



HAL
open science

Etude numerique des interactions courant/topographie: application au gyre subpolaire, aux seuils de Gibraltar et des mers Nordiques.

Gaëlle Hervieux

► To cite this version:

Gaëlle Hervieux. Etude numerique des interactions courant/topographie: application au gyre subpolaire, aux seuils de Gibraltar et des mers Nordiques.. Océanographie. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00730205

HAL Id: tel-00730205

<https://theses.hal.science/tel-00730205v1>

Submitted on 7 Sep 2012

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

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

THESE

présentée par

Gaëlle HERVIEUX

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

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

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

Etude numérique des interactions courant-topographie : applications au gyre subpolaire, aux seuils de Gibraltar et des mers Nordiques.

Soutenue le 21 Décembre 2007

Composition du jury :

M. Eric BLAYO	Président
M. Yves MOREL	Rapporteur
M. Philippe FRAUNIE	Rapporteur
M. Moncef BOUKTHIR	Examineur
M. Bernard BARNIER	Directeur de thèse
M. Thierry PENDUFF	Codirecteur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mes directeurs de thèse Bernard et Thierry pour le temps et les multiples conseils prodigués, leur patience devant les esquisses de posters, de présentations ou de ce manuscrit. (Je ne pensais pas qu'il resterait autant de fautes après toutes ces relectures.)

Ensuite, je remercie Philippe Fraunié et Yves Morel de m'avoir fait l'honneur d'être mes rapporteurs sur ce travail. Je n'oublie pas les autres membres du jury, Eric Blayo et Moncef Boukthir pour avoir ouvert, et surtout "lu" ce précieux document. Un grand merci, également, à l'ensemble des membres du jury pour toutes les remarques pertinentes émises sur le travail effectué, remarques qui m'ont aidé à améliorer la qualité du manuscrit que vous tenez entre les mains.

Un merci tout particulier à Jean-Marc, sans qui, pas grand chose ne serait possible au quotidien, de l'utilisation de la photocopieuse particulièrement capricieuse du rez de chaussée, à la résolution des nombreux bugs capillotractés que l'on ne manque pas de rencontrer au cours d'une thèse.

Merci aussi à Josiane qui facilite grandement la vie administrative du thésard lambda au sein de l'équipe MEOM.

Et plus généralement, merci aux membres de l'équipe pour leur convivialité (et ce malgré les maux de tête du vendredi matin).

Je termine en remerciant famille et amis qui m'ont encouragée, supportée pendant ces vingt premières années et qui ont toléré la lecture d'articles scientifiques passionnants pendant week-end et vacances.

Table des matières

Introduction	1
I Les courants gravitaires et leurs paramétrisations dans les OGCM	5
1 Les courants gravitaires	7
1.1 Introduction et motivation	8
1.2 Formation des eaux denses	9
1.3 Dynamique des courants gravitaires	9
1.3.1 Forces contrôlant l'écoulement	9
1.3.2 Processus à l'oeuvre	10
1.3.3 Régimes de l'écoulement	12
1.3.4 L'effet thermobarique	15
1.3.5 Les effets des canyons sous-marins	16
1.4 Propriétés du courant gravitaire : densité et volume	16
1.4.1 Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par entraînement	17
1.4.2 Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par déentraînement	18
1.5 Profondeur d'équilibre	19
1.6 Résumé	19
2 Les modèles de couche limite de fond	21
2.1 Introduction	22
2.2 <i>Beckmann and Döscher (1997)</i>	22
2.3 <i>Gnanadesikan (non publié)</i>	22
2.4 <i>Killworth et Edwards 1999</i>	23
2.5 <i>Song et Chao 2000</i>	24
2.6 <i>Campin et Goose 1999</i>	24
II Modèle et Configurations	27
3 Le modèle NEMO	29
3.1 Description du code NEMO	30
3.1.1 Les équations générales de la dynamique	30
3.1.2 Les hypothèses	31
3.1.3 Paramétrisation de la diffusion et de la viscosité	32

3.1.4	Discrétisations	33
3.1.5	Schémas d'advection	33
3.1.6	Conditions aux limites	33
3.2	Coordonnée verticale	34
3.3	BBL	37
3.3.1	Déclenchement de la paramétrisation BBL	37
3.3.2	La partie diffusive	37
3.3.3	La partie advective	39
3.3.4	Résultats et limites de cette paramétrisation BBL	39
3.4	Nouvelle paramétrisation BBL	40
3.5	Conditions limites latérales	44
3.5.1	Description des conditions limites latérales	44
3.6	Nouvelle condition latérale : la condition de No Slip Accurate	46
4	Configurations	51
4.1	La configuration GROENLAND	52
4.2	La configuration DOME	54
4.3	La configuration NATL025	57
III	Sensibilité aux paramétrisations de NEMO	59
5	Amélioration de la représentation des courants horizontaux	61
5.1	Les effets du schéma d'advection de la quantité de mouvement	62
5.1.1	Description des résultats avec le schéma ENS	62
5.1.2	Description des résultats avec le schéma EEN	64
5.2	Les effets de la représentation partial steps	65
5.2.1	Discussion	65
5.3	Bilan	66
6	Paramètres affectant l'écoulement d'un overflow	67
6.1	Sensibilité à la paramétrisation BBL	68
6.1.1	Description de la simulation sans BBL	68
6.1.2	Les effets de BBL	69
6.2	Sensibilité à la condition limite latérale	73
6.3	Sensibilité à la friction de fond	73
6.4	Sensibilité à une modification de la topographie	79
6.4.1	Description de la simulation avec le profil P1	80
6.4.2	Description de la simulation avec le profil P2	80
6.4.3	Discussion	80
6.5	Bilan	82
7	Amélioration de la représentation des courants gravitaires	85
7.1	La représentation des overflows dans la série de tests G4X	86
7.1.1	Description des modifications de topographie au niveau des seuils	88
7.1.2	Description des résultats obtenus au détroit du Danemark	89
7.1.3	Description des résultats obtenus au détroit de Gibraltar	93
7.1.4	Bilan	98

7.2	La simulation G70 : Les overflows des mers Nordiques	98
7.2.1	Comparaison avec les simulations G4X	99
7.2.2	Evolution temporelle	101
7.3	Bilan	106
IV	Sensibilité aux nouvelles paramétrisations de NEMO	109
8	Sensibilité aux nouvelles paramétrisations dans DOME	111
8.1	La paramétrisation de la couche limite de fond avec advection de la quantité de mouvement dans la configuration DOME	112
8.1.1	Description de la simulation BBL <i>MA</i>	112
8.2	La condition latérale No Slip Accurate	115
8.3	Discussion	116
9	Sensibilité aux nouvelles paramétrisations dans NATL025	117
9.1	Description de la simulation de référence : NATL025-GH01	118
9.1.1	Introduction de traceurs passifs	122
9.2	La paramétrisation BBL <i>B&D97</i>	124
9.3	La paramétrisation BBL <i>MA</i>	126
9.3.1	Modifications dues à BBL <i>MA</i> en mers Nordiques	127
9.3.2	Modifications dues à BBL <i>MA</i> au détroit de Gibraltar	128
9.3.3	Critères d'activation de la BBL	132
9.4	La paramétrisation BBL <i>MA</i> + modification des critères d'activation . . .	133
9.4.1	Les overflows des mers Nordiques	133
9.4.2	Le détroit de Gibraltar	134
9.5	La paramétrisation No Slip Accurate	137
9.5.1	La circulation générale de l'Atlantique Nord	137
9.6	Bilan	141
	Conclusions et perspectives	142
	Bibliographie	147
	Listes des figures	152
	Listes des tables	159

Introduction

Les océans sont une composante importante du climat global et pour modéliser les changements climatiques il est essentiel d'obtenir une meilleure compréhension de la circulation océanique survenue et à venir. De plus, la modélisation des océans est une composante majeure de la prévention des risques côtiers et de navigations (érosion des plages, transport des polluants, prévision des tempêtes et des marées, dérive de glace, hauteur de vagues).

Modéliser l'océan est un véritable challenge dû à la coexistence de nombreux processus physiques à différentes échelles de temps et d'espace, des échelles des plus petites (intrusion de sel et couche limite visqueuse de quelques centimètres) aux plus rapides (ondes de surface produites par le vent, déferlements de vagues, marées) jusqu'aux échelles moyennes des tourbillons géostrophiques et la circulation océanique générale. Comme tous ces processus sont susceptibles d'interagir entre eux, il n'est pas possible de reproduire ou d'isoler l'un de ces processus avec un haut degré de réalisme. Des approximations et des paramétrisations sont nécessaires pour représenter les phénomènes de petites échelles (ou sous maille), dans les modèles utilisés pour l'étude du climat, qui sont des modèles aux équations primitives basés sur les équations incompressibles de Navier-Stokes sous les hypothèses de Boussinesq et hydrostatique.

Cette étude entre dans le cadre du projet DRAKKAR¹ : un projet européen de modélisation de la circulation océanique globale et régionale s'appuyant sur des configurations communes partagées par plusieurs équipes et le modèle océanique NEMO². Ces configurations océan/glace de mer sont forcées par des forçages atmosphériques réalistes sur les 50 dernières années. La principale d'entre elles (ORCA025) est globale, et sa résolution au $1/4^\circ$ permet de résoudre partiellement les échelles dynamiquement importantes : du tourbillon de méso-échelle dans certaines régions à la circulation globale, et de la journée à la décennie. Des versions régionales de ce modèle global sont également utilisées au sein du projet, et en particulier pour cette thèse (Atlantique Nord au $1/4^\circ$).

Le sujet de cette étude est l'amélioration de la modélisation de certains aspects des interactions courant/topographie dans ces configurations réalistes au $1/4^\circ$ que sont

- les écoulements gravitaires aux détroits et aux seuils topographiques,
- la condition limite latérale de glissement/non glissement et son impact sur les courants de bord.

Notre objectif général est d'évaluer les formulations conventionnelles des conditions limites verticale (topographie) et horizontale (les côtes), et d'introduire de nouvelles alternatives aux schémas actuellement proposés.

Ces conditions aux limites discrètes ont un impact important sur la représentation des courants qui longent les pentes topographiques. L'équilibre géostrophique qui domine la dynamique des courants à grande échelle est modifié près des frontières par des contributions agéostrophiques diverses (friction pariétale, dynamique d'Ekman, effets non-linéaire, etc). Ces effets agissent en particulier sur le bord ouest des bassins océaniques où les courants sont les plus intenses.

Les caractéristiques topographiques (seuils) contraignent fortement les écoulements gravitaires. Or une représentation précise des écoulements gravitaires et de leurs entraînements est vitale pour représenter les eaux intermédiaires et profondes dans les modèles (*Legg et al.*, 2005), les transport de masses d'eau entre les bassins et par conséquent

¹<http://www-meom.hmg.inpg.fr/Web/Projets/DRAKKAR/index.html>

²<http://www.lodyc.jussieu.fr/NEMO/>

la circulation thermohaline. La représentation des écoulements d'eaux denses sont d'une grande importance pour des applications climatiques.

Il a déjà été montré (projet DYNAMO (*Willebrand et al.*, 2001)) qu'une représentation verticale en coordonnées verticales Z (géopotentielles) peut-être néfaste pour la modélisation du mélange des écoulements gravitaires au seuil ce qui a de lourdes conséquences pour la circulation océanique globale. Il existe des alternatives à la coordonnées Z comme la coordonnées sigma . Cette coordonnée a aussi des limites; elle conduit à des erreurs de troncature sur le calcul du gradient de pression nécessitant de lisser les variations abruptes de topographie. Les modèles à coordonnées isopycnales constituent la troisième alternative. Leur capacité à simuler les masses d'eau en aval des seuils est liée aux paramétrisations du mélange diapycnal local. Les modèles à coordonnées hybrides (exemple HYCOM) visent à tirer le meilleur parti de ces différentes formulations suivant les régions.

Le détroit de Gibraltar contrôle la répartition de l'eau salée de la Méditerranée dans l'Atlantique; Le détroit de Béring contrôle la répartition de l'eau douce entre l'Arctique et le Pacifique et l'archipel indonésien est connu pour être le point de retour de la cellule thermohaline qui circule à travers le globe. Les courants gravitaires Nordiques alimentent la branche profonde de la cellule thermohaline s'écoulant le long des côtes. Or le choix des conditions latérales de bord a une profonde influence sur la représentation des courants et tourbillons du bord ouest (*Adcroft et Marshall*, 1998). *Shchepetkin et O'Brien* (1996) ont aussi démontré qu'une condition latérale de bord d'ordre plus élevée permet une meilleure représentation des courants de bord.

Nous nous intéressons dans cette thèse de doctorat à deux aspects particuliers des interactions courant/topographie : les écoulements d'eau dense (ie les écoulements gravitaires) en aval des seuils topographiques, et la condition de frottement latéral sur les parois verticales (côtes). En utilisant le code de circulation générale océanique NEMO, dans des applications idéalisées et réalistes, nous allons étudier comment diverses paramétrisations et schémas influent sur la représentation des veines d'eau en aval des seuils et le long des côtes.

Dans la première partie de ce document, nous décrivons en détail la physique des écoulements gravitaires puis les différents modèles de couche limite de fond utilisées dans les modèles de circulation océanique globale ou régionale. En deuxième partie, le modèle utilisé pour cette étude et les différentes configurations utilisées sont décrits.

Cette étude est réalisée à la fois sur des configurations idéalisées et sur des configurations réalistes. Dans un premier temps, des tests sur des configurations idéalisées sont utilisées pour valider les effets de certaines paramétrisations existantes (l'augmentation des effets agéostrophiques par la friction de fond ou une condition latérale de non-glissement). Ces paramétrisations sont ensuite introduites dans une configuration réaliste, dans la troisième partie.

Et dans la quatrième partie, nous présentons les nouvelles paramétrisations implémentées durant cette thèse et les améliorations obtenues sur des configurations idéalisées et réalistes. Nous concluons en cinquième partie.

Première partie

Les courants gravitaires et leurs paramétrisations dans les OGCM

Chapitre 1

Les courants gravitaires

Sommaire

1.1	Introduction et motivation	8
1.2	Formation des eaux denses	9
1.3	Dynamique des courants gravitaires	9
1.3.1	Forces contrôlant l'écoulement	9
1.3.2	Processus à l'oeuvre	10
1.3.3	Régimes de l'écoulement	12
1.3.4	L'effet thermobarique	15
1.3.5	Les effets des canyons sous-marins	16
1.4	Propriétés du courant gravitaire : densité et volume	16
1.4.1	Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par entraînement	17
1.4.2	Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par déentraînement	18
1.5	Profondeur d'équilibre	19
1.6	Résumé	19

1.1 Introduction et motivation

Les eaux très denses peuvent être formées en surface par réchauffement, évaporation, formation de glace de mer sur les bancs continentaux ou dans les mers marginales ou semi-fermées (Condie, 1995). Il en résulte un gradient de densité horizontal conduisant à un échange de flux entre ces eaux denses et l'océan ouvert (Ivanov *et al.*, 2004). Ces eaux denses entrent dans des bassins océaniques profonds par débordement d'une barrière topographique comme un banc, un seuil ou un détroit (Killworth, 2001) et doivent descendre le talus continental avant d'atteindre l'océan ouvert.

Cela forme les courants gravitaires (ou "overflows"), leurs écoulements sont soumis aux forces de gravité, de rotation terrestre et de friction (Whitehead, 1989). Un exemple de ce processus est montré figure 1.1. Quand le courant gravitaire descend le talus continental, il entraîne un volume substantiel d'eau environnante qui va se mélanger à la masse d'eau dense, modifiant ainsi ses propriétés de température et de salinité (Ivanov *et al.*, 2004) et augmentant son volume (Price et Baringer, 1994). L'intensité du mélange et ses effets varient grandement entre les différents écoulements d'eaux denses. Et les eaux *produites* qui se dispersent dans l'océan peuvent avoir des propriétés très différentes des eaux *sources* pénétrant dans le bassin océanique.

Le courant gravitaire descend jusqu'à atteindre une profondeur où sa densité est égale à la densité de l'eau ambiante. Cette profondeur dépend des propriétés initiales des masses d'eaux denses, de l'entraînement et des propriétés des eaux environnantes durant sa descente. Ensuite les eaux descendues quittent la pente et s'écoulent vers l'intérieur de l'océan suivant les isopycnes pour soit atteindre le fond de l'océan et devenir la masse d'eau de

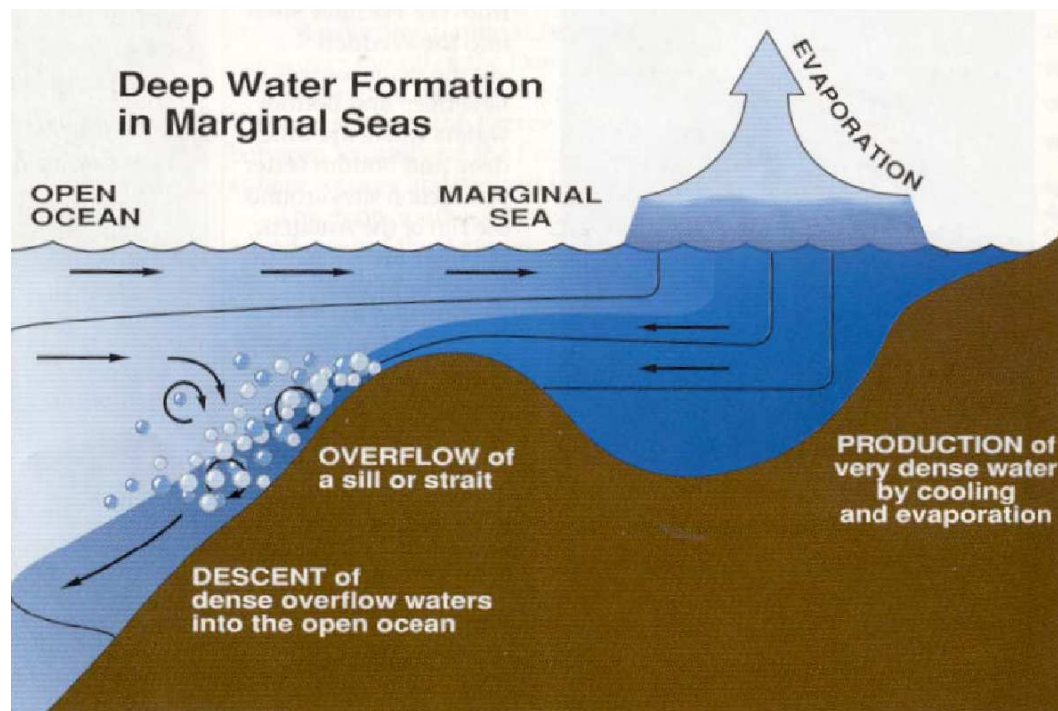


FIG. 1.1 – Schéma de la formation des eaux profondes dans la Mer Méditerranée (Price, 1992).

fond, soit former les couches intermédiaires (*Ivanov et al.*, 2004).

Ce processus fournit une contribution cruciale à la ventilation et au renouvellement des masses d'eaux abyssales (*Shapiro et Hill*, 2003) qui régulent la convection profonde (*Condie*, 1995).

Les écoulements d'eaux denses sont donc d'un grand intérêt pour des applications climatologiques. Une représentation précise des écoulements gravitaires et de leurs entraînements est vitale pour représenter les eaux profondes dans les modèles (*Legg et al.*, 2005). Cependant, l'actuelle représentation de ces écoulements dans les modèles pose problème face à une dynamique complexe couplée aux difficultés d'obtenir des observations cohérentes et utilisables. L'impact des écoulements gravitaires et leur importance pour les propriétés des masses d'eau de l'océan profond ne sont pas encore complètement compris. La compréhension et l'évaluation de leurs contributions à la formation des eaux profondes continuent d'être des points essentiels de la recherche océanographique.

1.2 Formation des eaux denses

L'océan mondial est fortement stratifié, avec des eaux chaudes à la surface et des eaux froides au fond. L'océan abyssal, sous la thermocline, est isolé des forçages atmosphériques directs et les gradients de densité sont responsables de la circulation. En particuliers, la circulation thermohaline est une cellule de retournement méridienne et globale, elle serait le principal système capable de renouveler, changer les propriétés des eaux océaniques abyssales (*Price*, 1992). La circulation thermohaline est forcée par la plongée des eaux denses (*Dickson et Brown*, 1994) et un des processus fondamentaux pour alimenter cette circulation est la convection profonde (*Killworth*, 1983).

Deux types de convections profondes agissent dans l'océan : la convection profonde en océan ouvert et la convection en pente appelée par la suite cascade. La convection en océan ouvert implique essentiellement des flux verticaux ayant lieu loin des côtes, dans des mers semi-fermées ou marginales comme la mer Méditerranée, la mer du Labrador (*Killworth*, 1983) et la mer du Groënland (*Rudels et Quadfasel*, 1991). Les cascades ont lieu près des frontières de l'océan et impliquent les eaux denses formées dans des régions peu-profondes, des mers semi-fermées ou marginales qui évacuent le plateau continental à travers des failles topographiques : seuils, détroits et s'écoulent le long du talus continental.

1.3 Dynamique des courants gravitaires

L'eau dense descendant une pente topographique est un phénomène extrêmement complexe impliquant de nombreux processus et effets méso-échelle. Ces écoulements gravitaires sont des écoulements dont chaque processus modifiant leur densité modifie leur évolution, en particulier, leur volume, les propriétés de leurs traceurs, leur parcours ou la profondeur finale qu'ils atteignent.

1.3.1 Forces contrôlant l'écoulement

Sur le talus continental, les forces frictionnelles sont relativement faibles et dans des conditions d'écoulement régulier, les eaux denses sont en équilibre géostrophique, suivant les fronts de densité sur une échelle horizontale relativement grande ($\sim 10 \text{ km}$) (*Gill*,

1982). Ceci tend à produire un front près de la limite de ce talus séparant les eaux profondes des eaux légères. Cependant, les eaux denses n'étant pas initialement en équilibre géostrophique, elles vont s'ajuster géostrophiquement près de la source ce qui peut amener la veine à descendre la pente (*Shapiro et Hill, 2003*). Dans des régions du plateau continental suffisamment larges et avec une production d'eaux denses importante, l'ajustement géostrophique peut être étendu jusqu'au seuil et le front dense peut descendre le talus continental (*Baines et Condie, 1998*).

La géostrophie devrait continuer à dominer l'équilibre des forces durant la transition sur la pente continentale et durant son développement à long terme puisque la veine d'eau dense provenant du talus continental s'écoule sur la pente à travers des contraintes topographiques (seuil ou détroit). Avec l'influence de la rotation de la Terre empêchant les fluides denses de se propager parallèlement à la pente, la veine d'eau dense devrait se propager le long de la pente suivant les isobathes (*Nof, 1983*).

Un courant d'eau dense qui n'est pas en équilibre géostrophique en amont du talus continental doit, sous l'influence de la force de gravité, accélérer en descendant la pente. Lorsque l'ajustement géostrophique est déjà en train de se produire, il y a aussi une composante transverse à la pente. L'effet de la rotation de la Terre dévie le courant, vers la gauche dans l'hémisphère sud et à droite dans l'hémisphère nord, et éventuellement provoque un écoulement de la veine d'eau dense le long de la pente à profondeur constante. La distance sur laquelle prend place l'ajustement géostrophique d'un courant descendant à un courant longeant une pente est de l'ordre du rayon de déformation de Rossby (*Lane-Serff, 2001*).

1.3.2 Processus à l'oeuvre

Cependant, la dynamique des couches limites océaniques et plus spécialement la dynamique de la couche de fond est fortement influencée par des effets agéostrophiques (*Shapiro et Hill, 1997*), l'équilibre complexe des forces affectant l'écoulement d'un courant d'eau dense : la gravité, la rotation terrestre, la friction de fond et l'entraînement turbulent, est altéré sur une pente continentale raide. La présence d'une topographie abrupte et frictionnelle intensifie la composante agéostrophique du forçage (*Shapiro et Hill, 1997*). Une friction de fond exagérément importante, la formation de tourbillons et l'augmentation du mélange turbulent affectent l'écoulement provoquant une cascade de fluide dense descendant le talus continental (*Shapiro et Hill, 2003*).

La friction, le drainage dans la couche d'Ekman La friction sur des topographies pentues est essentielle puisqu'elle "casse" la contrainte de conservation de la vorticité potentielle requise à grande échelle pour tout déplacement le long de contours de même profondeur, donc le long des pentes (*Shapiro et Hill, 1997*). Elle brise la géostrophie et bien que la plus grande partie du flux s'écoule le long de la pente, une partie de la force de gravité-réduite n'est plus compensée par la force de Coriolis ce qui fait descendre le courant sur la pente. Ce processus par lequel la friction crée une composante gravitaire de descente de la pente est le processus de cascade (*Shapiro et Hill, 1997*). Les mesures du coefficient de friction de fond sur une pente montrent que le trajet d'une veine d'eau dense a son taux de descente contrôlé par la friction (*Girton et Sanford, 2003*).

Le drainage forcé d'Ekman est le transport de masse intégré sur l'épaisseur de la spirale d'Ekman. Il permet d'évacuer l'eau perpendiculairement à la direction du courant

principal, à gauche dans l'hémisphère Nord et à droite dans l'hémisphère Sud. Ainsi, il peut provoquer, sur une topographie en pente, des mouvements de descente dans la couche limite de fond (couche d'Ekman) connus sous le nom de drainage d'Ekman (*Shapiro et Hill, 1997; Condie, 1995*).

Le fluide dans la couche d'Ekman déplace graduellement la veine vers le bas en s'ajoutant à son évolution naturelle le long de la pente (*Baines et Condie, 1998*). Sur le plateau continental, les courants de densité ont une vitesse faible où le gradient bathymétrique est faible. Des expériences en laboratoire ont permis de mettre en évidence la lenteur des courants de densité sur de faibles pentes ou sur fond plat comme sur le plateau continental. Ici, le drainage prédomine probablement sur la cascade de l'écoulement comme un mécanisme forçant la descente du fluide. Un courant dense de fond devient plus énergétique sur une pente raide à cause de l'accélération gravitationnelle (*Ivanov et al., 2004*). Le courant peut atteindre 10 à 100 fois la vitesse d'un courant plus profond (*Lane-Serff, 2001*) et la friction est considérablement augmentée dans cette région. En conséquence de quoi, la friction ne peut plus être négligée sur les talus continentaux.

L'entraînement/déentraînement L'augmentation de la vitesse de la veine d'eau dense et de la friction sur le talus continental génèrent de la turbulence supplémentaire, augmentant à la fois l'entraînement des eaux ambiantes à l'intérieur de l'écoulement et le déentraînement du fluide dense. Certains modèles, comme les modèles de *Smith (1975)* et de *Price et al. (1993)*, ajoutent un retard au terme de friction de fond dû à l'entraînement, un retard qui augmente l'angle de descente du courant gravitaire par rapport à une friction de fond seule. Dans ces modèles, la contribution de l'entraînement est plus importante pendant la période initiale de descente du fluide près de la source, où le fluide s'ajuste géostrophiquement et a un fort entraînement (*Dickson et Brown, 1994*). Cela suggère que la friction de fond contrôle l'angle de descente de l'écoulement lorsque celui-ci est stabilisé.

L'instabilité barocline Les écoulements d'eau dense simulés (*Jiang et Garwood, 1996*) et ceux reproduits en laboratoire (*Smith, 1977; Condie, 1995; Lane-Serff et Baines, 1998*) sont très instables et, sous certaines conditions, en particulier quand l'épaisseur de la veine dense est bien plus grande que la couche d'Ekman, il en résulte la formation d'intenses tourbillons (*Jiang et Garwood, 1995; Gawarkiewicz et Chapman, 1995*).

Des colonnes de Taylor de fluide ambiant peuvent être amenées dans les eaux profondes alternativement par des courants de fond descendant, en ajustement géostrophique près de la source et par le drainage d'Ekman ou comme le résultat d'instabilités dans le fluide longeant la pente telles les instabilités baroclines en aval des courants descendants (*Gill, 1982*). Les colonnes d'eau s'étirent et deviennent plus fines, générant une vorticité cyclonique dans ces colonnes afin de conserver la vorticité potentielle $q = \frac{\zeta + f}{h}$, comme illustré schématiquement figure 1.2. Il en résulte une circulation cyclonique au-dessus du fluide dense, et de faibles circulations cycloniques, voir même anti-cycloniques à l'intérieur de celui-ci (*Lane-Serff et Baines, 1998*). Ces circulations ne se limitent pas aux eaux de l'environnement immédiat de la veine dense mais peuvent occuper la colonne toute entière et former des tourbillons visibles à la surface de l'océan des centaines de mètres au-dessus de l'écoulement d'eau dense (*Lane-Serff, 2001*).

Cela peut interrompre la continuité de l'écoulement d'eau dense et le segmenter en plusieurs d mes se propageant parallèlement à la pente avec des tourbillons à la surface (*Lane-Serff, 2001*). Ces tourbillons instables énergétiquement sont confinés en haut de la

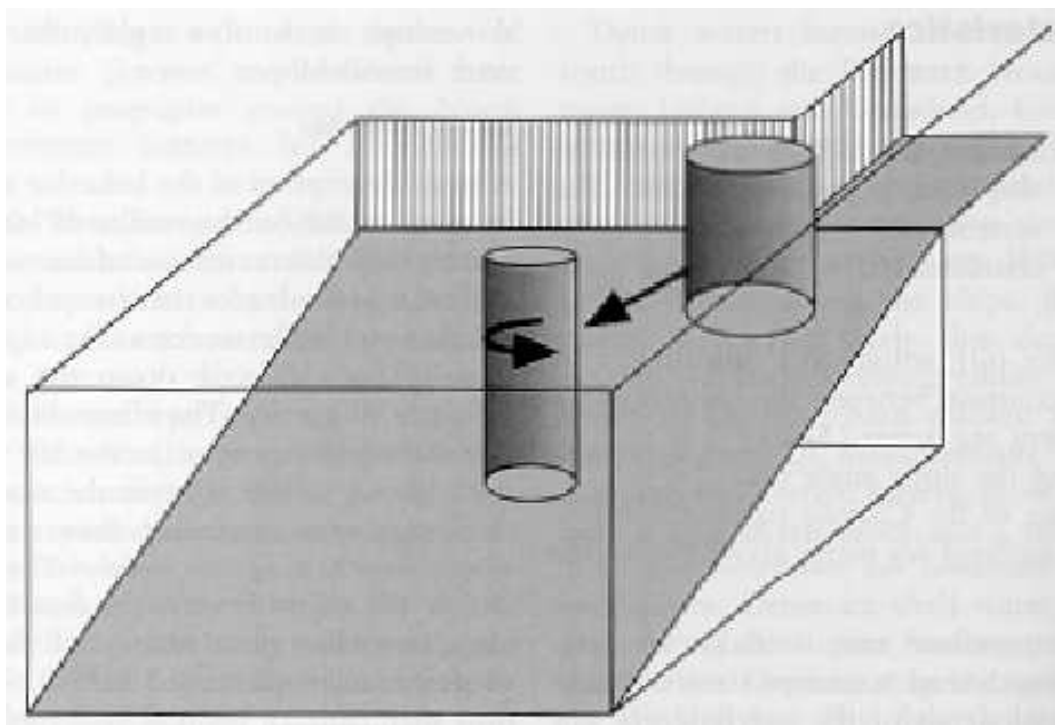


FIG. 1.2 – *Étirement de colonnes de fluide (Lane-Serff, 2001).*

pente dans le cas d'une pente raide, et couvrent toute la pente si le degré d'inclinaison de celle-ci est faible. Cette répartition est due à l'équilibre entre les effets opposés de stabilisation et de déstabilisation de la topographie (*Tanaka et Akitomo, 2001*). Ces tourbillons continuent de perdre du fluide par drainage et ont été observés dans l'écoulement d'eau dense du détroit du Danemark (*Bruce, 1995; Krauss, 1996*). Simulations et expériences montrent que tourbillons et ondes barotropes sont des caractéristiques importantes des flux d'eau dense de fond qui sont hautement instables, en particulier, lors de la phase initiale d'accélération dû à l'ajustement géostrophique (*Jiang et Garwood, 1995; Gawarkiewicz et Chapman, 1995*). L'écoulement turbulent domine le transport d'eaux denses descendant (*Baines et Condie, 1998*) et bien que cet écoulement turbulent sur de fortes pentes soit moins important que sur de faibles pentes, il reste plus important que le transport dû au drainage d'Ekman (*Tanaka et Akitomo, 2001*).

Par ailleurs, la stratification de l'eau ambiante accentue le phénomène d'étirement et la production de tourbillons. Quelques indications suggèrent que la vitesse de propagation des tourbillons sur la pente est affaiblie par la stratification probablement à cause de la formation d'ondes internes (*Lane-Serff, 2001*).

1.3.3 Régimes de l'écoulement

Les résultats issus de modèles numériques comme ceux de *Shapiro et Hill (1997)* confirment que les veines d'eau dense descendent le talus continental de façon complexe sous l'effet de processus locaux énoncés dans la section précédente, la section 1.3.2. *Baines et Condie (1998); Shapiro et Zatsepin (1997)* concluent, à l'aide de l'analyse des observations et des résultats des modèles, qu'il existe plusieurs régimes de propagation

d'écoulement gravitaire le long de pente topographique illustrés sur la figure 1.3. Les écoulements sont classés suivant un régime basé sur le taux de production des eaux “sources”, défini quantitativement par *Baines et Condie* (1998).

Régime 1 : Pour une source d'eau dense suffisamment intense et continue, la combinaison de la continuité d'alimentation en fluide dense en haut de la pente et de l'ajustement géostrophique du fluide peut forcer le fluide à descendre la pente. L'écoulement descend la pente en couche large et épaisse pour une source étendue, et en panache pour une source plus locale (*Baines et Condie*, 1998).

L'importance relative des effets visqueux est reliée au ratio de l'épaisseur de la couche de fond sur l'épaisseur de la veine. Pour une alimentation importante, la veine d'eau dense est épaisse (comparée à l'épaisseur de la couche d'Ekman) et par conséquent les effets de la friction de fond sont relativement faibles pour le déplacement de la veine (*Baines et Condie*, 1998; *Shapiro et Hill*, 1997).

Pour cette raison, l'écoulement se déplaçant horizontalement sur la pente est en équilibre géostrophique sur une grande partie de l'épaisseur de la veine dense, la circulation environnante guidant la veine dense dans sa direction (*Shapiro et Hill*, 1997). Le fluide dense est toujours continûment drainé à sa base par la couche de fond visqueuse, ce qui amène le fluide composant cette couche à descendre la pente (*Lane-Serff*, 2001). Cependant l'eau transportée dans la couche d'Ekman ne compte que pour une petite portion de l'écoulement total (*Baines et Condie*, 1998; *Shapiro et Hill*, 1997) et l'évolution de l'écoulement est donc

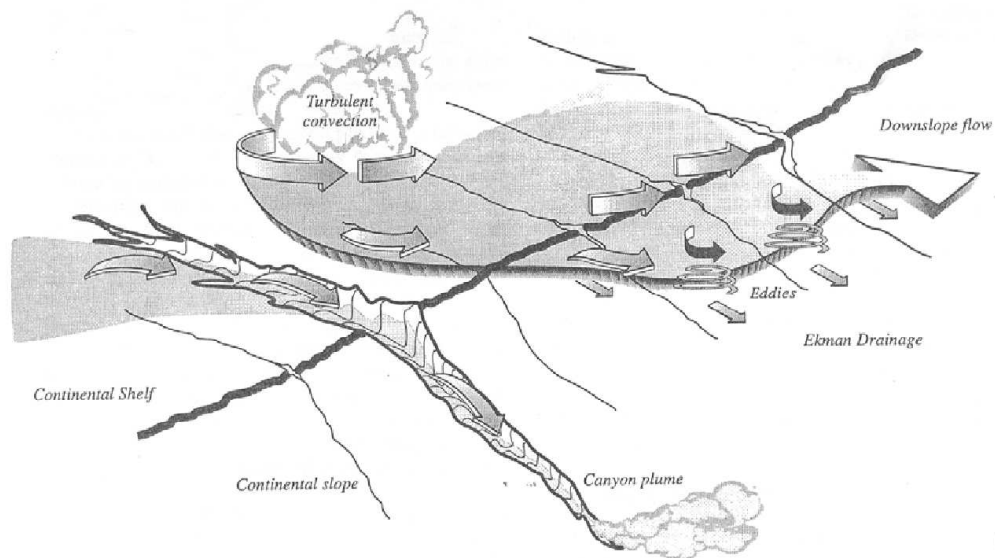


FIG. 1.3 – Schéma de la descente des eaux denses formées sur le plateau continental dans l'hémisphère Sud, descendant le talus continental sous forme de fine couche avec formation de tourbillons et drainage d'Ekman ou sous forme de veine dans des canyons sous-marins. Tous ces processus n'ont pas lieu simultanément et pour chaque écoulement. (*Baines et Condie*, 1998)

principalement régi par la géostrophie et le mélange (*Condie, 1995*).

Pour résumer, une production intense d'eau dense crée une veine épaisse et étendue sur le talus continental sur lequel des tourbillons se forment. L'écoulement pariétal est principalement soumis à la géostrophie et l'évolution à long terme de ce courant gravitaire est une propagation horizontale le long de la pente. Il est continuellement drainé dans la couche d'Ekman et l'écoulement s'étire de la source en fine couche, en veine ou en séries de dômes. Ce transport s'effectue essentiellement le long d'isobathes et légèrement dans la pente (*Jungclauss et Backhaus, 1994*) jusqu'à atteindre le fond ou le niveau de même densité.

Régime 2 : Avec une source de production modérée, où l'eau dense disponible n'est pas aussi importante ou étendue, la force de flottabilité ou la bathymétrie peuvent provoquer un débordement du fluide dense par dessus la barrière continentale. Une alimentation en eau dense modérée produit de fines veines ou des filaments non-rattachés à la source une fois le seuil franchi (*Baines et Condie, 1998*).

Pour une source d'eau dense modérée et une veine fine, l'équilibre géostrophique s'applique partiellement (*Shapiro et al., 2003*). Les couches ou veines fines sont sensiblement plus influencées par la couche de fond que les veines plus épaisses. La friction est plus importante et l'évolution de l'écoulement est davantage agéostrophique. L'augmentation des effets visqueux restreint les vitesses normales à la pente et le transport visqueux le long de la pente dans la couche d'Ekman comprend une plus large partie du flux (*Shapiro et Hill, 1997*). La descente du courant de gravité est plus forte et le flux normal à la pente est proportionnellement réduit. Dans une couche fine, la friction réduit la croissance des instabilités barotropes et donc la formation de tourbillons (*Condie, 1995; Lane-Serff et Baines, 1998*). Le transport des tourbillons provoque un plus faible mouvement vers le bas que le drainage d'Ekman. Cependant, la descente de la veine ou des filaments le long de la pente topographique est avant tout géostrophique et la plus grande partie du transport descendant est au-dessus de la couche de fond.

Régime 3 : Une faible source de production d'eau dense, où l'écoulement par unité de longueur de la pente est moindre que le transport d'Ekman vers le fond, est trop faible pour compenser le drainage d'Ekman. Les effets visqueux deviennent importants avec comme unique transport, le "drainage visqueux" à l'intérieur de la couche d'Ekman (*Shapiro et al., 2003*). Une fine couche se déploie le long de la pente jusqu'à atteindre le niveau de même densité ou de s'estomper par mélange turbulent (*Baines et Condie, 1998*).

Résumé : La transition entre ces différents régimes peut intervenir lorsque le courant d'eau dense varie dans le temps ou en fonction de sa position sur la pente sous l'effet du déentraînement ou de la pente topographique (*Baines et Condie, 1998*). Cette théorie permet d'éclairer le processus de courant gravitaire. Ces courants gravitaires sont fortement reliés à un déplacement géostrophique le long des isocontours de la pente. Pour de nombreux écoulements denses, les effets de la friction de fond sont restreint à une couche de fond et le déplacement visqueux vers le bas de la pente est confiné dans cette couche de fond (*Condie, 1995; Shapiro et Hill, 1997; Whitehead, 1993*).

Une source intense produisant une veine étendue et épaisse correspond à la grande échelle d'un écoulement sortant d'une mer marginale comme pour la mer de Weddel ou au détroit du Danemark où l'écoulement est principalement géostrophique avec de faibles

effets frictionnels. Les cascades, plus épisodiques et d'une amplitude plus faible que les écoulements gravitaires, ne sont pas dynamiquement analogues à la grande échelle des écoulements d'eau dense. Bien que les cascades soient aussi soumises à la rotation de la Terre et que le déplacement s'effectue préférentiellement le long des isobathes de la pente et non pas le long de celle-ci, il y a une différence importante dans la contribution de la friction de fond à l'obtention de l'équilibre des forces, elle est nettement supérieure dans le processus de cascade (*Shapiro et al.*, 2003).

1.3.4 L'effet thermobarique

Le coefficient d'expansion thermique $\frac{\partial \sigma}{\partial T}|_P$ dans l'équation d'état $\rho = \rho(T, S, P)$ quantifie la décroissance de la densité avec la température. La force de flottabilité est donc aussi proportionnelle à ce coefficient qui, du fait de la compressibilité de l'eau de mer, est fonction de la pression, ou de la profondeur. L'effet thermobarique décrit l'impact dynamique de la variation de ce coefficient d'expansion thermique avec la profondeur (*Løynning et Weber*, 1997).

On s'attend à ce que l'effet thermobarique amène des eaux froides et douces à devenir plus denses que des eaux chaudes et salées avec la profondeur (*Killworth*, 1977). Pour cette raison, les eaux froides plongeantes acquièrent une flottabilité négative augmentant avec l'effet thermobarique, qui peut surpasser l'augmentation d'une flottabilité positive due à la différence de salinité. La dépendance de la densité à la profondeur est plus forte pour de faibles températures et dans des circonstances particulières peut fournir une source effective d'énergie interne qui peut accélérer le déplacement du courant gravitaire, intensifier la dynamique de l'écoulement et probablement sa plongée le long de la pente (*Backhaus et al.*, 1997). Un écoulement dense et froid peut devenir plus dense que l'eau ambiante dans un océan stablement stratifié (*Killworth*, 1977). À la profondeur où la densité de l'eau ambiante s'approche de celle de l'écoulement dense et froid, l'effet thermobarique diminue et c'est la dynamique "traditionnelle" de l'écoulement dense qui reprend le dessus (*Løynning et Weber*, 1997). L'effet thermobarique est peu important sauf pour les écoulements très froids comme ceux formés dans les régions Arctiques. Par exemple, la différence de densité entre l'écoulement provenant de la banquise de Filcher en mer de Weddel est due à ces températures très froides. La dépendance de la densité à la pression est marquée dans un écoulement froid et sa descente à travers un océan chaud faiblement stratifié est dominée par l'effet thermobarique (*Killworth*, 1977). Dans la Méditerranée, l'écoulement dense est chaud et salé, et l'effet thermobarique est inversé, retardant la descente du courant à travers un océan froid. Cependant, cet effet est relativement faible en mers chaudes devant les effets de l'entraînement et de stratification (*Backhaus et al.*, 1997).

Dans des recherches sur l'effet thermobarique, *Jungclaus et Backhaus* (1994) ont montré que la propagation vers le bas de la pente d'une veine froide peut être retardé par l'effet thermobarique. L'amélioration de la modélisation de la dynamique d'une veine froide augmente aussi l'entraînement avec les eaux environnantes qui réduit généralement le contraste de densité. Dans ce cas particulier, la veine froide commence par entraîner les eaux chaudes de l'Atlantique, la veine devient par conséquent plus chaude que les eaux ambiantes de dessous, les eaux profondes de la mer de Norvège (*Backhaus et al.*, 1997). Les résultats numériques indiquent que l'augmentation de la vitesse de plongée des eaux très froides dû à l'effet thermobarique peut augmenter la plongée de la veine, augmentant ainsi l'entraînement turbulent correspondant ; entraînement qui va réduire la plongée de

la veine. L'effet final dépend des conditions particulières (*Jungclauss et Backhaus*, 1994).

1.3.5 Les effets des canyons sous-marins

Le courant géostrophique est fortement influencé par les irrégularités locales de la bathymétrie et peut être contraint de descendre par des structures topographiques comme des sillons ou des canyons traversant le talus continental. Ces contraintes topographiques peuvent altérer l'équilibre dynamique en augmentant la friction et en réduisant les effets "rotationnels" (*Killworth*, 1977). Un équilibre géostrophique peut s'établir au sein de tels canyons faisant s'écouler le fluide vers le bas du canyon au lieu d'un déplacement majoritairement normal à la pente (*Baines et Condie*, 1998).

En présence de canyons, le fluide dense est conduit plus rapidement en bas de la pente que dans le cas d'une topographie lisse (*Lane-Serff*, 2001). Des simulations numériques sur les effets d'une topographie réaliste sur un écoulement gravitaire ont montré comment les eaux denses étaient évacués par les canyons (*Chapman et Gawarkiewicz*, 1995). Par exemple, l'observation des eaux denses méditerranéennes révèle que celles-ci sont notablement influencées par le relief sous-marin et longent les divers renforcements de la pente (*Lane-Serff*, 2001).

La combinaison de mesures satellites altimétrique et in-situ fournissent actuellement les meilleures cartes de la bathymétrie des fonds marins avec une échelle de l'ordre de 10 km (*Baines et Condie*, 1998). Evidemment, il existe sur le talus continental des reliefs topographiques en deçà d'une échelle de 10 km. Par exemple, les canyons sous-marins ont typiquement de profonds rebords et une largeur de quelques kilomètres, le talus de l'Antarctique est recouvert de ce type d'aspérités. Comme discuté plus haut, la dynamique des courants d'eau dense est très influencée par ces reliefs, mais les détails sont insuffisamment connus.

1.4 Propriétés du courant gravitaire : densité et volume

Les eaux "produites" qui se déversent dans l'océan ont souvent des caractéristiques très différentes de celles des eaux "sources" en amont du talus continental. Par exemple, au détroit de Gibraltar, les eaux sources : les eaux méditerranéennes, sont nettement plus denses (supérieures à 28.95 kg/m^3) que les eaux sources du détroit du Danemark (supérieures à 28.04 kg/m^3) mais elles ne produisent que des eaux de profondeur intermédiaire (*Price et Baringer*, 1994). Les eaux produites ne sont pas déterminées par la densité des eaux en amont mais par les effets et les processus qui modifient la densité et le volume du courant gravitaire lors de sa descente du talus, comme l'entraînement ou le déentraînement (*Legg et al.*, 2005).

Lorsque l'écoulement descend, il entraîne les eaux ambiantes par une instabilité turbulente de type Kelvin-Helmholtz produite par un cisaillement frontal (*Condie*, 1995). Les eaux légères qui se mélangent au courant gravitaire diminuent sa densité et sa quantité de mouvement, et augmentent significativement son volume (*Baines et Condie*, 1998; *Hill et al.*, 1998). Le contraste entre la densité du courant et celle du fluide ambiant se réduit, contraignant la capacité du courant à plonger dans l'océan profond (*Schauer et Fahrback*, 1999).

Sur des simulations numériques, la densité des eaux produites ne dépend pas de la densité des eaux sources (*Price et Baringer*, 1994). Augmenter la densité en amont augmente

aussi le contraste entre le courant dense et le fluide ambiant. Ce qui augmente la vitesse de descente du courant et donc augmente l'entraînement. Et un entraînement fort des eaux environnantes, moins denses que le courant, a pour effet d'anéantir l'augmentation de la densité des eaux sources. L'insensibilité des variations de la densité des eaux sources est donc due à un fort amortissement des contrastes de densité correspondant à la variation du taux d'entraînement (*Shapiro et al.*, 2003). Par exemple, même pour un entraînement fort dû à une augmentation artificielle de la densité des eaux sources méditerranéennes de 1 kg.m^{-3} , le transport des eaux produites augmente de $10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, et limite l'augmentation de la densité des eaux produites à seulement $0,15 \text{ kg.m}^{-3}$ (*Price et Baringer*, 1994). L'entraînement est un élément crucial de la production d'eau abyssale.

Par ailleurs, l'entraînement mélange des volumes conséquents d'eau ambiante au courant gravitaire. Des observations de l'écoulement d'eau dense dans la mer de Norvège provenant de Storfjord, Svalbard (*Quadfasel et al.*, 1988), un des rares cas de 'convection de pente' observé en Arctique, montrent que l'entraînement augmente de 500 % le volume de l'écoulement dense (*Backhaus et al.*, 1997). La densité finale de l'écoulement est donc beaucoup plus influencée par les variations de la densité des eaux ambiantes.

Ces résultats indiquent que le mélange avec les eaux ambiantes et ses propriétés est essentiel pour déterminer les propriétés des eaux produites et donc la profondeur de la cellule d'overturning (*Price et Baringer*, 1994). Des simulations numériques de la circulation Nord Atlantique montrent que les masses d'eau et la circulation du gyre subpolaire, et par conséquent la circulation thermohaline sont très sensibles aux écoulements d'eau dense de l'Atlantique Nord (*Willebrand et al.*, 2001; *Özgökmen et Chassignet*, 2002).

1.4.1 Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par entraînement

Le taux d'entraînement et ses effets varient d'un courant gravitaire à un autre. Une caractéristique du processus d'entraînement est qu'il est très localisé et peu profond avec une intensité variant suivant sa position dans le courant gravitaire. L'augmentation de l'entraînement est reliée à l'augmentation de l'angle de la pente (*Girton et Sanford*, 2003). Durant la descente de l'écoulement gravitaire entre les îles Féroé et l'Ecosse, un fort entraînement survient généralement sur des petites sections où la topographie est très escarpée (*Price et Baringer*, 1994).

Pour les écoulements denses des hautes latitudes, l'entraînement induit une plus faible diminution de la densité que dans d'autres régions du fait de la faible différence de densité entre le courant dense et l'eau ambiante. Au détroit de Gibraltar, lorsque le courant dense s'écoule le long du talus continental, l'entraînement important réduit de 1 kg.m^{-3} la densité de ce courant. Alors que pour les écoulements au détroit du Danemark et en mer de Weddel, la densité est respectivement réduite de 0.1 kg/m^3 et de 0.03 kg/m^3 (*Price et Baringer*, 1994).

Beaucoup de courants gravitaires entraînent différentes eaux ambiantes durant leur descente, créant des eaux aux caractéristiques distinctes. Les eaux ambiantes entraînées par le courant provenant de Storfjord, Svalbard contiennent les eaux du banc Est du Spitzberg, celles de l'Atlantique et les eaux profondes de la mer de Norvège (*Quadfasel et al.*, 1988; *Schauer et Fahrback*, 1999). Les simulations numériques des courants gravitaires doivent donc inclure de façon précise les propriétés de densité des masses d'eaux environnantes et leur mélange.

L'entraînement des eaux environnantes lors de la descente du courant gravitaire a plusieurs rôles importants dans l'évolution de cette descente. Sans entraînement, la propagation du front de l'écoulement gravitaire est fortement contrainte par la friction qui réduit l'alimentation en eau dense derrière le front nécessaire à la propagation du courant de densité. L'entraînement turbulent épaissit le front de l'écoulement ce qui permet d'augmenter l'alimentation de l'eau dense du front et donc d'augmenter la vitesse de propagation de la veine (*Shapiro et al.*, 2003). L'écoulement entraîné transfère également les propriétés des masses d'eaux ambiantes en profondeur. Par exemple, une veine froide et salée entraînant des eaux ambiantes chaudes et plus salées peut induire un transport net vers le bas de chaleur et de salinité (*Ivanov et al.*, 2004; *Backhaus et al.*, 1997). Ceci contraste avec la convection dans l'océan ouvert qui provoque des transports de chaleur et de salinité vers la surface comme en Mer du Groënland (*Rudels et Quadfasel*, 1991).

1.4.2 Les effets de l'eau ambiante sur les propriétés de l'overflow par déentraînement

Le courant gravitaire se propage généralement à travers un océan stratifié. Des simulations ont démontré l'importance d'un environnement stratifié dans l'évolution du courant. La différence de densité entre le courant dense et l'eau ambiante stratifiée diminue avec la profondeur puisque la densité de l'eau ambiante diminue en profondeur. En plus de cet effet direct, le contraste de densité dans un environnement stratifié décroît aussi car il y a eu mélange de la veine dense avec l'eau environnante (*Jiang et Garwood*, 1998). La descente d'une veine d'eau dense est donc freinée par la stratification ambiante, la pénétration en profondeur de la veine est d'autant plus forte que la stratification est faible. Aux hautes latitudes, les courants gravitaires sont donc plus à même d'atteindre les fonds océaniques puisque les mers polaires et sub-polaires sont faiblement stratifiées comme la mer de Weddel (*Price et Baringer*, 1994).

Des expériences (*Lane-Serff et Baines*, 1998) montrent que dans un environnement stratifié, comme l'océan, et avec des pentes suffisamment peu pentues, comparables à la pente du talus continental, une veine d'eau dense perd avec le déentraînement plus de la moitié de sa longueur. L'existence d'un tel phénomène est suggéré par des observations, des expériences pour des fluides en rotation ou sans rotation, il est donc nécessaire de quantifier ce déentraînement.

Le fluide près du front de densité n'est pas totalement mélangé avec le fluide près du fond. Les processus de mélange turbulent à petite échelle près du front de densité (*Baines et Condie*, 1998) ou les forts changements de direction de la veine dense dus aux variations de bathymétrie locale (*Lane-Serff*, 2001) peuvent provoquer la séparation d'une partie du fluide de la veine principale (*Baines et Condie*, 1998). Un fluide mélangé formé sur le front de densité dans un environnement homogène est toujours plus dense que l'eau ambiante et donc il peut éventuellement rejoindre le courant dense de fond. Avec un environnement stratifié, la densité du fluide mélangé peut être égale à celle du fluide ambiant à une profondeur moindre que la profondeur finale de la veine principale. Le fluide mélangé peut ainsi se détacher de la veine dense à son niveau de densité (*Lane-Serff*, 2001); on retrouve donc des eaux denses provenant de côtes ou de mers marginales entrant dans l'océan ambiant sur de larges bandes de profondeur (*Baines et Condie*, 1998). Ce fluide évacué par la veine dense peut former des tourbillons (*Ettling et al.*, 2000) ou des dômes d'eau dense (*Lane-Serff*, 2001). Des dômes d'eau dense relativement mélangés ont été observés

en aval de l'écoulement d'eau dense du détroit de Gibraltar, ils se propagent au travers l'océan Nord Atlantique sur une large période de temps.

1.5 Profondeur d'équilibre

La veine d'eau dense atteint éventuellement le niveau où sa densité est égale à la densité de l'eau ambiante (*Shapiro et al.*, 2003; *Lane-Serff*, 2001). La profondeur de ce niveau dépend des propriétés initiales du courant dense et essentiellement des propriétés de l'eau ambiante et aussi du volume de fluide entraîné par le courant. Le courant descendant se détache du talus continental à son niveau de densité d'équilibre et se répand le long des isopycnes de l'océan profond. Cette incursion peut avoir lieu à des niveaux intermédiaires ou plus profonds. Si le courant a une densité très importante, il peut atteindre la base de la pente puis se propager sur le plancher océanique et devenir une masse d'eau de fond. Dans beaucoup de cas, la température et la salinité restent contrastées, la propagation du fluide continue donc d'évoluer, échangeant de la chaleur et du sel dans le but de se fondre dans les eaux environnantes (*Ivanov et al.*, 2004). La diffusion est considérée comme le mécanisme le plus efficace pour contrôler le processus, bien que les irrégularités des fonds océaniques peuvent intervenir. De forts courants ambiants peuvent aussi faciliter la propagation du courant dense loin de la pente (*Shapiro et al.*, 2003).

1.6 Résumé

Un courant gravitaire évolue en équilibre avec la gravité, la rotation terrestre, la friction de fond et l'entraînement turbulent. Sur une pente topographique, l'influence de la gravité augmente la vitesse de l'écoulement, ainsi que la friction et les effets agéostrophiques. Ces effets permettent d'obtenir un déplacement du fluide vers le bas, s'ajoutant au drainage du fluide dans la couche visqueuse de fond et à la prédominance du déplacement géostrophique parallèle à la pente. Le mouvement de cascade est dans un premier temps associé à un déplacement géostrophique le long d'isobathes. Cependant, un faible taux de production d'eaux sources implique une forte contribution de la friction de fond. De plus, l'instabilité d'une veine dense épaisse peut générer de puissants tourbillons. Leurs formations cessent pour des courants moyens et les courants faibles sont contrôlés par la viscosité.

L'entraînement et le déentraînement réduisent la densité du courant gravitaire, et concernant l'entraînement, il augmente aussi son volume. Le degré d'entraînement et de déentraînement dépend de la vitesse de propagation du courant, de sa densité initiale et des propriétés thermohalines de l'eau ambiante. L'effet thermobarique, les ruptures topographiques peuvent compléter la dynamique du courant gravitaire et accroissent sa vitesse de descente. Toutefois, l'effet global sur la profondeur finale atteinte par la veine dépend des conditions particulières dues aux augmentations associées de l'entraînement et du déentraînement. La pénétration de la veine dans la pente est plus importante dans un environnement faiblement stratifié. Les eaux produites ont des volumes et des propriétés différentes des eaux sources mais restent peu sensibles à des variations de densité des eaux sources en raison d'un fort rappel correspondant à des variations d'entraînement. Ainsi les eaux produites dépendent largement des propriétés des eaux ambiantes et de l'entraînement.

Chapitre 2

Les modèles de couche limite de fond

Sommaire

2.1	Introduction	22
2.2	<i>Beckmann and Döscher (1997)</i>	22
2.3	<i>Gnanadesikan (non publié)</i>	22
2.4	<i>Killworth et Edwards 1999</i>	23
2.5	<i>Song et Chao 2000</i>	24
2.6	<i>Campin et Goose 1999</i>	24

2.1 Introduction

Comme on l’a vu au chapitre précédent, les courants gravitaires sont le siège de processus non-hydrostatiques aux échelles temporelles et spatiales trop petites pour être calculées par un modèle hydrostatique de circulation océanique globale (100 – 300 m de résolutions horizontales sont nécessaires pour capturer les instabilités de Kelvin-Helmholtz présentes lors de la descente de la veine dense). Dans un modèle de circulation générale océanique, la paramétrisation d’une couche limite de fond “BBL” (Bottom Boundary Layer) est donc nécessaire afin de représenter correctement la dynamique des overflows. Une mauvaise représentation de ces phénomènes a des répercussions sur la circulation globale notamment sur la cellule d’overturning. Lorsque la représentation de la dynamique d’un courant gravitaire passant un seuil est erronée, une dilution excessive de la veine dense accompagne sa descente dans l’océan ouvert. Cette dilution est due au fait que l’eau dense est immédiatement mélangée verticalement par convection sur chaque maille du modèle allant du seuil au fond de l’océan.

Plusieurs modèles de paramétrisation “BBL” existent avec différents degrés de complexité. Dans la suite de ce chapitre, les plus connues de ces schémas “BBL” sont brièvement décrites.

2.2 *Beckmann and Döscher (1997)*

Les premiers auteurs à avoir proposé un schéma BBL simplifié pour les modèles océaniques en coordonnées z sont *Beckmann et Döscher (1997)*. Leur schéma, simple, est celui qui est le plus adapté par d’autres chercheurs. L’idée est paramétré des flux de traceurs (température et salinité) le long de la couche de fond du modèle dans des conditions d’overflow lorsque des eaux denses parviennent à un seuil topographique.

Ce schéma s’applique sur tous les points de grille de fond partout où de l’eau dense occupe une cellule de fond connectée latéralement à une autre cellule plus profonde qui contient de l’eau moins dense. Dans ces conditions ($\nabla\rho \cdot \nabla h < 0$, où h est la profondeur). Ce schéma modifie le calcul de l’évolution des traceurs dans la couche limite de fond en y ajoutant une composante diffusive et une composante advective le long de la pente (figure 2.1).

Dans la version habituelle de ce schéma, aucune modification n’est apportée à la quantité de mouvement. Dans leurs derniers tests, *Döscher et Beckmann (2000)* trouvent de faibles mais mesurables effets sur la circulation barotrope, une cellule d’eau de fond Nord Atlantique (NADW) plus importante dans la circulation méridienne. *Dengg et al. (1999)* confirment ses résultats avec en plus un impact important sur les traceurs passifs au détroit du Danemark.

2.3 *Gnanadesikan (non publié)*

Gnanadesikan est le premier à avoir proposé un schéma BBL avec une dynamique non triviale. Ce travail non publié est brièvement décrit dans le manuel du modèle de circulation générale océanique du GFDL MOM3¹.

¹http://www.gfdl.gov/smg/MOM/web/guide_parent/guide_parent.html

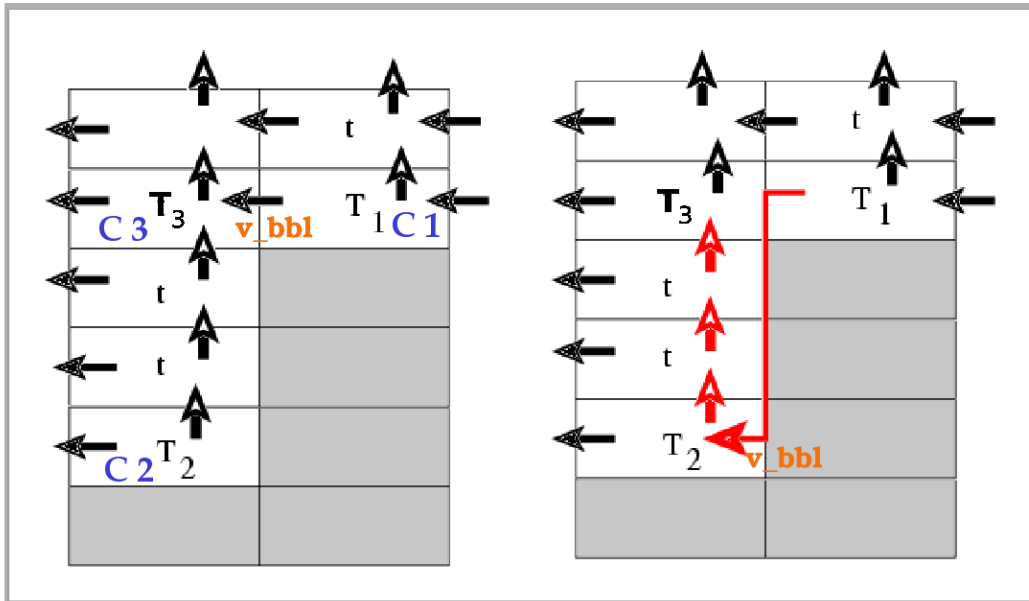


FIG. 2.1 – Représentation schématique de la grille verticale de NEMO et des points de traceurs qui vont être affectés par le modèle BBL, on suppose dans cette figure que $\rho_1 > \rho_2$ (DeMiranda, 2003a)

L'idée est d'ajouter un terme dynamique au schéma de Beckmann et Döscher (1997) via le calcul du gradient de pression. Le schéma BBL de Gnanadesikan est confondu avec les mailles de fond du modèle en une couche fine et fixe. La différence avec le schéma BBL de Beckmann et Döscher (1997) est l'ajout d'un terme de friction afin de dissocier le courant gravitaire aux isobathes, et ce nouveau schéma résout une équation de la quantité de mouvement simplifiée dans la couche de fond (en omettant l'advection de la quantité de mouvement), il calcule un gradient de pression entre les cellules de fond (qui peuvent être en partial steps).

Ce schéma, comme d'autres que nous décrivons dans ce chapitre, souffre d'une erreur de troncature lors du calcul du gradient de pression comme dans les modèles à coordonnées sigma, et ce malgré les efforts déployés lors de sa formulation.

2.4 Killworth et Edwards 1999

Ce schéma BBL est le premier schéma résolvant une dynamique et une thermodynamique complète à l'intérieur d'une BBL d'une épaisseur variable temporellement et spatialement. Cette BBL existe dans une version parallélisée du modèle MOM.

Alors que les cellules "intérieures" ne sont connectées entre elles que latéralement, une fraction des cellules de fond (variant dans le temps et l'espace) est incluse dans la BBL

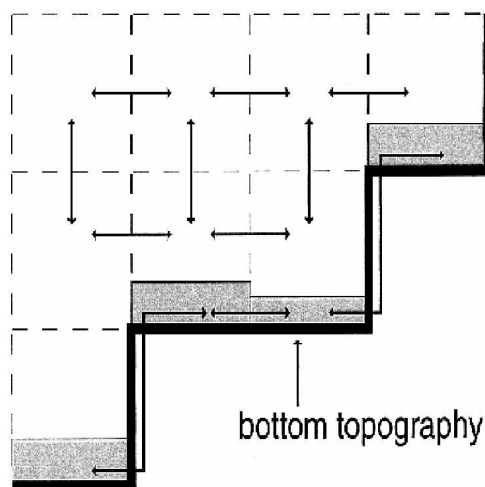


FIG. 2.2 – Schéma de la BBL de (Killworth et Edwards, 1999). Les fines flèches montrent la direction et destination des flux latéraux

comme montré sur la figure 2.2. Pour le calcul de l'épaisseur de la couche limite de fond, la solution adoptée est de supposer que la turbulence de la BBL est en équilibre et d'adapter la meilleure estimation pour la hauteur de la couche turbulente. Cette approche s'occupe à chaque pas de temps des traceurs, de la quantité de mouvement mais aussi de l'épaisseur de la couche de fond qui va entraîner ou détraîner du fluide selon sa valeur. Le calcul de la quantité de mouvement utilise des gradients de pression horizontaux qui conduisent aux mêmes erreurs de coordonnées sigma rencontrées par le schéma de *Gnanadesikan*.

2.5 Song et Chao 2000

Cette approche commence à partir du schéma de (Killworth et Edwards, 1999) avec la volonté d'améliorer la représentation du gradient de pression en utilisant la "forme jacobienne du gradient" adapté de *Song et Wright* (1998). Il a été démontré que cette forme induisait moins d'erreurs de troncature dans le calcul du gradient de pression que le schéma utilisé par *Killworth et Edwards* (1999). Des tests utilisant la même configuration que ceux de *Killworth et Edwards* (1999) (courant dense sur une pente) montrent que la solution obtenue avec ce nouveau schéma est distinctement plus lisse. Ce schéma est implémenté dans un modèle avec une représentation de la topographie en partial steps.

2.6 Campin et Goose 1999

Campin et Goose (1999) sont délibérément retournés à une formulation bien plus simple que les modèles BBL décrits ci-dessus. Leur argument est que les modèles de climat restent à une résolution grossière pour permettre la prévision et que se sont ces modèles qui ont les plus mauvaises représentations des overflows (notamment dues à la faible résolution des détroits et des seuils topographiques). Ils ont donc établi une formulation de BBL qui s'active uniquement pour les overflows dans des régions faiblement résolues et cette BBL est inactive dans le reste du modèle. Ce schéma est similaire au schéma de *Beckmann et*

Döscher (1997), la différence entre les deux schémas est que dans le schéma de *Campin et Goosse* (1999), le transport de masse est proportionnel à la différence de densité en haut de la pente ($\Delta\rho = \rho_{kup}^{so} - \rho_{kup}^{do}$, figure 2.3). Ce transport descend verticalement jusqu'à ce qu'il atteigne une profondeur où l'eau est plus dense ou le fond. Un flux ascendant de même amplitude maintient la conservation de la masse.

Cette formulation améliore la densité de fond des modèles au 3°.

Bilan

Ce bref aperçu des formulations de couche limite de fond illustre la variété des approches possibles pour parvenir à une meilleure représentation des écoulements gravitaires dans les modèles de circulation océanique globale.

La paramétrisation de *Beckmann et Döscher* (1997) a déjà été validé dans des configurations idéalisées (*Beckmann et Döscher*, 1997; *DeMiranda*, 2003a) et réalistes (*Dengg et al.*, 1999; *DeMiranda*, 2003b). La validation de cette BBL réalisée par *DeMiranda* (2003a) a été réalisée à partir de NEMO 8.1 mais les schémas numériques utilisés ne sont plus ceux désormais utilisés dans la configuration globale au 1/4 ° DRAKKAR. Si cette formulation simple et peu coûteuse est satisfaisante dans notre configuration globale au 1/4 °, il n'est pas nécessaire d'utiliser une formulation plus complexe (peu de ces formulations complexes (*Killworth et Edwards*, 1999; *Song et Wright*, 1998) sont utilisées dans des modèles globaux océaniques).

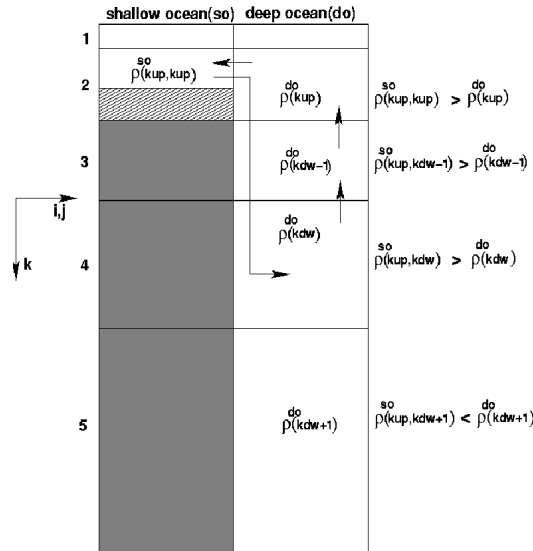


FIG. 2.3 – Schéma de la BBL de (*Campin et Goosse*, 1999). L'eau dense (ρ_{kup}^{so} au-dessus du fond $k_{up} = 2$) de la colonne d'eau "shallow ocean" génère un flux fonction de la différence de densité $\Delta\rho = \rho_{kup}^{so} - \rho_{kup}^{do}$ vers la colonne d'eau "deep ocean" au niveau de densité d'équilibre k_{dw} . Un flux ascendant de même amplitude maintient la conservation de la masse.

Deuxième partie

Modèle et Configurations

Chapitre 3

Sommaire

3.1	Description du code NEMO	30
3.1.1	Les équations générales de la dynamique	30
3.1.2	Les hypothèses	31
3.1.3	Paramétrisation de la diffusion et de la viscosité	32
3.1.4	Discrétisations	33
3.1.5	Schémas d'advection	33
3.1.6	Conditions aux limites	33
3.2	Coordonnée verticale	34
3.3	BBL	37
3.3.1	Déclenchement de la paramétrisation BBL	37
3.3.2	La partie diffusive	37
3.3.3	La partie advective	39
3.3.4	Résultats et limites de cette paramétrisation BBL	39
3.4	Nouvelle paramétrisation BBL	40
3.5	Conditions limites latérales	44
3.5.1	Description des conditions limites latérales	44
3.6	Nouvelle condition latérale : la condition de No Slip Accurate	46

Le code de calcul NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) est une plateforme numérique de modélisation de l’océan (dynamique, biogéochimie et glace de mer) largement utilisé dans des projets de recherche et opérationnels, développé au Laboratoire d’Océanographie et de Climatologie, Expérimentation et Analyse Numérique, LOCEAN, qui permet de simuler les écoulements à grande échelle de l’océan. Il est utilisé par une large communauté océanographique française et européenne dans un but scientifique lors de projet comme le projet DRAKKAR, ou en océanographie opérationnelle par le groupement d’intérêt public MERCATOR Océan. La flexibilité de ce code permet de travailler sur un large éventail spatio-temporel d’échelles sur des configurations réalistes ou idéalisées.

Le code NEMO est un modèle aux équations primitives sous les hypothèses de Boussinesq et hydrostatique, en surface libre. Il est en perpétuelle évolution avec ajout de nouvelles paramétrisations ou de nouveaux schémas numériques, ces améliorations relèvent du travail de développement des utilisateurs et du laboratoire LOCEAN.

Dans ce chapitre, on trouve une brève description du code (pour une description complète *Madec et al.* (1998); *Madec* (2006)) ainsi que la mise en avant des caractéristiques du code intervenant directement dans le problème des écoulements le long de la topographie pour des configurations au $1/4^\circ$:

- la représentation de la coordonnée verticale,
- la couche de fond BBL,
- la représentation des conditions latérales.

3.1 Description du code NEMO

3.1.1 Les équations générales de la dynamique

Les équations primitives sont basées sur les équations de Navier-Stokes, de conservation des traceurs actifs (température et salinité), traceurs couplés par une équation d’état non-linéaire à la vitesse du fluide.

Conservation de la quantité de mouvement :

L’océan est un fluide en rotation dont le mouvement est décrit par les équations de Naviers Stokes qui traduisent le principe fondamental de la dynamique pour un fluide.

$$\rho \left[\frac{d\mathbf{U}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U} \right] = -\nabla(p) + \rho\mathbf{g} + \mathbf{D}^u \quad (3.1)$$

avec \mathbf{U} le vecteur tridimensionnel de la vitesse, $\boldsymbol{\Omega}$ le vecteur rotation de la Terre, \mathbf{g} l’accélération de la pesanteur et \mathbf{D}^u paramétrisation de la physique sous maille (dont la formulation est discutée dans la section 3.1.3).

Conservation de la température potentielle T et de la salinité S :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (T\mathbf{U}) + D^T \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (S\mathbf{U}) + D^S \quad (3.3)$$

avec $D^{T,S}$ paramétrisations de la physique sous maille pour les traceurs T et S (dont la formulation est discutée dans la section 3.1.3).

Equation d'état empirique (Jackett et MacDougall, 1995) :

Reliant la densité ρ à la température potentielle T , la salinité S et la pression P ,

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (3.4)$$

cette équation ayant été établie à partir de l'équation d'état de l'Unesco [1983].

3.1.2 Les hypothèses

Approximation de la Terre sphérique :

Les surfaces géopotentielles sont supposées sphériques afin que la force de gravité soit parallèle au rayon terrestre.

Approximation en couche mince :

La profondeur de l'océan est négligeable devant le rayon terrestre. On négligera donc les effets de courbure dans les équations.

L'hypothèse d'incompressibilité :

On considère que le milieu est incompressible, c'est à dire que le taux de dilatation volumique $div(\mathbf{u})$ est nul en chaque point et à tout instant.

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.5)$$

L'approximation de Boussinesq :

On suppose que les fluctuations de densité sont négligeables sauf dans leur contribution dans la force de flottabilité, la masse volumique ne s'écarte pas trop d'une valeur de référence ρ_0 .

$$\rho = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t) \quad (3.6)$$

avec ρ' la variation due à la stratification et aux mouvements verticaux, qui est faible devant ρ_0 .

L'hypothèse hydrostatique :

On suppose que les échelles de la dynamique horizontale sont bien plus grandes que les échelles de la dynamique verticale. On néglige donc dans l'équation du mouvement vertical les termes de Coriolis, d'advection et d'accélération devant le terme de gradient de pression. L'équation pour l'équilibre hydrostatique s'écrit alors :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho z \quad (3.7)$$

Il est important de noter que cette approximation filtre les processus convectifs et affecte les écoulements gravitaires des équations du mouvement (supprime $\frac{\partial w}{\partial t}$), il faudra donc les paramétrer respectivement avec des ajustements convectifs comme la fermeture turbulente *tke* et avec des couches limites de fond.

La vitesse verticale w n'est pas calculée de façon pronostique, on l'obtient à partir du calcul de la divergence de la vitesse horizontale.

$$\frac{\partial w}{\partial z} = - \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] \quad (3.8)$$

EN RÉSUMÉ

Les équations primitives sont :

$$\frac{\partial U_h}{\partial t} = - \left[(\nabla \times \mathbf{U}) \times \mathbf{U} + \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{U}^2) \right]_h - f \mathbf{k} \times U_h - \frac{1}{\rho_0} \nabla_h p + \mathbf{D}^u \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho z \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (T\mathbf{U}) + D^T \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (S\mathbf{U}) + D^S \quad (3.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.13)$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (3.14)$$

3.1.3 Paramétrisation de la diffusion et de la viscosité

Il est matériellement impossible de simuler numériquement toutes les échelles impliquées dans la dynamique océanique. Les équations primitives décrivent le comportement d'un fluide géophysique à des échelles d'espace qui ne sont pas toutes résolues dans nos modèles. On résout ces équations explicitement pour des échelles allant de la dizaine de kilomètres à celles de bassins. On paramétrise l'effet des processus sous-maille (fermeture turbulente) en fonction des échelles résolues. Si on ne représentait pas ces effets sous-maille, l'instabilité, qui cascade des grandes dimensions vers les petites, resterait bloquée au niveau de la taille de la maille et s'accumulerait jusqu'à l'explosion numérique. Pour représenter la dissipation d'instabilité à l'extrémité du spectre en conservant au mieux l'énergie aux échelles moyennes, des opérateurs d'ordre élevé ont été introduits. Dans les modèles aux différences finies, on utilise l'opérateur bilaplacien (aussi appelé biharmonique) à cette fin dans les équations de quantité de mouvement.

$$D^{hU} = A_h^u \nabla^4 \mathbf{U} \quad (3.15)$$

avec D^{hU} : l'opérateur de viscosité horizontale et A_h^u : le coefficient de diffusion horizontale biharmonique (bilaplacien).

La diffusion des traceurs s'écrit à l'aide d'un opérateur laplacien (loi de Fick) agissant non pas horizontalement mais le long des isopycnes car le contrôle exercé par la gravité induit une anisotropie du mélange entre l'horizontale et la verticale.

$$D^{hT} = A_h^T \nabla_\rho^2 T \quad (3.16)$$

avec D^{hU} : l'opérateur de diffusion horizontale et A_h^T : le coefficient de diffusion horizontale harmonique (laplacien).

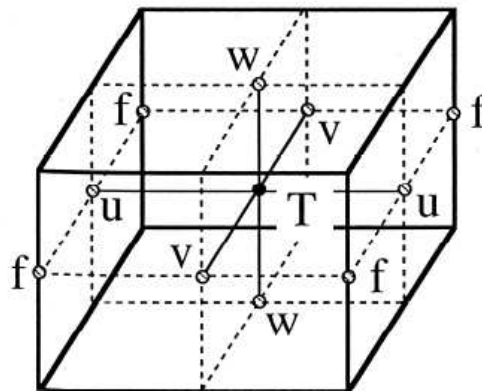


FIG. 3.1 – Grille C d’Arakawa : les champs scalaires (température, salinité, densité, pression et divergence horizontale) sont définis au point T , les champs vectoriels sont définis aux trois points d’espace u , v et w et enfin les vorticité relative et planétaire sont définies au point f .

3.1.4 Discrétisations

Une fois les hypothèses appliquées, les équations résultantes sont discrétisées avec un schéma centré du second ordre sur une grille de type “C” et un schéma d’évolution temporelle : un leap-frog associé à un filtre d’Asselin (1972) à l’exception des termes de diffusion qui sont traités avec un schéma Euler-avant pour l’horizontale et Euler-arrière pour la verticale.

La grille utilisée est une généralisation de la grille “C” de la classification de Arakawa figure 3.1. Au centre de la cellule, au point “T”, sont définis les scalaires : température, salinité, masse volumique, pression, divergence de la vitesse horizontale. Les points “u”, “v” et “w”, situés au centre de chaque face de la cellule, désignent la localisation des composantes du champs vectoriel. Au point “f”, sont définies les vorticités relative et planétaire, la fonction de courant barotrope se situe au-dessus de ce point “f”.

3.1.5 Schémas d’advection

Le code NEMO propose plusieurs schémas d’advection. On choisit pour toutes les expériences de cette thèse le dernier schéma d’advection des traceurs implémenté dans le code, un schéma TVD (Total Variation Diminishing) et pour l’advection de la quantité de mouvement, on utilise un schéma conservant l’énstrophie et l’énergie. Les études de *Barnier et al.* (2006); *Le Sommer et al.* (2007); *Penduff et al.* (2007) mettent en évidence les avantages apportés à la circulation océanique globale. Nous verrons dans la partie des résultats, chapitre 5, qu’un changement de schéma numérique modifie l’écoulement global mais aussi local.

3.1.6 Conditions aux limites

Latérales

Le long des frontières latérales fermées (trait de côte, murs verticaux de la bathymétrie,

frontières fermées), la vitesse normale est nulle et concernant la vitesse tangentielle, plusieurs conditions peuvent être choisies : une condition de glissement ou une condition de non glissement.

La condition de glissement correspond à une absence de frottement (“free slip”), la vitesse tangentielle n’est pas contrainte sur la paroi latérale (est égale à sa valeur au point intérieur).

La condition de non-glissement (“no slip”) impose une décroissance linéaire de la vitesse tangentielle jusqu’à atteindre une valeur nulle à la paroi. Cette condition permet de simuler la présence d’une couche limite. La résolution de $1/4^\circ$ n’est pas encore assez fine pour représenter cette couche ; on a donc choisi une condition de glissement.

La représentation de cette condition latérale est traitée plus en détail dans la section 3.5.

Au fond

Sur le fond, on impose un frottement quadratique \mathcal{F}_h sur les vitesses horizontales

$$\mathcal{F}_h = C_D \sqrt{\|\mathbf{U}_h^b\|^2 + e_b} * \mathbf{U}_h^b \quad (3.17)$$

avec $e_b = 5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$: l’énergie cinétique turbulente du fond due à la marée (*Willebrand et al.*, 2001), \mathbf{U}_h^b : la vitesse horizontale dans la couche de fond et C_D : le coefficient de friction.

3.2 Coordonnée verticale

La coordonnée utilisée au cours de cette thèse est la coordonnée Z également nommée géopotentielle.

L’importance des forces de gravité avait déjà amené à distinguer les surfaces géopotentielles, section 3.1.2, de l’axe vertical et à exprimer les équations dans un repère

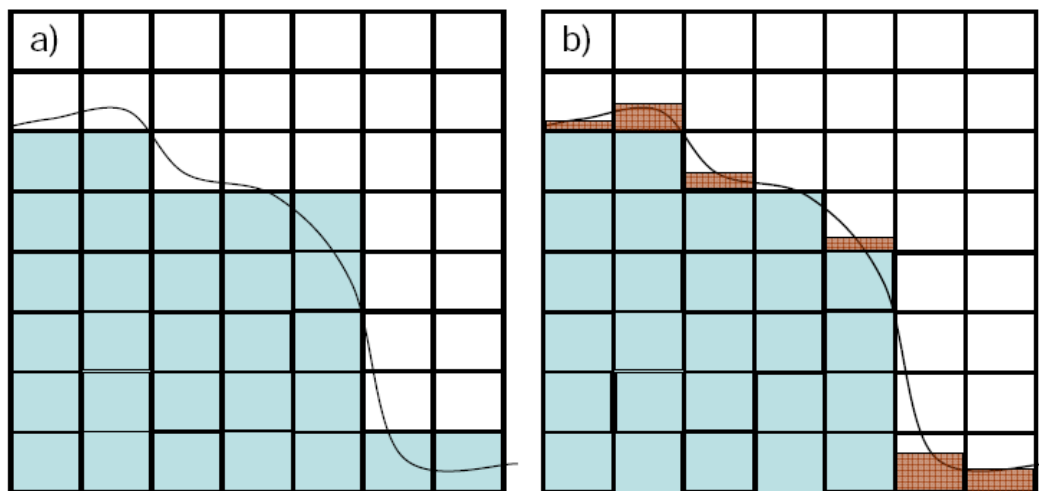


FIG. 3.2 – Comparaison de la représentation du fond des océans en coordonnées Z . a) approche “full steps”. b) approche “partial steps” : l’épaisseur de la cellule de fond varie selon la topographie

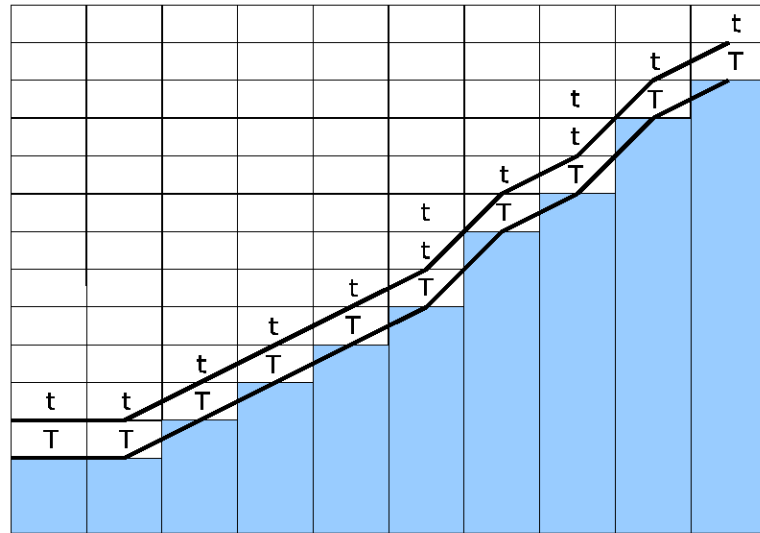


FIG. 3.3 – Description illustrant la correspondance entre le modèle géopotentiel et le modèle BBL en coordonnée sigma. Les points traceur à l’intérieur de la couche limite de fond sont notés ‘T’ et ceux notés ‘t’ sont les points influencés par des procédés advectifs, (Beckmann et Döscher, 1997).

géopotentiel curviligne. L’axe vertical le plus simple est un découpage en plans de profondeur constante (niveau Z) qui facilite la discrétisation des équations. Cette coordonnée est la plus utilisée dans les modèles de climat.

Son principal avantage est une bonne représentation de la couche de mélange océanique qui est le siège de nombreux processus. Ces phénomènes sont directement liés à l’atmosphère et ont souvent des caractéristiques 3D. Cette coordonnée permet également d’avoir une discrétisation de la couche de mélange homogène sur l’ensemble du domaine étudié.

Son principal inconvénient est la représentation peu réaliste des fonds marins en marches d’escalier. La bathymétrie perd de son aspect lisse avec apparition de murs verticaux. Les phénomènes physiques pénalisés par cette discrétisation sont les écoulements géostrophiques qui suivent les lignes bathymétriques et les cascades d’eau dense sur les pentes topographiques : les effets de marche peuvent limiter, voire supprimer cet écoulement vers le fond des océans. En effet, l’hypothèse d’hydrostaticité implique que la force d’archimède est remplacée par un ajustement convectif qui dilue très rapidement les eaux denses (Willebrand *et al.*, 2001).

Cet inconvénient peut être en partie contourné en utilisant des cellules de fond d’épaisseur arbitraire appelées “partial steps” en opposition à “full steps”. Le bénéfice est

visible sur la figure 3.2 et dans la partie résultats, chapitre 5, les gains en terme de circulation océanique seront mis en valeur aussi bien dans des configurations réalistes qu'idéalisées. Un autre outil peut également être utilisé : une paramétrisation BBL (Bottom Boundary Layer) pour la couche de fond. Elle permet de faire communiquer entre elles les cellules de fond qui ne se touchent pas (schémas de diffusion et d'advection), section 3.3. La paramétrisation BBL (Bottom Boundary layer) a été implémenté dans NEMO afin d'améliorer la représentation des écoulements d'eau dense sur des topographies escarpées, en particulier, dans un système de coordonnées géopotentielles. Avec ce type de coordonnées, les seuils topographiques représentés en marche d'escalier provoquent avec les schémas convectifs standards un mélange vertical excessif et donc une pénétration moins importante du fluide dense en profondeur. Comme vu dans le chapitre 1, la bonne représentation de l'écoulement des eaux denses et des eaux produites par overflows est primordiale pour la modélisation de la circulation thermohaline.

Un autre inconvénient lié à ce système de coordonnées est la discrétisation selon l'horizontale des opérateurs de diffusion. Car même si les mouvements latéraux grande échelle peuvent être de façon générale séparés des mouvements verticaux, du fait de l'anisotropie générée par la force de gravité, la notion de "latéral" pour l'océan ne doit pas être confondue avec celle de l'horizontale. Dans un océan stratifié, la notion de latéral fait référence à la direction neutre dans laquelle les mouvements adiabatiques n'induiront pas de modification de la stratification. Ainsi la notion de "latéral" est reliée aux surfaces

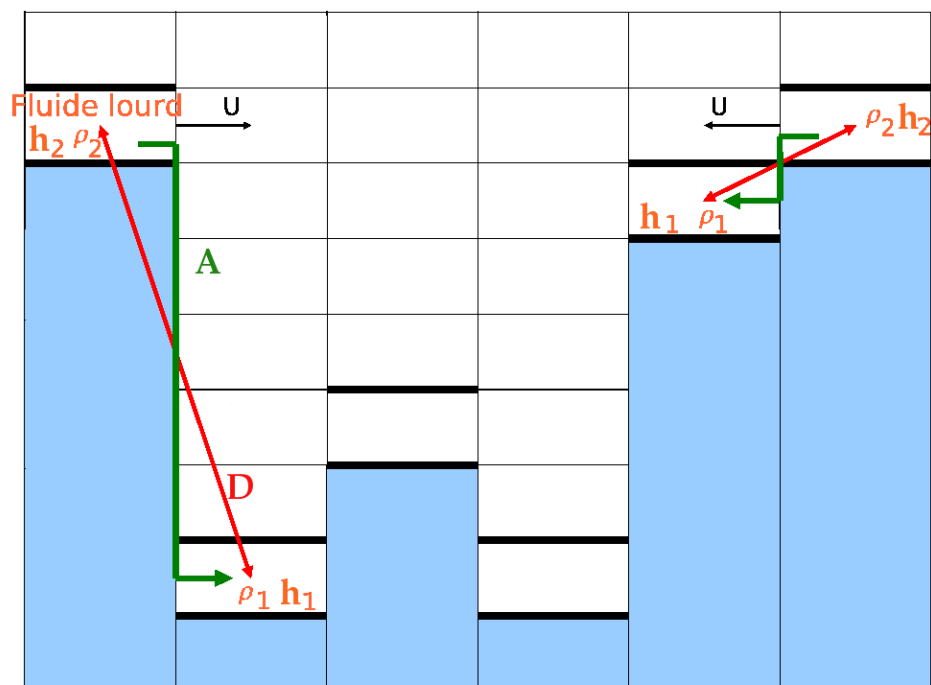


FIG. 3.4 – Description des deux composantes de la paramétrisation BBL : une composante diffusive (D) et une composante advective (A). (DeMiranda, 2003a)

isopycnales (neutres) le long desquelles s'effectuent préférentiellement le mélange et la diffusion (*Griffies, 2004 b*). C'est cette caractéristique forte qui a vu naître les modèles isopycnaux.

3.3 BBL

La couche limite de fond (de quelques mètres à plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur) est caractérisée par un important degré de turbulence où les directions préférentielles de diffusion turbulente ou d'advection sont le long de la pente et non horizontales. La base du modèle BBL proposé par *Beckmann et Döscher (1997)* pour des modèles à coordonnée verticale Z comme NEMO est de généraliser l'approche en coordonnée sigma c'est à dire de forcer les mouvements de fluide le long de la pente et non horizontalement, figure 3.3. *Beckmann et Döscher (1997)* sera dans la suite du mémoire noté *B&D97*.

Cette paramétrisation BBL force le fluide dense de la couche limite de fond (cellules juste au-dessus du fond) à plonger vers des profondeurs où il sera en équilibre avec la densité ambiante, ce modèle permet de limiter le mélange vertical trop important propre à la coordonnée verticale Z et d'augmenter la profondeur d'équilibre de l'overflow.

La paramétrisation BBL, codée dans NEMO par *DeMiranda (2003a)*, modifie le calcul de l'évolution des traceurs dans la couche limite de fond en y ajoutant deux composantes : une composante diffusive et une composante advective (figure 3.4).

La paramétrisation BBL concerne les points de grille de la couche limite de fond mais pour se déclencher plusieurs critères sont requis et diffèrent entre la partie diffusive et la partie advective. Le critère commun aux deux parties est le critère de densité : la densité de la cellule doit être plus forte que la densité de la maille située en-dessous.

3.3.1 Déclenchement de la paramétrisation BBL

A chaque pas de temps, le critère de déclenchement de la partie diffusive (D) est calculé indépendamment dans la direction zonale et méridienne.

$$\Delta\rho\Delta h \leq 0((\rho_1 - \rho_2)(h_1 - h_2) \leq 0) \quad (3.18)$$

Ce critère est un critère d'instabilité : l'eau dense ρ_2 se trouve au-dessus de l'eau légère ρ_1 le long de la pente. Une fois ce critère vérifié, la composante diffusive est activée sur les traceurs de la couche de fond, figure 3.3.

Pour la composante advective, à ce critère d'instabilité s'ajoute une deuxième condition :

$$u\Delta h < 0(u(h_1 - h_2) \leq 0) \quad (3.19)$$

la vitesse d'advection doit être dirigée de sorte que l'eau dense aille vers les plus grandes profondeurs. Si les conditions de l'équation 3.18 et de l'équation 3.19 sont remplies alors la partie advective de la paramétrisation BBL se met en oeuvre.

3.3.2 La partie diffusive

Considérons que l'équation régissant l'évolution des traceurs s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A^H + A^V + D^H + D^V \quad (3.20)$$

avec $A^{H,V}$: l'opérateur d'advection du traceur T horizontal et vertical, et $D^{H,V}$: l'opérateur de diffusion du traceur horizontal et vertical.

La partie diffusive de la paramétrisation BBL consiste à ajouter dans le calcul de l'évolution des traceurs une composante de diffusion (D^{BBL}) le long de la pente (ie une diffusion entre les cellules de fond de profondeur différente) en plus des composantes de diffusion horizontale (D^H) et verticale (D^V).

$$\frac{\delta T}{\delta t} = A^H + A^V + D^H + D^V + D^{BBL} \quad (3.21)$$

$$D^{BBL} = \beta_x D_x^{BBL} [T_{BBL}] + \beta_y D_y^{BBL} [T_{BBL}] \quad (3.22)$$

$\beta_{x,y} = 1$ si la condition 3.18 est vérifiée dans la direction concernée sinon $\beta_{x,y} = 0$, $D_{x,y}^{BBL}$ est l'opérateur de diffusion choisi pour diffuser le traceur au fond T_{BBL} le long de la pente (le coefficient de cet opérateur est choisi nettement supérieur à la diffusion du modèle, sa valeur est fixée à $2000 \text{ m}^2/\text{s}$).

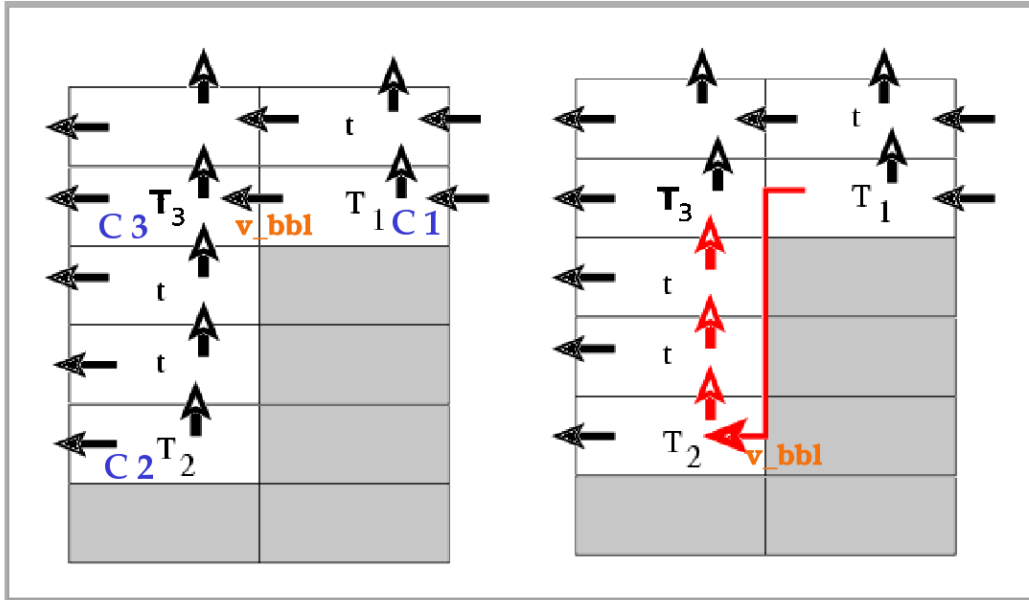


FIG. 3.5 – Représentation schématique de la grille verticale de NEMO et des points de traceurs qui vont être affectés par le modèle BBL, on suppose dans cette figure que $\rho_1 > \rho_2$ (DeMiranda, 2003a)

3.3.3 La partie advective

Pour le calcul de la composante advective, l'idée est de modifier le moins possible la partie du code calculant l'advection du traceur lorsque la paramétrisation BBL n'est pas activée. Le calcul de la composante advective s'effectue en plusieurs étapes. Premièrement, on retranche pour les points u et v où les équations 3.18 et 3.19 sont vérifiées, la tendance sur les traceurs telle qu'elle a été calculée de façon standard entre T_1 et T_3 (figure 3.5) :

$$\frac{\delta T}{\delta t} = RHS + D^H + D^V + D^{BBL} - RHS^{BBL} \quad (3.23)$$

avec

$$RHS^{BBL} = \alpha_x A_x \left[\frac{T_1 + T_3}{2} u_{BBL} \right] + \alpha_y A_y \left[\frac{T_1 + T_3}{2} v_{BBL} \right] \quad (3.24)$$

avec $\alpha_{x,y} = 1$ si les conditions 3.18 et 3.19 sont vérifiées dans la direction concernée sinon $\alpha_{x,y} = 0$, $A_{x,y}$ est l'opérateur d'advection utilisé pour le traceur dans l'intégralité du domaine (schéma upstream), u_{BBL} et v_{BBL} les composantes des vitesses horizontales impliquées dans le modèle BBL, figure 3.5. Ce sont les composantes de vitesse juste au dessus du fond.

Ensuite, on calcule un terme d'advection le long de la pente comme si le modèle travaillait en coordonnées sigma, terme d'advection reliant directement les traceurs T_1 et T_2 , figure 3.5.

$$\frac{\delta T}{\delta t} = RHS + D^H + D^V + D^{BBL} + RHS^{BBL} \quad (3.25)$$

avec

$$RHS^{BBL} = \alpha_x A_x^{BBL} \left[\frac{T_1 + T_2}{2} u_{BBL} \right] + \alpha_y A_y^{BBL} \left[\frac{T_1 + T_2}{2} v_{BBL} \right] \quad (3.26)$$

avec $A_{x,y}^{BBL}$ l'opérateur d'advection utilisé pour le traceur dans la couche limite de fond.

Enfin, on calcule une anomalie de composante verticale w_{BBL} , résultant de la perturbation de la divergence dans la boîte de fond T_2 . En effet, BBL effectue un échange de flux de traceur entre la boîte T_1 et T_2 , en pratique cela revient à calculer une anomalie de vitesse verticale qui sera rajoutée au calcul de l'advection verticale du traceur.

$$w_{BBL} = - [\delta_x [\alpha_x u_{BBL}] + \delta_y [\alpha_y v_{BBL}]] \quad (3.27)$$

Ce calcul affecte toutes les cellules de la colonne d'eau entre les boîtes T_2 et T_3 .

3.3.4 Résultats et limites de cette paramétrisation BBL

Cette paramétrisation a été validé dans le code MOM du GFDL avec des configurations idéalisés par *Beckmann et Döscher* (1997). *DeMiranda* (2003a) l'a testé couplé à NEMO 8 dans des configurations idéalisées mais aussi réalistes sur l'Atlantique Nord au $1/3^\circ$ (configurations CLIPPER, NALT3) (*DeMiranda*, 2003b). Les résultats obtenus de ces différentes études sont prometteurs avec l'amélioration de l'écoulement d'eau dense : moins de mélange vertical et une plume qui descend plus bas. Couplé à FLAME¹ (Family of Linked Atlantic Model Experiments), ces bons résultats persistent pour un modèle au $1/3^\circ$ avec une diffusion isopycnale, la figure 3.6 montre que le courant de densité en aval

¹<http://www.ifm-geomar.de/index.php?id=3239>

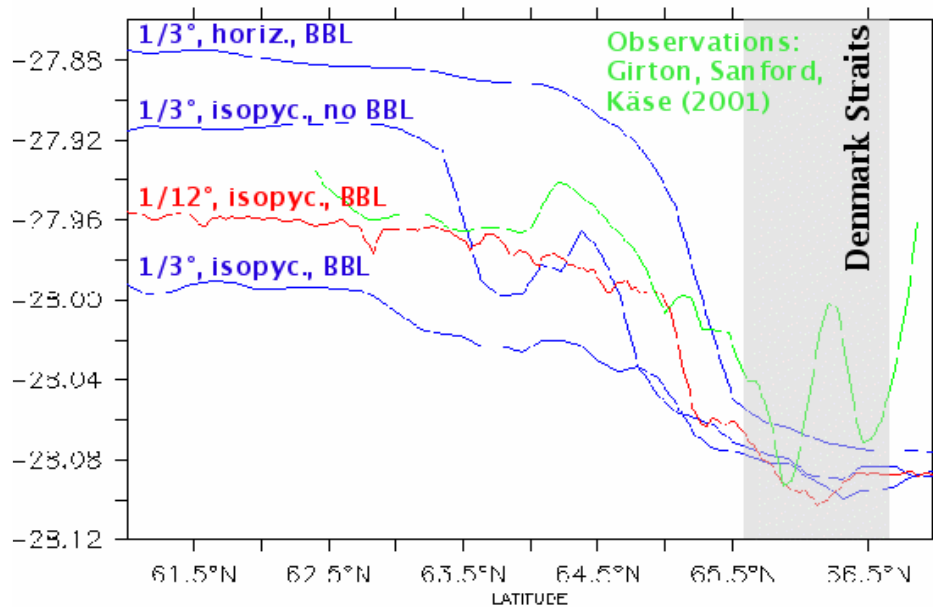


FIG. 3.6 – Evolution de la densité maximale de fond en aval du Déroit du Danemark obtenue par des simulations FLAME, communication personnelle

du déroit du Danemark est plus dense dans le cas où la paramétrisation BBL est activée que sans BBL.

Néanmoins, lorsque cette paramétrisation est couplé avec NEMO 9, les résultats obtenus sont loin d'être aussi significatifs. Si on regarde l'évolution de la densité en aval du déroit du Danemark, figure 3.7, on peut voir que l'on perd rapidement les propriétés de la veine dense lors d'une simulation globale ORCA025 au $1/4^\circ$ où la paramétrisation BBL est activée.

D'où vient cette différence de résultats?

Est-ce une différence due aux schémas numériques : le code FLAME a une grille B, les simulations de *DeMiranda* (2003b) utilisaient une viscosité harmonique alors que les simulations globales actuelles utilisent une viscosité biharmonique?

Une configuration au $1/4^\circ$ nécessite-t-elle une paramétrisation différente qu'au $1/3^\circ$ avec davantage de physique comme la paramétrisation d'Ekman de fond (friction) ou l'advection de la quantité de mouvement dans la couche de fond?

3.4 Nouvelle paramétrisation BBL

Au cours de cette thèse des améliorations ont été apportées à la paramétrisation BBL existante dans NEMO. Des tests de sensibilité, exposés dans la partie IV, évalueront l'apport de ces modifications dans une configuration idéalisée et une configuration réaliste

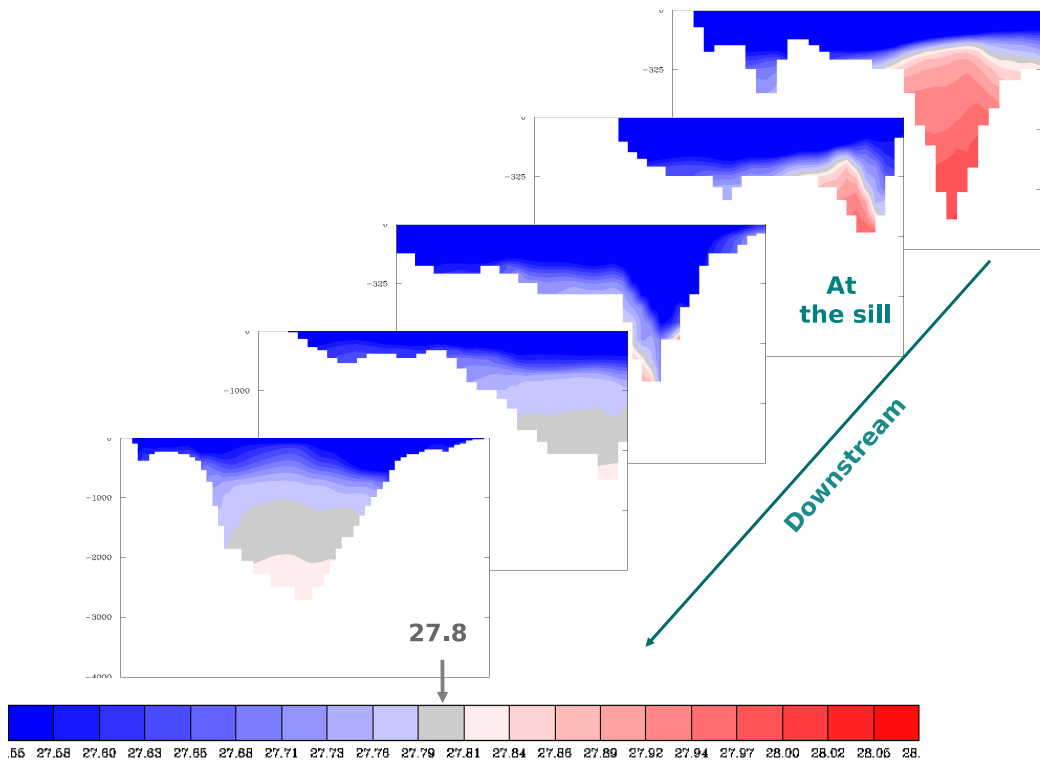


FIG. 3.7 – Evolution de la densité potentielle moyennée entre 1990-2000 à différentes sections (de haut en bas à 67°N, 66.5°N, 66.°N, 65.°N et 64.°N) du Détroit du Danemark obtenue par la configuration ORCA025 (NEMO 11). On remarque que les eaux de fond, très denses en amont du seuil (à 67°N) perdent rapidement leur forte densité en aval.

de l'Atlantique Nord.

1/ *Adaptation à la représentation partial-steps de la topographie*

BBL a été adaptée à la représentation partial-steps : les flux BBL diffusifs et advectifs ont été limité par la hauteur de la plus petite maille. Un problème de stabilité, lié à une vitesse excessive, survenait lorsque l'épaisseur $e1$ de la cellule recevant le flux BBL était plus petite que celle $e2$ de la cellule exportant le flux BBL, figure 3.8. Dans ce cas, seulement une partie du flux est advectée dans la couche de fond, l'autre partie est advectée à la cellule adjacente de même profondeur. L'implémentation d'un modèle BBL à couches multiples permettrait d'exporter tout le fluide dense au fond de l'océan.

2/ *Modification du déclenchement de la paramétrisation BBL*

Les critères de déclenchement de BBL ont été modifiés, au lieu de faire le test de condition de stabilité, équation 3.18, avec la profondeur des cellules adjacentes, ce test s'effectue sur le niveau des cellules adjacentes. Ceci pour éviter qu'en partial-steps la paramétrisation soit activée entre cellules de même niveau mais de profondeur différente. Et le déclenchement de BBL diffusif se fait sous les mêmes critères que celui de BBL advectif (ie équation 3.18 et équation 3.19).

3/ *paramétrisation BBL d'advection de la quantité de mouvement*

Le principe de la paramétrisation BBL de *B&D97* est d'ajouter à un code en coordonnées z une couche de fond traitée en coordonnées sigma. Pour compléter cette BBL advectant et diffusant les traceurs, on a implémenté dans NEMO 9 une BBL advectant la quantité de mouvement de façon similaire à l'advection des traceurs.

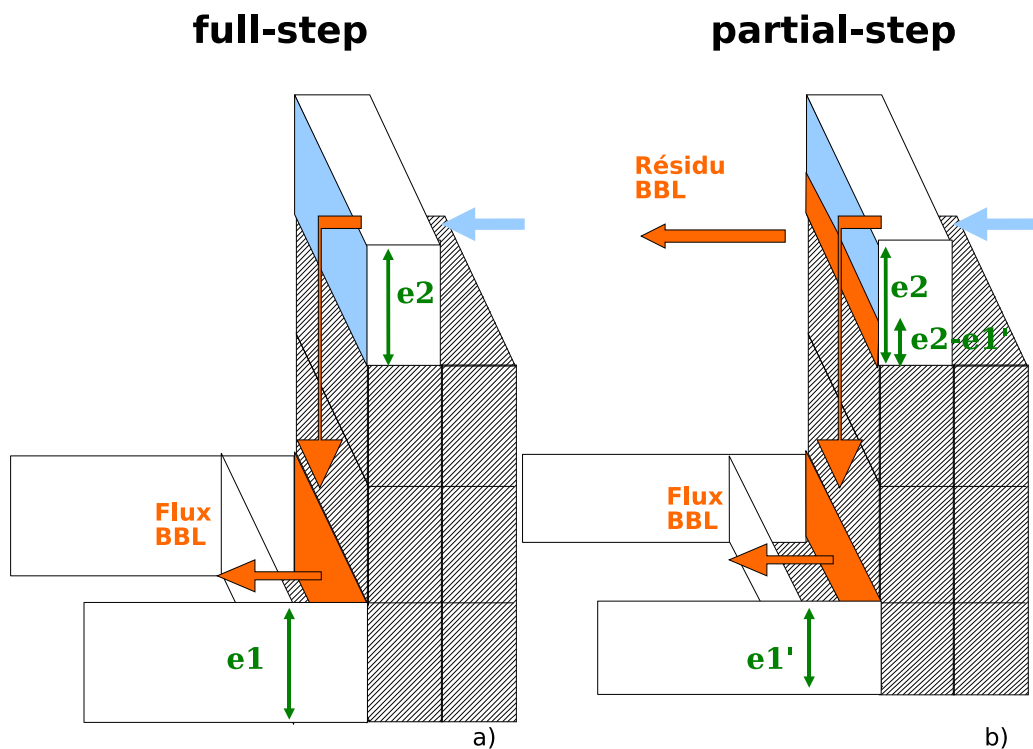


FIG. 3.8 – Répartition du flux BBL a) en full-steps et b) en partial-steps

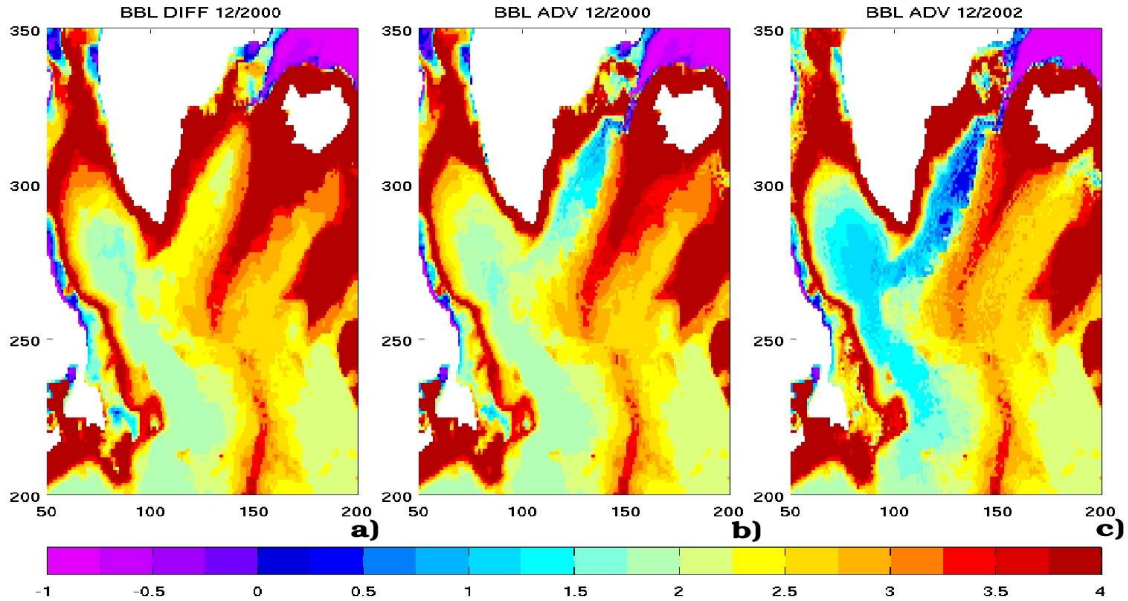


FIG. 3.9 – Température de fond dans la configuration NATL3 (NEMO 8.3) a) intégrée pendant 1 an avec BBL diffusif b) intégrée pendant 1 an avec BBL advectif traceur + qté de mvt et c) intégrée pendant 3 ans avec BBL advectif traceur, B. Ferron

Des premiers essais d'une BBL d'advection de la quantité de mouvement ont été réalisés à Brest sur NEMO 8.3 par B. Ferron (communication personnelle). Les résultats, figure 3.9, sont très prometteurs. Cependant, la température est beaucoup trop froide en aval du détroit du Danemark et après deux ans de simulation le refroidissement s'aggrave probablement dû à un manque de diffusion (la partie diffusive de BBL n'est pas active) ou d'entraînement mais aussi peut-être est-ce dû au schéma centré utilisé pour les traceurs dans NEMO 8.3 (DeMiranda, 2003a).

LE DÉCLENCHEMENT DE BBL ADVECTIF QTÉ DE MVT

Les critères de déclenchement de cette BBL sont les mêmes que les critères du déclenchement de BBL advectif traceur ie équation 3.18 et équation 3.19.

LA PARTIE ADVECTIVE

Le calcul de la composante advective s'effectue en plusieurs étapes. Premièrement, on retranche pour les points u et v où les équations 3.18 et 3.19 sont vérifiées, la tendance sur la quantité de mouvement telle qu'elle a été calculée de façon standard entre T_1 et T_3 (figure 3.5) :

$$\frac{\delta U}{\delta t} = D^H \left[\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \right] + D^V \left[\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \right] + A^H \left[\begin{pmatrix} u - \alpha_x u_{bbl} \\ v - \alpha_y v_{bbl} \end{pmatrix} \right] + A^V \left[\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \right] \quad (3.28)$$

avec $\alpha_{x,y} = 1$ si les conditions 3.18 et 3.19 sont vérifiées dans la direction concernée sinon $\alpha_{x,y} = 0$, u_{BBL} et v_{BBL} les composantes des vitesses horizontales impliquées dans le modèle BBL, figure 3.5 (ie les composantes de vitesse juste au dessus du fond).

Ensuite on calcule un terme d'advection le long de la pente comme si le modèle travaillait en coordonnées sigma, terme d'advection reliant directement les cellules C_1 et C_2 , figure 3.5.

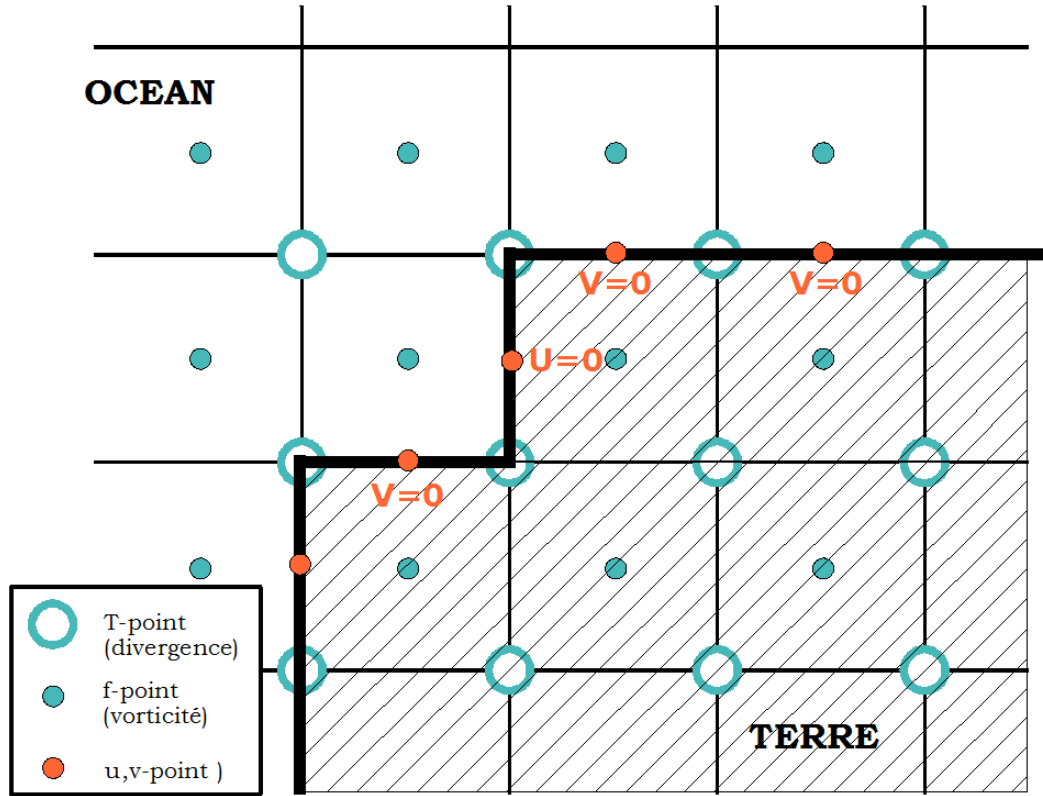


FIG. 3.10 – *Frontière latérale (ligne épaisse) au niveau-T. La vitesse normale à la frontière est fixée à zéro (Madec et al., 1998).*

$$\frac{\delta U}{\delta t} = RHS + D^H + D^V + A^{BBL} \left[\begin{pmatrix} \alpha_x u_{bbl} \\ \alpha_y v_{bbl} \end{pmatrix} \right] \quad (3.29)$$

avec A^{BBL} l'opérateur d'advection utilisé pour le traceur dans la couche limite de fond.

Enfin, on corrige une anomalie de composante verticale, résultant de la perturbation de la divergence dans la boîte de fond C_2 .

3.5 Conditions limites latérales

3.5.1 Description des conditions limites latérales

Le choix des conditions limites latérales dans un modèle océanique ont une forte influence sur les séparations et les recirculations des courants de bord comme le Gulf Stream (Adcroft et Marshall, 1998) et sur le transport de masses d'eau aux travers de détroits.

Les deux conditions aux frontières couramment utilisées dans les modèles de circulation océaniques sont les conditions de glissement, “free-slip” :

$$\frac{d(V.t)}{dn} = 0 \quad (3.30)$$

et de non glissement, “no-slip” :

$$V = 0 \quad (3.31)$$

où t et n sont les tangente et normale locales en un point de frontière (n étant dirigé vers l'extérieur du domaine).

Cette condition limite de glissement est souvent implémentée à l'aide de points fantômes intervenant dans le calcul de la vorticité relative. Or seule la vorticité nécessite un traitement spécifique à la frontière, le masque du modèle étant suffisant pour les autres scalaires et composantes de champs, figure 3.10.

Pour la condition de glissement, la vorticité est nulle dans les terres et sur la côte.

$$\zeta = 0 \quad (3.32)$$

Pour la condition de non glissement, la vitesse tangentielle est nulle sur la côte. Donc on suppose que cette vitesse tangentielle décroît linéairement parcequ'on utilise des schémas d'ordre 2 du point de vitesse le plus près de la côte à la côte elle-même (figure 3.11,b). Donc la vorticité relative le long de la frontière s'écrit :

$$\zeta \equiv 2 * \left[\delta_{i+\frac{1}{2}}[v] - \delta_{j+\frac{1}{2}}[u] \right] \quad (3.33)$$

où $\delta_{i,j+\frac{1}{2}}[f]$ représente l'opérateur de dérivation d'une fonction f : $\delta_{i+\frac{1}{2}}[f] = \frac{f(i+1)-f(i-1)}{\Delta x}$ et u et v sont des champs masqués (ie nuls aux points "terre").

En multipliant la vorticité par un masque $mask_f$, avec $mask_f = 0$ sur la côte en condition de glissement et avec $mask_f = 2$ sur la côte en condition de non glissement, on résout le problème de l'implémentation des conditions latérales aux frontières solides.

$$\zeta \equiv mask_f * \left[\delta_{i+\frac{1}{2}}[v] - \delta_{j+\frac{1}{2}}[u] \right] \quad (3.34)$$

L'interprétation physique de ces deux conditions est illustrée figure 3.12. L'allure de la vitesse au voisinage d'une paroi est logarithmique dans la couche limite latérale, puis le gradient de vitesse s'annule à l'extérieur de cette zone. En imposant $V = 0$, la condition de non glissement suppose donc que l'on résout correctement la couche limite tandis qu'en utilisant la relation $\frac{\delta V}{\delta n} = 0$, la condition de glissement considère que l'on se place à sa limite extérieure. On trouve aussi dans NEMO une condition latérale de Partial Slip qui est une combinaison linéaire pondérée des deux conditions latérales No Slip et Free Slip (nous n'utiliserons pas cette condition latérale dans la suite de cette thèse).

La condition limite de non-glissement n'est pas adaptée aux modèles océaniques à grande échelle où les processus dissipatifs à petites échelles ne sont pas résolus. Dans certains cas, il est suggéré d'utiliser la condition de glissement libre qui semble plus appropriée.

Une série de simulations de la configuration globale ORCA025 au $1/4^\circ$ a mis en évidence une meilleure circulation globale avec une condition de glissement qu'avec une condition de non-glissement (*Penduff et al., 2007*).

3.6 Nouvelle condition latérale : la condition de No Slip Accurate

Pour la condition de glissement, la composante normale de la vitesse est fixée à zéro et la composante tangentielle est reflétée par rapport au mur, ensuite est appliqué le schéma de discrétisation classique pour le calcul de la vorticité relative, équation 3.34.

Cette approche a deux défauts : i) il y a sous-estimation de la viscosité près du mur et ii) “la règle du point fantôme” est en conflit avec la condition limite : pas de composante normale aux angles convexes des frontières (figure 3.13).

Si la ligne de côte est composée d’angles entourés de courts segments de frontière, c’est une source de distorsions numériques car les termes sont calculés avec des précisions différentes sur des points adjacents. Cette situation intervient la plupart du temps lorsque la ligne côtière suit une direction à peu près diagonale tout en respectant la contrainte du maillage.

Pour se libérer de ces inconvénients, *Shchepetkin et O’Brien (1996)* ont proposé une alternative d’implémentation à la condition de glissement libre : la condition de No Slip Accurate.

La condition de NoSlip Accurate consiste à appliquer une discrétisation spécifique au calcul de la viscosité sur les points adjacents aux frontières. Cette discrétisation peut être illustrée par l’exemple suivant :

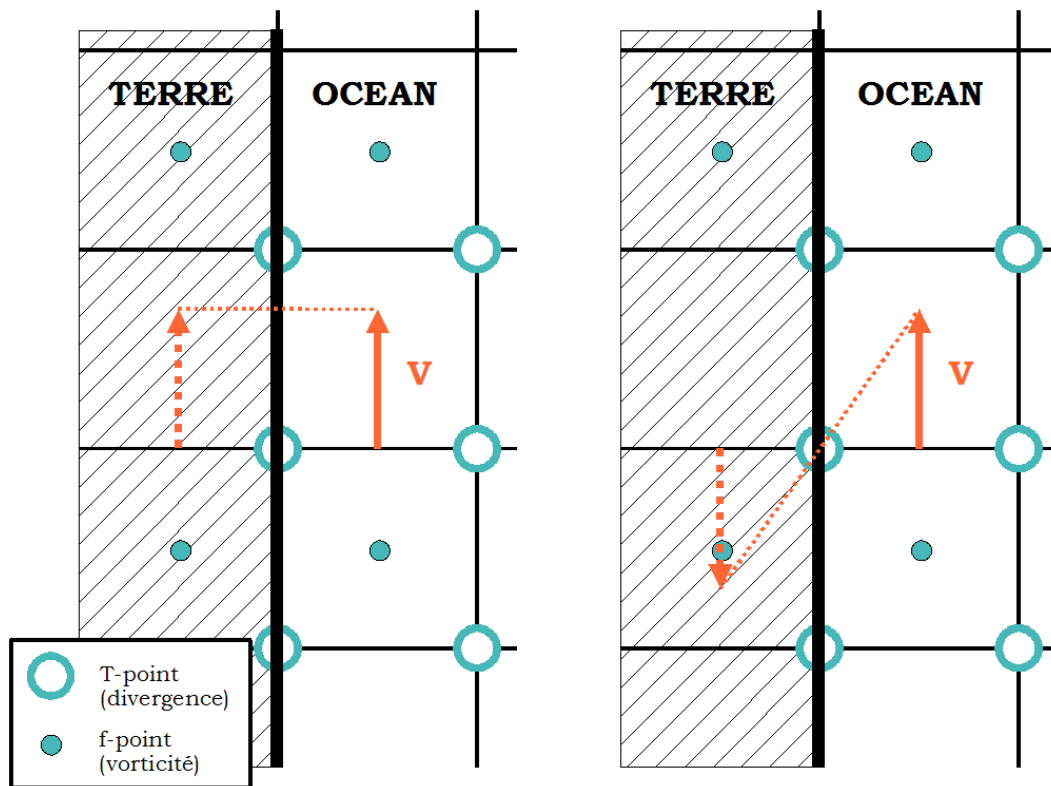


FIG. 3.11 – Conditions limites latérales a) glissement b) non glissement (*Madec et al., 1998*).

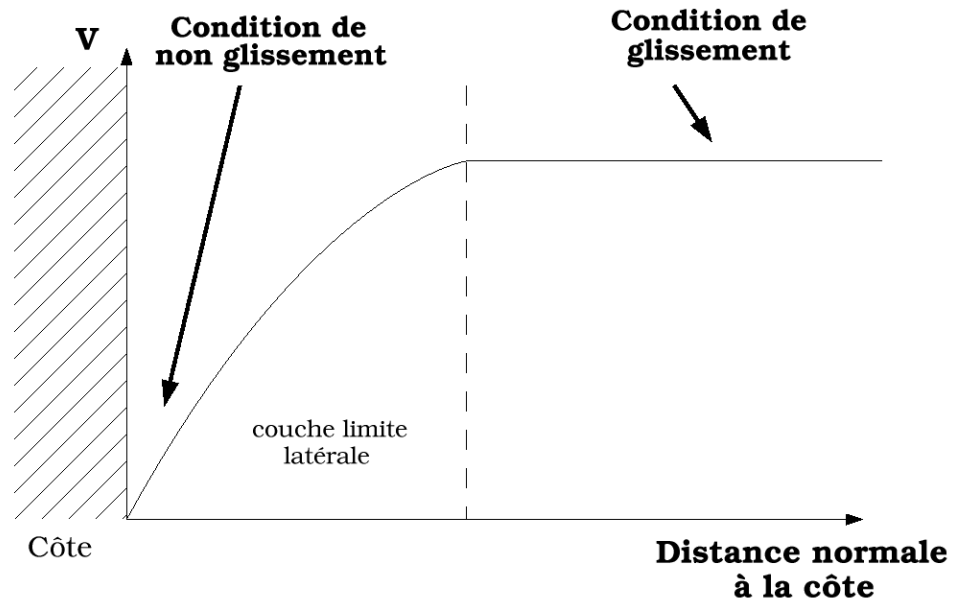


FIG. 3.12 – Profil de vitesse typique près de la côte

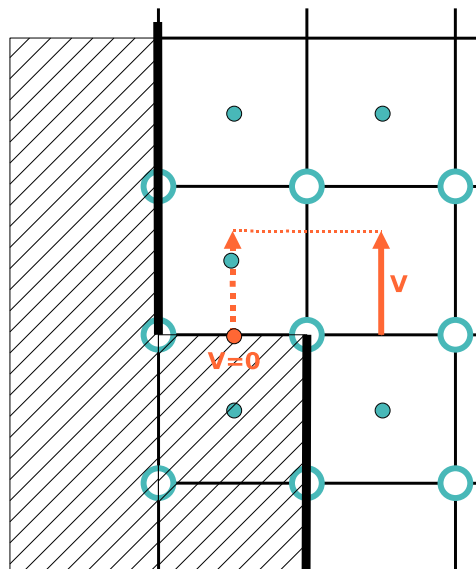


FIG. 3.13 – Schéma illustrant le conflit entre "la règle du point fantôme" et une composante normale nulle à la frontière dans le cas des angles convexes.

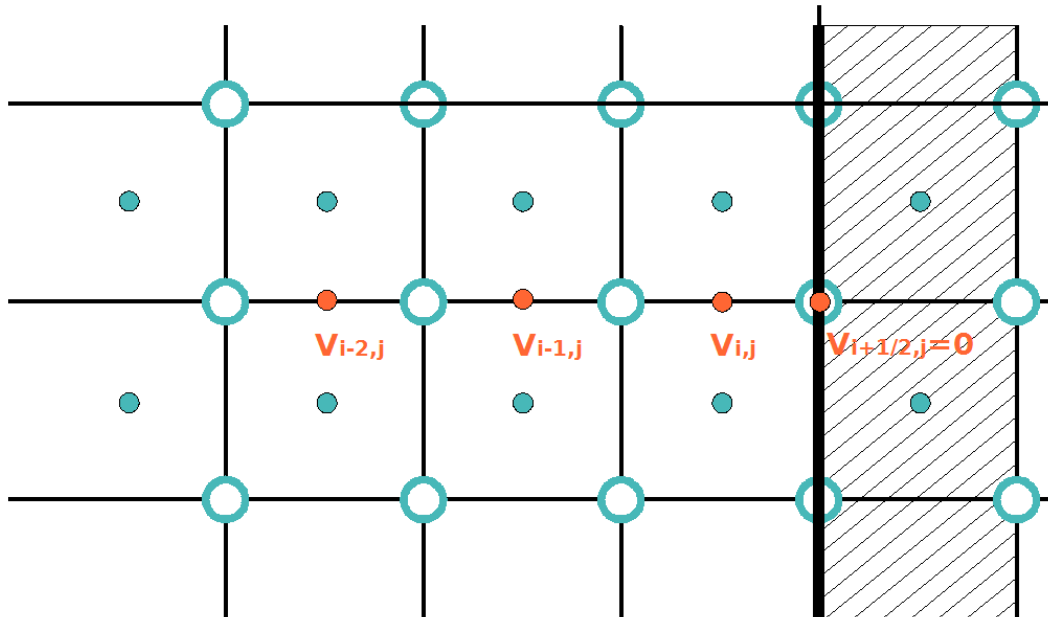


FIG. 3.14 – Schéma de la discrétisation décentrée à 4 points

Si $f(x)$ est une fonction de coordonnée x , $f_j = f(x_j)$, $\Delta x = x_{j+1} - x_j$.
 Au lieu d'utiliser, un schéma centré d'ordre 2 :

$$\frac{\delta f}{\delta x} \Big|_{x_j} \approx \frac{f_{j+1} - f_{j-1}}{2\Delta x} + O[(\Delta x^2)] \quad (3.35)$$

On utilise un schéma décentré d'ordre 3 :

$$\frac{\delta f}{\delta x} \Big|_{x_j} \approx \frac{4f_j - 7f_{j-1} + 4f_{j-2} - f_{j-3}}{2\Delta x} + O[(\Delta x)^3] \quad (3.36)$$

Ce nouveau schéma est appliqué au terme de vorticité relative du calcul de la viscosité. Si on se place sur une frontière Est, figure 3.14, la condition de non-glissement implique que $v_{i+\frac{1}{2},j} = 0$, en prenant 3 points adjacents à cette frontière, on obtient :

$$\begin{aligned} \nabla_h \mathbf{v} \Big|_{i+\frac{1}{2},j} &\approx \frac{-4u_{i,j} + u_{i-1,j} - 0.2u_{i-2,j}}{\Delta x} \\ &= \frac{\delta u}{\delta x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j} + \frac{1}{6} \frac{\delta^3 u}{\delta^3 x} \Big|_{i+\frac{1}{2},j} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 + O[(\Delta x^3)] \end{aligned}$$

Ce schéma décentré à quatre points pose un problème lors de la parallélisation du code puisque le chevauchement des différents processeurs se fait sur un point ce qui est suffisant pour les schémas centrés à deux points utilisés tout au long du code NEMO mais pas dans ce cas. Pour résoudre ce problème (peu de configurations réalistes tournent sur un seul processeur), de nouveaux tableaux allant chercher les composantes nécessaires sur les points des processeurs adjacents ont été créés par *J-M Molines*.

Les résultats obtenus par *Shchepetkin et O'Brien* (1996) avec cette nouvelle discrétisation sont prometteurs, le bruit numérique est considérablement réduit. Au point de

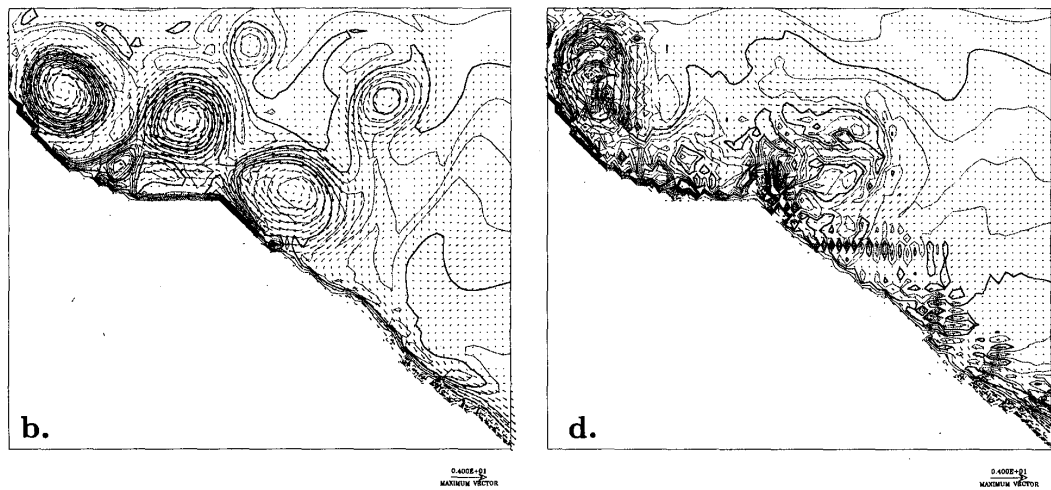


FIG. 3.15 – Comparaison entre b) la nouvelle implémentation de la condition de no-slip avec un coefficient de viscosité $V = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et d) l'ancienne méthode des points fantômes avec un coefficient de viscosité $V = 200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Contours de vorticité potentielle pour un modèle 1.5 layer gravity modèle au $1/4^\circ$, les flèches représentent la vitesse (Shchepetkin et O'Brien, 1996).

pouvoir diviser par deux le coefficient de viscosité tout en obtenant une solution moins bruitée qu'avec la condition Free-Slip (figure 3.15).

Cette nouvelle condition latérale a été implémenté dans NEMO au cours de cette thèse et les résultats obtenus avec cette nouvelle discrétisation sont décrits dans la partie IV.

Chapitre 4

Configurations

Sommaire

4.1	La configuration GROENLAND	52
4.2	La configuration DOME	54
4.3	La configuration NATL025	57

Le projet DRAKKAR est un projet européen de modélisation de la circulation océanique globale ou régionale s'appuyant sur des configurations communes. Ces configurations sont soumises à des forçages atmosphériques pertinents et ont des résolutions suffisamment élevées pour résoudre les échelles dynamiquement importantes : du tourbillon au global et de la journée à la décennie. Dans ces configurations se trouvent la configuration globale au $1/4^\circ$ ORCA025 (*Barnier et al., 2006*).

C'est dans le cadre de cette configuration que s'inscrit cette thèse : améliorer la représentation des interactions courant/topographie pour une résolution au $1/4^\circ$. Pour ce faire, des tests de sensibilité aux schémas numériques sont effectués sur des configurations idéalisées : les écoulements horizontaux le long d'une topographie complexe sont étudiés dans une configuration idéalisée du Cap Farewell et les écoulements gravitaires sont étudiés dans une configuration "DOME". Les paramètres les plus pertinents sont ensuite testés dans l'extraction Nord-Atlantique de la configuration ORCA025, la configuration NATL025, pour une implémentation finale à l'échelle globale.

4.1 La configuration GROENLAND

Cette thèse a débuté avec une configuration simple permettant de tester localement les dernières modifications apportées à NEMO : la représentation de la topographie avec

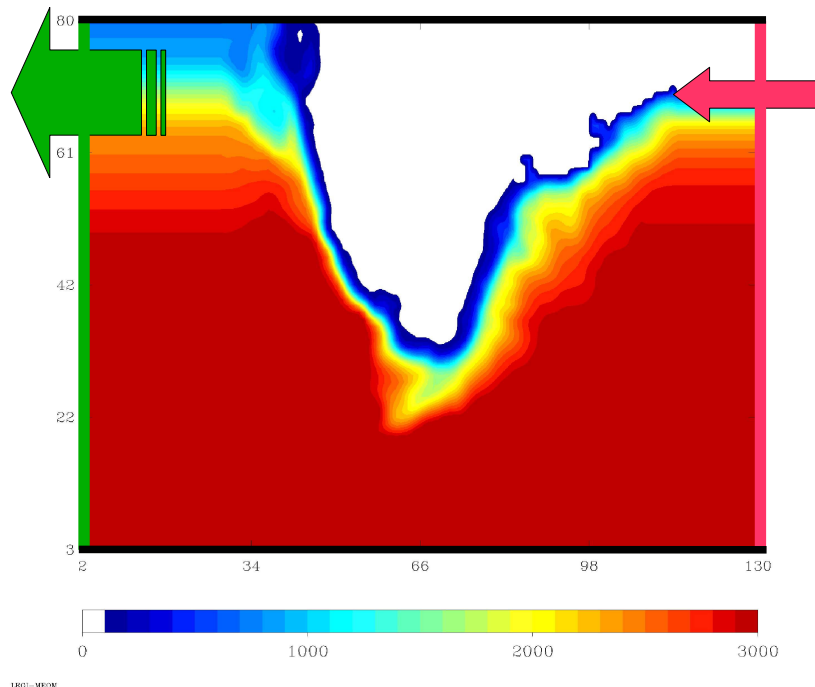


FIG. 4.1 – Schéma de la configuration GROENLAND, un courant de surface est injecté au Nord de la frontière Est, flèche rouge, par une frontière spécifiée en rouge. A l'Ouest, on a une frontière radiative, en vert, et des murs au Nord et au Sud, en noir.

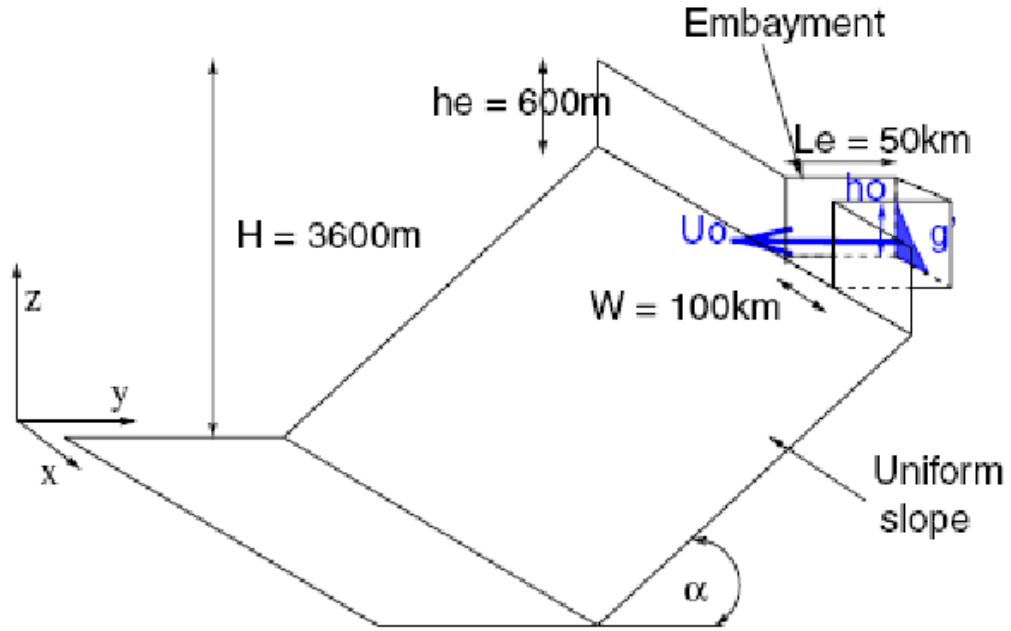


FIG. 4.2 – Schéma de la configuration DOME, un courant dense est injecté par un chenal à fond plat ouvert sur le nord d’une pente uniforme

des “partial steps” et le nouveau schéma d’advection conservant l’énergie et l’entropie “EEN”. Ces modifications ont déjà été implémentées dans la configuration ORCA025. On cherche ici à mieux comprendre leur influence sur la solution du modèle.

Cette configuration est un canal auquel on a ajouté à la frontière Nord une représentation de Cap Farewell soit idéalisée à l’aide d’une gaussienne et une pente linéaire soit réaliste avec la topographie du Groënland extraite de la configuration ORCA025, figure 4.1. Comme forçage, seul un courant de surface est imposé à la frontière Est.

Cette configuration est composée de $131 * 81 * 35$ points de grille. La grille horizontale est régulière ($dx = 14 \text{ km}$ et $dy = 14 \text{ km}$) correspondant à la taille des mailles de la configuration ORCA025 en mer du Labrador, les 35 niveaux verticaux sont irréguliers et correspondent à ceux de la configuration ORCA025 avec un raffinement en surface (6m) qui diminue en profondeur.

La topographie a été extraite de la topographie ORCA025 (extraction des points 930 à 1030 suivant la longitude et des points 760 à 840 suivant la latitude) au $1/4^\circ$ pour être placée au nord de la boîte.

Ce bassin a une stratification linéaire $\rho(z) = \rho_0(1 - \alpha T_{ref}(z))$ avec pour densité de référence $\rho_0 = 20 \text{ kgm}^{-3}$ et $\alpha = 2.0 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Les frontières Nord et Sud sont des frontières fermées alors que les frontières Est et Ouest sont ouvertes, avec une frontière prescrite à l’Est et une radiative à l’Ouest. A l’Est du bassin un courant de surface géostrophique de température $T_{in}(y, z)$ et de vitesse zonale $U_{in}(y, z)$ est prescrit suivant les équations suivantes :

$$T_{in}(y, z) = T_{ref}(z) + \frac{\Delta\rho}{2\alpha\rho_0} \left(1 - \frac{z}{z_b}\right) \left[1 + \tanh\left(\frac{y - y_0}{L_y}\right)\right] \quad (4.1)$$

Paramètre adimensionnel	Valeur
Nombre de Froude $Fr = U_0/\sqrt{(\Delta b_0 h_0)}$	1
Anomalie relative de flottabilité $U_0/N^2 h_0$	12
Paramètre d'étirement $L_\rho \tan\alpha/h_0$	0,8
Largeur relative $W/L_\rho = Wf/\sqrt{(\Delta b_0 h_0)}$	4,1
N/f	23,0
Friction D'Ekman $C_d \Delta b_0 \tan\alpha/f_0^2 h_0$	0,127

TAB. 4.1 – Valeurs des paramètres adimensionnels

et

$$U_{in}(y, z) = \frac{g\Delta\rho}{4L_y f \rho_0} \frac{(z - z_b)^2}{z_b} \frac{1}{\cosh^2 \frac{y-y_0}{L_y}} \quad (4.2)$$

avec z_b : la profondeur du plus faible niveau du bassin où $U_{in} = 0$, la force du courant d'entrée se détermine à partir de $\Delta\rho$, la différence de densité à l'intérieur de ce courant, et de sa largeur L_y . La position du courant est donnée par y_0 . Les paramètres utilisés sont $y_0 = 22.5 \text{ km}$, $L_y = 22.5 \text{ km}$ et $\Delta\rho = -0.3 \text{ kgm}^{-3}$ ($\Delta T = 1.5 \text{ }^\circ\text{C}$).

4.2 La configuration DOME

La configuration choisie, figure 4.2, pour étudier les écoulements gravitaires est la configuration proposée par le groupe de travail DOME¹ (Dynamics of Overflow Mixing and Entrainment). On parlera par la suite de configuration DOME.

Un courant dense est injecté par un chenal à fond plat de 600m de profondeur et d'une largeur de 100km à la frontière nord. Le courant a une densité et une vitesse d'entrée prescrites. Le chenal a une longueur de 50km et son extrémité sud s'ouvre sur une pente uniforme d'angle α , qui atteint une profondeur maximale de 3600m et se poursuit d'un fond plat.

Le courant dense est construit de manière à ce qu'il (a) soit en équilibre géostrophique ; (b) ait un nombre de Froude $Fr = U/\sqrt{(\Delta b h)}$ maximal de 1 (où U est la vitesse, Δb l'anomalie de flottabilité et h l'épaisseur de la veine dense), tel que $U_{max} = \sqrt{(\Delta b_0 h_0)}$ où Δb_0 est l'anomalie de flottabilité du courant d'entrée, et h_0 est la hauteur maximale du courant par rapport au fond du chenal ; (c) ait un nombre de Richardson $Ri = N^2/(du/dz)^2$ qui soit 'en chaque point' plus grand que 1/3 (au-dessus de la valeur critique) afin de minimiser le mélange dans le chenal. La veine dense atteint sa hauteur maximale de h_0 et sa vitesse maximale du côté droit du chenal (quand on regarde dans le sens du courant) et la hauteur décroît exponentiellement avec la longueur caractéristique donnée par le rayon de déformation $L_\rho = \sqrt{(\Delta b_0 h_0)}/f$

$$h(x_w) = h_0 \exp(-x_w/L_\rho) \quad (4.3)$$

où x_w est la distance du bord droit du chenal. Les conditions énumérées ci-dessus sont remplies par un écoulement dont la flottabilité et la structure de la vitesse sont données

¹<http://www.rsmas.miami.edu/personal/tamay/DOME/dome.html>

par :

$$b(x_w, z) = \min(b_0 - \Delta b_0(1 - F(z^*)), b_0 - N^2 z) \quad (4.4)$$

$$v(x_w, z) = -U_0 \exp(-x_w/L_\rho)(1 - F(z^*)) \quad (4.5)$$

où

$$U_0 = \sqrt{(\Delta b_0 h_0)} \quad (4.6)$$

et

$$z^*(x_w, z) = \frac{z - (h_e - h(x_w))}{h_e - h(x_w)} \quad (4.7)$$

avec h_e la profondeur du chenal et

$$\begin{cases} F(z^*) = 1 & \text{for } z^* \geq \frac{R_{im}}{2-R_{im}} \\ F(z^*) = \frac{1}{R_{im}} \frac{z^*}{z^*+1} + \frac{1}{2} & \text{for } -\frac{R_{im}}{2+R_{im}} < z^* < \frac{R_{im}}{2-R_{im}} \\ F(z^*) = 0 & \text{for } z^* \leq -\frac{R_{im}}{2+R_{im}} \end{cases} \quad (4.8)$$

R_{im} est le nombre de Richardson minimum associé à l'interface entre le courant dense et l'eau ambiante (R_{im} est fixé à $\frac{1}{3}$). b_0 est la flottabilité à la surface. La structure de la flottabilité est donc $b = b_0 - \Delta b_0$ dans le courant dense et $b = b_0 - N^2 z$ dans le fluide ambiant, avec une zone de transition de largeur et de forme telle que le nombre de Richardson soit supérieur à R_{im} . La vitesse donnée par l'équation 4.5 est en équilibre géostrophique parfait avec la flottabilité seulement si $N^2 = 0$, mais comme Δb_0 est grand comparé à $N^2 h_0$, l'écart est faible. En ignorant l'épaisseur de l'interface, quand $W \leq L_\rho$, le transport de la veine dense est $T_{in} = \Delta b_0 h_0^2 / (2f)$. Ces conditions, énumérées dans le tableau 4.1, ont été choisies de façon à ce que le courant à l'intérieur du chenal d'alimentation soit le plus stable possible. Le nombre de Froude $Fr = 1$ est nécessaire pour éviter la formation d'une onde de Kelvin se propageant le long du mur droit à une vitesse supérieure à la vitesse de la veine dense, ce qui provoquerait un entraînement numérique excessif aux premiers points de grille. Avec $Fr = 1$, on maintient correctement la masse d'eau dense.

Les paramètres dimensionnels, tableau 4.2, sont choisis afin de représenter les principaux écoulements gravitaires comme l'écoulement du Déroit du Danemark, du déroit de Gibraltar, de la mer Rouge et ceux de l'Antarctique, même si avec une pente et une stratification ambiante linéaires, les résultats ne peuvent être proches des observations des phénomènes réels. Avec de tels paramètres, un domaine de dimensions $L_x * L_y * L_z = 1500 \text{ km} * 600 \text{ km} * 3600 \text{ m}$ est nécessaire pour capturer entièrement le mélange, la descente de la veine dense jusqu'à son niveau de densité neutre et son détraînement.

Cette configuration est celle utilisée par *Legg et al.* (2005), elle permet de comparer nos sorties avec des sorties obtenues avec un modèle en coordonnées z , le MIT General Circulation Model (MITGCM), et avec un modèle en coordonnées isopycnales, le Hallberg Isopycnal Model (HIM) (*Hallberg et Rhines*, 1996) et ce pour différentes résolutions dont une très haute résolution $500\text{m} * 30\text{m}$ avec l'hypothèse non-hydrostatique. Cette configuration est aussi utilisée lors d'expériences en laboratoire avec ou sans rotation ou stratification ambiante (*Lane-Serff et Baines*, 1998; *Cenedese et al.*, 2004; *Décamp et Sommeria*, 2006).

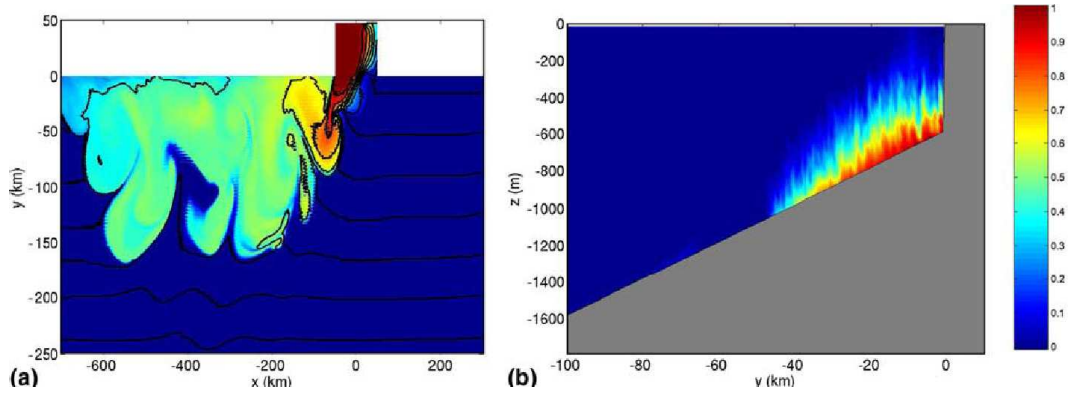


FIG. 4.3 – Concentration en traceur passif 13 jours après l’introduction du courant dense dans une simulation haute résolution ($\Delta x \times \Delta z = 500 \text{ m} \times 30 \text{ m}$) par le modèle non-hydrostatique MITgcm a) juste au-dessus de la topographie et b) coupe verticale en $x = -50 \text{ km}$ près du canal d’injection. La concentration du traceur vaut zéro dans le fluide ambiant et est initialisée à 1 dans le courant d’entrée.

Le choix des paramètres non-dimensionnels pour décrire complètement l’écoulement est exposé dans le tableau 4.1.

La résolution utilisée dans nos simulations, ainsi que le modèle à haute résolution présenté par *Legg et al.* (2005), est loin d’atteindre la résolution nécessaire afin de résoudre complètement la physique responsable du mélange à l’interface overflow/eau ambiante. Des expériences (*Simpson*, 1969) et des observations (*Baringer*, 1997) ont mis en évidence que le mélange overflow/eau ambiante est principalement dues aux instabilités de cisaillement verticale dont l’échelle verticale est de l’ordre de 100 à 300 mètres (*Price et Yang*, 1998). Une représentation explicite des overflows demande aussi une forte résolution horizontale afin de capturer les instabilités de Kelvin-Helmholtz. Le ratio hauteur/longueur des instabilités de Kelvin-Helmholtz étant de 0.1 (*Marmorino*, 1987), la résolution nécessaire à la représentation explicite (10 points de grille par instabilité) d’un overflow est 10 – 30 *m* pour la verticale et 100 – 300 *m* pour l’horizontale (*Özgökmen et al.*, 2004), figure 4.3. Cette résolution demande beaucoup trop de moyen de calcul pour simuler la descente de

Paramètre dimensionnel	Valeur
Anomalie de flottabilité de la veine dense Δb_0 (ms^{-2})	0,019
Vitesse de la veine U_0 (m/s)	2,4
Hauteur de la veine h_0 (m)	300
Stratification ambiante N ($10^{-4}s^{-1}$)	23
Paramètre de Coriolis f_0 (s^{-1})	10^{-4}
Pente topographique $\tan(\alpha)$	0,01
Largeur du chenal W (km)	100
Hauteur du chenal h_e (km)	600
Longueur du chenal L_e (km)	50

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres dimensionnels

la plume jusqu'à son niveau de densité neutre et l'activité tourbillonnaire méso-échelle associée à l'écoulement de la plume d'où la nécessité d'utiliser des paramétrisations.

Initialement, on voulait scinder ces deux configurations idéalisées : les configurations GROENLAND et DOME afin de représenter un courant profond de bord dans son intégralité : formation de l'overflow et propagation le long des côtes. Mais étant données les différences de résultats entre configurations idéalisées et réalistes, il a été décidé de sélectionner les paramètres les plus probants obtenus des tests de sensibilité sur configuration idéalisée pour les tester dans la configuration réaliste NATL025.

4.3 La configuration NATL025

La configuration NATL025 est une extraction de la configuration globale ORCA025. Elle couvre l'Atlantique Nord de 20° S à 80° N et la Méditerranée jusqu'à 50° E. Elle est composée de 486*530 points de grille et 46 niveaux sur la verticale. Le raffinement vertical est plus important en surface (6 m) et diminue avec la profondeur jusqu'à 250 m au fond.

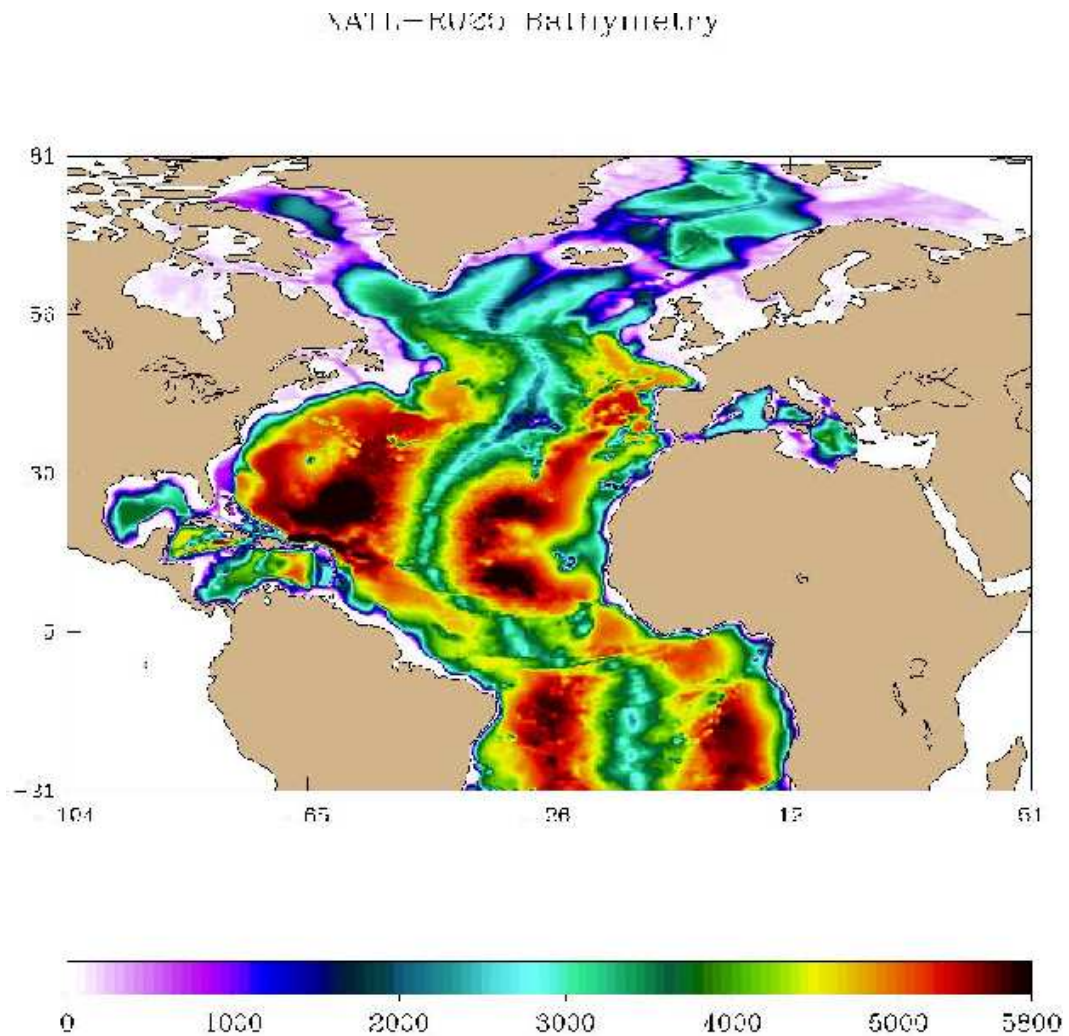


FIG. 4.4 – Bathymétrie de la configuration NATL025 en mètres

représentation de la topographie	coordonnées z, partial-steps (PS)
advection de la quantité de mouvement	schéma conservant l'énergie et l'enstrophie (EES)
diffusion de la quantité de mouvement coefficient de diffusion du moment	bilaplacien latéral horizontal $-1.5 \times 10^{11} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (à l'équateur et diminuant proportionnellement au cube de la taille de la maille vers les pôles)
advection des traceurs	schéma TVD
diffusion des traceurs coefficient de diffusion des traceurs	laplacien latéral isopycnal $300 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (à l'équateur et diminuant proportionnellement à la taille de la maille vers les pôles)
condition latérale de bord	free-slip
condition de fond	friction non-linéaire
coefficient de friction de fond	$Cd0 = 10^{-3}$

TAB. 4.3 – *Choix numérique de la configuration NATL025*

La résolution effective est de 27,75 km à l'équateur et de 13,8 km à 60° N.

Topographie

La topographie est issue de la bathymétrie *Etopo2* du National Geophysical Data Center, figure 4.4.

Caractéristiques numériques

Le choix des caractéristiques numériques est basé sur la dernière configuration globale de 50 ans ORCA025, (*Barnier et al.*, 2006) et est décrit dans le tableau 4.3.

Forçages

Les conditions initiales de température et de salinité ainsi que le rappel aux frontières fermées proviennent de la climatologie mensuelle de *Levitus et al.* (1998). Le jeu de forçage atmosphérique DFS3 (Drakkar Forcing Set 3 (*Brodeau et al.*, 2007)) est celui utilisé dans la configuration globale de 50 ans, construit afin de mieux maintenir la circulation thermohaline. Il est composé par :

- les flux radiatifs (solaire, IR) et des précipitations de CORE CY2004,
- les flux turbulents d'évaporation, de chaleur latente, de chaleur sensible et de la tension du vent sont calculés à partir des données de ERA40,
- et les runoff sont ceux de Die-Trenberth.

Cette configuration réaliste de l'Atlantique Nord permet d'évaluer correctement l'impact des paramétrisations sur la représentation des courants gravitaires (elle comprend les détroits des mers Nordiques et le détroit de Gibraltar) et l'impact de ces courants gravitaires sur la circulation générale de l'Atlantique Nord.

Troisième partie

**Sensibilité aux paramétrisations
de NEMO**

Chapitre 5

Amélioration de la représentation des courants horizontaux

Sommaire

5.1	Les effets du schéma d'advection de la quantité de mouvement	62
5.1.1	Description des résultats avec le schéma ENS	62
5.1.2	Description des résultats avec le schéma EEN	64
5.2	Les effets de la représentation partial steps	65
5.2.1	Discussion	65
5.3	Bilan	66

On l’a vu dans les chapitres précédents, une bonne représentation des courants de bord est essentielle dans un modèle de circulation générale, que se soit les courants du bord ouest comme le Gulf Stream ou la représentation des overflows. Le premier problème à régler dans un modèle à coordonnées z est l’amélioration de la topographie. Pour ce faire, on utilise la représentation de la topographie Partial-steps (PS) section 3.2. Cette représentation permet de “lisser” la topographie et les niveaux du modèle sont plus cohérents avec la bathymétrie réelle. Ensuite, on cherche à diminuer la dissipation des courants le long de la topographie grâce à de nouveaux schémas numériques comme le schéma d’advection de la quantité de mouvement conservant l’énergie et l’entrophie (EEN). Ces deux modifications ont permis dans la configuration réaliste ORCA025 d’obtenir de très bons résultats sur beaucoup des points clés de la circulation globale : la séparation du Gulf Stream, le trajet du courant Nord Atlantique, la localisation de la zone de confluence des courants Brésil/Malouines et l’amplitude du tourbillon de Zapiola (*Barnier et al.*, 2006). On va chercher dans ce chapitre à démontrer les effets locaux de ces changements dans une configuration idéalisée où l’écoulement est fortement contraint par la topographie.

Sur la configuration idéalisée GROENLAND, on a réalisé trois simulations permettant de mettre en évidence les changements apportés par la topographie partial-steps sur la topographie full-steps (FS) et par le schéma EEN sur le schéma ENS. Ces simulations sont résumées dans le tableau 5. Ces simulations ont une durée de quatre ans : 2 ans de spin-up + 2 ans pour atteindre un régime stationnaire.

Simulation	schéma d’advection de la quantité de mouvement	Topographie
G04	ENS (old)	FS
G03	EEN (new)	FS
G22	EEN (new)	PS

TAB. 5.1 – Liste des tests de sensibilité simulés sur la configuration GROENLAND

5.1 Les effets du schéma d’advection de la quantité de mouvement

En comparant les simulations *G04* et *G03*, on souligne les effets du schéma d’advection de la quantité de mouvement sur un courant de bord se propageant le long du Cap Farewell.

La configuration GROENLAND se décline en plusieurs versions : avec une configuration réaliste type ORCA025 comme sur la figure 4.1 ou avec une structure idéalisée de type gaussienne avec une pente linéaire, et le courant géostrophique prescrit à la frontière Est du bassin peut être un courant de surface ou de mi-profondeur. Pour toutes les versions testées, la réponse au changement de schéma d’advection de la quantité de mouvement est la même.

5.1.1 Description des résultats avec le schéma ENS

La carte des températures à 450 m de la figure 5.1 et celle de l’énergie cinétique turbulente (EKE), figure 5.1, montrent qu’avec l’ancien schéma (EEN) le courant de bord est stable sur la première partie de la côte Est du Cap, mais qu’il se déstabilise avant

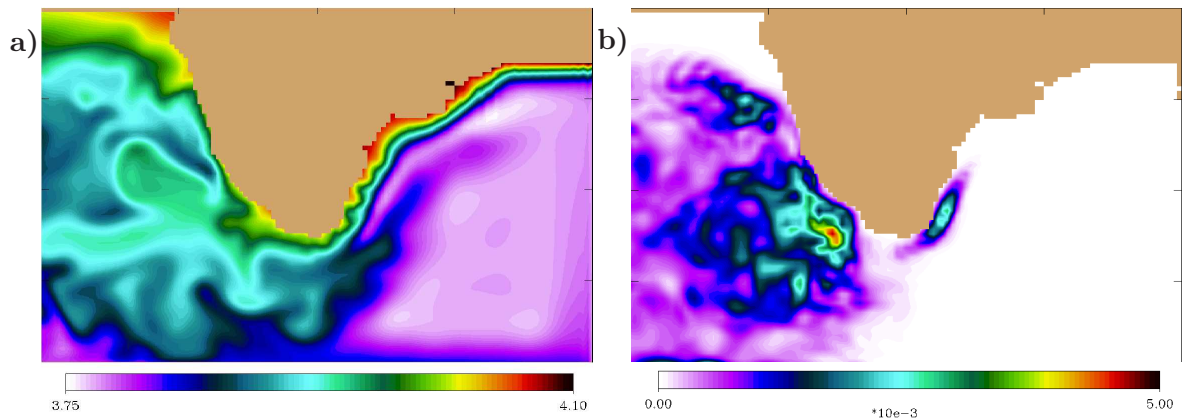


FIG. 5.1 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run $G04$ b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run $G04$

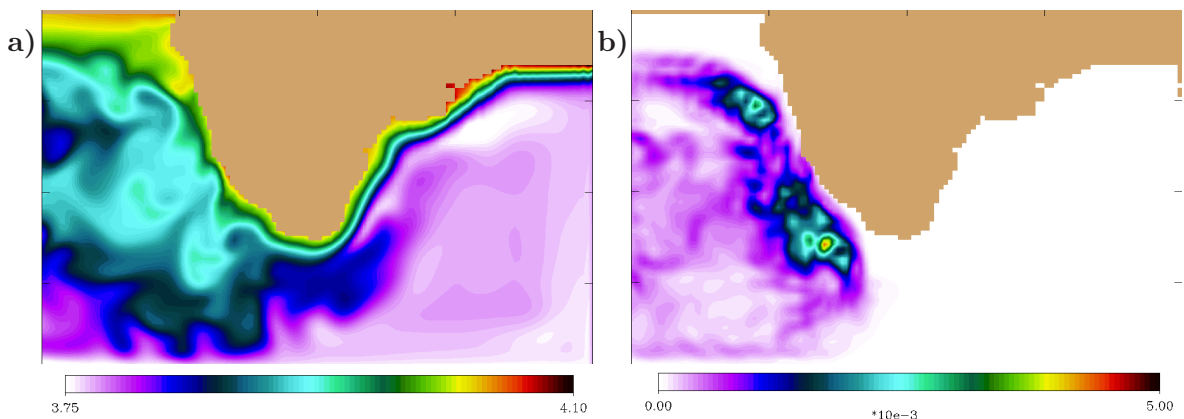


FIG. 5.2 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run $G03$ b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run $G03$

d'atteindre le Cap Farewell (de fortes oscillations sur le champ de température et un maximum d'EKE sont visibles sur la partie Est du Cap, la plus avancée dans l'océan).

Après le passage du Cap, le courant se déstabilise fortement. Des tourbillons méso-échelles sont engendrés à la pointe du Cap et envahissent la partie Ouest du bassin. La continuité du courant de bord est presque complètement détruite (on remarque une interruption de la veine chaude sur la partie Ouest du Cap). Le courant devient complètement turbulent et le panache d'EKE s'étale dans toute la partie Ouest du bassin. Le transport du courant de bord est fortement réduit par rapport au transport prescrit à l'entrée du bassin sur la frontière Est.

5.1.2 Description des résultats avec le schéma EEN

La carte de température, figure 5.2, montre un courant stable et continu jusqu'au Cap et même une bonne partie du Cap. Malgré une activité turbulente sur la côte Ouest du Groënland, le courant de bord reste stable au passage du Cap et n'est pas interrompu dans son parcours vers l'Ouest. Le courant engendre des tourbillons près du Cap lorsque la courbure de la côte change de signe. La carte de l'énergie turbulente, figure 5.2, ne montre aucune trace d'EKE dans la partie Est du bassin indiquant la stabilité du courant jusqu'au passage du Cap. La panache D'EKE dans la partie Ouest du bassin reste localisé près de la côte. Et le transport du courant de bord reste important.

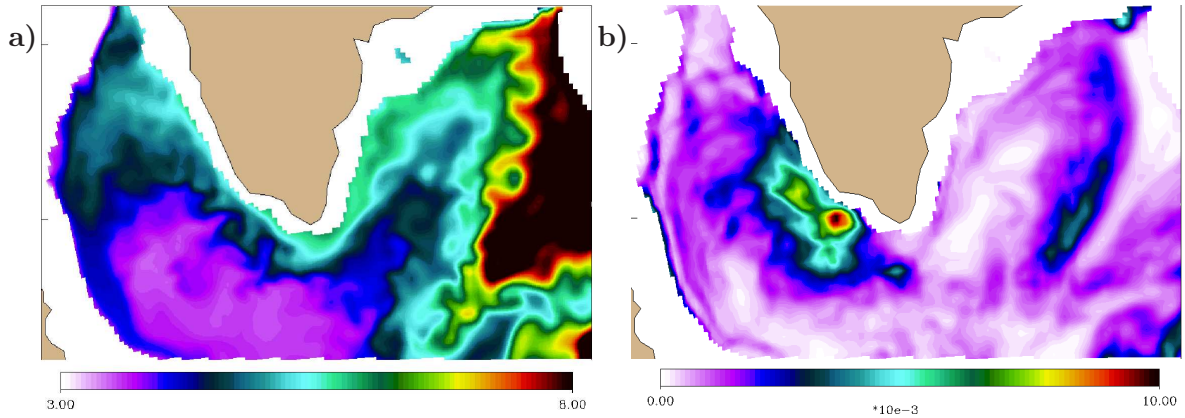


FIG. 5.3 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 9 ans de simulation du ORCA-025 run $G04$ b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée de l'année 8 à 10 de simulation ORCA-025 du run $G04$

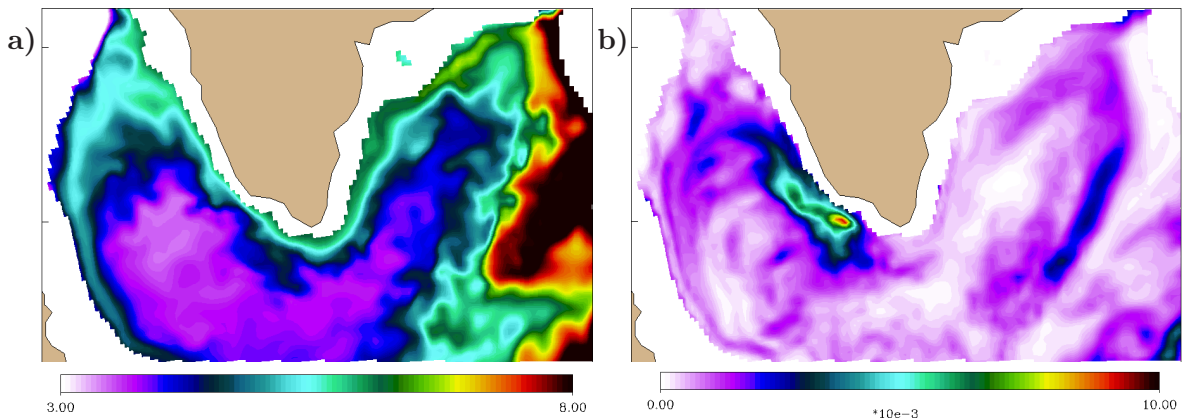


FIG. 5.4 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run $G03$ b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run $G03$

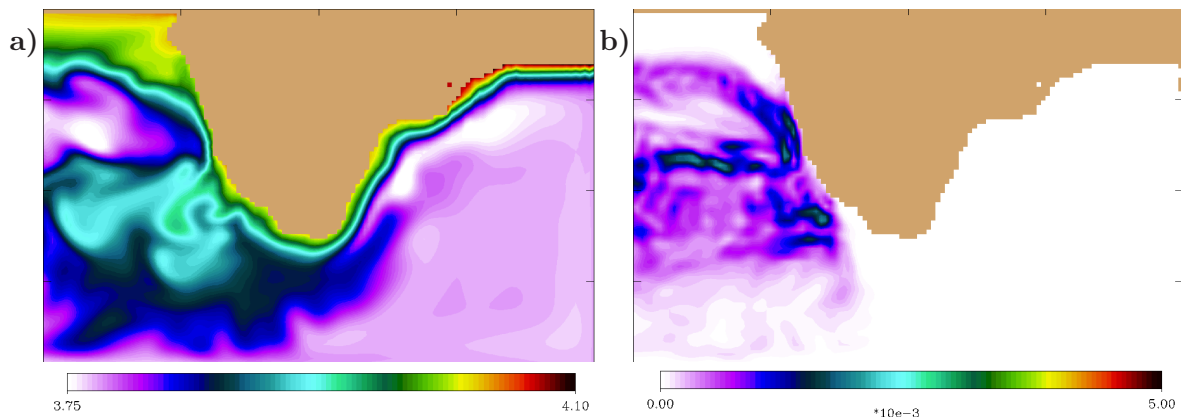


FIG. 5.5 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run *G22* b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run *G22*

5.2 Les effets de la représentation partial steps

5.2.1 Discussion

Le schéma EEN produit un courant de bord beaucoup plus stable et continu que l’ancien schéma ENS. Le courant reste piégé le long de la côte, et est capable de traverser le bassin sans perdre sa continuité, ni son transport. Ce comportement est beaucoup plus satisfaisant et plus conforme aux observations du courant groenlandais. Le schéma EEN semble représenter un progrès considérable. Si l’on compare nos résultats issus d’une configuration idéalisée avec les résultats obtenus avec la configuration ORCA025 autour du Cap Farewell pour la même série de test, figure 5.3 et figure 5.4, on remarque que l’évolution est similaire dans les configurations idéalisées et réalistes, la localisation de l’EKE se rapproche de la topographie et les courants de bord sont plus forts et plus cohérents avec le nouveau schéma d’advection EEN. La modification de schéma d’advection de la quantité de mouvement a une forte influence sur les courants en interaction avec la topographie (*Barnier et al.*, 2006).

En comparant les simulations *G03* et *G22*, on souligne les effets de la représentation de la topographie sur un courant de bord se propageant le long du Cap Farewell, ces deux simulations utilisent le schéma d’advection EEN qui produit les courants de bord les plus stables.

Quelle que soit la configuration GROENLAND utilisée, la réponse au changement de représentation de la topographie est la même.

Sur la carte de température et sur celle d’énergie turbulente, figure 5.5, on peut voir que l’intensification du courant de bord s’est accentuée avec le passage du Full Steps au Partial Steps (PS). Sur la partie Est du bassin, le courant de bord “colle” à la topographie avec les PS, il passe le Cap tout en restant très proche de la topographie et c’est après le Cap Désolation (Cap se trouvant à l’Ouest du Cap Farewell) que le courant perd de sa continuité et engendre de la turbulence. La destabilisation du courant à cet emplacement est bien documenté dans les observations (*Lilly et al.*, 2003). Cette turbulence n’empêche pas la veine de courant de se rapprocher de la côte à la moitié de la péninsule pour rester

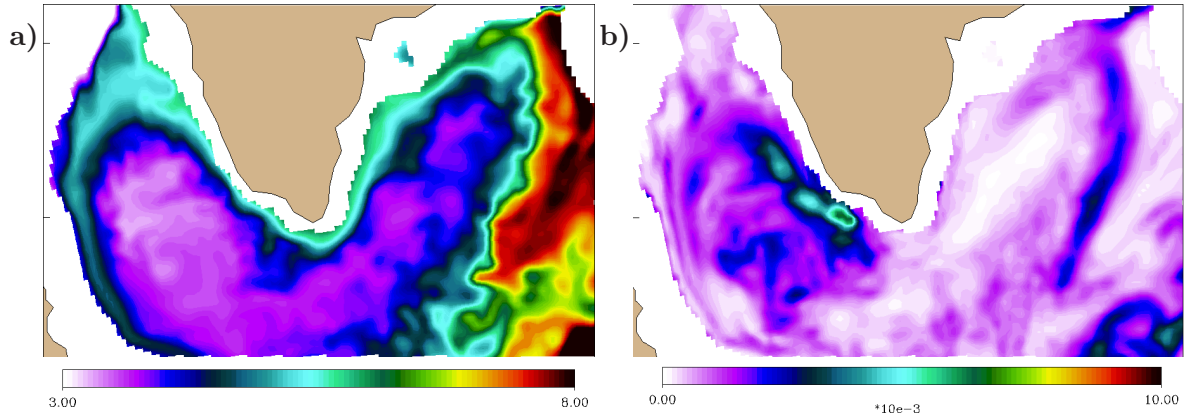


FIG. 5.6 – a) Instantané de température (en $^{\circ}C$) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run *G22* b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run *G22*

le long de la côte jusqu'à la frontière Ouest. Il n'y a pas d'EKE dans la partie Est du bassin, et dans la partie Ouest l'EKE est localisée à mi-distance de la péninsule où l'on distingue l'activité tourbillonnaire naissant près des côtes et se propageant à la frontière Ouest.

En comparant les résultats obtenus avec la configuration réaliste ORCA025, figure 5.6, on s'aperçoit que les changements sont similaires : des courants de bords plus stables et continus et une diminution de l'EKE.

Le représentation de la topographie affecte significativement la façon dont l'information dans un modèle de circulation océanique se propage. Les partial steps réduisent les irrégularités de la solution à l'échelle de la grille (*Pacanowski et Gnanadesikan, 1998*). Comme le schéma EEN, les PS améliorent l'intensification du courant de bord et réduisent la turbulence associée. Il semble que ces améliorations aient la même origine : la réduction de la dissipation des courants proches de la topographie par l'augmentation de la régularité de la solution à l'échelle de la grille.

5.3 Bilan

L'amélioration de la continuité et de la stabilité des courants de bord permet à une configuration globale au $1/4^{\circ}$ d'obtenir des résultats similaires à des configurations à résolution plus fine et très proches des observations (*Barnier et al., 2006; Penduff et al., 2007*). Les courants de bord sont sensibles à la topographie et leurs circulations est dominées par des non-linéarités. Pour corriger la représentation de ces courants de bord le schéma EEN et les PS ont été implémenté dans OPA ce qui a permis de parfaire la circulation profonde globale (*Penduff et al., 2007*).

Chapitre 6

Paramètres affectant l'écoulement d'un overflow

Sommaire

6.1	Sensibilité à la paramétrisation BBL	68
6.1.1	Description de la simulation sans BBL	68
6.1.2	Les effets de BBL	69
6.2	Sensibilité à la condition limite latérale	73
6.3	Sensibilité à la friction de fond	73
6.4	Sensibilité à une modification de la topographie	79
6.4.1	Description de la simulation avec le profil P1	80
6.4.2	Description de la simulation avec le profil P2	80
6.4.3	Discussion	80
6.5	Bilan	82

Représenter correctement les écoulements gravitaires est une nécessité pour obtenir une cellule d'overturning satisfaisante. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les écoulements gravitaires sont contrôlés par des processus non-résolus dans un modèle hydrostatique de circulation océanique globale de résolution modérée comme l'entraînement ou le drainage d'Ekman. La représentation en marche d'escalier de la topographie associée à des coordonnées z induit de plus un mélange excessif lors de la descente des eaux denses (la force d'Archimède est remplacée par un ajustement convectif, chapitre 3).

Des paramétrisations de couche limite de fond (BBL (*Beckmann et Döscher*, 1997; *Song et Wright*, 1998; *Killworth et Edwards*, 1999)) et des paramétrisations du mélange (*Turner*, 1986; *Ezer*, 2005) ont été proposées pour pallier ces déficiences.

Dans la configuration globale ORCA025, les écoulements gravitaires subissent un entraînement trop important et ne descendent pas suffisamment en profondeur. Ce chapitre présente en détails l'impact de la paramétrisation BBL et de ses variantes, ainsi qu'un ensemble de modifications destinées à faire descendre les veines d'eau dense à leur profondeur observée tout en limitant le mélange.

Pour faire descendre la veine, nous intensifierons les effets géostrophiques, notamment en augmentant la friction. Pour diminuer l'entraînement, nous chercherons à guider la veine dans un canyon.

La configuration DOME, décrite au chapitre 4, est une petite configuration qui demande peu de ressource de calcul. Sur la machine Mirage, une simulation de 60 jours tourne en 2 h en mono-processeur, ce qui a permis de faire de nombreuses simulations sur les toutes aussi nombreuses options proposées par NEMO. Toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont duré 60 jours, temps permettant au courant d'eau dense d'atteindre son niveau de densité d'équilibre et de se stabiliser. La résolution horizontale de ces simulations est équivalente à la résolution des configurations réalistes au $1/4^\circ$ au niveau du détroit du Danemark, c'est à dire ($\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 10 \text{ km} \times 10 \text{ km} \times 100 \text{ m}$), la résolution verticale est régulière et nous sommes en full-steps ($\text{pente} = 0.01 = \frac{\Delta z}{\Delta x}$). Le choix des schémas numériques est celui de la configuration NATL025 décrit au chapitre 4.

Seuls les résultats les plus pertinents sont présentés ici. Les options retenues dont les effets sur la descente de la veine dense sont les plus notables sont : la paramétrisation BBL, les conditions de limites latérales (Free-Slip/No-Slip) et la condition de limite de fond avec la valeur du coefficient de friction de fond.

6.1 Sensibilité à la paramétrisation BBL

La paramétrisation BBL *B&D97* a été implémentée dans le code NEMO afin de pallier la mauvaise représentation des fonds marins par les coordonnées verticales en z , et de représenter correctement l'écoulement d'eau dense le long de topographies escarpées. Peu d'études ont mesuré l'impact de cette paramétrisation dans NEMO hormis *DeMiranda* (2003a,b). La configuration idéalisée DOME est un très bon test pour estimer les apports de BBL. Dans cette partie, on compare 4 simulations exposées dans le tableau 6.1.

6.1.1 Description de la simulation sans BBL

Les principales caractéristiques de l'écoulement dense sont mis en évidence par la concentration en traceur passif au-dessus de la topographie et en coupe verticale près du chenal d'alimentation figure 6.1, I10). Sous l'effet de la rotation, la veine dense est,

Run	Option BBL
I10	sans BBL
I20	BBL diff
I30	BBL adv
I40	BBL adv + diff

TAB. 6.1 – Liste des tests de sensibilité DOME à la paramétrisation BBL

dès la sortie du chenal, déviée sur la droite (nous sommes dans l'hémisphère nord). Des tourbillons se forment et se propagent le long de la veine tout en s'amplifiant comme prévu par des études précédentes (*Jiang et Garwood, 1996; Lane-Serff et Baines, 1998; Cenedese et al., 2004*). La dilution du traceur s'effectue à partir de $x = -400 \text{ km}$. À l'est de cette zone la concentration en traceur est plus importante et à l'ouest de cette zone, le fluide est propagé par l'intermédiaire de tourbillons de large amplitude. La coupe verticale montre que le coeur de la veine dense reste collé au mur nord et la veine ne descend que très peu le long de la pente, la concentration en traceur n'est supérieure à 0.5 que sur les deux premières marches de la pente.

Les résultats obtenus par *Legg et al. (2005)* avec le modèle non-hydrostatique MITgcm et une résolution de $\Delta x = 500 \text{ m}$; $\Delta z = 30 \text{ m}$, figure 6.2,a, et les résultats expérimentaux de *Cenedese et al. (2004)*; *Décamp et Sommeria (2006)* montrent que la veine d'eau dense plonge le long de la pente dès la sortie du canal puis des tourbillons étirent la veine dense sur 200 km en haut de la pente. Les résultats obtenus par *Ezer (2005)*, figure 6.2,b et c, montrent qu'avec une résolution de $\Delta x = 2.5 \text{ km}$ ou $\Delta x = 10 \text{ km}$ et le modèle en coordonnées sigma POM, la veine dense plonge le long de la pente dès la sortie du canal. Par contre, figure 6.2,d et e, avec une résolution de $\Delta x = 2.5 \text{ km}$ ou $\Delta x = 10 \text{ km}$ et le modèle en coordonnées Z POM, le coeur de la veine dense longe la frontière nord. Comme dans nos résultats où l'essentiel de la veine reste collé au mur nord.

6.1.2 Les effets de BBL

Sur la figure 6.1, nous pouvons comparer qualitativement l'impact de la paramétrisation BBL diffusive et advective sur l'écoulement via la concentration en traceur passif.

Dans la simulation I20 où seule la partie diffusive de BBL est activée, la diffusion BBL diffuse la veine d'eau dense. La zone de dilution de la veine commence beaucoup plus tôt que dans la simulation I10, elle commençait à $x = 400 \text{ km}$ sans BBL. Dans ce run, cette zone commence à $x = 200 \text{ km}$. Avec cette paramétrisation, on a aussi beaucoup lissé l'écoulement, les tourbillons de la simulation I10 ont disparu, le champ de vitesse est uniforme, orienté principalement selon x avec une légère composante vers le bas. Ceci se retrouve sur la coupe verticale où l'on voit que la veine s'est déplacée le long de la pente. Les contours de la vitesse zonale se sont concentrés sur la topographie et la veine d'eau dense s'est affinée.

Dans la simulation I30 où seule la partie advective de BBL est activée, on retrouve sur la coupe verticale une veine de faible épaisseur. Dans ce cas, on note une descente plus importante de la veine le long de la pente, l'amélioration étant de l'ordre de 300 m de profondeur. Si on regarde la concentration au-dessus de la topographie, on retrouve cette plongée de la veine. À la sortie du chenal d'alimentation la veine dense semble suivre deux voies : l'une se propage le long du mur nord et l'autre plonge dans la pente. Aux environs

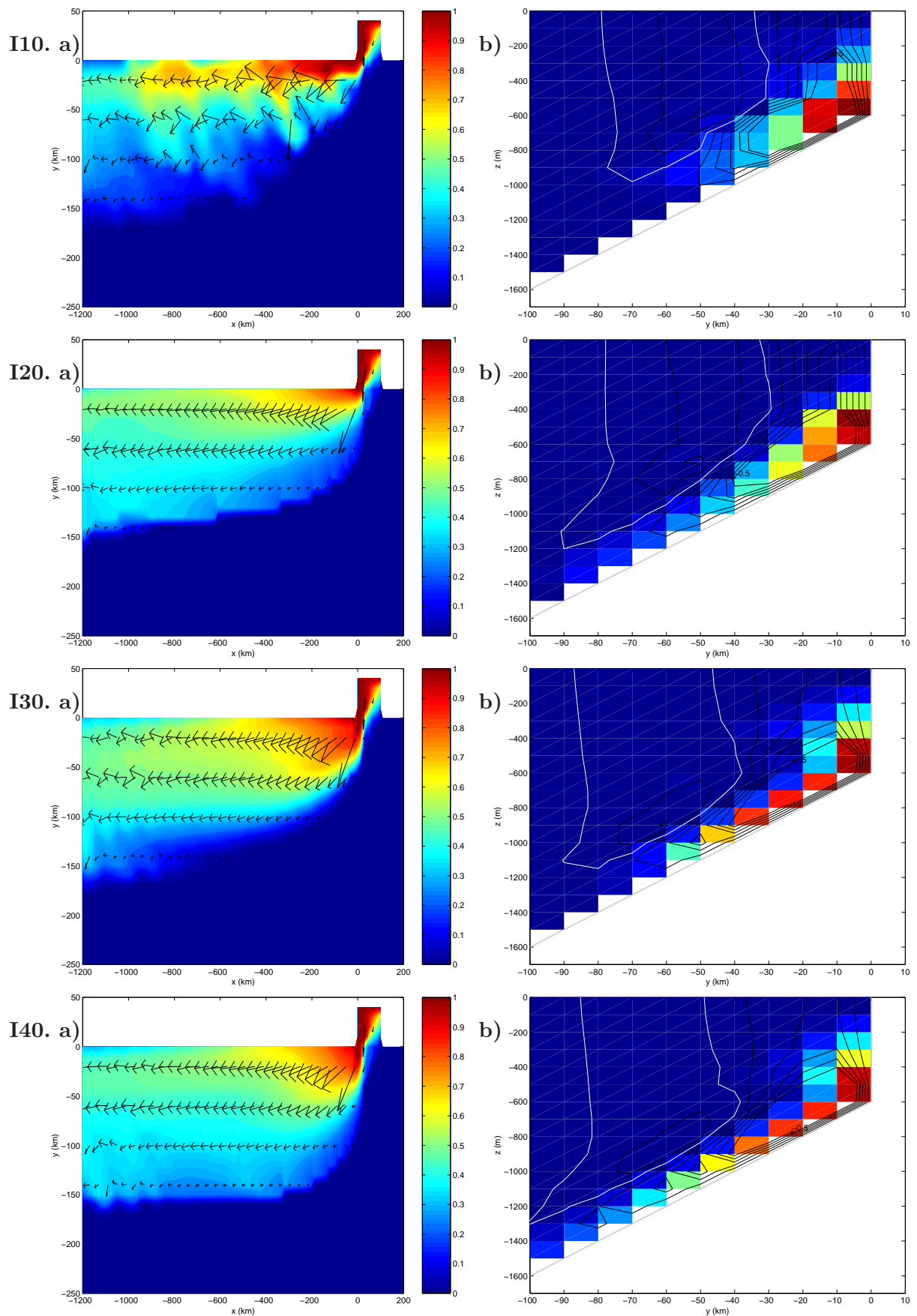


FIG. 6.1 – Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).

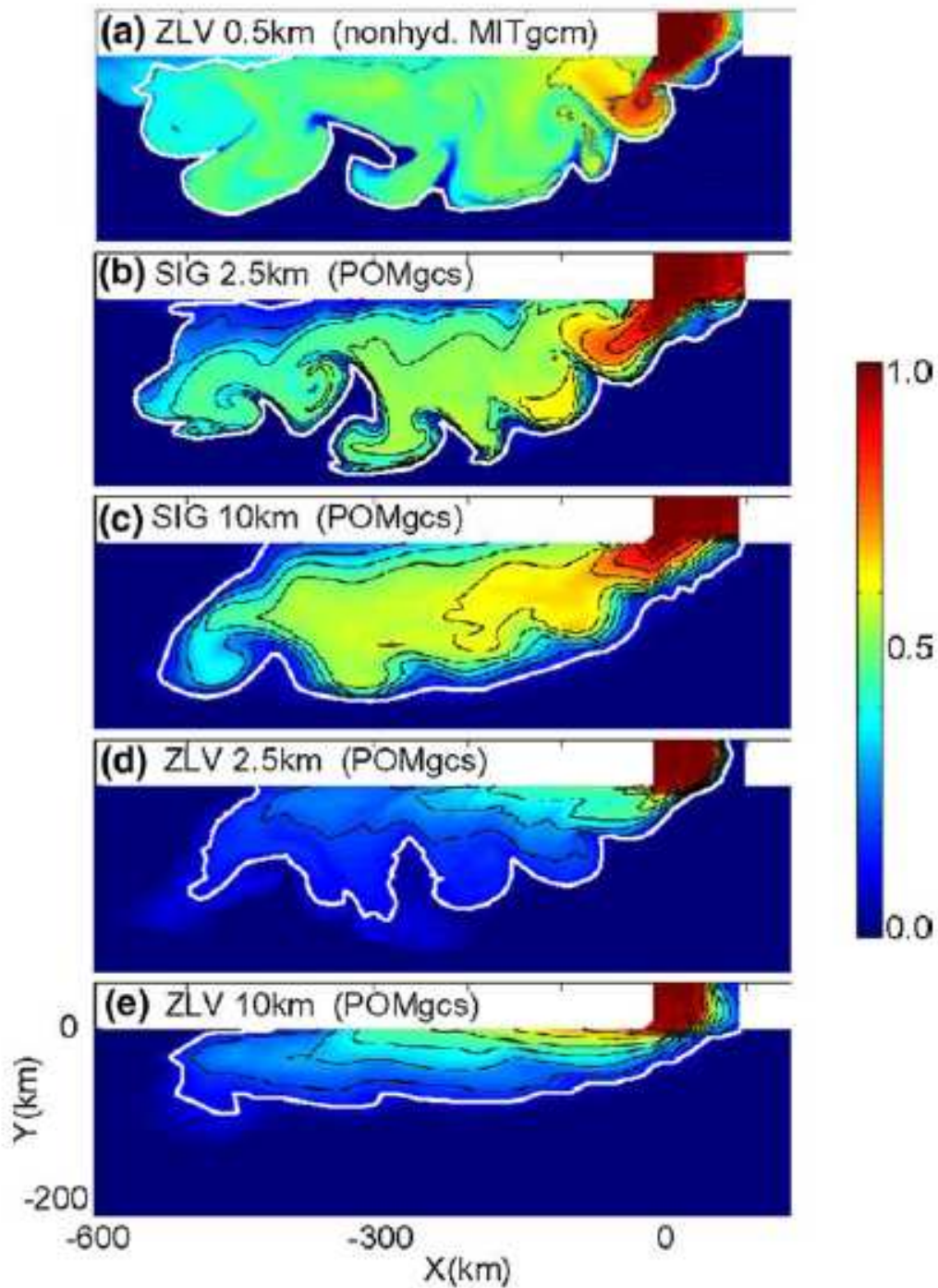


FIG. 6.2 – Concentration en traceur dans la couche de fond après 15 jours de simulation avec différents modèles : a) non-hydrostatique MIT general circulation model (MITgcm) avec $\Delta x = 0.5$ km de résolution horizontale ; b) hydrostatique Princeton Ocean Model (POM) en coordonnées sigma avec $\Delta x = 2.5$ km de résolution ; c) le même que b) mais avec une résolution de $\Delta x = 10$ km ; d) hydrostatique Princeton Ocean Model (POM) en coordonnées z avec $\Delta x = 2.5$ km de résolution ; e) le même que d) mais avec une résolution de $\Delta x = 10$ km. La limite de la veine est indiquée par un contour blanc (concentration en traceur égale à 0.2 (Ezer, 2005).

de $x = 900 \text{ km}$, on retrouve des oscillations mais de moins grande envergure que sans la paramétrisation BBL (I10).

Dans la simulation I40 où la paramétrisation BBL contient les parties advective et diffusive, on additionne les bénéfices de la partie advective (une veine dense qui descend plus bas) et de la partie diffusive (une veine plus basse) mais aussi les inconvénients, on ne représente plus les tourbillons. On obtient une veine fine qui s'est propagée le long de la pente. Le centre de gravité de cette veine semble être descendu le long de la pente par rapport au cas sans BBL.

Afin de comparer les différentes simulations, *Legg et al.* (2005) ont défini le centre de gravité de la veine dense sur la pente

$$Y(x) = \frac{\int_{\tau > 0.01} y \tau(x, y, z) \, dx dy dz}{\int_{\tau > 0.01} \tau(x, y, z) \, dx dy dz}$$

Comme l'impact de cette paramétrisation est faible, nous allons chercher à l'améliorer en amplifiant les effets agéostrophiques en augmentant la friction. Cette trajectoire quantifie la pénétration de la veine dense le long de la pente. Ce calcul s'effectue avec les valeurs moyennées sur les 10 derniers jours de la simulation. τ est la concentration en traceur passif et la veine dense est définie comme la partie du fluide où la concentration en traceur est

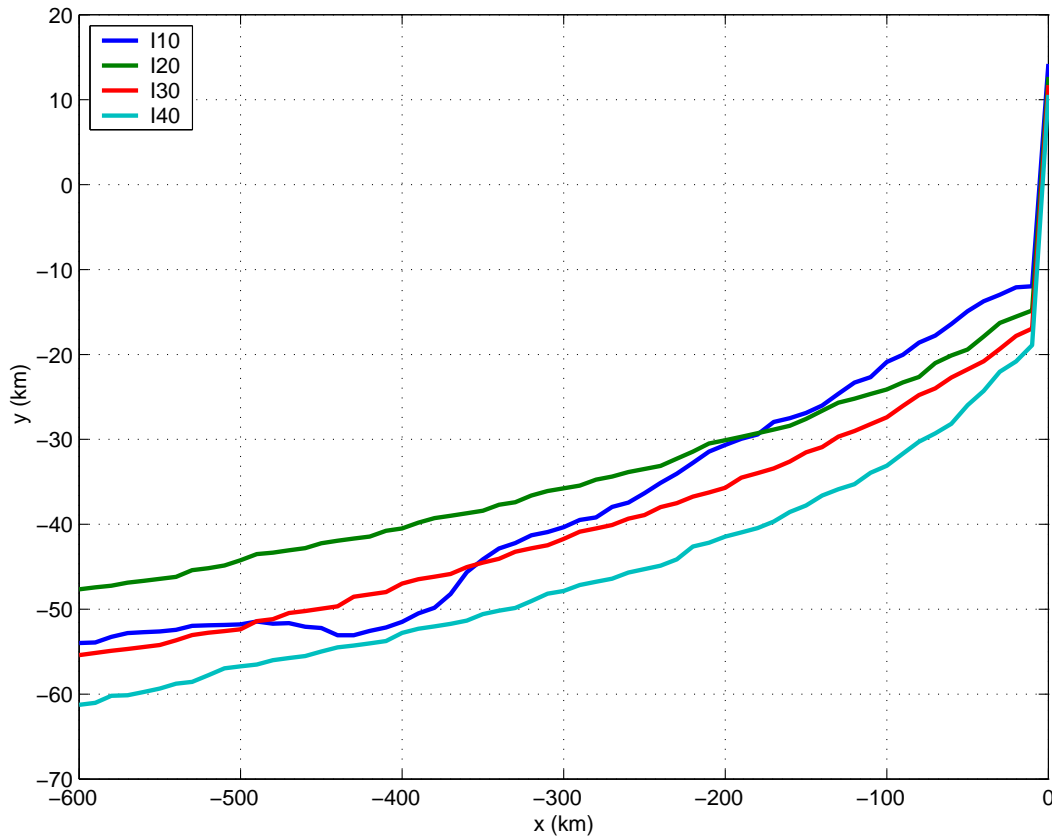


FIG. 6.3 – Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I10 (sans BBL), I20 (BBL diff), I30 (BBL adv) et I40 (BBL adv + diff)

Run	Option BBL	Condition latérale de bord
I40	BBL adv + diff	Free-Slip
I41	BBL adv + diff	No-Slip

TAB. 6.2 – Liste des tests de sensibilité DOME à la condition latérale

supérieure à 0.01 (cette valeur est un critère non significatif, les résultats restent semblables avec une valeur plus ou moins importante).

La figure 6.3 montre que la paramétrisation BBL aide effectivement la descente de la veine le long de la pente. Associer les deux parties de BBL (advective et diffusive) est le moyen le plus efficace pour faire descendre la veine. Cependant, cette paramétrisation n’améliore la descente de la veine que de 100 m (en z)/10 km (en y), c’est à dire un point de grille.

6.2 Sensibilité à la condition limite latérale

En coordonnées z , la pente est discrétisée par des marches d’escalier. Dans la couche limite de fond, la friction perturbe l’écoulement géostrophique, l’effet de la force de Coriolis n’est plus suffisant pour forcer l’écoulement à être parallèle aux isobathes. Pour augmenter la friction donc augmenter les effets agéostrophiques responsables de la descente de la veine, nous avons deux possibilités : augmenter la friction de fond ou augmenter la friction latérale. Comme nous l’avons vu dans le chapitre décrivant le modèle NEMO, deux conditions de bord sont disponibles : les conditions free-slip et no-slip. L’expérience avec la condition free-slip a été décrite dans la section précédente, la simulation I40. La simulation avec la condition no-slip est la simulation I41, tableau 6.2.

La condition latérale de non-glissement a, en effet, un fort impact sur la descente de la veine. Sur la figure 6.4, le centre de gravité de cette nouvelle simulation est nettement plus bas que celui de la simulation I40. L’amélioration de la descente de la veine est de plus de 900 m/90 km par rapport au run de référence. Dès la sortie du chenal d’alimentation, la veine plonge le long de la pente. La condition de non-glissement augmente la friction pariétale donc les effets agéostrophiques ce qui a pour effet de ralentir l’écoulement horizontalement et de favoriser la plongée de la veine le long de la pente.

La réponse de la veine dense à cette paramétrisation est bien plus marquée que la réponse de la veine à la paramétrisation BBL. Néanmoins des études précédentes (*Penduff et al.*, 2007; *Barnier et al.*, 2006) ont montré que la condition No-Slip n’était pas envisageable sur une configuration globale au $1/4^\circ$. Pour contourner ce problème, on peut envisager d’utiliser la condition latérale Partial Slip localement ou modifier la friction de fond ce qui permet de garder la condition free-slip tout en augmentant la friction.

6.3 Sensibilité à la friction de fond

La friction de fond dans le modèle NEMO est une friction quadratique (cf chapitre 3)

$$\mathbf{F}_h = K \frac{\partial \mathbf{U}_h}{\partial z} = Cd \sqrt{u_b^2 + v_b^2 + e_b} \mathbf{U}_h^b \quad (6.1)$$

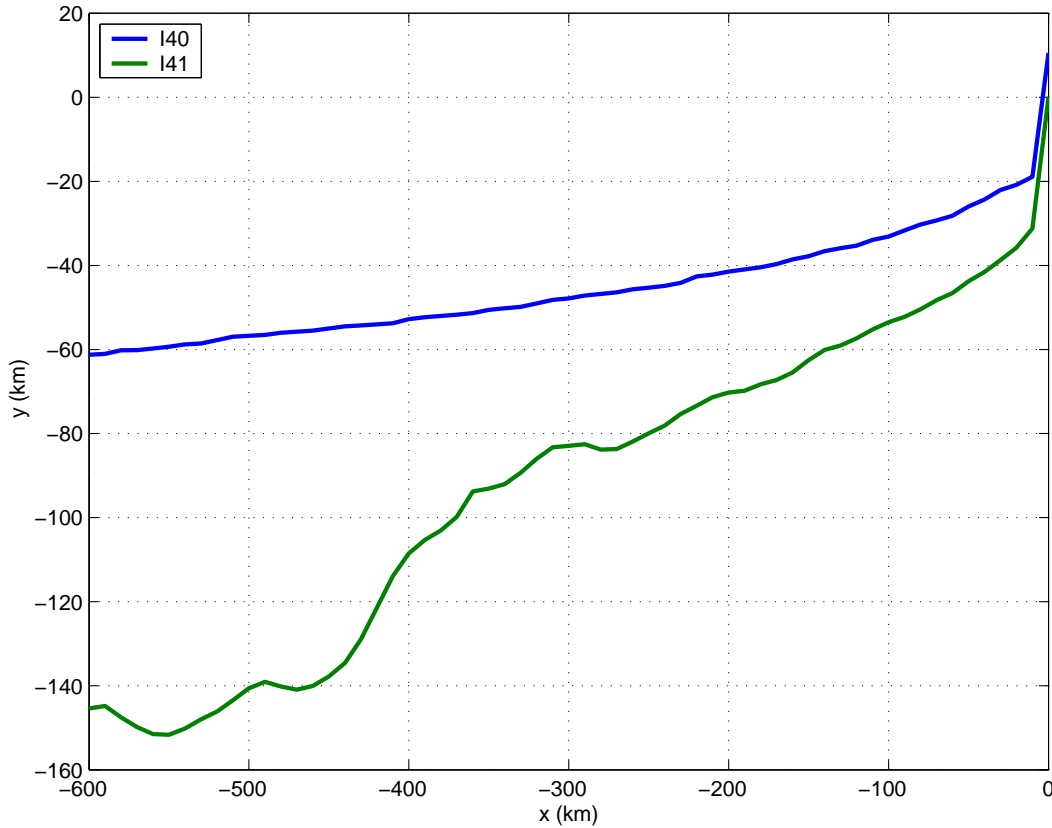


FIG. 6.4 – Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulation I40 (FS) et I41 (NS).

avec K le coefficient vertical de viscosité, $\mathbf{U}_h^b = (u_b, v_b)$ la vitesse horizontale dans la couche de fond, Cd le coefficient de friction de fond et e_b l'énergie cinétique turbulente de fond. Dans cette section, nous allons modifier le coefficient de friction de fond et étudier son influence sur la descente de la veine. Pour cette série de tests, la valeur du coefficient de friction va de 0 (condition de free-slip au fond) à ∞ (condition de no-slip au fond). La sélection des simulations présentées ici apparaît dans le tableau 6.3.

Là encore, les effets de la friction de fond sont très nets. La figure 6.5 montre l'évolution de l'écoulement de la veine d'eau dense à l'augmentation de la friction de fond. Cette veine s'éloigne de la frontière nord avec l'augmentation du coefficient de fond. Le champ

Run	Option BBL	Coefficient de friction de fond
I50	BBL adv + diff	$0 \times Cd_0$
I40	BBL adv + diff	$1 \times Cd_0$
I51	BBL adv + diff	$2 \times Cd_0$
I53	BBL adv + diff	$8 \times Cd_0$
I55	BBL adv + diff	$32 \times Cd_0$

TAB. 6.3 – Liste des tests de sensibilité DOME à la condition de fond, $Cd_0 = 2.10^{-3}$

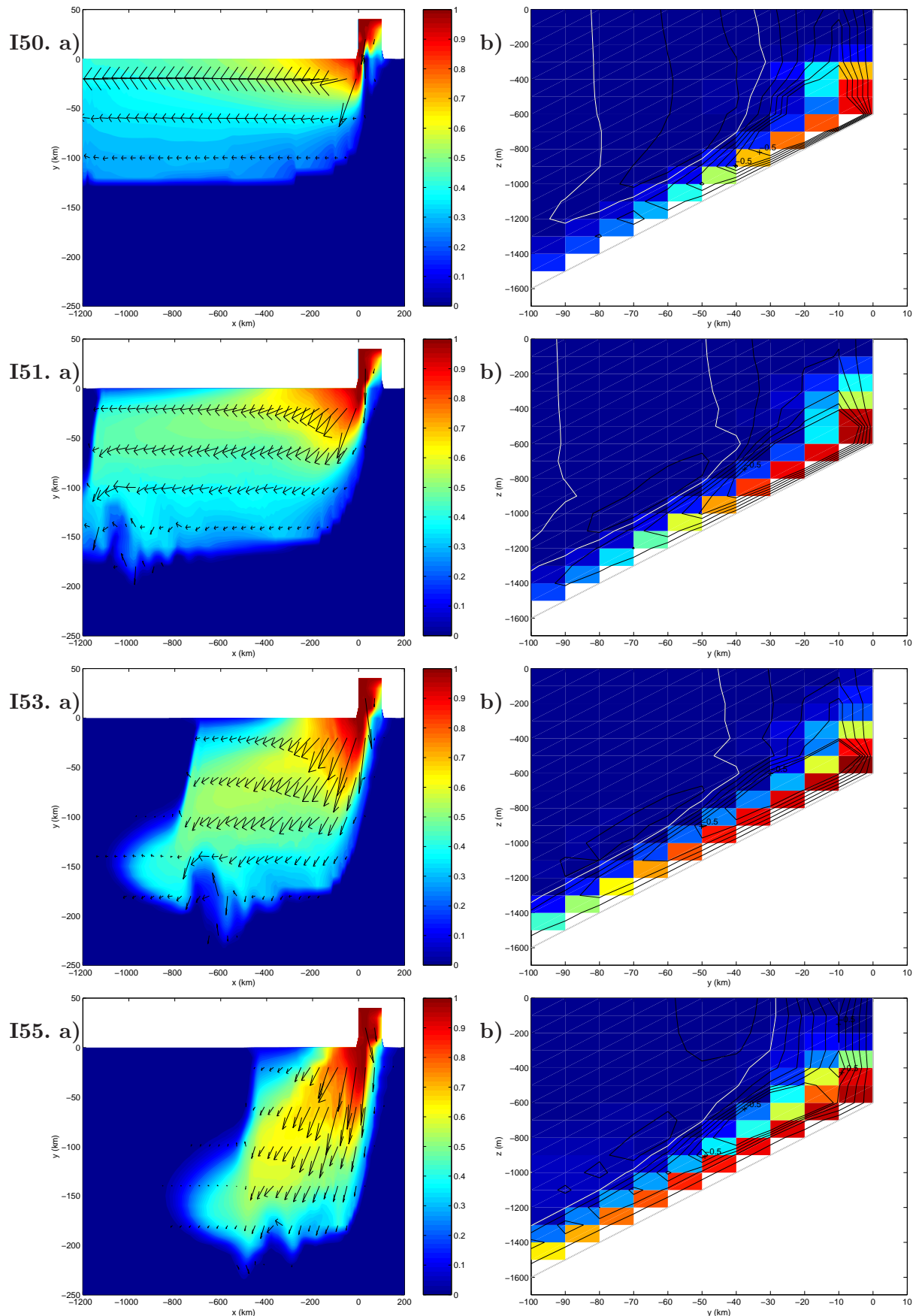


FIG. 6.5 – Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).

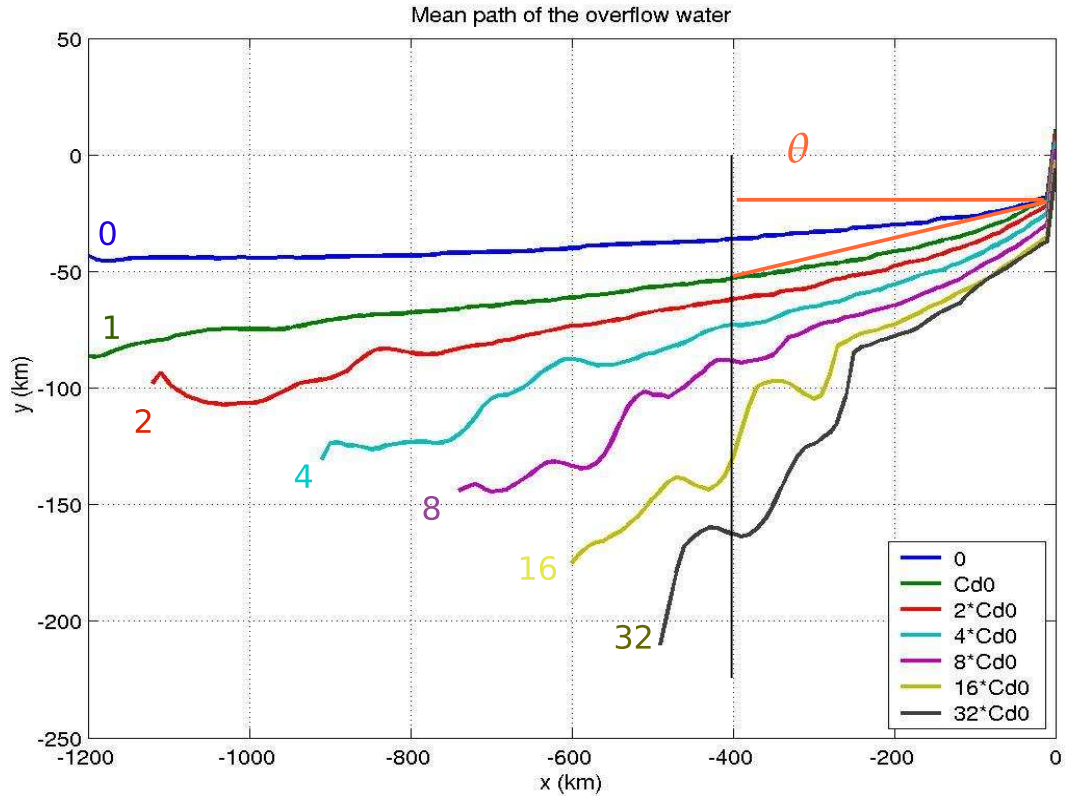


FIG. 6.6 – Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations à coefficient de friction différent.

de vitesse qui est complètement horizontal à partir de $x = -200 \text{ km}$ pour la simulation I50 va avec l'augmentation de la friction s'incliner dans la pente. L'écoulement horizontal de la veine a été fortement réduit. En 60 jours avec la simulation I40 la veine atteignait $x = -1400 \text{ km}$, avec un coefficient de friction de fond doublé la veine n'atteint que $x = -1200 \text{ km}$ pour n'atteindre que $x = -800 \text{ km}$ avec un coefficient multiplié par 32. L'augmentation de la friction a pour effet de "casser" la géostrophie de l'écoulement et donc de favoriser la descente du fluide. Cette descente du fluide est largement observable sur les coupes verticales de concentration en traceur passif. La veine est bien moins diluée en haut de la pente pour la simulation I51 par rapport à la simulation I50. Et à la sortie du chenal, la veine est peu diluée jusqu'à $y = -100 \text{ km}$ pour la simulation I55 alors que pour la simulation I50 la veine parvenait à peine à $y = -40 \text{ km}$. La vitesse zonale témoigne aussi de cette évolution : l'épaisseur de la veine de courant diminue et s'étend le long de la pente à mesure que le coefficient de friction augmente.

La trajectoire du centre de gravité de la veine (figure 6.6) confirme l'impact du coefficient de friction sur la descente de la veine. L'augmentation du coefficient de friction augmente l'angle de descente de la veine Θ .

Dans le cas simple du modèle du tube de courant ("streamtube") (Smith, 1975; Nof, 1983; Girton et Sanford, 2003) figure 6.7, où l'écoulement est soumis aux forces de gravité, de Coriolis et à la friction, la tangente de l'angle de déviation est proportionnelle à la friction suivant la relation $\tan(\Theta) = \frac{C_d}{f}$. Dans ce modèle, la friction est linéaire.

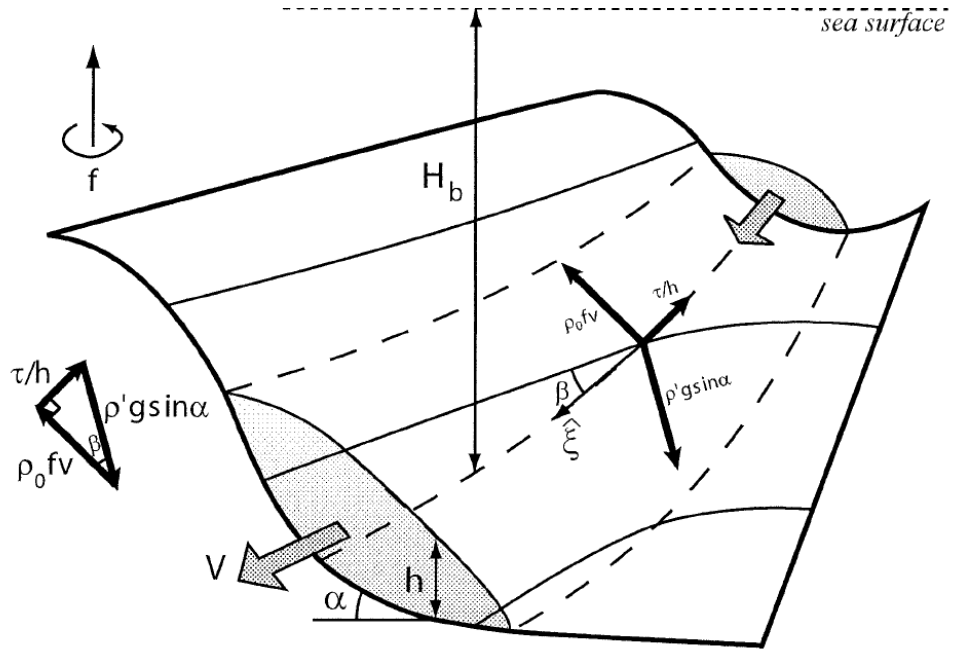


FIG. 6.7 – Illustration du concept du modèle “streamtube”. Les trois principales forces auxquelles est soumis l’overflow (flottabilité, friction et Coriolis) sont indiquées par des flèches (Girton et Sanford, 2003).

On exprime la tangente de l’angle de descente obtenue à partir de nos résultats en fonction de la friction de fond effective (ie telle qu’elle est perçue par l’écoulement) $Cd' = Cd\sqrt{(u_b^2 + v_b^2 + eb^2)} * \Delta z_b$. Figure 6.8, on constate que conformément à la théorie linéaire la tangente de l’angle de déviation est proportionnelle au coefficient de friction effective. Néanmoins la pente et l’ordonnée à l’origine de la droite que nous obtenons sont très différents de la théorie linéaire.

Lors de l’observation de la trajectoire de l’overflow du Danemark, Girton et Sanford (2003) concluent que la théorie linéaire caractérise correctement la descente de l’overflow si l’on considère un coefficient de friction substantiellement plus faible que la valeur moyenne issue des observations (la pente de la droite issue des observations est substantiellement plus faible que celle de la théorie). Nos résultats sont qualitativement similaires aux observations sur ce point : la théorie linéaire semble surestimer l’angle de descente pour une friction donnée.

La deuxième différence concerne l’ordonnée à l’origine : sans coefficient de friction l’angle de descente de la veine dense n’est pas nul. Ceci peut s’expliquer par une friction résiduelle due aux schémas numériques et à la présence des marches d’escalier.

L’impact de la friction de fond sur la descente de la veine dense est significatif. Lorsque le coefficient de friction est multiplié par 32, la descente de la veine est augmentée de 150 m de profondeur, et la veine dense plonge dans la pente à la sortie du chenal d’alimentation. De plus, pour une pente uniforme, l’angle de plongée de la veine dans la pente est proportionnel au coefficient de friction de fond conformément aux observations et à la théorie linéaire. Nous avons vérifié dans la configuration DOME qu’une condition latérale de non-glissement a des effets similaires sur le comportement de la veine dense qu’une

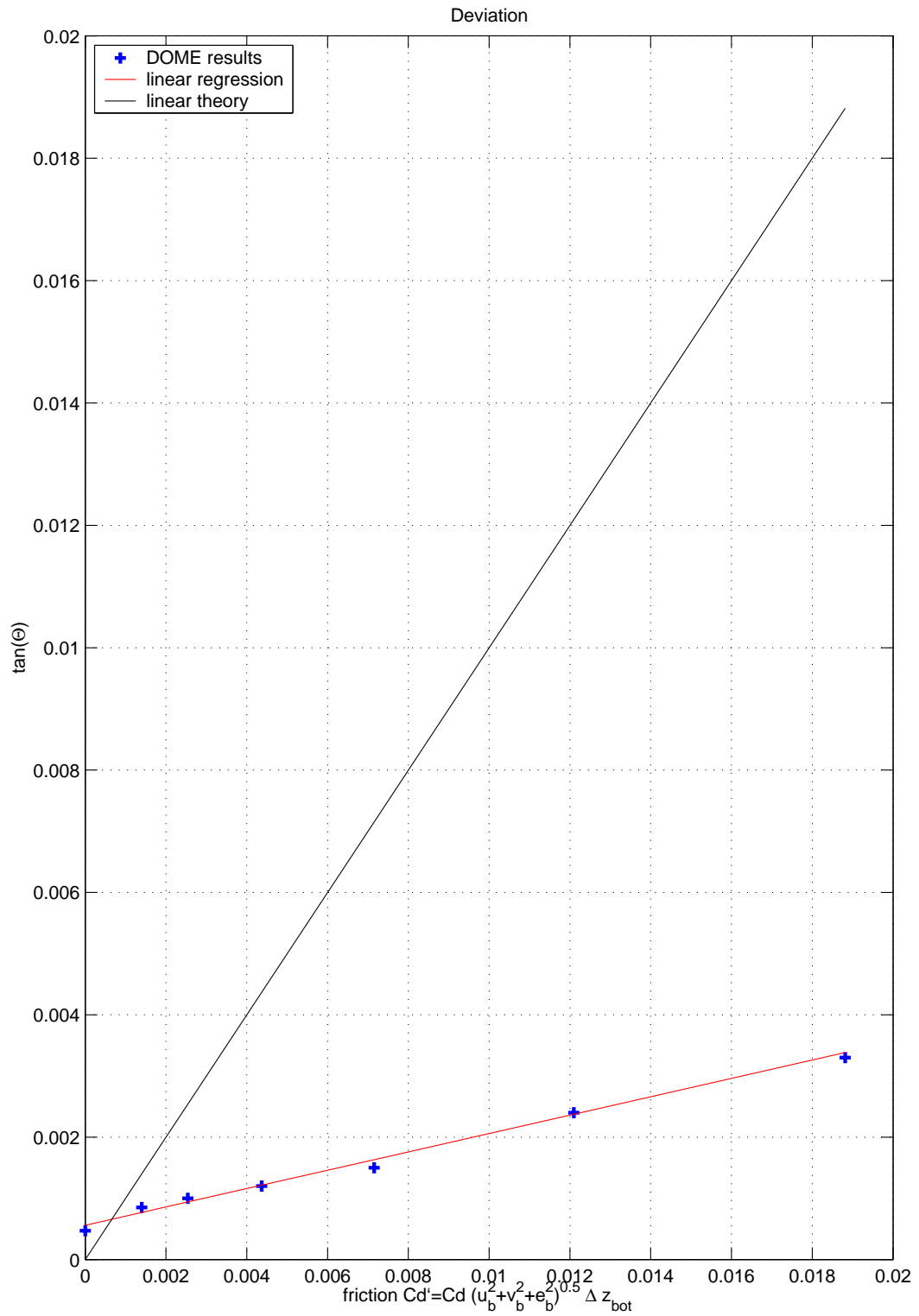


FIG. 6.8 – Relation entre la tangente de l'angle de descente de la veine dense avec la friction effective du modèle NEMO.

Run	Option BBL	Profil de pente
I40	BBL adv + diff	profil linéaire
IP1	BBL adv + diff	profil P1
IP11	BBL diff	profil P1
IP2	BBL adv + diff	profil P2

TAB. 6.4 – Liste des tests de sensibilité DOME au profil de pente

augmentation du coefficient de friction de 16, ils vont favoriser les effets agéostrophiques de façon similaire. Cependant, il est plus aisé de justifier l'augmentation de la friction de fond (rugosité de fond, angle de la pente) que de justifier un changement de condition latérale.

Conformément aux résultats obtenus avec le modèle non-hydrostatique (*Legg et al.*, 2005) et les expériences réalisées par (*Décamp et Sommeria*, 2006), la veine d'eau dense plonge le long de la pente et se détache du bord avec une multiplication du coefficient de friction par 8 et plus. L'angle de déviation de la veine à la sortie du chenal est équivalent à celui obtenu avec le modèle non-hydrostatique lorsque la friction de fond est multipliée par 16. Cependant avec le modèle non-hydrostatique, le déplacement de la veine vers le bas est restreint aux environs du chenal, $-50 \text{ km} \geq x \geq 0 \text{ km}$ alors qu'avec notre modèle, la veine garde le même angle de déviation sur tout son trajet. Pour remédier à cette difficulté, la friction peut n'être augmentée qu'à proximité du chenal.

6.4 Sensibilité à une modification de la topographie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les canyons sous-marins contribuent à la descente de l'overflow le long de la pente, la topographie contraignant l'écoulement vers le bas de la pente. Nous avons cherché à savoir comment la paramétrisation BBL intervenait dans cette descente.

Pour cela, trois profils de pente ont été testés sur la configuration DOME (tableau 6.4). Ces profils sont décrits sur la figure 6.9. Le chenal d'alimentation initial a été prolongé dans les cas P1 et P2 du point A situé aux coordonnées ($x = 0; y = 0; z = -600 \text{ m}$) jusqu'au point B ($x = 140 \text{ km}; y = -140 \text{ km}; z = -2000 \text{ m}$). Des canyons abrupts ont été construits avec des murs verticaux de 1200 m de hauteur. A ces murs verticaux des marches d'escalier ont été rajoutées pour permettre à la veine dense de se mélanger avec le fluide ambiant. Deux options sont envisagées : mélanger la veine dense avec le fluide ambiant en haut de la pente (au point A) ou mélanger la veine dense avec le fluide ambiant en bas de la pente (au point B). Deux types de profils sont proposés. Le premier profil P1 est un profil de type falaise : au point A, la topographie devient un mur vertical de 1200 mètres puis deux marches pour rejoindre la profondeur du point B. Le deuxième profil P2 se constitue d'un mur vertical de 200 mètres puis de deux marches de 200 mètres et enfin d'un mur vertical de 1000 mètres de hauteur. Ces deux profils vont permettre d'évaluer l'efficacité de BBL sur des topographies complexes et de quantifier l'impact des différents profils sur la descente des eaux denses en profondeur.

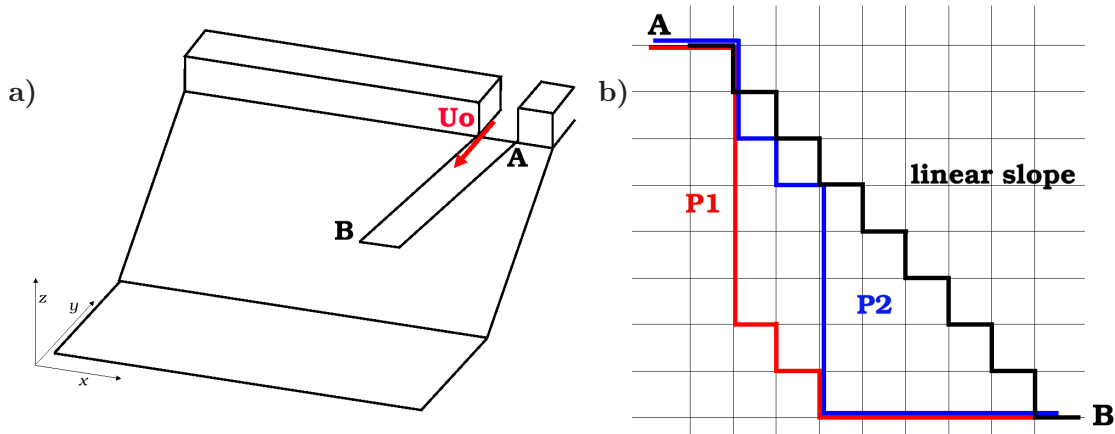


FIG. 6.9 – Représentation schématique a) de la configuration DOME et b) des différents profils de pente testés en aval du chenal d'injection d'eau dense. Le profil de type "falaise" est le profil P1 (en rouge).

6.4.1 Description de la simulation avec le profil P1

Sur la figure 6.10,a, le fluide dense est conduit par le canyon du point A jusqu'au point B tout en gardant ces propriétés T, S . Ce canyon permet d'isoler le fluide dense des eaux environnantes et d'éviter un mélange excessif. Comme l'épaisseur de la veine dense injectée dans le bassin comprend trois points de grille, on trouve tout au long de la descente du fluide dense à l'ouest du prolongement du canyon de l'eau mélangée. Une fois le point B atteint par la veine dense, l'écoulement se propage horizontalement et se mélange avec l'eau ambiante. Afin d'isoler l'élément responsable de cette plongée de la veine dense non-diluée : la topographie ou la paramétrisation BBL. Nous avons réalisé une nouvelle simulation IP11 avec la topographie P1 mais sans activer la partie advective de BBL. Dans cette nouvelle simulation, la veine dense descend la pente par le canyons mais les propriétés T, S sont, dès la sortie du canal d'alimentation, au point A, largement diluées, à plus de 50%. C'est donc grâce à la partie advective de BBL que le fluide descend dans le canyon en gardant ces propriétés thermohalines.

6.4.2 Description de la simulation avec le profil P2

Afin de savoir s'il est préférable de mélanger la veine dense dès la sortie du chenal d'alimentation, une troisième topographie est testée avec le profil de pente P2. Avec ce profil le mur vertical est précédé de deux marches d'escalier. La figure 6.10,b montre que ces marches sont responsables de la fuite d'eau dense vers l'ouest sous le point A. On retrouve bien de l'eau dense non diluée au point B mais la veine se propageant horizontalement à $y = -140 \text{ km}$ est plus faible que dans le cas précédent, IP1.

6.4.3 Discussion

En comparant les résultats obtenus avec les simulations IP1 et IP2 avec la simulation de référence I40, on note l'efficacité de la paramétrisation BBL advective à faire descendre

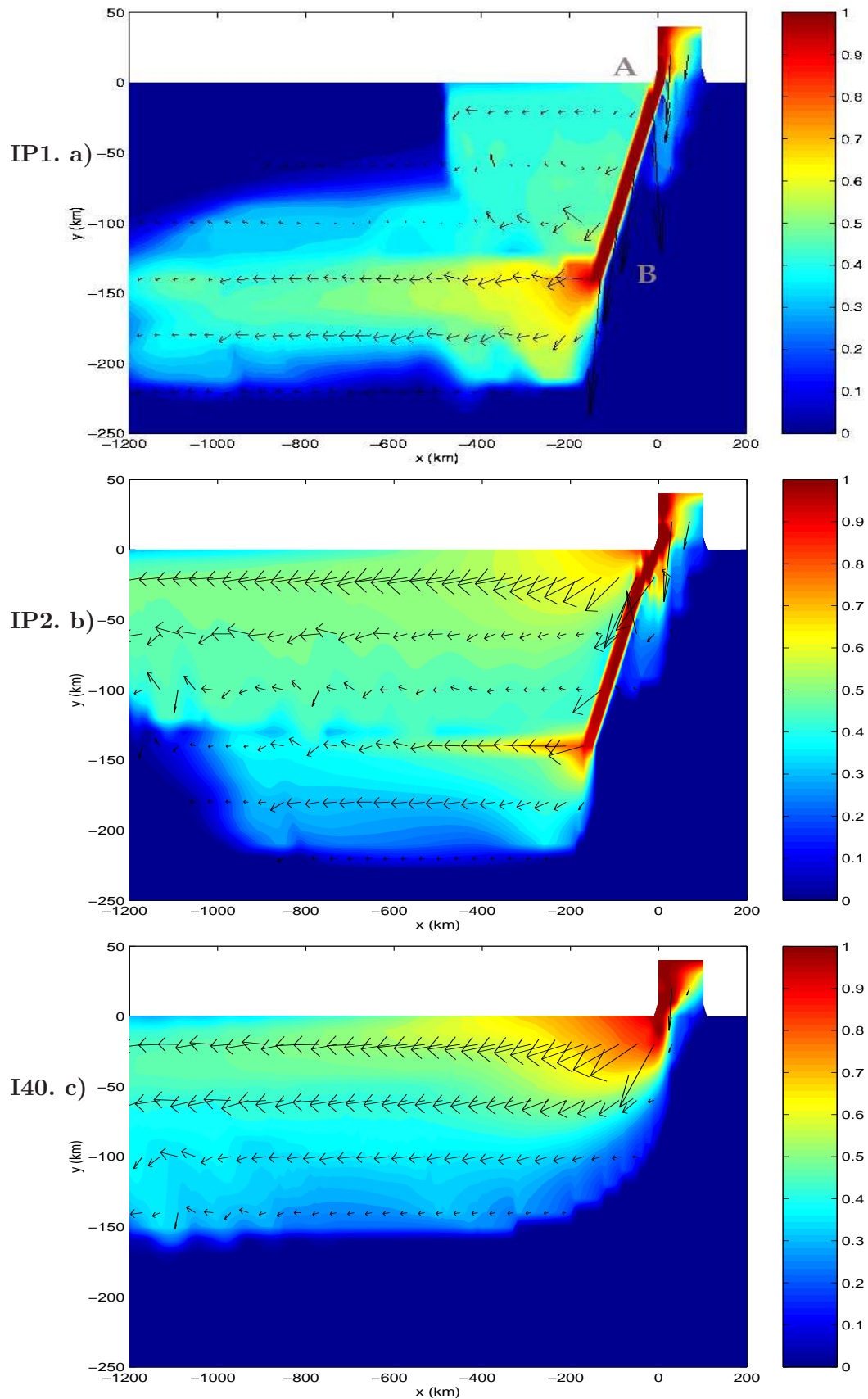


FIG. 6.10 – Concentration de traceur passif au-dessus de la topographie après 60 jours d'intégration et vecteurs vitesses pour les 3 profils topographiques de la configuration DOME montrés en figure 6.9,b dans des expériences avec BBL. Le profil dit P1 "falaise" est montré an a), le profil P2 en b), et le profil linéaire en c).

la veine dense le long d'un canyon sans qu'elle ne perde ses propriétés thermohalines. Par contre, sur une topographie plus complexe (ie un seuil avec quelques marches à sa sortie suivi d'une pente escarpée) cette paramétrisation est moins performante, la masse d'eau dense parvenant en bas de la pente est beaucoup plus faible sachant que la grande partie de cette eau dense s'est propagée horizontalement dès la sortie du seuil (au point *A*).

6.5 Bilan

Des paramètres testés dans ce chapitre, nous retiendrons que la paramétrisation BBL *B&D97* améliore la représentation de l'écoulement du courant gravitaire notamment en augmentant la plongée de la veine dans la pente. Toutefois cette amélioration est de l'ordre du point de grille, le gain apporté par cette paramétrisation n'est pas aussi élevé dans cette configuration DOME que les résultats de *Beckmann et Döscher* (1997); *DeMiranda* (2003a) ne le laissaient entendre. Entre ces expériences et les nôtres, plusieurs éléments diffèrent : l'utilisation d'une grille Arakawa "C" dans NEMO contre une grille "B" dans la version BBL de *Beckmann et Döscher* (1997), l'utilisation d'un schéma TVD dans NEMO contre un schéma centré dans *DeMiranda* (2003b) générant des lobes artificiels d'eau très dense. Et les résultats de *DeMiranda* (2003a) démontrant l'efficacité de BBL ont été obtenus avec une viscosité harmonique. Un test de sensibilité a été réalisé dans DOME remplaçant la viscosité biharmonique (choix dicté par la configuration globale) en viscosité harmonique. En effet, avec une telle viscosité la paramétrisation BBL est plus efficace sur la plongée de la veine. Mais comme pour la condition de non-glissement malgré les bons résultats obtenus ces options ne sont pas retenues à cause des dégradations provoquées sur la configuration globale. On pourrait imaginer des solutions localisées, c'est à dire appliquer localement la condition de no-slip ou une viscosité harmonique au détroit de Gibraltar, au seuil du Danemark et au chenal du banc des Féroé... Ou augmenter la friction de fond ce qui permet des résultats similaires tout en gardant une condition latérale

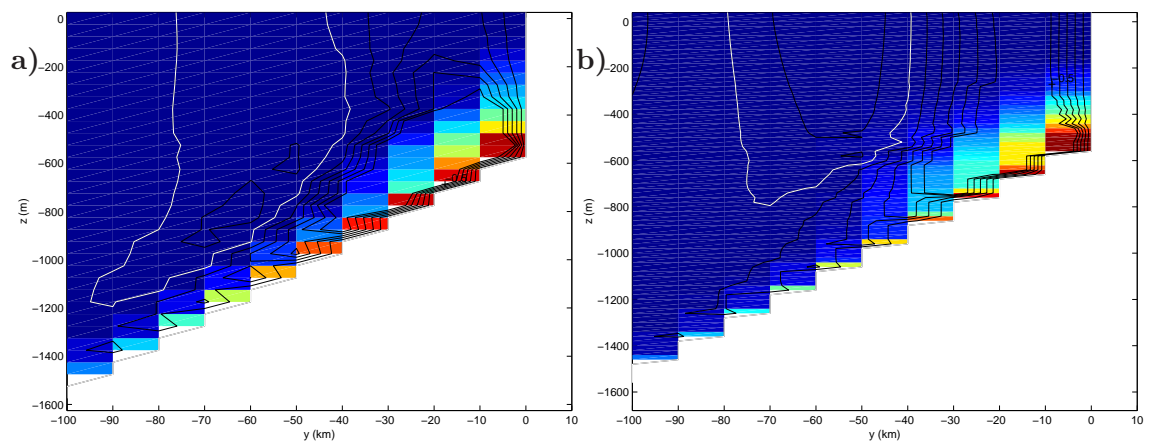


FIG. 6.11 – Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s) avec une résolution verticale a) de $\Delta z = 50$ m et b) de $\Delta z = 20$ m

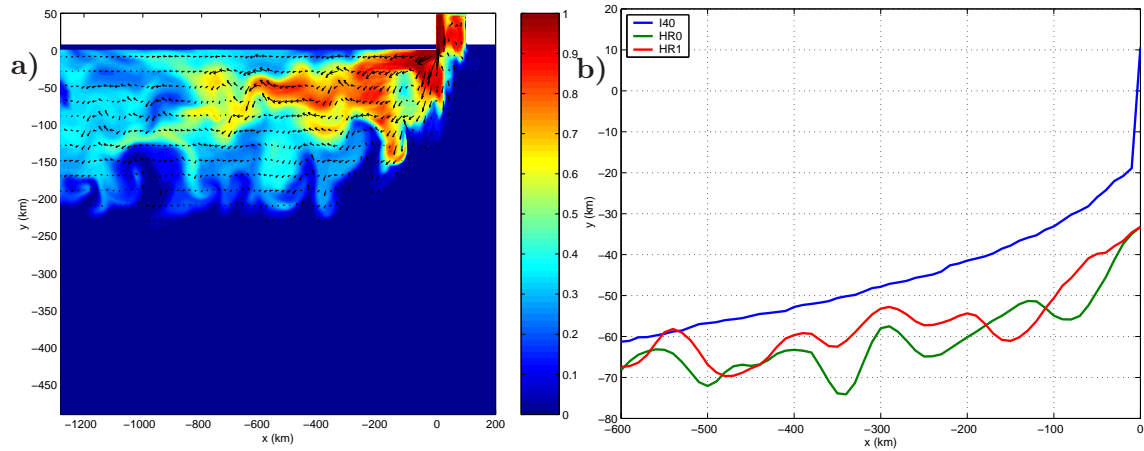


FIG. 6.12 – a) Concentration de traceur passif au-dessus de la topographie après 60 jours d'intégration et vecteurs vitesses dans une simulation avec une résolution de $\Delta x = 2 \text{ km}$; $\Delta z = 20 \text{ m}$ avec BBL, b) Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I40 (BBL, $\Delta x = 10 \text{ km}$; $\Delta z = 100 \text{ m}$) en bleu, HR0 (BBL, $\Delta x = 2 \text{ km}$; $\Delta z = 20 \text{ m}$) en vert et HR1 (sans BBL, $\Delta x = 2 \text{ km}$; $\Delta z = 20 \text{ m}$) en rouge.

de glissement. Les simulations idéalisées donnent ici les pistes à explorer afin de mieux représenter les écoulements gravitaires mais ne permettent pas de préjuger des résultats que nous obtiendrons dans une configuration réaliste. La recherche d'une paramétrisation ad hoc dans une configuration réaliste passe par de nombreux tests de sensibilité.

Le cadre de notre travail est l'amélioration de la représentation des overflows dans une configuration globale au $1/4^\circ$. Il faudrait accroître énormément les résolutions horizontale et verticale tout en paramétrant les effets non-hydrostatiques et l'entraînement. Augmenter la résolution verticale dans une configuration globale est une possibilité envisageable : le coût est moindre qu'une augmentation de la résolution horizontale. Nous avons donc augmenté la résolution verticale dans la configuration DOME. Ces simulations, figure 6.11, avec une résolution de $\Delta z = 50 \text{ m}$ et de $\Delta z = 20 \text{ m}$ soulignent la nécessité d'une paramétrisation BBL non plus sur une seule couche mais sur plusieurs afin de traiter la veine dense sur toute son épaisseur. Ce problème intervient aussi lorsqu'un overflow descend une pente douce avec une représentation en partial steps. Pour pallier ce problème dans une configuration réaliste, les détroits peuvent être aménagés localement avec des full-steps (section 7.1.1, page 88).

Après avoir augmenté la résolution verticale, nous avons augmenté la résolution horizontale à $\Delta x = 2 \text{ km}$ avec $\Delta z = 20 \text{ m}$. Avec une telle résolution, nous sommes à nouveau avec une pente de type full-steps ($\text{pente} = 0.01 = \frac{\Delta z}{\Delta x}$). L'évolution de l'overflow avec cette résolution est similaire à l'évolution de l'overflow dans la simulation non-hydrostatique et la simulation en coordonnées sigma et une résolution de $\Delta x = 2.5 \text{ km}$ de Ezer (2005) figure 6.2 : la veine dense plonge le long de la pente à la sortie du canal et des tourbillons propagent la veine le long de la pente, figure 6.12,a). Mais avec l'augmentation de la résolution, la paramétrisation BBL n'a plus d'impact sur la descente de l'overflow. Le centre de gravité de la veine des deux simulations avec (en vert) ou sans BBL (en rouge)

est équivalent, figure 6.12,b). Cette augmentation de la résolution rend le modèle plus advectif ; la paramétrisation BBL *B&D97* conçue pour des modèles à basse résolution (plus visqueux et diffusifs) s'avèrent donc inefficace dans ce contexte. Des paramétrisations plus “dynamiques” s'imposent pour les modèles à haute résolution.

Chapitre 7

Amélioration de la représentation des courants gravitaires

Sommaire

7.1	La représentation des overflows dans la série de tests G4X . . .	86
7.1.1	Description des modifications de topographie au niveau des seuils	88
7.1.2	Description des résultats obtenus au détroit du Danemark	89
	Section méridienne à $65.5^\circ N$ et $65^\circ N$	91
	Le transport par classe de densité	92
	Discussion	93
7.1.3	Description des résultats obtenus au détroit de Gibraltar	93
	Discussion	95
7.1.4	Bilan	98
7.2	La simulation G70 : Les overflows des mers Nordiques	98
7.2.1	Comparaison avec les simulations G4X	99
7.2.2	Evolution temporelle	101
	L'influence de la NAO (North Atlantic Oscillation)	104
7.3	Bilan	106

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré les effets bénéfiques de l'utilisation de la paramétrisation BBL de *Beckmann et Döscher* (1997) (la partie diffusive et advective) et de l'augmentation de la friction de fond sur la descente d'un courant gravitaire. Dans ce chapitre, nous évaluerons l'incidence de ces paramétrisations sur la représentation des overflows dans une configuration réaliste, la configuration globale ORCA025 au $1/4^\circ$.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la représentation des overflows du Détroit du Danemark et du détroit de Gibraltar dans la série de simulations G42, G44, G45 et G46, simulations décrites dans le tableau 7.1. L'analyse de ces simulations permet de confirmer les résultats obtenus dans le chapitre 6 sur les effets de BBL, de la friction de fond et de l'importance de la topographie. De cette étude comparative, on obtient une paramétrisation ad hoc au traitement des overflows pour la configuration ORCA025, paramétrisation utilisée dans la simulation G70, lors de l'expérience inter-annuelle de 50 ans. La deuxième partie de ce chapitre est l'examen de cette simulation avec la représentation des overflows mais aussi la représentation du courant profond de bord ouest.

Run	G42	G44	G45	G46	G70
Forçage	CNYF (1 j.)	CNYF (1 j.)	CNYF (1 j.)	CNYF (1 j.)	DFS3 (6 h.)
Période	10 ans	4 ans	5 ans	10 ans	1958-2004
Topographie	standard	comme G42 +70 m (DS,FBC) + TS ouvert	comme G44 + FS local I	comme G44 + FS local II	comme G44 + FS local
BBL	-	diffusif	diffusif	diffusif	diffusif + advectif
Friction de fond Cd0	-	$Cd0 \times 30$ (TS, DS, BEM, GIB)	$Cd0 \times 50$ (TS)	$Cd0 \times 50$ (TS, DS, BEM)	-

TAB. 7.1 – Liste des tests de sensibilité dans la configuration globale au $1/4^\circ$ ORCA025. CNYF (pour Core Normal Year Forcing) : année type construite sur la moyenne des années 1984-2004 de CORE, sur laquelle a été ajoutée la variabilité journalière de l'année 1992. Ce jeu de forçage est périodique, de façon à pouvoir l'appliquer de façon répétitive, année après année. DFS3 (Drakkar Forcing Set 3) : nouveau jeu de forçages construit afin de mieux maintenir la circulation thermohaline (Brodeau et al., 2007). TS : Torres Strait ; DS :Denmark Strait ; GIB : Gibraltar Strait ; BEM : Bab El Mandeb Strait, FBC : Faroe Bank Chanel. La topographie "FS local" est décrite dans la section 7.1.1 et consiste en une transformation locale de la topographie partial-steps en une topographie full-steps.

7.1 La représentation des overflows dans la série de tests G4X

La série de tests G4X est réalisée avec le forçage CORE-CNYF pour une durée de 4 à 10 ans, dans le cadre du projet DRAKKAR, les paramètres de ces simulations ont été choisis indépendamment de notre étude.

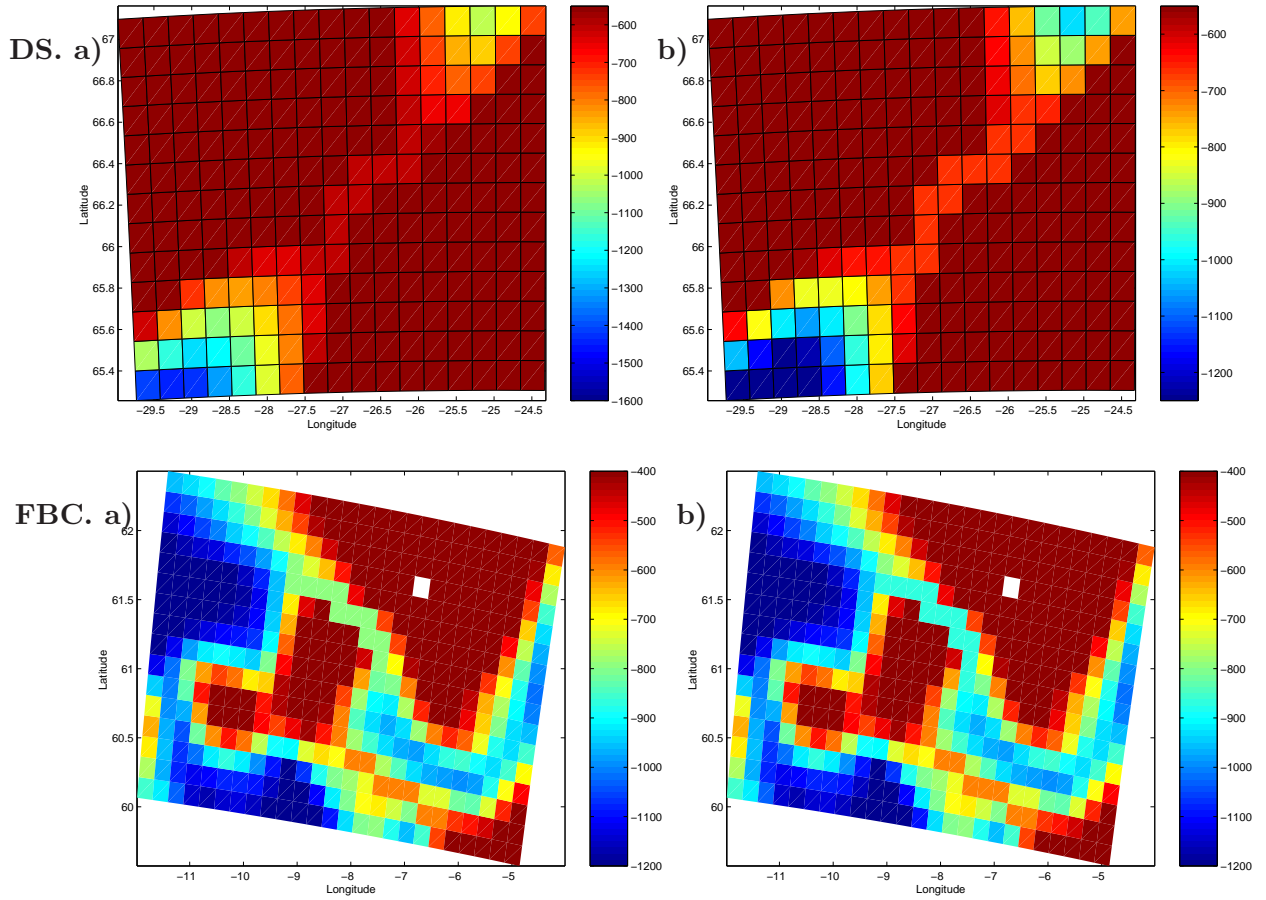


FIG. 7.1 – Topographie du détroit du Danemark DS (en haut) et du chenal des Féroé FBC (en bas) a) pour la simulation G42 et b) pour la simulation G44.

Description des expériences G4X (tableau 7.1)

La simulation G42 sert de référence : la topographie est non-retouchée, il n'y a pas de paramétrisation BBL et la friction de fond est homogène sur tout le domaine ($Cd0 = 10^{-3}$).

Dans la simulation G44, le détroit du Danemark et le chenal des Féroé ont été approfondis de 70 mètres. La partie diffuse de la paramétrisation BBL est active et la friction de fond $Cd0$ est multipliée par 30 aux détroits du Danemark et de Gibraltar.

La simulation G45 est basée sur la topographie de la simulation G44 avec la construction de canyons facilitant la descente de la veine dense aux détroits (la section suivante décrit en détails les modifications apportées à la bathymétrie). La partie diffuse de la paramétrisation BBL reste active.

Dans la simulation G46, la topographie a de nouveau été modifiée avec la modification des canyons aux détroits, la partie diffuse de la paramétrisation BBL reste active et la friction de fond $Cd0$ est multipliée par 50 au détroit de Gibraltar.

Comme les modifications entre deux simulations sont multiples, il est délicat d'identifier l'origine des modifications observées (paramétrisation BBL, coefficient de friction ou modification de la topographie). Ces tests ont toutefois guidé la définition de la simulation G70 de 50 ans.

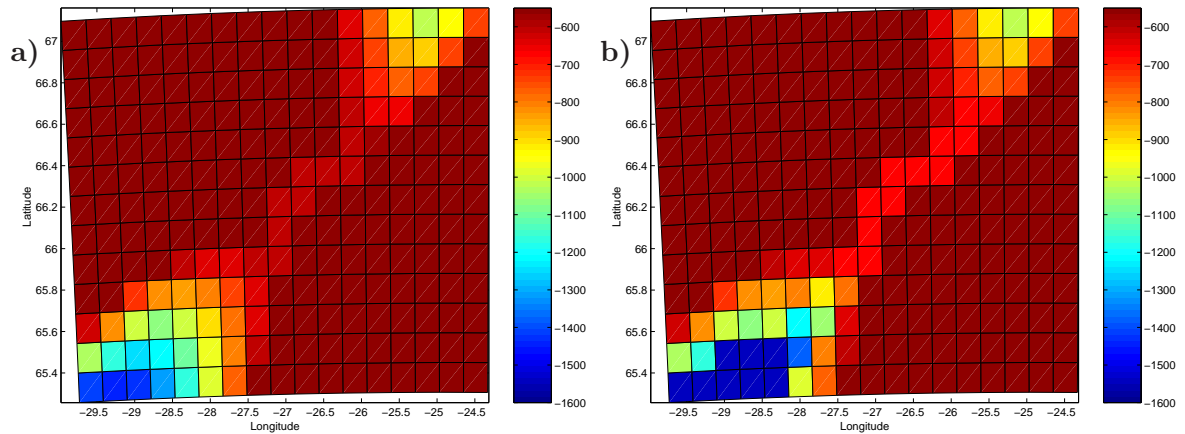


FIG. 7.2 – Topographie au détroit du Danemark a) de la simulation G42, b) de la simulation G45, G46

7.1.1 Description des modifications de topographie au niveau des seuils

Modification de la topographie entre G42 et G44 : seuils creusés

La première modification apportée à la topographie intervient dans la simulation **G44** où les seuils nordiques ont été approfondis, le seuil du détroit du Danemark est passé de -600 mètres à -670 mètres de profondeur et celui du chenal des Féroé de -800 mètres à -870 mètres de profondeur (figure 7.1).

Modification de la topographie entre G44 et G45, G46 : FS local

La seconde modification de la topographie appelée full-steps local (FS local) consiste à aménager les détroits à l'aide d'un canyon où la représentation de la topographie est full-steps. Cette aménagement a été réalisé par T. Penduff pour les détroits de Gibraltar, du Danemark et des Féroé. Il a été vu dans la description de la paramétrisation BBL (section 3.3) que dans le cadre d'une représentation de la topographie en partial steps, le flux diffusif ou advectif de traceur n'était pas entièrement transmis à la cellule adjacente au fond de l'océan mais un résidu est transmis à la cellule adjacente de même profondeur. Afin de pallier ce problème, la topographie est ajustée manuellement aux détroits. Les modifications apportées au détroit du Danemark sont illustrées sur la figure 7.2, à la sortie du détroit un canyon large de deux à trois points de grille est creusé. La topographie de

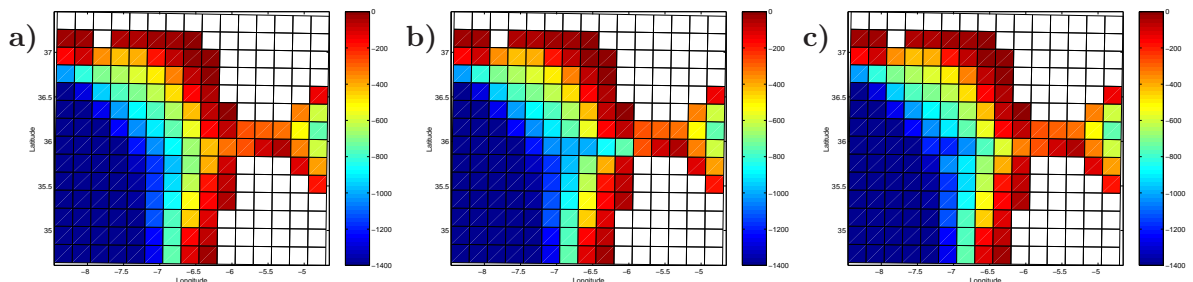


FIG. 7.3 – Topographie au détroit de Gibraltar a) de la simulation G42, b) de la simulation G45 et c) de la simulation G46.

Run	G42	G44	G45	G46
Topographie		G42 +70 m DS	G44 + FS local I	G45
BBL	-	diffusif	diffusif	diffusif
Friction de fond Cd0	-	$Cd0 \times 30$	-	$Cd0 \times 50$

TAB. 7.2 – Liste des tests de sensibilité ORCA025 appliquée au Détroit du Danemark

ce détroit pour les simulations G45 et G46 est la même.

Les modifications apportées au détroit de Gibraltar sont illustrées sur la figure 7.3. Un canyon large d'un point de grille et long 4 points de grille est tracé à la sortie du détroit pour la simulation G45. Pour la simulation G46, ce canyon est moins profond et la topographie au sud de ce canyon a été légèrement élevée.

7.1.2 Description des résultats obtenus au détroit du Danemark

Les quatre simulations que nous allons étudier sont répertoriées dans le tableau 7.2. Les comparaisons que nous allons présenter ici, se basent sur les moyennes annuelles de la quatrième année de simulation.

Comme ces quatre simulations ont le même forçage atmosphérique, la formation en

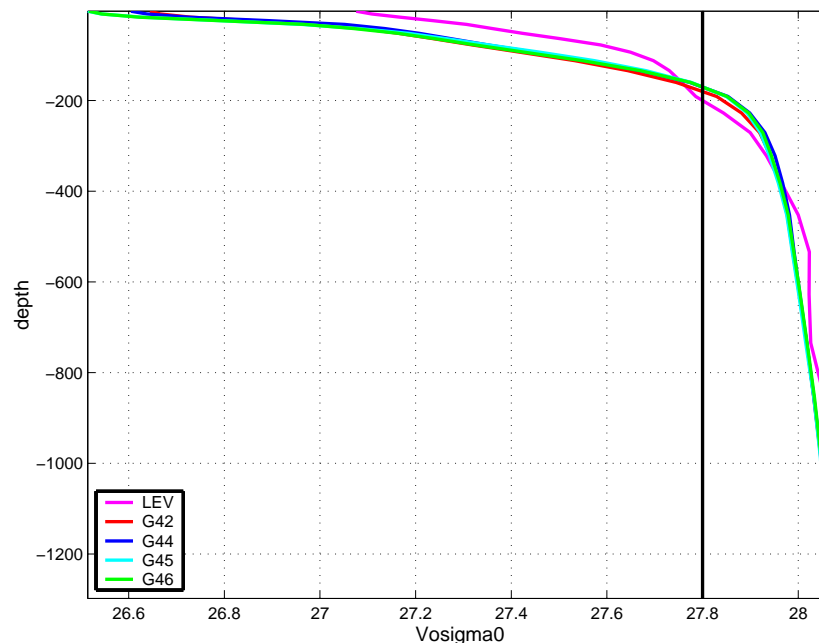


FIG. 7.4 – Profil de densité des simulations G42, G44, G45, G46 et de la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998) en amont du détroit du Danemark (25° O ; 67° N). On constate que toutes les simulations produisent les conditions “amont” d’overflow semblables.

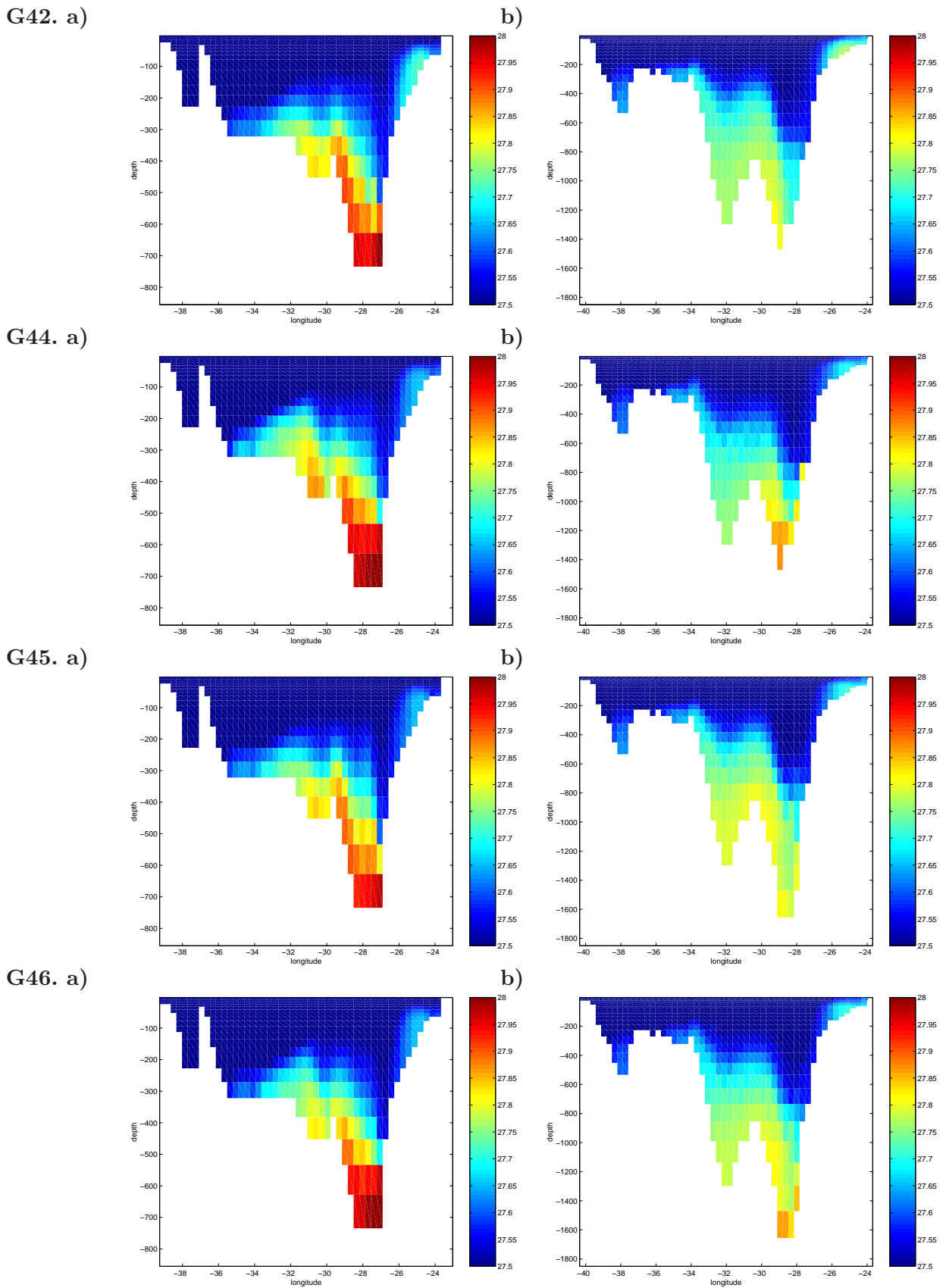


FIG. 7.5 – Sections de densité potentielle en kg/m^3 a) à 65.5°N (au seuil du détroit du Danemark) et b) à 65.0°N . (Comme toutes les figures de cette section il s'agit de données annuelles sur la quatrième année.)

eau dense en amont du détroit du Danemark, et donc la stratification en amont du seuil, est similaire pour toutes les simulations G4X (figure 7.4). L'impact des paramétrisations sur l'overflow intervient sur les masses d'eau et leur transport au seuil ($65.5^\circ N$) et en aval de celui-ci.

Section méridienne à $65.5^\circ N$ et $65^\circ N$

Sur des sections au seuil $65.5^\circ N$ et en aval $65^\circ N$, nous considérons la densité potentielle et son évolution le long de la côte Est du Groënland, figure 7.5. Entre la section au seuil et celle en aval, les eaux de fond se sont fortement allégées dans les quatre simulations. Toutefois plusieurs différences sont notables. Tout d'abord, on remarque que pour les simulations G44 et G46 les eaux de fond à $65.5^\circ N$ et $65^\circ N$ sont plus denses que dans les autres simulations. Ces deux simulations sont celles où la friction de fond a été localement augmentée. Ensuite, l'aménagement local en full-steps des simulations G45 et G46 est visible au seuil où la présence d'eau de densité 27.8 (en jaune) est plus importante que dans les autres simulations.

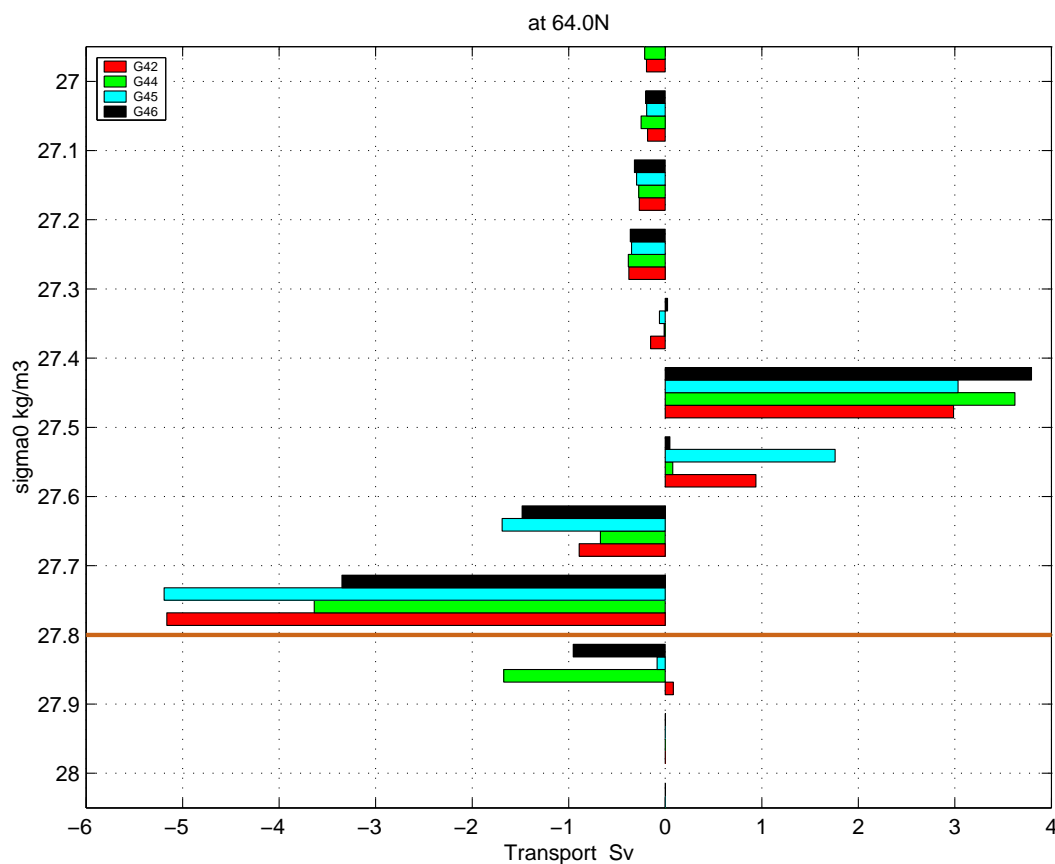


FIG. 7.6 – Transport en Sv par classes de densité en aval du détroit du Danemark ($64^\circ N$) pour les simulations G42, G44, G45, G46. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m^3 sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord. ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$)

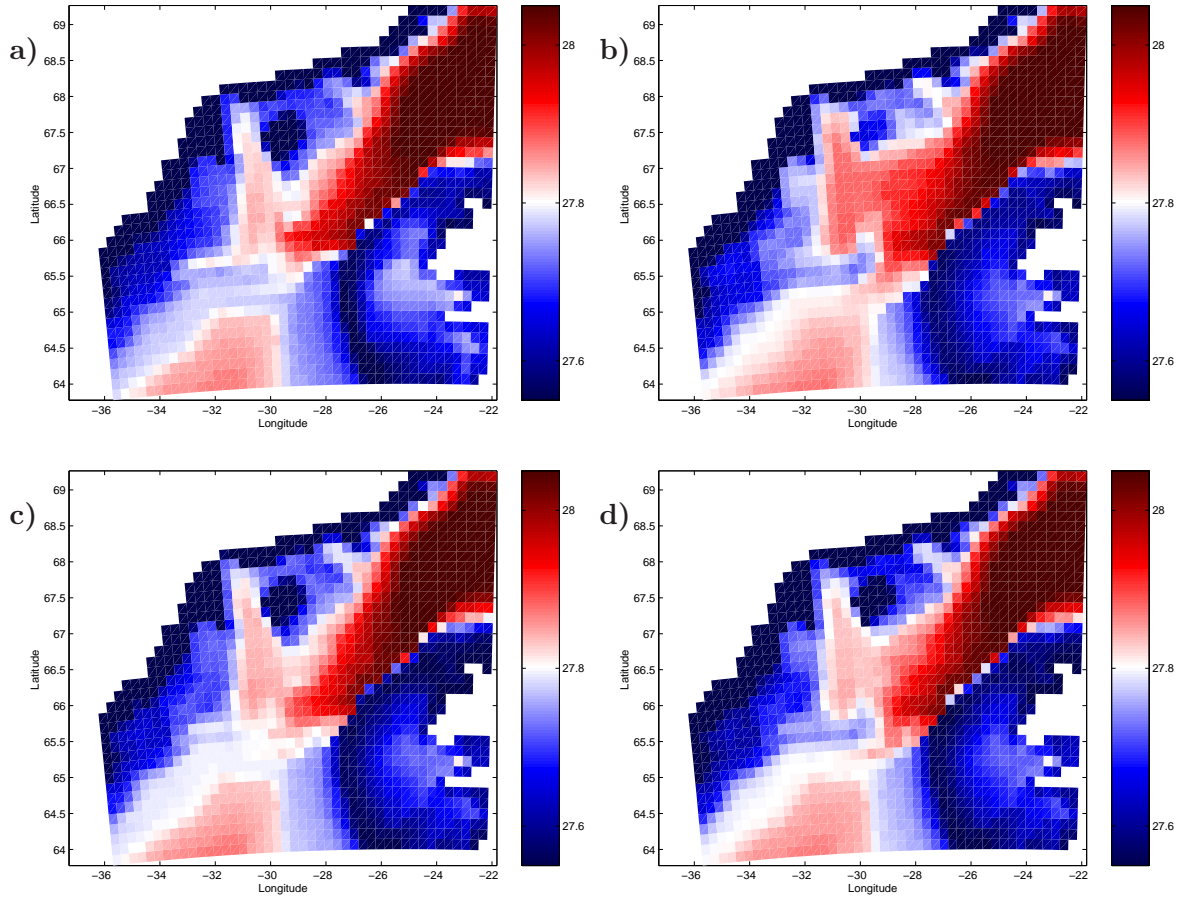


FIG. 7.7 – Densité potentielle de fond ($\sigma_0 = 27.8$ en blanc) pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, et d) G46.

La disparition des eaux les plus denses entre le seuil du détroit et $65^\circ N$ est due au mélange de l'overflow avec les eaux environnantes. On s'aperçoit que l'augmentation de la friction de fond permet de réduire ce mélange et de garder des eaux plus denses en aval du détroit.

Le transport par classe de densité

Ce rôle de la friction de fond est également observable sur le transport par classes de densité à la latitude $64^\circ N$. Sur la figure 7.6, seules les deux simulations avec une friction de fond augmentée (G44 en vert et G46 en bleu) ont un transport significatif vers le sud d'eau de densité supérieure à 27.8 kg/m^3 . On remarque que la simulation G44 a un transport d'eau dense ($\sigma_0 > 27.8 \text{ kg/m}^3$) vers le sud plus important que la simulation G46 alors que la topographie de cette dernière a été aménagée afin de faciliter la descente des overflows. Néanmoins même avec une friction de fond augmentée, il n'y a pas de transport d'eau de densité supérieure à 27.9 kg/m^3 et le transport des eaux de densité comprise entre 27.8 et 27.9 kg/m^3 reste faible $\sim 1.5 \text{ Sv}$ en comparaison des 5 Sv mentionnés par *Dickson et Brown* (1994).

La densité de fond

Le gain apporté par la paramétrisation BBL est visible sur la densité potentielle de fond, figure 7.7, où l'on voit que les trois simulations avec la paramétrisation BBL (G44, G45 et G46) ont une densité de fond en aval du détroit plus importante près des côtes groenlandaises que la simulation G42. Sur ces cartes de fond, on s'aperçoit aussi que seul l'overflow de la configuration G44 est continu lors de la descente de la pente du détroit. Sur les autres simulations, une coupure est visible à $65^\circ N$ laissant supposer que l'eau dense du bassin de la mer d'Irminger ne provient pas du détroit.

Discussion

L'étude de l'overflow du détroit du Danemark confirme les hypothèses développées lors des tests de sensibilité sur la configuration DOME, à savoir que l'impact de la paramétrisation BBL diffusive sur la descente de l'overflow existe mais est faible comparé à l'impact d'une augmentation de la friction de fond. Cependant le transport des eaux denses au travers de ce détroit reste insuffisant, le mélange reste trop important. La simulation G44 (BBL diffusive, pas de canyon, friction de fond $Cd0 \times 30$) est la plus satisfaisante : il présente un transport d'eau dense vers le sud plus fort et une eau de fond plus dense. Les essais concernant l'aménagement de la topographie ne sont pas concluants, plusieurs raisons peuvent être évoquées : une mauvaise position du canyon full-steps, un canyon pas assez profond, pas assez large...

Regardons comment réagit l'overflow du détroit de Gibraltar à ces différentes paramétrisations.

7.1.3 Description des résultats obtenus au détroit de Gibraltar

Les quatre simulations étudiées sont répertoriées dans le tableau 7.3.

Run	G42	G44	G45	G46
Topographie	-	G42	G42 + FS local I	G42 + FS local II
BBL	-	diff	diff	diff
Friction augmentée	-	$\times 30$	-	-

TAB. 7.3 – Liste des tests de sensibilité ORCA025 appliquée au Détroit de Gibraltar

Les comparaisons que nous présentons ici, se basent sur les moyennes annuelles de la quatrième année de simulation des runs. Afin d'évaluer la représentation de l'overflow de Gibraltar, nous allons nous focaliser sur la langue de sel issue de la Méditerranée et se propageant dans l'océan Atlantique. Cette langue de sel dont les caractéristiques ont été observées et sont décrites dans de nombreux articles (*Jungclauss et Mellor, 2000; Serra et al., 2005; Price et Baringer, 1994; Stanev et al., 2001*) permet d'estimer la représentation de l'overflow méditerranéen (l'entraînement, la profondeur d'équilibre). L'eau méditerranéenne très salée ($S = 38.4$) descend le détroit de Gibraltar (300 m) le long de la pente à l'Est du Golfe de Cadix en entraînant les eaux ambiantes moins denses de l'Atlantique Central Nord (NACW). Pendant sa descente, l'overflow s'écoule

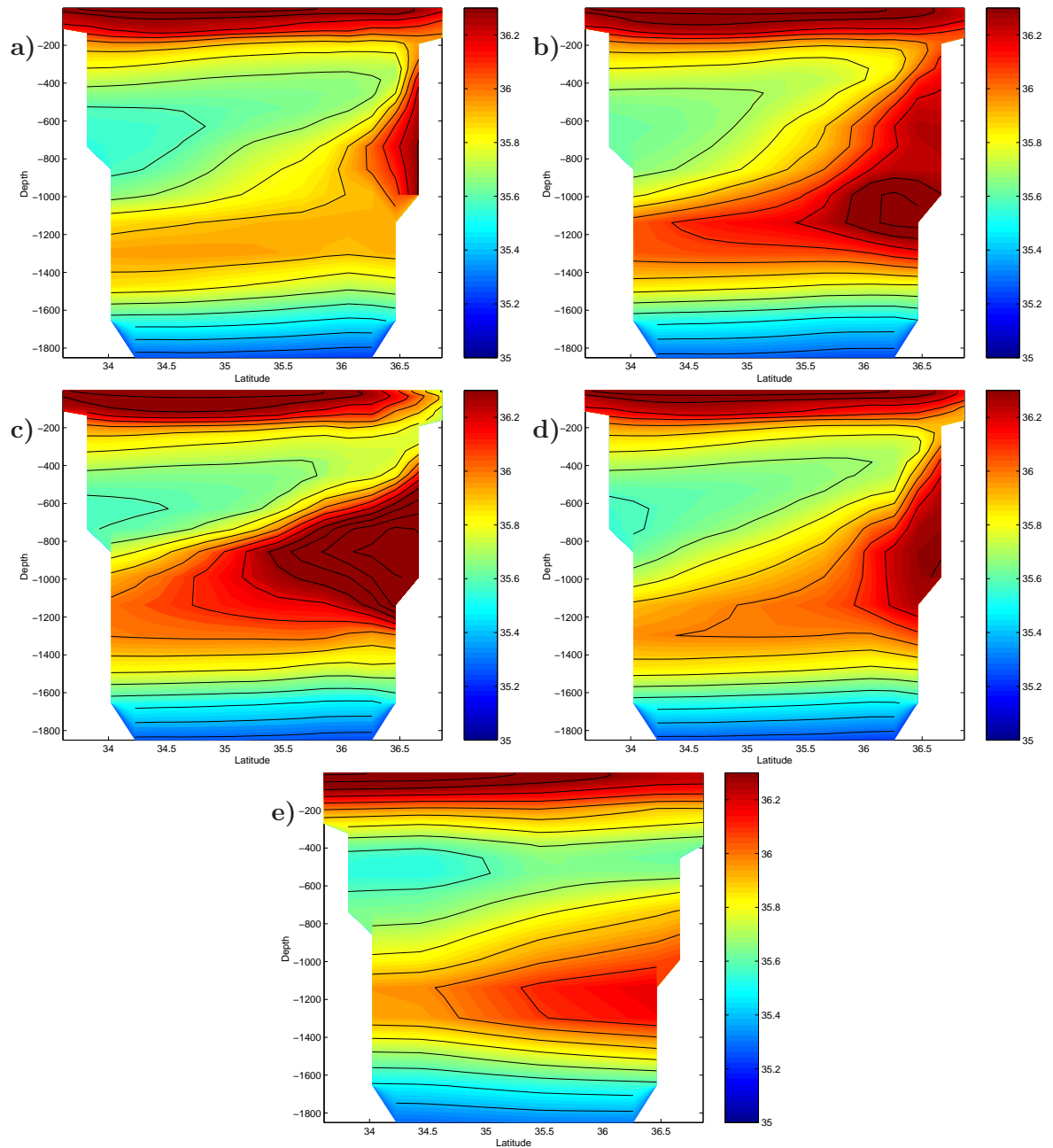


FIG. 7.8 – Salinité à 8.5° O. pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, d) G46 et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).

vers le Nord en suivant le talus continental de l'Espagne et du Portugal. Aux environs de 8°O , la langue de sel atteint sa profondeur d'équilibre vers 1000 m .

La section méridienne dans le Golfe de Cadix de salinité (figure 7.8) montre que la langue d'eau salée se situe à une profondeur de 1100 m dans la climatologie annuelle de Lévitus. Cette veine d'une épaisseur de 900 m et un maximum de 36.1 sur la côte ibérique est réduite à une épaisseur de 400 m avec un maximum de 35.9 sur la côte marocaine. Elle est accompagnée d'un minimum de salinité de 35.6 à 500 m de profondeur et d'une couche de surface très salée 36.4 .

Là encore, il est difficile de caractériser l'impact de la diffusion BBL seule, car elle est à chaque fois soit accompagnée d'un changement de topographie soit d'une augmentation de la friction de fond. Néanmoins, dans les trois simulations (G44, G45, G46) où cette paramétrisation BBL est activée la langue de sel provenant de Gibraltar est plus profonde que dans la simulation G42.

L'augmentation de la friction fond dans le Golfe de Cadix, simulation G44, permet d'obtenir le maximum de salinité à la bonne profondeur 1100 m . Ce maximum est trop élevé $S_{max} = 36.4$ et atténue le minimum de salinité à 500 m par rapport à la simulation G42.

La modification de la topographie avec l'aménagement full-steps local I dans la simulation G45 permet de mieux marquer la discontinuité entre les deux maxima de salinité, celui de surface et celui aux environs de 1000 m (le coeur de la langue de sel étant cependant situé vers 900 m au lieu des 1200 m observés). Entre ces deux maxima, on retrouve un minimum de 35.6 comme dans les observations. Par contre le maximum de salinité est beaucoup trop important $S_{max} = 36.6$. Sur la carte de la salinité à 1000 m , figure 7.9, il est évident que la salinité est surestimée sur les côtes ibériques. L'aménagement réalisé isole trop l'overflow des eaux ambiantes, il n'y a pas assez de mélange lors de la descente de la pente par l'écoulement dense.

Le deuxième aménagement topographique appelé full-steps local II, corrige ce manque d'entraînement dans la simulation G46. En effet, le maximum de salinité n'est que de $S_{max} = 36.2$, le minimum lui est de $S_{min} = 35.6$. Par contre, le minimum de salinité à 500 m est moins marqué que dans la climatologie de Lévitus.

La diminution du minimum de salinité est plus explicite sur la section verticale de salinité à 38°N , figure 7.10 où on peut voir que le minimum de salinité est de $S_{min} = 35.6$ dans la climatologie de Lévitus et de $S_{min} = 35.8$ avec la simulation G46. Malgré cet écart, la simulation G46 est la simulation dont la veine d'eau salée se rapproche le plus de la climatologie bien qu'elle ne soit pas assez profonde.

L'augmentation de la friction (simulation G44) épaissit la veine dense qui est déjà trop épaisse dans la simulation G42.

Discussion

Pour la représentation de l'overflow du détroit de Gibraltar, il semble que l'augmentation de la friction ne soit pas une solution exploitable pour améliorer la représentation de l'overflow. Il en résulte une veine d'eau trop salée et trop épaisse. L'impact de la paramétrisation BBL n'a pas été isolé mais on note que dans les trois simulations G42, G44 et G46 où cette paramétrisation est activée, la veine d'eau salée est plus profonde. Dans le cas du détroit de Gibraltar, l'aménagement de la topographie joue un rôle important, l'isolement de l'overflow pendant sa descente réduit radicalement son mélange avec les

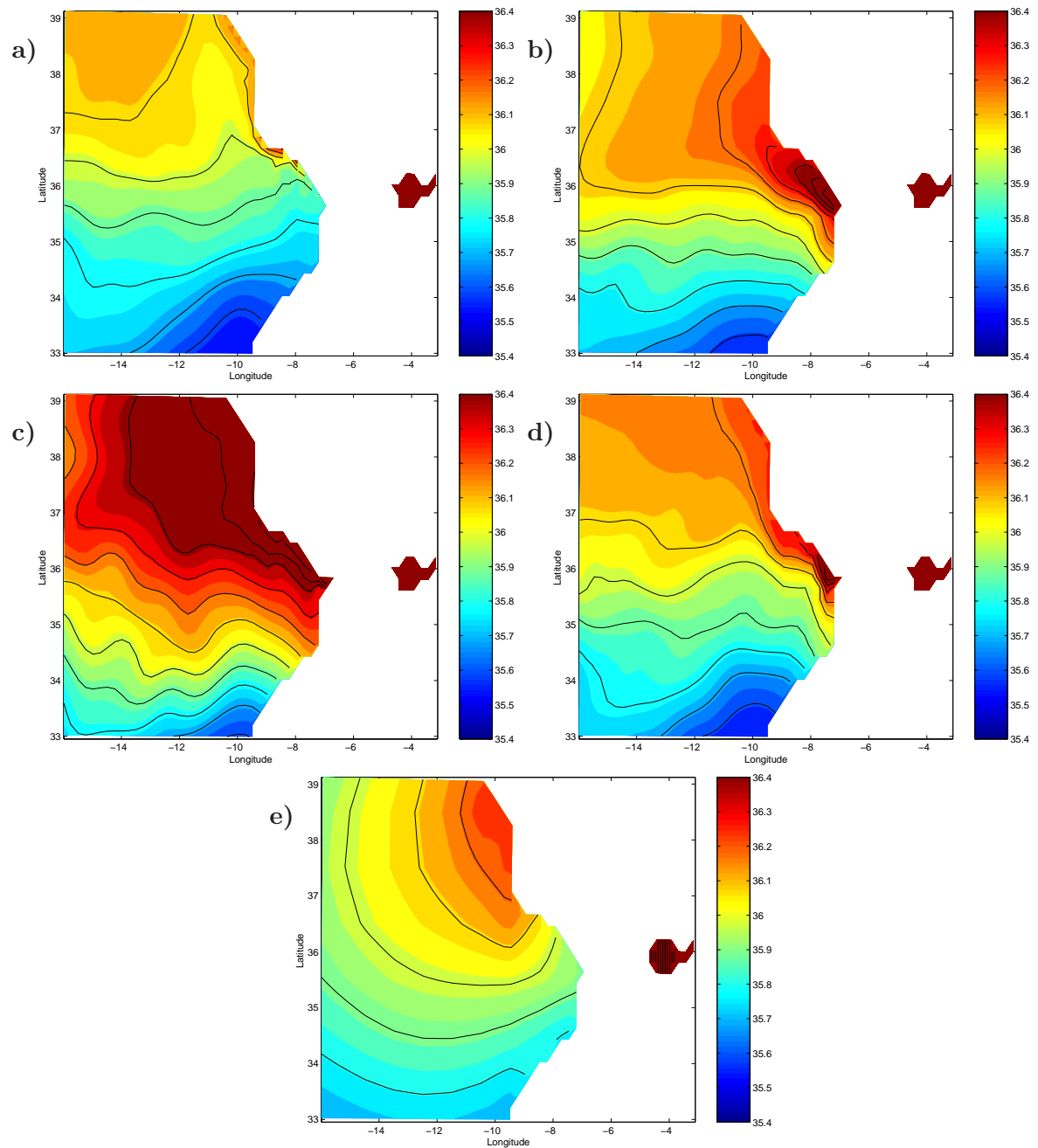


FIG. 7.9 – Salinité à la 1000 m de profondeur pour la simulation a) *G42*, b) *G44*, c) *G45*, d) *G46* et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).

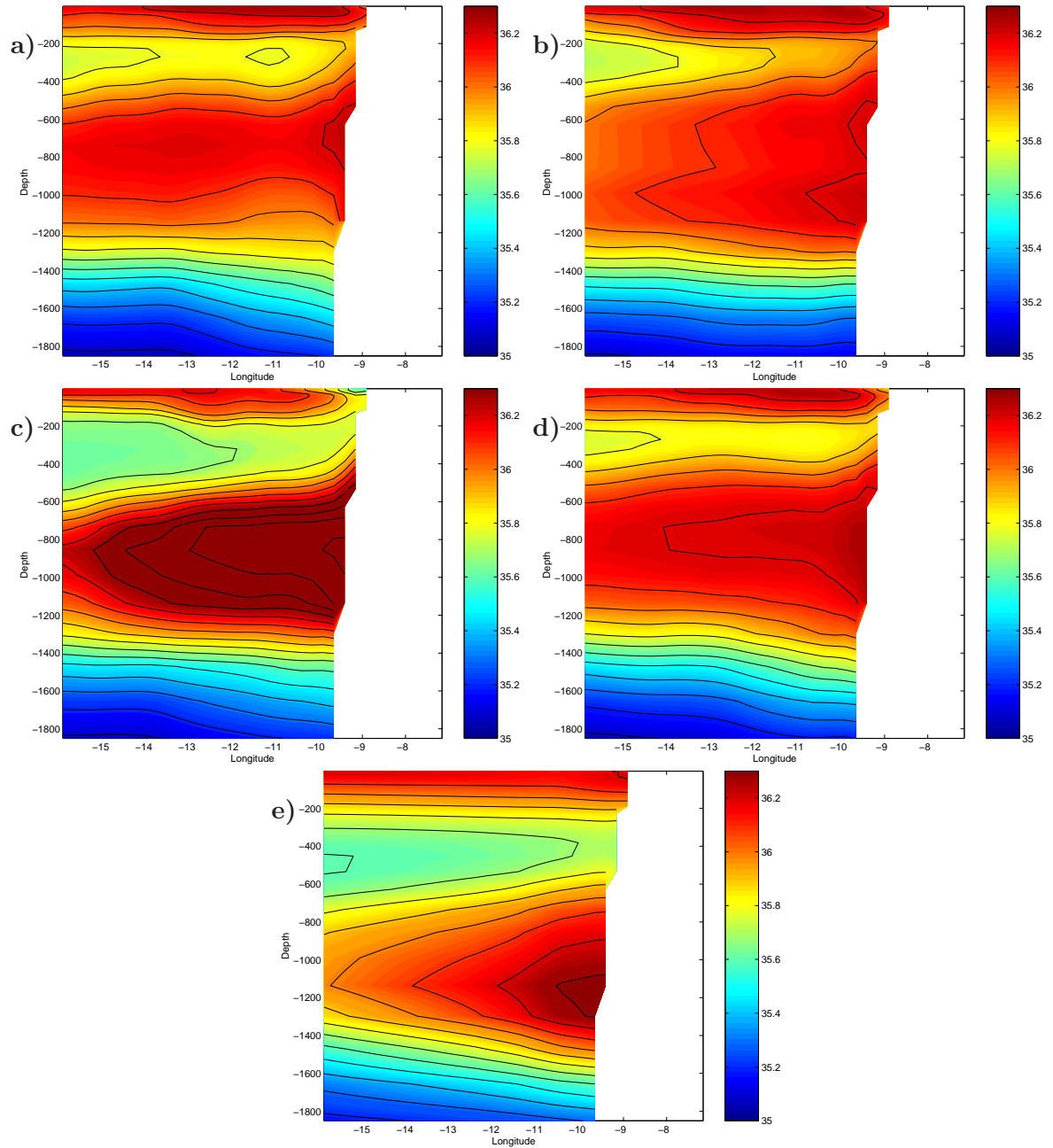


FIG. 7.10 – Salinité à 38° N. pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, d) G46 et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).

eaux environnantes, simulation G45. En réduisant la profondeur du canyon full-steps local I, on parvient à un mélange “idéal” c’est à dire un mélange qui permet d’obtenir la veine d’eau dense à la densité observée proche de la profondeur observée.

7.1.4 Bilan

Cette série de tests de sensibilité a permis de mettre en évidence les rôles de l’augmentation de la friction de fond et de l’aménagement de la topographie sur la représentation de l’overflow. Des expériences supplémentaires auraient été nécessaires afin de différencier exactement le rôle des différents paramètres. Par exemple, il n’est pas possible avec ce jeu de simulations de connaître l’impact de la paramétrisation BBL seule. Néanmoins on a recueilli suffisamment d’éléments pour choisir les paramètres de la simulation ORCA025-G70 de 50 ans dont l’analyse est développée dans la section suivante.

7.2 La simulation G70 : Les overflows des mers Nordiques

La configuration ORCA025-G70 est la première longue expérience DRAKKAR (47 ans, de 1958 à 2004) avec un forçage inter-annuel. Il est intéressant d’étudier la variabilité temporelle des overflows des mers Nordiques sur une aussi longue période.

Suite aux simulations ORCA025-G4X et aux simulations DOME, on a vu l’intérêt d’un aménagement de la topographie avec un canyon permettant d’isoler l’overflow de

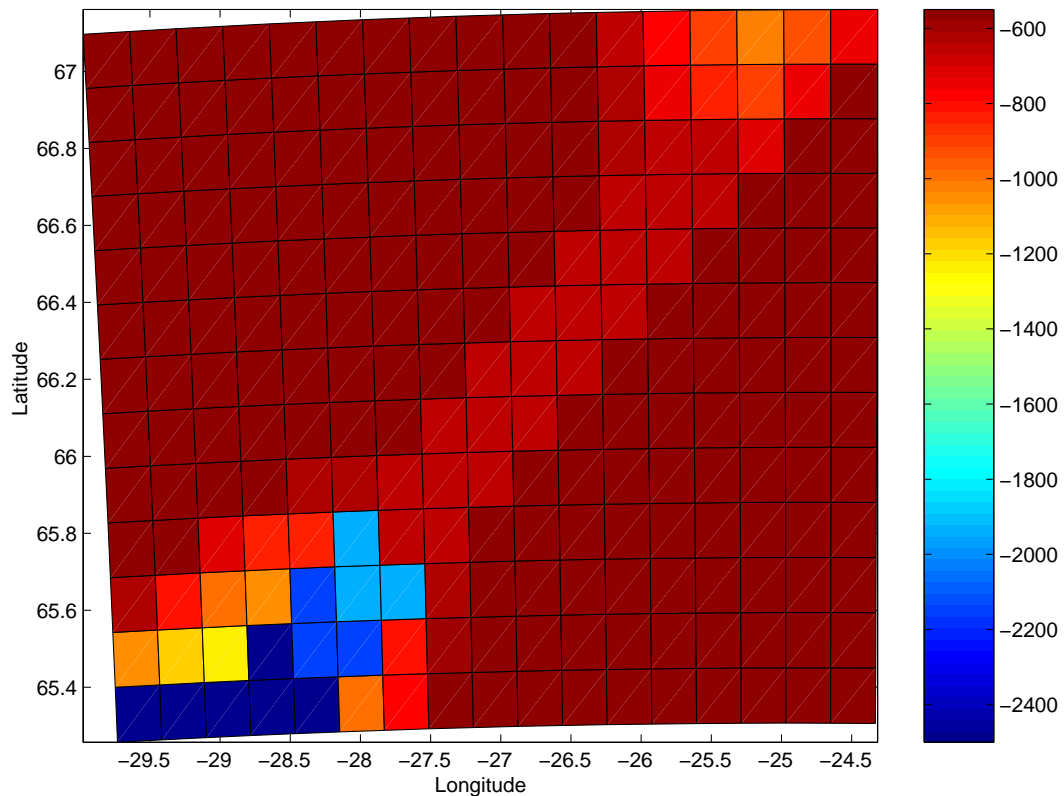


FIG. 7.11 – *Topographie au détroit du Danemark*

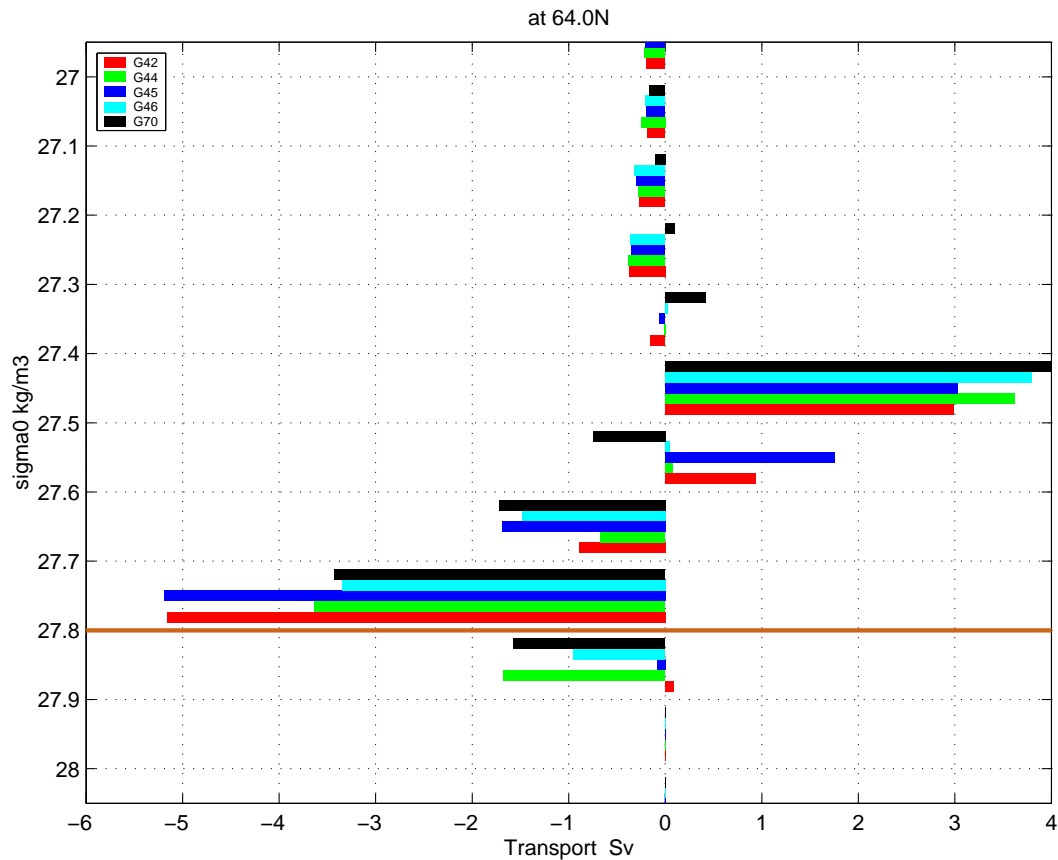


FIG. 7.12 – Transport par classes de densité à $64^{\circ} N$ pour les simulations G42, G44, G45, G46 et G70. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m^3 sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord.

l'eau ambiante et de le faire descendre jusqu'à sa profondeur d'équilibre. La topographie du détroit du Danemark a donc été modifiée, figure 7.11, le canyon au seuil a été élargi à trois points, sa profondeur est de 670 mètres, à la fin de ce canyon, on trouve deux marches d'escalier à 1950 m et 2158 m de profondeur suivi d'un mur vertical de 450 mètres de hauteur.

7.2.1 Comparaison avec les simulations G4X

Après 4 ans de simulation G70, on constate que ce canyon permet d'obtenir des résultats équivalents à l'augmentation de la friction de la simulation G44. Le transport d'eau dense à une latitude de $64^{\circ} N$ est de même grandeur dans les deux simulations, figure 7.12.

Sur la représentation de la densité potentielle de fond, figure 7.13, on constate que le canyon permet de faire descendre l'overflow de façon continue. On voit bien le chemin suivi par l'écoulement dense. Cependant, la densité de fond en amont du détroit est moins dense dans cette simulation G70 que dans G44, il en découle une densité moins dense en aval du détroit.

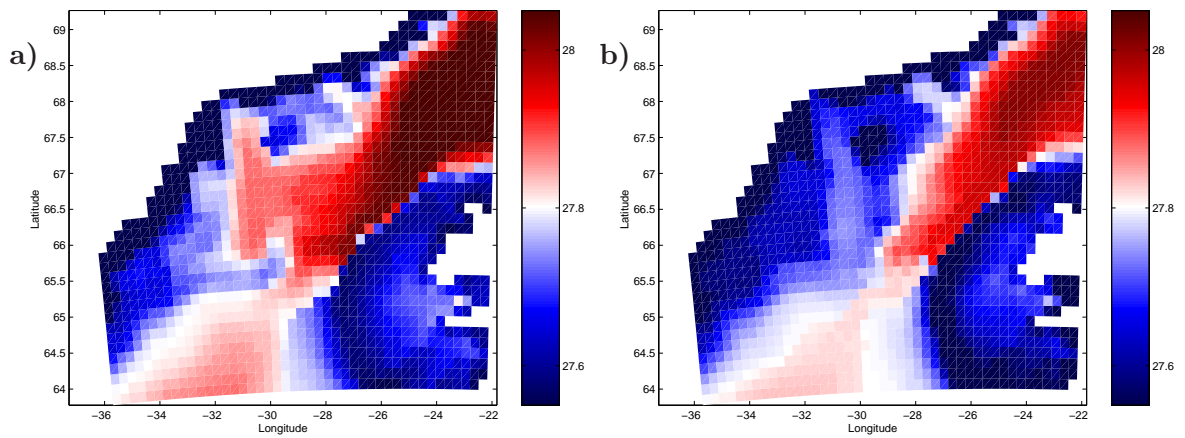


FIG. 7.13 – *Densité potentielle de fond au détroit de Gibraltar a) de la simulation G44 et b) de la simulation G70*

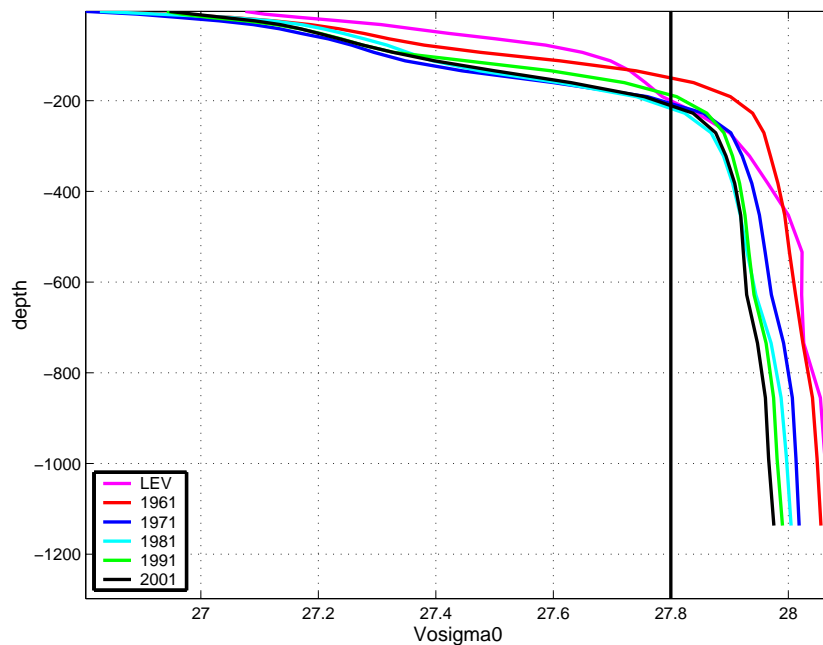


FIG. 7.14 – *Profil de densité de la simulation G70 pour les années 1961, 1971, 1981, 1991, 2001 et de la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998) en amont du détroit du Danemark (25° O ; 67° N).*

Cette densité de fond des mers Nordiques va diminuer tout au long de la simulation G70 même si le volume d'eau dense ($\sigma > 27.8$) au niveau du seuil reste important, figure 7.14. Cette diminution est due à un léger déficit de formation des eaux denses en amont dû au forçage atmosphérique. Cette diminution pose un problème potentiel pour la représentation des overflows. Si les eaux en amont ne sont pas suffisamment denses, il n'y aura pas d'overflow.

7.2.2 Evolution temporelle

La figure 7.15 montre l'évolution dans le temps du transport par classes de densité au seuil des détroits du Danemark et des Féroé. Le transport des eaux les plus denses diminue progressivement au cours du temps. Pendant les 5 premières années le transport vers l'Atlantique au détroit du Danemark s'effectue via des eaux de densité supérieure à 28.0 kg/m^3 , puis de 1965 à 1980, ce transport s'effectue via des eaux de densité comprise entre $27.95 \text{ et } 28. \text{ kg/m}^3$ et 1980 à 2000 via des eaux de densité comprise entre $27.9 \text{ et } 27.95 \text{ kg/m}^3$. Cet allègement concerne aussi l'overflow du chenal des Féroé où l'on retrouve la même évolution avec un transport vers l'Atlantique principalement par des eaux de densité comprise entre $28.05 \text{ et } 28.1 \text{ kg/m}^3$ au début de la simulation et à partir de 1990 par des eaux de densité comprise entre $27.95 \text{ et } 28. \text{ kg/m}^3$. Sur les 47 ans de simulation le transport des eaux denses ($\sigma > 27.8 \text{ kg/m}^3$) diminue de 0.2 Sv au détroit du Danemark et de 0.3 Sv au banc des Féroé. Cette diminution et cet allègement de ces deux overflows sont dus à l'adoucissement des mers Nordiques juste en amont des overflows, figure 7.16. En aval du seuil à 64° N , on retrouve cette diminution du transport en eau dense ($\sigma > 27.8 \text{ kg/m}^3$), figure 7.17. Il en découle une perte des eaux denses en aval du seuil comme l'on peut le voir sur la figure 7.18.

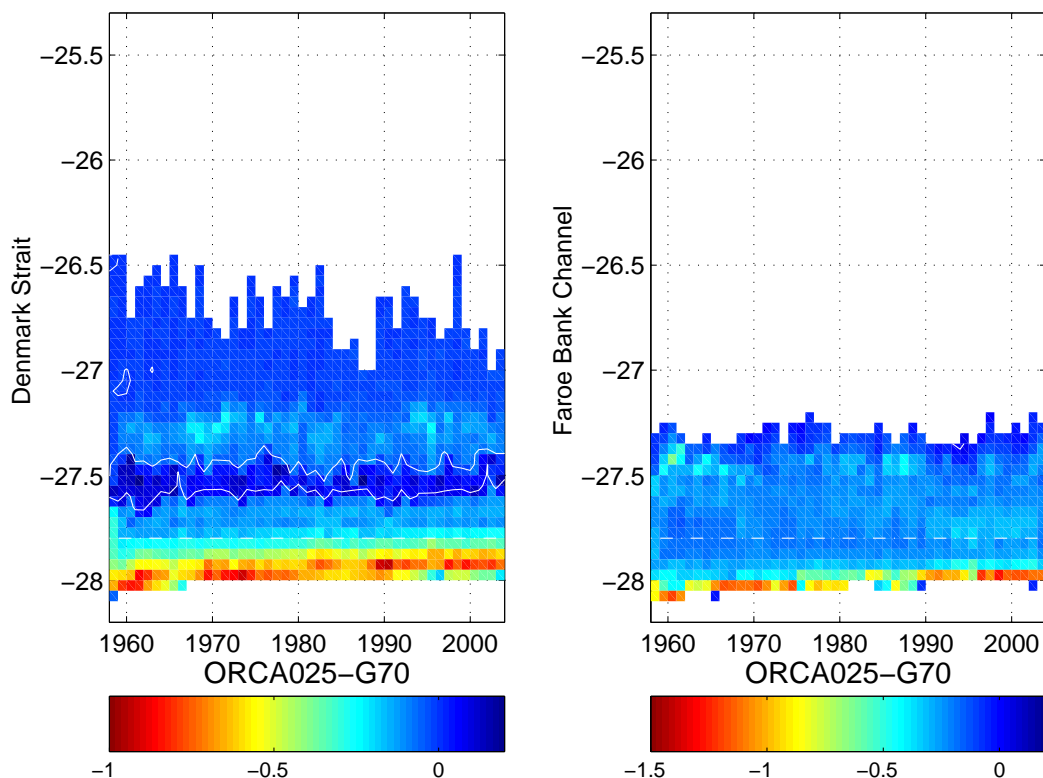


FIG. 7.15 – Evolution temporelle du transport par classe de densité à gauche au détroit du Danemark et à droite au banc des Féroé. Les valeurs de transport négatives indiquent que le flux va vers le Sud et les valeurs positives vers le Nord. Le contour blanc indique un transport nul.

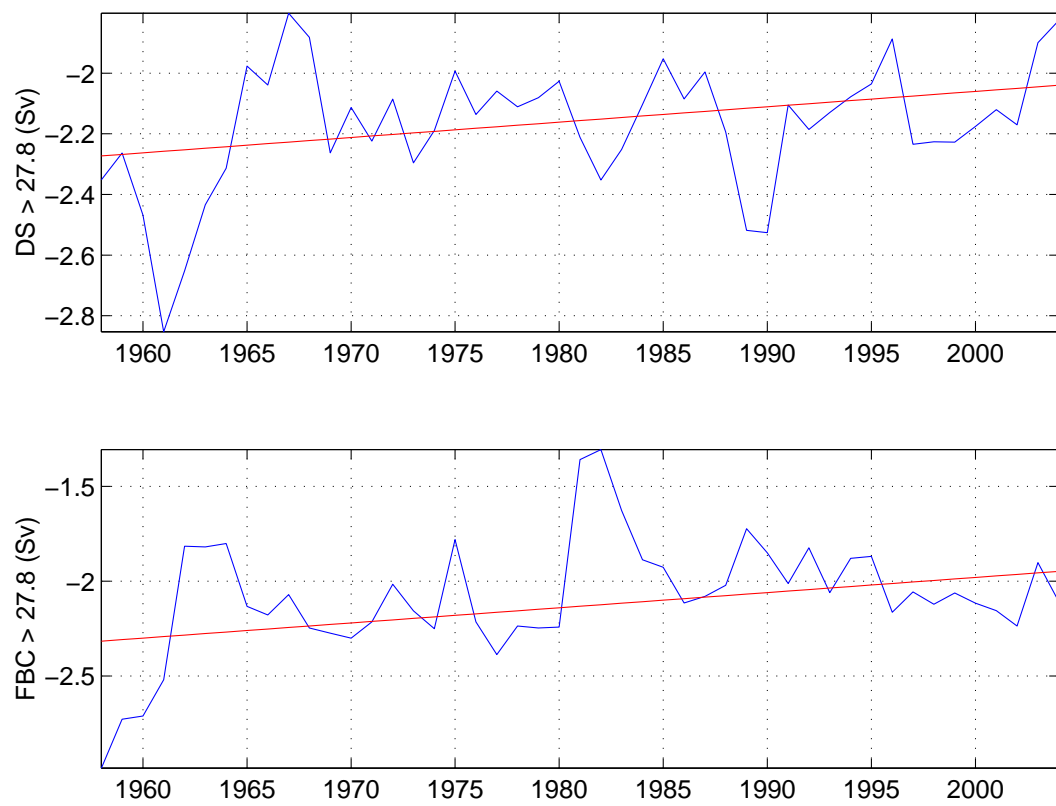


FIG. 7.16 – Evolution temporelle du transport de l'overflow ($\sigma > 27.8 \text{ kg/m}^3$) en bleu et en rouge la tendance pour le au détroit du Danemark en haut et le banc des Féroé en bas.

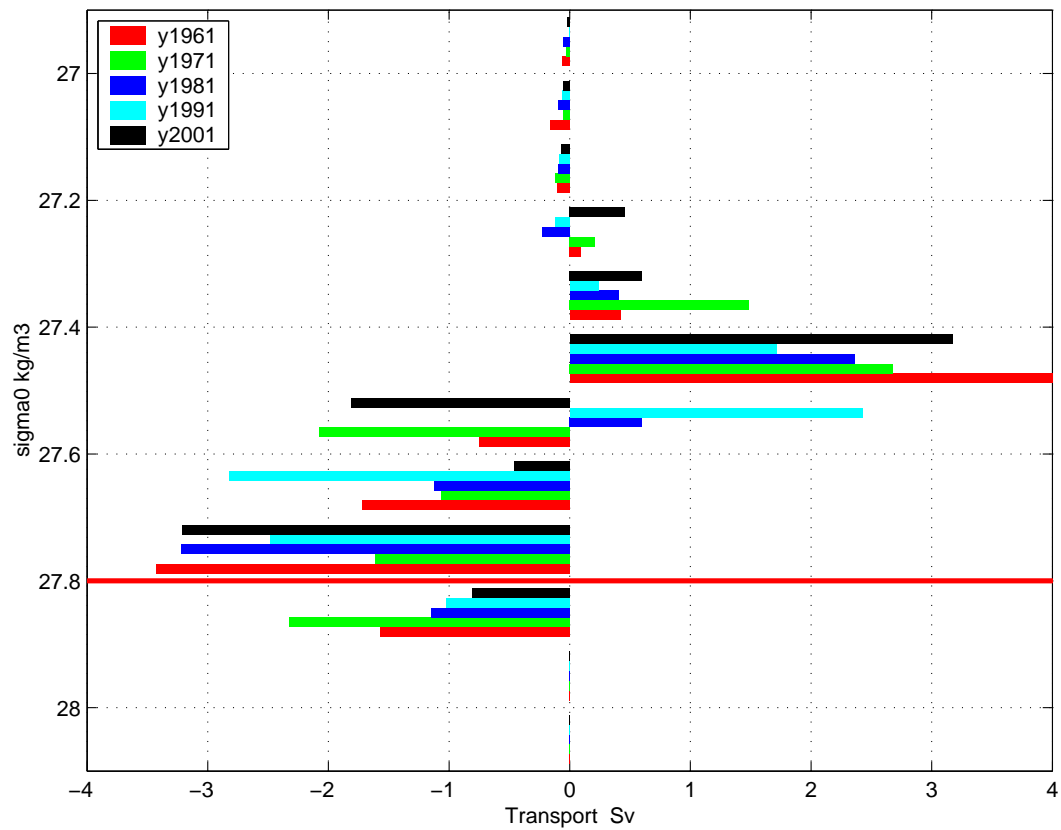


FIG. 7.17 – Transport par classes de densité à 64 ° N pour la G70. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m³ sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord.

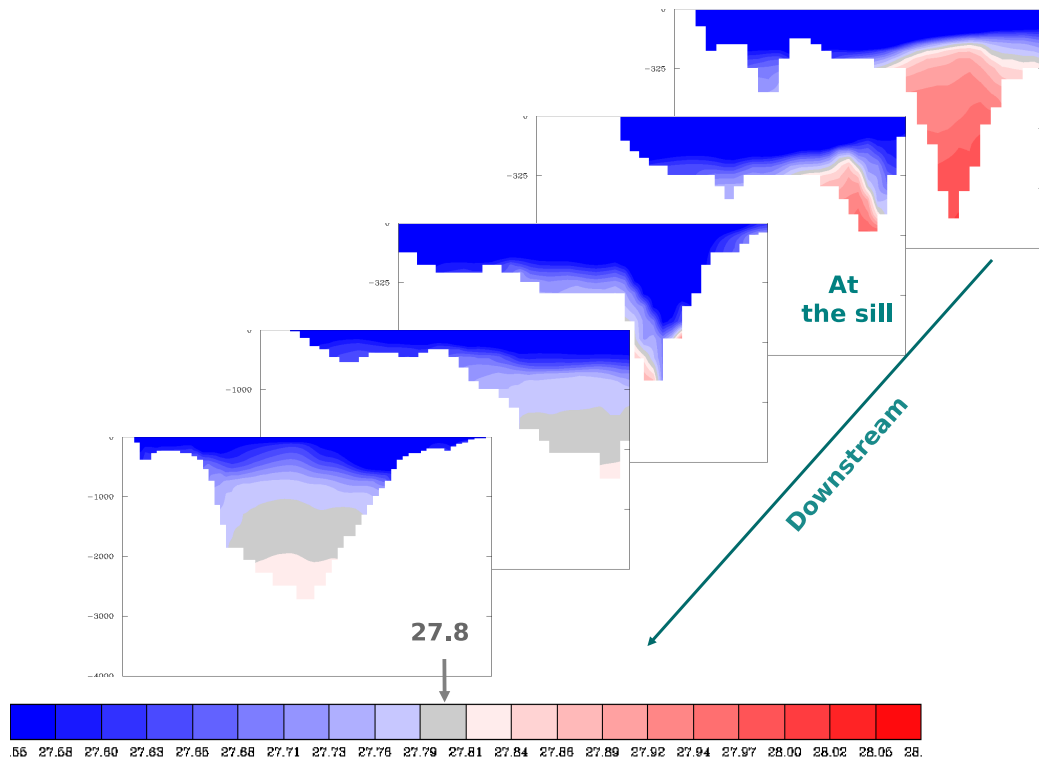


FIG. 7.18 – Evolution de la densité potentielle moyennée entre 1990-2000 à différentes sections (de haut en bas à 67°N , 66.5°N , 66°N , 65°N et 64°N) du Détroit du Danemark obtenue par la configuration ORCA025 (NEMO 11). On remarque que les eaux de fond, très denses en amont du seuil (à 67°N) perdent rapidement leur forte densité en aval.

L'influence de la NAO (North Atlantic Oscillation)

Des observations (*Dickson et al.*, 2002; *Polyakov et al.*, 2004) montrent que les échanges des mers Nordiques avec l'Arctique sont influencés par les variations basse-fréquences de la NAO. La NAO représente une redistribution de masse atmosphérique entre les régions arctiques ou subarctiques et les régions subtropicales de l'Atlantique ; elle lie l'intensité de la dépression d'Islande à la force et l'extension de l'anticyclone des Açores. Le champ de pression de surface au niveau de la mer, pour lequel on dispose de séries chronologiques relativement longues est utilisé pour caractériser l'oscillation. Les moyennes mensuelles ou saisonnières et les mois d'hiver sont traditionnellement retenus (décembre à mars) dans la mesure où la signature de la NAO en terme d'impacts est la plus forte en cette saison étant associée à l'activité maximale de la dynamique atmosphérique. Pour cette étude, nous nous basons sur l'index de NAO annuel, hivernal de *Hurrell* (1995). Les fortes valeurs de l'index de NAO pendant les années 1980 et 1990 correspondent à une orientation nord-sud du dipôle de pression de surface au niveau de la mer au-dessus de l'Atlantique (*Hurrell*, 1995). Ces conditions ont favorisé l'export d'eaux chaudes de l'Atlantique Nord vers la mer de Norvège puis l'océan Arctique (*Dickson et Hurrell*, 2000), et l'export de glace et d'eau douce venant de l'Arctique par le détroit de Fram. Pendant les phases négatives, des années 1960s et 1970s, il se produit l'inverse.

Des études ont souligné la possibilité d'une dépendance des overflows et des processus convectifs des mers Nordiques au forçage décennal par la composante basse-fréquence de la NAO (*Bacon, 1998; Dickson et al., 1999, 2002*).

Les modélisateurs ont cherché à retrouver cette corrélation entre overflows et NAO (*Käse et al., 2003; Zhang et al., 2004; Käse, 2006*). L'hypothèse d'un overflow relié à la NAO (basse-fréquence) dépend de la contrainte exercée par la topographie sur les échanges à travers la dorsale Groënland-Ecosse, ces échanges étant très sensibles au modèle notamment à la résolution et à la paramétrisation de la friction et du mélange (*Käse et al., 2003*). *Käse (2006)* démontre cette dépendance à la variabilité de la NAO en utilisant la théorie du contrôle hydraulique pour représenter l'overflow du détroit du Danemark.

Le tableau 7.4 résume les corrélations des transports aux seuils des Mers Nordiques avec l'index de NAO obtenus à partir de la simulation G70. Les valeurs moyennes des transports entrant ou sortant des mers Nordiques obtenus aux deux seuils différent sensiblement des données observées et calculées par *Zhang et al. (2004)*. Par contre, les corrélations de ces transports avec la NAO sont très proches des corrélations obtenus par *Zhang et al. (2004)* et *Käse (2006)*. On remarque que le flux vers le nord au niveau des détroits, qui transporte

		Moyenne 1963-2001 (Sv)	tendance (yr^{-1})	Corrélation avec la NAO
Transport barotrope vers les mers Nordiques à ISR	G70	5.32	0.04	0.66
	<i>Zhang</i>	7.3	0.019	0.56
	<i>Hansen</i>	7.0		
Transport barotrope vers l'Atlantique à ISR	G70	4.19	-0.01	-0.12
	<i>Zhang</i>	2.7	-0.003	-0.19
	<i>Hansen</i>	3.0		
Transport barotrope vers les mers Nordiques à DS	G70	2.57	0.01	0.61
	<i>Zhang</i>	1.1	0.005	0.47
	<i>Hansen</i>	1.0		
Transport barotrope vers l'Atlantique à DS	G70	5.05	-0.001	0.23
	<i>Zhang</i>	5.8	-0.022	0.65
	<i>Käse</i>			0.40
Transport vers l'Atlantique à DS (≥ 27.8)	G70	2.14	0.0015	0.25
	<i>Zhang</i>	2.3	0.016	0.38
	<i>Girton</i>	2.7		
	<i>Käse</i>			0.30
Transport vers l'Atlantique à FBC (≥ 27.8)	G70	2.01	0.0038	0.46
Overturning maximum dans l'Atlantique	G70			0.70

TAB. 7.4 – Corrélation obtenue entre les transports (Sv) et la NAO par la simulation ORCA025-G70 entre les années 1963 et 2001. ISR : Iceland-Scotland-Ridge; DS : Denmark-Strait; IFR : Iceland-Faroe-Ridge; FSP : Faroe-Scotland-Passage. Données issues de *Zhang et al. (2004)*, *Hansen et Osterhus (2000)*, *Girton et al. (2001)* et *Käse (2006)*

les eaux chaudes et salées de l'Atlantique vers l'Arctique est beaucoup mieux corrélé avec la NAO que le flux vers le sud, porteur des eaux denses vers l'Atlantique. On remarque aussi que la corrélation entre le transport de la cellule d'overturning et la NAO de notre modèle est élevée avec une valeur de 0.70.

Les eaux d'overflow proviennent rapidement en mer du Labrador, une zone clef où les masses d'eau en présence sont modifiées par interaction avec l'atmosphère, et vont influencer sur la circulation du gyre Atlantique via le courant profond de bord ouest. La salinité prélevée d'une colonne d'eau au centre de la mer du Labrador sur les 44 ans de simulation est exposée figure 7.19 avec les observations de *Dickson et al.* (2003). De 1966 à 1992, la forte salinisation reflète l'évolution de la NAO qui passe d'une phase négative avec des valeurs extrêmes pendant les années 1960 à une phase positive avec des valeurs extrêmes pendant les années 1990. Cette évolution a conduit à une forte convection puis à la formation d'eaux du Labrador (LSW) les moins salées, les plus froides, denses et profondes depuis le début des mesures profondes en mer du Labrador (*Dickson et al.*, 2003). Notre modèle suit la même évolution que les observations : une très forte salinisation commence en 1965 avec un pic en 1970 puis une diminution et une resalinisation au début des années 2000. Par contre, cette salinisation est centrée sur une profondeur de 2500 m pour les observations alors qu'avec la simulation G70, la salinisation concerne toute la colonne d'eau. (Cette épaisseur excessive peut être due au fait que nous avons extrait la colonne d'une moyenne annuelle alors que les données sont observées à une période donnée, mais elle peut être due à un biais du dynamique du modèle qui ne crée pas des eaux très denses, en particulier au niveau des overflows. Les eaux modifiées par le modèle sont ainsi à des profondeurs trop faibles.)

7.3 Bilan

L'amélioration de la représentation des courants gravitaires dans une configuration réaliste est beaucoup plus complexe que dans le cas d'une configuration idéalisée. Le forçage qui contribue à la formation d'eaux denses en mers Nordiques est un élément essentiel dans la représentation des overflows : pas d'eau dense en amont implique pas d'eau dense en aval du seuil. L'impact des paramétrisations n'est pas aussi manifeste que dans la configuration DOME et surtout il ne semble pas bénéfique pour chaque détroit étudié. L'augmentation de la friction de fond est favorable au détroit du Danemark. Par contre, au détroit de Gibraltar, il induit une langue de sel beaucoup trop salée. Creuser un canyon afin d'isoler et de guider la veine d'eau dense jusqu'à la profondeur souhaitée est une solution pragmatique (section 6.4, page 79) et assez courante dans les modèles de bassin mais là encore, il s'agit de modifier la topographie de chaque détroit. Et d'après la simulation G70, le canyon creusé ne permet pas d'obtenir un transport d'eau dense similaire aux transports observés au seuil mais aussi en aval du seuil.

Les résultats que nous avons obtenus avec la simulation ORCA025-G70 sont encourageants, leur variabilité est équivalente aux observations disponibles. Par contre, les propriétés moyennes des masses d'eau sont trop légères à cause d'un déficit de formation d'eau dense en mers Nordiques et d'un mélange excessif des l'overflows lors de leur descente des seuils.

Ces résultats montrent qu'il est souhaitable d'améliorer la paramétrisation des écoulements gravitaires dans les simulations globales au 1/4° de longue durée. Dans ces simulations

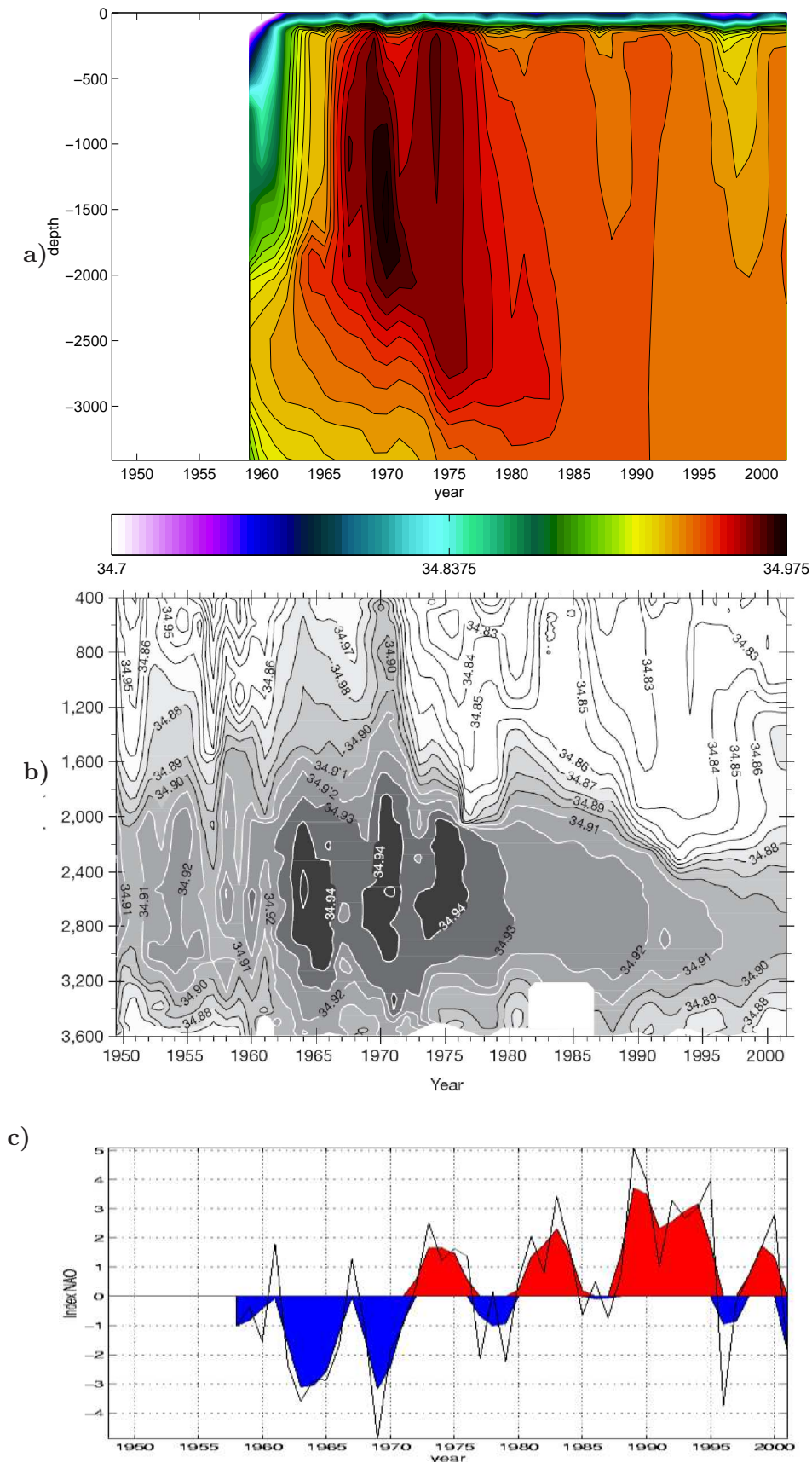


FIG. 7.19 – Evolution temporelle de la salinité d'une colonne d'eau au centre de la mer du Labrador, a) à partir de la simulation ORCA025-G70 et b) à partir d'observations (Dickson et al., 2003), c) index de NAO (Hurrell, 1995).

ORCA025, les vitesses des overflows aux seuils sont relativement élevées (pouvant atteindre $0.7m/s$). L'advection est donc un facteur important à prendre en compte, certainement davantage que pour des simulations plus "visqueuses" et diffusives à basse résolution (pour lesquelles la paramétrisation BBL originale avait été développée). Dans la troisième partie de ce manuscrit, nous allons présenter les résultats obtenus en introduisant l'advection de la quantité de mouvement dans la paramétrisation BBL.

Quatrième partie

Sensibilité aux nouvelles
paramétrisations de NEMO

Chapitre 8

Sensibilité aux nouvelles paramétrisations dans la configuration idéalisée DOME

Sommaire

8.1	La paramétrisation de la couche limite de fond avec advection de la quantité de mouvement dans la configuration DOME . .	112
8.1.1	Description de la simulation BBL <i>MA</i>	112
8.2	La condition latérale No Slip Accurate	115
8.3	Discussion	116

Nous sommes parvenus à améliorer la représentation des écoulements gravitaires dans la configuration au $1/4^\circ$ ORCA025 en contraignant la descente de la veine par un canyon ou une friction (de fond ou latérale) augmentée et en diminuant le mélange de l'écoulement grâce à la paramétrisation BBL, comme vu dans la partie précédente III. L'amélioration de la descente de l'overflow est plus significative sur la configuration idéalisée DOME que dans la configuration réaliste où de multiples interactions (inflow, outflow, topographie complexe, forçage ...) minimisent l'impact des paramétrisations. Néanmoins l'amélioration des écoulements gravitaires au détroits de Gibraltar, du Danemark et du banc des Féroé est effective. Mais les résultats obtenus ont demandé une paramétrisation spécifique à chaque région. Et il est souhaitable d'avoir une paramétrisation qui permette de traiter uniformément tous les overflows. Pour cela, nous avons implémenté, au cours de cette thèse, deux nouvelles paramétrisations : la première est l'ajout dans la couche limite de fond de *B&D97* de l'advection de la quantité de mouvement afin d'améliorer la descente de l'overflow (description de la paramétrisation BBL *MA* section 3.4, page 40) ; la deuxième est la condition latérale No Slip Accurate afin d'améliorer la représentation, plus générale, des courants de bord (description de la paramétrisation NSA section 3.6, page 46).

Comme dans la partie précédente, une première étape consiste à tester ces paramétrisations sur des configurations idéalisées puis de confirmer les résultats obtenus sur des configurations réalistes.

8.1 La paramétrisation de la couche limite de fond avec advection de la quantité de mouvement dans la configuration DOME

Les premiers résultats obtenus dans NEMO 8.1 par B. Ferron avec une couche limite de fond advectant la quantité de mouvement en plus des traceurs dans la BBL *B&D97* sont apparus très prometteurs (section 3.4, page 40), cette paramétrisation permettant de densifier les eaux en aval du détroit du Danemark.

Nous avons donc implémenté dans NEMO cette paramétrisation appelée BBL *MA* et l'avons testé dans la configuration DOME. Les résultats sont comparés avec ceux issus des simulations sans BBL et avec BBL *B&D97*, cf tableau 8.1.

Run	Option BBL
I10	sans BBL
I40	BBL <i>B&D97</i> : Trc [adv + diff]
B04	BBL <i>MA</i> : Trc [adv + diff] + Qté de mvt [adv]

TAB. 8.1 – Liste des tests de sensibilité DOME à la paramétrisation BBL *MA*

8.1.1 Description de la simulation BBL *MA*

Avec cette nouvelle paramétrisation BBL (BBL *MA*), la veine dense descend plus bas qu'avec la BBL *B&D97* dès la sortie du canal, figure 8.1. La zone où la veine est peu diluée est plus importante avec cette nouvelle paramétrisation, elle atteint $x = -400$ km (comparée à $x = -200$ km). Et la veine en aval de cette zone est moins diluée qu'avec

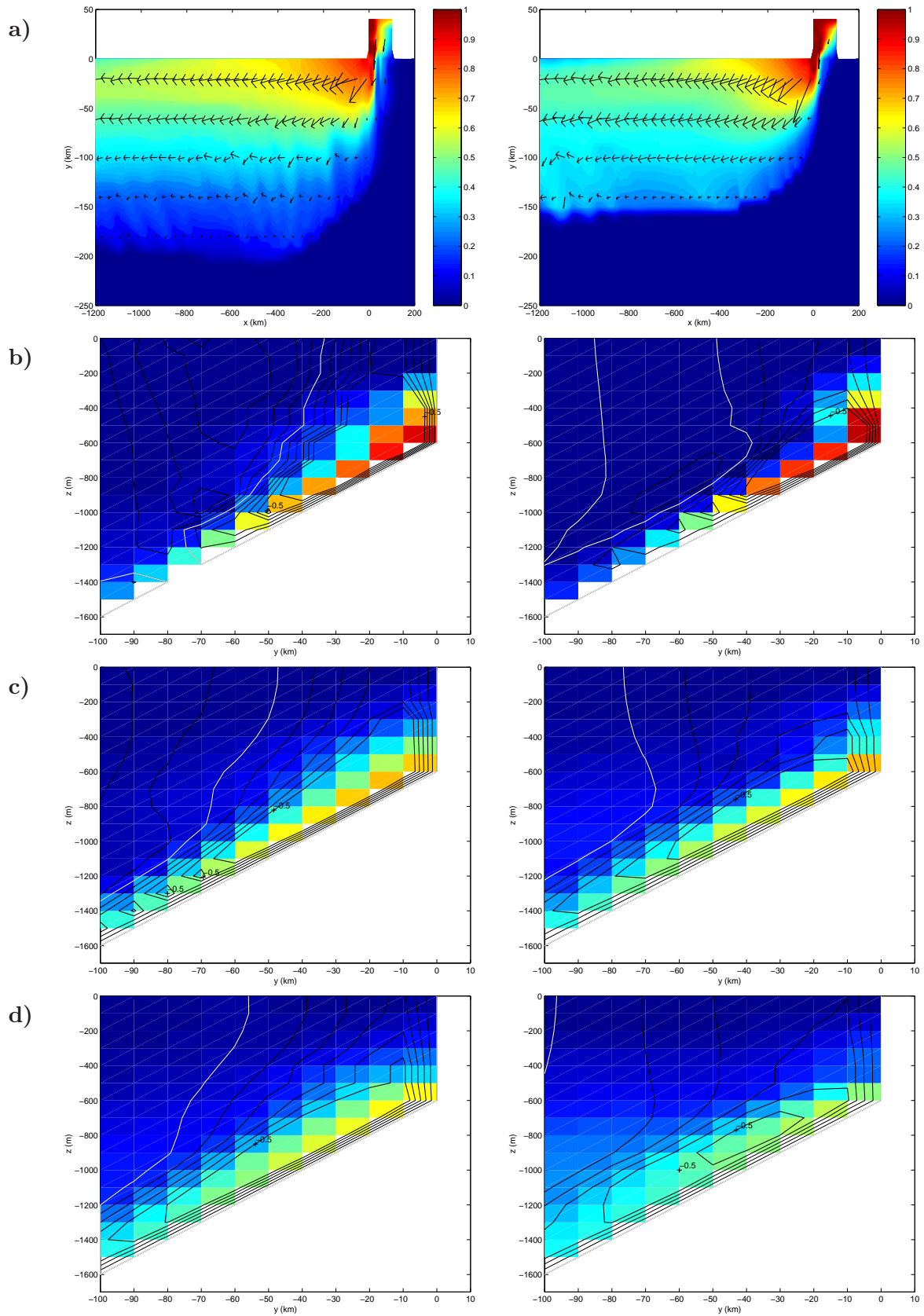


FIG. 8.1 – Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense à gauche avec la nouvelle paramétrisation BBL MA et à droite avec la BBL B&D97 a) au-dessus de la topographie, coupe verticale b) à $x = -30$ km près du canal d'injection, c) à $x = -300$ km et d) à $x = -600$ km avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).

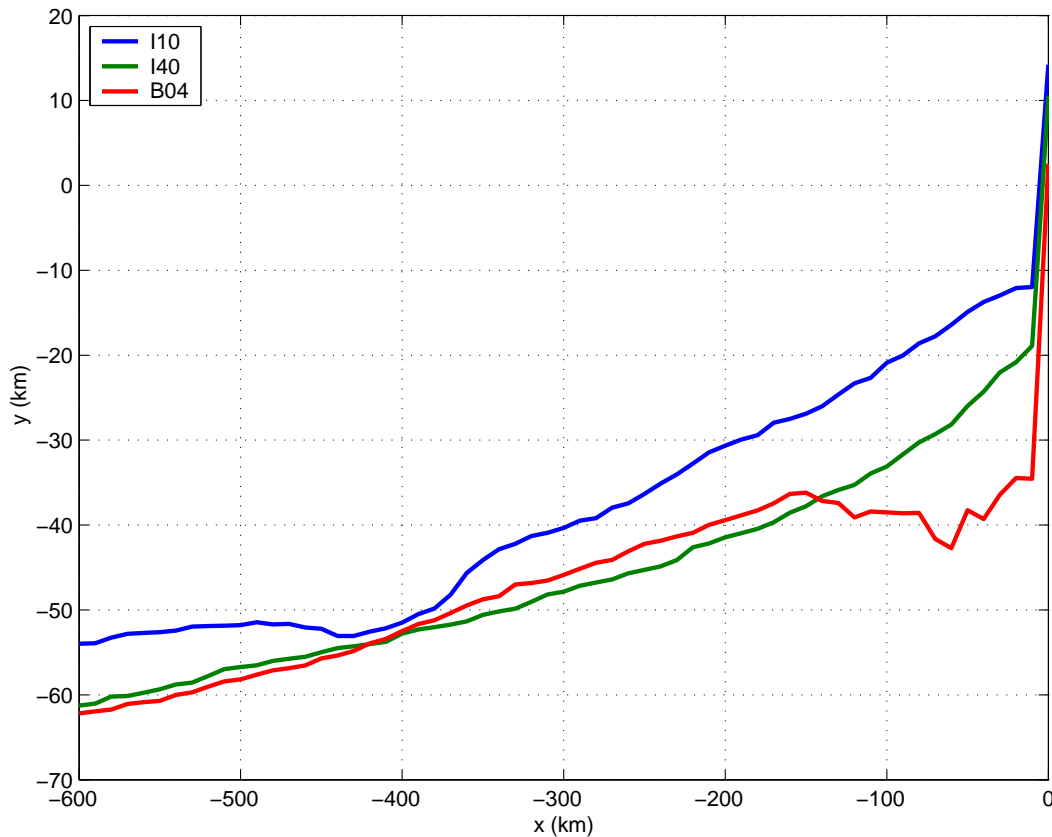


FIG. 8.2 – Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I10 (sans BBL), I40 (BBL B&D97) et B04 (BBL MA)

la BBL B&D97. Le contour de concentration en traceur de 0.1 atteint la profondeur de 2000 m ($y = -200$ km) contre 1500 m ($y = -150$ km) auparavant.

L'amélioration de la descente de la veine dense est surtout mise en valeur sur les coupes verticales. A la sortie du canal d'alimentation, $x = -30$ km, figure 8.1,b, la veine est descendue 100 m plus bas qu'avec BBL B&D97. Et à $x = -300$ km et $x = -600$ km, la veine dense est moins diluée avec cette nouvelle paramétrisation, de l'ordre de 10 %. La différence entre ces deux paramétrisations affecte aussi la vitesse zonale qui est plus forte avec une veine de courant moins épaisse avec BBL MA.

Avec cette nouvelle paramétrisation, on a diminué le mélange, accentué la descente de la veine à la sortie du chenal d'alimentation. Mais la portion de la veine qui est toujours collée au mur nord reste importante. Le centre de gravité de la veine, figure 8.2, confirme une amélioration de la descente de la veine. La paramétrisation BBL B&D97 faisait gagner 80 m ($\Delta y = 8$ km) à la plongée de la veine, la paramétrisation BBL MA fait gagner 240 m ($\Delta y = 24$ km) à la plongée de la veine par rapport à une simulation sans couche limite de fond.

8.2 La condition latérale No Slip Accurate

La deuxième paramétrisation implémentée dans le code NEMO est la condition latérale de bord No Slip Accurate (NSA), un schéma décentré sur quatre points près des bords. Nous avons testé ce schéma sur la configuration DOME sachant que la condition latérale de non-glissement aide la descente de la veine comme nous l'avons vu au chapitre 6. Les résultats sont comparés avec ceux issus de simulations avec les conditions latérales Free Slip et No Slip, cf tableau 8.2.

Run	Option BBL	Condition latérale de bord
I40	BBL : Trc [adv + diff]	Free Slip
I41	BBL : Trc [adv + diff]	No Slip
I42	BBL : Trc [adv + diff]	No Slip Accurate

TAB. 8.2 – Liste des tests de sensibilité DOME à la condition latérale.

Le centre de gravité de la veine dense pour cette nouvelle paramétrisation (figure 8.3) est, à la sortie du chenal d'alimentation, très similaire au centre de gravité obtenu à partir de la simulation utilisant la condition no-slip (I41). Puis cette simulation I42 se distingue

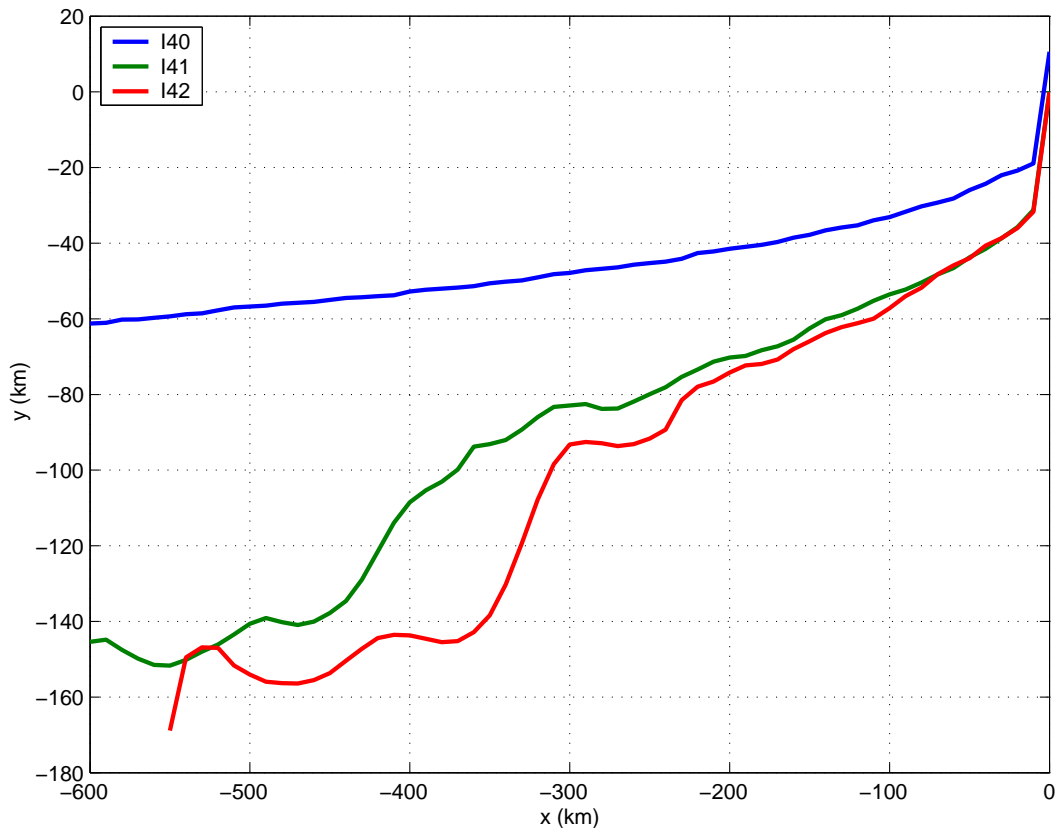


FIG. 8.3 – Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I40 (BBL B&D97 + FS), I41 (BBL B&D97 + NS) et I42 (BBL B&D97 + NSA)

de la simulation I41 par une augmentation progressive de la descente de la veine le long de la pente. A $x = -600 \text{ km}$, la veine est descendue de $1000 \text{ m}/100 \text{ km}$ par rapport à la simulation en glissement libre, I40, et de $250 \text{ m}/25 \text{ km}$ par rapport à la simulation en non glissement, I41.

Cette paramétrisation NSA a pour objectif d'améliorer la représentation des courants de bord en générale et pas seulement lors d'écoulements gravitaires.

8.3 Discussion

Ces nouvelles paramétrisations ont donné de premiers résultats satisfaisants sur l'amélioration de la descente d'un courant gravitaire dans une configuration idéalisée. Il est important de vérifier si ces résultats encourageants persistent dans une configuration réaliste. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 9

Sensibilité aux nouvelles paramétrisations de la circulation dans l'Atlantique Nord

Sommaire

9.1	Description de la simulation de référence : NATL025-GH01 . . .	118
9.1.1	Introduction de traceurs passifs	122
9.2	La paramétrisation BBL <i>B&D97</i>	124
9.3	La paramétrisation BBL <i>MA</i>	126
9.3.1	Modifications dues à BBL <i>MA</i> en mers Nordiques	127
9.3.2	Modifications dues à BBL <i>MA</i> au détroit de Gibraltar	128
9.3.3	Critères d'activation de la BBL	132
9.4	La paramétrisation BBL <i>MA</i> + modification des critères d'activation	133
9.4.1	Les overflows des mers Nordiques	133
9.4.2	Le détroit de Gibraltar	134
9.5	La paramétrisation No Slip Accurate	137
9.5.1	La circulation générale de l'Atlantique Nord	137
9.6	Bilan	141

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les nouvelles paramétrisations implémentées dans NEMO ont un effet positif sur l'écoulement idéalisé (DOME) d'une veine d'eau dense ; nous allons maintenant les tester dans la configuration de l'Atlantique Nord au $1/4^\circ$, NATL025.

Cette configuration est moins imposante que la configuration globale ORCA025 en termes de coût, de temps de calcul et de traitement des données mais simule les overflows des mers Nordiques et celui du détroit de Gibraltar jouant un rôle clef dans la ventilation des eaux intermédiaires et profondes.

Les différentes simulations sont exposées dans le tableau 9.1.

Run	modifications
NATL025-GH01	run de référence : <i>B&D97</i> et free slip (latéral)
NATL025-GH02	GH01 avec BBL <i>MA</i>
NATL025-GH03	GH01 avec No Slip Accurate (latéral)
NATL025-GH04	GH01 avec BBL <i>MA</i> et : - diffusion BBL uniquement dans le sens du courant - critère d'activation de BBL sur les niveaux (non plus sur la profondeur)
NATL025-GH06	GH01 sans BBL
NATL025-GH07	GH01 avec no slip (latéral)

TAB. 9.1 – Liste des tests de sensibilité NATL025

Toutes les simulations utilisent le forçage DFS3 de 1980 à 1989 et sont basées sur la version NEMODRAK 1.12. Des traceurs ont été introduit aux seuils du détroit du Danemark, de Gibraltar et au banc des Féroé afin de suivre la progression des eaux denses à ces passages.

9.1 Description de la simulation de référence : NATL025-GH01

La simulation GH01 a les mêmes options de calcul (paramétrisations sous-mailles, schémas numériques, etc cf chapitre 4) que la simulation G70. Ces deux simulations se différencient par le domaine d'étude, nous avons restreint le domaine à l'Atlantique Nord via des frontières fermées au Nord et au Sud du domaine rappelées vers la climatologie mensuelle de *Levitus et al.* (1998). Contrairement à la simulation G70, la topographie de la simulation GH01 n'a pas été aménagée aux détroits avec des chenaux pour faciliter la descente de l'overflow.

Malgré les contraintes exercées vers la climatologie de Levitus près des frontières fermées, l'amplitude des cellules d'overturning superficielle et de fond est très proche de celle obtenue avec G70 (figure 9). Les variabilités du minimum et du maximum d'overturning sont identiques dans les deux simulations. Par contre, la variabilité de l'amplitude de la cellule superficielle de l'overturning à $40^\circ N$ pour les trois dernières années de la simulation GH01 n'est plus équivalente à celle de G70. Comme pour la simulation G70, un rappel vers la salinité climatologique est appliqué sur la colonne d'eau entre 300 m et 1200 m dans le Golfe de Cadix.

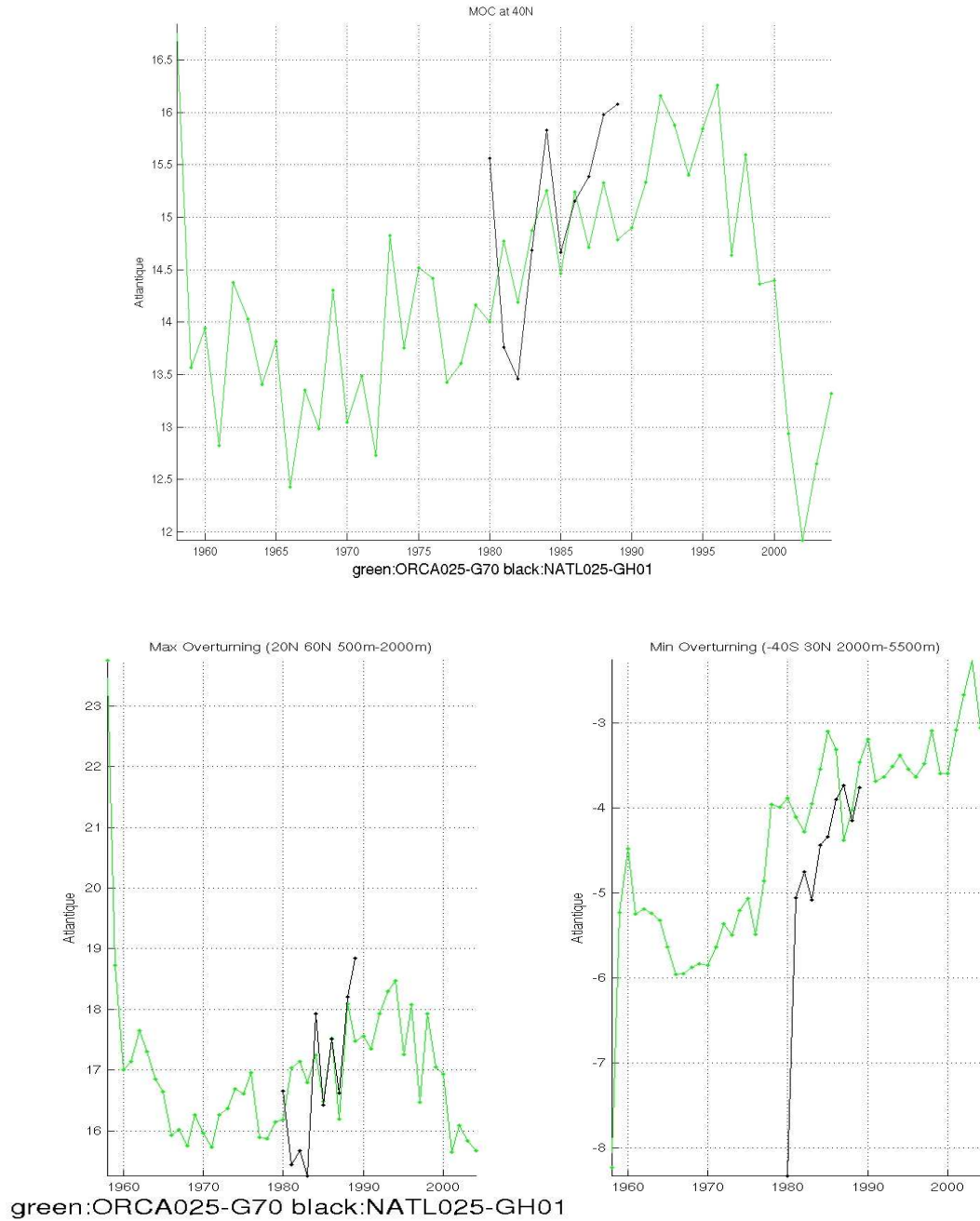


FIG. 9.1 – En haut, intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude $40^{\circ} N$; en bas à gauche le maximum de l'intensité de la cellule superficielle de la MOC dans l'Atlantique et en bas à droite le minimum de l'intensité de la cellule d'overturning profonde liée aux eaux antarctiques. ORCA025-G70 en vert ; NATL025-GH01 en noir. MOC (Meridional Overturning Circulation)

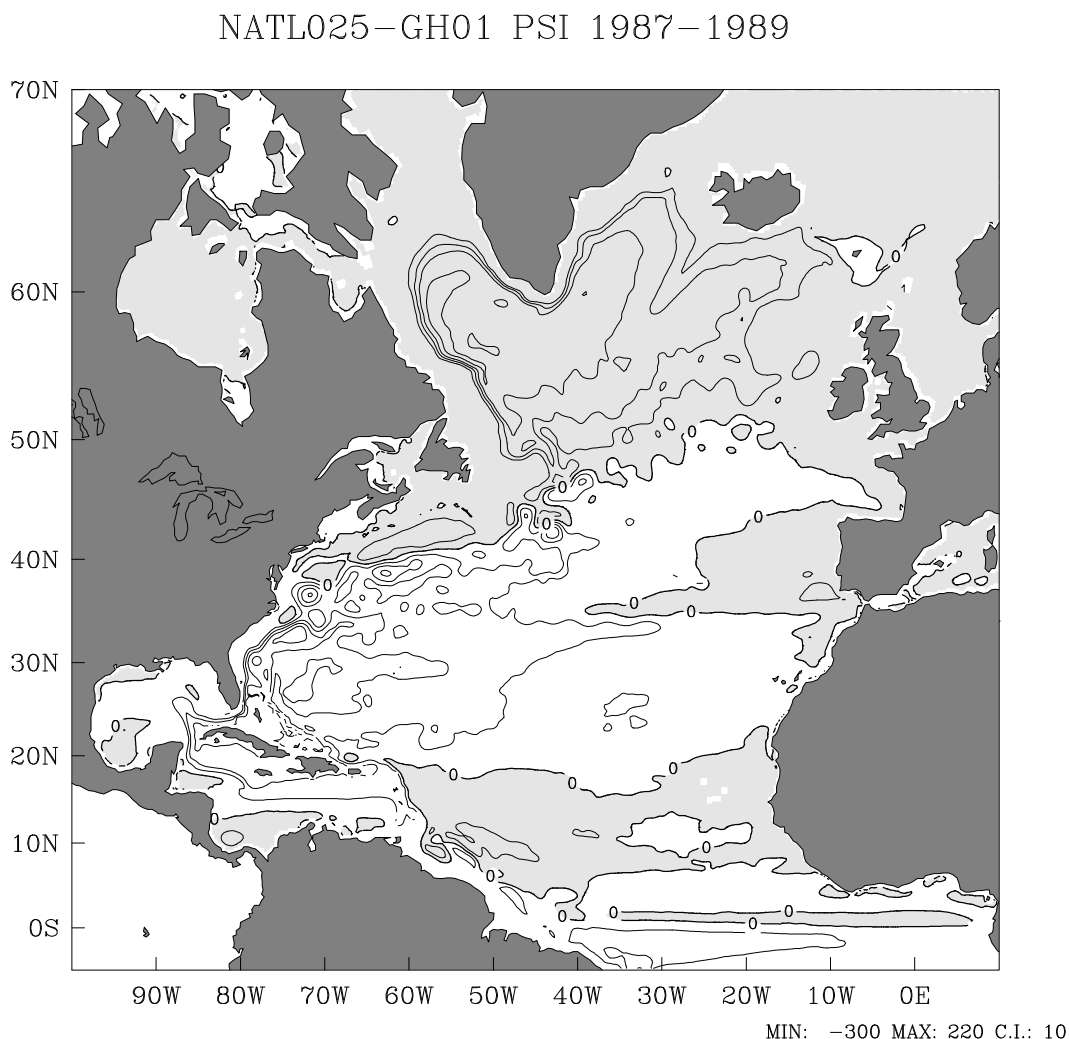


FIG. 9.2 – Fonction de courant moyenne entre 1987 et 1989. En gris, les régions où les valeurs sont négatives. L'intervalle des contours est de 10 Sv.

Dans cette simulation GH01, on retrouve la bonne représentation de la circulation Nord Atlantique que nous avons obtenu avec G70. La fonction de courant barotrope, figure 9.2 indique une séparation du Gulf Stream au Cap Hatteras. Après le décollement, on a bien une propagation du courant vers l'Est avec la présence d'une structure de recirculation allongée au Nord de celui-ci. La position du North-West Corner à 40° O est conforme aux observations. Par contre, on retrouve un tourbillon inertiel dans la zone de décollement, fréquent à cette résolution.

Le transport entre la Floride et les Bahamas est sous-estimé pendant les trois premières années de simulation, sous-estimation équivalente à celle de la simulation globale G70. Puis ce transport augmente jusqu'à atteindre la valeur des observations lors de la dernière année de simulation, figure 9.3.

La variabilité des overflows au détroit du Danemark et au chenal des Féroé est similaire dans les simulations GH01 et G70 à partir de l'année 1985, figure 9.4. Les valeurs sont comparables au détroit du Danemark. Par contre, le transport de l'overflow au chenal des

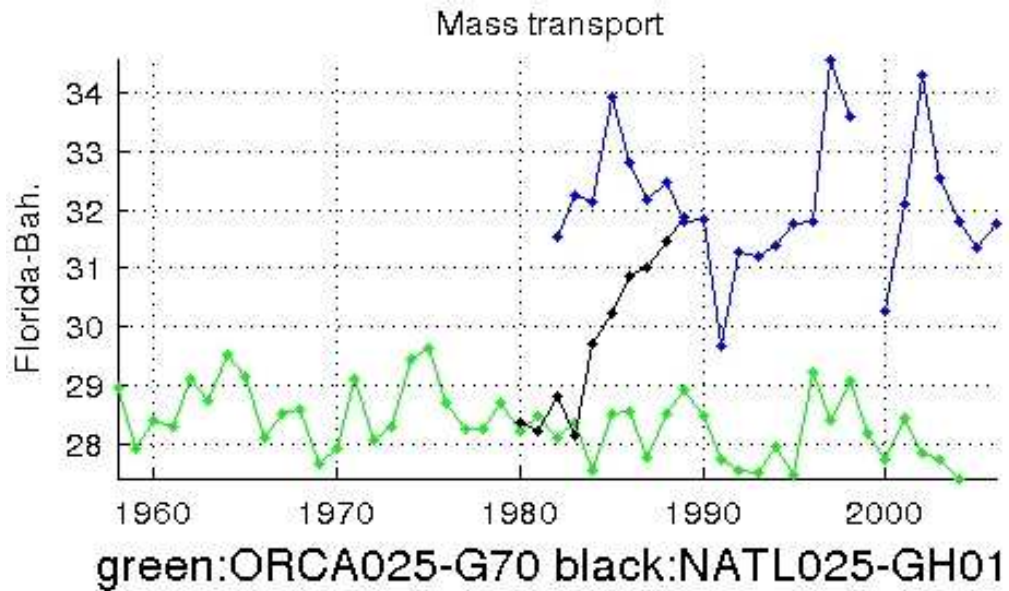


FIG. 9.3 – *Transport volumique en Sv entre la Floride et les Bahamas. Les observations NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) en bleu ; ORCA025-G70 en vert ; NATL025-GH01 en noir*

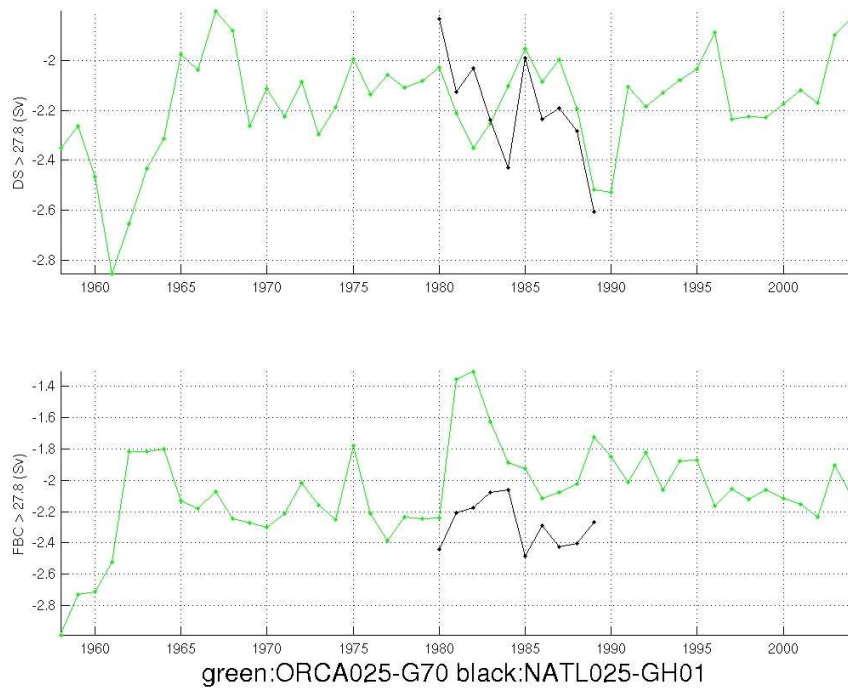


FIG. 9.4 – *Transport annuel en Sv des eaux denses ($> 27.8 \text{ kg/m}^3$) au détroit du Danemark en haut et au chenal des Féroé en bas. ORCA025-G70, en vert ; NATL025-GH01 en noir.*

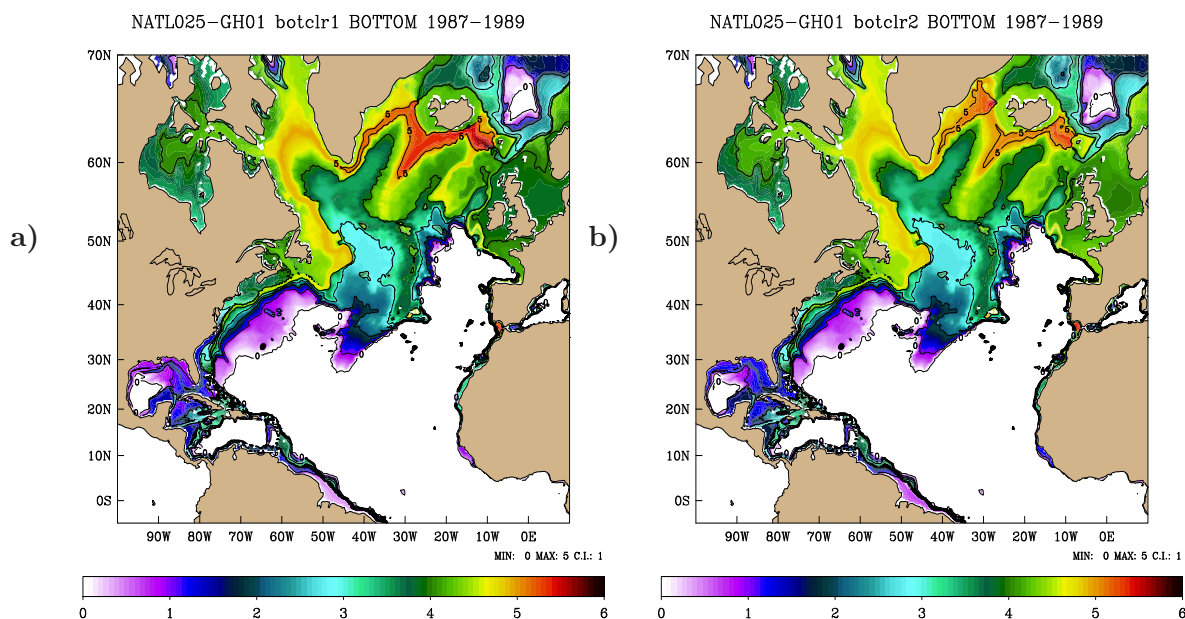


FIG. 9.5 – Concentration en traceurs dans la couche de fond pour la simulation de référence a) en traceur *clr1* et b) en traceur *clr2*. (Il s'agit du \log_{10} de la concentration).

Féroé est plus fort dans la simulation GH01 de $0.2 Sv$ que dans la simulation G70.

Cette simulation GH01 décrit correctement la circulation en Atlantique Nord. Les intensités de la cellule d'overturning et du transport des overflows aux mers Nordiques sont proches de celles obtenues dans le modèle global au $1/4^\circ$ ORCA025. Nous allons donc utiliser cette simulation pour évaluer les paramétrisations développées lors de cette thèse à savoir

- la BBL *B&D97* : qui est désormais compatible avec les partial-steps : simulation GH01,
- la BBL *MA* : l'ajout du calcul de l'advection de quantité de mouvement dans le modèle de couche limite de fond BBL de *Beckmann et Döscher* (1997) : simulation GH02,
- la modification des critères d'activation de cette BBL : simulation GH04,
- le développement de la condition latérale NSA : simulation GH03.

9.1.1 Introduction de traceurs passifs

Nous avons introduit des traceurs passifs aux seuils des détroits du Danemark, des Féroé et de Gibraltar afin de visualiser la propagation des eaux denses dans le bassin Nord Atlantique et d'évaluer le rôle de la paramétrisation BBL. A chaque pas de temps, on impose à la sortie de chaque chenal une concentration de 10^6 en traceur *clr1* au point T_k au fond de ce chenal et une concentration de 10^6 en traceur *clr2* au point T_{k-1} juste au-dessus du point précédent.

La figure 9.5 illustre la propagation des traceurs passifs et leur dilution dans la couche de fond du modèle. La concentration en traceur *clr1* dans la couche de fond est fortement plus élevée qu'en traceur *clr2* aux détroits du Danemark et au chenal des Féroé.

La paramétrisation BBL limite le mélange de *clr1* avec les eaux environnantes ; le traceur *clr2* injecté une maille au-dessus est davantage diffusé. Cette différence de traitement des eaux de fond est un argument supplémentaire (section 3.4 et section 6.5) en faveur d'un

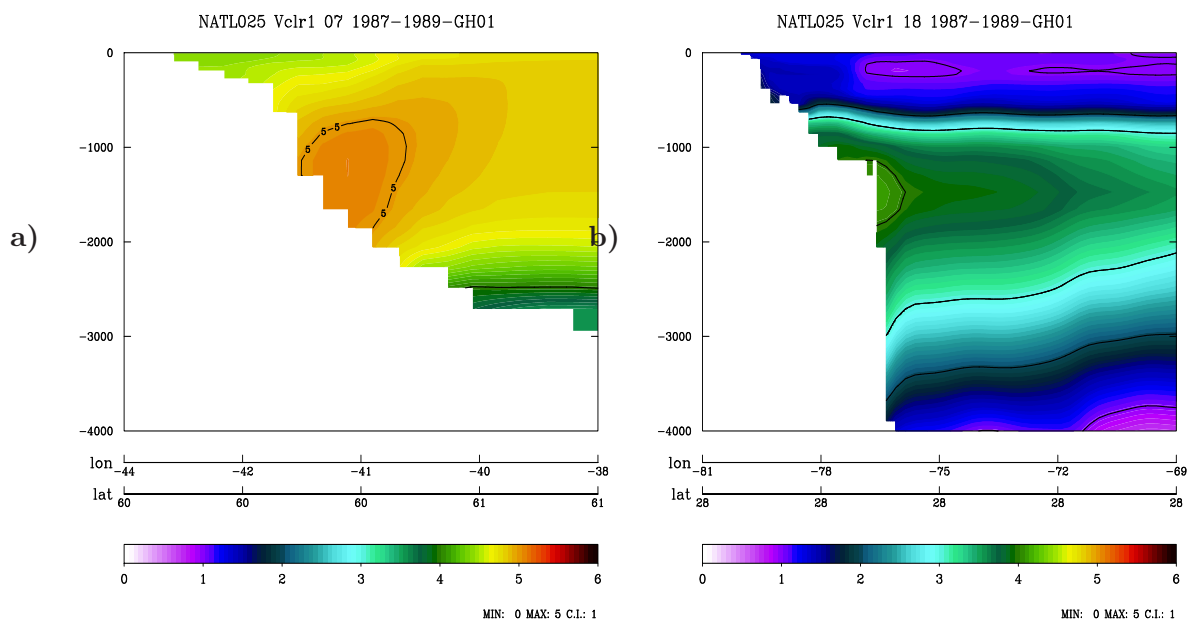


FIG. 9.6 – Concentration en traceur *clr1* sur différentes sections en aval du détroit du Danemark ; a) à 60° N et b) à 28° N. (Il s'agit du \log_{10} de la concentration).

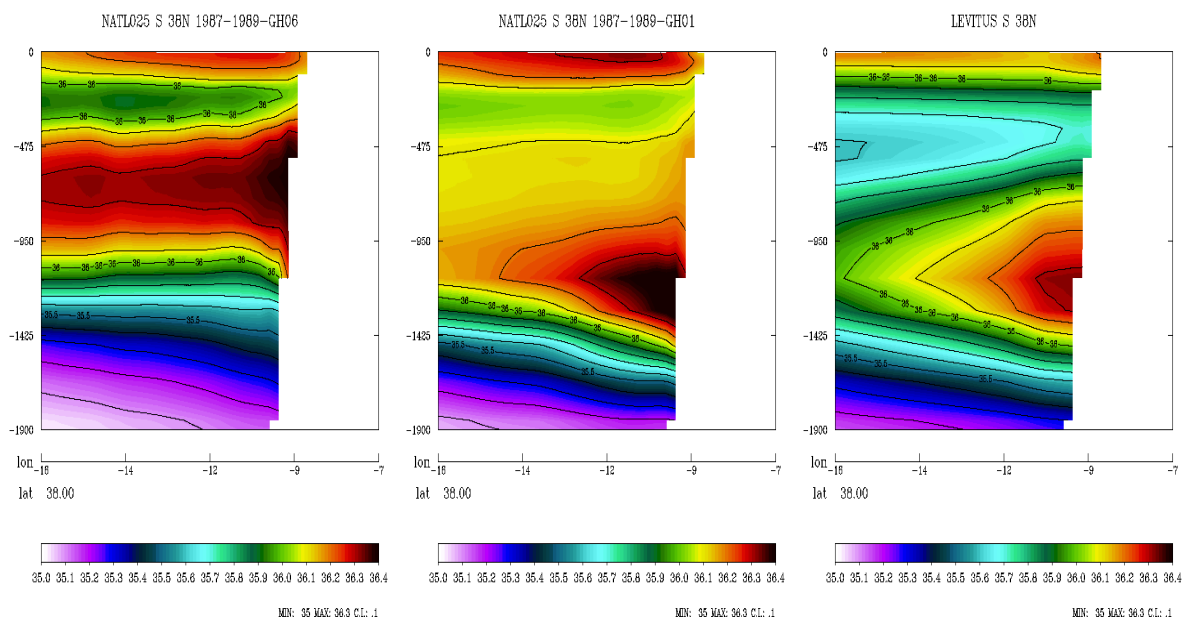


FIG. 9.7 – Salinité le long d'une section méridienne dans le Golfe de Cadix (latitude 38° N) pour la simulation a) GH06 (sans BBL) b) GH01 (BBL B&D97) et c) la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998)

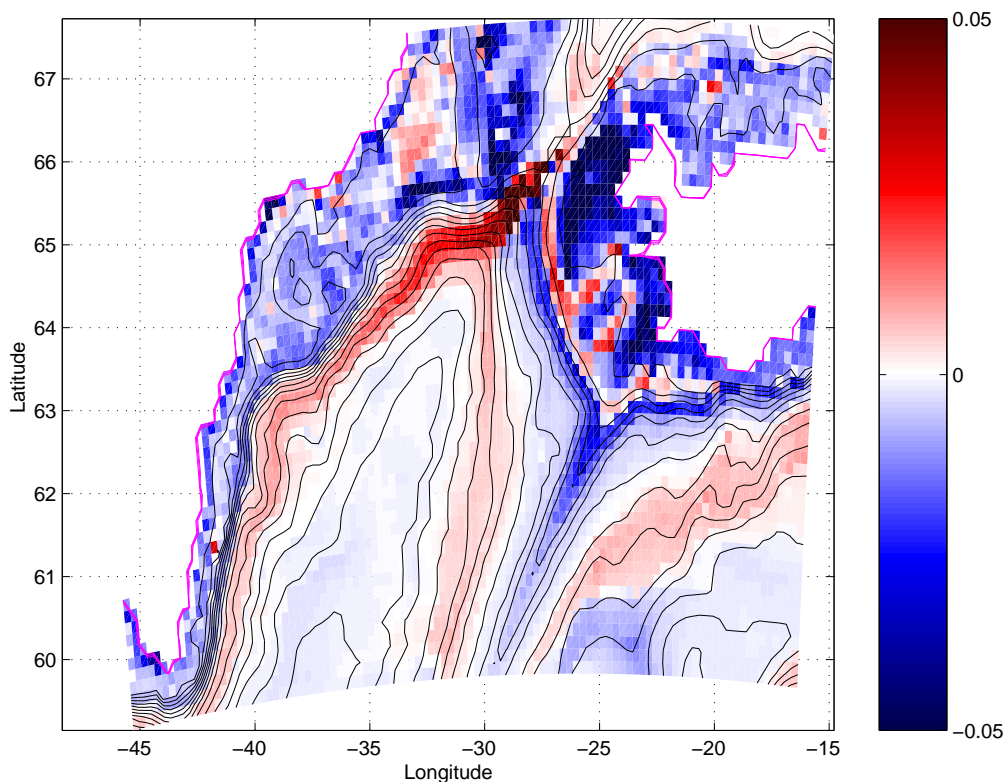


FIG. 9.8 – Différence entre la densité de fond de la simulation GH01 avec la simulation GH06 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH01 que dans la simulation GH06. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.

modèle de couche limite de fond à plusieurs niveaux lorsque les veines d'eau dense sont plus épaisses que Δz_{fond} au seuil. Ces traceurs permettent aussi de visualiser le coeur du DWBC, sa profondeur, son épaisseur, sa distance à la côte et sa propagation vers l'intérieur du domaine au travers le bassin Nord Atlantique figure 9.5. Pour cela nous avons extrait des sections verticales tout au long du bord Ouest de notre domaine, sur lesquelles la concentration en traceur positionne le DWBC du seuil du détroit du Danemark à 65.5° N, jusqu'à la péninsule de la Floride à 28° N.

9.2 La paramétrisation BBL *B&D97*

Nous commençons par évaluer la paramétrisation BBL *B&D97*, la partie diffusive et la partie advective dans une configuration réaliste en comparant les résultats de la simulation GH01 (expérience de référence avec BBL *B&D97* advectif et diffusif) avec les résultats de la configuration GH06 (identique à GH01 mais sans BBL).

Ces deux expériences ont été nécessaires car il n'existait pas de tests de sensibilité de la paramétrisation BBL *B&D97* permettant d'en quantifier l'impact en configuration réaliste. La série de tests de sensibilité ORCAG4X (chapitre 7) aux paramétrisations exis-

tantes dans NEMO ne concerne que la partie diffusive de BBL et est accompagnée de changement de topographie ou de friction de fond de sorte qu'il n'est pas toujours possible de différencier l'impact de ces multiples paramétrisations.

De plus, avant cette thèse, la partie advective de BBL *B&D97* n'était pas compatible avec la représentation en partial steps dans NEMO donc peu de configurations réalistes DRAKKAR utilisent la combinaison *PS + BBL* mis à part ORCA025-G70.

Il s'agit donc de la première évaluation de la paramétrisation BBL *B&D97* dans une configuration réaliste simulée par NEMO avec une représentation de la topographie en partial-steps. A Gibraltar, la couche limite de fond permet à la langue de sel d'atteindre la profondeur des observations, figure 9.7, et de réduire l'amplitude du maximum de salinité qui reste cependant trop élevé comparé à la valeur obtenue par Levitus. Toutefois, le minimum de salinité à 500 m est moins marqué avec la paramétrisation BBL *B&D97*, et ce malgré le rappel.

Au détroit du Danemark, la densité de fond est plus dense avec la paramétrisation BBL, figure 9.8. La densité de fond à 65°N est passée de 27,80 kg/m^3 sans BBL à 27,85 kg/m^3 avec BBL. Nous sommes encore loin des valeurs observées (28. kg/m^3) à cette latitude par *Girton et al.* (2001) mais la paramétrisation BBL permet de s'en rapprocher. On améliore aussi le transport des eaux denses en aval du détroit, figure 9.9, où le transport est augmenté de 2 Sv à la latitude 64° N. Les observations estiment ce transport à 5 Sv (*Dickson et Brown*, 1994). Avec cette nouvelle paramétrisation BBL, le transport des eaux

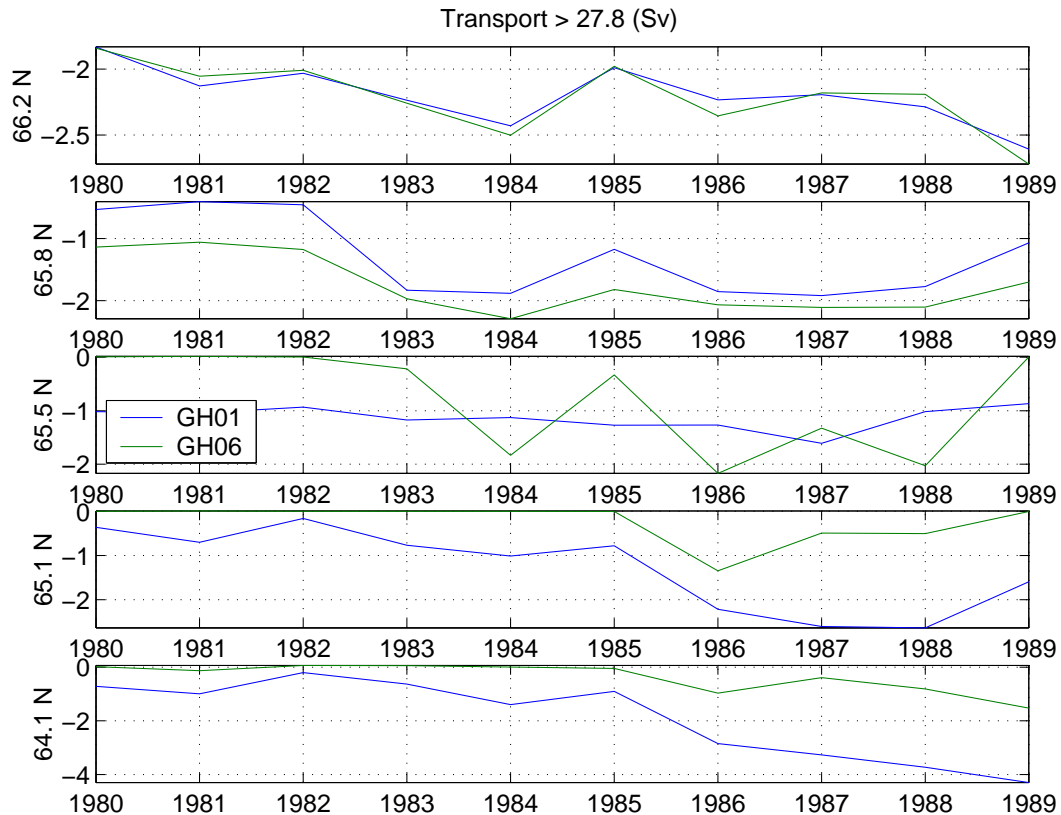


FIG. 9.9 – *Transport annuel en Sv des eaux denses ($\sigma_0 = 27.8$) pour la simulation GH01 en bleu et GH06 en vert.*

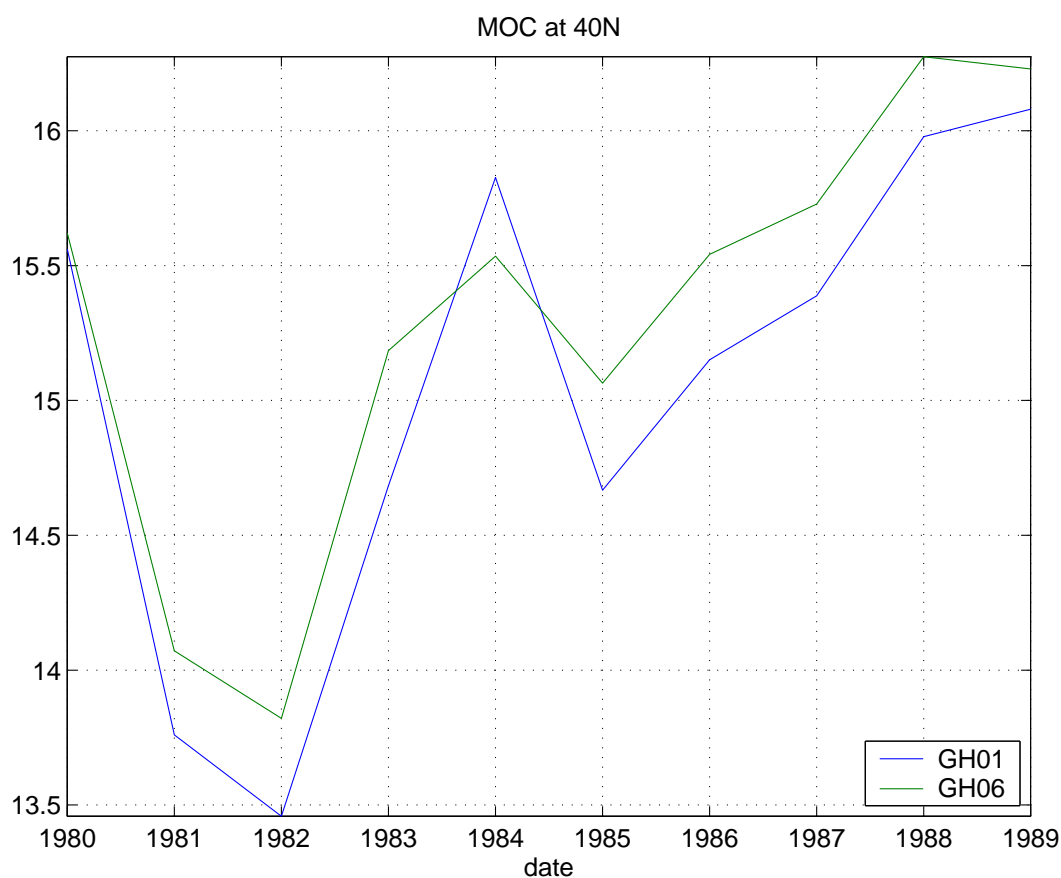


FIG. 9.10 – Intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude 40° N. GH01 en vert; GH06 en bleu. MOC (Meridional Overturning Circulation)

denses dépasse les 4 Sv pour l'année 1989.

Cette paramétrisation BBL *B&D97* permet d'obtenir une meilleure représentation des overflows avec un transport des eaux denses proche des observations disponibles.

Cette paramétrisation BBL *B&D97* a un impact (néanmoins faible) sur la circulation à l'échelle du bassin. En effet, l'intensité de la cellule superficielle de l'overturning à 40° N augmente de 0.5 Sv tout au long des dix ans de simulations, figure 9.9.

Les résultats obtenus avec cette paramétrisation BBL *B&D97* sont donc très positifs. On obtient des améliorations significatives avec le modèle de couche limite de fond sur la représentations des overflows.

9.3 La paramétrisation BBL *MA*

L'amélioration de la couche limite de fond BBL *B&D97* par l'ajout du calcul de l'advection de la quantité de mouvement permet d'améliorer la descente de la veine dans une configuration idéalisée comme nous l'avons vu au chapitre précédent.

Nous testons cette nouvelle paramétrisation dans la configuration réaliste GH02, que nous comparons à la simulation de référence GH01 (BBL *B&D97* standard).

9.3.1 Modifications dues à BBL MA en mers Nordiques

Cette nouvelle paramétrisation peut se déclencher sur tout le domaine mais on s'attend surtout à des modifications en mers Nordiques et au détroit de Gibraltar là où les vitesses de propagation des eaux denses sont importantes.

La densité de fond du bassin d'Irminger est plus importante grâce à cette BBL MA. On voit sur la figure 9.11 que la densité est plus forte le long et à la sortie du détroit, entre les isobathes 2000 et 2200 ainsi qu'au fond de tout le bassin d'Irminger. B. Ferron (communication personnelle, figure 3.9, page 43) obtenait un effet similaire sur la température de fond dans ce bassin, mais avec une amplitude significativement plus forte. La paramétrisation BBL MA rapproche les résultats des valeurs observées par *Girton et al.* (2001) en densifiant le bassin d'Irminger.

Le transport d'eau dense en amont et en aval du détroit du Danemark est peu affecté, figure 9.12. Il est même plus important en amont du seuil (à $66.2^{\circ}N$ et $65.8^{\circ}N$) sans cette nouvelle paramétrisation. Mais au seuil $65.5^{\circ}N$, le transport des eaux denses dans la simulation GH02 est plus important de 0.1 Sv que le transport de la simulation de référence. Avec un transport des eaux denses de 1,4 Sv pour l'année 1986 de la simulation GH02, le transport des eaux denses à $65.5^{\circ}N$ reste sous estimé mais se rapproche des

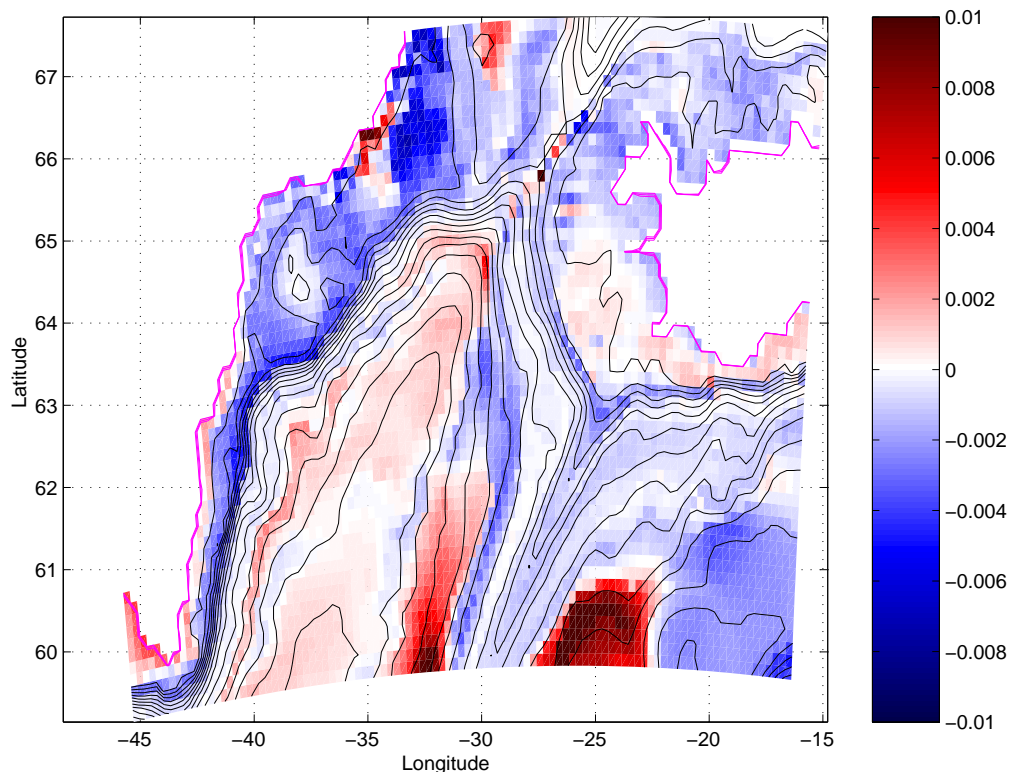


FIG. 9.11 – Différence entre la densité de fond de la simulation GH02 avec la simulation GH01 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.

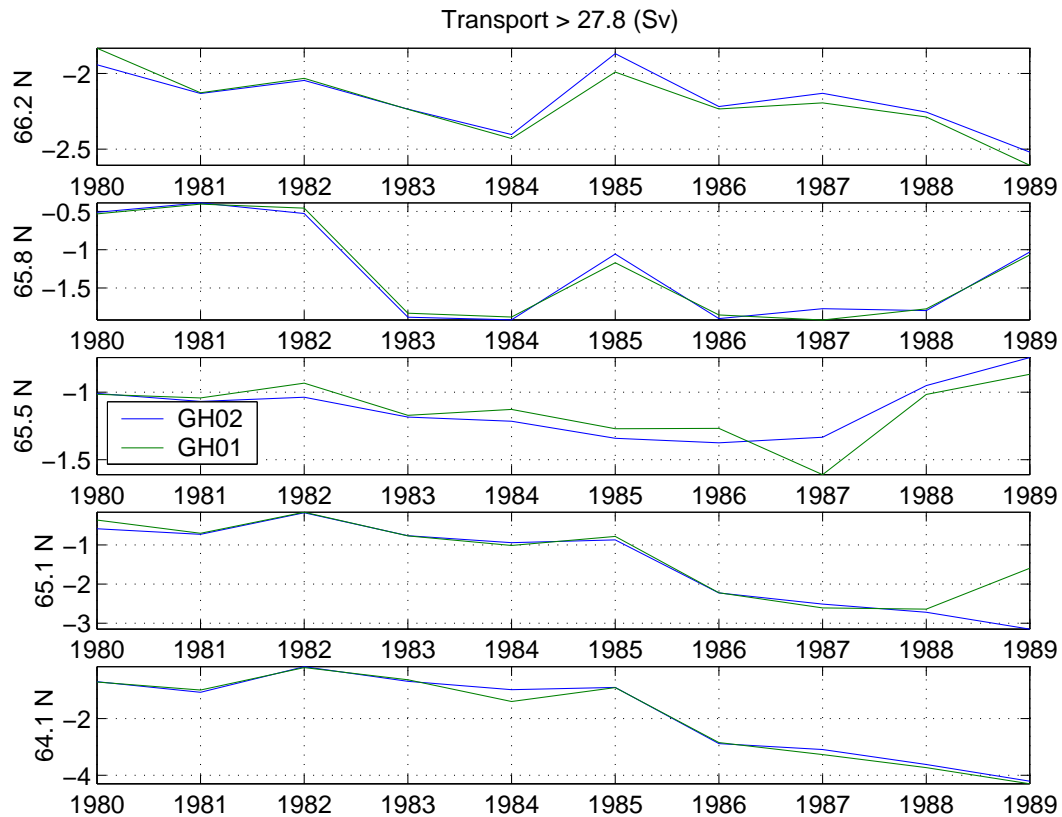


FIG. 9.12 – *Transport annuel en Sv des eaux denses ($> 27.8 \text{ kg/m}^3$) pour la simulation GH02 en bleu et GH01 en vert.*

valeurs des transport observés (2.7 Sv (*Girton et al.*, 2001)). Ce gain s'affaiblit en aval du seuil où les transports des deux simulations ont très peu de différence.

9.3.2 Modifications dues à BBL MA au détroit de Gibraltar

A Gibraltar, la paramétrisation BBL MA augmente la salinité près de la côte ibérique et fait descendre la langue de sel, figure 9.13. Le minimum de salinité à 500 m est plus marqué et la salinité de surface est plus importante dans cette simulation GH02 que dans GH01.

L'amélioration de la représentation des overflows par l'ajout de l'advection de la quantité de mouvement est confirmée par la concentration en traceur *clr1* dans la couche de fond du modèle, figure 9.14. La concentration en *clr1* a été augmenté sur tout le domaine, notamment en mer d'Irminger, en mer du Labrador et dans le bassin d'Islande. Cette augmentation de la concentration traduit la diminution du mélange lors de la descente de l'overflow. Par contre, avec cette nouvelle paramétrisation, on a aussi augmenté la concentration en traceur *clr1* en amont des détroits. Nous verrons plus loin (section 9.4) que ce dernier effet "amont" est lié au critère d'activation de la partie diffusive de la paramétrisation BBL.

Cette paramétrisation n'a toutefois qu'un impact modéré sur la représentation des overflows. On a une amélioration au niveau des détroits, les eaux sont plus denses et le

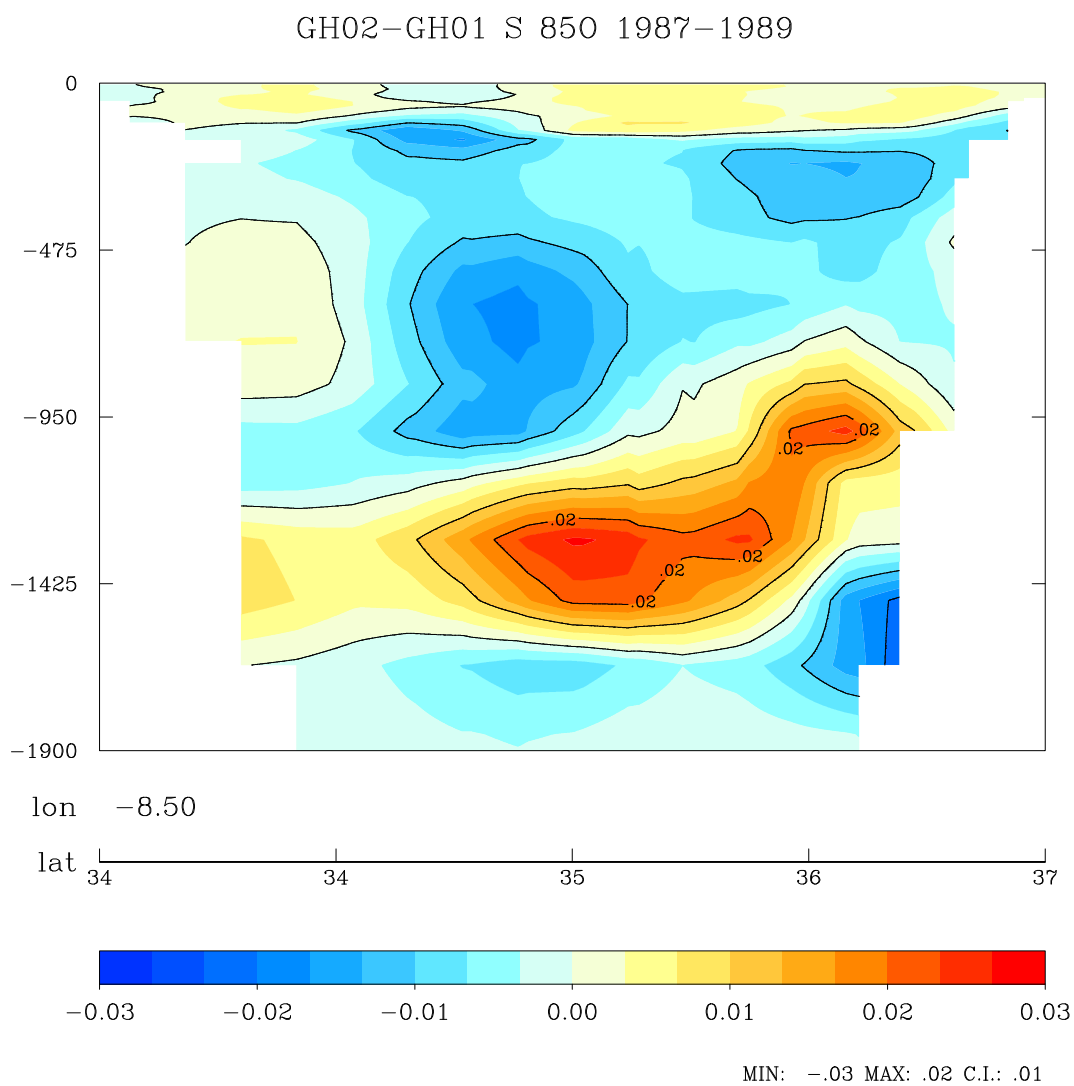


FIG. 9.13 – Différence de salinité entre la simulation GH02 et GH01 le long d'une section zonale dans le Golfe de Cadix (longitude 8.5°O). Les zones rouges signalent que la salinité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01.

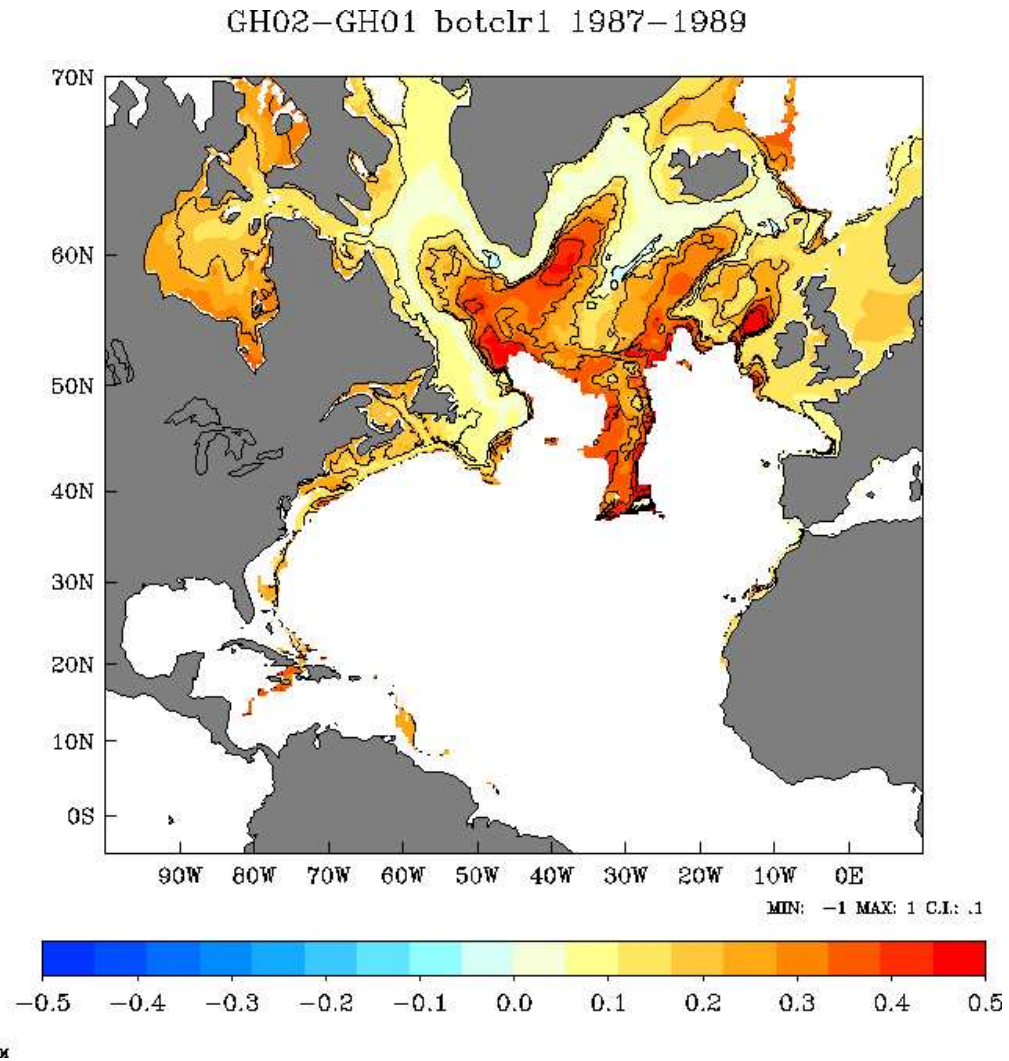


FIG. 9.14 – Différences des concentrations en traceur *clr1* dans la couche de fond entre les simulations *GH02* et *GH01*. Les zones rouges signalent que la concentration en *clr1* est plus importante dans la simulation *GH02* que dans la simulation *GH01*. ($\text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH02}} - \text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH01}}$)

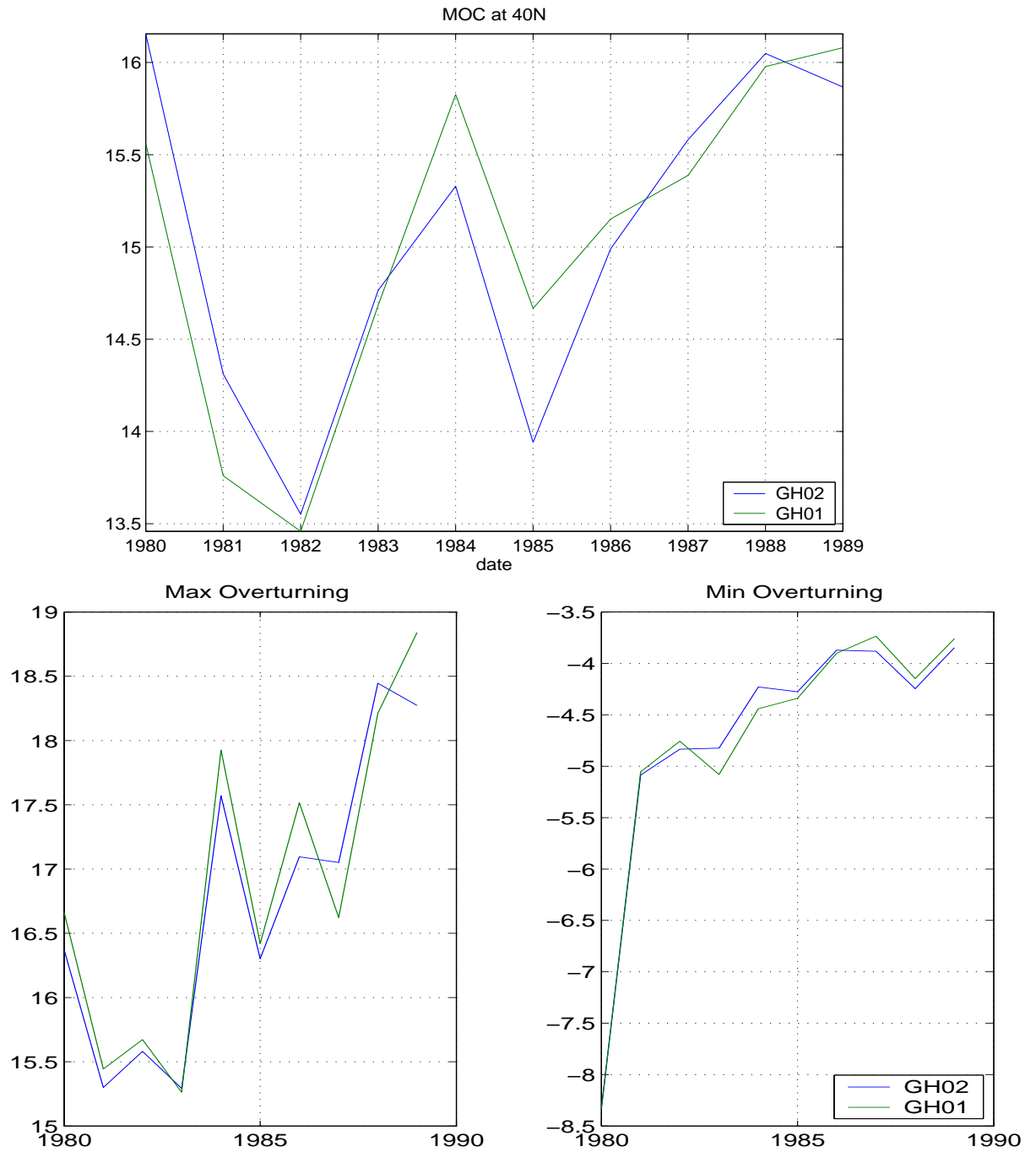


FIG. 9.15 – En haut, intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude $40^{\circ} N$; en bas à gauche le maximum de l'intensité de la cellule superficielle de la MOC dans l'Atlantique et en bas à droite le minimum de l'intensité de la cellule d'overturning profonde liée aux eaux antarctiques. GH02 en vert ; GH01 en noir. MOC (Meridional Overturning Circulation)

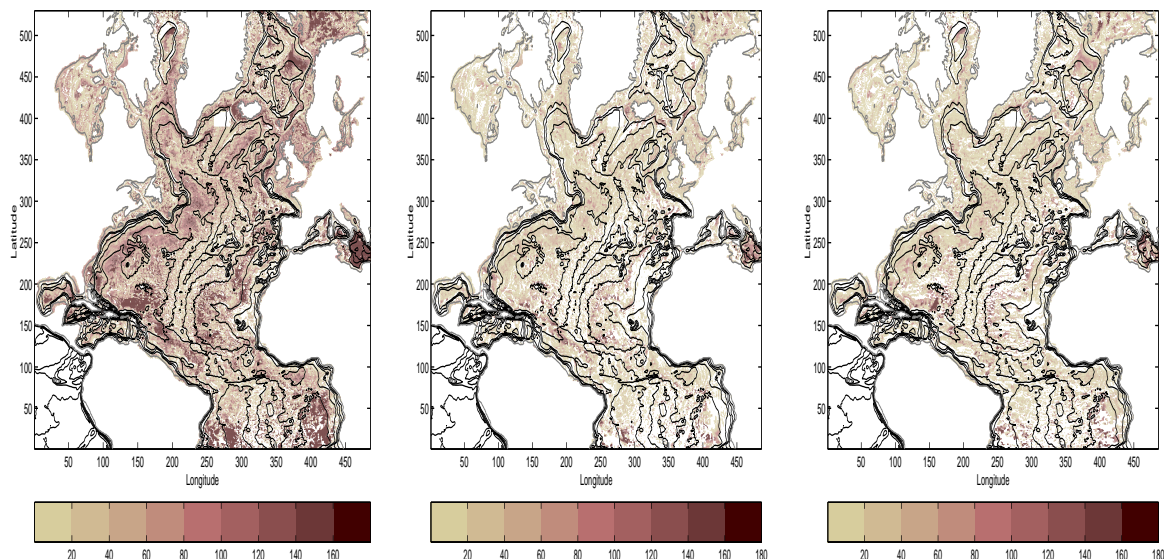


FIG. 9.16 – Illustration du compteur BBL a) pour la partie diffusive ; pour la partie advective b) sur la vitesse zonale c) sur la vitesse méridienne dans la configuration GH01 (avec un déclenchement de la paramétrisation BBL selon la profondeur) en moyenne sur les trois dernières années.

transport plus important. Mais ces améliorations sont faibles et ne persistent pas en aval des détroits. La circulation à l'échelle du bassin est quasiment inchangée, figure 9.15.

9.3.3 Critères d'activation de la BBL

La paramétrisation BBL n'ayant jamais été évaluée en détail dans le modèle NEMO, on ne sait pas exactement où s'active cette couche limite de fond, ni à quelle fréquence.

Des compteurs BBL ont donc été implémentés dans NEMO : un compteur pour la partie diffusive de BBL et deux autres compteurs pour la partie advective, l'advection zonale et méridienne étant découplées.

A chaque pas de temps, le compteur BBL est incrémenté de un à la cellule de fond (i,j) où BBL se déclenche.

Ce compteur se remet à zéro tous les cinq jours (5 jours correspondent à 180 itérations).

Le résultat est très étonnant. Figure 9.16, la paramétrisation BBL se déclenche sur la quasi-globalité du domaine et presque à chaque pas de temps (180) et ce même pour des zones de mêmes profondeurs comme les plaines abyssales d'Hatteras ou de Nares.

Or la paramétrisation BBL est sensée se déclencher uniquement lorsque de l'eau plus dense se trouve au-dessus d'eau moins dense afin de forcer le fluide dense dans un modèle en coordonnées z à descendre le long de la pente.

La représentation de la topographie en partial-steps pour une bathymétrie de pente faible peut conduire à avoir des cellules reliées latéralement (même niveau k) donc entre lesquelles la dynamique complète du modèle s'applique qui n'ont pas la même profondeur h . Sur de telles cellules, la paramétrisation BBL va s'appliquer alors que la dynamique entre les cellules à déjà été appliquée.

On choisit donc de ne plus baser le critère d'activation $\Delta\rho\Delta h \leq 0$ de la paramétrisation de la BBL sur la profondeur h mais sur le niveau vertical défini par le modèle k . Avec ce nouveau critère, l'activation de la paramétrisation BBL est complètement modifiée, figure 9.17. Les zones où BBL est active sont les détroits des mers Nordiques et de Gibraltar, la mer Méditerranée et BBL n'est plus active au milieu de plaines abyssales.

9.4 La paramétrisation BBL *MA* + modification des critères d'activation

Cette nouvelle simulation GH04 utilise la nouvelle paramétrisation BBL avec advection de la quantité de mouvement, BBL *MA* avec deux modifications concernant les critères d'activation. La première modification est la modification décrite ci-dessus : le critère d'activation de BBL se base non plus sur la profondeur mais sur le niveau vertical. Et la deuxième modification est de déclencher les parties advectives et diffusives de BBL sous les mêmes conditions. Dans la formulation de BBL *B&D97*, la partie diffusives était active si la condition $\Delta\rho\Delta h \leq 0$ était vérifiée et la partie advective était active si les conditions $\Delta\rho\Delta h \leq 0$ et $u\Delta h < 0$ (cf section 3.3, page 37). Maintenant, partie diffusives et advective se déclenchent sous les mêmes conditions $\Delta\rho\Delta h \leq 0$ et $u\Delta h < 0$.

9.4.1 Les overflows des mers Nordiques

La modification des critères d'activation de la BBL, permet de simuler une veine plus dense au détroit du Danemark au Cap Farewell, figure 9.18. Cette augmentation de la

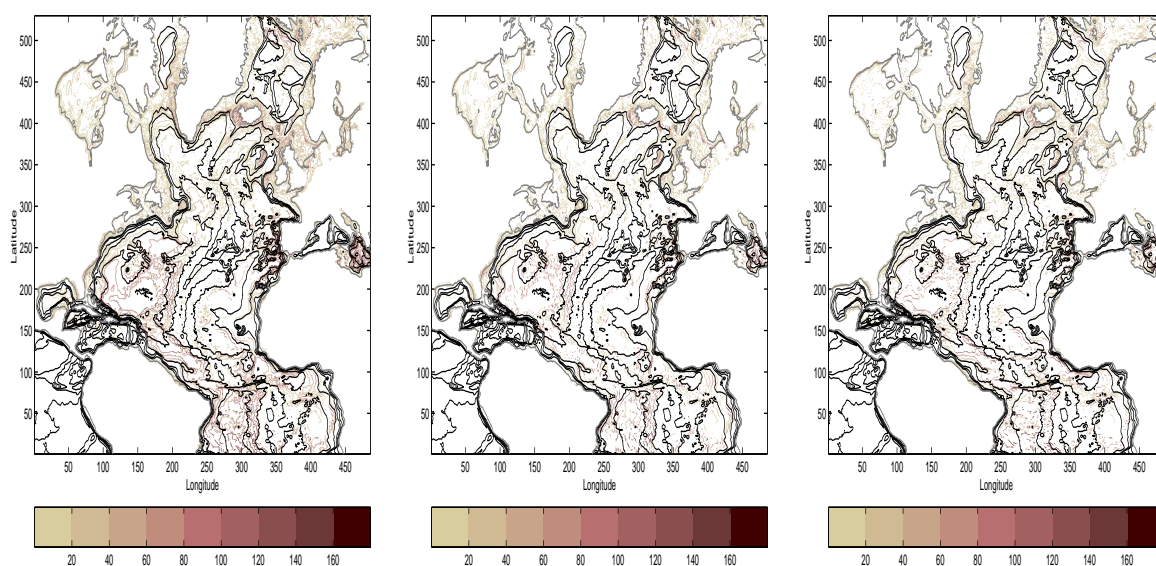


FIG. 9.17 – Illustration du compteur BBL a) pour la partie diffusives ; pour la partie advective b) sur la vitesse zonale c) sur la vitesse méridienne dans la configuration GH04 (avec un déclenchement de la paramétrisation BBL selon le niveau). Moyenne de l'année 1987 à 1989.

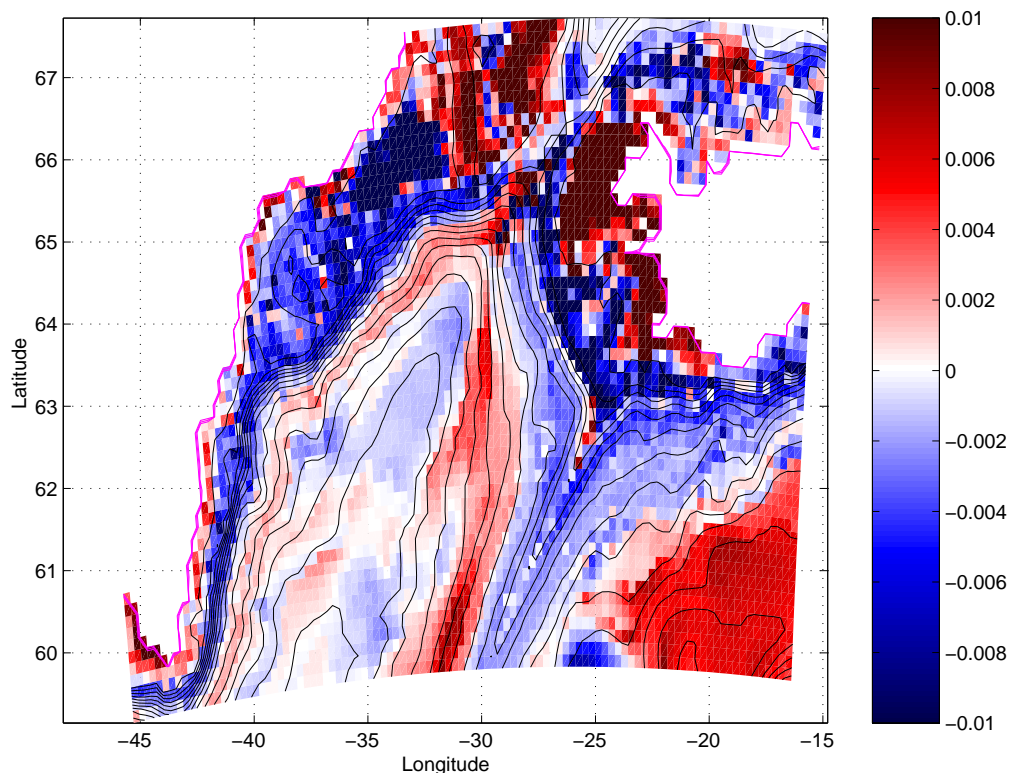


FIG. 9.18 – Différence entre la densité de fond de la simulation GH04 avec la simulation GH02 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.

densité s'accompagne d'une augmentation du transport d'eau dense en aval du seuil du Danemark, figure 9.19.

9.4.2 Le détroit de Gibraltar

Les modifications apportées à la couche limite de fond dans cette simulation GH04 permettent de réduire significativement l'intensité de la langue de sel dû à l'overflow du détroit de Gibraltar et de rapprocher nos résultats à la climatologie de Levitus, figure 9.20. Le minimum de salinité à 500 m est également plus marqué avec le changement des critères d'activation même s'il est encore trop salé par rapport aux données de Levitus. Le maximum de salinité est à la bonne profondeur 1000 m et les modifications ont permis une baisse significative du maximum de salinité rapprochant nos résultats de ceux de Levitus.

Avec ces nouveaux critères d'activation, la concentration en traceur *clr1* en amont des détroits a été diminuée, de même que la concentration dans des zones côtières peu profondes (comme les côtes du Groënland) au profit des zones parcourues par le DWBC où la concentration en traceur *clr1* a augmenté (figure 9.21). L'activation de BBL sur fond plat favorisait sans doute la dilution des veines d'eau dense dans la direction des isobathes, affaiblissant le flux le long de la pente.

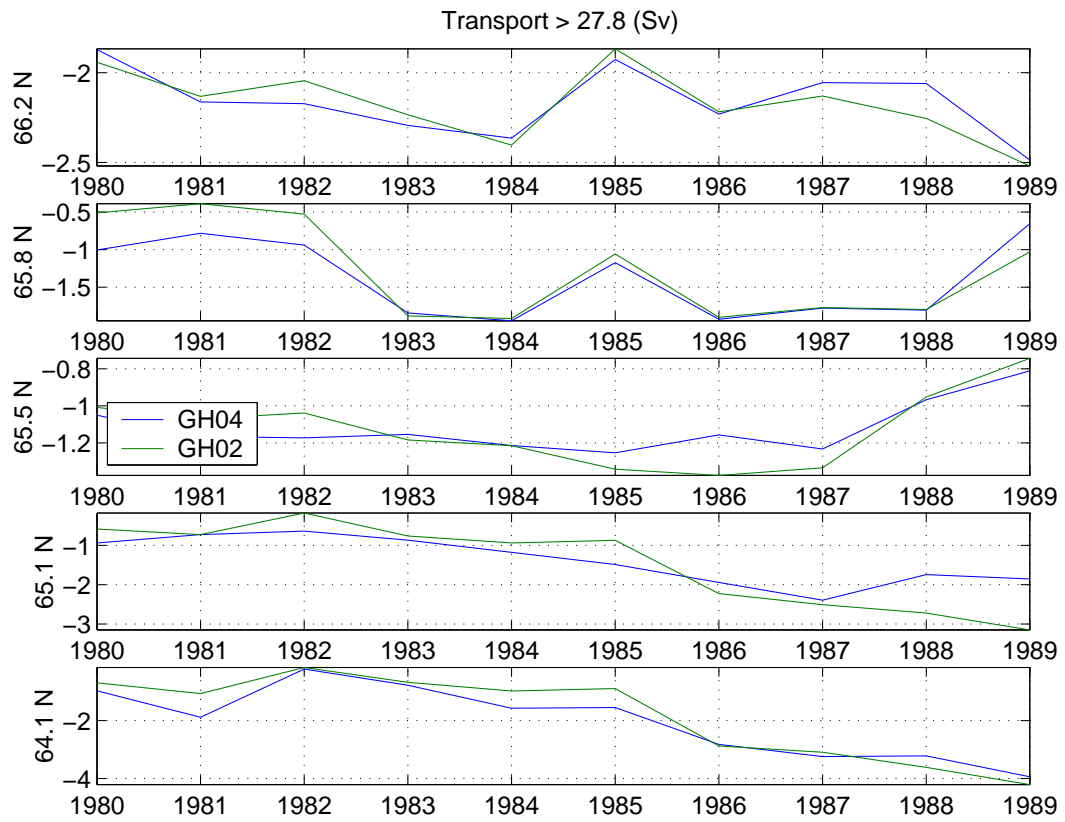


FIG. 9.19 – Transport annuel en Sv des eaux denses ($\sigma_0 = 27.8$) pour la simulation GH04 en bleu et GH02 en vert.

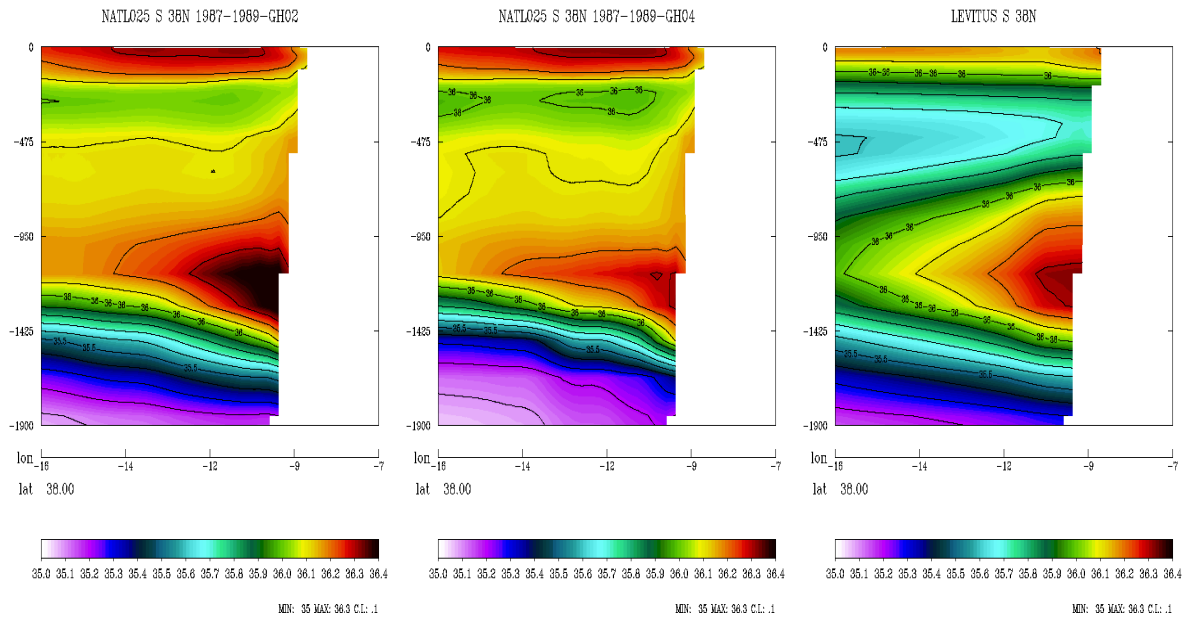


FIG. 9.20 – Salinité à 38° N, a) dans la simulation GH02, b) GH04 et c) climatologie de Levitus et al. (1998). Moyenne de l'année 1987 à 1989.

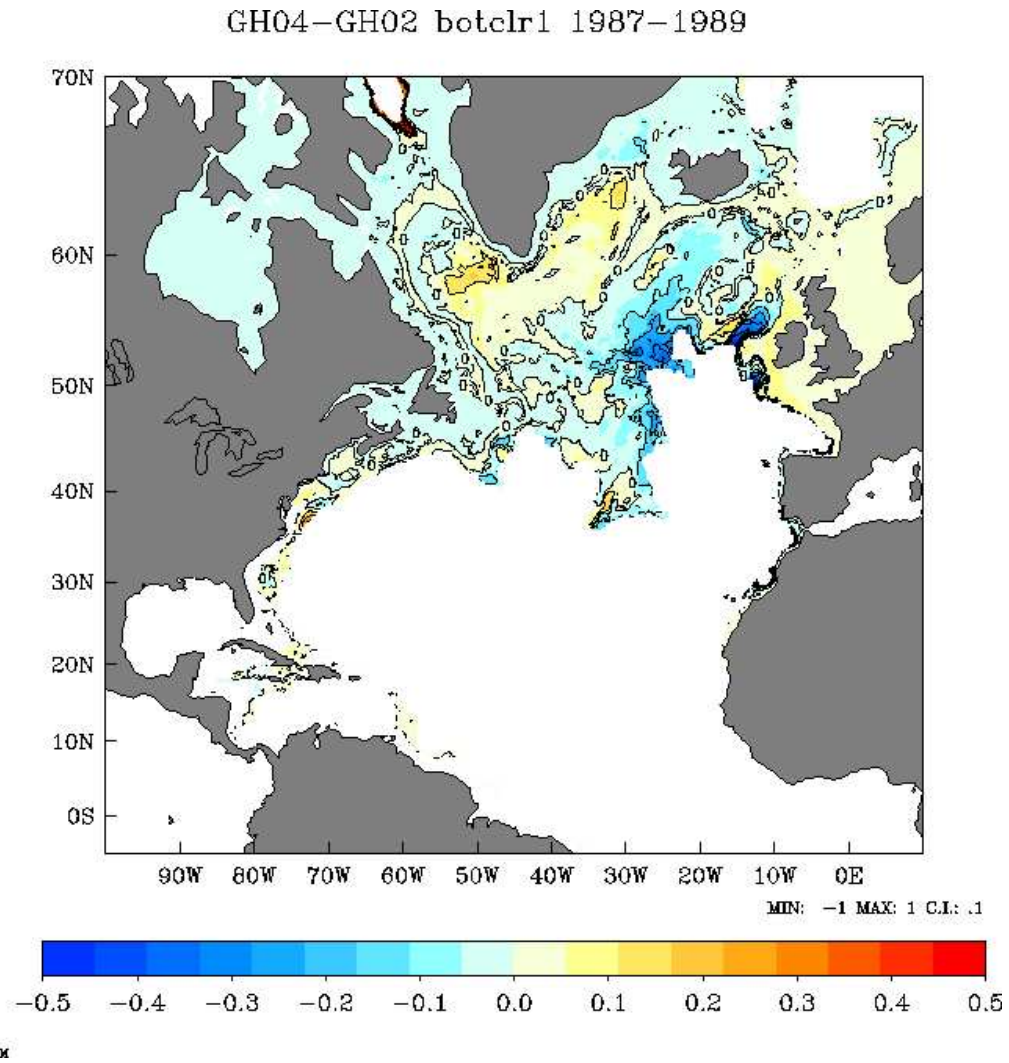


FIG. 9.21 – Différence des concentrations en traceur *clr1* dans la couche de fond entre les simulations *GH04* et *GH02*. Les zones rouges signalent que la concentration en *clr1* est plus importante dans la simulation *GH04* que dans la simulation *GH02*. ($\text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH04}} - \text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH02}}$)

Cette modification des critères d'activation de la paramétrisation BBL continue d'améliorer la représentation de la descente des overflows sans pour autant modifier la circulation à l'échelle du bassin Nord Atlantique, sans doute parce que les améliorations apportées au champ de densité sont de faibles amplitudes.

9.5 La paramétrisation No Slip Accurate

Dans un modèle shallow-water régional au $1/4^\circ$ de l'Atlantique équatorial, *Shchepetkin et O'Brien* (1996) ont montré que la condition latérale No Slip Accurate (section 3.6) permet une meilleure représentation des courants de bord qu'une condition latérale Free Slip en diminuant le bruit numérique près des côtes. Les courants horizontaux permettent de distribuer les eaux denses produites par les overflows aux travers les bassins océaniques et jouent un rôle important dans la circulation thermohaline.

C'est pourquoi nous avons testé cette paramétrisation NSA dans la configuration réaliste NATL025.

9.5.1 La circulation générale de l'Atlantique Nord

La circulation générale de l'Atlantique Nord est mieux représentée, dans les modèles au $1/4^\circ$ NATL025 et ORCA025, par une condition latérale Free Slip (*Penduff et al.*, 2007). La simulation GH03 présente les mêmes défauts qu'une simulation avec une condition latérale No Slip, à savoir un tourbillon résiduel important à Cap Hatteras, un décollement du Gulf Stream trop au sud de Cap Hatteras, le North-West Corner non-représenté et le courant après le décollement peu cohérent, figure 9.22. De même, le transport entre la Floride et Cuba est sous-estimé dans une simulation avec NS ou avec NSA, figure 9.23.

Néanmoins cette paramétrisation No-Slip-Accurate a un impact important sur la descente des eaux méditerranéennes à Gibraltar par rapport à la condition latérale No-Slip, figure 9.5.1. Les profils de traceurs dans le Golfe de Cadix sont mieux représentés avec la condition NSA que NS. Avec la paramétrisation NSA, ces profils se rapprochent des profils issus de la climatologie de Levitus : la langue de sel est descendue à la bonne profondeur et l'écart de température à 1000 m est réduit de 0.4° C. Toutefois, la salinisation de la langue de sel reste trop importante comparée aux observations.

Cette modification de la représentation de l'overflow à Gibraltar induit une intensification du courant des Azores, figure 9.5.1 comme remarqué dans d'autres modèles par *Jia* (2000); *Özgökmen et al.* (2001).

Cette paramétrisation permet aussi d'augmenter le transport d'eau dense aux détroits des mers Nordiques, figure 9.26. Dès la première année, le transport est augmenté et ce jusqu'à la dernière année de simulation. Au chenal des Féroé, cette augmentation du transport est constante dans le temps, on a la même variabilité entre les résultats des deux simulations GH03 (NSA) et GH07 (NS) avec un overflow toujours plus fort de 0.1 Sv dans la simulation GH03. L'augmentation du transport au détroit du Danemark est moins régulière. Par contre, on intensifie de 0.4 Sv l'overflow global avec le No Slip Accurate par rapport au No Slip. Cette augmentation du transport d'eau dense rapproche nos résultats des observations *Dickson et Brown* (1994); *Girton et al.* (2001).

La paramétrisation No Slip Accurate améliore la représentation des écoulements gravitaires par rapport à la paramétrisation No Slip. Les résultats obtenus avec la condition NSA sont plus proches des observations disponibles que les résultats avec la condition NS.

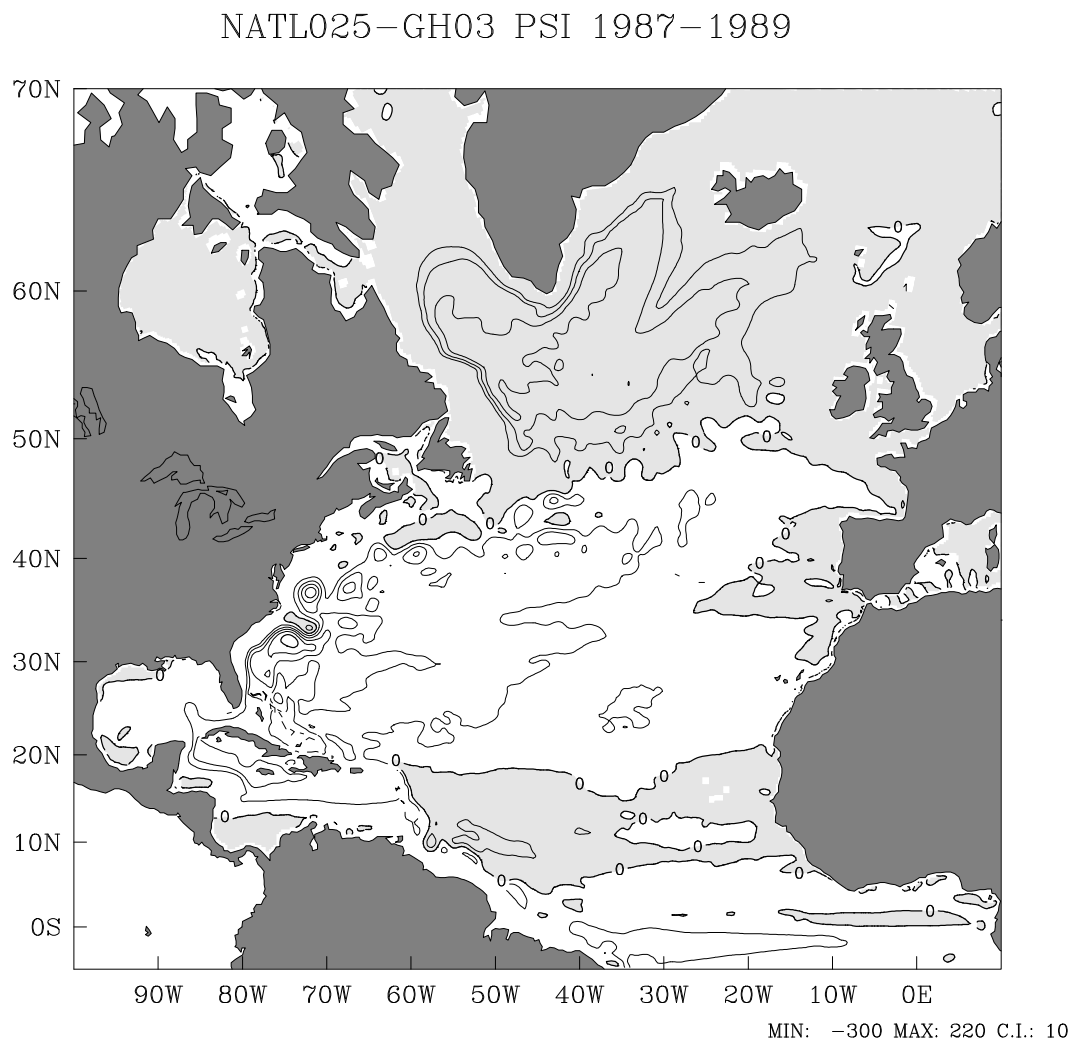


FIG. 9.22 – Fonction de courant moyenne entre 1987 et 1989. En gris, les régions où les valeurs sont négatives. L'intervalle des contours est de 10 Sv (simulation GH03).

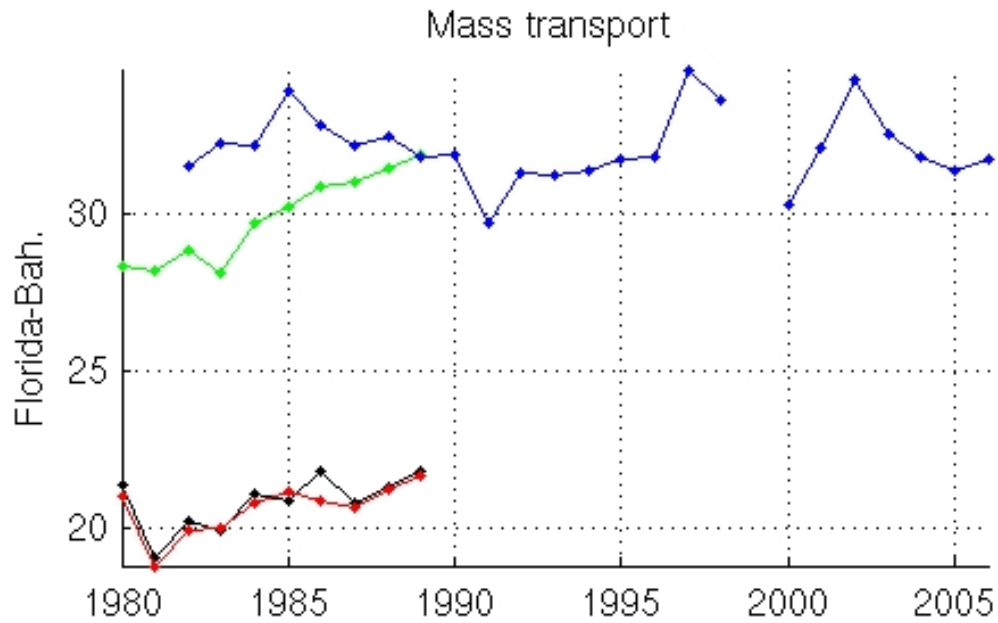


FIG. 9.23 – *Transport volumique en Sv entre la Floride et les Bahamas. En bleu, les observations NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), en vert les résultats de la simulation GH01 (FS), en noir de GH03 (NSA) et en rouge de GH07 (NS).*

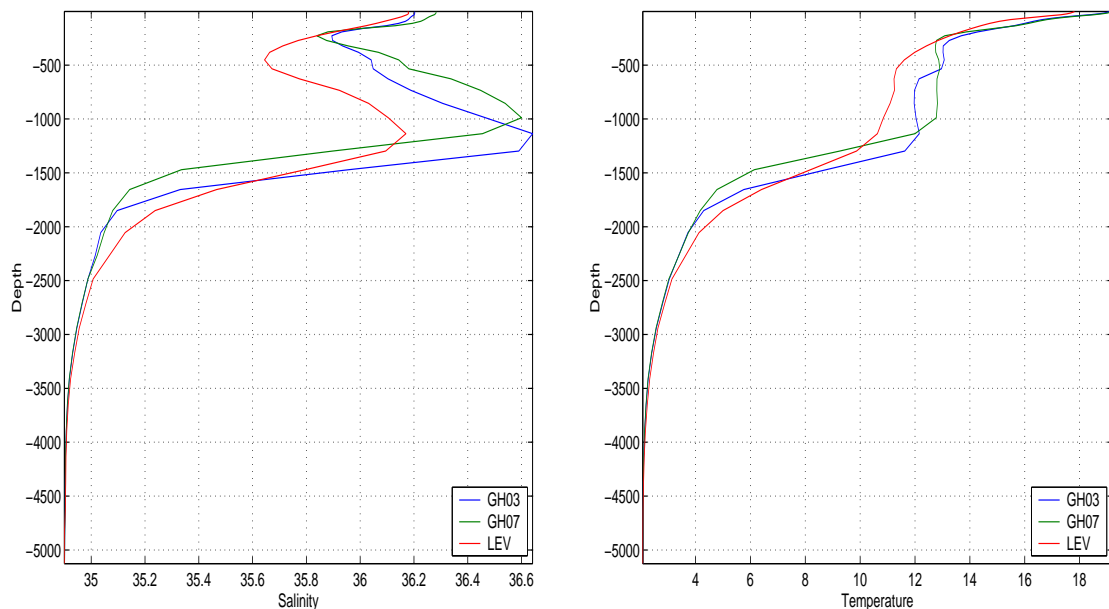


FIG. 9.24 – *Profils moyens a) de salinité et b) de température sur la région $14^{\circ}O-10^{\circ}O$, $36^{\circ}N-40^{\circ}N$ pour la dernière année de simulation de GH03 (NSA) en bleu, de GH07 (NS) en vert comparés aux données de Levitus en rouge.*

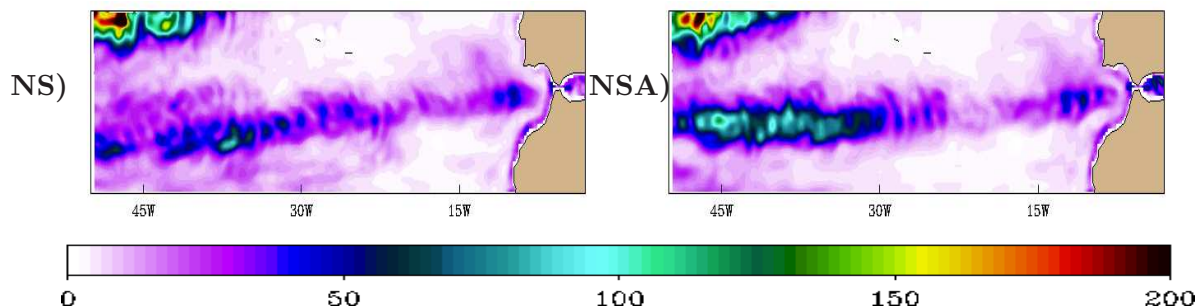


FIG. 9.25 – *EKE* (Eddy Kinetic Energy) en m^2/s^2 à 10 m de profondeur entre 30° - 40° N et 50° - 3° O moyenne 1987-1989, pour la simulation GH07 (NS) à gauche et GH03 (NSA) à droite.

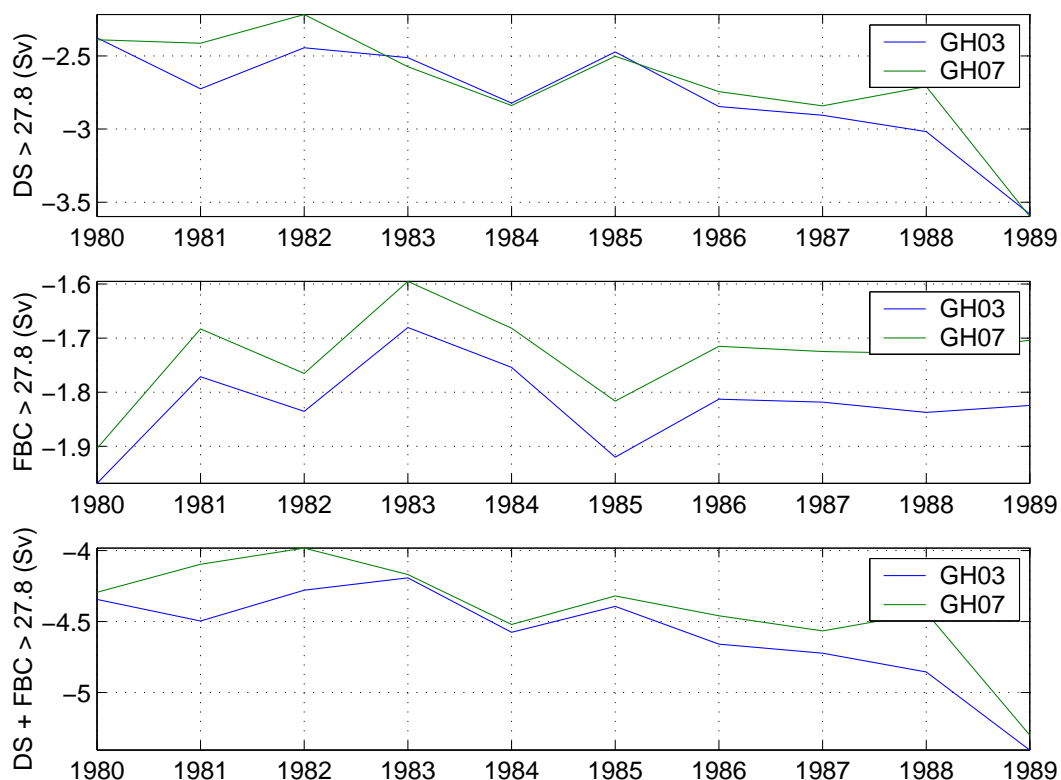


FIG. 9.26 – *Transport annuel des eaux denses* ($> 27.8 \text{ kg/m}^3$) au détroit du Danemark en haut, au chenal des Féroé au milieu et somme des deux détroits en bas. En bleu, GH03 (NSA); en vert, GH07 (NS).

Par contre, nous ne retrouvons pas l'effet grande échelle de cette paramétrisation comparée à la condition latérale Free Slip sur les courants horizontaux décrit par *Shchepetkin et O'Brien* (1996). Cette paramétrisation n'est donc pas conseillée dans une configuration au $1/4^\circ$, les défauts majeurs de la condition No Slip persistant. Toutefois, il serait intéressant de tester cette paramétrisation sur une configuration propice à la condition latérale de non-glissement afin d'évaluer l'apport de cette paramétrisation.

9.6 Bilan

Au cours de cette thèse, plusieurs modifications ont été apportées à la paramétrisation de la couche limite de fond. Tout d'abord, nous avons rendu compatible la paramétrisation BBL avec la représentation de la topographie en partial steps. Puis, nous avons ajouté à la paramétrisation existante l'advection de la quantité de mouvement. L'implémentation d'un compteur permettant de localiser où la paramétrisation BBL s'active a permis de déceler un problème avec les conditions d'activation de la BBL en partial steps : la BBL s'activait sur fond plat. Nous avons corrigé ces critères d'activation. Chaque modification a permis d'améliorer la représentation des overflows : transport des overflows des mers Nordiques aux seuils et en aval des seuils plus important, se rapprochant des observations et langue de sel à Gibraltar à la profondeur correspondante à la climatologie de Levitus. Les propriétés des masses d'eaux en aval des overflows sont mieux représentées même si cette amélioration est faible, les résultats obtenus se rapprochent des observations. Par contre, les améliorations apportées à la BBL *B&D97* n'ont pas d'impact sur la circulation globale. La configuration réaliste NATL025 a permis de mettre en évidence ces améliorations, notamment avec la visualisation des overflows à l'aide de traceurs passifs.

La nouvelle condition latérale No-Slip-Accurate apporte des résultats encourageants sur la représentation des courants de bord notamment concernant les masses d'eau à Gibraltar et en mer d'Irmingier. Néanmoins la condition latérale Free Slip reste la condition latérale la mieux adaptée dans une configuration réaliste au $1/4^\circ$ simulée par NEMO.

Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse est l'amélioration de la modélisation de certains aspects des interactions courant/topographie dans la simulation de la circulation océanique globale avec la configuration au $1/4^\circ$ ORCA025 utilisée par le consortium DRAKKAR pour l'étude de la variabilité climatique des océans. Ces interactions comprennent les écoulements gravitaires et les courants de bord horizontaux.

Les écoulements gravitaires régulent les échanges entre l'Atlantique Nord, les Mers Nordiques et la Méditerranée. Ils sont le siège de processus de mélange qui forment des masses d'eau intermédiaire (Méditerranéenne) et profonde (Eau Profonde Nord Atlantique) dont le rôle sur le climat est important. Le code NEMO utilisé dans DRAKKAR est un code aux équations primitives, hydrostatique, en coordonnées z . Ce type de modèle ne peut pas résoudre les processus non-hydrostatiques qui contrôlent les courants gravitaires : on obtient un mélange excessif des overflows lors de leur descente le long des pentes topographiques. Les propriétés des overflows sont ainsi mal représentées et le niveau d'équilibre des masses d'eau ainsi formées n'est pas assez profond, ce qui a un impact important sur les masses d'eau dense de l'océan et sur la circulation thermohaline.

Nous avons commencé par évaluer l'impact des paramétrisations présentes dans le code NEMO sur les écoulements gravitaires en configuration idéalisée puis nous avons confirmé cet impact en configuration réaliste. Les paramétrisations susceptibles d'améliorer la descente des overflows dans un modèle hydrostatique en coordonnées z sont la paramétrisation d'une couche limite de fond BBL qui force le fluide dense le long de la pente et l'augmentation de la friction qui privilégie les déplacements agéostrophiques. Dans la configuration idéalisée DOME, implémentée spécialement pour cette étude (un écoulement dense injecté en haut d'une pente de 1% dans un environnement stratifié), la paramétrisation BBL de *Beckmann et Döscher (1997)* (BBL *B&D97*), et l'augmentation de la friction (latérale ou de fond) aident à faire descendre la veine d'eau dense. L'impact de la BBL *B&D97* est réel mais reste faible comparé à l'impact de l'augmentation de la friction de fond dont l'action sur l'angle de descente de la veine d'eau dense θ est linéaire conformément à la théorie. Cette configuration idéalisée permet également de montrer qu'une modification ad hoc de la bathymétrie combinée à la paramétrisation BBL permet de réduire le mélange et d'amener l'overflow jusqu'à la profondeur souhaitée.

Nous confirmons, à partir d'une simulation longue de 47 ans avec la configuration réaliste ORCA025 au $1/4^\circ$, l'impact positif de la paramétrisation BBL et de la friction sur la descente de la veine (l'augmentation de la friction pariétale n'est pas retenue puisqu'elle altère la circulation océanique globale). Dans la simulation inter-annuelle ORCA025-G70, nous parvenons à obtenir des overflows à une profondeur raisonnable et une variabilité correspondant aux observations. Par contre, les masses d'eau intermédiaires et profondes issues des seuils demeurent trop légères malgré les paramétrisations utilisées (BBL et canyons). La formation d'eau trop peu dense en amont des seuils et un mélange trop important lors de la descente des overflows sont responsables de ces eaux trop légères.

L'advection dans les configurations "eddy-permitting" a une contribution plus importante que dans les modèles climatiques basse résolution (1°) pour lesquels la BBL *B&D97* a été développée. Il nous a donc semblé prometteur d'ajouter l'advection de la quantité de mouvement à la paramétrisation BBL. Les masses d'eau en aval des détroits sont plus denses avec cette nouvelle paramétrisation mais ce n'est pas encore suffisant. Avant d'implémenter cette paramétrisation, nous avons dû rendre compatible l'utilisation des partial-steps et la partie advective de la BBL *B&D97*. Nous avons aussi modifié les critères d'activation de la BBL qui s'activait sur des niveaux z constants.

Parallèlement à l'étude de la représentation des écoulements gravitaires, nous avons cherché à améliorer la représentation des courants horizontaux en implémentant la condition latérale développée par *Shchepetkin et O'Brien* (1996) le No Slip Accurate (schéma décentré d'ordre 2 sur 4 points). Cette nouvelle paramétrisation améliore la représentation des courants le long de la topographie par rapport à la condition latérale No Slip en configurations idéalisée et réaliste. Cependant son impact sur la circulation à grande échelle reste aussi néfaste à la solution que la condition No Slip à cette résolution ($1/4^\circ$).

On a vu au cours de cette thèse que la paramétrisation BBL permet la descente de la veine le long d'une pente, mais uniquement la partie de la veine contenue dans la cellule située juste au-dessus de la topographie. Or une veine d'eau dense est généralement représentée sur plusieurs niveaux de la grille verticale, et seule la partie la plus profonde de la veine est donc affectée par la paramétrisation actuelle. La partie supérieure de la veine est quand à elle diffusée à la profondeur du seuil, ce qui altère considérablement les propriétés de l'overflow associé. Ceci peut expliquer l'effet "réduit" de la paramétrisation BBL. Une perspective d'amélioration de la BBL est de l'appliquer sur plusieurs niveaux verticaux, idéalement sur tous les niveaux où la veine de fluide dense est présente.

La condition latérale de No Slip Accurate demande à être testée dans une configuration propice à un traitement de la condition limite latérale en non-glissement afin d'évaluer son apport à la solution. Il faudrait pour cela une résolution de grille horizontale et verticale assez fine ($1/20^\circ$ ou plus) permettant la résolution de la couche limite de bord.

L'ajout de l'advection de la quantité de mouvement au modèle de couche de fond BBL *B&D97* a certes amélioré la représentation des overflows mais les masses d'eau en aval des seuils Nordiques restent trop légères. La paramétrisation BBL *B&D97* est probablement insuffisante, même avec l'advection de la quantité de mouvement pour des configurations "eddy-permitting". Pour faire progresser davantage les modèles de circulation générale océanique, il faudrait envisager à l'avenir le développement de modèles de couche limite de fond plus sophistiquées tels que la BBL de *Killworth et Edwards* (1999) ou de nouvelles paramétrisations adaptées au régime spécifique de ce type de modèle océanique.

Bibliographie

- Adcroft, A., et D. Marshall, How slippery are piecewise-constant coastlines in numerical ocean models, *Ocean Modelling*, 50, 98–108, 1998.
- Backhaus, J., H. Fohrmann, J. Kämpf, et A. Rubino, Formation and export of water masses produced in arctic shelf polynyas process studies of oceanic convection, *ICES Journal of Marine Science*, 54, 366–382, 1997.
- Bacon, S., Formation and export of water masses produced in arctic shelf polynyas process studies of oceanic convection, *394*, 878–874, 1998.
- Baines, P., et S. Condie, Observations and modelling of antarctic downslope flows : A review in ocean, ice and atmosphere : Interactions at the antarctic continental margin, *Antarctic Research Series*, 75, 29–49, 1998.
- Baringer, J., M.O. and Price, Momentum and energy balance of the mediterranean outflow., *Journal of Physical Oceanography*, 27, 1678–1692, 1997.
- Barnier, B., G. Madec, T. Penduff, J.-M. Molines, A.-M. Treguier, J. LeSommer, A. Beckmann, A. Biastoch, C. Böning, J. Dengg, S. Gulev, C. Derval, E. Durand, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. McClean, et B. D. Cuevas, Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution, *Ocean Dynamics*, in press, 2006.
- Beckmann, A., et R. Döscher, A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models, *Journal of Physical Oceanography*, 27, 581–591, 1997.
- Brodeau, L., B. Barnier, T. Penduff, A. Treguier, et S. Gulev, An era40 based atmospheric forcing for global ocean circulation models, *submitted to Ocean Modelling*, 2007.
- Bruce, J., Eddies southwest of the denmark strait, *Deep-Sea Research*, 42, 13–29, 1995.
- Campin, J. M., et H. Goosse, Parameterization of density-driven downsloping flow for a coarse-resolution ocean model in z-coordinate., *Tellus*, 51, 412–430, 1999.
- Cenedese, C., J. Whitehead, T. Ascarelli, et M. Ohiwa, A dense current flowing down a sloping bottom in a rotating fluid, *Journal of Physical Oceanography*, 34, 189–203, 2004.
- Chapman, D., et G. Gawarkiewicz, Offshore transport of dense shelf water in the presence of a submarine canyon, *Journal of Geophysical Research*, 100, 13,373–13,387, 1995.

- Condie, S., Descent of dense water masses along continental slopes, *Journal of Marine Research*, 53, 897–928, 1995.
- DeMiranda, A., Implémentation et validation d'un modèle de couche de fond (bbl) dans opa, *Rapport d'activité N°Mercator-Ocean-BBL-I-2003*, 2003a.
- DeMiranda, A., Etude bbl : influence du schéma d advection et impact sur la circulation des eaux denses dans l'océan atlantique nord., *Rapport d'activité N°Mercator-Ocean-BBL-II-2003*, 2003b.
- Dengg, J., U. Böning, C. and Ernst, R. Redler, et A. Beckmann, Effects of an improved model representation of overflow water on the subpolar north atlantic., *International WOCE Newsletter*, 37, 1999.
- Dickson, J., R. R. and Meincke, I. Vassie, J. Jungclaus, et S. Osterhus, Possible predictability in overflow from denmark strait., 397, 243–247, 1999.
- Dickson, R. R., et J. Brown, The production of North Atlantic Deep Water : sources, rates, and pathways, *Journal of Geophysical Research*, 99, 319–341, 1994.
- Dickson, R. R., I. Yashayaev, J. Meincke, B. Turrell, S. Dye, et J. Holfort, Rapid freshening of the deep North Atlantic Ocean over the past four decades, 416, 832–837, 2002.
- Dickson, R. R., R. Curry, et I. Yashayaev, Recent changes in the North Atlantic, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 361, 1917–1934, 2003.
- Dickson, T. J., R. R. and Osborn, et J. W. Hurrell, Rapid the Artic Ocean response of the North Atlantic Oscillation, *Journal of Climate*, 13, 2671–2696, 2000.
- Décamp, S., et J. Sommeria, Scaling properties for turbuient gravity currents deviated by Coriolis effect on a uniform slope, *J. Fluid Mech.*, 2006.
- Döscher, R., et A. Beckmann, Effects of a bottom boundary layer parameterization in a coarse-resolution model of the North Atlantic Ocean, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17, 2000.
- Etling, D., F. Gelhardt, U. Schrader, F. Brennecke, G. Kuhn, G. d'Hieres, et H. Didelle, Experiments with density currents on a sloping bottom in a rotating fluid, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 31 (1-4), 139–164, 2000.
- Ezer, T., Entrainment, diapycnal mixing transport in three-dimensional bottom gravity current simulations using the Mellor-Yamada turbulence scheme, *Ocean Modelling*, 9, 151–168, 2005.
- Gawarkiewicz, G., et D. Chapman, A numerical study of dense water formation and transport on a shallow, sloping continental shelf, *Journal of Geophysical Research*, 100 (C3), 4489–4507, 1995.
- Gill, A., Atmosphere ocean dynamics, *Academic Press, New York*, 1982.
- Girton, J. B., et T. Sanford, Descent and modification of the overflow plume in the Denmark Strait, *Journal of Physical Oceanography*, pp. 1351–1364, 2003.

- Girton, J. B., T. Sanford, et R. H. Käse, Synoptic sections of the denmark strait overflow, *Geophysical Research Letters*, *28*, 1619–1622, 2001.
- Griffies, S. M., *Fundamentals of Ocean Climate Models. Chap.7 : Concerning unresolved physics*, Princeton university press, 2004 b.
- Hallberg, R., et P. B. Rhines, Buoyancy-driven circulation in an ocean basin with isopycnals intersecting the sloping boundary, *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 913–940, 1996.
- Hansen, B., et S. Osterhus, North atlantic-nordic seas exchanges, *Prog. Oceanog.*, *45*, 109–208, 2000.
- Hill, A., A. Souza, K. Jones, J. Simpson, G. Shapiro, R. McCandliss, H. Wilson, et J. Leftley, The malin cascade in winter 1996, *Journal of Marine Research*, *56*, 87–106, 1998.
- Hurrell, J. W., Decadal trends in the north atlantic oscillation : Regional temperatures and precipitation, *269*, 676–679, 1995.
- Ivanov, V. V., G. I. Shapiro, J. M. Huthnance, D. L. Aleynik, et P. N. Golovin, Cascades of dense water around the world ocean [review article], *Progress in Oceanography*, *60*, 47–98, 2004, provided by the Smithsonian/NASA Astrophysics Data System.
- Jackett, D. R., et T. J. MacDougall, Minimal adjustment of hydrographic data to achieve static stability, *Journal of Atmospheric Ocean Technic*, *12*, 381–389, 1995.
- Jia, Y., On the formation of an azores current due to mediterranean overflow in a modelling study of the north atlantique, *Journal of Physical Oceanography*, *30*, 2342–2358, 2000.
- Jiang, L., et R. Garwood, A numerical study of three-dimensional dense bottom plumes on a southern ocean continental slope, *Journal of Geophysical Research*, *100*, 18,471–19,488, 1995.
- Jiang, L., et R. W. Garwood, Three-dimensional simulations of overflows on continental slopes, *Journal of Physical Oceanography*, *26*, 1214–1233, 1996.
- Jiang, L., et W. Garwood, Effects of topographic steering and ambient stratification on overflows on continental slopes : A model study, *Journal of Geophysical Research*, *103 (C3)*, 5459–5476, 1998.
- Jungclauss, J. H., et J. O. Backhaus, Application of a transient reduced gravity plume model to the Denmark Strait overflow, *Journal of Geophysical Research*, *99 (C6)*, 12,375–12,396, 1994.
- Jungclauss, J. H., et G. L. Mellor, A three-dimensional model study of the Mediterranean outflow, *Journal of Marine Research*, *24*, 141–166, 2000.
- Killworth, P., Mixing on the weddell sea continental slope, *Deep-Sea Research*, *24*, 427–448, 1977.
- Killworth, P., Deep convection in the world ocean, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, *21*, 1–26, 1983, 58.

- Killworth, P., On the rate of descent of overflows, *Journal of Geophysical Research*, 106 (C10), 22,267–22,275, 2001.
- Killworth, P., et N. Edwards, A turbulent bottom boundary layer code for use a numerical ocean models, *Journal of Physical Oceanography*, pp. 1221–1238, 1999.
- Krauss, W., A note on overflow eddies, *Deep-Sea Research*, 43, 1661–1667, 1996.
- Käse, R., A Riccati model for Denmark Strait overflow variability, *Geophysical Research Letters*, 2006.
- Käse, R., J. B. Girton, et T. B. Sanford, Structure and variability of the denmark strait overflow : model and observation, *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003.
- Lane-Serff, G., Overflows and cascades, in Steele, J.H. (ed.), *Encyclopaedia of ocean sciences*, Academic Press, New York, 2001.
- Lane-Serff, G., et P. Baines, Eddy formation by dense flow on slopes in a rotating fluid, *J. Fluid Mech.*, 363, 229–252, 1998.
- Le Sommer, J., T. Penduff, S. Theetten, G. Madec, et B. Barnier, How momentum advection schemes influence current-topography interactions at eddy permitting resolution, *submitted to Elsvier Science*, 19, 2007.
- Legg, S., R. W. Hallberg, et J. B. Girton, Comparison of entrainment in overflows simulated by z-coordinate, isopycnal and non-hydrostatic models, *Ocean Modelling*, 2005.
- Levitus, S., T. Boyer, M. Conkright, T. O Brian, J. Antonov, C. Stephens, L. Stathopoulos, D. Johnson, et R. Gelfeld, *World ocean database 1998. NOAA Atlas NESDID 18, US Government Printing Office, Washington, DC*, 1998.
- Lilly, J., P. Rhines, M. Visbeck, F. Schott, K. Lavender, U. Send, et E. d’Asaro, Observations of the labrador sea eddy field, *Progress in Oceanography*, 59, 75–176, 2003.
- Løyning, T., et J. Weber, Thermobaric effect on buoyancy-driven convection in cold seawater, *Journal of Geophysical Research*, 102 (C13), 27,875–27,885, 1997.
- Madec, G., Nemo reference manual, ocean dynamics component : NEMO-OPA. Preliminary version, 2006, note du Pole de modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, No 27 ISSN No 1288-1619.
- Madec, G., P. Decluse, M. Imbard, et C. Levy, OPA 8.1 Ocean General Circulation Model Reference Manuel, 1998, internal Report, LODYC/IPSL, Paris.
- Marmorino, G., Observations of small-scale mixing processes in the seasonal thermocline. part ii : Wave breaking, *Journal of Physical Oceanography*, 17, 1348–1355, 1987.
- Nof, D., The translation of isolated cold eddies on a sloping bottom, *Deep-Sea Research*, 30 (2), 171–182, 1983.
- Pacanowski, R., et A. Gnanadesikan, Transient response in a z-level ocean model that resolves topography with partial-cells, *NOAA GFDL and AOS Program Princeton University*, 1998.

- Penduff, T., J. LeSommer, B. Barnier, J. M. Molines, et G. Madec, Depth dependant effects of momentum advection, sidewall boundary conditions and partial step topography in $1/4^\circ$ global ocean simulations, *Ocean Modelling*, 2007, in press.
- Polyakov, L. J., G. Alekseev, L. Timokov, U. Bhatt, R. Colony, H. Simmons, D. Walsh, J. Walsh, et V. Zakharov, Variability of the intermediate atlantic water of the arctic ocean over the last 100 years, *Journal of Climate*, 17 (23), 4485–4497, 2004.
- Price, J., Overflows : the source of new abyssal ocean waters, *Oceanus*, 35, 11–34, 1992.
- Price, J., et M. O. Baringer, Outflows and deep water production by marginal seas, *Progress in Oceanography*, 33, 161–200, 1994.
- Price, J., et J. Yang, Marginal sea overflows for climate simulations, *Ocean Modelling and Parameterization*, E.P. Chassignet and J. Verron, Eds., Kluwer Academic, pp. 155–170, 1998.
- Price, J., M. O. Baringer, R. Lueck, G. Johnson, I. Ambar, G. Parrilla, A. Cantos, M. Kennelly, et T. Sanford, Mediterranean outflow mixing and dynamics, *Science*, 259 (5099), 1277–1282, 1993.
- Quadfasel, D., B. Rudels, et K. Kurz, Outflow of dense water from a svalbard fjord into the fram strait, *Deep-Sea Research*, 35, 1143–1150, 1988.
- Rudels, B., et D. Quadfasel, Convection and deep water formation in the arctic ocean-greenland sea system, *Journal of Marine Systems*, 2, 435–450, 1991.
- Schauer, U., et E. Fahrbach, A dense bottom water plume in the western barents sea : downstream modification and interannual variability, *Deep-Sea Research*, 46, 2095–2108, 1999.
- Serra, N., I. Ambar, et R. Käse, Observations and numerical modelling of the Mediterranean outflow splitting and eddy generation, *Deep-Sea Research II*, 52, 383–408, 2005.
- Shapiro, G. I., et A. E. Hill, Dynamics of dense water cascades at the shelf edge, *Journal of Physical Oceanography*, 27, 2382–2394, 1997.
- Shapiro, G. I., et A. E. Hill, The alternative density structures of cold/salt water pools on a sloping bottom : the role of friction, 33, 390–406, 2003.
- Shapiro, G. I., et A. G. Zatsepin, Gravity current down a steeply inclined slope in a rotating fluid, *Ann. Geophysicae*, 15, 366–374, 1997.
- Shapiro, G. I., J. M. Huthnance, et V. V. Ivanov, Dense water cascading off the continental shelf, *Journal of Geophysical Research*, 108, 390–406, 2003.
- Shchepetkin, A., et J. O'Brien, A physically consistent formulation of lateral friction in shallow-water equation ocean models, *Monthly Weather Review*, 124, 1285–1300, 1996.
- Simpson, J., A comparison between laboratory and atmospheric density currents, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 95, 758–765, 1969.

- Smith, P., A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean, *Deep-Sea Research*, 22, 853–873, 1975.
- Smith, P., Experiments with viscous source flows in rotating systems, *Dynamics of the Atmospheres and Oceans*, 1, 241–272, 1977.
- Song, Y. T., et D. Wright, A general pressure gradient formulation for ocean models. part ii : Energy, momentum, and bottom torque consistency, *Monthly Weather Review*, 126, 3231–3247, 1998.
- Stanev, E. V., J. A. Simeonov, et E. L. Peneva, Ventilation of Black Sea pycnocline by the Mediterranean plume, *Journal of Marine Systems*, 31, 77–97, 2001.
- Tanaka, K., et K. Akitomo, Baroclinic instability of density current along a sloping bottom and the associated transport process, *Journal of Geophysical Research*, 106, 2621–2638, 2001.
- Turner, J., Turbulent entrainment :the development of the entrainment assumption and its application to geophysical flows., *J. Fluid Mech.*, 173, 431–471, 1986.
- Whitehead, J., *Journal of Physical Oceanography*, 1989.
- Whitehead, J., A laboratory model of cooling over the continental shelf, *Journal of Physical Oceanography*, 23, 2412–2427, 1993.
- Willebrand, J., B. Barnier, C. Böning, C. Dieterich, P. Killworth, C. Provost, Y. Jia, J. Molines, et A. New, Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the north atlantic, *Progress in Oceanography*, 48 (2-3), 123–161, 2001.
- Zhang, J., M. Steele, et D. A. Rothrock, Entrainment increasing exchanges at Greenland-Scotland Ridge and their links with the North Atlantic Oscillation and Arctic Sea Ice, *Geophysical Research Letters*, 31, 2004.
- Özgökmen, T., et E. Chassignet, Dynamics of two-dimensional turbulent bottom gravity currents, *Journal of Physical Oceanography*, 32 (5), 1461–1478, 2002.
- Özgökmen, T., E. Chassignet, et C. Rooth, On the connection between the mediterranean outflow and the azores current, *Journal of Physical Oceanography*, 31, 461–480, 2001.
- Özgökmen, T., P. Fischer, J. Duan, et T. Iliescu, Three-dimensional turbulent bottom density currents from a high-order nonhydrostatic spectral element model, *Journal of Physical Oceanography*, 34, 2004.

Table des figures

1.1	<i>Schéma de la formation des eaux profondes dans la Mer Méditerranée (Price, 1992).</i>	8
1.2	<i>Etirement de colonnes de fluide (Lane-Serff, 2001).</i>	12
1.3	<i>Schéma de la descente des eaux denses formées sur le plateau continental dans l'hémisphère Sud, descendant le talus continental sous forme de fine couche avec formation de tourbillons et drainage d'Ekman ou sous forme de veine dans des canyons sous-marins. Tous ces processus n'ont pas lieu simultanément et pour chaque écoulement. (Baines et Condie, 1998)</i>	13
2.1	<i>Représentation schématique de la grille verticale de NEMO et des points de traceurs qui vont être affectés par le modèle BBL, on suppose dans cette figure que $\rho_1 > \rho_2$ (DeMiranda, 2003a)</i>	23
2.2	<i>Schéma de la BBL de (Killworth et Edwards, 1999). Les fines flèches montrent la direction et destination des flux latéraux</i>	24
2.3	<i>Schéma de la BBL de (Campin et Goosse, 1999). L'eau dense (ρ_{kup}^{so} au-dessus du fond $k_{up} = 2$) de la colonne d'eau "shallow ocean" génère un flux fonction de la différence de densité $\Delta\rho = \rho_{kup}^{so} - \rho_{kup}^{do}$ vers la colonne d'eau "deep ocean" au niveau de densité d'équilibre k_{dw}. Un flux ascendant de même amplitude maintient la conservation de la masse.</i>	25
3.1	<i>Grille C d'Arakawa : les champs scalaires (température, salinité, densité, pression et divergence horizontale) sont définis au point T, les champs vectoriels sont définis aux trois points d'espace u, v et w et enfin les vorticité relative et planétaire sont définies au point f.</i>	33
3.2	<i>Comparaison de la représentation du fond des océans en coordonnées Z. a) approche "full steps". b) approche "partial steps" : l'épaisseur de la cellule de fond varie selon la topographie</i>	34
3.3	<i>Description illustrant la correspondance entre le modèle géopotentiel et le modèle BBL en coordonnée sigma. Les points traceur à l'intérieur de la couche limite de fond sont notés 'T' et ceux notés 't' sont les points influencés par des procédés advectifs, (Beckmann et Döscher, 1997).</i>	35
3.4	<i>Description des deux composantes de la paramétrisation BBL : une composante diffusive (D) et une composante advective (A). (DeMiranda, 2003a)</i>	36
3.5	<i>Représentation schématique de la grille verticale de NEMO et des points de traceurs qui vont être affectés par le modèle BBL, on suppose dans cette figure que $\rho_1 > \rho_2$ (DeMiranda, 2003a)</i>	38

3.6	<i>Evolution de la densité maximale de fond en aval du Déroit du Danemark obtenue par des simulations FLAME, communication personnelle</i>	40
3.7	<i>Evolution de la densité potentielle moyennée entre 1990-2000 à différentes sections (de haut en bas à 67°N, 66.5°N, 66.°N, 65.°N et 64.°N) du Déroit du Danemark obtenue par la configuration ORCA025 (NEMO 11). On remarque que les eaux de fond, très denses en amont du seuil (à 67°N) perdent rapidement leur forte densité en aval.</i>	41
3.8	<i>Répartition du flux BBL a) en full-steps et b) en partial-steps</i>	42
3.9	<i>Température de fond dans la configuration NATL3 (NEMO 8.3) a) intégrée pendant 1 an avec BBL diffusif b) intégrée pendant 1 an avec BBL advectif traceur + qté de mut et c) intégrée pendant 3 ans avec BBL advectif traceur, B. Ferron</i>	43
3.10	<i>Frontière latérale (ligne épaisse) au niveau-T. La vitesse normale à la frontière est fixée à zéro (Madec et al., 1998).</i>	44
3.11	<i>Conditions limites latérales a) glissement b) non glissement (Madec et al., 1998).</i>	46
3.12	<i>Profil de vitesse typique près de la côte</i>	47
3.13	<i>Schéma illustrant le conflit entre “la règle du point fantôme” et une composante normale nulle à la frontière dans le cas des angles convexes.</i>	47
3.14	<i>Schéma de la discrétisation décentrée à 4 points</i>	48
3.15	<i>Comparaison entre b) la nouvelle implémentation de la condition de no-slip avec un coefficient de viscosité $V = 100 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ et d) l’ancienne méthode des points fantômes avec un coefficient de viscosité $V = 200 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Contours de vorticité potentielle pour un modèle 1.5 layer gravity modèle au $1/4^\circ$, les flèches représentent la vitesse (Shchepetkin et O’Brien, 1996).</i>	49
4.1	<i>Schéma de la configuration GROENLAND, un courant de surface est injecté au Nord de la frontière Est, flèche rouge, par une frontière spécifiée en rouge. A l’Ouest, on a une frontière radiative, en vert, et des murs au Nord et au Sud, en noir.</i>	52
4.2	<i>Schéma de la configuration DOME, un courant dense est injecté par un chenal à fond plat ouvert sur le nord d’une pente uniforme</i>	53
4.3	<i>Concentration en traceur passif 13 jours après l’introduction du courant dense dans une simulation haute résolution ($\Delta x \times \Delta z = 500 \text{ m} \times 30 \text{ m}$) par le modèle non-hydrostatique MITgcm a) juste au-dessus de la topographie et b) coupe verticale en $x = -50 \text{ km}$ près du canal d’injection. La concentration du traceur vaut zéro dans le fluide ambiant et est initialisée à 1 dans le courant d’entrée.</i>	56
4.4	<i>Bathymétrie de la configuration NATL025 en mètres</i>	57
5.1	<i>a) Instantané de température (en $^\circ\text{C}$) � 450 m au bout de 4 ans de simulation du run G04 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run G04</i>	63
5.2	<i>a) Instantané de température (en $^\circ\text{C}$) � 450 m au bout de 4 ans de simulation du run G03 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run G03</i>	63

5.3	a) Instantané de température (en °C) à 450 m au bout de 9 ans de simulation du ORCA-025 run G04 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée de l'année 8 à 10 de simulation ORCA-025 du run G04 .	64
5.4	a) Instantané de température (en °C) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run G03 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run G03	64
5.5	a) Instantané de température (en °C) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run G22 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run G22	65
5.6	a) Instantané de température (en °C) à 450 m au bout de 4 ans de simulation du run G22 b) Energie cinétique turbulente (EKE en m^2/s^{-2}) moyennée sur la quatrième année de simulation du run G22	66
6.1	<i>Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).</i>	70
6.2	<i>Concentration en traceur dans la couche de fond après 15 jours de simulation avec différents modèles : a) non-hydrostatique MIT general circulation model (MITgcm) avec $\Delta x = 0.5$ km de résolution horizontale ; b) hydrostatique Princeton Ocean Model (POM) en coordonnées sigma avec $\Delta x = 2.5$ km de résolution ; c) le même que b) mais avec une résolution de $\Delta x = 10$ km ; d) hydrostatique Princeton Ocean Model (POM) en coordonnées z avec $\Delta x = 2.5$ km de résolution ; e) le même que d) mais avec une résolution de $\Delta x = 10$ km. La limite de la veine est indiquée par un contour blanc (concentration en traceur égale à 0.2 (Ezer, 2005)).</i>	71
6.3	<i>Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I10 (sans BBL), I20 (BBL diff), I30 (BBL adv) et I40 (BBL adv + diff) . . .</i>	72
6.4	<i>Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulation I40 (FS) et I41 (NS).</i>	74
6.5	<i>Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).</i>	75
6.6	<i>Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations à coefficient de friction différent.</i>	76
6.7	<i>Illustration du concept du modèle "streamtube". Les trois principales forces auxquelles est soumis l'overflow (flottabilité, friction et Coriolis) sont indiquées par des flèches (Girton et Sanford, 2003).</i>	77
6.8	<i>Relation entre la tangente de l'angle de descente de la veine dense avec la friction effective du modèle NEMO.</i>	78
6.9	<i>Représentation schématique a) de la configuration DOME et b) des différents profils de pente testés en aval du chenal d'injection d'eau dense. Le profil de type "falaise" est le profil P1 (en rouge).</i>	80

6.10	<i>Concentration de traceur passif au-dessus de la topographie après 60 jours d'intégration et vecteurs vitesses pour les 3 profils topographiques de la configuration DOME montrés en figure 6.9,b dans des expériences avec BBL. Le profil dit P1 "falaise" est montré en a), le profil P2 en b), et le profil linéaire en c).</i>	81
6.11	<i>Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense dans la simulation a) juste au-dessus de la topographie avec vecteurs vitesses et b) coupe verticale en $x = -30$ km près du canal d'injection avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s) avec une résolution verticale a) de $\Delta z = 50$ m et b) de $\Delta z = 20$ m</i>	82
6.12	<i>a) Concentration de traceur passif au-dessus de la topographie après 60 jours d'intégration et vecteurs vitesses dans une simulation avec une résolution de $\Delta x = 2$ km; $\Delta z = 20$ m avec BBL, b) Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I40 (BBL, $\Delta x = 10$ km; $\Delta z = 100$ m) en bleu, HR0 (BBL, $\Delta x = 2$ km; $\Delta z = 20$ m) en vert et HR1 (sans BBL, $\Delta x = 2$ km; $\Delta z = 20$ m) en rouge.</i>	83
7.1	<i>Topographie du détroit du Danemark DS (en haut) et du chenal des Féroé FBC (en bas) a) pour la simulation G42 et b) pour la simulation G44.</i>	87
7.2	<i>Topographie au détroit du Danemark a) de la simulation G42, b) de la simulation G45, G46</i>	88
7.3	<i>Topographie au détroit de Gibraltar a) de la simulation G42, b) de la simulation G45 et c) de la simulation G46.</i>	88
7.4	<i>Profil de densité des simulations G42, G44, G45, G46 et de la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998) en amont du détroit du Danemark (25° O; 67° N). On constate que toutes les simulations produisent les conditions "amont" d'overflow semblables.</i>	89
7.5	<i>Sections de densité potentielle en kg/m^3 a) à 65.5° N (au seuil du détroit du Danemark) et b) à 65.0° N. (Comme toutes les figures de cette section il s'agit de données annuelles sur la quatrième année.)</i>	90
7.6	<i>Transport en Sv par classes de densité en aval du détroit du Danemark (64° N) pour les simulations G42, G44, G45, G46. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m^3 sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord. (1 Sv = $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$)</i>	91
7.7	<i>Densité potentielle de fond ($\sigma_0 = 27.8$ en blanc) pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, et d) G46.</i>	92
7.8	<i>Salinité à 8.5° O. pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, d) G46 et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).</i>	94
7.9	<i>Salinité à la 1000 m de profondeur pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, d) G46 et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).</i>	96
7.10	<i>Salinité à 38° N. pour la simulation a) G42, b) G44, c) G45, d) G46 et e) climatologie annuelle de Levitus et al. (1998).</i>	97
7.11	<i>Topographie au détroit du Danemark</i>	98

7.12	<i>Transport par classes de densité à 64 ° N pour les simulations G42, G44, G45, G46 et G70. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m³ sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord.</i>	99
7.13	<i>Densité potentielle de fond au détroit de Gibraltar a) de la simulation G44 et b) de la simulation G70</i>	100
7.14	<i>Profil de densité de la simulation G70 pour les années 1961, 1971, 1981, 1991, 2001 et de la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998) en amont du détroit du Danemark (25° O; 67° N).</i>	100
7.15	<i>Evolution temporelle du transport par classe de densité à gauche au détroit du Danemark et à droite au banc des Féroé. Les valeurs de transport négatives indiquent que le flux va vers le Sud et les valeurs positives vers le Nord. Le contour blanc indique un transport nul.</i>	101
7.16	<i>Evolution temporelle du transport de l'overflow ($\sigma > 27.8 \text{ kg/m}^3$) en bleu et en rouge la tendance pour le au détroit du Danemark en haut et le banc des Féroé en bas.</i>	102
7.17	<i>Transport par classes de densité à 64 ° N pour la G70. Ce transport a été calculé sur des classes de densité de 0.1 kg/m³ sur une section fermée reliant la côte groenlandaise à l'Islande. Le transport négatif est un transport vers le sud et le transport positif est un transport vers le nord.</i>	103
7.18	<i>Evolution de la densité potentielle moyennée entre 1990-2000 à différentes sections (de haut en bas à 67°N, 66.5°N, 66.°N, 65.°N et 64.°N) du Détroit du Danemark obtenue par la configuration ORCA025 (NEMO 11). On remarque que les eaux de fond, très denses en amont du seuil (à 67°N) perdent rapidement leur forte densité en aval.</i>	104
7.19	<i>Evolution temporelle de la salinité d'une colonne d'eau au centre de la mer du Labrador, a) à partir de la simulation ORCA025-G70 et b) à partir d'observations (Dickson et al., 2003), c) index de NAO (Hurrell, 1995).</i>	107
8.1	<i>Concentration en traceur passif 60 jours après l'introduction du courant dense à gauche avec la nouvelle paramétrisation BBL MA et à droite avec la BBL B&D97 a) au-dessus de la topographie, coupe verticale b) à $x = -30 \text{ km}$ près du canal d'injection, c) à $x = -300 \text{ km}$ et d) à $x = -600 \text{ km}$ avec la vitesse zonale en contour (1 cnt = 0.1 m/s).</i>	113
8.2	<i>Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I10 (sans BBL), I40 (BBL B&D97) et B04 (BBL MA)</i>	114
8.3	<i>Comparaison du centre de gravité de la veine dense pour les simulations I40 (BBL B&D97 + FS), I41 (BBL B&D97 + NS) et I42 (BBL B&D97 + NSA)</i>	115
9.1	<i>En haut, intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude 40° N ; en bas à gauche le maximum de l'intensité de la cellule superficielle de la MOC dans l'Atlantique et en bas à droite le minimum de l'intensité de la cellule d'overtuning profonde liée aux eaux antarctiques. ORCA025-G70 en vert ; NATL025-GH01 en noir. MOC (Meridional Overturning Circulation)</i>	119

9.2	<i>Fonction de courant moyenne entre 1987 et 1989. En gris, les régions où les valeurs sont négatives. L'intervalle des contours est de 10 Sv.</i>	120
9.3	<i>Transport volumique en Sv entre la Floride et les Bahamas. Les observations NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) en bleu; ORCA025-G70 en vert; NATL025-GH01 en noir</i>	121
9.4	<i>Transport annuel en Sv des eaux denses ($> 27.8 \text{ kg/m}^3$) au détroit du Danemark en haut et au chenal des Féroé en bas. ORCA025-G70, en vert; NATL025-GH01 en noir.</i>	121
9.5	<i>Concentration en traceurs dans la couche de fond pour la simulation de référence a) en traceur clr1 et b) en traceur clr2. (Il s'agit du \log_{10} de la concentration).</i>	122
9.6	<i>Concentration en traceur clr1 sur différentes sections en aval du détroit du Danemark; a) à 60° N et b) à 28° N. (Il s'agit du \log_{10} de la concentration).</i>	123
9.7	<i>Salinité le long d'une section méridienne dans le Golfe de Cadix (latitude 38° N) pour la simulation a) GH06 (sans BBL) b) GH01 (BBL B&D97) et c) la climatologie annuelle de Levitus et al. (1998)</i>	123
9.8	<i>Différence entre la densité de fond de la simulation GH01 avec la simulation GH06 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH01 que dans la simulation GH06. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.</i>	124
9.9	<i>Transport annuel en Sv des eaux denses ($\sigma_0 = 27.8$) pour la simulation GH01 en bleu et GH06 en vert.</i>	125
9.10	<i>Intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude 40° N. GH01 en vert; GH06 en bleu. MOC (Meridional Overturning Circulation)</i>	126
9.11	<i>Différence entre la densité de fond de la simulation GH02 avec la simulation GH01 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.</i>	127
9.12	<i>Transport annuel en Sv des eaux denses ($> 27.8 \text{ kg/m}^3$) pour la simulation GH02 en bleu et GH01 en vert.</i>	128
9.13	<i>Différence de salinité entre la simulation GH02 et GH01 le long d'une section zonale dans le Golfe de Cadix (longitude 8.5° O). Les zones rouges signalent que la salinité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01.</i>	129
9.14	<i>Différences des concentrations en traceur clr1 dans la couche de fond entre les simulations GH02 et GH01. Les zones rouges signalent que la concentration en clr1 est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01. ($\text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH02}} - \text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH01}}$)</i>	130
9.15	<i>En haut, intensité de la cellule superficielle de la MOC à la latitude 40° N; en bas à gauche le maximum de l'intensité de la cellule superficielle de la MOC dans l'Atlantique et en bas à droite le minimum de l'intensité de la cellule d'overturning profonde liée aux eaux antarctiques. GH02 en vert; GH01 en noir. MOC (Meridional Overturning Circulation)</i>	131

9.16	<i>Illustration du compteur BBL a) pour la partie diffusiv; pour la partie advective b) sur la vitesse zonale c) sur la vitesse méridienne dans la configuration GH01 (avec un déclenchement de la paramétrisation BBL selon la profondeur) en moyenne sur les trois dernières années.</i>	132
9.17	<i>Illustration du compteur BBL a) pour la partie diffusiv; pour la partie advective b) sur la vitesse zonale c) sur la vitesse méridienne dans la configuration GH04 (avec un déclenchement de la paramétrisation BBL selon le niveau). Moyenne de l'année 1987 à 1989.</i>	133
9.18	<i>Différence entre la densité de fond de la simulation GH04 avec la simulation GH02 sur une moyenne de 1987 à 1989. Les zones rouges signalent que la densité est plus importante dans la simulation GH02 que dans la simulation GH01. Les contours désignent la bathymétrie avec en rose l'isobathe zéro, l'intervalle des contours vaut 200 m.</i>	134
9.19	<i>Transport annuel en Sv des eaux denses ($\sigma_0 = 27.8$) pour la simulation GH04 en bleu et GH02 en vert.</i>	135
9.20	<i>Salinité à 38° N, a) dans la simulation GH02, b) GH04 et c) climatologie de Levitus et al. (1998). Moyenne de l'année 1987 à 1989.</i>	135
9.21	<i>Différence des concentrations en traceur clr1 dans la couche de fond entre les simulations GH04 et GH02. Les zones rouges signalent que la concentration en clr1 est plus importante dans la simulation GH04 que dans la simulation GH02. ($\text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH04}} - \text{Log}_{10}[\text{clr1}]_{\text{GH02}}$)</i>	136
9.22	<i>Fonction de courant moyenne entre 1987 et 1989. En gris, les régions où les valeurs sont négatives. L'intervalle des contours est de 10 Sv (simulation GH03).</i>	138
9.23	<i>Transport volumique en Sv entre la Floride et les Bahamas. En bleu, les observations NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), en vert les résultats de la simulation GH01 (FS), en noir de GH03 (NSA) et en rouge de GH07 (NS).</i>	139
9.24	<i>Profils moyens a) de salinité et b) de température sur la région 14°O-10°O, 36° N-40° N pour la dernière année de simulation de GH03 (NSA) en bleu, de GH07 (NS) en vert comparés aux données de Levitus en rouge.</i>	139
9.25	<i>EKE (Eddy Kinetic Energy) en m^2/s^2 à 10 m de profondeur entre 30°-40° N et 50°-3° O moyenne 1987-1989, pour la simulation GH07 (NS) à gauche et GH03 (NSA) à droite.</i>	140
9.26	<i>Transport annuel des eaux denses ($> 27.8 \text{ kg}/\text{m}^3$) au détroit du Danemark en haut, au chenal des Féroé au milieu et somme des deux détroits en bas. En bleu, GH03 (NSA); en vert, GH07 (NS).</i>	140

Liste des tableaux

4.1	<i>Valeurs des paramètres adimensionnels</i>	54
4.2	<i>Valeurs des paramètres dimensionnels</i>	56
4.3	<i>Choix numérique de la configuration NATL025</i>	58
5.1	<i>Liste des tests de sensibilité simulés sur la configuration GROENLAND</i> . .	62
6.1	<i>Liste des tests de sensibilité DOME à la paramétrisation BBL</i>	69
6.2	<i>Liste des tests de sensibilité DOME à la condition latérale</i>	73
6.3	<i>Liste des tests de sensibilité DOME à la condition de fond, $Cd_0 = 2.10^{-3}$</i> .	74
6.4	<i>Liste des tests de sensibilité DOME au profil de pente</i>	79
7.1	<i>Liste des tests de sensibilité dans la configuration globale au $1/4^\circ$ ORCA025. CNYF (pour Core Normal Year Forcing) : année type construite sur la moyenne des années 1984-2004 de CORE, sur laquelle a été ajoutée la variabilité journalière de l'année 1992. Ce jeu de forçage est périodique, de façon à pouvoir l'appliquer de façon répétitive, année après année. DFS3 (Drakkar Forcing Set 3) : nouveau jeu de forçages construit afin de mieux maintenir la circulation thermohaline (Brodeau et al., 2007). TS : Torres Strait ; DS :Denmark Strait ; GIB : Gibraltar Strait ; BEM : Bab El Mandeb Strait, FBC : Faroe Bank Chanel. La topographie "FS local" est décrite dans la section 7.1.1 et consiste en une transformation locale de la topographie partial-steps en une topographie full-steps.</i>	86
7.2	<i>Liste des tests de sensibilité ORCA025 appliquée au Détroit du Danemark</i> .	89
7.3	<i>Liste des tests de sensibilité ORCA025 appliquée au Détroit de Gibraltar</i> . .	93
7.4	<i>Corrélation obtenue entre les transports (Sv) et la NAO par la simulation ORCA025-G70 entre les années 1963 et 2001. ISR : Iceland-Scotland-Ridge ; DS : Denmark-Strait ; IFR : Iceland-Faroe-Ridge ; FSP : Faroe-Scotland-Passage. Données issues de Zhang et al. (2004), Hansen et Osterhus (2000), Girton et al. (2001) et Käse (2006)</i>	105
8.1	<i>Liste des tests de sensibilité DOME à la paramétrisation BBL MA</i>	112
8.2	<i>Liste des tests de sensibilité DOME à la condition latérale.</i>	115
9.1	<i>Liste des tests de sensibilité NATL025</i>	118

Thèse de Doctorat

Titre :

Etude numérique des interactions courant-topographie : application au gyre subpolaire, aux seuils de Gibraltar et des mers Nordiques.

Auteur :

Gaëlle HERVIEUX

Etablissement :

Université Joseph Fourier - Grenoble I

RÉSUMÉ

La représentation numérique des écoulements gravitaires et des courants de bords horizontaux est très importante pour la simulation réaliste des masses d'eau profondes et de la circulation thermohaline de l'océan global. Dans ce travail, nous cherchons à mieux modéliser ces deux interactions courant/topographie dans le code numérique de circulation océanique NEMO, en régime dynamique "eddy-permitting". Nous montrons, avec des configurations idéalisées et réalistes, que l'usage d'une paramétrisation de couche de fond classique (BBL : diffusion et advection des traceurs) améliore les solutions mais surestime le mélange en aval des seuils topographiques. Une réduction (systématique mais faible) des biais de la paramétrisation est obtenue par l'augmentation locale des effets agéostrophiques (friction pariétale et de fond, advection de la quantité de mouvement dans la BBL). Nos travaux suggèrent que cette paramétrisation atteint ses limites d'application dans le régime "eddy-permitting".

MOTS CLEFS : Océanographie physique, modélisation numérique, écoulement gravitaire, couche limite de fond, condition limite latérale

ABSTRACT

The numerical representation of gravity currents and along-slope currents is very important to achieve realistic simulations of deep water masses and of the thermohaline circulation in the global ocean. Our goal is to improve the modelling of both current/topography interactions in the NEMO ocean general circulation model at eddy-permitting ($1/4^\circ$) resolution. We show with idealized and realistic configurations that using a classical bottom boundary layer parameterization (downslope tracer advection and diffusion) improves the solutions but over-estimates overflow mixing downstream of the straits. A (systematic but weak) decrease of this parameterization's biases is obtained by increasing local ageostrophic effects (parietal friction, momentum advection within the BBL). Our work suggests that this parameterization reaches its limits of application beyond the eddy-permitting regime.

KEYWORDS : Physical oceanography, numerical modelling, gravity current, bottom boundary layer, lateral boundary condition