



HAL
open science

Impact des marées sur la circulation générale océanique dans une perspective climatique

Laurent Bessières

► **To cite this version:**

Laurent Bessières. Impact des marées sur la circulation générale océanique dans une perspective climatique. Océan, Atmosphère. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT : . tel-00172154

HAL Id: tel-00172154

<https://theses.hal.science/tel-00172154>

Submitted on 14 Sep 2007

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

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

Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier (Toulouse III)

Spécialité : **Océanographie Physique**

présentée par

Laurent Bessières

Impact des marées sur la circulation générale océanique dans une perspective climatique

Soutenue le 30 mars 2007 devant le jury composé de MM. :

Nick Hall	Président	(LEGOS, Toulouse)
Anne-Marie Tréguier	Rapporteur	(LPO, Brest)
Bernard Barnier	Rapporteur	(LEGI, Grenoble)
Patrick Vincent	Examineur	(IFREMER, Paris)
Gurvan Madec	Directeur de thèse	(LOCEAN, Paris)
Florent Lyard	Co-directeur de thèse	(LEGOS, Toulouse)

Préparée au LEGOS (UMR5566, Toulouse)
Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et d'Océanographie Spatiale.

Remerciements

J'adresse mes premiers remerciements à la mémoire de Christian Le Provost que j'ai eu la chance de rencontrer au cours de mon DEA, et sous la direction de qui j'ai débuté cette thèse. J'ai pu apprécier ses immenses qualités tant humaines que scientifiques, tout en simplicité et en discrétion. Cette étude est le fruit de nombreuses années de travail mené par Christian et ses collaborateurs sur la marée, ses idées n'ont pas cessé d'être présentes tout au long de ce travail. Merci à lui pour la confiance qu'il m'a accordée, c'est à lui que je dois la découverte de l'océanographie physique et je lui en suis profondément reconnaissant.

Merci à toi Gurvan pour avoir accepté de reprendre la direction de cette thèse, je t'en suis également très reconnaissant. Merci pour ton aide, l'expérience dont tu as pu me faire bénéficier à travers tes conseils, les nombreux échanges et les précieuses discussions scientifiques que nous avons eu malgré la distance, merci pour ton enthousiasme communicatif quand tu expliques la physique de l'océan avec les mains, merci aussi pour ta générosité et le souci que tu as de transmettre tes connaissances. Merci encore pour les encouragements de derniers moments, cela aura été une chance de te rencontrer et un plaisir jusqu'au bout de travailler avec toi. Merci aussi à Florent Lyard pour sa patience et pour sa contribution au travers du modèle de marée qu'il développe, les sorties du modèle ont été essentielles pour mener à bien cette étude.

Je suis également très reconnaissant envers Anne-Marie Tréguier et Bernard Barnier, qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et qui se sont investis généreusement dans la relecture du manuscrit. Leurs commentaires rigoureux m'ont permis d'améliorer significativement la qualité du manuscrit. Merci à Patrick Vincent et Nick Hall qui ont aimablement accepté de faire partie de mon jury et dont j'ai apprécié les remarques judicieuses. Je tiens aussi à remercier Michel Lefebvre pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux, son éclairage pertinent et son enthousiasme inépuisable.

Pour avoir été des correspondants compréhensifs, je remercie : Annick Pichon et Yves Morel ; pour avoir pu collaborer à une belle étude sur le détroit Indonésien : Ariane Koch-Larrouy ; pour leur aide et leur chaleureux encouragements : Rosemary Morrow, Patrick Monfray, Jean-Claude Dutay, Jacques Verron et Yves Mesnard ; pour leur conseil et leur proximité rassurante : Fabien Durand, Sophie Cravatte, Laurent Testut, Marie-Hélène Radenac et Thierry Delcroix ; pour leur gentillesse et leur efficacité : Claude Talandier et Christian Ethé ; pour leur rôle significatif avant d'en arriver là : Eric Blayo et Andrea Piacentini ; pour le plaisir d'avoir travaillé ou partagé un bureau avec eux : Romain Bourdallé-Badie, Laurence Fleury, Laurence Crosnier, Jean-Michel Lellouch, Elisabeth Rémy, Marie Dréviillon, Edmée Durand, Olivier Le Galloudec et Yann Drillet ; pour l'inspiration qui m'a parfois manquée dans la phase de rédaction : Guillaume Rouillet, Julien Emile-Geay, Didier Swingedouw, Loren Carrère, Ivane Pairaud et Thierry Letellier ; pour m'avoir guidé maintes fois dans les labyrinthes administratifs : Martine Ména, Nadine Lacroux et Catherine Donati ; et pour leurs encouragements et leur touchants témoignages : Madame et Bertrand Le Provost.

Spéciale dédicace à toute la bande des inénarrables ” collègues ” qui à rendu ces moments plus drôles et émouvants : à RotaB pour ses talents de caprin et d’embusqueur Hawaïen, à Yoyo pour ses bonnes vibrations, à Boubou pour sa verve provençale inimitable, à Tempête pour sa bonhomie de Sergent @bloc, à Mathieu pour sa frange Lenonesque et sa petite vache Normande, à Ju pour le trouble que jettent en lui mes chemises légères et mon anticoiffe, à Monique pour avoir supporté ensemble les allées et venues et la bouffonnerie d’une chèvre dans notre bureau, à Marielle pour ce verre de rouge exceptionnel, à Charlotte parce qu’on est tous ses p’tits loups, à Guillaume pour une histoire de 3ième poumons, et aussi à Alix, Baptiste et Sidonie, ainsi qu’à tous ceux qui ont manifesté leur intérêt et leur amitié : mention spéciale au praticien de l’océan et capitaine du Funambule pour sa première transat’ en solo.

Un immense merci aussi à toute ma famille : à mes parents, ma soeurette et mon frère pour leur affection et leur soutien inconditionnel, à ma famille étendue de Toulouse, Paris, Ossun, Mirabel et Limours.

Enfin, merci à toi Annabelle pour tes encouragements, ton écoute, pour tout ce que tu es et ce qu’on a construit pendant ces années là, et pour ce qui vient d’éclore de si beau : notre petite Sonia...

Table des matières

Introduction	4
I Présentation du Problème Physique	11
1 Dynamique de la Circulation Thermohaline	13
1.1 La Théorie Classique : Equilibre Advection-Diffusion et Balance de Sverdrup	13
1.1.1 Equilibre advection-diffusion	13
1.1.2 Balance de Sverdrup	15
1.1.3 Formation d'eau profonde	15
1.1.4 Distribution spatiale	16
1.1.5 Flux Diapycnal et Circulation Abyssale	18
1.2 Trois Ecoles pour la THC	19
1.2.1 L'école de la "THC poussée"	19
1.2.2 Deux écoles de la "THC tirée"	20
1.3 Bilan d'énergie de l'océan	27
1.3.1 Moteurs liés au vent & aux forçages thermohalins	27
1.3.2 Sources du mélange intérieur & Dissipation de la marée	31
1.3.3 Source ou Puits d'Energie ?	34
1.4 Rétroactions, Stabilité et Enjeux Climatiques de la THC	35
1.4.1 Rétroactions de la THC	35
1.4.2 Stabilité de la THC	35
1.4.3 Impact de la THC sur le climat	36
2 Les Marées	39
2.1 Marées en Océan Homogène : la Marée Externe	39
2.1.1 Historique	39
2.1.2 A l'origine de la marée : le potentiel de marée	40
2.1.3 Les fréquences de la marée	42
2.1.4 Prédiction de la marée	42
2.2 Marées en Océan Stratifié : les Marées Internes	47
2.2.1 Mise en évidence par imagerie satellite	48
2.2.2 Observation par altimétrie	49
II Présentation des Outils	51
3 Un Modèle pour la Circulation Générale Océanique : NEMO	53
3.1 La configuration ORCA2-LIM	53
3.2 Représentation de la circulation dans ORCA2-LIM	54

3.2.1	Circulation horizontale	54
3.2.2	Circulation méridienne	55
4	Un Modèle pour la Marée Océanique Globale : MOG2D-G	58
4.1	Caractéristiques générales de MOG2D-G	58
4.2	La traînée barocline dans MOG2D-G	59
III	Etudes et Résultats	65
5	L’Energie Dissipée en Chaleur par la Marée	67
5.1	Introduction	67
5.2	L’Energie Dissipée en Chaleur dûe au Mélange Vertical	67
5.2.1	L’énergie cinétique turbulente	67
5.2.2	L’hypothèse de turbulence stationnaire et la relation d’Osborn	68
5.2.3	La traînée barocline	70
5.3	L’Energie Dissipée en Chaleur par Frottement sur le Fond	72
5.4	Comparaison avec le Flux Géothermal	73
5.5	Conclusion	75
6	La Circulation Résiduelle de Marée	77
6.1	Existence et Origines	77
6.1.1	Le transport de Stokes	77
6.1.2	La dynamique non-linéaire de la marée	79
6.2	Présentation de l’article	81
6.2.1	Problématique	81
6.2.2	Méthodologie	81
6.2.3	Résumé des résultats	82
6.3	Article Soumis dans <i>Geophysical Research Letter</i>	85
7	L’Energie de Marée Disponible pour le Mélange	103
7.1	Introduction	103
7.2	Article à sousmettre dans <i>Ocean Modelling</i>	104
	Conclusions et Perspectives	135
	Bibliographie	141
A	Ondes Internes de Gravité	156
B	Publication	163

Liste des Acronymes

AABW	<i>Atlantic Antarctic Bottom Water</i>
ACC	<i>Antarctic Circumpolar Current</i>
AGPE	<i>Available Gravitational Potential Energy</i>
AIW	<i>Antarctic Intermediate Water</i>
BSF	<i>Barotropic Stream Function</i>
BF	<i>Bottom Friction</i>
CDW	<i>Circumpolar Deep Water</i>
CRM	<i>Circulation Résiduelle de Marée</i>
EKE	<i>Eddy Kinetic Energy</i>
EGPE	<i>Eddy Gravitational Energy</i>
FES	<i>Finite Element Solution</i>
GCM	<i>General Circulation Model</i>
GHF	<i>Geothermal Heat Flux</i>
GPE	<i>Gravitational Potential Energy</i>
ITF	<i>Indonesian Throughflow</i>
IWD	<i>Internal Wave Drag</i>
KE	<i>Kinetic Energy</i>
LIM	<i>Louvain Ice Model</i>
MHT	<i>Meridional Heat Flux</i>
MOC	<i>Meridional Overturning Circulation</i>
MOG2D-G	<i>Modèle aux Ondes de Gravité 2D Global</i>
MSF	<i>Meridional Stream Function</i>
NADW	<i>North Atlantic Deep Water</i>
NEMO	<i>Nucleus for European Modelling of the Ocean</i>
OGCM	<i>Ocean General Circulation Model</i>
OI	<i>Ondes Internes</i>
OPA	<i>Océan Parallèle</i>
ORCA2	<i>Configuration d'OPA globale à $\sim 2^\circ$ de résolution.</i>
ORCA2-LIM	<i>ORCA2-LIM augmenté du modèle de glace de mer de Louvain-la-Neuve.</i>
qdm	<i>quantité de mouvement</i>
SST	<i>Sea Surface Temperature</i>
THC	<i>Thermohaline Circulation</i>
TKE	<i>Turbulent Kinetic Energy</i>
TM	<i>Tidal Mixing</i>
T/P	<i>Topex-Poséidon</i>
TRMC	<i>Tidal Residual Mean Circulation</i>
T-UGOm	<i>Toulouse Unstructured Grid Ocean model</i>
WOCE	<i>World Ocean Circulation Experiment</i>

Introduction

– Contexte –

L’océan joue un rôle fondamental dans l’évolution du climat. Il contrôle les variations climatiques à moyen et long terme s’échelonnant de la décennie au millénaire. En interaction avec l’atmosphère, il contrôle aussi les variations climatiques à plus court terme *i.e* saisonnières, annuelles ou pluriannuelles. Du fait de sa capacité calorifique mille fois supérieure à celle de l’atmosphère et de sa dynamique interne plus lente, il est en quelque sorte le “gardien des équilibres”. La circulation océanique contribue notamment à l’équilibre thermique de la planète en réalisant une partie du transport méridien de chaleur de l’équateur vers les pôles. Cette thèse s’articule autour de deux aspects singuliers de la circulation générale océanique qui en font la différence fondamentale avec la circulation atmosphérique générale :

- l’existence de cellules méridiennes de plongée et de retour des eaux : les MOC (*Meridional Overturning Cells*) à l’origine de la circulation thermohaline (THC) (cf. figure 1).
- et l’origine mécanique des sources d’énergie responsables de la mise en action de la THC. Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur l’énergie des marées dont on a longtemps ignoré le rôle sur la THC, au bénéfice du rôle joué par l’énergie due au vent. Pourtant un certain nombre d’arguments suggèrent que sans l’énergie des marées, le maintien d’une THC réaliste est impossible.

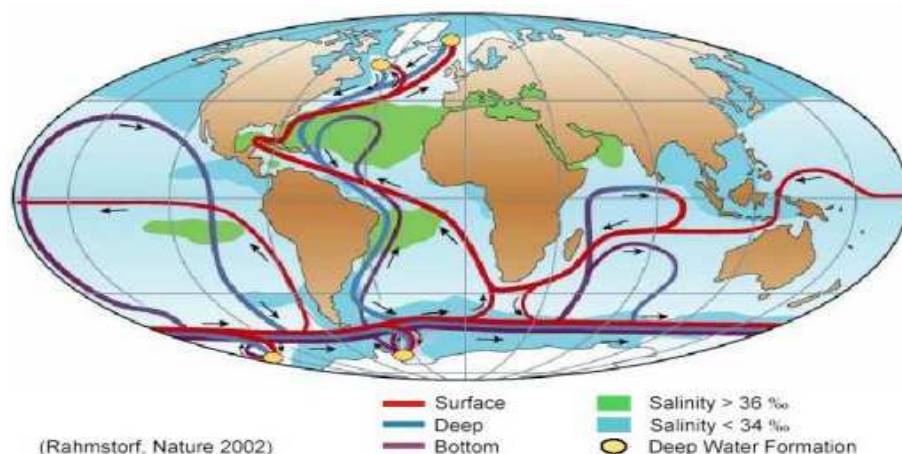


Figure 1 – Vue simplifiée de la circulation thermohaline à l’échelle mondiale. Cette circulation décrit une boucle autour du globe et relie les eaux abyssales aux eaux de surface. Le temps caractéristique mis par une particule d’eau pour revenir à son emplacement initial est de l’ordre du millier d’années (vitesse moyenne $\sim 1 \text{ mm.s}^{-1}$).

– L’existence d’une circulation méridienne océanique : la THC –

L’existence des MOC est fondamentalement liée à la présence des continents qui déterminent un réseau de frontières méridiennes dans chacun des grands bassins Atlantique, Pacifique et Indien. A contrario, la circulation atmosphérique générale est caractérisée par la cellule de Hadley et le *JetStream* dans les deux hémisphères et peut grossièrement se résumer en terme de schéma à une circulation symétrique par rapport à l’axe de rotation de la terre (Lorenz, 1967). **Dans l’océan, c’est donc la présence des frontières naturelles qui rend possible l’existence d’un gradient de pression zonal¹ et *in fine* la formation de courants géostrophiques méridiens (cf. figures 1.2 et 1.3).** Dans l’océan actuel, il n’y a de fait qu’un seul système de courant similaire à ce qui existe dans l’atmosphère : il s’agit du courant circumpolaire antarctique (ACC). L’ACC joue un rôle essentiel en connectant les MOC de chacun des grands bassins. Il en résulte une circulation méridienne d’“overturning” d’extension mondiale : la THC².

La THC doit aussi son existence à la présence d’un fort gradient de densité méridien (entre les hautes et basses latitudes), directement relié au déséquilibre d’apport en énergie solaire entre les tropiques et les pôles. Schématiquement, les eaux denses des hautes latitudes tendent à couler sous les eaux plus légères des basses latitudes³, car l’océan cherche à minimiser son énergie potentielle *i.e* à réaliser une stratification horizontale. Néanmoins, l’état observé de l’océan n’est pas celui d’un minimum d’énergie potentielle (les eaux denses affleurent à la surface aux hautes latitudes) car l’océan est soumis à des flux turbulents verticaux (*e.g* flux de flottabilité, de chaleur, de sel) qui entretiennent une stratification inclinée. Ces flux verticaux sont de deux sortes : d’une part les flux thermo-halins échangés en surface avec l’atmosphère, et d’autre part les flux diffusifs diapycnaux⁴ qui affectent l’océan intérieur. Les effets opposés de ces deux flux entretiennent la THC. D’un côté, le flux de surface des hautes latitudes alourdit les eaux par refroidissement et évaporation produisant ainsi des eaux denses, condition nécessaire à la formation d’eaux profondes. De l’autre côté, le flux diffusif diapycnal apporte de la chaleur des couches de surface vers les couches profondes ce qui a pour effet de les alléger et donc de les faire remonter (Munk, 1966).

La formation d’eaux profondes ne se réalise que dans des régions très localisées (mers du Labrador, de Norvège, de Weddell, de Ross, Méditerranée etc.), là où un refroidissement atmosphérique (et donc des eaux de surface) intense peut avoir lieu, et où les eaux de subsurface sont déjà suffisamment denses (*i.e* là où la colonne d’eau est faiblement stratifiée). La diffusion diapycnale quand à elle semble répartie de façon beaucoup plus uniforme dans l’océan mondial, mais demeure un des paramètres les moins bien connu. Les mesures in situ sont trop éparées et insuffisantes pour pouvoir être compilées en une carte globale. Les estimations issues de méthodes inverses ou de bilans d’énergie aboutissent à des valeurs uniformes de la diffusion diapycnale dans l’océan pouvant varier d’un facteur 5.

Les zones de formation et de remontée d’eaux profondes sont connectées par une circulation abyssale, soumise comme la circulation de surface, à l’équilibre géostrophique. Les eaux profondes nouvellement formées sont exportées par les courants intenses des bords Ouest. Il s’agit d’une circulation d’échelle planétaire dont les temps caractéristiques

¹Zonal signifie dans la direction Est-Ouest.

²La THC ne désigne pas ici la circulation générale de la chaleur et du sel, qui par ailleurs ne coïncident pas nécessairement entre elles. Ici, comme la plus part du temps dans la littérature, le terme THC est employé par abus de langage pour désigner la circulation de masse associée aux MOC. Par la suite l’acronyme MOC et THC désigneront la même circulation de masse.

³Le processus exact de plongée est plus complexe du fait de la contrainte géostrophique. En fait ce n’est que la composante agéostrophique de l’écoulement (*e.g* celle reliée au transport d’Ekman ou à la dynamique non-linéaire) qui peut plonger (Madec, 1991).

⁴“Diapycnal” signifie “à travers deux isopycnes” *i.e* “à travers deux surfaces de densité constantes”.

de ventilation sont de l'ordre du millier d'années, soit une vitesse moyenne de l'ordre de 1 mm.s^{-1} .

Bien que très lente, cette circulation n'en est pas moins fondamentale dans la régulation du climat. **La THC contribue activement à l'équilibre thermique de la planète en réalisant une partie du transport méridien de chaleur ($\sim 1.2 \text{ Petawatt}^5$ à 24°N).** Dans l'océan Atlantique environ $14 - 17 \text{ Sv}^6$ d'eaux légères et chaudes traversent l'Equateur (Schott et al., 1993; Fischer & Schott, 1997), empruntent le trajet du Gulf Stream et se transforment en eaux froides et salées (NADW) en mer de Norvège et du Labrador. La chaleur dégagée vers l'atmosphère au cours de ce refroidissement est partiellement responsable du climat tempéré qui règne sur l'Europe. C'est aussi cet apport d'eau chaude qui entretient dans l'Atlantique Nord des températures de surface de l'océan (SST supérieures de 4°C) à celles que l'on trouve dans l'océan Pacifique à la même latitude (Manabe & Stouffer, 1988; Rahmstorf & Ganopolski, 1999). La dynamique de l'océan s'ajuste donc pour que la chaleur ne s'accumule pas sous les Tropiques et qu'elle arrive aux hautes latitudes. Les flux de chaleur échangés entre les composantes océanique et atmosphérique du climat sont pour l'essentiel équilibrés sur l'échelle d'une année. Ce quasi-équilibre thermique témoigne d'une régulation entre les deux composantes.

– “Des énergie mécaniques” responsables de la mise en action de la THC –

La seconde différence fondamentale entre les circulations générales océanique et atmosphérique repose sur des considérations énergétiques. **La circulation atmosphérique fonctionne comme une machine thermique actionnée par la coexistence de sources chaude et froide, dans laquelle le mélange vertical joue un rôle secondaire. A contrario la circulation océanique est une sorte de tapis roulant qui transporte la chaleur, actionnée par des sources externes d'énergie mécanique qui sont le vent et la marée et qui entretiennent un mélange vertical indispensable.** Les travaux de Sandström (1908) revisités par Huang (1999) et Paparella et Young (2002) démontrent qu'en l'absence de forces mécaniques extérieures, il ne saurait y avoir de circulation méridienne abyssale dans l'océan si la source chaude (*i.e* les tropiques) est au même niveau (*i.e* la surface de la mer) ou plus haut que la source froide (*i.e* les pôles). L'existence d'un fort gradient de densité méridien, entre les hautes et les basses latitudes, est une condition nécessaire mais pas suffisante pour actionner la THC, seul le mélange vertical est capable d'équilibrer la remontée des eaux denses (Munk, 1966; Toole et al., 1994). Sur le long terme c'est lui qui régule l'intensité de la THC (Bryan, 1986; Colin de Verdière, 1988) en érodant la stratification (consommation des masses d'eaux par opposition à la formation). Néanmoins Toggweiler & Samuels (1995) ont montré que dans un cas théorique sans mélange vertical intérieur, la divergence d'Ekman vers le Nord crée par les vents de l'ACC tire un courant compensatoire vers le Sud, nécessairement sous le seuil du passage de Drake pour assurer la géostrophie (*i.e* le courant profond de bord Ouest dont les eaux sont la NADW). Ce phénomène d'obduction verticale serait capable à lui seul de maintenir une partie de la THC et du transport de chaleur vers les pôles à l'échelle mondiale. Ce mécanisme est cependant très controversé (Hasumi & Sugimoto, 1999; Gnanadesikan & Hallberg, 1999). **Dans ces conditions, c'est donc l'énergie mécanique disponible pour le mélange vertical à l'intérieur de l'océan, y compris dans les couches limites de surface et de fond, qui apparaît comme le facteur principal de contrôle de la THC (Huang, 1999; Wunsch & Ferrari,**

⁵1 Petawatt = 10^{15} Watts

⁶1 Sv (Sverdrup) = $10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

2004). Il est donc crucial de connaître les chemins suivis par l'énergie mécanique : des sources au puits en passant par la transformation de l'énergie. La dissipation de la tension du vent et du potentiel de marée sont les deux seules sources d'énergie mécanique susceptibles de modifier le mélange vertical et donc la circulation générale océanique (Munk & Wunsch, 1998).

L'énergie mécanique liée au vent est transférée à l'océan à travers sa surface. Une partie est cédée sur la forme d'énergie cinétique et alimente les courants géostrophiques, le transport et le pompage d'Ekman, les courants inertiels, ceux liés aux effets de la pression atmosphérique et les ondes de gravité de surface (*e.g* la houle). Le pompage d'Ekman et les variations de pression atmosphérique génèrent de façon directe des vitesses verticales et donc de l'énergie gravitationnelle disponible pour le mélange⁷ (AGPE). Malgré leur rôle certain dans la couche mélangée, leur implication dans l'océan intérieur n'est pas claire et les premières estimations de l'énergie cinétique cédée par le vent à ces mécanismes restent incertaines (Wang et al., 2005). Seule l'énergie cédée aux courants géostrophiques peut être estimée de façon fiable. En effet, les courants géostrophiques de surface sont calculés à partir de données altimétriques, excepté près de l'équateur où ils doivent être calculés à partir de modèles numériques. L'"input" d'énergie se résume alors au produit scalaire entre la tension du vent et la vitesse géostrophique de surface. **L'estimation de Wunsch (1998) incluant la bande équatoriale est 1.3 TW. Cette énergie est directement cédée à la circulation grande échelle.**

D'autres mécanismes sont alimentés par la dissipation de l'énergie mécanique liée au vent. Néanmoins les estimations de la fractions d'énergie qui leur est attribuée est incertaine, d'autre part quand ces mécanismes ne sont pas directement des sources ou des puits d'AGPE leur lien indirect avec le mélange vertical n'est pas clair. C'est le cas du mélange engendré par les courants en présence d'une géométrie particulière des fonds. Les topographies accidentées génèrent des ondes internes de sillage (*e.g* les ondes de Lee générées par l'ACC), les fond rugueux engendrent un frottement de fond et les canyons sont le lieu de courants rapides (*e.g* la zone de fracture de Romanche)). En excitant la base de la couche mélangée, le vent est aussi responsable de la génération d'ondes internes à la fréquence inertielle capables de se propager et d'interagir. Notons enfin que le vent intervient aussi comme un puit d'AGPE à la surface de l'océan (Wang & Huang, 2004). Une fraction de l'AGPE est effectivement transformée : d'une part en énergie gravitationnelle (GPE) turbulente (EGPE) par les instabilités baroclines (Gent & McWilliams, 1990), et d'autre part en énergie cinétique turbulente (EKE) par les instabilités baroclines et les ajustements convectifs.

Enfin, l'idée que l'énergie dissipée par les marées pouvait jouer un rôle fondamental dans la circulation générale océanique s'est imposée peu à peu (Munk, 1966). L'énergie mécanique totale dissipée par les marées est estimée à 3.75 ± 0.08 TW (Kantha, 1998). La majeure partie de cette énergie est dissipée par l'océan (3.5 TW), la fraction restante étant dissipée par les marées terrestres et dans l'atmosphère. Ces chiffres sont obtenus avec une très grande précision grâce aux mesures astronomiques effectuées sur la durée du jour, les orbites perturbées des satellites artificiels ou par télémétrie laser (Dickey et al., 1994). La dissipation de l'énergie de marée a au moins trois effets notoires : l'accroissement de la durée du jour de 2.07 millisecondes par siècle (*i.e* la ralentissement de la vitesse de rotation de la terre dû au frottement), l'accroissement de la distance terre-lune de 3.86 cm par an (par conservation du moment angulaire du système terre-lune) et celui qui nous intéresse plus particulièrement dans cette étude : le mélange des masses d'eau dans

⁷Fraction de l'énergie potentielle globale associée à l'océan susceptible d'impacter la dynamique océanique.

l’océan. Les modèles de marée (Le Provost & Lyard, 1997) et l’altimétrie satellite (Munk & Wunsch, 1998; Egbert & Ray, 2000) suggèrent que sur les 3.5 TW d’énergie apportée par le potentiel astronomique et dissipée par la marée dans l’océan, approximativement 2.5 TW sont dissipés par le frottement qui a principalement lieu sur les marges continentales peu profondes. Le 1 TW restant est converti en marées internes par interactions de la marée avec les obstacles naturels. **Plus précisément c’est le flux barotrope de la marée (*i.e* la marée externe) qui en interaction avec les topographies accidentées (dorsales, monts sous-marin, archipels, talus continentaux, etc.) et ce dans un milieu stratifié, va générer des ondes internes capables de se propager loin des sites de génération ($O(1000 \text{ km})$) (StLaurent & Garrett, 2002).** Lorsqu’elles déferlent, une partie de l’énergie des ondes internes est convertie en AGPE par les flux turbulents de flottabilité ($\sim 20\%$), le reste étant dissipé sous la forme de chaleur. Les calculs de dissipation à partir des données Topex-Poséidon montrent qu’environ 35 % de l’énergie attribuée à l’onde lunaire semi-diurne (M_2) et 15 % de celle attribuée à l’onde solaire diurne (K_1) sont dissipés en plein océan et donc disponibles pour le mélange des masses d’eaux (Lyard et al., 2006). Si la quantité d’énergie qui se dissipe en plein océan est maintenant bien distinguée de celle qui se dissipe sur les plateaux, la fraction d’énergie dissipée localement par les ondes internes sur leur site de génération (StLaurent et al., 2002) et la fraction susceptible de rayonner au loin sont encore mal quantifiées. La propagation des ondes internes et les phénomènes responsables de leur dissipation restent encore mal compris et sont l’objet de recherches actuelles (Simmons et al., 2004b; McKinnon & Winters, 2005; Rainville et Pinkel, 2006).

– **Les objectifs** –

En somme, **les marées océaniques, la circulation abyssale et le climat sont étroitement liés et ce par le mélange vertical** généré lorsque l’énergie de marée se dissipe en plein océan. L’objectif de cette étude est donc d’explorer sous ses multiples facettes la source d’énergie la plus importante connue à ce jour associée au mélange vertical profond *i.e* la dissipation de l’énergie de marée. En revisitant de manière détaillée l’énergétique de la marée, il s’agit de comprendre leur rôle sur la circulation générale océanique, la THC et *in fine* sur le climat. La problématique globale de ce travail peut se résumer en trois questions.

- Q₁** : En suivant une approche tournée vers la dissipation de l’énergie de marée, comment apprécier les effets du mélange vertical induit par la marée sur la circulation générale océanique ?
- Q₂** : Comment quantifier à l’échelle du globe l’impact de l’énergie cinétique turbulente dissipée en chaleur par la marée, que ce soit par frottement sur le fond ou lors de la création de mélange vertical ?
- Q₃** : Dans une approche plus large, existe t-il d’autres mécanismes que la dissipation d’énergie par lesquels la marée est susceptible de modifier la circulation océanique générale et donc le climat ?

– **Méthodologie** –

Pour répondre à ces questions qui concernent la circulation abyssale difficilement observable, nous avons retenu une approche tournée vers la modélisation numérique. Il s’agit d’utiliser des modèles d’écoulement des fluides basés sur les équations primitives de Navier Stokes et l’équation des ondes *Shallow-Water* non-linéaires. **La puissance actuelle des ordinateurs ne permet pas d’envisager une résolution explicite de ces ondes**

internes dans les modèles de circulation générale (OGCM) . Leurs effets sur le mélange des masses d’eaux dans l’océan profond doivent être paramétrisés. Nous avons donc cherché dans un premier temps la meilleure façon de paramétriser ces effets dans la diffusivité verticale (K_z) des OGCM. Cette paramétrisation implique l’utilisation de deux modèles complémentaires. Le premier qui permet d’étudier la THC est un OGCM dédié au climat, issu de la plateforme de modélisation NEMO (Madec et al., 1998 ; Madec, 2006), dans sa configuration globale ORCA2-LIM ($\sim 2^\circ$ de résolution) (Timmermann et al., 2005 ; Iudicone et al. 2007a,b). Dans cette configuration l’équilibre de la THC est obtenu dès 1500 ans de simulations. Néanmoins la résolution spatiale d’ORCA2-LIM, imposée par la durée de l’intégration temporelle nécessaire à l’établissement de la THC (> 1500 ans), ne permet pas de résoudre la propagation des ondes internes de marée dont la longueur d’onde est au plus ~ 180 km (*i.e* $\sim 1.5^\circ$). Pour tenir compte de l’effet des ondes internes, il est donc indispensable d’utiliser un second modèle, le modèle hydrodynamique (MOG2D-G), qui permet de manière indirecte de résoudre la composante externe de la marée et de produire les diagnostics souhaités concernant la composante interne (*i.e* le transfert d’énergie du mode barotrope de la marée vers le mode barocline).

– Plan de la thèse –

Cette thèse est donc composée en trois parties. Dans la première et la seconde partie nous présentons respectivement : *-le problème physique-* (*i.e* le lien Marée- THC-Mélange Vertical) et *-les outils retenus-* (à savoir les modèles numériques ORCA2-LIM et MOG2D-G). La troisième partie présente *-les études qui ont été menées et les résultats-*. Une première étude explore l’impact de la marée sur la circulation grande échelle **en terme de chaleur** et répond à **Q₂**. Plus précisément, cette étude permet de quantifier à l’échelle du globe les effets de la fraction d’énergie cinétique turbulente dissipée en chaleur par la marée : soit par frottement sur le fond, soit lors de la création de mélange vertical. Puis dans une seconde étude, nous regardons pour la première fois l’impact de la marée sur la circulation grande échelle **en terme de circulation résiduelle de marée** d’extension mondiale (Bessières et al., 2007a), ce qui apporte un élément de réponse important à **Q₃**. Enfin, dans la dernière étude, nous revisitons l’impact de la marée en terme de **mélange vertical induit** en profondeur. Plus précisément, nous montrons le rôle fondamental, à l’échelle globale de l’énergie de marée dissipée localement par les ondes internes (Bessières et al., 2007b), ce qui permet de répondre partiellement à **Q₁**. En perspective et en annexe nous montrons également l’importance de prendre en compte la fraction de l’énergie de marée qui est rayonnée au loin par les ondes internes (Koch-Larrouy et al., 2007).

Première partie

**Présentation du Problème
Physique**

L'objectif de cette première partie est (1) de présenter les moteurs et la dynamique de la MOC en lien avec la marée (Chapitre 1), et (2) d'évoquer le cadre général de la marée barotrope et de rappeler les bases de la théorie des ondes internes à l'origine des marées baroclines (Chapitre 2).

Chapitre 1

Dynamique de la Circulation Thermohaline

Contrairement à l'atmosphère plus instable, le milieu océanique est fortement stratifié en densité sur la verticale. La coexistence dans l'océan d'une stratification stable et d'une circulation méridienne de retournement intense (circulation *d'overtuning* dans la suite, cf. la représentation de la MOC figure 1) nécessite la présence de processus physiques capables de compenser la perte d'énergie potentielle consommée par *l'overtuning* (Huang, 1999 ; Wunsch & Ferrari, 2004). En se basant sur des considérations d'équilibres énergétiques globaux et en utilisant les données climatologiques de Levitus, Munk & Wunsch (1998) sont arrivés à la conclusion qu'une énergie de 2.1 TW était nécessaire pour maintenir la distribution abyssale de la densité observée sur le globe. Le vent et les marées océaniques sont les deux seules sources d'énergie mécanique susceptibles d'engendrer ce mélange à l'intérieur de l'océan. Les modèles de marée (Le Provost et Lyard, 1997 ; Lyard et al., 2006 ; Jayne et StLaurent, 2001 ; Niwa et Hibiya, 2001) et l'altimétrie satellite (Egbert et Ray, 2000 ; 2001) suggèrent que sur les 3,5 TW d'énergie dissipée par la marée dans l'océan, approximativement 1 TW est converti par le flux barotrope de la marée en marées internes, et devient ainsi susceptible de mélanger l'océan abyssal. Ainsi, 50% de l'énergie requise pour maintenir la MOC pourrait être apportée par le *tidal mixing* TM, le reste étant procuré par le vent. Les forçages thermohalins de surface conditionnent l'établissement du gradient méridien de densité prérequis au démarrage de la MOC ; néanmoins s'ils sont nécessaires pour actionner la MOC, ils ne sauraient l'entretenir à eux seuls (Sandström, 1908 ; Paparella and Young, 2002).

Le véritable moteur de la MOC est alimenté par les sources d'énergie mécaniques que sont les vents et les marées. C'est pourquoi il est fondamental de connaître les sources et les puits d'énergie à l'origine de la MOC. Dans cette étude nous regarderons plus particulièrement leurs liens avec la marée.

1.1 La Théorie Classique : Equilibre Advection-Diffusion et Balance de Sverdrup

1.1.1 Equilibre advection-diffusion

Quelles sont les forces à l'origine des mouvements de l'océan abyssal ? La quasi-impossibilité d'effectuer des mesures de vitesse a conduit à l'étudier via la distribution de propriétés scalaires (*i.e* température, salinité, oxygène dissous, silicate, phosphate, tritium, fluorocarbures, etc.) (Warren, 1981). Il en découle une remarque essentielle : il existe

des zones de formation d'eaux profondes et la formation de ces eaux est un phénomène extrêmement localisé dans l'espace et dans le temps, ce sont les zones de convection profonde. Le flux de masse ainsi généré, des couches de surface vers l'océan profond, doit être compensé par un flux de retour équivalent dirigé vers le haut. Si cette remontée était aussi localisée que la formation, de telles régions pourraient également être observées à partir des propriétés scalaires. L'absence de telles observations a donc suggéré que ce flux de retour était au contraire extrêmement diffus, ce qui le rend également très difficilement mesurable. C'est l'hypothèse de base de toutes les théories de la circulation abyssale.

Le résultat précédent dérive directement de la conservation de la masse, mais il n'apporte aucune information sur l'origine du moteur de cet *upwelling*. On sait que l'océan profond est très froid (57% de la masse de l'océan a une température inférieure à $2^{\circ}C$), tandis que les eaux de surface peuvent dépasser $29^{\circ}C$. Ce différentiel de température est à l'origine d'une diffusion de la chaleur vers les couches profondes, néanmoins dans l'océan, la diffusion moléculaire de la température est trop faible ($\sim 10^{-7} m^2.s^{-1}$) pour entretenir une telle diffusion de la chaleur. A grande échelle, c'est le mélange turbulent qui contrôle la diffusion du chaleur.

Si on écrit l'équation de conservation de la chaleur (T), en supposant l'état stationnaire, et en négligeant les gradients horizontaux, on montre que la diffusion verticale¹ de chaleur doit être compensée par un *upwelling* d'eau froide (w_o), ce qui peut s'écrire :

$$w_o \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (1.1)$$

La seule source d'énergie thermique de l'océan profond est donc la diffusion verticale, orientée vers le bas, et c'est elle qui détermine l'intensité de l'*upwelling* à la base de la thermocline (Munk, 1966). Dans cette théorie c'est donc la dynamique de la thermocline et la formation des masses d'eau profondes qui déterminent la dynamique de l'océan profond. Quelle est la réponse de l'océan à ce forçage ?

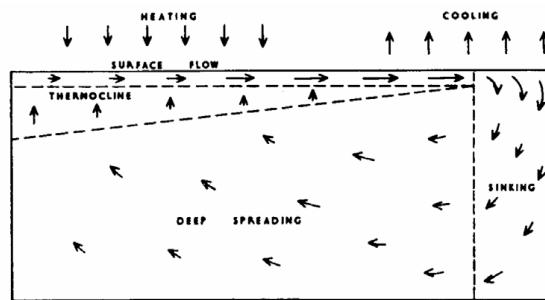


Figure 1.1 – Schéma de la circulation thermohaline forcée par la thermodynamique (refroidissement et réchauffement en surface). Dans la théorie classique : (i) des eaux denses sont formées aux hautes latitudes et plongent, (ii) puis elles remplissent le totalité du bassin, (iii) sont tirée vers le haut par un *upwelling* situé à la base de la thermocline et (iv) se redirigent vers les pôles. D'après Wyrтки, 1961.

¹De manière générale, il est physiquement plus intéressant de parler de la diffusion diapycnale, qui désigne la diffusion dans une direction perpendiculaire aux isopycnes (surfaces de même densité). Néanmoins en première approximation, on peut considérer que la direction des isopycnes dans l'océan global est grossièrement parallèle à celle des équipotentielles, on peut donc raisonnablement employer le terme de diffusion verticale.

1.1.2 Balance de Sverdrup

Stommel & Arons (1960) sont les premiers à avoir exploré les effets de l'équilibre advection-diffusion sur la circulation profonde. Ils ont considéré un océan profond barotrope d'épaisseur H dans l'approximation géostrophique planétaire et un upwelling uniforme w_o , ce qui conjointement avec la conservation de la masse se résume dans la balance de Sverdrup :

$$\beta v = \frac{fw_o}{H} \quad (1.2)$$

soit

$$v = \tan\theta \frac{w_o R}{H} \quad (1.3)$$

où v est la vitesse méridienne, θ est la latitude, $f = 2\Omega\sin\theta$ est le paramètre de Coriolis, Ω est la vitesse angulaire de la terre, R est le rayon terrestre et β est l'accroissement méridien de la force de Coriolis.

Cette équation régit la circulation dans l'océan intérieur, mais la balance de Sverdrup est violée le long du Bord Ouest. Ceci a mené Stommel & Arons (1960) à conjoncturer l'existence de courants profonds de bord Ouest, dont l'intensité et la direction sont données par les taux de formation d'eaux profondes, et la localisation des sources. Notons qu'un accroissement de w entraîne un Δv positif et donc la création d'une composante méridienne de vitesse dirigée vers le nord.

1.1.3 Formation d'eau profonde

La formation d'eaux profondes joue un rôle fondamental dans la circulation abyssale et le transport de chaleur océanique. Elle est associée aux processus de plongées et est fortement favorisée par les phénomènes de convection. Néanmoins le processus de convection et le processus de plongée des eaux sont deux mécanismes distincts.

Aux hautes latitudes, le refroidissement des eaux de surface par les flux de chaleur air-mer est susceptible de rendre la densité des eaux de surface supérieure à celle des eaux profondes. Ce phénomène rend la colonne d'eau statiquement instable, jusqu'à l'apparition de processus de convections qui permettent au système de minimiser son énergie et de se réajuster. Au cours de ces épisodes des cheminées convectives sont créées dans lesquelles les eaux lourdes plongent, tandis que les eaux plus légères remontent en surface. Les zones de convection sont très localisées : (i) en Atlantique Nord, dans les mers du Labrador, du Groënland, d'Islande, de Norvège et d'Irmingier ; (ii) dans l'océan Austral en mer de Weddell et de Ross ; (iii) en Méditerranée dans le Golf du Lion, la mer Adriatique, la mer Egée et le bassin Levantin. La profondeur des processus de convection peut atteindre les 3000 premiers mètres de la colonne d'eau. Au cours d'un épisode de convection, le bilan volumique net est nul sur une section horizontale *i.e* il y a autant d'eau qui remonte que d'eau qui plonge. Tandis que lors de la plongée des eaux, associée à la NADW par exemple, le bilan volumique n'est pas nul car le transport vertical vers le fond est alimenté par un transport horizontal dans les couches de surface.

A partir de modèles numériques, en paramétrisant l'ajustement convectif des instabilités statiques par une augmentation brutale de la diffusion verticale, des expériences ont montré que le mélange de type convectif influait peu sur l'état moyen de la THC en régime stationnaire (Marotzke & Scott, 1999). Ces résultats plaident en faveur d'une THC tirée par la diffusion diapycnale dont l'effet est d'augmenter la GPE du système,

tandis que le mélange convectif tend à diminuer la GPE. Néanmoins la convection joue un rôle crucial dans la réponse transitoire de la THC *i.e* sur des échelles de temps de l'ordre de $O(100)$ ans. De plus la localisation des zones de formation d'eaux profondes -et donc des phénomènes de convection qui la favorisent- contrôle la distribution spatiale de la circulation profonde (Stommel & Arons, 1960).

1.1.4 Distribution spatiale

Une source ponctuelle dans l'Atlantique Nord donne lieu à un courant de bord Ouest dirigé vers le Sud qui peut traverser l'équateur si la source au Nord n'est pas compensée par une source d'égale intensité au Sud du bassin. La circulation dans l'océan intérieur n'est en fait qu'une recirculation strictement géostrophique du courant de bord Ouest (Pedlosky, 1996)². Le schéma de circulation en présence de deux sources est représenté figure 1.2.

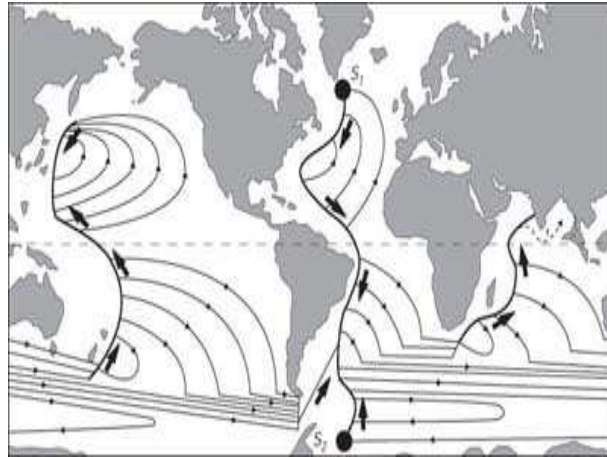


Figure 1.2 – Représentation de la circulation abyssale d'après la théorie de Stommel (1958). Des processus de convection profonde ont lieu uniquement en mer du Groënland (S_1) et en mer de Weddell (S_2). Partout ailleurs un mélange uniforme est à l'origine d'un *upwelling* uniforme à travers la thermocline. Cet *upwelling* est responsable de la remontée des eaux froides vers la surface. A l'exception des bords Ouest, la circulation intérieure est strictement géostrophique. La structure spatiale de cette circulation est en réalité beaucoup plus complexe. Une représentation plus réaliste est présentée figure 1.3.

Ces résultats inattendus ont été confirmés par des expériences de laboratoire, et par la suite par des mesures en mer. On se représente donc classiquement la circulation abyssale de cette manière, sachant que l'hypothèse d'un *upwelling* uniforme est très restrictive et n'est pas réaliste. Toole et al. (1994) et Polzin et al. (1997) ont en effet suggéré à partir de mesures in situ que le mélange vertical était considérablement accru au voisinage des fortes pentes de la topographie, ce qui a pour effet, à gradient de température constants, d'intensifier les *upwelling* dans ces zones. Récemment, le modèle conceptuel élaboré par Stommel (1958) a été repris et complété en ajoutant une topographie prononcée (type dorsale) et un *upwelling* intense au voisinage de cette topographie (Katsman, 2006). Les résultats montrent que l'intensification de l'*upwelling* engendre localement des recirculations horizontales intenses appelées *β -plume*. Sur le flanc Ouest de la dorsale, les effets de

²S'il est vrai que la circulation de l'océan intérieur n'est qu'une recirculation de courant de bord au premier ordre, la présence de jets zonaux profonds est cependant établie dans chacun des sous-bassins, notamment dans le bassin Brésilien (Hogg & Owens, 1999)

la vorticité potentielle et de l'*upwelling* s'opposent et la direction locale de l'écoulement dépend de leur importance relative. Fondamentalement, il n'en reste pas moins que c'est toujours la diffusion verticale qui gouverne la circulation profonde.

A partir de l'ensemble des mesures et des modèles conceptuels disponibles, Schmitz (1996a,b) a tenté de faire une synthèse des connaissances concernant la distribution spatiale de la circulation abyssale, à travers une représentation tridimensionnelle de la THC (figure 1.3). Cette figure illustre bien le rôle singulier des Courants Antarctiques Circumpolaires (ACC) qui sont générés par les vents d'Ouest liés aux dépressions des hautes latitudes. Ces vents zonaux sont intenses car ils ne rencontrent aucun obstacle sur leur passage et atteignent un maximum de vitesse vers 50°S. Le gradient Nord-Sud de la vitesse du vent produit une zone divergence au Sud de 50°S et de convergence au Nord liées au transport d'Ekman. Ceci entraîne un *upwelling* d'eaux profondes circumpolaires (CDW³) au Sud et un *downwelling* d'eaux antarctiques intermédiaires (AIW⁴) au Nord. Schématiquement l'ACC mélange, transporte et redistribue les masses eaux des bassins Atlantique, Pacifique et Indien. De ce fait il contribue activement à la circulation profonde de tous les bassins.

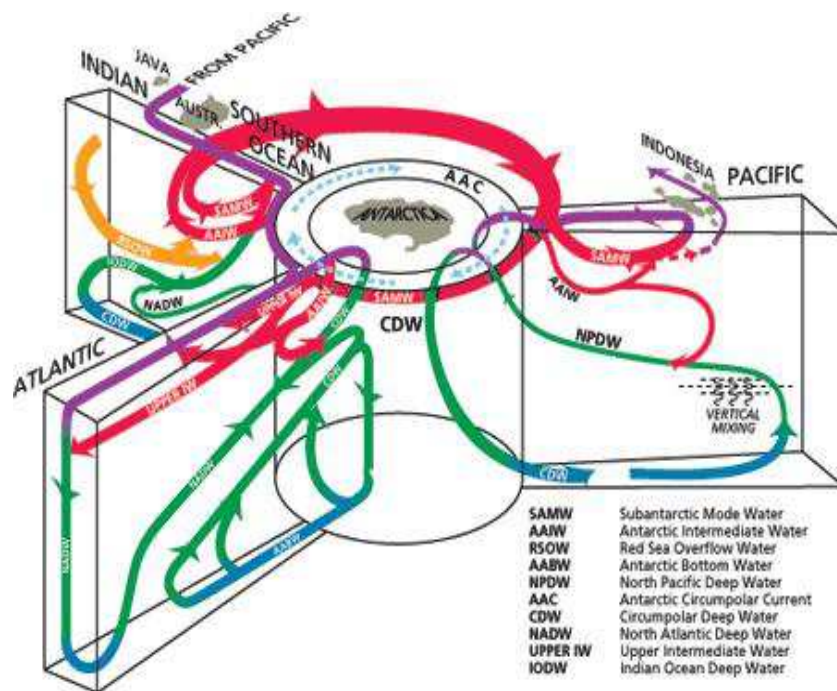


Figure 1.3 – Représentation tridimensionnelle de la circulation thermohaline mondiale. Les bassins Atlantique, Pacifique et Indien sont le siège de circulations qui prennent la forme de cellules méridiennes de plongée et de retour des eaux (les MOC). Les circulations associées aux MOC sont reliées entre elles dans l'océan Austral par l'intermédiaire des courants circumpolaires Antarctique et dans le détroit Indonésien. Les couches de surfaces sont représentées en violet, celle intermédiaires en rouge, celles profondes en vert et celles de fonds en bleu. D'après Schmitz (1996a,b).

³*Circumpolar Deep Water*

⁴*Antarctic Intermediate Water*

1.1.5 Flux Diapycnal et Circulation Abyssale

La vitesse diapycnale (w^*), le coefficient de diffusion verticale (K_z) et la circulation grande échelle ($\mathbf{u} = (u, v)$) sont reliées par la dynamique de la vorticité planétaire (f). Pour une couche abyssale uniforme en densité, d'épaisseur $h(x, y)$, bornée au-dessus par une surface isopycne $z_i(x, y)$ et au-dessous par la topographie, l'équation de la conservation de la vorticité pour un écoulement permanent et non-visqueux s'écrit :

$$\beta v - \frac{f}{h} \mathbf{u} \cdot \nabla h = \frac{f}{h} w^*(z) \quad (1.4)$$

où $\mathbf{u} = (u, v)$ est la vitesse horizontale, $h(x, y)$ est la profondeur de l'océan, β l'accroissement méridien de la vorticité planétaire et :

$$w^* = w - \mathbf{u} \cdot \nabla z_i \quad (1.5)$$

est la définition cinématique du flux diapycnal de masse pour un écoulement permanent (Pedlosky, 1996). w^* n'est rien d'autre que la composante verticale du flux diapycnal.

A partir d'une combinaison linéaire des équations de conservation du sel et de la chaleur, écrites dans un repères en densité neutre, McDougall (1984, 1987) suggère une équation pour la vitesse verticale à travers les surfaces neutres⁵ :

$$\begin{aligned} (w^* - K_z)g^{-1}N^2 &= K_z(\tilde{\alpha} \cdot \partial_z^2 T - \tilde{\beta} \cdot \partial_z^2 S) \\ &+ \text{Effets d s à la Double Diffusion} \\ &+ \text{Effets d s au } \textit{Cabelling}^6 \\ &+ \text{Effets Thermobariques}^7 \end{aligned} \quad (1.6)$$

où K_z est le coefficient de diffusion turbulente verticale, N^2 la fréquence de Brunt-Vais l , et où $\tilde{\alpha}$ et $\tilde{\beta}$ représentent les coefficients d'expansion thermique et de contraction haline respectivement.

La vitesse verticale à travers les surfaces neutres (w^*) est contrôlée par plusieurs processus (cf. 1.6). Le premier terme du membre de droite est relié à des processus de mélange turbulent de petite échelle. Le second terme du membre de gauche est l'opposé de la vitesse verticale de la surface neutre à travers le fluide.

Si l'on néglige les effets dus au *Cabelling*, à la thermobaricit ² et qu'on se place dans l'océan intérieur *i.e* loin des forçages thermohalins de la surface à l'origine de la double diffusion, l'équation (1.6) se simplifie en un équilibre entre le flux diapycnal de masse (w^*) et le gradient vertical du flux de flottabilité diapycnale ($K_z N^2$) *i.e* :

$$w^* N^2 \simeq \frac{\partial}{\partial z} (K_z N^2) \quad (1.7)$$

Notons que dans (1.7) les effets de la double diffusion sont négligés de même qu'un terme relié à la courbure des isopycnes (Garrett, 2001), mais les effets de l'advection horizontale sont pris en compte dans la définition même de w^* (Simmons et al., 2004).

L'équation (1.7) fournit une estimation thermodynamique de w^* et permet par l'intermédiaire de (1.4) de relier explicitement le transport méridien à l'équilibre vertical des traceurs.

⁵Surfaces sur lesquelles le déplacement (adiabatique et isentrope) d'une particule de fluide ne nécessite aucun travail, car les forces de flottabilité n'agissent pas.

⁶Le *Cabelling* est relié au fait que $\tilde{\alpha}/\tilde{\beta}$ dépend de la température potentielle et de la salinité.

⁷Les effets thermobariques sont reliés au fait que $\tilde{\alpha}/\tilde{\beta}$ dépend de la pression.

1.2 Trois Ecoles pour la THC

Deux grandes théories ont été développées afin de comprendre les mécanismes de la THC. La première théorie, est celle qui a longtemps dominé et marqué notre conception de la THC. Elle repose sur l’hypothèse que la THC est entretenue par la formation d’eaux profondes aux hautes latitudes. Cette théorie est souvent désignée comme l’école de la “THC poussée” (*i.e* sous-entendu poussée par la formation d’eaux profondes). La deuxième théorie repose sur l’idée qu’un apport d’énergie mécanique est nécessaire pour vaincre les forces de viscosité, ainsi la THC est entretenue par les sources externes d’énergie mécanique, telles que la tension du vent et la dissipation de la marée. La théorie qui se rattache à cette idée est souvent désignée comme l’école de la “THC tirée” (*i.e* sous-entendu tirée par des sources externes d’énergie mécanique). Cette théorie s’est développée peu à peu et s’est récemment scindée en deux courants de pensée différents suivant que l’on considère que la THC est tirée par le vent ou par le mélange abyssal.

1.2.1 L’école de la “THC poussée”

Dans le concept de la “THC poussée”, la formation de masses d’eaux profondes aux hautes latitudes pousse les courants abyssaux et maintient de ce fait la THC. Il s’agit de l’ancienne école, qui considère que la THC est entretenue par les forçages thermohalins (cf. section 1.1.1). Le refroidissement de surface océanique génère des eaux denses qui plongent à grande profondeur. Ainsi l’océan des hautes latitudes se remplit d’eaux froides et denses de la surface jusqu’au fond, tandis qu’aux basses latitudes il est surmonté d’eaux chaudes et légères. Le différentiel en densité entre les eaux des basses et des hautes latitudes est à l’origine d’une force de pression dans l’océan profond. Un mélange vertical uniforme est présent au travers de la thermocline (Munk, 1966), néanmoins dans cette théorie il joue un rôle passif. C’est donc le gradient de pression qui conduit les eaux froides du fond vers les basses latitudes et entretient la THC. Bien que sous l’effet de la force de Coriolis, l’écoulement ne se fasse pas exactement dans le sens du gradient de pression (cf. figure 1.2), ce raisonnement présente l’avantage de fournir une relation entre l’intensité de la MOC, le gradient de pression dû aux forçages thermohalins et le taux de formation d’eaux profondes.

Le modèle à deux boîtes de Stommel (1961) dont il sera question plus tard (section 1.4) appartient à cette école, car il fait l’hypothèse que l’intensité de la circulation est proportionnelle au gradient de pression Nord-Sud. Plus généralement dans ce modèle conceptuel, le facteur qui relie la différence de pression à l’intensité de la MOC est donc une constante indépendante des conditions climatiques.

Fondamentalement, **l’école de la “THC poussée” considère que la THC est contrôlée par le gradient de pression.** Bien que la théorie de la “THC poussée” soit mise en difficulté dans le cas d’une circulation permanente, certains continuent de penser que les épisodes de circulation soutenue déclenchée par de brusques refroidissements plaident en la faveur de la “THC poussée”. De plus au cours de ces épisodes de circulation intense, d’importantes quantités de GPE sont créées par refroidissement de la surface et consommées par les instabilités statiques. Au final, ces épisodes réduisent significativement la quantité totale d’énergie mécanique disponible pour le système, si bien que sans la présence d’énergie mécanique externe, l’océan profond se remplirait peu à peu d’une eau froide et stagnante.

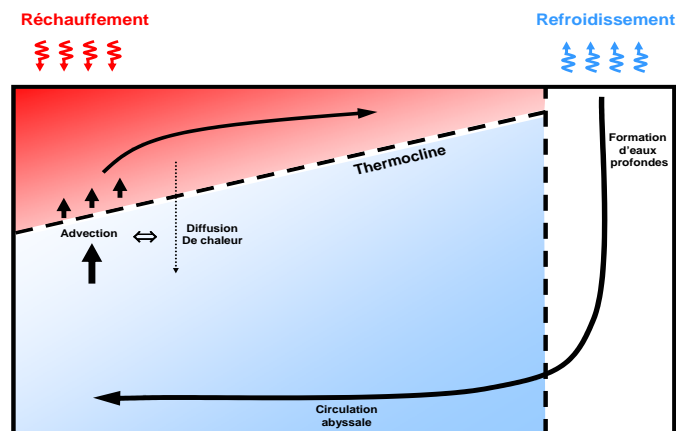


Figure 1.4 – Schéma de la THC “poussée” *i.e* la circulation thermohaline au sens strict. L’océan profond se remplit d’eau froide et dense et devient stagnant.

1.2.2 Deux écoles de la “THC tirée”

Face aux questions soulevées lorsqu’on aborde la THC d’un point de vue énergétique (Sandström, 1908 ; Jeffrey, 1925), une alternative à l’école de la “THC poussée” s’est développée : l’école de la “THC tirée” (Munk, 1966 ; Munk & Wunsch, 1998 ; Huang, 1999). Fondamentalement, l’école de la “THC tirée” considère que la THC est contrôlée par la quantité d’énergie. Cette hypothèse ne signifie pas pour autant que l’intensité de la THC admet une simple dépendance linéaire à la quantité d’énergie mécanique disponible. Le paradigme de l’énergie est récent et relève des équilibres énergétiques encore peu usités, tandis que la paradigme de la pression relève des équilibres dynamiques dont est issu le principe de conservation de la vorticité potentielle.

“Tirée par le vent”

Dans l’océan moderne *i.e* avec les conditions climatiques, la distribution géographique et la topographique actuelle, on observe dans la bande de latitude $50 - 60^\circ$ S un *upwelling* important. Cet *upwelling* est associé à la présence de l’ACC qui génère une dérive d’Ekman dirigée vers le Nord. Dans l’océan Austral ce pompage d’Ekman est à l’origine de l’obduction verticale des eaux de la NADW. Au cours de leur remontée vers la surface, les eaux de la NADW atteignent la couche de mélange avant d’être exportées vers le Nord, où leur propriétés sont peu à peu modifiées. Sur le plan théorique, le pompage d’Ekman et le mélange isopycnal des couches de surface qui ont lieu dans l’océan Austral suffisent à eux seuls pour maintenir une intensité réaliste de la THC et l’essentiel des transformations nécessaires des masses d’eaux.

Les développements de la “THC tirée par le vent” figurent dans les travaux de Toggweiler & Samuel (1995) et montrent que l’apport d’énergie dû au vent est supérieur à celui dû au TM. Les analyses dimensionnelles menées à partir des hypothèses formulées par Gnanadesikan (1999) plaident aussi en la faveur de la “THC tirée par le vent”. Les diagnostics développés par Iudicone et al. (2007a,b) montrent d’une part que 80 % de la NADW est consommée dans l’océan Austral, et d’autre part que sur ces 80 % : 50 % sont

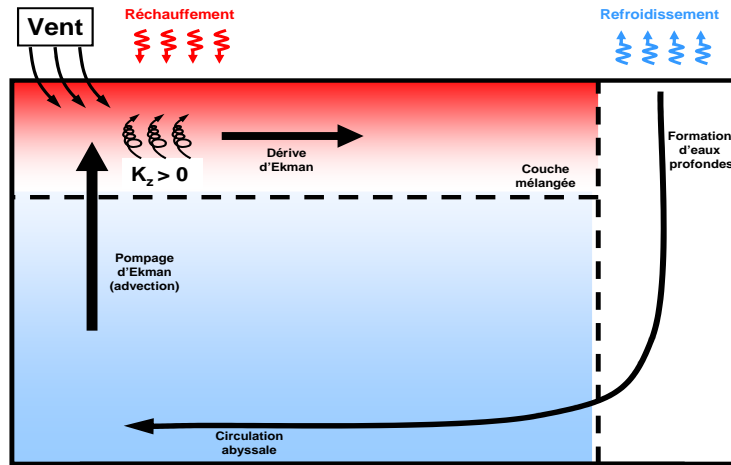


Figure 1.5 – Schéma de la THC “tirée” par le vent. L’énergie mécanique du vent est appliquée au Sud en surface. Une couche mélangée se forme en surface, les masses d’eaux obductent au Sud.

“obductés” par le mélange vertical lié au vent, tandis que les 50 autres % sont mélangés et convertis en eaux plus denses (principalement en AABW) par les effets thermobariques.

“Tirée par le mélange”

Le concept de la “THC tirée par le mélange” reflète l’idée que le mélange vertical situé en profondeur permet de consommer les masses d’eaux profondes formées aux hautes latitudes en les “expulsant” vers la surface. Schématiquement le mélange vertical au “Sud” entraîne une remontée (resp. une descente) d’eau froide (resp. chaude) vers (resp. depuis) la surface, ce qui a pour effet d’équilibrer la formation d’eau profonde qui a lieu au “Nord”, et ainsi de maintenir en moyenne sur le globe une colonne d’eau homogène sur la verticale. De ce point de vue la THC est donc tirée.

–**Rôle du mélange vertical**– Le théorème de Sandström (1908) revisité par Papparella & Young (2002) est basé sur des considérations thermodynamiques relatives à la dynamique des fluides. Appliqué à la THC il stipule qu’une circulation fermée en état stationnaire ne peut être maintenue dans l’océan si la source chaude est située à une profondeur plus basse que celle de la source froide. Ces résultats sont confirmés par des expériences menées avec une cuve remplie d’eau, aux extrémités de laquelle on place une source chaude et une source froide (e.g. figure 1.1). Une circulation profonde et vigoureuse ne se met en place dans la cuve que si la source de chaleur est située à une profondeur inférieure à celle de la source froide. Le théorème de Sandström (1908) conduit donc à un paradoxe, en effet dans l’océan réel, la principale source chaude est située dans la bande intertropicale quelques mètres plus haut que la principale source froide située aux hautes latitudes. Jeffrey (1925) montra que l’ajout d’une diffusion verticale permettait de faire pénétrer la chaleur de la source chaude en profondeur et donc de concilier les conclusions du théorème de Sandström avec les observations obtenues dans l’océan réel. À l’aide d’un modèle idéalisé et d’analyses dimensionnelles, Huang (1999) confirme les résultats de Jeffrey (1925) et montre que lorsque la source chaude est située plus bas que la source froide (c’est le cas dans l’atmosphère, du fait de sa transparence) la circulation est contrôlée par

les forces de friction. A contrario lorsque la source chaude est située plus haut que la source froide (c'est le cas dans l'océan, étant donnée son opacité), la circulation est contrôlée par le mélange vertical. Par conséquent un K_z intense (faible) conduit à une circulation de forte (faible) intensité.

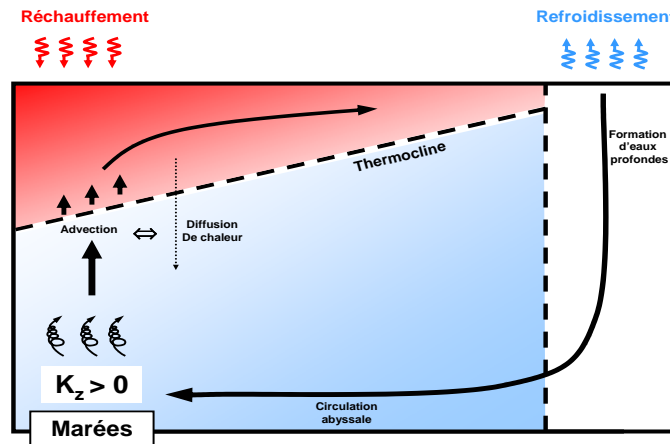


Figure 1.6 – Schéma de la THC “tirée” par la marée. L’énergie mécanique de la marée est appliquée en profondeur. Une thermocline se forme témoignant d’un équilibre entre l’advection et la diffusion de chaleur.

Historiquement, la première estimation du mélange vertical pour l’océan global est proposée dans le cadre de la “THC poussée” par Munk (1966), à partir d’un argument basé sur l’observation de la thermocline. En effet, il fait le constat que l’océan possède une thermocline⁸ sur la quasi-totalité du globe, et que sa partie la plus profonde, la thermocline permanente reste stable sur plusieurs décennies. Cette observation est remarquable car on s’attendrait naturellement à ce que la diffusion de chaleur associée au mélange vertical repousse continuellement la profondeur de la thermocline vers le bas, or il n’en est rien. La stabilité observée de la thermocline nécessite donc que la diffusion de chaleur verticale liée au mélange turbulent soit équilibrée par une remontée d’eau froide soutenue par un courant moyen. Munk (1966) confirme le rôle prépondérant dans l’océan profond de l’équilibre d’advection-diffusion (cf. équation 1.1). Dans le cas où l’on considère la diffusion verticale uniforme sur le globe, la solution de (1.1) s’écrit :

$$T \simeq T_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}} \quad (1.8)$$

où $H = K_z/w_o$ est l’échelle caractéristique de la profondeur de la thermocline et T_0 la température au sommet de la thermocline. Les observations de la forme de la thermocline abyssale montrent en effet que la distribution verticale de la température est très proche d’une distribution exponentielle. Pour obtenir H Munk se sert d’un argument d’échelle en ajustant une fonction exponentielle aux observations. Il en déduit l’intensité de l’*upwelling* uniforme (w_o) à partir de la distribution d’un isotope radioactif du carbone (le C^{14}) et trouve $w_o = 1.2 \text{ cm} \cdot \text{jour}$. Finalement l’estimation de la diffusivité verticale turbulente sur le globe pour des profondeurs supérieures à 1 km est donc : $K_z \simeq 1.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. La valeur de w_o permet aussi d’estimer le flux vertical moyen au travers de la thermocline du

⁸Profondeurs de la colonne d’eau où le gradient de température est maximal.

Pacifique en supposant que les eaux “*upwell*” partout à taux constant. En extrapolant sur le globe, Munk (1966) suggère que la valeur canonique du K_z ($\simeq O(1) \text{ cm}^2.s^{-1}$) est capable d’entretenir un *upwelling* global uniforme d’environ 25 Sv.

–Distribution spatiale du mélange vertical– La valeur canonique du K_z est en bon accord avec le K_z moyen du bassin Brésilien (Hogg et al. 1982; Morris et al., 2001). Néanmoins les mesures directes *in situ* démontrent que la valeur canonique du K_z ne reflète pas la diversité des intensités du K_z obtenues : (i) au-dessus de la plaine abyssale du bassin Brésilien, ou (ii) au-dessus de la dorsale située à l’est (cf. figure 1.7, Polzin et al., 1997), ni même (iii) au-dessus des topographies accidentées du reste du globe (1.8, Kunze et al., 2006). La vision de Munk (1966) apparaît donc comme trop simplifiée car le mélange turbulent mesuré dans l’océan est distribué de façon très hétérogène. Dans la partie haute de l’océan, mais sous la base de la couche mélangée, les mesures sont constantes et révèlent des valeurs de la diffusivité plus faibles que la valeur canonique : approximativement $O(0.1)\text{cm}^2.s^{-1}$ (Toole et al., 1994; Kunze & Sanford, 1996; Ledwell et al., 1993; 1998). Ceci semble témoigner de la présence d’un seuil minimal de turbulence supérieur à la magnitude de la diffusion moléculaire (*i.e* $0.1\text{cm}^2.s^{-1}$) et qui serait entretenu par l’existence d’un continuum dans le spectre des ondes internes (Garrett & Munk, 1979; Munk, 1981). En outre, localement sur les topographies accidentées, les estimations (Ferron et al., 1998; Ganachaud et Wunsch, 2000; Naveira Garabato et al., 2003) comme les mesures (Kunze & Toole, 1997; Polzin et al., 1997; Ledwell et al., 2000; Kunze et al., 2006) sont concordantes et suggèrent cette fois des valeurs de la diffusivité plus importantes, pouvant être plusieurs ordres de grandeur au-dessus du seuil de turbulence : de $O(1)\text{cm}^2.s^{-1}$ à $O(100)\text{cm}^2.s^{-1}$. La figure (1.7) et le tableau (1.1) rassemblent des mesures et des estimations du K_z qui illustrent la très grande hétérogénéité de ses valeurs ainsi que la corrélation entre ses intensités les plus fortes et la présence de topographies accidentées. Néanmoins, aujourd’hui les mesures de diffusivité turbulente dans l’océan demeurent trop rares et trop éparées pour pouvoir les compiler en une carte globale.

Océan (couche)	K_z ($\text{cm}^2.s^{-1}$)	Référence
Atlantique (Fond)	9 ± 4	Ganachaud & Wunsch (2000)
Pacifique (Fond)	9 ± 2	“
Indien (Fond)	12 ± 7	“
Atlantique (Profond)	3 ± 1.5	“
Pacifique (Profond)	4 ± 1	“
Indien (Profond)	4 ± 2	“
Mer d’Ecosse	30 ± 10	Heywood et al. (2002)
Basin Brésilien	$3 - 4$	Hogg et al. (1982)
Passage Samoan	500	Roemmich et al. (1996)
Fosse Amirante	10.6 ± 2.7	Barton & Hill (1989)
Brèche de la Découverte	$1.5 - 4$	Saunders (1987)
Passage de Romanche	100	Ferron et al. (1998)

Tableau 1.1 – Moyennes spatiales de la diffusivité diapycnale (K_z) estimées à partir de différentes méthodes inverses. Dans les six premières rangées, la couche de fond est située entre la surface neutre 28.1 et le fond et la couche profonde entre les surfaces neutres 27.96 et 28.07. Généralement ces surfaces reposent entre 3800 m de profondeur et le fond et entre 2000 m et 3800 m de profondeur, respectivement. Les six dernières estimations concernent des sous-bassins et des détroits, mais toute sont des moyennes spatiales situées à l’intérieur de l’océan ou dans la couche limite.

–**L'énergie disponible pour le mélange**– Le mélange vertical (diapycnal) dans un fluide stratifié accroît le niveau moyen de GPE de l'océan. En effet, contrairement à l'idée reçue, l'énergie cinétique turbulente (EKE) ne se dissipe pas entièrement en chaleur et n'est pas complètement "perdue". Une partie de l'EKE ($\simeq 20\%$; Osborn, 1980) est transformée en GPE via les flux de flottabilité (cf. Partie III, chapitre 1). Par conséquent, entretenir un niveau de turbulence verticale moyen revient à maintenir un niveau de GPE et de ce fait requiert une source externe d'énergie mécanique. Fondamentalement, le niveau de K_z moyen dans l'océan est donc contrôlé par l'énergie mécanique disponible pour le mélange. A l'aide d'un modèle idéalisé et d'analyses dimensionnelles, Huang (1999) suggère que le transport méridien de masse et de chaleur est proportionnel à la quantité d'énergie disponible pour le mélange. Ainsi la THC ne fait que transporter la chaleur et ne saurait être considérée comme une machine thermique.

A partir d'une distribution du mélange vertical (K_z) et d'une stratification (N^2), l'énergie associée au mélange (e) est donnée par le flux de flottabilité :

$$e = K_z \cdot N^2, \quad (1.9)$$

L'énergie totale dissipée pour produire un tel mélange (ϵ) doit tenir compte de l'efficacité de mélange ($\Gamma = 0.2$; Osborn, 1982) qui quantifie la fraction d'EKE transformée en AGPE, le reste étant dissipé en chaleur (80%) (cf. Partie -III-, chapitre 1). ϵ s'écrit alors :

$$\epsilon = \Gamma^{-1} \cdot e \quad (1.10)$$

L'énergie dissipée (D_{pe}) pour maintenir un mélange pélagique uniforme *i.e* $K_z = 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ est donnée par :

$$D_{pe} = \int_V \rho \epsilon \, dx \, dy \, dz = \mathcal{A} \cdot \int_z \rho \Gamma^{-1} K_z N^2 \, dz = g \Gamma^{-1} K_z \mathcal{A} \Delta\rho, \quad (1.11)$$

en prenant $\mathcal{A} = 3.6 \times 10^{14} \text{ m}^2$ et $\Delta\rho = 10^{-3} \times \rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ on obtient $D_{pe} = 2 \text{ TW}$

Munk & Wunsch (1998) utilisent une méthode analytique plus sophistiquée pour évaluer l'énergie nécessaire au maintien de la stratification abyssale observée. Plutôt que d'estimer les valeurs du K_z et de l'intensité de l'*upwelling* global (w_o) à partir d'une série de profils de traceurs, ils examinent les paramètres qui permettent de maintenir un *upwelling* de $w_o = 0.8 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ équilibrant ainsi la formation de 30 Sv d'eaux profondes. En s'appuyant sur la climatologie de Levitus & Boyer (1994), ils estiment qu'un $K_z \simeq 1 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et 2.1 TW sont nécessaires pour maintenir w_o au-delà de 1000 m de profondeur, soient des valeurs très proches de celle de Munk (1966). Plus récemment, StLaurent & Simmons (2006) abordent le problème en partant de la distribution et des magnitudes du K_z telles qu'elles sont observées sur un grand nombre de données. En faisant l'hypothèse d'une efficacité de mélange uniforme sur le globe et en se basant exclusivement sur des considérations thermodynamiques concernant le mélange des masses d'eaux, ils estiment que $3 \pm 1 \text{ TW}$ sont nécessaires pour engendrer une telle distribution du K_z . Contrairement aux études antérieures (*e.g* Munk, 1966; Munk & Wunsch, 1998) qui découlent de l'équilibre des 25 – 30 Sv d'eaux profondes formées, cette estimation est indépendante de toute hypothèse sur la fermeture du bilan de masse de la THC. En outre, elle prend en compte un K_z réaliste dans la thermocline (*i.e* $0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), l'intensification du K_z n'ayant lieu que dans les couches profondes et de fond.

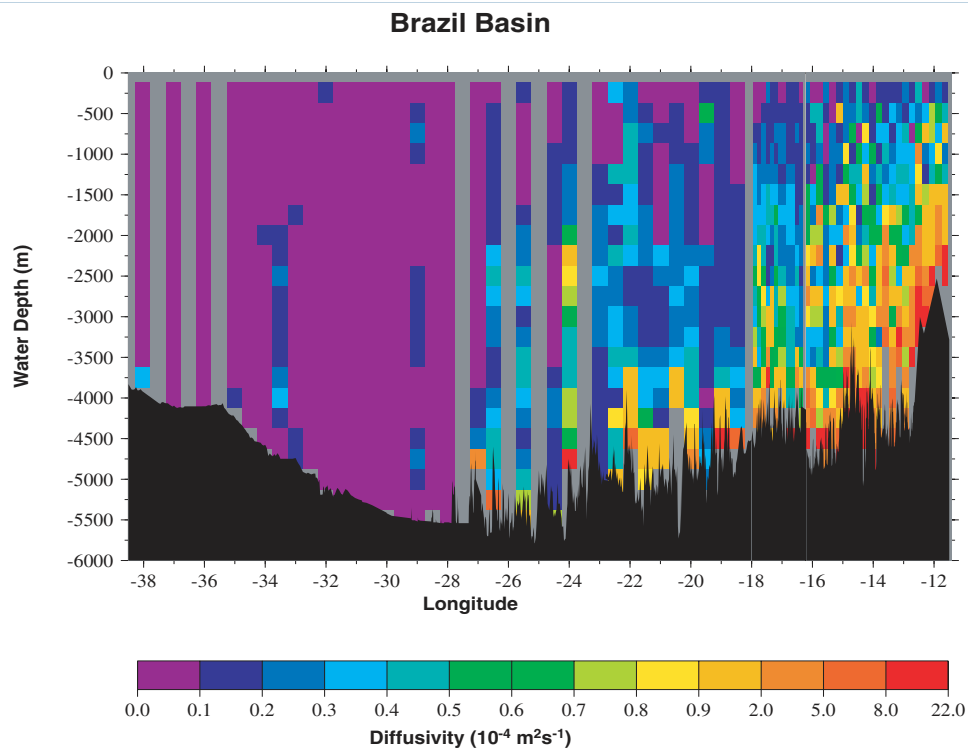


Figure 1.7 – Section zonale représentant la diffusivité verticale (K_z) à travers le bassin Brésilien ($m^2.s^{-1}$). Les valeurs du K_z sont faibles au dessus des topographies lisses (*i.e* $O(10^{-2}-10^{-1}) cm^2.s^{-1}$ au dessus des plaines abyssales) et sont intensifiées par le fond au dessus des topographies plus rugueuses (*i.e* $O(1-10) cm^2.s^{-1}$ au dessus des dorsales). D’après Mauritzen et al. (2002).

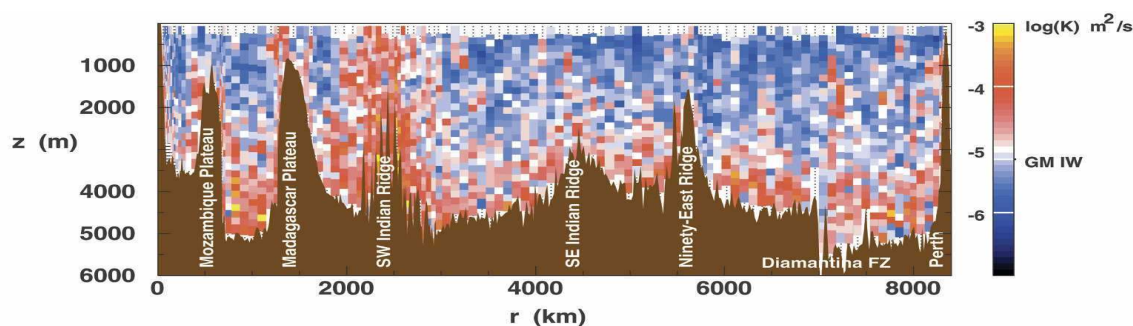


Figure 1.8 – Section zonale de la diffusivité verticale (K_z) à travers l’océan Indien ($log_{10} m^2.s^{-1}$). Les données ont été effectuées à $32^\circ S$, de la latitude de Perth (Australie, à droite) à celle de Durban (Afrique du Sud, à gauche). La couleur blanche correspond à la valeur *background* ($K_z = 0.1 cm^2.s^{-1}$), le bleu représente des valeurs inférieures et le rouge et le jaune des valeurs supérieures. D’après Kunze et al. (2006).

Remarque

Les trois écoles de la THC permettent d'appréhender la problématique de la circulation profonde sous des angles différents tout en continuant à faire avancer notre connaissance des processus mis en jeu. Il se pourrait donc qu'aucun de ces trois points de vue ne l'emporte sur les autres, mais que la réalité se compose d'un compromis *i.e* une THC à la fois poussée par les forces de pressions et tirée par le mélange abyssal et le transport d'Ekman. Dans cette hypothèse, il reste à développer la théorie unifiée qui permettra de comprendre la THC dans sa globalité.

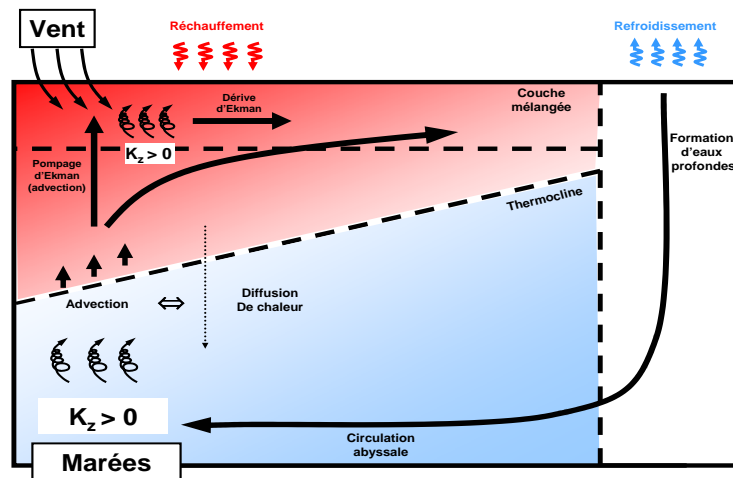


Figure 1.9 – Schéma de la THC “tirée” par le vent et la marée.

1.3 Bilan d'énergie de l'océan

D'un point de vue mécanique, la circulation générale océanique est alimentée en énergie principalement par le vent et la marée, et dans une moindre mesure par le flux géothermal.

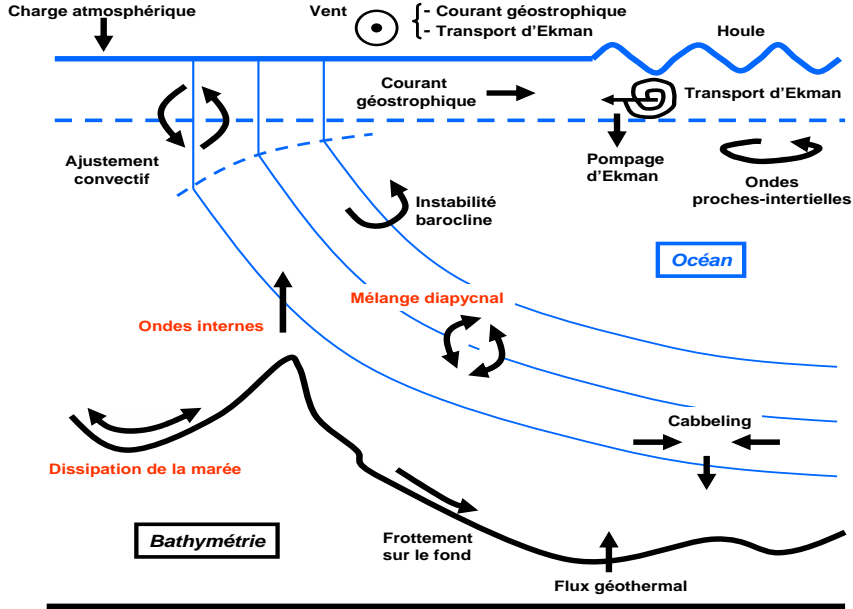


Figure 1.10 – Illustration de processus physiques mis en jeu dans la circulation océanique générale. Ces processus sont nécessairement entretenus par des sources externes d'énergie mécanique (*i.e* le vent, la marée et le flux géothermique). Sur les 3.5 TW d'énergie apportée par le potentiel astronomique et dissipée par la marée dans l'océan, approximativement 2.5 TW sont dissipés par frottement sur le fond. Les 1 TW restant sont convertis en ondes internes par interactions de la marée avec la topographie. Ces ondes internes génèrent un cisaillement susceptible d'augmenter le centre de gravité du système et *in fine* de produire un mélange diapycnal dans l'océan abyssal.

1.3.1 Moteurs liés au vent & aux forçages thermohalins

Le transfert d'énergie du vent vers l'océan se fait au travers de la surface océanique. Le vent génère d'une part, des courants de surface par entraînement et d'autre part, des ondes de gravité de surface qui peuvent se propager en surface ou sur la profondeur. Le transfert d'énergie mécanique du vent vers l'océan (W_{vent}) s'écrit :

$$W_{vent} = \vec{\tau} \cdot \vec{U}_0 + \overline{\tau'} \cdot \overline{u'_0} + \overline{p'} \cdot \overline{w'_0}$$

où $\vec{\tau}$ et \vec{U}_0 sont respectivement les moyennes spatiales de la vitesse tangentielle du vent et de la vitesse de surface de l'océan, τ' et u'_0 sont les perturbations associées et p' et w'_0 sont les perturbations de la pression de surface et de la composante normale de la vitesse de surface de l'océan (les perturbations sont définies par rapport aux échelles des longueurs d'onde de surface).

Le terme $\vec{\tau} \cdot \vec{U}_0$ représente le travail de vent transféré aux courants de surface quasi-permanents (la quasi-permanence est définie par rapport à l'échelle de temps caractéristique des ondes de surface). \vec{U}_0 peut se décomposer en deux composante : sa composante d'Ekman ($\vec{U}_{0,geo}$) et sa composante géostrophique ($\vec{U}_{0,ekm}$).

– Courants Géostrophique

Le transfert d'énergie du vent vers les courants géostrophiques s'écrit : $W_{vent,geo} = \vec{\tau} \cdot \vec{u}_{geo}$, où $\vec{\tau}$ est la composante tangentielle du vent moyennée spatialement et \vec{u}_{geo} est la composante géostrophique de la vitesse de surface moyennée spatialement. Il est possible de déduire les courants géostrophiques de surface à partir des données altimétriques sur la totalité du globe à l'exception de la bande équatoriale. L'estimation avancée par Wunsch (1998) pour l'input d'énergie est 0.88 TW. En complétant les données manquantes dans la bande équatoriale par les sorties d'un modèle numérique, l'estimation atteint : 1.3 TW (Wunsch, 1998). Notons que cette énergie alimente directement la circulation grande échelle, par conséquent la conversion de cette énergie en AGPE se fait de manière immédiate à travers la création de vitesse verticale géostrophique.

– Dérive D'Ekman et Courants Inertiels

Très proche de la surface, l'océan admet une couche limite très mélangée (*i.e* la couche mélangée ou couche d'Ekman) où les forces de frictions sont en équilibre avec la tension du vent. La dérive d'Ekman correspond aux courants générés dans cette couche par le vent. Le transfert d'énergie du vent vers la dérive d'Ekman s'écrit : $W_{vent,ekm} = \vec{\tau} \cdot \vec{u}_{ekm}$, où \vec{u}_{ekm} est la composante d'Ekman de la vitesse de surface moyennée spatialement. Le transfert d'énergie du vent vers les courants d'Ekman reste incertain mais les premières estimations suggèrent 2.4 TW pour des fréquences supérieures à $1/(2 \cdot \text{Jours})$ (Wang & Huang, 2004).

Une quantité important de l'énergie est aussi transmise par l'intermédiaire des ondes proches-inertielles (*i.e* à la fréquence d'inertie $\omega = -f$) sous la forme de courants inertiels. Les premières estimations suggèrent 0.7 TW (Watanabe & Hibiya, 2002).

– AGPE et KE liés à la Circulation dûe au Vent

Les processus de convergence et de divergence associés au transport d'Ekman génèrent une vitesse de pompage à la base de la couche d'Ekman. Ce phénomène est à l'origine de la forme caractéristique de la thermocline principale dans la zone intertropicale. L'advection verticale engendrée par le pompage d'Ekman est directement associée à la génération d'AGPE. Néanmoins aucune estimation de ce transfert d'énergie n'est disponible.

– Perte d'AGPE par Ajustement Convectifs

Les ajustements convectifs ont lieu dans la couche mélangée et sont associés à des refroidissements ou des salinification de l'océan de surface. D'après le théorème de Sandström (1908), si le réchauffement et le refroidissement ont lieu au même niveau (la surface de la mer), les forçages thermohalins ne sauraient à eux seuls expliquer une variation d'AGPE. Néanmoins, les processus de réchauffement et de refroidissement n'étant pas des processus linéaires, lorsque des eaux lourdes formées en surface surmontent des eaux plus légères, la colonne d'eau devient statiquement instable. Cette instabilité de la stratification engendre un processus de convection rapide qui permet au système de réajuster le champ de densité sur la colonne d'eau et donc de minimiser son énergie. Ces ajustements convectifs sont le siège d'une conversion d'AGPE en KE disponible pour la turbulence et les ondes internes. La quantité totale d'énergie associée aux ajustements convectifs est incertaine mais les premières estimations menées à partir de moyennes mensuelles climatologiques suggèrent 0.24 TW (Huang & Wang, 2003). Les auteurs de cette étude notent qu'en tenant compte du cycle diurne cette énergie devrait croître.

– **Instabilités Baroclines**

L'inclinaison des surfaces isopycnes, telles qu'elle apparaît sur les bords méridiens des gyres forcées par le vent, est un facteur d'instabilité du système. Les instabilités baroclines qui résultent de cette configuration des isopycnes sont un des mécanismes les plus importants qui converti la GPE moyenne en EGPE ou en EKE. Une paramétrisation de ces instabilités permet de mimer ces processus dans les OGCM “*non-eddy-resolving*”⁹ de manière efficace lorsque les pentes des isopycnes demeurent relativement faibles (Gent & McWilliams, 1990). L'idée de base repose la détermination du coefficient de mélange à appliquer en coordonnées isopycnales sur l'épaisseur des isopycnes. La signification de cette paramétrisation est plus lisible d'un point de vue énergétique car elle ne traduit rien d'autre que la conversion de GPE de l'état moyen vers la turbulence méso-échelle *i.e* en EGPE ou en EKE. En utilisant cette paramétrisation et un champ de densité basé sur des données climatologiques en moyennes annuelles (Levitus et Boyer, 1994), Huang & Wang (2003) suggèrent que la conversion de GPE vers la turbulence s'élève à 1.1 TW.

– **Ondes de Gravité de Surface**

L'énergie du vent est massivement transférée à la surface de l'océan sous la forme d'ondes de gravité de surface. Cette énergie peut être vue comme la traînée de forme due à la couche limite atmosphérique. Les premières estimations suggèrent un *input* d'énergie de l'ordre de 60 TW (Wang & Huang, 2004). Cette quantité peut paraître très importante mais seule un très petite fraction de cette énergie est dissipée localement sous la forme de vague déferlantes ou d'écume. La quasi-totalité de cette énergie se propage sous la forme d'ondes de gravité de surface qui rayonnent loin de leur site de génération du fait de leur très faible taux de dissipation. Cette partie de l'énergie qui rayonne se propage sous la forme de houle et ce dissipe principalement en cascasant vers d'autres forme d'énergie ou en déferlant le long des plages. Néanmoins, les scénarii mis en jeu dans la dissipation de cette énergie demeurent incertains.

– **Flux Géothermal**

Le flux géothermal (GHF) et les sources hydrothermales fournissent un flux de chaleur estimé à 32 TW (Stein & Stein, 1992). Ce chiffre est très inférieur au flux de chaleur qui a lieu à travers l'interface air-mer, néanmoins le GHF possède un rôle significatif sur la circulation abyssale (Adcroft et al., 2001 ; Scott et al., 2001 ; Emile-Geay, 2002). Le taux de conversion du GHF en GPE est élevé car le réchauffement géothermal a lieu par le fond, tandis que par contraste le refroidissement associé se fait par le haut de l'océan. Ce taux de conversion est estimé à 0.05 TW, ce qui est faible en comparaison des termes principaux (Huang, 1999). Cependant, avec un taux moyen de conversion en AGPE de 1.37 mW.m^{-2} le GHF représente 55 % de la dissipation moyenne liée aux marées, et son rôle sur l'intensité de la circulation et la distribution des températures abyssales demeure non négligeable. Les simulations numériques qui incluent ce processus montrent une intensification des eaux Antarctique de fond variant de 1.8 Sv à 5 Sv associée à un réchauffement des eaux de fond de l'ordre de $0.4 - 0.5^\circ \text{ C}$ au nord du Pacifique, Adcroft et al. (2001) et Emile-Geay (2002) respectivement.

⁹Qui ne résout pas les tourbillons méso-échelle.

– **Frottement sur le Fond**

Les courants océaniques qui se déplacent au-dessus de topographies accidentées génèrent une traînée de forme nommée aussi *form drag* ou *bottom drag*. La quantité totale d'énergie associée à la traînée de forme est incertaine mais les premières estimations suggèrent 0.4 TW (Wunsch & Ferrari, 2004).

– **Charge Atmosphérique**

La réponse de l'océan aux variations temporelles de pression atmosphérique du niveau de la mer se traduit par des mouvements verticaux de la surface de l'océan. Par conséquent les changements de pression atmosphérique du niveau de la mer représentent une source d'énergie mécanique dans l'océan. La quantité totale d'énergie associée à ce phénomène est incertaine mais les premières estimations suggèrent 0.04 TW (Wang et al., 2006).

– ***Cabbeling-Thermobaricité***

Au cours des processus de mélange isopycnales et diapycnales, la densité de l'eau de mer augmente en raison des non-linéarités de l'équation d'état. Les eaux nouvellement formées ont une densité plus élevée que les eaux d'origines, par conséquent elles coulent ; ce phénomène est appelé "*cabbeling*" lorsque les non-linéarités sont reliées aux effets de la température potentielle et de la salinité ou "thermobaricité" lorsqu'elles sont reliées aux effets de la pression¹⁰. Le *cabbeling* et les effets thermobariques convertissent de la GPE en énergie disponible pour les ondes internes et la turbulence. Il n'existe pas d'estimation de la quantité totale de GPE perdue par le *cabbeling* et les effets thermobariques.

– **Double Diffusion**

Dans l'océan la diffusion de la chaleur est 100 fois plus importante que la diffusion du sel. Cette dissymétrie est à l'origine des processus de double diffusion. La double diffusion se traduit à travers deux processus distincts : la convection diffusive et les fontaines de sel. La convection diffusive a lieu lorsque des eaux froides et peu salées recouvrent des eaux plus chaudes et plus salées. Un système placé dans cette configuration est instable mais en équilibre. A contrario, les fontaines de sels qui ont lieu lorsque des eaux chaudes et salées recouvrent des eaux froides et plus douces sont le siège d'un déséquilibre qui représente un puits d'AGPE. A partir de l'atlas Levitus (1998) et d'une paramétrisation de la double diffusion associée aux fontaines de sel (Zhanh et al., 1998), l'AGPE consommée par les fontaines de sel est estimée à 0.02 TW . Néanmoins la diffusion thermique associée aux fontaines de sel génère 0.0145 TW d'AGPE, ce qui fixe la perte nette d'AGPE due aux fontaines de sel à 0.006 TW .

¹⁰Le *cabbeling* et les effets thermobariques expliquent la courbure des diagrammes T-S

1.3.2 Sources du mélange intérieur & Dissipation de la marée

– Mélange Diapycnal et Isopycnal

Les différentes sources d'énergie qui entretiennent le mélange diapycnal (K_z) au sein de l'océan sont :

- L'énergie du vent appliquée à la surface de l'océan génère du K_z au travers (*i*) du cisaillement vertical des courants qu'elle engendre au voisinage de la surface, (*ii*) des instabilités baroclines et (*iii*) des ondes internes lorsqu'elles déferlent.
- La fraction de l'énergie transférée par la marée aux ondes internes (cf. section suivante).
- Le mélange turbulent lié à la présence de courants rapides et de ressauts hydrauliques qui sont associés à des resserrement de topographie (*i.e* passages, détroits, canyons etc.) ou à des pentes de la topographie. Il existe de nombreuses estimations qui prouvent que le mélange peut atteindre des valeurs de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-1} m^2.s^{-1}$ (cf. tableau 1.1). Dans la fracture de Romanche, les courants sont entraînés par la pente et les eaux chutent de 500 m sur 100 km, maintenant un mélange diapycnal estimé à $10^{-1} m^2.s^{-1}$ (Ferron et al., 1998).
- Les ondes de Lee (ou de sillage) sont des ondes internes générées au cours du passage d'un courant au-dessus d'une topographie. L'ACC est probablement le système de courants océaniques qui génère la plus grande quantité de ce type d'ondes. Ces ondes sont susceptibles de générer du mélange vertical lorsqu'elles déferlent.
- Les interactions entre les ondes inertielles forcées par le vent et l'activité mésoéchelle.
- Récemment, en dépit d'une grande incertitude, Dewar et al. (2006) ont estimés l'énergie mécanique transférée par le biosphère marine à ~ 1.0 TW.

La quantité totale d'énergie disponible pour maintenir le mélange diapycnal est incertaine car le mélange est un processus qui peut être très localisé dans le temps et l'espace. Néanmoins, d'après la théorie de la THC "tirée par le mélange", l'intensité de la MOC est directement reliée à la quantité d'énergie mécanique externe disponible pour le mélange diapycnal (Munk, 1966 ; Munk & Wunsch, 1998 ; Huang, 1999). Par conséquent la compréhension des processus physiques à l'origine de la distribution spatiale et temporelle du mélange intérieur est un domaine clé de l'océanographie physique.

– Dissipation de la Marée

La figure 1.11 schématise la répartition de l'énergie dissipée par la marée dans l'océan. L'énergie mécanique totale dissipée par les marées est estimée à ~ 3.7 TW (Kantha, 1998). La majeure partie de cette énergie est dissipée par l'océan (3.5 TW), la fraction restante étant dissipée par les marées terrestres et dans l'atmosphère. Ces chiffres sont obtenus avec une très grande précision grâce aux mesures astronomiques effectuées sur la durée du jour, les orbites perturbées des satellites artificiels ou par télémétrie laser (Dickey et al., 1994). Ce sont les deux seuls chiffres fiables de ce diagramme.

La dissipation de l'énergie de marée a au moins trois effets notoires : l'accroissement de la durée du jour de 2.07 millisecondes par siècle (*i.e* la ralentissement de la vitesse de rotation de la terre dû au frottement), l'accroissement de la distance terre-lune de 3.86 cm par an (par conservation du moment angulaire du système terre-lune) et celui qui nous intéresse plus particulièrement dans cette étude : le mélange des masses d'eaux dans l'océan.

Les modèles de marée (Le Provost & Lyard, 1997 ; Lyard et al., 2006) et l'altimétrie satellite (Munk & Wunsch, 1998 ; Egbert & Ray, 2000 ; 1997) suggèrent que sur ces 3.5 TW d'énergie, approximativement 2.5 – 2.6 TW sont dissipés par le frottement qui a lieu sur les marges continentales peu profondes. Les 0.9 – 1 TW restant sont convertis en marées internes par interactions de la marée avec les obstacles naturels (incluant 0.6 TW pour la seule onde M_2). Plus précisément c'est le flux barotrope de la marée (*i.e* la marée externe) qui en interaction avec les topographies accidentées (dorsales, monts sous-marin, archipels, talus continentaux, etc.) et dans un milieu stratifié va générer des ondes internes capables de se propager loin des sites de génération ($O(1000$ km)) (StLaurent & Garrett, 2002). Lorsque les ondes internes déferlent, une partie de leur énergie ($\sim 20\%$) est consommée en mélange vertical ce qui a pour effet d'augmenter le centre de gravité du système (*i.e* il y a création d'AGPE par les flux turbulents de flottabilité). Les $\sim 80\%$ restant sont dissipés sous la forme de chaleur.

Les calculs de dissipation à partir des données Topex-Poséidon montrent qu'environ 35 % de l'énergie attribuée à l'onde lunaire semi-diurne (M_2) et 15 % de celle attribuée à l'onde solaire diurne (K_1) sont dissipés en plein océan et donc disponibles pour le mélange des masses d'eaux (Lyard et al., 2006). Si la quantité d'énergie qui se dissipe en plein océan est maintenant bien distinguée de celle qui se dissipe sur les plateaux, la fraction d'énergie dissipée localement par les ondes internes sur leur site de génération (StLaurent et al., 2002) et la fraction susceptible de rayonner au loin sont encore mal quantifiées. La propagation des ondes internes et les phénomènes responsables de leur dissipation restent encore mal compris et sont l'objet de recherches actuelles (Simmons et al., 2004b ; MacKinnon & Winters, 2005 ; Rainville et Pinkel, 2006).

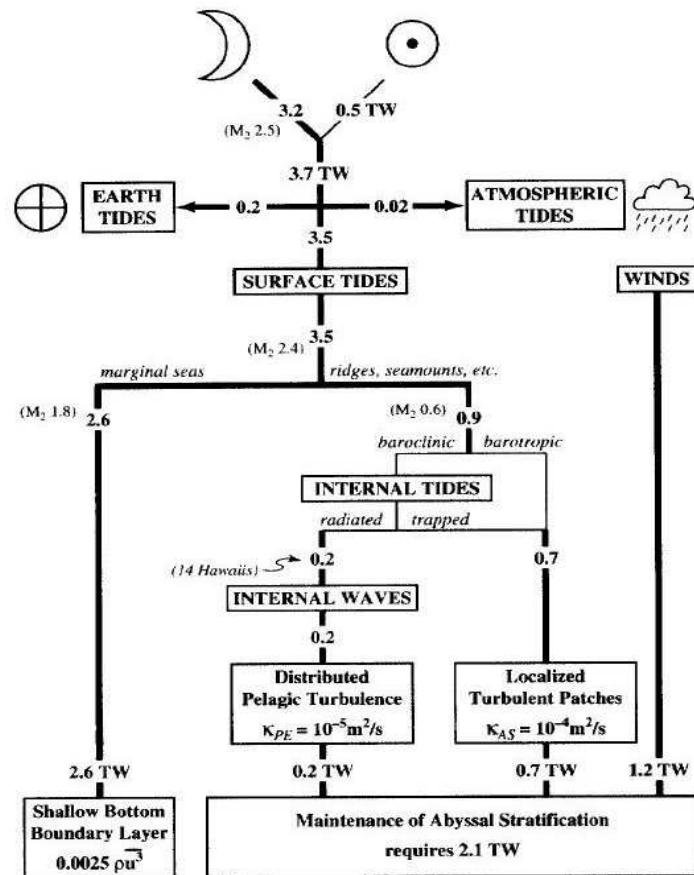


Figure 1.11 – Diagramme de l'énergie dissipée par la marée dans l'océan, unité en *TW*. Les lignes en traits fins correspondent à des spéculations qui n'ont pas été validées par des observations. "14 Hawaiiis" fait référence aux estimations du taux de conversion de la marée externe en marée interne obtenu dans la région Hawaïenne. Ces estimations ont été extrapolées sur le globe et suggèrent 0.9 *TW* d'énergie disponible pour générer des ondes internes et *in fine* du mélange vertical. L'apport d'énergie dû au vent (1.0 *TW*) est issu de Wunsch (1998), auquel 0.2 *TW* sont ajoutés pour équilibrer l'énergie nécessaire au maintien de la stratification abyssale (2.1 *TW*). Ce surplus d'énergie est associé aux ondes internes générées par le vent, capables de se propager en profondeur et d'entretenir le mélange abyssal. D'après Munk & Wunsch (1998).

1.3.3 Source ou Puits d'Énergie ?

La figure (1.12) représente les énergies cinétique (KE) et potentielle (GPE) sous la forme de réservoirs qui se vident et se remplissent au gré des processus physiques qu'ils alimentent. L'apport de KE est considérable mais sa distribution et son éventuelle dissipation restent encore mal comprises. D'autre part, si des estimations ont été suggérées (Huang & Wang, 2003) à partir de paramétrisation pré-existantes pour les deux principaux puits de GPE (*i.e* les instabilités baroclines et les ajustements convectifs), le détail précis des processus conduisant à la consommation de GPE reste flou. Ce schéma est un instantané de notre connaissance actuelle de l'énergétique de la circulation océanique. Il est raisonnable de garder à l'esprit que la plupart des chiffres mentionnés sur le schéma (1.12) sont valables à un facteur multiplicatif 2 près. Par conséquent, notre connaissance des équilibres énergétiques de l'océan n'atteint pas encore tout à fait l'ordre 0.

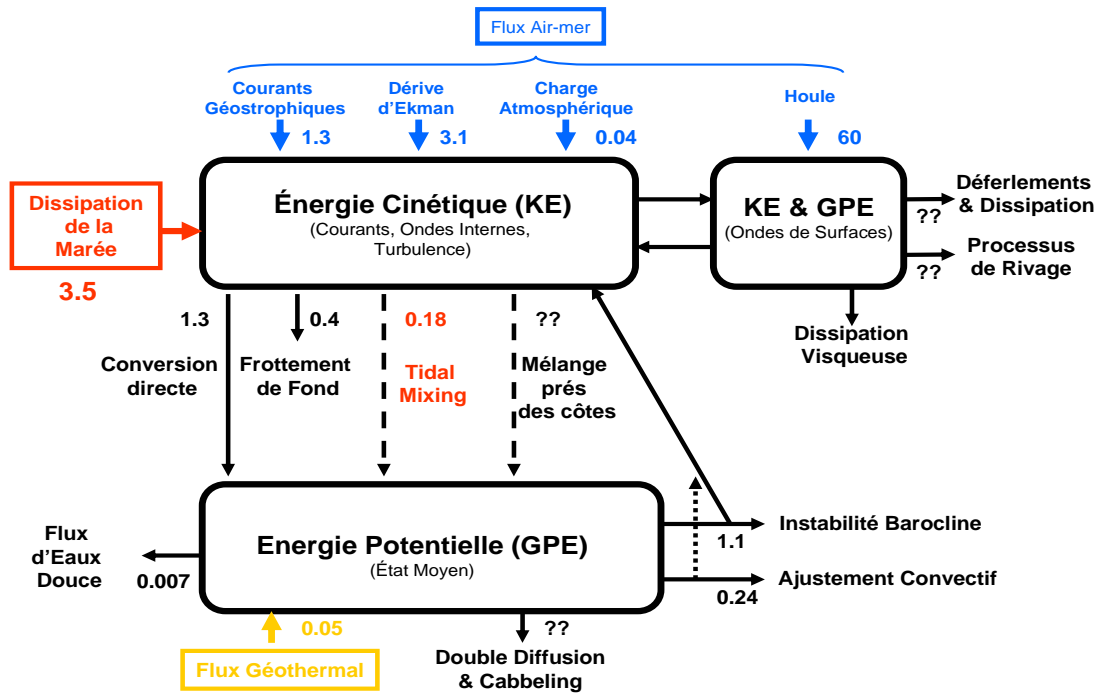


Figure 1.12 – Processus physiques agissant dans l'océan comme des sources ou des puits d'énergie cinétique (KE) et potentielle (GPE) (TW). Estimations issues de Le Provost & Lyard (1997); Wunsch (1998); Munk & Wunsch (1998); Huang (1999); Huang & Wang (2003); Wang & Huang (2004); Wunsch & Ferrari (2004); Wang et al. (2006); Lyard et al., 2006.

1.4 Rétroactions, Stabilité et Enjeux Climatiques de la THC

La section précédente montre que les processus qui alimentent la THC sont nombreux et doivent leur origine à des sources d'énergie variées. La dynamique de la THC est par conséquent fortement non-linéaire. Deux aspects caractéristiques de la THC traduisent ces comportements non-linéaire : (i) l'existence de mécanismes de rétroactions qui contribuent à renforcer ou à atténuer la THC et (ii) la mise en évidence dans des modèles de complexité intermédiaire d'équilibres multiples de la THC.

Nota : Cette section évoque les fluctuations de la THC (plus précisément sa variabilité sur des échelles de temps de $O(10 - 100)$ ans), uniquement dans le but de rappeler au lecteur dans quel contexte ont lieu les très médiatiques scénarii "catastrophes". Néanmoins dans tous les chapitres suivants, il ne sera question que de la THC à l'équilibre. Pour plus de détails sur les origines et les impacts climatiques d'un changement de THC au cours des prochains siècles dans un modèle couplé océan-atmosphère, nous renvoyons le lecteur aux travaux de Swingedouw (2006).

1.4.1 Rétroactions de la THC

Une rétroaction est une action qui lie son effet à sa propre cause. La répétition de l'action entraîne soit son amplification (rétroaction positive), soit son atténuation (rétroaction négative). De nombreuses rétroactions associées à la THC ont été identifiées. Les deux rétroactions les plus simples sont des rétroactions internes à l'océan décrites par Stommel (1961) dans son modèle à deux boîtes (cf. paragraphe ci-dessous). La première est une rétroaction positive associée au transport de sel *i.e* une augmentation de l'intensité de la THC entraîne une augmentation du transport du sel dans les zones de convection, ce qui augmente la densité et donc la convection, ce qui renforce la THC. La seconde rétroaction est négative et associée au transport de chaleur : une augmentation de la THC entraîne une augmentation du transport de chaleur dans les zones de convection, ce qui diminue la densité, donc la convection et *in fine* l'intensité de la THC. D'autres rétroactions plus complexes ont été identifiées.

1.4.2 Stabilité de la THC

Une expérience conceptuelle pensée par Stommel (1961) permet d'appréhender la stabilité de la THC *i.e* avec un forçage de la THC identique en surface, existe-il des régimes distincts de la THC ? Le modèle idéalisé est constitué de deux cuves de densité différentes qui communiquent entre elles grâce à des canaux disposés à des profondeurs différentes. Dans chaque cuve la densité est maintenue uniforme grâce à des mélangeurs qui miment l'effet du mélange diapycnal en régénérant l'énergie potentielle consommée. Le gradient de température entre les deux cuves est considéré constant mais le flux halin peut varier et dépend du forçage en eau douce. La résolution analytique de ce modèle conceptuel permet de connaître l'intensité de la circulation dans la cuve en fonction du bilan en eau douce. Le système admet deux solutions stables qui correspondent soit à un régime où le contrôle de l'intensité de la circulation se fait soit par le gradient de température (circulation thermique), soit par le sel (circulation haline). Le diagramme des états du système montre qu'il existe un panel de valeurs du flux d'eau douce pour lesquelles le système peut se trouver indifféremment dans l'un des deux états stables. Sur cette intervalle, le système est donc à hystérésis *i.e* lorsque le système bascule d'un état stable à l'autre en actionnant le flux d'eau douce dans un sens, il ne suffit pas d'actionner le flux d'eau douce dans l'autre sens pour qu'il retrouve son état antérieur. Pour que le système retrouve son état antérieur, le flux d'eau douce doit atteindre une des deux valeurs de bifurcation du système. Néanmoins

ce modèle reste rudimentaire, même si il a été complexifié à l'aide de boîtes de surface et de fond et de paramètres complémentaires et rien ne prouve que l'océan réel possède un tel cycle à hystérésis. D'autres approches ont été menées pour étudier les équilibres multiples de la THC à l'aide de modèles de complexité intermédiaire (Rahmstorf, 1996) et de modèles couplés du type GCM. Si la présence d'un cycle à hystérésis est observée dans les modèles de complexités intermédiaires (Rahmstorf et al., 2005), les conclusions issues des GCM couplés sont plus contrastées (Manabe & Stouffer, 1988; Stouffer & Manabe, 1998; Manabe & Stouffer, 1999).

1.4.3 Impact de la THC sur le climat

Ce caractère instable de la THC est évoqué car le réchauffement climatique est susceptible de modifier les conditions de surface de l'océan (rejet massif d'eau douce dû à la fonte des calottes polaires), ce qui peut affecter la dynamique de la THC et la façon dont elle redistribue la chaleur aux moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère Nord (Swingedouw et al., 2006a,b; Swingedouw et al. 2007). L'effet de la THC sur le climat est lié à ce transport de chaleur méridien considérable qu'elle engendre soit d'après les données issues de sections hydrographiques : $\simeq 1.2 PW$ à $24^{\circ}N$ (Lavin et al., 1998). Dans l'Atlantique Nord, des estimations basées sur les températures de surface de l'air suggèrent que la quantité de chaleur transportée au Nord de $24^{\circ}N$ réchaufferait la région d'environ $5^{\circ}C$ (Rahmstorf et Ganopolski, 1999). A ces mêmes latitudes, c'est aussi approximativement la différence de SST entre l'Atlantique Nord et le Pacifique Nord. Ces estimations sont en accord avec l'observation de l'interface eau / glace de mer, repoussée plus au Nord par des courants de surface plus chauds dans l'Atlantique Nord que dans le Pacifique Nord. De même, il est assez frappant de voir sur le figure 1.13 qu'au dessus des trois plus importantes zones de formation d'eaux profondes, la température de l'air est plus importante d'environ $10^{\circ}C$.

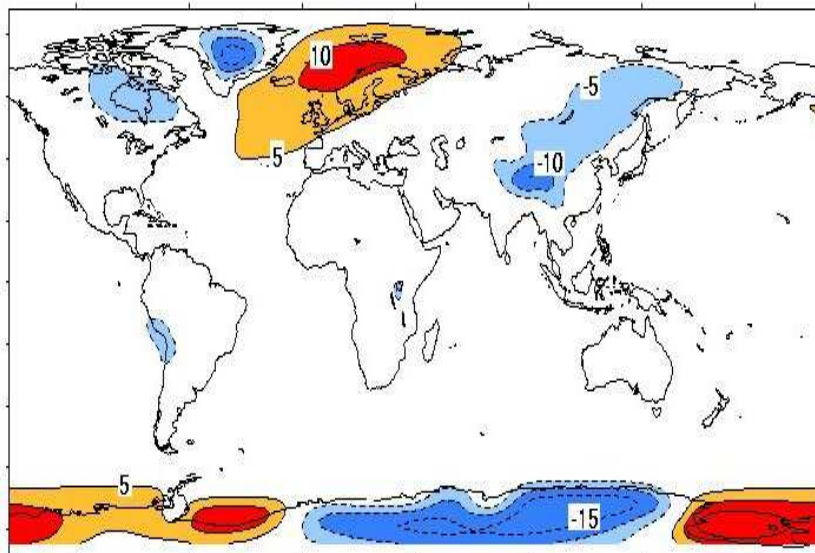


Figure 1.13 – Ecart des températures de surface de l'air à la moyenne zonale, en moyenne annuelle. Ecart en $^{\circ}C$. Basé sur la climatologie NCAR des températures d'air de surface. D'après Rahmstorf et Ganopolski (1999).

Les carottes marines obtenues dans l’océan Atlantique renseignent sur l’intensité de la THC dans le passé (Duplessy et al., 1984). La mesure de traceur radioactif (carbone 13) dans ces carottes montre que la THC a observé de nombreuses variations dans le passé. Aussi les différentes fluctuations climatiques observées lors du dernier million d’années apparaissent fortement corrélées avec les variations de la THC. Par exemple, il y a 12700 ans, au sortir de la dernière glaciation (période du Dryas Récent) un réchauffement de l’ordre de 10 degré s’est produit sur quelques dizaines d’années amenant les glaciers de l’Amérique du Nord à fondre. Cet apport significatif d’eau douce dans la région des zones de convection profonde semble avoir inhibé la THC entre 12700 et 11500 ans, ce qui aurait engendré un net refroidissement de l’Europe (Bond et al., 1992; McManus et al., 2004). Cet épisode montre en se basant sur la circulation observée dans le passé que des liens étroits existent entre la THC et le climat sur des échelles de temps “rapides” ($O(10)$ ans). En outre, au cours de la dernière glaciation le niveau des mers était inférieur de 100 m à celui d’aujourd’hui, par conséquent la vitesse des marées en océan profond était plus importante. Des études suggèrent que la dissipation des marées était 50% plus importante au cours de la dernière période glaciaire (Egbert et al., 2003).

Chapitre 2

Les Marées

2.1 Marées en Océan Homogène : la Marée Externe

2.1.1 Historique

Depuis la plus haute antiquité, les peuples marins ont observé l'existence de liens entre les mouvements périodiques de la mer et ceux du Soleil et de la Lune. Dès le IV^{ième} siècle avant notre ère, le navigateur Grec *Pythéas* établit une description détaillée de la marée en naviguant sur les côtes Européennes, le long de la façade Atlantique. Un peu plus tard, Pline l'Ancien (23-79) fait mention à son tour de lien entre le mouvement apparent des astres et les marées océaniques. Dès 1609, *Kepler* avance l'idée combattue par Galilée, que les marées peuvent s'expliquer par l'attraction de la lune ; idée reprise par Descartes.

En découvrant en 1687 les lois de l'attraction universelle, *Newton* jette les bases de la théorie de la marée *i.e* les marées sont une conséquence des forces attractives auxquelles sont soumis, sous l'influence des astres, le centre de la terre et les molécules d'eau mobiles de l'océan. Cependant Newton considère l'océan comme statique et néglige l'inertie du fluide, sa théorie ne peut donc rendre compte de la complexité des marées.

Laplace (1799) établit une théorie dynamique des marées, dont est issue une célèbre formule qui porte son nom et qui est à la base de tous les développements ultérieurs. La théorie de Laplace repose sur le principe des oscillations forcées et sur le principe de la superposition des petits mouvements. La marée correspond à la superposition d'ondes engendrées par les forces génératrices et leur vitesse dépend de la profondeur. A Brest, la marée est mesurée en continu depuis le XVIII^{ième} siècle, le SHOM¹ a utilisé jusqu'en 1992 la formule de Laplace pour la prédiction des marées. C'est aussi à partir des travaux de Laplace qu'est publié en 1839 le premier "Annuaire des marées, ports de France".

En cherchant à mieux rendre compte des inégalités diurnes de la marée, lord Kelvin décompose le potentiel de la force génératrice de la marée en une somme de termes périodiques et invente une machine qui les calcule (le 'Tide Predictor'). Il introduit par la suite l'analyse harmonique dans le traitement de la marée. Ses "formules harmoniques" datent de 1867. On peut également citer les travaux de Darwin (1883) qui identifia les principales composantes harmoniques, ce qui permit d'améliorer la prédiction, ainsi que les travaux de Doodson (1921) qui établit un développement complet du potentiel de marée. Aujourd'hui l'étude de la marée barotrope fait appel aussi bien à des modèles physiques et numériques, qu'aux techniques spatiales.

¹Service Hydrographique et Océanographique de la Marine

2.1.2 A l'origine de la marée : le potentiel de marée

Aujourd'hui la marée est appréhendée comme une onde propagative du type *shallow-water* *i.e* dont la longueur d'onde ($\simeq 20.000$ km) est très supérieure à la profondeur moyenne de l'océan ($\simeq 4$ km). Sa dynamique est résolue à partir des équations de Navier-Stokes en considérant un océan en rotation sur une terre élastique et pour lequel on tient comptes des effets d'auto-attraction. Néanmoins pour calculer le potentiel de marée, dont les variations périodiques sont à l'origine des marées, on utilise le concept de "marée d'équilibre" pensé par Newton.

Le modèle de la "marée d'équilibre" permet d'obtenir une formulation analytique du potentiel de la marée semi-diurne à partir d'un certain nombre d'hypothèses : les seuls corps célestes pris en compte sont la Terre et la Lune, la rotation de la terre est négligée, l'océan est statique (*i.e* pas de courants), la terre est une "planète océan" (*i.e* à fond plat et sans continents), les seules forces prises en compte sont celles liées aux mouvements de la Terre et de la Lune autour de leur centre de masse commun. Dans ce modèle les effets de la marée semi-diurne se traduisent par l'apparition de deux bourrelets situés aux antipodes dans l'axe Terre-Lune. Les principales limitations de ce modèle proviennent de l'absence des effets dûs (*i*) à la géométrie des bassins océaniques, (*ii*) aux processus de friction et de dissipation et (*iii*) à l'inertie des masses d'eaux. Il est plus simple et rigoureux² de

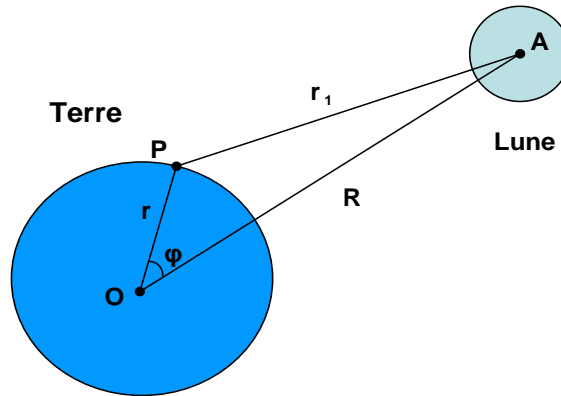


Figure 2.1 – Schéma du système Terre-Lune avec les notations utilisées pour déterminer le potentiel de marée.

commencer par écrire le potentiel de marée, dont dérivent les forces génératrices de la marée, plutôt que de calculer ces forces de manière directe (Pugh, 1987). En tout point de la Terre la Lune est responsable d'un champ gravitationnel V_M qui s'écrit :

$$V_M = -\frac{\gamma M}{r_1} \quad (2.1)$$

avec les notation de la figure (2.1), γ la constante universelle de gravitation et M la masse de la Lune. A partir du triangle OPA de la figure (2.1),

$$r_1^2 = r^2 + R^2 - 2rR\cos(\phi) \quad (2.2)$$

²Notons que la marée est souvent présentée comme la conséquence des effets conjugués de (*i*) l'accélération centripète qui résulte de la rotation du système Terre-Lune autour de son centre de masse et (*ii*) l'attraction gravitationnelle de la Terre et de la Lune. Cependant, la dérivation du potentiel de marée n'implique pas d'accélération centripète, et ce concept n'est pas utilisé en astronomie ou en géodésie.

soit introduisant (2.2) dans (2.1),

$$V_M = -\frac{\gamma M}{R} \left\{ 1 - 2\frac{r}{R} \cos\phi + \frac{r^2}{R^2} \right\}^{-1/2} \quad (2.3)$$

comme $r/R \simeq 60$, l'équation (2.3) admet un développement autour de r/R en polynôme de Legendre (Whittaker & Watson, 1963), par conséquent,

$$V_M = -\frac{\gamma M}{R} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{R}\right) \cos(\phi) + \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(\frac{1}{2}\right) (3\cos^2(\phi)) + \dots \right\} \quad (2.4)$$

La force génératrice de la marée dérive du potentiel de marée (2.4), par conséquent en dérivant (2.4), on constate que la contribution du premier terme est nulle, il ne produit pas de force. Le second terme produit une force uniforme et parallèle à l'axe Terre-Lune qui garde la terre en orbite autour du centre de masse du système Terre-Lune. **Le troisième terme est le terme responsable des marées** si l'on considère que les termes d'ordre supérieurs sont négligeables. Finalement le potentiel de marée s'écrit :

$$V = -\frac{\gamma M r^2}{2R^3} (3\cos^2(\phi) - 1) \quad (2.5)$$

La force génératrice de la marée peut se décomposer en deux composantes relatives à la surface de la mer : une composante tangentielle (T) et une composante orthogonale (O). Contrairement à une idée reçue, les marées ne résultent pas d'une variation de O car O est équilibrée par la pression de fond, autrement dit les particules d'eau ne sont pas attirées vers le haut (en réalité très faiblement). Ce sont donc les variations de T qui engendrent la marée. Ainsi le renflement d'eau est relié à des déplacements horizontaux qui convergent au pied de l'astre et provoquent un amoncellement (cf. figure 2.2). La composante horizontale à pour expression :

$$T = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{2G}{r} \sin(2\phi) \quad (2.6)$$

où $G = \frac{3}{4} \gamma M \frac{r^2}{R^3}$. Le potentiel de marée est symétrique par rapport à l'axe Terre-Tune et produit des bourrelets situés aux antipodes (cf. figure 2.2). Le potentiel de marée généré par le soleil ou tout autre corps céleste se calcul de façon analogue.

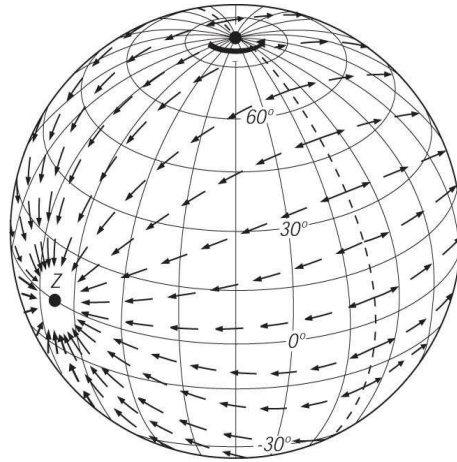


Figure 2.2 – Représentation de la composante horizontale du potentiel de gravité généré sur la Terre par Astre situé au-dessus de l'Equateur *i.e* au-dessus de Z . D'après Dietrich et al. (1980).

2.1.3 Les fréquences de la marée

La prise en compte de la rotation de la Terre dans l'expression du potentiel de gravité (2.4) fait intervenir la latitude du point auquel est calculé le potentiel de marée, la déclinaison de l'astre et son angle horaire. La réécriture de (2.4) en tenant compte de ces nouveaux paramètres fait apparaître trois grands groupes de fréquences *i.e* trois espèces de marées : les semi-diurnes, les diurnes et les périodes longues (cf. 2.1). A partir du modèle de la "marée d'équilibre", chaque "complication" du mouvement apparent de l'astre (*e.g.* inclinaison de l'orbite, ellipticité, etc.) induit des fréquences de marée supplémentaires.

Type	Nom	Composante	Période	Origine
Semi-diurnes	M2	<i>Lunaire moyenne</i>	12h25	<i>Mvt. moyen de la lune</i>
	S2	<i>Solaire moyenne</i>	12h	<i>Mvt. apparent du soleil</i>
	K2	<i>Déclinationnelle luni-solaire</i>	11h59	<i>Inclinaison de l'orbite lunaire/plan écliptique</i>
	N2	<i>Elliptique majeure solaire</i>	12h39	<i>Effets d'excentricité</i>
	L2	<i>Elliptique mineure solaire</i>	12h11	<i>Effets d'excentricité</i>
	2N2	<i>Elliptique lunaire du 2nd ordre</i>	12h44	<i>Effets d'excentricité</i>
Diurnes	K1	<i>Déclinationnelle luni-solaire</i>	23h56	<i>Déclinaison luni-solaire</i>
	O1	<i>Lunaire principale</i>	25h49	<i>Déclinaison de la lune</i>
	P1	<i>Solaire principale</i>	24h03	<i>Déclinaison du soleil</i>
	Q1	<i>Elliptique majeure lunaire</i>	26h56	<i>Effets d'excentricité</i>
Longues périodes	Mf	<i>Lunaire bimensuelle</i>	13,661 jrs	<i>Déclinaison lunaire semi-mensuelle</i>
	Mm	<i>Lunaire mensuelle</i>	27,555 jrs	<i>Lunaire moyenne mensuelle</i>
	Ssa	<i>Solaire semi-annuelle</i>	182,62 jrs	<i>Déclinaison solaire semi-annuelle</i>
	Sa	<i>Solaire annuelle</i>	365,24 jrs	<i>Variation longitudinale du Soleil</i>

Tableau 2.1 – Noms, périodes et origines des principales fréquences de la marée océanique.

2.1.4 Prédiction de la marée

Si la propagation de l'onde de marée se trouvait en phase avec les variations du potentiel de marée, sa prédiction en serait simplifiée. Néanmoins les marées océaniques sont loin d'être en équilibre avec le potentiel de marée. Dans un océan de profondeur moyenne 4000 m, la célérité de l'onde de marée est inférieure à la vitesse de parcours de la Lune ou du Soleil sur le globe. A l'équateur, la marée devrait parcourir le tour de la terre en une journée, ce qui requiert une vitesse de 460 m.s^{-1} , or ceci n'est possible que dans un océan de 22 km de profondeur. De plus, la présence de continents et de topographies complexes vient entraver le parcours de l'onde de marée. Dès lors comment procéder ?

Au regard des mécanismes responsables de la dynamique de la marée, il est pertinent de découpler le problème de la prédiction selon que l'on se place en eaux peu profondes

ou profondes. Ainsi des approches spécifiques ont été développées très tôt (dès la fin du XVIII^{ième} siècle) pour la prédiction en zone côtière, dans les ports et les eaux peu profondes où la marée peuvent être mesurée par les marégraphes. Le développement de la prédiction de la marée en eaux profondes est plus récent (fin du XX^{ième} siècle) car il s'est fait de pair avec le développement de l'altimétrie satellite.

Eaux peu profondes - Zone côtière

Deux méthodes sont généralement utilisées par les stations marégraphiques qui prédisent la marée dans ces zones. Elles utilisent les bases de données historiques des marégraphes.

★ **Méthode harmonique** La méthode harmonique est la méthode traditionnelle encore très répandue. Elle nécessite ~ 19 ans d'enregistrement de l'amplitude et de la phase de chaque harmoniques de la marée. Les fréquences utilisées pour l'analyse sont spécifiées à l'avance. Bien que simple, cette méthode présente des inconvénients.

1. Plus de 18.6 années sont nécessaires pour résoudre la modulation de la marée.
2. Une précision de $10^{-3}m$ sur l'amplitude du terme qui a la plus grosse contribution nécessite de déterminer au moins 39 fréquences (400 pour un précision de 10^{-4} m).
3. La variabilité de l'océan liée à des processus autres que la marée introduit de fortes erreurs sur le calcul de l'amplitude et de la phase des composantes les plus faibles.
4. Dans beaucoup de ports, la marée est non-linéaire et un nombre plus important d'harmoniques est nécessaire. Dans certains cas extrêmes où les fonds sont très faibles, particulièrement dans les estuaires de rivière, les non-linéarités génèrent un front d'onde presque vertical, qui se déplace sous la forme d'un soliton : le mascaret.

★ **Méthode des réponses** La méthode des réponses repose sur le calcul de la relation qui couple le potentiel de marée à la marée observée en un lieu (Munk & Cartwright, 1966). Pour chaque station, cette relation est donnée sous la forme d'une admittance spectrale qui dépend de la fréquence. Néanmoins, cette dépendance est faible et peut être négligée en première approximation. L'admittance des principales harmoniques est donc utilisée pour déterminer la réponse de fréquences proches. La prévision est calculée en multipliant le potentiel de marée par l'admittance.

1. La technique ne requiert que quelques mois de données.
2. Le potentiel de marée est facilement calculable et la connaissance des fréquences de la marée n'est pas un prérequis.
3. L'admittance s'écrit : $Z(f) = G(f)/H(f)$ où $G(f)$ et $H(f)$ sont les transformées de Fourier du potentiel de marée et des données marégraphiques respectivement. f est la fréquence.
4. L'admittance doit être inversée pour passer de l'espace de Fourier (espace des fréquences) à l'espace temporel.
5. La méthode des réponses n'est valable que si la propagation des ondes est linéaire.

Eaux profondes - Plein océan

La prédiction de la marée en eaux profondes est récente. Son développement à été pendant longtemps limité par la quasi-impossibilité de déployer des marégraphes dans ces zones. L'altimétrie satellite développée au début des années 1990 à permis des avancées

fondamentales dans ce domaine, notamment grâce à la mission Franco-Américaine Topex-Poséïdon (1992-2005). Ce satellite, pensé entre autre pour observer les marées, a permis de mesurer un grand nombre d’harmoniques grâce à la précision de ses systèmes altimétriques (Le Provost & Vincent, 1986 ; Le Provost, 2001 ; Lefebvre J-M, 2006 -communication personnelle-). Les données satellites sont aujourd’hui utilisées pour déterminer les marées en eaux profondes avec une précision centimétrique. Plusieurs approches sont utilisées pour la prédiction des marées en eaux profondes.

★ **Modèles hydrodynamiques** La théorie hydrodynamique permet un aperçu unique des processus influençant la marée. Néanmoins, la connaissance des processus de dissipation de l’énergie de marée reste un facteur limitant la précision de cette méthode. Cette méthode a permis de considérablement éclairer notre vision des marées en eaux profondes.

1. La marée dans un bassin océanique perturbe le champ de gravité terrestre, et la masse du renflement lié à la marée attire les eaux des autres bassins océaniques. La propriété d’auto-attraction des marées ne doit pas être négligée.

2. Le poids de l’eau dans le renflement est suffisamment important pour déformer le plancher océanique. La terre se déforme comme un corps élastique sur des milliers de kilomètres.

3. Les sous-bassins océaniques possèdent une fréquence de résonance proche des fréquences de la marée. Schématiquement le renflement de la marée correspond au front d’une onde *shallow-water* dans un océan en rotation, se propageant comme une marée haute sur les bords des sous-bassin. De ce fait les amplitudes de la marée en eaux profondes peuvent être plus importantes que celles pronostiquées par le modèle de la “marée d’équilibre”.

4. L’énergie des marées se dissipe (*i*) par frottement sur le fond, particulièrement dans les eaux peu profondes (*e.g* plateaux continentaux) et (*ii*) par la génération d’ondes internes au-dessus des topographies accidentées (*e.g* monts sous-marins, dorsales médio-océaniques, talus continentaux, etc.).

5. L’onde de marée est une onde *shallow-water*, sa vitesse (*c*) dépend donc de la profondeur de l’océan (*H*) *i.e* $c = \sqrt{gH}$. La marée se propage donc plus lentement au-dessus des topographies accidentées et des mers peu profondes. Dans les modèles numériques, afin de respecter les critères de stabilité liés à la dynamique de l’onde de marée, il est donc nécessaire que la distance entre deux points de grilles puisse évoluer en fonction de la profondeur (Le Provost et al., 1994 ; Lefèvre et al., 2000 ; Carrère et Lyard, 2003). Le maillage est très resserré sur les plateaux continentaux et les dorsales ($O(1 - 10 \text{ km})$) et plus large au-dessus des plaines abyssales ($O(100 \text{ km})$).

6. Les ondes internes de marée produisent une faible signature à la surface de la mer, proche des fréquences de la marée, mais déphasée par rapport au potentiel (cf. section suivante).

★ **Altimétrie et méthode des réponses** Plusieurs années de données altimétriques issues de la mission Topex-Poséïdon ont été combinées à la méthode des réponses pour calculer les marées en eaux profondes sur la quasi-totalité du globe (*i.e* entre $66^\circ S$ et $66^\circ N$ (Ma et al., 1994). L’altimètre mesure tous les 9.97 jours les hauteurs de la surface de la mer en coordonnées géocentriques le long de la trace du satellite. Le signal de marée est aliasé car l’échantillonnage temporel est inférieur à la fréquence de Nyquist-Bode-Shannon. Cependant, le repliement du spectre dans les hautes fréquences est précisément connu et le signal de marée peut être déduit. L’enregistrement des marées est inférieur à 8 ans, les données altimétriques sont donc combinées à la méthode des réponses pour améliorer la

prévision. Les solutions les plus récentes aboutissent à des précisions de l'ordre de ± 2.8 cm, en moyenne sur le globe.

★ **Altimétrie et modèles numériques** Les données altimétriques peuvent aussi être directement combinées avec les modèles numériques de la marée pour calculer les marées sur l'intégralité du globe. Cette méthode est particulièrement adaptée aux zones côtières ou qui présentent des topographies accidentées (*i.e* là où les traces de l'altimètre sont spatialement trop espacées pour échantillonner correctement le signal de marée) car les modèles de marées utilisent des grilles éléments finis raffinées dans ces zones. Les calculs numériques aboutissent à une précision centimétrique sur l'océan global (Le Provost et al., 1994 ; Lefèvre et al. 2002 ; Lyard et al, 2006). Les cartes produites par cette méthode exhibent les structures fondamentales des marées en océan profond (cf. figure 2.3 et 2.3 pour l'onde M_2). Très grossièrement, l'onde de marée tourne dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans les sous-bassins de l'hémisphère nord, et dans le sens opposé dans l'hémisphère sud. Les points d'amplitude minimale sont appelés les amphidromes. En règle générale, les amplitudes les plus fortes sont situées le long des côtes. Les cartes montrent aussi l'importance de la taille des bassins océaniques. Les marées semi-diurne ($T \simeq 12h$) sont relativement prédominantes dans tous les océans. En revanche les marées diurnes ($T \simeq 24h$) sont faibles dans l'Atlantique et relativement importantes dans les océans Pacifique et Indien. L'Atlantique est trop petit pour avoir une fréquence de résonance proche de $24h$.

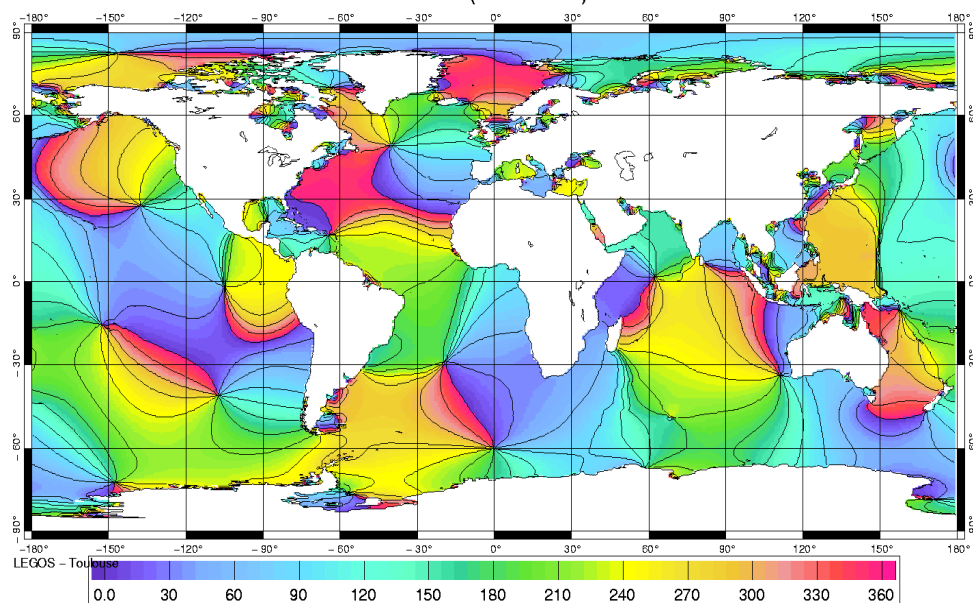
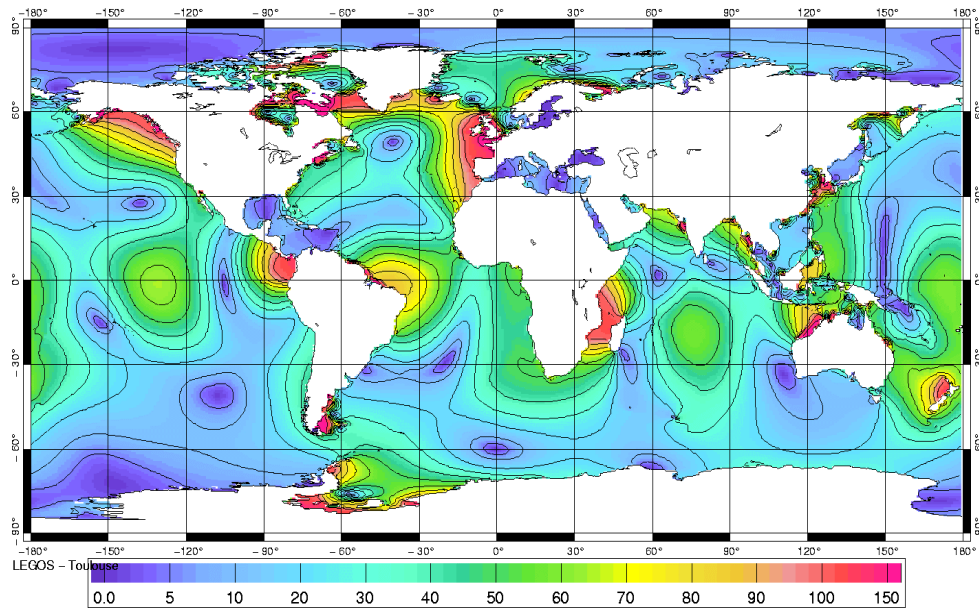


Figure 2.3 – Cartes des amplitudes (haut) et des phases (bas) de l’onde M_2 (en mètre et degré respectivement). Ces cartes sont issues de l’atlas *FES2004* qui utilise une méthode combinant modèle hydrodynamique et assimilation de données (Lyard et al., 2006).

2.2 Marées en Océan Stratifié : les Marées Internes

Le concept de marée externe ou barotrope³ est intuitif car il correspond aux phénomènes de marée observés sur les côtes. A contrario, le concept de marée interne (on utilise aussi le terme de marée barocline⁴) est moins naturel car il désigne des processus qui ont lieu à l'intérieur de l'océan et dont l'étude et la connaissance ne s'est développée qu'à partir de la seconde moitié du XX^{ème} siècle. Pour présenter les processus de la marée interne il est nécessaire de regarder une section verticale de l'océan (cf. figure 2.4).

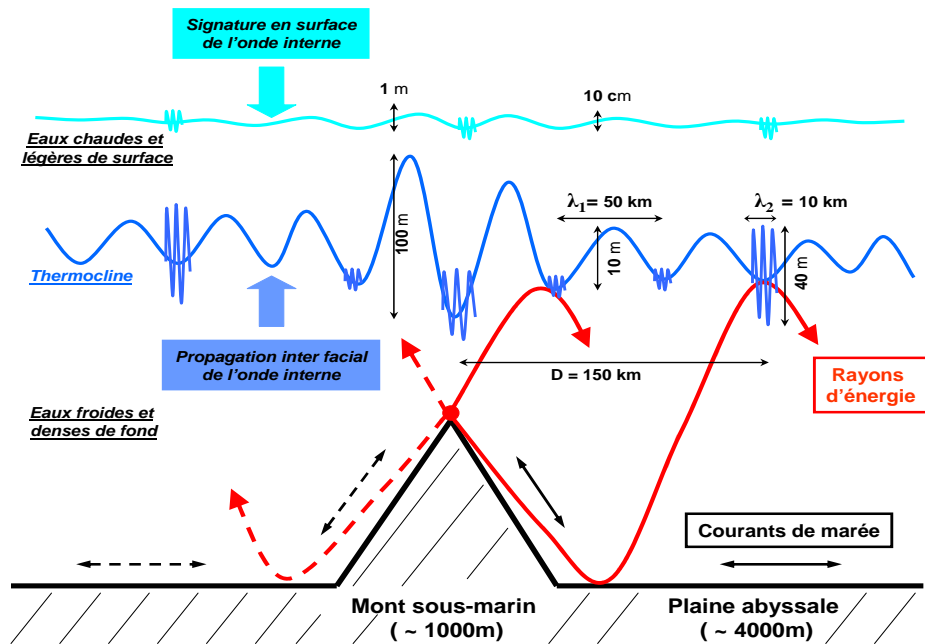


Figure 2.4 – Section verticale représentant la *génération* et la *propagation* d'ondes internes (OI) au niveau de la thermocline. (Adapté de Pairaud, 2005)

La figure (2.4) représente la *génération* et la *propagation* d'ondes internes (OI) au niveau de la thermocline. Ces OI sont générées au-dessus de la topographie accidentée par interaction du flux périodique de la marée avec la pente de la topographie. Ces OI se traduisent par une oscillation des masses d'eau à la période de la marée (12h25') et de longueur d'onde moyenne 10-50 km. Une condition nécessaire à l'apparition des OI est que le milieu soit suffisamment stratifié en densité. C'est le cas au niveau de la thermocline où le gradient de température est maximal. L'oscillation de la thermocline est capable de se propager loin du site de génération (*i.e* O(100-1000 km)) sous la forme d'une onde longue de gravité. Au niveau de la thermocline, l'amplitude des OI peut atteindre 50 – 100 m au-dessus de la topographie et 10 – 20 m au-delà. En surface, la signature des OI est de 0.5 – 1 m au-dessus de la topographie et de 0.1 – 0.2 m au-delà, ce qui est suffisant pour

³Un écoulement est dit barotrope lorsque les isobares et les isopycnes (lignes de densité constantes) sont parallèles entre elles, la vitesse est constante et identique à tous les niveaux. Le fluide est donc homogène sur l'horizontale et stable.

⁴Un écoulement est dit barocline lorsque les isobares ne sont pas parallèles entre elles et lorsqu'elles coupent les isopycnes (lignes de densité constantes). Les vitesses varient avec la profondeur, généralement en décroissant vers le fond.

être détecté par altimétrie satellite. Les OI génèrent un cisaillement vertical susceptible de produire du mélange dans l’océan abyssal. L’énergie des marées internes se concentre sous la forme de rayons et se propage à partir du sommet de la topographie. La propagation se fait de part et d’autre de la topographie selon un motif caractéristique en croix (cf. figure 2.4). Les rayons sont capables de se réfléchir sur le fond et sur la thermocline. Au contact de la thermocline ces rayons génèrent des oscillations de courte période (20–40min) sous la forme de train d’ondes appelés ondes solitaires ou solitons dont l’amplitude peut atteindre 40 m. Des solitons sont également générés au-dessus de la topographie. Dans le cas du talus continental Armoricaïn, la résurgence du rayon inférieur à lieu à 150 km de site de génération (Piraud, 2005). Aujourd’hui on ne sait pas quantifier et séparer correctement la proportion d’énergie qui rayonne de celle qui se dissipe localement sur le site de génération.

Nota : Un rappel des principaux résultats de la théorie linéaire sur les ondes internes est présenté en annexe.

2.2.1 Mise en évidence par imagerie satellite

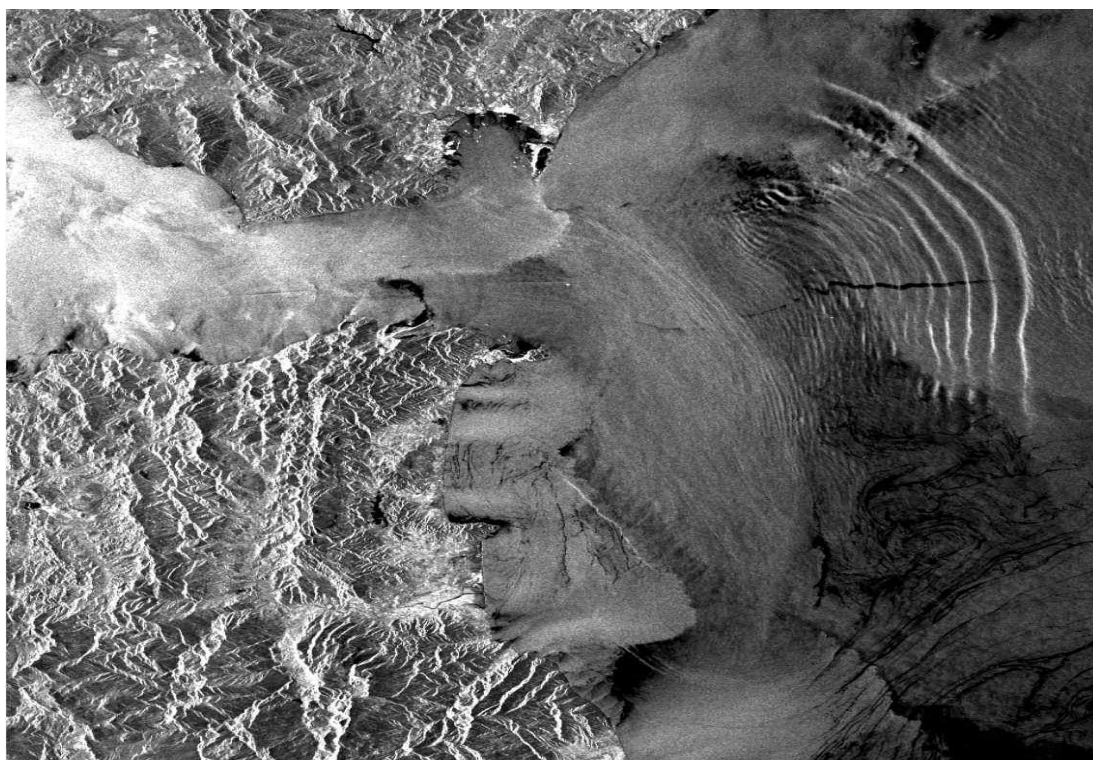


Figure 2.5 – Signature de surface des ondes internes dans le détroit de Gibraltar (Espagne en haut, Maroc en bas), vue par le satellite *ERS1* (Image radar *ESA*®). En surface l’amplitude de ces ondes est de 1-1.5 m, sous la surface elle atteint 50-100 m. Ces ondes internes trouvent leur origine dans la conjonction de trois facteurs : (i) l’existence de l’onde de marée Méditerranéenne qui se propage vers l’ouest, (ii) la géométrie particulière du détroit de Gibraltar qui présente un resserrement sur l’horizontale et un pic de bathymétrie au fond, et (iii) la présence d’un milieu stratifié en densité, formé par des eaux Méditerranéenne très salées au fond et des eaux Atlantiques plus légères en surface. L’interaction de ces facteurs génère un paquet d’ondes internes qui se propagent vers l’Est avec une vitesse de phase de $1-2 \text{ m.s}^{-1}$. Leur longueur d’onde est de 2-4 km. On peut voir que ces ondes sont diffractées au cours de leur propagation vers l’Est dans la mer d’Alboran. Ce signal peut être modulé par la présence de l’onde de marée Atlantique qui se propage vers l’Est et la circulation forcée par le vent.

2.2.2 Observation par altimétrie

L'analyse des données Topex-Poséidon (T/P) le long des traces du satellite (analyse *along-track*) a montrée qu'il était possible d'extraire de ces données la signature de surface des OI. Ceci à permis de localiser la présence d'OI à l'échelle globale (Ray & Mitchum, 1996, 1997; Kantha & Tierney, 1997; Carrère et al., 2003). A partir d'un jeu de données T/P de 7 ans (1992-1999), Carrère et al. (2003) ont mis en évidence, de part et d'autre de l'archipel des Tuomotu, des caractéristiques spatiale et temporelle stables qui traduisent la présence d'OI (cf. 2.6). La longueur d'onde estimée est ~ 130 km, ce qui est en bon accord avec la longueur d'onde du premier mode barocline calculée en résolvant le problème de Sturm-Liouville, et donc avec l'idée générale que la propagation des OI est dominée par les premiers modes internes de la marée (Wunsch, 1975).

La cohérence du signal se maintient entre 30° et 5° S, cependant les raisons pour lesquelles ce signal disparaît en dehors de cet intervalle demeurent peu claires. Les variations spatiales et temporelles de la stratification associé à des processus d'interférence et de réflexion des OI sont suspectées de conduire à leur dissipation (Carrère et al., 2003).

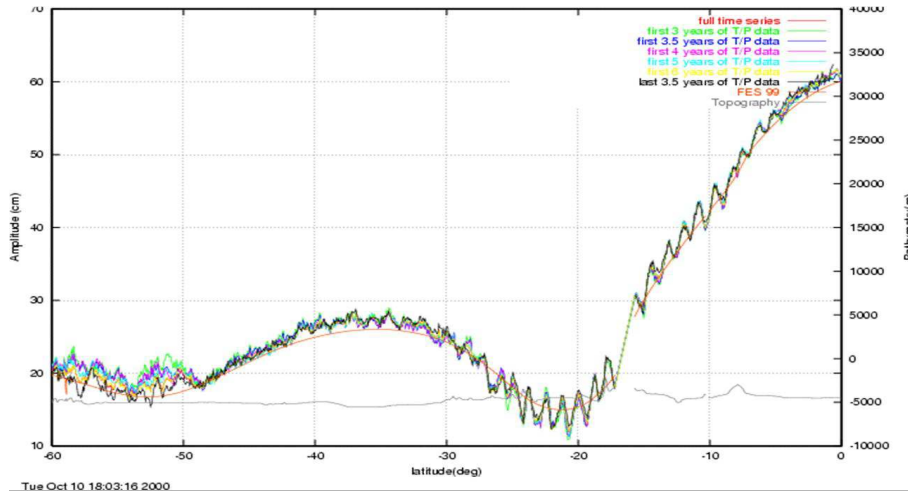


Figure 2.6 – Amplitudes de l'onde M_2 calculées à partir des données T/P (cm). La trace utilisée pour calculer ces amplitudes est grossièrement située de façon perpendiculaire à l'archipel des Tuamotu (Tahiti) et s'étale de 60° S et 0° dans le Pacifique (trace n° 221). Différentes longueurs d'analyse ont été testées : 7 ans (rouge), 3 ans (vert), 3.5 ans (violet), 4 ans (rose), 5 ans (bleu), 6 ans (jaune), les 3.5 dernières années (noir). L'amplitude de l'onde M_2 issue de l'atlas FES99 est mentionnée (trait lisse orange). Le trait gris centré sur -4000 m de profondeur représente la bathymétrie. Autour de la latitude de Tahiti ($\simeq -16^\circ$ S), le signal présente un caractère ondulatoire cohérent d'amplitude allant de 2 à 5 cm. Il s'agit de la signature de surface des ondes internes qui sont générées par interaction de la marée avec l'archipel des Tuamotu. (D'après Carrère, 2003)

Pour observer la propagation des OI cette méthode présente deux inconvénients majeurs : (i) les processus à l'origine des OI ont lieu sous la surface de l'océan or seule la signature de surface est accessible par cette méthode et (ii) la résolution spatiale du maillage dessiné par les inter-trace de T/P est insuffisante (314 km à l'équateur) pour échantillonner correctement le signal des OI dans toutes les directions. Cette méthode n'est donc applicable qu'à des cas particuliers où la direction de propagation des OI coïncide avec l'orientation des traces de T/P (*e.g.* l'Archipel des Tuamotu). En outre, la résolution temporelle de ces données ($\simeq 9.91$ jours) n'est pas suffisante pour pouvoir étudier précisément la variabilité temporelle du signal barocline.

Deuxième partie

Présentation des Outils

Quelles conséquences ont les marées sur la circulation générale océanique ? Cette question concerne entre autres la circulation abyssale qui représente plus de 75 % de la masse de l'océan mais qui, paradoxe de l'océanographie moderne, nous est encore très mal connue. Devant les obstacles expérimentaux auxquels se heurte inévitablement sa connaissance, la seule solution accessible resta longtemps la construction de modèles conceptuels assujettis à de nombreuses hypothèses et étayés par des expériences de laboratoire (*e.g.* Stommel & Arons, 1960). Aujourd'hui les obstacles expérimentaux demeurent mais la construction de modèles numériques permet une approche complémentaire.

Néanmoins, l'immense diversité des échelles spatio-temporelles de la dynamique de l'océan oblige encore à faire de nombreuses hypothèses dans ces modèles. Depuis l'échelle de dissipation moléculaire jusqu'aux courants de la taille des bassins océaniques en passant par la turbulence méso-échelle, le spectre océanique s'étend sur pas moins de 10 ordres de grandeurs. L'étude de ces mouvements ne peut se faire qu'en opérant une partition du spectre. Le cadre général de la dynamique est alors constitué des équations de la mécanique des fluides. Cependant, les hypothèses, les outils théoriques et les modèles utilisés varient beaucoup d'une échelle d'étude à l'autre. Ainsi dans cette thèse, pour répondre à la question initiale, il est nécessaire d'utiliser deux modèles numériques :

- le premier modèle : NEMO (Madec et al., 1998) est un OGCM qui permet de résoudre la circulation océanique grande échelle (> 100 km) *i.e.* la circulation générale océanique. Cette circulation nous intéresse car il s'agit de la composante océanique qui à le rôle le plus marqué sur le climat et comprend entre autre la THC. NEMO permet de modéliser la THC dont l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre de $O(1000)$ ans).

- le second modèle : MOG2D-G (Lynch et Gray, 1979; Carrère et Lyard, 2003) est un modèle de marées hydrodynamique bidimensionnel qui permet de simuler la marée barotrope sur le globe, dont l'échelle de temps caractéristique est de l'ordre de $O(1)$ minute).

Les modèles NEMO et MOG2D-G ayant fait l'objet de nombreuses descriptions, nous renvoyons le lecteur aux documentations de références pour des développements complets, respectivement : Madec et al. (1998)⁵ et Carrère (2003)⁶.

L'objet des deux chapitres suivants se limite donc à présenter les caractéristiques des modèles qui ont motivé leur choix.

⁵Documentation et code accessibles via Internet sur <http://www.lodyc.jussieu.fr/NEMO/>

⁶TUGO-m est un modèle en cours de développement qui utilise MOG2D-G comme mode externe. La documentation de TUGO-m est accessible via Internet sur http://poc.obs-mip.fr/pages/research_topics/modelling/t-ugo/t-ugo.htm

Chapitre 3

Un Modèle pour la Circulation Générale Océanique : NEMO

3.1 La configuration ORCA2-LIM

Le modèle NEMO est le code de circulation générale océanique qui est développé au LOCEAN (Madec et al., 1998). Il permet d'étudier sur un vaste spectre spatio-temporel l'océan et ses interactions avec l'atmosphère, la cryosphère et la biosphère¹. Ce modèle résout les équations primitives (*i.e* les équations de Navier-Stokes simplifiées avec les hypothèses de Boussinesq, d'hydrostatisme, d'incompressibilité, de couche mince et de fermeture turbulente) en "surface libre", ce qui assure la conservation du contenu halin (Roullet & Madec, 2000).

Les équations primitives sont écrites avec un formalisme tensoriel, ce qui permet de les appliquer à n'importe quel maillage tridimensionnel, orthogonal et curviligne sur la sphère, avec le troisième axe dirigé selon la verticale locale. Elles sont discrétisées sur une grille de type *C* (Arakawa, 1972) par des schémas spatiaux d'ordre deux. Le schéma temporel est un "saute-mouton" associé à un filtre d'Asselin (1972), à l'exception des termes de diffusion qui sont traités avec un schéma Euler-avant sur l'horizontale et Euler-arrière sur la verticale. La masse volumique locale est calculée à partir de l'équation d'état de Jackett & McDougall (1995) comme une fonction de la température potentielle, de la salinité et de la pression (en décibars, approchée par la profondeur en mètres), cette équation ayant été établie à partir de l'équation d'état de l'Unesco (1983).

Dans cette thèse, ce modèle est appliqué à l'océan mondial dans une configuration appelée ORCA2-LIM (*i.e* avec une résolution horizontale de l'ordre de 2° et l'inclusion d'un modèle de glace de mer) (Fichefet & Morales Maqueda, 1997; Timmermann et al., 2005). La grille du modèle est tripolaire *i.e* une distorsion est introduite au nord de 20° N et fait apparaître deux pôles nord : un sur la Russie et l'autre sur l'Amérique du Nord (Madec & Imbard, 1996; Murray, 1996). Un tel choix permet (1) de maintenir une grille géographique dans la ceinture équatoriale (20° S-20° N); (2) d'obtenir une résolution quasi-isotrope dans le bassin Arctique avec un pas d'espace supérieur à celui atteint le long de l'Antarctique; (3) d'imposer une résolution isotrope dans l'hémisphère Sud (grille Mercator *i.e* avec un espacement méridien variant avec le cosinus de la latitude). En outre, un accroissement de la résolution méridienne est effectuée dans la ceinture équatoriale pour mieux représenter la dynamique équatoriale.

¹Les climatologues français utilisent NEMO comme composante océanique de leur modèles couplés océan-atmosphère qui simulent les scénarii de réchauffement climatique.

Le modèle possède 31 niveaux sur la verticale avec une résolution qui s'étale de 10 m dans les 100 premiers mètres à 500 m au fond. La bathymétrie et la ligne de côte sont calculées à partir des données de l'atlas de Smith & Sandwell (1997) et ETOPO5. Le pas de temps du modèle est de 1h40.

Le modèle utilise une surface libre (Roullet & Madec, 2000). La physique sous-maille verticale est résolue par un modèle de fermeture turbulente et une longueur de mélange diagnostique (Gaspar et al., 1990; Blanke et Delecluse, 1993; Madec et al., 1998). Un minimum de $0.1 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$ est imposé au K_z ainsi calculé. Cette valeur est atteinte dans la thermocline principale et dans la quasi-totalité de l'océan profond à l'exception des zones d'instabilités statiques où le K_z est porté à $100 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$.

La diffusion latérale sur les traceurs actifs (T et S) est laplacienne et agit le long des isopycnes. Son coefficient est uniforme et vaut $2000 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. En outre une paramétrisation de la vitesse induite par les tourbillons est ajoutée (Gent & McWilliams, 1990). Elle mime l'effet des instabilités baroclines sur la structure moyenne en densité (*i.e* perte d'énergie potentielle à grande échelle). Le coefficient utilisé pour cette vitesse est une fonction du taux de croissance de l'instabilité barocline (Treguier et al., 1997), et varie de $15 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$ à plus de $1000 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$ en région fortement instable (Pointe de l'Afrique du Sud et décollement des courants de bord Ouest) (Jouzeau, 1999).

Le modèle est forcé en surface par une moyenne climatologique mensuelle de la tension du vent ERS1. Les flux de chaleur sont calculés par formules aérodynamiques de masse (ce qui inclut implicitement un rappel en température). Afin d'être consistant avec la formulation en "surface libre", c'est le flux d'eau douce et non pas la salinité qui fait l'objet d'un rappel. Le champ de précipitation est issu des données de Xie & Arkin (1996), l'évaporation est calculée par formule aérodynamique de masse. Le terme correctif (temporellement variable) est calculé de façon à compenser une dérive "évaporative" ou "précipitative" sur chaque région, tout en conservant une moyenne globale nulle. Le ruissellement continental (runoff) est évalué à partir des données du GRDC (Fekece et al., 2000) complété par les bilans des de Baumgartner & Reichel (1975). Les radiation solaires peuvent pénétrer dans les couches de surface de l'océan.

Aux hautes latitudes, le modèle d'océan est couplé au modèle de glace de mer de l'Université de Louvain-La-Neuve (LIM). Le modèle à une composante thermodynamique à trois couches et composante dynamique basée sur une rhéologie visco-plastique. Il calcule les flux de chaleur, de sel et d'eau douce utilisés pour forcer l'océan.

Sur les frontières solides, la condition mécanique est l'absence de glissement ("no-slip") et une friction linéaire au fond. Les flux de chaleur et de sel sont nuls sauf au fond où un flux géothermique est prescrit de manière similaire à un flux de surface. Les températures et salinités sont initialisées à l'atlas de Levitus (1998) puis laissées libres d'évoluer ultérieurement, excepté en Méditerranée et en mer Rouge où elles font l'objet d'un rappel.

3.2 Représentation de la circulation dans ORCA2-LIM

3.2.1 Circulation horizontale

La figure 3.1 représente la fonction de courant barotrope globale dans le modèle ORCA2-LIM après 1500 ans de run. On observe la présence des gyres subpolaires et subtropicales dans les deux hémisphères. L'hémisphère sud est le siège d'un courant très intense qui fait le tour du continent Antarctique : le courant circumpolaire Antarctique (ACC). Dans le passage de Drake, la fonction de courant barotrope indique un transport de 126 Sv dans le modèle, ce qui est proche des 136.7 ± 7.8 Sv estimés par Cunningham et al. (2003)

à partir de données. Dans l'Atlantique Nord, la gyre subtropicale possède un maximum de 36 Sv tandis que la gyre subpolaire a un maximum de 18 Sv. La structure générale de ces courants est en accord qualitatif avec (i) la balance de Sverdrup associée au forçage par le vent (*i.e* le rotationnel du vent), ce qui est très visible dans le Pacifique, et (ii) les observations (Schmitz et al., 1995). La structure spatiale des courants de bord Ouest n'est cependant pas assez réaliste du fait de la résolution du modèle. Une résolution de $\sim 2^\circ$ ne permet pas de résoudre les tourbillons transitoires méso-échelle caractéristiques des courants de bord Ouest. Dans l'Atlantique, l'intensité de la gyre subtropicale de l'hémisphère Nord est en accord avec une estimation de Bryden et al. (2005) qui évalue le transport de cette gyre à ~ 37 Sv.

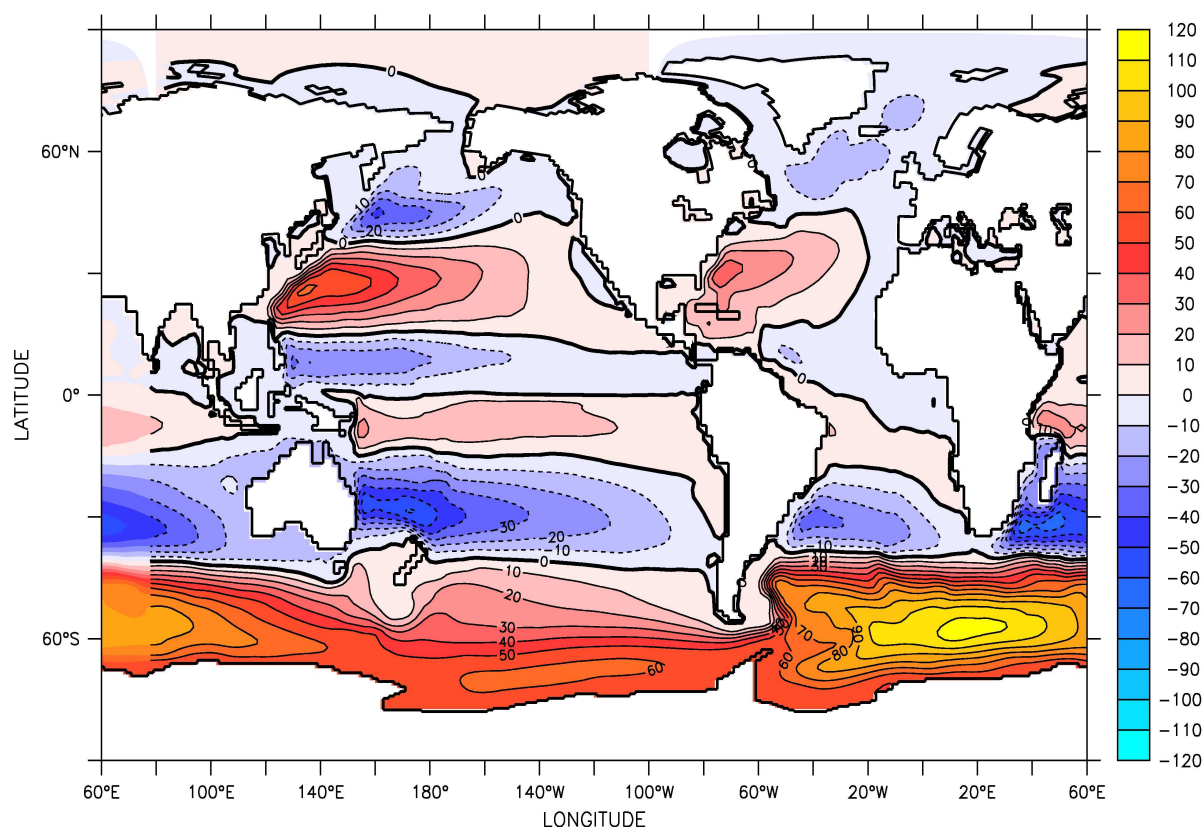


Figure 3.1 – Fonction de courant barotrope globale issue du modèle ORCA2-LIM après 1500 ans de run (Sv).

3.2.2 Circulation méridienne

La fonction de courant méridienne (MSF) représente les lignes de courant dans un plan méridien qui dépend de la latitude et de la profondeur. La MSF est définie comme une fonction de courant classique associée aux champs des vitesses méridienne et verticale moyennés zonalement *i.e* V et W . La non divergence du champ des vitesses permet d'assurer l'existence d'une fonction potentielle Φ appelée fonction de courant dont dérive le

champ des vitesses (V, W) . Φ vérifie donc : $(V, W) = \vec{\nabla}_{y,z} \times \Phi$, soit $V = \partial_z \Phi$ et $W = -\partial_y \Phi$. Ainsi la MSF permet de représenter la circulation profonde.

La figure 3.3 représente la MSF moyennée sur le globe issue du modèle ORCA2-LIM après 1500 ans de run (Sv). Le champ des vitesses utilisé pour calculer cette MSF tient compte des vitesses effectives de Gent & McWilliams associées à l'activité des tourbillons méso-échelle. Deux cellules de plongées et de retour des eaux se dégagent nettement sur la quasi-totalité de la bande méridienne 50° S, 50° N. La plus intense (16 Sv) est présente dans les 2500 premiers mètres et son transport s'effectue dans le sens positif. Cette cellule est associée aux eaux de la NADW. La seconde, moins intense (12 Sv) occupe les 2000 derniers mètres de profondeur et son transport s'effectue dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Cette cellule est associée aux eaux de la AABW. Les deux cellules de surface, centrées sur l'équateur et de sens opposées sont associées à la dynamique des couches de surface de la bande inter-tropicale qui génère un upwelling intense au niveau de l'équateur. La Deacon-cell, cellule positive centrée sur 55° S qui descend jusqu'à 3000 m de profondeur avec un maximum en surface de 29 Sv est liée à la présence de l'ACC.

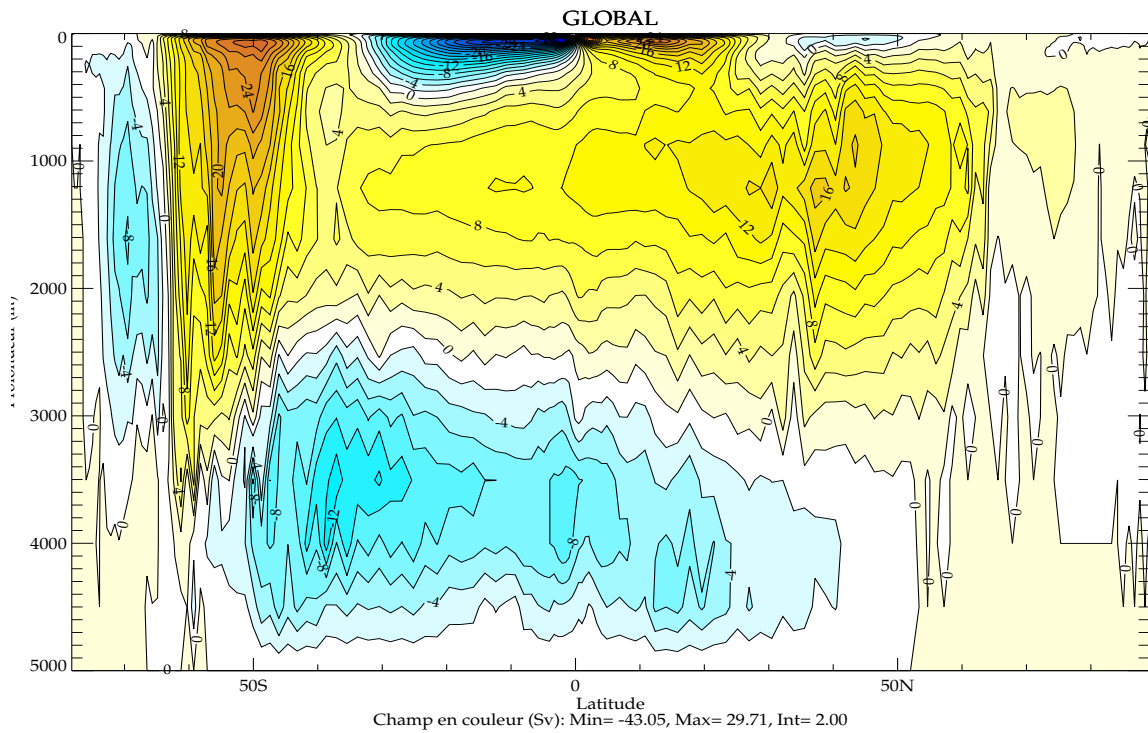


Figure 3.2 – Fonction de courant méridienne effective moyennée sur le globe issue du modèle ORCA2-LIM après 1500 ans de run (Sv).

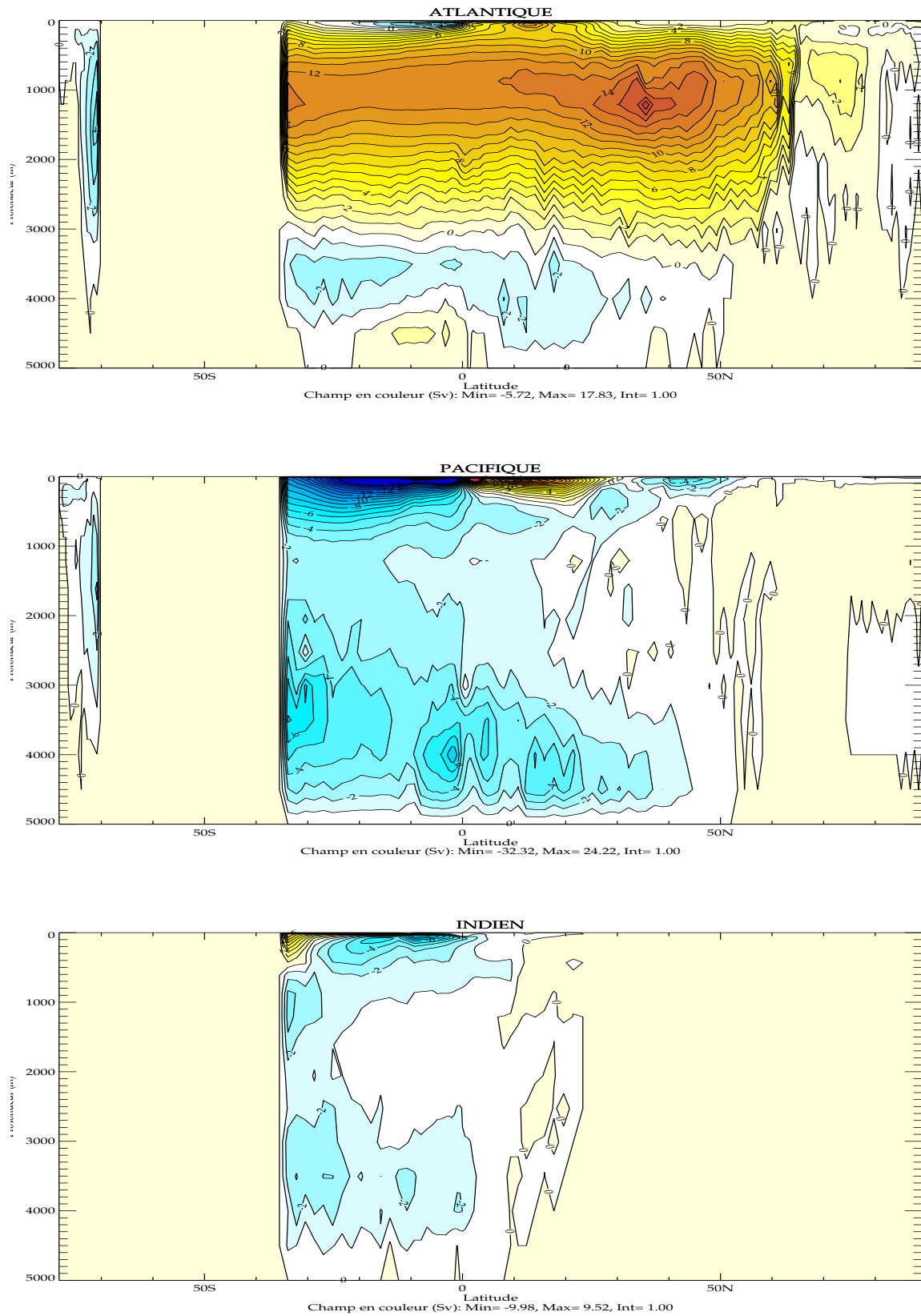


Figure 3.3 – Fonctions de courant méridiennes (MSF) effectives moyennées sur les océans Atlantique (haut), Pacifique (milieu) et Indien (bas) (Sv). Ces MSF sont obtenues avec la configuration ORCA2-LIM de NEMO après 1500 ans de run. Par défaut dans cette configuration le mélange turbulent vertical est uniforme (K_z)

Chapitre 4

Un Modèle pour la Marée Océanique Globale : MOG2D-G

4.1 Caractéristiques générales de MOG2D-G

Le Modèle aux Ondes de Gravité 2D Global (MOG2D-G) est un modèle hydrodynamique barotrope, bi-dimensionnel, *time-stepping* et non-linéaire. Il a été développé à l'origine pour étudier la réponse de l'océan lorsqu'il est soumis à un forçage météorologique haute fréquence (dû à la pression et au vent) et qu'il génère des ondes de gravité (Lynch & Gray, 1979 ; Carrère & Lyard, 2003).

Le modèle est basé sur la résolution des équations *shallow water* de continuité et du mouvement. Pour accroître la stabilité numérique du système à résoudre, les équations *shallow water* sont ramenées à un problème elliptique. In fine le modèle résout l'équation des ondes *shallow water* non-linéaires (cf. Carrère, 2003). Le problème est discrétisé sur un maillage de type éléments finis triangulaire de type Lagrange- $P1$ (*i.e* la hauteur d'eau et les vitesses sont calculés uniquement aux sommets des triangles), ce qui permet d'adapter la résolution spatiale du maillage aux contraintes dynamiques et géométriques. La résolution spatiale s'échelonne de ~ 10 km près des côtes, en eau peu profonde ou dans les zones de fort gradient topographique, à ~ 200 km en plein océan. Dans le cas global les conditions aux limites se résument à une condition d'imperméabilité classique sur les frontières fermées. Un schéma temporel semi-implicite d'ordre 2 autorise un pas de temps moyen de 3 min tout en préservant la stabilité numérique du modèle. Un algorithme d'optimisation de la numérotation des noeuds du maillage est appliqué pour réduire la largeur de la bande du système. Le système linéaire final est résolu par décompositions LU .

Le domaine s'étend sur tout le globe et comprend la mer Méditerranée, la baie d'Hudson, le détroit de Béring, l'océan Arctique et les mers de Ross et de Weddell qui sont recouvertes de glace. Dans les mers de Ross et de Weddell, la diminution de la colonne d'eau du fait de l'épaisseur de la couche de glace est prise en compte (Lyard, 1997). La bathymétrie est une compilation de plusieurs bases de données (ETOPO5, 1988 ; DBDB5, 1983 ; Smith & Sandwell, 1996) auxquelles des améliorations ponctuelles ont été apportées dans l'océan Arctique et la mer de Weddell.

Le modèle est forcé par les composantes principales de la marée *i.e* M_2 , S_2 , N_2 , K_1 et O_1 . Ces composantes expliquent à elles seules 90% du signal de marée observé. Le forçage de la marée tient compte des phénomènes d'auto-attraction.

Les processus de dissipation de l'énergie jouent un rôle fondamental. Néanmoins, les méthodes employées pour dissiper l'énergie des modèles barotropes restent souvent peu réalistes, même si elles sont souvent efficaces (*i.e* frottement sur le fond fixé à 2 cm.s^{-1} ou

viscosité turbulente horizontale fixé à $10^6 m^2.s^{-1}$). Dans MOG2D-G un schéma de viscosité permet de tenir compte de la taille variable des mailles éléments finis (Smagorinsky, 1963). Le coefficient de viscosité moyen est $\sim 90 m^2.s^{-1}$. Un terme de cisaillement quadratique mime la dissipation d'énergie associée à la présence d'un fort cisaillement vertical à la base de la couche mélangée. La dissipation de l'énergie par frottement sur le fond (BF)¹ est paramétrisée par un coefficient de frottement quadratique de type Chézy (cf. figures 4.1 et 4.2). Le dernier processus de dissipation pris en compte est le transfert d'énergie du mode barotrope vers les modes baroclines dû aux ondes internes qui sont générées lors du passage de la marée sur des topographies accidentées (cf. 4.3, 4.4 et section suivante pour plus de détails). Ce terme de traînée barocline dissipe environ 30 % de l'énergie de la marée barotrope globale (cf. tableau 4.1).

La version de MOG2D-G retenue dans cette thèse ne tient pas compte des effets dûs au vent. Seule le forçage dû aux marées est retenu. Aucune assimilation de données n'a été retenue afin de garder la consistance de la solution avec les équations hydrodynamiques. Dans l'étude ultérieure sur la circulation résiduelle de marée, ce point est crucial car le signal que l'on cherche à extraire est faible devant celui des marées. Cependant, même sans assimilation, la solution retenue est en très bon accord avec les données marégraphiques (ST95), altimétriques et les enregistrements de pression de fond. Les différences RMS sont de seulement 4.0 cm (M_2) et 1.2 cm (K_1) quand on compare les solutions les plus récentes de MOG2D-G aux meilleurs solutions altimétriques telles que GOT00 (Ray, 1999) et FES2004 (Lyard et al., 2006). Notons que la prise en compte de la traînée barocline est cruciale puisqu'elle permet de réduire les biais et les différences RMS d'un facteur deux.

4.2 La traînée barocline dans MOG2D-G

MOG2D-G est un modèle intégré sur la verticale (*i.e* barotrope), il ne possède donc pas de structure verticale. L'absence de dynamique 3D interne oblige à paramétriser la dissipation de l'énergie de marée en traînée barocline. La forme de la paramétrisation de l'IWD dépend des hypothèses formulées.

Dans le cas d'une bathymétrie petite échelle *i.e* dont la longueur horizontale caractéristique est inférieure à la longueur d'incursion de la marée (~ 100 m), l'IWD peut s'écrire :

$$\tau_1 = c_1 \rho_0 k N_b h^2 \mathbf{u} \quad (4.1)$$

où N_b est la fréquence de Brünt-Vaïssälä au fond, k le nombre d'onde horizontal caractéristique de la topographie et \mathbf{u} la vitesse barotrope. c_1 est un coefficient de *tuning* qui prend en compte les incertitudes de la paramétrisation telle que N_b ou les incertitudes liée au manque de résolution près du fond.

L'écriture de 4.1 se trouve telle que ou sous des formes plus ou moins sophistiquée dans la littérature usuelle (Jayne & StLaurent, 2001 ; Lewellyn Smith & Young, 2002 ; Egbert et al., 2004). Cette paramétrisation est valide pour des échelles dont la bathymétrie est au plus de l'ordre de $O(1000m)$. Néanmoins l'altimétrie satellite démontre que les principales sources d'ondes internes sont associées à des échelles de la bathymétrie fréquemment supérieure à $O(1000m)$, telles que les dorsales océaniques. Pour être en meilleur accord avec les observations satellites, MOG2D-G utilise la paramétrisation 4.2 dont le domaine de validité s'étend à des topographies du type dorsales, archipels et monts sous-marins (cf. Carrère, 2003).

¹Bottom Friction

$$\tau_2 = c_2 \rho_0 k^{-1} \bar{N} \left(\vec{\nabla} H \cdot \mathbf{u} \right) \vec{\nabla} H \quad (4.2)$$

avec les mêmes notations que pour 4.1 et où H est la profondeur moyenne de l'océan et \bar{N} est une moyenne pondérée de N sur la verticale vérifiant 4.3 :

$$\bar{N} = \frac{1}{H} \int_{-H}^{\alpha} N(z) \frac{z^2}{H^2} dz \quad (4.3)$$

Pour obtenir l'expression 4.3 on fait l'hypothèse que le profil des vitesses verticales décroît linéairement en allant vers la surface (Baines, 1982), *i.e*

$$\vec{w}(z) = \frac{z}{H} \vec{w}_0 \quad (4.4)$$

où $w = w_0 \cos(k \cdot x - \omega t)$ avec les notations de la section 6.1.1.

Ainsi, l'écriture de \bar{N} contient deux informations fondamentales : (i) 4.3 reflète le rôle prédominant de la vitesse verticale sur la stratification à des profondeurs proches de la topographie (accroissement quadratique avec la profondeur) et (ii) dans 4.3, les effets de la stratification sont prépondérants au niveau de la thermocline.

Bien que l'expression de 4.2 ait été dérivée à partir d'une approche différente, cette paramétrisation peut être considérée comme une version simplifiée de la formulation proposée par Bell (1975). Les différences fondamentales entre 4.2 et 4.1 résident d'une part dans le fait que 4.2 est dirigée dans la direction de ∇H et non dans celle de \mathbf{u} et d'autre part que 4.2 varie proportionnellement à ∇H^2 et non pas à h^2 .

Deux expériences ont été réalisées pour calibrer le coefficient de *tuning* c_2 dans l'équation 4.2 de façon à équilibrer le bilan d'énergie de l'onde M_2 . La première expérience est basée sur le champ des vitesses déduit des SSH assimilées dans l'atlas FES99 (Lefèvre et al., 2000), avec comme objectif de rendre nul le taux de travail global des forces de pression. Dans la seconde expérience, une solution hydrodynamique est recalculée avec un second maillage, avec comme objectif de minimiser les écarts entre la solution et la base de données marégraphiques ST95. Les meilleures performances sont obtenues pour une coefficient $c_2 = 1000$. Les deux expériences conduisent à des estimations similaires de la dissipation globale de M_2 en IWD *i.e* 0.7 TW. Les différences *RMS* sont divisées par deux lorsque la paramétrisation 4.2 de l'IWD est activée dans l'atlas FES2000 sans assimilation. Les différences *RMS* des solutions les plus récentes de MOG2D-G sont de seulement 4.0 cm (M_2) et 1.2 cm (K_1) quand on les compare aux meilleurs solutions altimétriques telles que GOT00 (Ray, 1999) et FES2004 (Lyard et al., 2006). Des expériences de sensibilité établies récemment sur des cas idéalisés montrent que la formulation 4.2 est en meilleur accord avec les transferts d'énergie observés que la formulation 4.1 (Lyard F., 2006 -communication personnelle-).

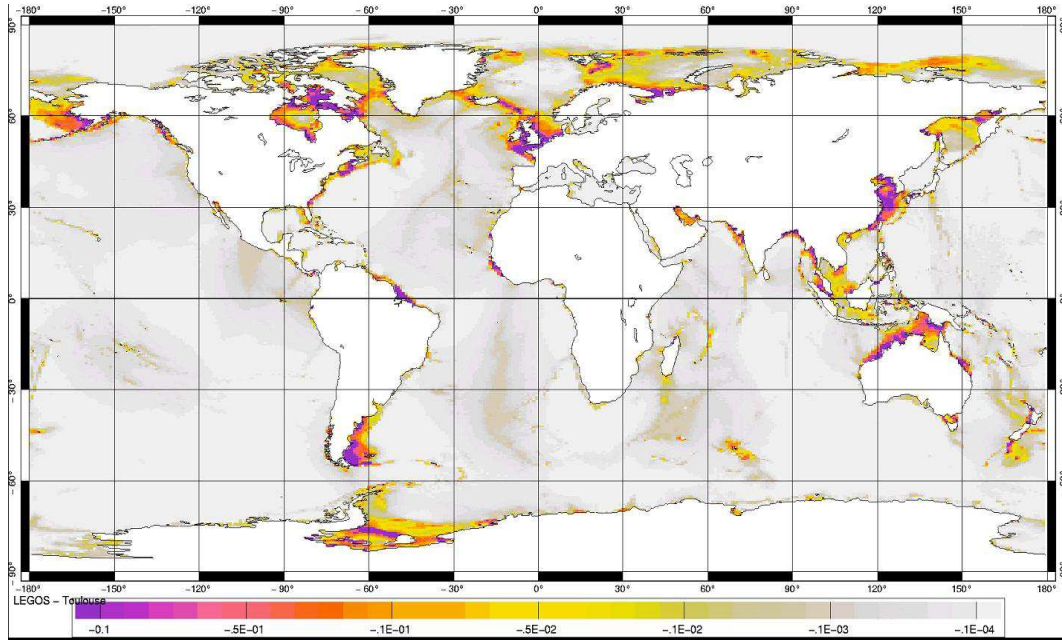


Figure 4.1 – Flux d'énergie dissipée par frottement sur le fond par l'onde M_2 ($W.m^{-2}$).

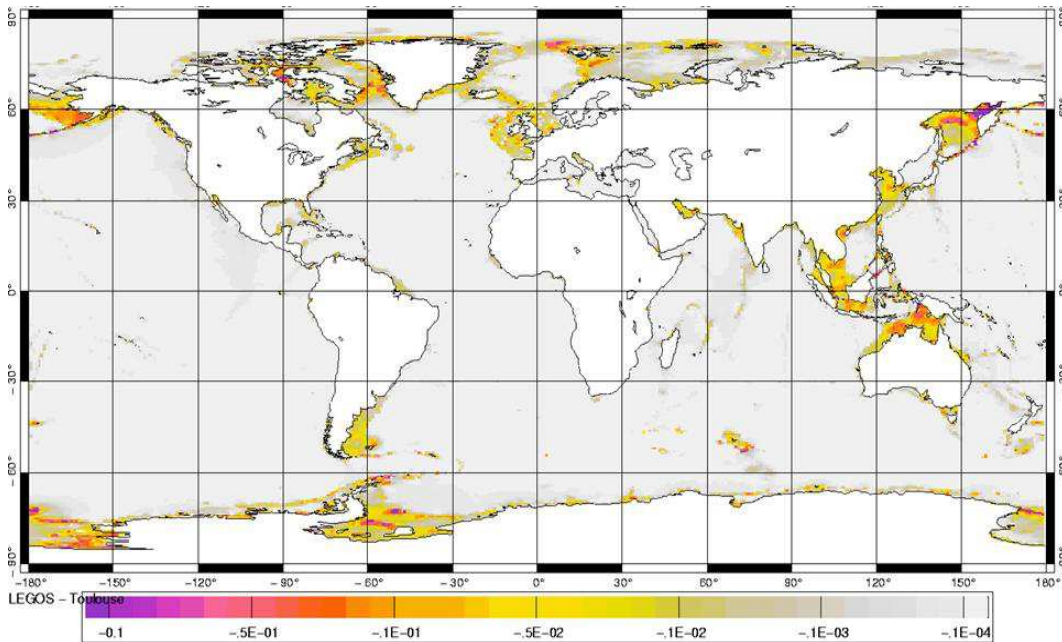


Figure 4.2 – Flux d'énergie dissipée par frottement sur le fond par l'onde K_1 ($W.m^{-2}$).

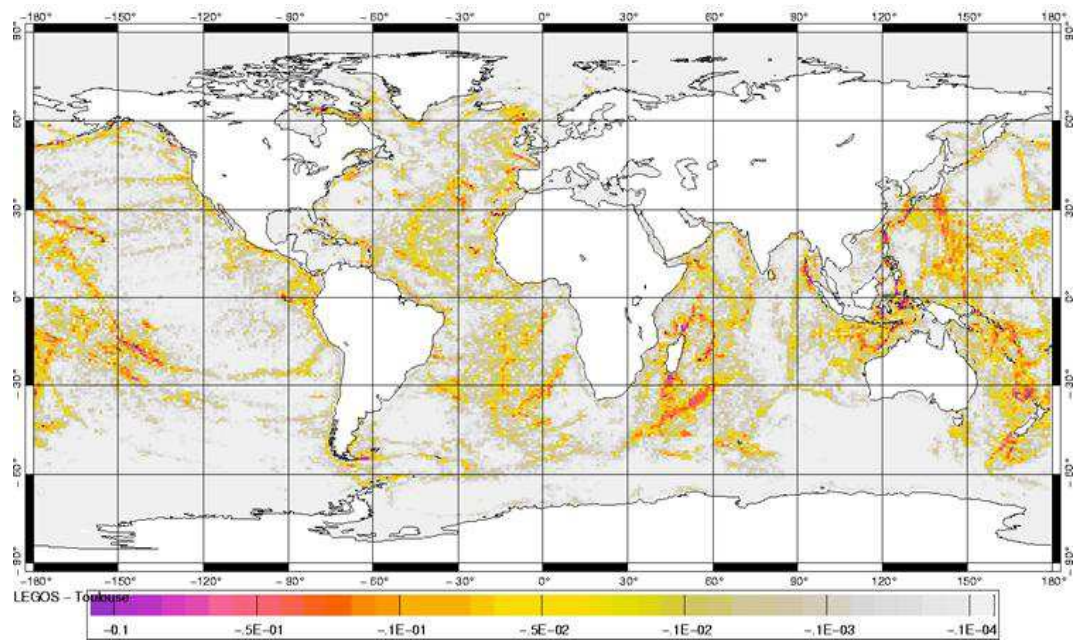


Figure 4.3 – Trainée barocline générée par l'onde M_2 ($W.m^{-2}$).

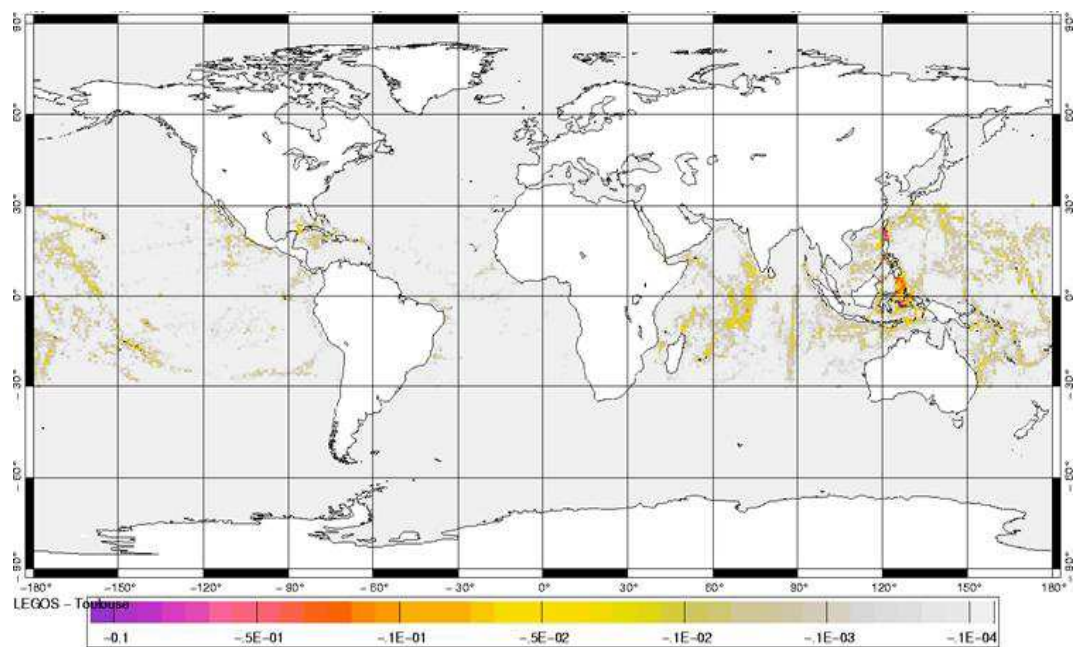


Figure 4.4 – Trainée barocline générée par l'onde K_1 ($W.m^{-2}$).

Contrairement à la distribution spatiale du frottement sur le fond qui reste confinée sur les marges continentales (cf. figures 4.1 et 4.2), l'IWD est largement présent en plein océan (cf. figures 4.3 et 4.4). Dans les sous-bassins où les plateaux continentaux ont une extension limitée, tel que l'océan Indien, l'IWD est le mécanisme de dissipation qui domine. La distribution spatiale des magnitudes les plus intenses de l'IWD est corrélée avec les topographies accidentées. Dans les trois grands sous-bassins on retrouve des reliefs caractéristiques des zones où l'IWD est intense : dorsales océaniques, archipels, monts sous-marins et talus continentaux. Dans l'Atlantique on distingue : la dorsale medio-Atlantique de 60° N à 60° S, le talus de la baie de Biscaye, les Canaries, les Açores, les îles du Cap-Vert, Walvis Ridge ; dans le Pacifique : les archipels des îles Aléutiennes et Kurill, les Monts sous-marins de l'Empereur, l'archipel des îles Hawaï, Kyushu et Palu ridge, le détroit de Luzon, l'est de l'archipel Indonésien, les îles Mélanésiennes, Macquarie ridge, l'archipel des Tuomatou et les Galapagos ; dans l'Indien : les îles de la sonde, les îles Andaman, l'archipel des Maldives, les zones de Madagascar et de la Réunion et le plateau des Kerguelen. La magnitude de l'IWD associé à l'onde K_1 est nulle en dehors de la bande comprise entre les latitudes critiques 28.9° N et 28.9° S.

Le tableau 4.1 résume les quantité d'énergies dissipées par les ondes M_2 et K_1 . Ces estimations sont issues de MOG2D-G (Lyard & LeProvost, 2002) et des données altimétriques GOT99 et TPXO.5 (Egbert & Ray, 2003). Bien qu'utilisant des méthodes différentes, toutes les estimations donnent des résultats similaires. Sur les 3.5 TW d'énergie dissipés par la marée, ~ 2.8 TW le sont par les seules ondes M_2 et K_1 . L'onde M_2 dissipe à elle seule ~ 71 % de l'énergie totale dissipée par la marée. L'énergie dissipée par la marée se répartie en frottement sur le fond et en traînée barocline, respectivement : ~ 73 % et ~ 17 % de l'énergie de M_2 et K_1 . Néanmoins M_2 et K_1 ne dissipent pas les mêmes quantité d'énergie en IWD. M_2 dissipe $\sim 30\%$ de son énergie contre seulement $\sim 15\%$ pour K_1 . Cette dissymétrie n'est pas expliquée.

Energie dissipée (TW)		M_2	K_1	$M_2 + K_1$
Lyard & LeProvost (2002)	BF	1.8 (0.72)	0.25 (0.83)	2.05
	IWD	0.7 (0.28)	0.05 (0.17)	0.75
	BF+IWD	2.5	0.30	2.80
Egbert & Ray (2003)	SW	1.80 (0.74)	0.285 (0.83)	2.085
	Deep Ocean	0.63 (0.26)	0.058 (0.17)	0.688
	SW+Deep Ocean	2.43	0.343	2.773
Egbert & Ray (2003)	SW	1.65 (0.68)	0.304 (0.89)	1.954
	Deep Ocean	0.78 (0.32)	0.039 (0.11)	0.819
	SW+Deep Ocean	2.43	0.343	2.773

Tableau 4.1 – Récapitulatif des énergies dissipées par les ondes M_2 et K_1 en térawatt (TW) par frottement sur le fond (BF) en eau peu profonde (SW) d'une part et via le transfert d'énergie vers les ondes internes (IWD) en plein océan (Deep Ocean) d'autre part. Ces estimations sont issues du modèle hydrodynamique MOG2D-G (Lyard & LeProvost, 2002) et des données altimétriques GOT99 et TPXO.5 (Egbert & Ray, 2003). M_2 dissipe $\sim 30\%$ de son énergie en IWD contre seulement $\sim 10 - 15\%$ pour K_1 .

Troisième partie
Etudes et Résultats

Chapitre 5

L'Énergie Dissipée en Chaleur par la Marée

5.1 Introduction

Dans ce chapitre nous étudions la fraction de l'énergie de marée qui est dissipée en chaleur, ceci afin de déterminer si, à l'instar du flux géothermal, elle est susceptible de jouer un rôle important sur la circulation abyssale. Pour ce faire nous distinguons deux mécanismes de dissipation de l'énergie de marée en chaleur : la dissipation liée à l'efficacité du mélange vertical induit par la marée (section 5.2) et celle dû au frottement sur le fond (section 5.3). En supposant que la totalité de la dissipation liée au mélange vertical se fait sur le fond, comme celle dû au frottement, on peut comparer les valeurs moyennes globales avec celles générées par le flux de chaleur géothermal (section 5.4). Cette comparaison permet d'estimer l'effet de l'énergie dissipée en chaleur par la marée sur la circulation abyssale (section 5.5).

5.2 L'Énergie Dissipée en Chaleur dûe au Mélange Vertical

L'énergie dissipée en chaleur par le mélange vertical induit est directement reliée à la notion d'efficacité de mélange (Γ) (Osborn, 1982). Pour définir Γ , il est nécessaire de repartir de l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente (TKE).

5.2.1 L'énergie cinétique turbulente

En utilisant la notation tensorielle usuelle, l'équation TKE qui relie l'évolution temporelle d'EKE (membre de droite) aux mécanismes de transport, production et destruction d'EKE (membre de gauche) peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{u_i'^2} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{-u_i' u_j'} - \overline{u_i'^2 u_j'} + \nu \frac{\partial \overline{u_i'^2}}{\partial x_j} - \frac{\overline{p' u_j'}}{\rho_o} \right) - \underbrace{\overline{-u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial j}}_{S_{rs} > 0} - g \underbrace{\frac{\overline{\rho' w'}}{\rho_o}}_{B_f} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j}}_{\epsilon} \quad (5.1)$$

où la décomposition de Reynolds est retenue pour le vecteur des vitesses : $\mathbf{U} = (\overline{u} + u', \overline{v} + v', \overline{w} + w')$, la pression : $p = \overline{p} + p'$ et la densité : $\rho = \overline{\rho} + \rho'$. ρ_o est la densité de référence et ν la viscosité moléculaire cinématique.

Dans le membre de droite, les quatre premiers termes font apparaître la divergence d'un flux d'EKE, il s'agit donc de la redistribution spatiale d'EKE *i.e* du transport d'EKE. Le premier terme représente le transport d'EKE par les tourbillons, le second terme le transport par l'écoulement moyen, le troisième le transport visqueux (souvent négligeable) et le quatrième le transport dû aux fluctuations de pressions.

S_{rs} ¹ est un terme de production d'EKE engendrée par l'interaction des tenseurs de Reynolds avec le cisaillement des vitesses moyennes au cours d'instabilités dynamiques².

B_f ³ est un terme de production-destruction d'EKE par les forces de flottabilité (*i.e* la poussée d'Archimède). Dans un cas stable où la densité en surface est plus faible que celle en profondeur, B_f représente la perte d'EKE engendrée par le travail des forces contre un profil stable en densité, c'est donc un puits d'EKE mais une source d'AGPE. Dans le cas d'instabilités statiques, ce terme devient une source d'EKE engendré par les mouvements de convections. Dans ce cas la production d'EKE se fait aux dépend de l'AGPE, ce qui est fondamentalement différent de ce qui se produit avec le cisaillement dû au tenseurs de Reynolds où la production d'EKE se fait aux dépend du niveau de KE moyen.

ϵ représente la dissipation d'EKE par les forces internes de viscosité. Cette fois-ci la dissipation n'est pas négligeable car la viscosité agit sur les gradients petite échelle qui peuvent être très intenses.

5.2.2 L'hypothèse de turbulence stationnaire et la relation d'Osborn

De l'équation 5.1, on ne peut pas dire grand chose car pour mesurer les corrélations il faut avoir accès à des mesures simultanées de paramètres à des échelles voisines de la microstructure (*i.e* de l'ordre du millimètre). Dans la pratique on ne peut mesurer à ces échelles que les gradients de température et de vitesse horizontale. Il est donc impossible de déterminer les flux d'EKE à la surface d'un volume \mathcal{V} produits par les termes de divergence. Pour simplifier l'écriture de 5.1 on fait donc souvent l'hypothèse de *turbulence stationnaire* *i.e* qu'il y a autant de flux entrant que de flux sortant. Sous cette hypothèse 5.1 se simplifie et s'écrit :

$$\underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial j}}_{S_{rs}} = g \underbrace{\frac{\overline{\rho' w'}}{\rho_o}}_{B_f} + \nu \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j}}_{\epsilon} \quad (5.2)$$

soit :

$$S_{rs} = B_f + \epsilon \quad (5.3)$$

Ainsi la production d'EKE par le cisaillement de l'écoulement moyen (S_{rs}) est transformée : *i*) soit en AGPE par le flux turbulents de flottabilité (B_f) ce qui à pour effet de produire du mélange vertical et donc d'élever le centre de gravité du système, *ii*) soit en chaleur par dissipation (ϵ). L'efficacité de mélange est reliée à la répartition entre S_{rs} , B_f et ϵ . Intuitivement on peut s'attendre à ce que : $\frac{B_f}{\epsilon} < 1$ car la dissipation se fait dans les

¹ S_{rs} pour *Reynolds Stress Shear* *i.e* le cisaillement dû aux tenseurs de Reynolds.

²Les instabilités de Kelvin-Helmoltz sont l'exemple classique d'instabilité dynamique.

³ B_f pour *Buoyancy Flux* ou Flux de flottabilité.

trois directions spatiales alors que la conversion d'EKE en AGPE ne se fait que suivant la verticale. Pour définir l'efficacité de mélange, il est intéressant d'introduire le *nombre de Richardson de flux* Ri_f comme le rapport de la production d'EKE générée par les flux de flottabilité sur la production d'EKE générée par le cisaillement des vitesses, soit :

$$Ri_f = \frac{B_f}{S_{rs}}$$

Ri_f permet de distinguer trois régimes suivant ses valeurs :

1. Si $Ri_f \sim 0$, le régime est dit *non stratifié en densité* car il est neutre vis à vis des forces de flottabilité. La turbulence est presque entièrement engendrée par les instabilités dynamiques du cisaillement des vitesses moyennes.
2. Si $Ri_f < 0$, alors on a nécessairement $\overline{\rho'w'} > 0$ i.e $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$, le régime est dit *stratifié de manière instable*. Dans ce cas, ce sont les forces de flottabilité qui créent l'EKE. Lorsque $Ri_f \rightarrow -\infty$, les effets du cisaillement dû au vent deviennent négligeables devant les forces de flottabilité. Ce régime est dit à *convection libre*.
3. Si $Ri_f > 0$, $\overline{\rho'w'} < 0$ i.e $\frac{\partial \rho}{\partial z} > 0$, le régime est dit *stratifié de manière stable*. Les forces de flottabilité consomment l'EKE et la transforme en AGPE. Lorsque $Ri_f > 1$, les puits d'EKE que sont les forces de flottabilité et la dissipation sont plus petits que la production par cisaillement. L'EKE doit donc tendre vers zéro. Ainsi, on constate l'existence d'une valeur critique de Ri_f au-delà de laquelle l'EKE devient nulle. Selon les conditions cette valeur critique peut varier entre 0.25 et 1 (Osborn, 1980).

Par analogie avec l'expression des flux visqueux de la théorie cinétique des gaz, le flux turbulent de flottabilité $\overline{\rho'w'}$ peut se paramétriser en fonction d'un coefficient de viscosité turbulente (i.e la diffusivité). On fait alors l'hypothèse que $\overline{\rho'w'}$ admet avant tout une dépendance linéaire aux gradients verticaux des paramètres moyens i.e $\overline{\rho'w'} = -K_z \frac{\partial \rho}{\partial z}$.

En introduisant la fréquence de Brünt-Vaisälä $N^2 = -\frac{g}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial z}$, on obtient une relation qui relie le flux de flottabilité à la diffusivité verticale i.e :

$$g \frac{\overline{\rho'w'}}{\rho_o} = K_z N^2; \quad (5.4)$$

Finalement pour obtenir la relation d'Osborn (1980), si on suppose $Ri_f > 1$, il suffit de reporter 5.4 dans 5.2 i.e :

$$K_z N^2 = \frac{Ri_f}{1 - Ri_f} \epsilon = \Gamma \epsilon \quad (5.5)$$

où $\Gamma = \frac{Ri_f}{1 - Ri_f} = \frac{B_f}{\epsilon}$ est l'efficacité de mélange.

D’après les expériences de laboratoire où la turbulence est générée par des grilles et d’après les expériences numériques, une valeur communément acceptée est : $\Gamma \sim 0.2$ (ce qui correspond à $Ri_f = 0.15$).

Ainsi la relation d’Osborn (5.5) signifie : (i) que les écoulements grande échelle produisent de la turbulence par cisaillement vertical des vitesses, et (ii) que pour une quantité donnée d’EKE produite : 80% est dissipée en chaleur tandis que les 20% restant sont transformés en AGPE *i.e* transformés en mélange vertical (K_z) ayant pour effet d’élever le centre de gravité du système.

Des études menées en laboratoire semblent montrer que Γ s’effondrerait rapidement lorsque $\epsilon \setminus N^2$ augmente (Barry et al., 2001). Néanmoins sous certaines conditions on peut aussi obtenir des écoulements où $\Gamma = 0.5$ (Peltier & Caulfield, 2003). Jusqu’à présent la littérature ne mentionne aucune étude sur la variabilité spatiale et temporelle de Γ , excepté des travaux récents qui traitent d’un OGCM capable de rendre compte, entre autre, d’une dépendance verticale de l’efficacité de mélange (Canuto & Dubovikov, 2006 ; Canuto et al., 2007a,b). Néanmoins dans ces travaux, l’impact sur la dynamique de cette dépendance verticale n’est pas discuté.

5.2.3 La traînée barocline

Au regard de la circulation grande échelle, le flux barotrope de la marée peut être considéré comme une perturbation de l’écoulement moyen. En terme d’énergie, ce flux barotrope peut donc être vu comme une source d’EKE qui vient augmenter le niveau de KE moyen. Nous avons aussi vu que ce flux barotrope génère des ondes internes par interaction avec les zones de forts gradients de topographie (cf. section 2.2). Il existe donc un transfert d’EKE du mode barotrope de la marée vers ses modes baroclines. Ce transfert a été paramétrisé sous la forme d’une traînée barocline par Carrère et al. (2003) dans le modèle MOG2D-G (cf. chapitre 4). La quantité d’EKE transportée par les modes baroclines de la marée est donc accessible (cf. figures 4.3 et 4.4).

Si on se place dans un cas de turbulence stationnaire, la relation d’Osborn (cf. équation 5.5) nous dit que 80% de l’EKE cédée aux modes baroclines par la marée barotrope sont dissipés en chaleur. Dans cette étude nous faisons deux hypothèses supplémentaires qui consistent à supposer : (i) que les ondes internes se dissipent entièrement localement et (ii) que la totalité de la dissipation en chaleur de la traînée barocline se fait au voisinage du fond. Naturellement ces simplifications ne correspondent pas exactement à la réalité, néanmoins les profils microstructures de K_z réalisés par StLaurent et al. (2001), Moum et al. (2002) révèlent une dépendance verticale exponentiellement décroissante de l’intensité du K_z en partant du fond. De plus la propagation de l’énergie se fait préférentiellement au niveau de la thermocline *i.e* souvent assez loin du fond. Donc si on considère que le profil vertical de K_z observé est gouverné par le TM, le maximum d’énergie dissipée en chaleur par la traînée barocline décroît aussi de façon exponentielle à partir du fond. L’hypothèse que la totalité de la dissipation en chaleur se fait localement au voisinage du fond apparaît donc raisonnable.

Finalement, en formulant les hypothèses que la turbulence est stationnaire et que le profil vertical de K_z est gouverné par le TM, il devient possible de définir une carte globale de l'énergie dissipée en chaleur intégrée sur la verticale. Cette carte est évaluée comme la somme des traînées baroclines des ondes M_2 , K_1 et S_2 (cf. figure 5.1) et correspond à un niveau maximal de dissipation de la traînée barocline en chaleur au voisinage du fond. Sa structure spatiale et son intensité sont donc directement corrélées à celles des traînées baroclines de M_2 , K_1 et S_2 (cf. figures 4.3 et 4.4). En moyenne sur le globe, le flux d'énergie totale dissipée en chaleur par les traînées baroclines des ondes M_2 , K_1 et S_2 est 2.60 mW.m^2 , soit $\sim 5\%$ du flux géothermique (cf. section 5.4).

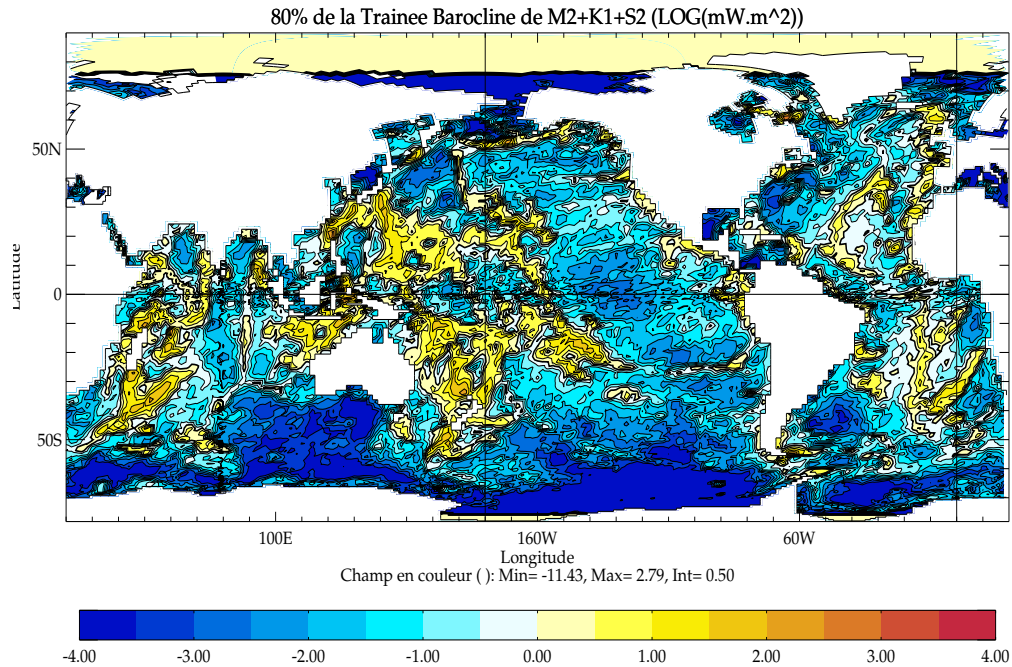


Figure 5.1 – Energie cinétique turbulente dissipée en chaleur par les ondes M_2 , K_1 et S_2 et intégrée sur la verticale. Représentation sur la grille ORCA2, échelle logarithmique (10^{-3}W.m^{-2}). Les intensités s'étalent de valeurs inférieures à 10^{-3}W.m^{-2} (correspond à 0.00) à des valeurs maximales qui atteignent 1W.m^{-2} (correspond à 3.00).

5.3 L'Énergie Dissipée en Chaleur par Frottement sur le Fond

La dissipation d'énergie par frottement sur le fond est le mécanisme majeur de dissipation des ondes de gravité en eau peu profonde (Ponte, 1997). Sur les 3.5 TW d'énergie dissipés par la marée, 2.6 TW soit $\sim 75\%$ le sont par frottement sur le fond (BF) des marges continentales (Munk & Wunsch, 1998). Dans MOG2D-G, pour calculer la dissipation d'énergie liée au BF, on utilise un coefficient de frottement quadratique (τ) de type Chézy. Pour simplifier l'écriture de ce coefficient, on suppose l'existence d'une composante de la marée qui domine les autres en terme de magnitude ($\|\mathbf{u}\|$) :

$$\tau = \rho C \|\mathbf{u}\| \mathbf{u} \quad (5.6)$$

où \mathbf{u} est la vitesse barotrope de la composante dominante et C le coefficient de Chézy (sans dimension). En toute rigueur C dépend de la rugosité du fond, mais sa valeur peut être fixée à 2.5×10^{-3} sans trop dégrader la solution finale (Lefèvre et al., 2000), ce qui est fait dans MOG2D-G.

La figure 5.2 représente le flux d'énergie dissipée par le BF associé aux ondes M_2 , K_1 et S_2 dans le modèle MOG2D-G. La dissipation liée à S_2 se déduit de celle de M_2 . En effet, l'amplitude de M_2 (0.24m) étant le double de celle de S_2 (0.11m), l'énergie de S_2 est donc quatre fois moins importante que celle de M_2 .

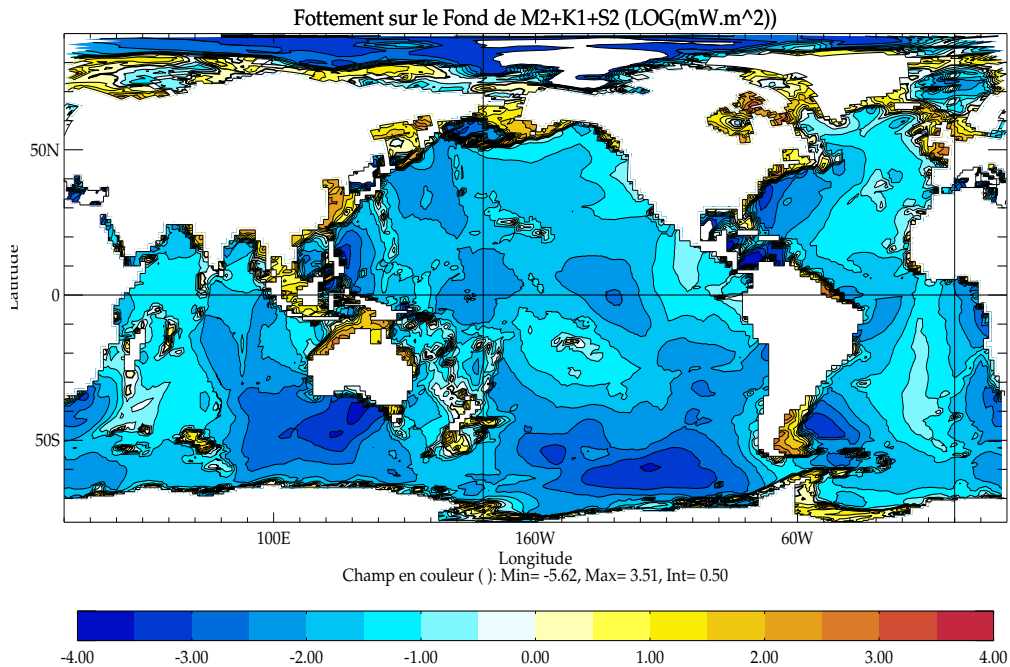


Figure 5.2 – Flux d'énergie dissipée par le frottement sur le fond associé aux ondes M_2 , K_1 et S_2 dans le modèle hydrodynamique MOG2D-G, échelle logarithmique ($W.m^{-2}$). Les intensités s'étalent de valeurs inférieures à $10^{-3}W.m^{-2}$ (correspond à 0.00) à des valeurs maximales qui atteignent $1W.m^{-2}$ (correspond à 3.00).

Pour M_2 , K_1 et S_2 la quasi-totalité de la dissipation a lieu sur le fond sur les plateaux continentaux, là où les vitesses barotropes sont les plus importantes et la profondeur peu élevée. Notons que M_2 et K_1 ne dissipent pas la même proportion de leur énergie en BF. Sur les 2.5 TW attribué à M_2 , 1.8 TW sont dissipés en BF soit $\sim 70\%$, tandis que sur les 0.3 TW attribué à K_1 , 0.25 TW sont dissipés en BF soit $\sim 85\%$.

5.4 Comparaison avec le Flux Géothermique

L'essentiel de l'énergie de marée est dissipée en chaleur et déposée au voisinage du fond, que ce soit (1) par BF (75% de l'énergie totale dissipée par les marées *i.e* ~ 2.6 TW) ou (2) lors de la dissipation des ondes internes (80% de l'énergie restante *i.e* ~ 0.72 TW). Néanmoins, dans le cas de la traînée barocline les données *in situ* révèlent que l'énergie dissipée possède une structure verticale exponentiellement décroissante en partant du fond. Faire l'hypothèse que la totalité de la dissipation en chaleur se fait au voisinage du fond, revient donc à estimer un effet maximal de l'énergie dissipée en chaleur par les ondes internes sur la circulation profonde. En effet, le théorème de Sandström (1908) stipule que la source chaude est plus efficace lorsqu'elle est située plus bas que la source froide. L'énergie totale dissipée en chaleur par les ondes M_2 , K_1 et S_2 est représentée sur la figure (5.3). Elle est calculée comme la somme de l'énergie dissipée par le mélange vertical induit (cf. section 5.2) et par le BF (cf. section 5.3).

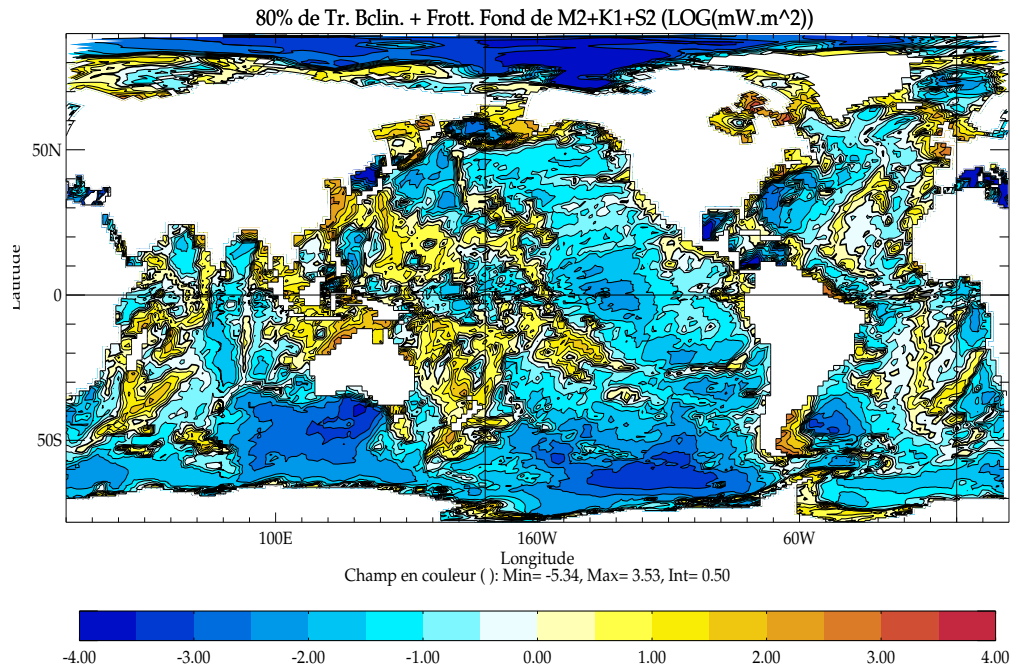


Figure 5.3 – Somme de l'énergie dissipée par frottement sur le fond et de l'énergie cinétique turbulente dissipée en chaleur par les ondes M_2 , K_1 et S_2 sur la grille ORCA2, échelle logarithmique ($W.m^{-2}$). Les intensités s'étalent de valeurs inférieures à $10^{-3}W.m^{-2}$ (correspond à 0.00) à des valeurs maximales qui atteignent $1W.m^{-2}$ (correspond à 3.00).

Il existe une autre source de chaleur répartie sur le fond des océans : il s'agit du flux thermique lithosphérique dont la valeur moyenne est de l'ordre de $\sim 100mW.m^{-2}$ (Polack et al., 1993). Huang (1999) à montré que le flux géothermique (GHF) contribuait au flux d'AGPE et qu'il avait un rôle dynamique non négligeable en conditionnant une partie du mélange verticale de l'océan profond. Le flux géothermique est estimé d'après l'âge de la lithosphère. La figure 5.4 représente le flux géothermique tel qu'il est implémenté dans ORCA2. Les maxima sont localisés au niveau des dorsales ($\sim 400mW.m^{-2}$) et les minima sur les plaines abyssales ($\sim 40mW.m^{-2}$). Le flux est 3 fois plus intense au niveau de la dorsale Est-Pacifique qu'au niveau du MAR. Des expériences basées sur des simulations ne différant que par la présence d'un GHF ont montré une amplification de la cellule profonde associée à la circulation des eaux Antarctique de fond (AABW) lorsque le GHF est activé. Cette amplification atteint un maximum de 4 – 5 Sv, que l'on active un flux constant égal à la valeur moyenne, ou que le GHF possède une structure spatiale variable (cf. figure 5.4) (Emile-Geay, 2002).

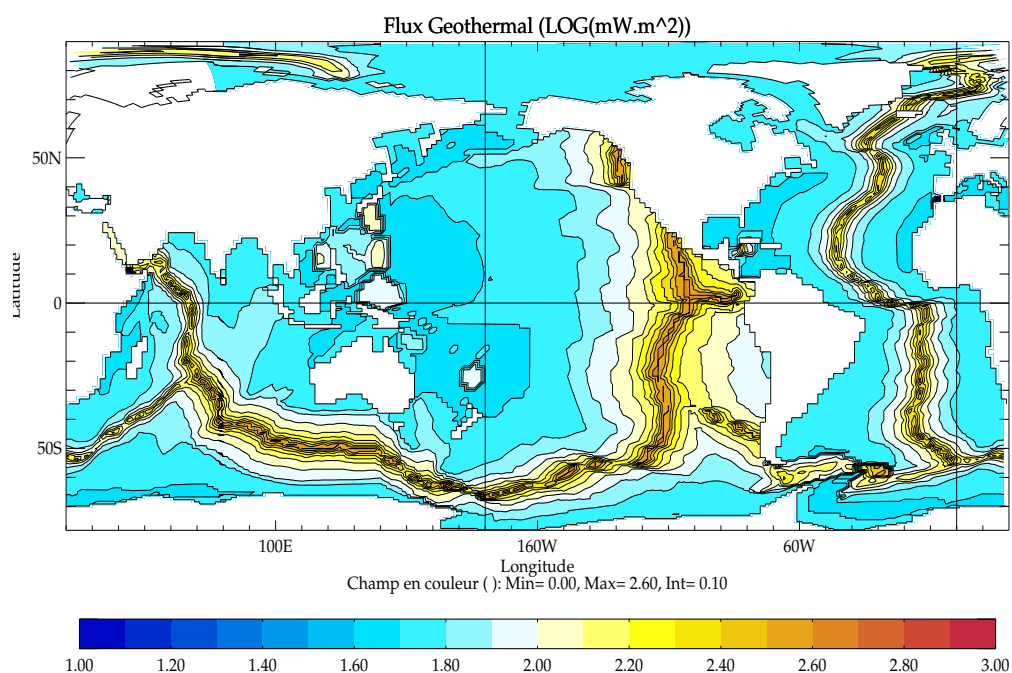


Figure 5.4 – Flux géothermique dans l'OGCM ORCA2, échelle logarithmique($mW.m^{-2}$). Les intensités s'étalent de valeurs inférieures à $10^{-3}W.m^{-2}$ (correspond à 0.00) à des valeurs maximales qui atteignent $1W.m^{-2}$ (correspond à 3.00).

Par analogie avec les effets du flux géothermique, le flux d'énergie dissipée en chaleur par la marée est susceptible de contribuer au flux de GPE disponible pour le mélange. Les profils verticaux de la quantité de chaleur dissipée sur le globe par la marée (*i.e* M_2 , K_1 et S_2) et le GHF sont représentés sur le figure (5.5). Dans les 500 premiers mètres de l'océan global, là où à lieu la totalité du frottement sur le fond et où les dorsales océaniques sont

absentes, les quantités d'énergies dissipées en chaleur par la marée et par le GHF sont comparables. Dans les 1500 mètres suivant, les dorsales océaniques restent quasi-absentes, et l'énergie dissipée en chaleur par la marée représente entre 50 et 10 % de celle apportée par le GHF. Entre 2000 m et la profondeur des plaines abyssales, les dorsales représentent la majeure partie de la surface du fond. Dans cet intervalle, l'énergie dissipée en chaleur par la marée est inférieure à 1% de l'énergie dissipée par le BF. En moyenne sur le globe, le flux d'énergie totale dissipée en chaleur par les ondes M_2 , K_1 et S_2 est 7.67 mW.m^2 , contre 88 mW.m^2 pour le GHF, soit $\sim 10\%$ du GHF.

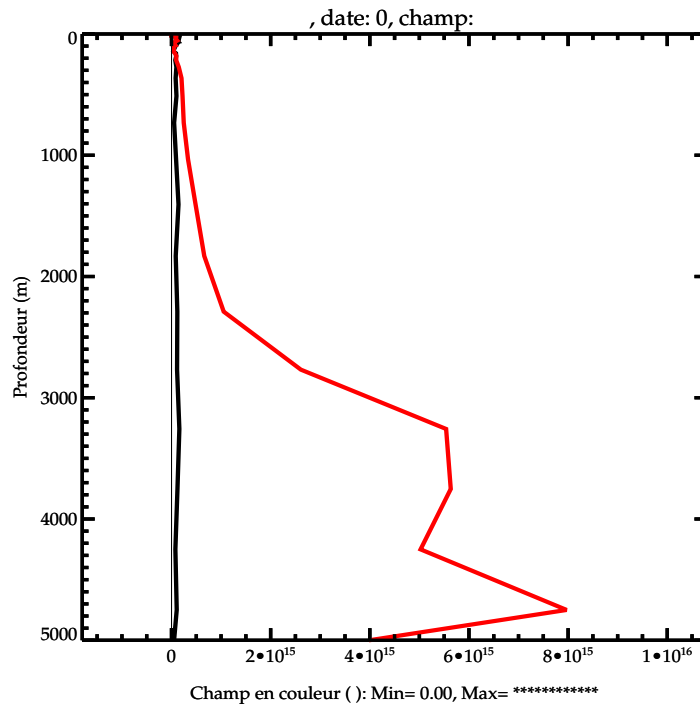


Figure 5.5 – Profil vertical sur le globe de la quantité de chaleur dissipée par la marée pour les ondes M_2 , K_1 et S_2 (Noir) et le flux géothermal (rouge) dans ORCA2 (mW).

5.5 Conclusion

L'essentiel de l'énergie de marée est dissipée en énergie interne par frottement sur le fond ou lorsque la marée génère du mélange vertical. Néanmoins, à des profondeurs caractéristiques de la formation de AABW, cette énergie, bien que notable, est au moins un ordre de grandeur en dessous de celle associée au flux géothermique. Par comparaison, l'augmentation de l'intensité de la circulation profonde associée à la AABW est donc au maximum de 0.5 Sv. Contrairement au flux géothermique, l'impact de l'énergie de marée dissipée en chaleur sur la circulation profonde doit donc rester du second ordre. Enfin, rappelons que cette estimation repose sur trois hypothèses : la turbulence est stationnaire, la dissipation des OI en chaleur est entièrement locale et distribuée au voisinage du fond.

Chapitre 6

La Circulation Résiduelle de Marée

Nota : Ce chapitre a fait l'objet d'une publication soumise dans le journal *Geophysical Research Letter* et intitulée "*Global Tidal Residual Mean Circulation : Does it Affect a Climate OGCM?*". Une introduction en français présente préalablement les deux mécanismes physiques à l'origine de la circulation résiduelle de marée, ainsi que la problématique, la méthodologie et les principaux résultats de l'article.

6.1 Existence et Origines

Dans le chapitre 5 précédent, nous avons montré en comparaison avec le flux géothermal que l'énergie dissipée en chaleur par la marée n'a qu'un très faible impact sur la circulation océanique grande échelle. A contrario, nous verrons dans le chapitre 7 suivant que la dissipation de l'énergie de marée peut modifier de manière significative l'état moyen de l'océan global, via le mélange vertical qu'elle induit. Tout d'abord, nous montrons dans ce chapitre que la dissipation de l'énergie de marée n'est pas le seul aspect de la marée à pouvoir influencer la circulation générale océanique. Bien qu'étant un phénomène quasi-périodique, les marées génèrent aussi une circulation permanente moyenne : la circulation résiduelle de marée (CRM). *La CRM est due à la fois au transport de Stokes et à la dynamique non-linéaire de la marée* (Longuet-Higgins, 1969 ; Nihoul & Roday, 1975 ; Zimmerman, 1979).

6.1.1 Le transport de Stokes

Les ondes n'engendrent pas en général de flux de masse, néanmoins elles peuvent générer localement un flux de quantité de mouvement, à l'origine d'un flux de masse (McIntyre, 1981). Dans le cas des ondes de gravité de surface générées dans un fluide (*e.g* la houle ou les ondes de marée), le transport associé au flux de quantité de mouvement de surface est appelé *transport de Stokes (encore appelé transport harmonique ou dérive de Stokes)*. Tout ceux qui ont observé un jour sans vent le mouvement d'un objet flottant à la surface de la mer ont remarqué que l'objet se déplaçait lentement dans la direction de propagation de la houle. Cette dérive est la manifestaion du transport de Stokes associé à la houle. Ce transport résulte des intéractions non-linéaires liées au déphasage entre les anomalies de vitesses et de hauteur d'eau. Dans un fluide, ce phénomène du second ordre à pour effet d' "ouvrir" l'orbite théoriquement strictement circulaire que décrivent

les particules au cours du passage d'une onde. La vitesse moyenne d'une particule de fluide que l'on suit dans son mouvement (vitesse Lagrangienne) n'est donc pas nulle au cours d'une période, contrairement à la vitesse moyenne prise en un point (vitesse Eulérienne) si le processus est périodique. Le transport de Stokes est généralement défini comme la différence entre la vitesse moyenne de la particule et sa vitesse moyenne Eulérienne, ce qui peut se résumer :

$$Lagrange = Stokes + Euler$$

Dans le cas de la houle, ce transport peut être vu comme une conséquence du fait que les particules se déplacent plus vite vers l'avant (lorsqu'elles sont au sommet de leur orbite) que vers l'arrière (lorsqu'elles sont au plus bas de leur orbite). Bien qu'il ne s'agisse que d'un phénomène de second ordre, sa magnitude est souvent significative. Notons que dans les cas particuliers où le milieu présente un fort gradient de topographie, des eaux peu profondes ou lorsque l'écoulement est rotationnel (cas des ondes de gravité internes en milieu stratifié) le transport de Stokes n'est pas dirigé dans le sens de propagation de l'onde (Longuet-Higgins, 1969). Dans le cas réaliste d'un train d'onde fini, le transport en surface est contrebalancé par un transport de sens opposé au fond, si bien que sur la totalité de la colonne d'eau le flux net de masse est nul (McIntyre, 1981).

Dans le cas simple d'une onde plane progressive : $U_E = u_0 \cdot \cos(kx - \omega y)$, la vitesse de Stokes s'écrit :

$$U_S = \frac{ku_0^2}{2\omega} = \frac{1}{2} \frac{u_0^2}{c}$$

En utilisant les caractéristiques de l'onde M_2 : $T = 44700$ s, $\lambda = 1000$ km et $u_0 = 0.5$ m, on trouve $U_S \sim 1.2 \cdot 10^{-2}$ m.s⁻¹. Si maintenant on considère une géométrie approchée de l'entrée de la Manche *i.e.* $\sim 1.5^\circ \sim 180$ km de largeur et ~ 50 m de profondeur), le transport de Stokes estimé est : $\overline{U_S} \sim 50 \times 10^3$, soit une valeur très proche des estimations issues des modèles $2D$ aux éléments finis présentées dans le tableau 6.1 :

Source	Résolution Horizontale (km)	Transport ($\times 10^3$ m ³ .s ⁻¹)
Pingree & Maddock (1977)	9	50
Sentchev et al. (2006)	1 à 12	45 \pm 4
Nguyen et Ouashine (1997)	0.5	43

Tableau 6.1 – Estimations du transport de Stokes généré par l'onde M_2 et traversant la Manche. Les résultats sont issus de modèles $2D$ aux éléments finis.

6.1.2 La dynamique non-linéaire de la marée

La circulation résiduelle de marée est communément définie comme l'écoulement moyen obtenu sur un intervalle de temps beaucoup plus important que le cycle des principaux constituants diurne et semi-diurne (Prandle, 1997). Si on s'intéresse au transport moyen $\overline{U \cdot H}$ généré par la circulation résiduelle d'une onde k au cours d'un nombre entier de période on a :

$$\overline{U \cdot H} = \overline{(u + u') \cdot (h + \eta)} = \overline{u \cdot h} + \overline{\eta \cdot u'} \quad (6.1)$$

où U et H sont la vitesse et la hauteur d'eau instantanées, u la vitesse eulérienne, h la profondeur moyenne, u' et η les anomalies de vitesse et d'élévation du niveau de la mer générées par l'onde k , vérifiant : $\overline{u'} = 0$ et $\overline{\eta} = 0$ et $\overline{\cdot}$ l'opérateur de moyenne temporelle sur un nombre entier de périodes de l'onde k .

Autrement dit, le transport moyen résiduel associé à la CRM (qu'il faut interpréter comme un transport lagrangien) ne se résume pas au transport de Stokes ($\overline{\eta \cdot u'}$). Il comprend un terme supplémentaire de transport moyen : le transport moyen eulérien ($\overline{u \cdot h}$). En effet, la vitesse eulérienne moyenne n'est pas nulle au cours d'une période ($\overline{u} \neq 0$), *i.e* génère l'apparition d'un courant moyen \overline{u} . Ce courant moyen est le résultat d'interactions non-linéaires dynamiques entre la vitesse eulérienne u et la topographie h qui apparaissent dans la quantité de mouvement de l'équation des ondes "Shallow Water" non-linéaire utilisée dans MOG2D-G (Carrère, 2003). Le transport résiduel de marée peut donc schématiquement s'écrire :

$$\text{Transport Résiduel} = \text{Transport Moyen} + \text{Transport de Stokes}$$

Les contributions du transport moyen et du transport de Stokes à la CRM dépendent de la géométrie de la région concernée. Dans le cas de l'onde de marée qui pénètre sur le plateau continental Nord-Européen avant de rentrer en Manche, c'est le transport de Stokes qui est la source principale de CRM au niveau du talus continental alors que le transport moyen est prépondérant dans la partie ouest de la Manche ; au niveau des côtes Normandes le transport de Stokes reprend le dessus sur le transport moyen alors que la tendance s'inverse au l'entrée de la mer du Nord (Lyard, communication personnelle).

Le terme eulérien résiduel englobe notamment les interactions non-linéaires dynamiques entre les différentes harmoniques d'un même fréquence. Le cas le plus connu est celui de l'onde M_4 qui résulte de l'interaction de M_2 avec elle même. A la différence des modèles spectraux (e.g. FES2004), les modèles basés sur les équations hydrodynamiques tel que MOG2D-G incluent de manière intrinsèque les non-linéarités responsables de la génération de ces ondes. C'est aujourd'hui la façon la plus satisfaisante de les restituer (Letellier, 2004).

La figure 6.1 (Carrère, 2003) donne l'amplitude de l'onde M_4 calculée par MOG2D-G. On observe une amplification de M_4 sur les plateaux continentaux qui correspondent bien aux zones de génération maximale de non-linéarité (Plateau des Malouines, Mer Jaune, Plateau Européen...). Dans l'océan profond, le signal de M_4 est globalement très faible : dans l'océan Indien et le Pacifique son amplitude reste inférieure à 0.5 cm. Par contre on voit apparaître des structures plus énergétiques dans l'océan Atlantique sud où son amplitude est de l'ordre de 1 cm dans la partie la plus sud et de l'ordre de 1.5 cm au large des côtes Brésiliennes. M_4 est l'onde qui transporte le plus d'énergie dans l'océan global, il

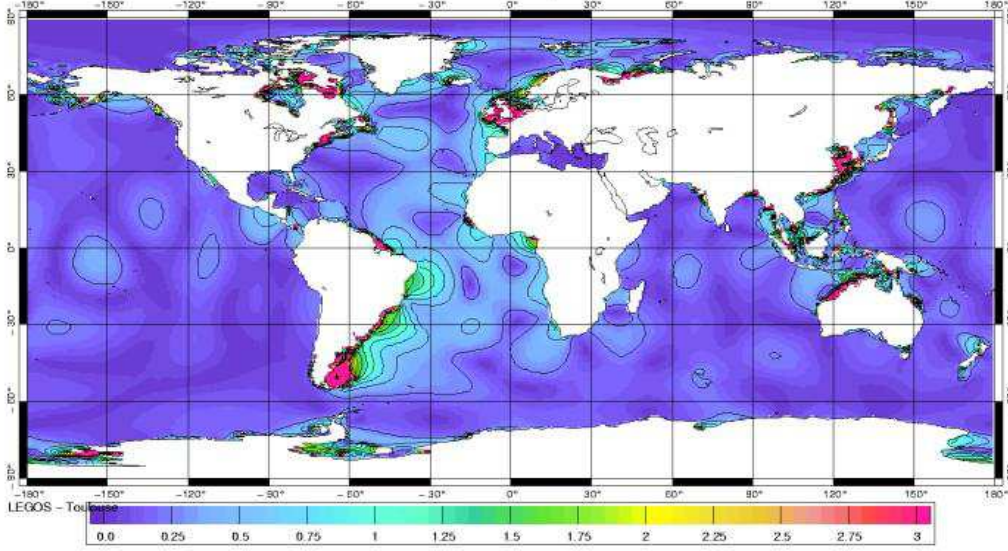


Figure 6.1 – Amplitude de l’onde M_4 calculée par le modèle MOG2D-G (cm)

n’est donc pas étonnant que la structure spatiale de son amplitude soit bien corrélée avec le flux total d’énergie de la marée.

Notons que dans un modèle barotrope, l’équation de conservation de la masse intégrée sur une période (6.2) se réduit à la divergence du transport horizontal moyen (6.3). Les perturbations η_{M_2} et u_{M_2} sont en déphasages dans (6.4) et leur interaction non-linéaire induit la présence de l’harmonique M_4 .

$$\overline{\frac{\partial \eta}{\partial t}} + \overline{\nabla \cdot (HU)} = 0 \quad (6.2)$$

d’où :

$$\nabla \cdot (\overline{HU}) = 0 \quad (6.3)$$

soit :

$$\nabla \cdot \overline{(h + \eta_{M_2})(u + u_{M_2})} = 0 \quad (6.4)$$

Néanmoins il ne s’agit pas d’interactions dynamiques de M_2 avec elle même. Il s’agit d’une autre source de M_4 , dont l’origine est liée à la forme de l’équation de conservation de la masse, qui dans le cas barotrope impose la présence de toutes les harmoniques de M_2 dont M_4 . Autrement dit, il n’existe pas de solution monochromatique à l’équation 6.2. Ce qui signifie donc que la plus part du temps on admet par abus de langage que l’expression “onde M_2 ” désigne en fait implicitement la famille des harmoniques de M_2 .

6.2 Présentation de l'article

6.2.1 Problématique

Aujourd'hui il n'est pas envisageable de déduire la CRM à partir de données car l'extraction d'un tel signal parmi ceux de la circulation forcée par le vent et de la circulation thermohaline est techniquement très délicate (Le Provost & Fornerino, 1985 ; Katsumata & Hibiya, 2003). Néanmoins, la CRM peut être modélisée et quantifiée grâce aux modèles numériques tels que MOG2D-G. En océanographie côtière son importance est bien établie et en particulier son effet sur le transport de sédiments (Hoitink et al., 2003 ; Piedra-Cueva & Fossati, 2007 ; Ménesguen & Gohin, 2006). A l'échelle régionale, plusieurs études ont montré que la CRM pouvait être la principale contribution de la circulation moyenne (Pingree & Maddock, 1977 ; Le Provost & Fornerino, 1985 ; Sentchev et al., 2006).

En outre, Schiller (2004) a montré dans son étude que la CRM pouvait contribuer significativement à des échanges inter-basin. Il est arrivé à la conclusion que la CRM engendrait un transport de ~ 0.7 Sv allant de l'océan Pacifique vers l'océan Indien, soit 7% du transport total estimé par Gordon (2005) dans le détroit Indonésien.

A notre connaissance, il n'a jamais été regardé quelles pouvaient être les conséquences de la CRM à l'échelle globale ; et la structure même de la CRM n'a jamais fait l'objet d'une description à l'échelle globale. Les objectifs de l'article qui suit sont donc :

- *de produire une description globale de la CRM* (cf. section 2 de l'article)
- *de tester les effets de la CRM dans un modèle océanique global dédié au climat* (cf. section 3 de l'article).

6.2.2 Méthodologie

La CRM a été calculée à partir du modèle barotrope non linéaire MOG2D-G. La simulation réalisée a été forcée par les composantes principales de la marée (M_2 , S_2 , N_2 , K_1 et O_1) qui représentent à elles seules plus de 90 % du signal de marée observé. Aucune assimilation de données n'a été appliquée, afin de maintenir une solution consistante d'un point de vue hydrodynamique. Ce point est important car le signal que l'on cherche à extraire (i.e la CRM) est faible comparé au signal de marée lui-même. Cependant, même sans assimilation, la précision globale des sorties du modèle est élevée. La comparaison des sorties du modèle avec les solutions altimétriques globales les plus précises, i.e GOT00 (Ray, 1999) et FES2004 (Lyard et al., 2006), montre des différences *RMS* de 4.0 et 1.2 cm pour M_2 et K_1 respectivement.

Le transport moyen résiduel a été obtenu en moyennant le transport instantané du modèle sur une période d'une année. En sortie, le champ 2D obtenu a été décomposé en une fonction potentielle et une fonction de courant (barotrope) associées respectivement à des parties divergente et rotationnelle. Le transport reconstruit à partir de la divergence de la fonction potentielle est uniformément nul ou quasi-nul, ce qui indique qu'une année est une durée suffisamment longue pour rendre les effets d'*aliasing* dus à la présence de plusieurs composantes négligeables. La CRM est donc entièrement décrite par la fonction de courant barotrope (BSF). La BSF ainsi obtenue a été interpolée sur une grille régulière au $1/8^\circ$, une résolution comparable au plus petit des éléments finis utilisés. Le formalisme de la BSF a été retenu pour décrire la CRM car il possède la propriété de préserver les transports. Cette propriété est importante si, comme c'est le cas dans cette étude, on souhaite interpoler ce champ sur une grille d'OGCM dont la résolution et la bathymétrie sont différentes de celle du modèle hydrodynamique.

Il est très difficile de valider les résultats obtenus, car il est quasi-impossible à partir des observations d'isoler le signal de la CRM des circulations forcées par le vent et/ou thermohaline. Néanmoins, il est possible de valider de manière indirecte les deux composantes de la CRM *i.e* le transport de Stokes et celui induit par la dynamique non linéaire de la marée. La qualité globale du transport de Stokes est élevée puisque sa précision dépend directement de celle des composantes de la marée et donc de celle de la solution du modèle hydrodynamique. D'autre part, la solution de MOG2D-G pour les composantes quart-diurne (M_4) est en très bon accord avec les observations (Letellier, 2004). Puisque les marées quart-diurne sont générées par la même dynamique non-linéaire que les courants moyens résiduels, on peut supposer raisonnablement que cette dynamique non-linéaire est correctement représentée dans le modèle hydrodynamique. Nous avons donc une confiance élevée dans la solution présentée.

Afin d'étudier les effets de la CRM sur la circulation grande échelle, la CRM a été introduite sous la forme d'un forçage extérieur dans l'OGCM NEMO. Ainsi les courants associés ont été ajoutés aux vitesses eulériennes, sur la partie advective des traceurs seulement. Comme mentionné ci-dessus, une interpolation sur la grille de l'OGCM est rendue nécessaire. En utilisant le formalisme de la BSF, les extrema des structures de la CRM ne sont pas altérés après interpolation, excepté ceux générés autour des îles Kurill et Aléoutiennes dont les échelles spatiales sont trop proches de la résolution de l'OGCM. Une attention particulière a été donnée pour préserver les potentiels initiaux entre chaque îles prises en compte dans l'OGCM. Dans le détroit Indonésien, les transports associés à la CRM sont rigoureusement les mêmes dans ORCA2-LIM et dans MOG2D-G. Le champ tridimensionnel des courants barotropes associés à la CRM est obtenu *in fine* par dérivation numérique.

Pour quantifier la réponse de l'OGCM soumis au forçage de la CRM, deux expériences ont été menées : l'une avec un tel forçage et l'autre sans. Une intégration sur 1500 ans est suffisante pour atteindre l'état d'équilibre *i.e* l'instant à partir duquel les tendances associées à la température potentielle et à la salinité sont inférieures à 0.02°C et 0.001 psu respectivement, en moyenne sur le globe et par millénaire. Enfin, nous avons pu diagnostiquer et comparer : (i) les fonctions méridiennes *d'overturning* des deux expériences, ainsi que celle générée par interaction des courants barotropes de la CRM avec la topographie, et (ii) les transports méridiens de chaleur.

6.2.3 Résumé des résultats

La CRM a été calculée pour l'océan global et son impact dans un OGCM a été quantifié. L'obtention de la CRM s'est faite par l'intermédiaire d'un modèle barotrope de marée haute précision. ***La circulation se fait selon des gyres de grandes échelles dont les intensités vont de -0.55 Sv à 0.65 Sv .*** Trois de ces gyres ressortent autour des archipels des Philippines et des Célèbes, de l'Australie et du plateau des Malouines.

Ces gyres engendrent une circulation *d'overturning* de faible amplitude ($\sim 0.2\text{ Sv}$) qui est introduit sous la forme d'un forçage extérieur dans un modèle d'océan dédié au climat. Après avoir simulé 1500 ans, ***la réponse de l'océan global est du même ordre de grandeur en magnitude que celle du forçage ($\sim 0.2\text{ Sv}$)*** et se localise principalement dans les zones de forts gradients. Les effets de ce forçage sur le MOC global sont négligeables. Nous concluons donc que la CRM peut être négligée dans les OGCM pour étudier le climat.

Néanmoins des non-linéarités locales du système peuvent toujours conduire à des modifications régionales de l'état de l'océan. Dans cette optique, un calcul de la CRM avec une résolution plus importante permettrait de mieux prendre en compte les variations de la bathymétrie, ce qui demeure fondamental pour résoudre correctement les schémas de circulation de la CRM à l'échelle locale. Par conséquent, bien que la carte de CRM demeure suffisamment précise pour les études de grande échelle, elle peut être considérée comme perfectible pour les études d'échelles côtières ou régionales. En outre, une faible perturbation de l'écoulement dans les zones de formation d'eaux profondes peut engendrer une modification des caractéristiques des masses d'eau et une réponse importante du MOC. Avec ce modèle et pour la résolution utilisée ceci ne se produit pas. Cependant les OGCM "*eddy-resolving*", dont la dynamique est bien moins linéaire, pourraient se comporter différemment.

6.3 Article Soumis dans *Geophysical Research Letter*

Global Tidal Residual Mean Circulation: Does it Affect a Climate OGCM?

Bessières Laurent^{1,2}, Madec Gurvan³, Lyard Florent¹

¹ Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale, 14 avenue Edouard Belin, 31 400 Toulouse, FRANCE

² Mercator, 8-10 rue Hermès, Parc technologique du canal, 31 526 Ramonville S^t Agne, FRANCE

³ Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, CNRS/UPMC/IRD, Case 100, Tour 45-55, 75 252 Paris Cedex 05, France

Communicating author: Laurent.Bessieres@legos.obs-mip.fr

Tel : 33 + (0)5-61-33-30-06 Fax : 33 + (0)5-61-25-32-05

Abstract

A global description of the ocean tidal residual mean circulation (TRMC) is provided and its effect on a global ocean climate model is evaluated. The TRMC is computed from a global barotropic tidal model based on pure hydrodynamical equations and forced by the major tidal constituents. It thus includes both Stokes drift and non-linear tidal dynamics. The map exhibits remarkable basin scale structures in the Indonesian archipelago-Australia region and on the Malvinas shelf. Regions of largest transport are characterized by sites of high tidal amplitudes, abrupt topography and western boundaries. Yet transport magnitude remains of a few tenth of Sverdrup. This TRMC is introduced as an external forcing in a climate ocean model. At equilibrium, the thermohaline structure and the poleward heat transport of the ocean are almost insensitive to the TRMC. It is concluded that the TRMC is negligible for climate purposes in climate ocean models.

1-Introduction

Tides play a major role in the ocean overturning circulation (Wunsch and Ferrari, 2004). They generate internal waves which dissipate in the interior ocean and this dissipation induces vertical mixing that contributes to sustain the thermohaline circulation (Munk, 1966; Munk and Wunsch, 1998). This process has been incorporated in several climate Ocean General Circulation Model (OGCM) (Simmons et al. 2004; Saenko and Merryfield, 2005; Bessières et al., 2007), leading in all cases to an improvement of thermohaline structure and circulation of the simulated ocean. Nevertheless mixing is not the only aspect of tides that can influence the ocean. Though quasi-periodic, tides also generate a mean circulation, the tidal residual mean circulation (TRMC). This circulation is due to both Stokes transport and non-linear tidal dynamic (Longuet-Higgins, 1969; Nihoul and Roday, 1975; Zimmerman, 1979). The TRMC can hardly be deduced from observations, as it is almost impracticable to isolate it from the mean wind and thermohaline driven circulations. Nevertheless, TRMC can be evaluated using numerical models. In coastal oceanography, its importance is well known, in particular its effect on the transport of sediments (Hoitink et al., 2003; Piedra-Cueva and Fossati, 2006; Ménesguen and Gohin, 2006). At regional scale, several studies have shown that the TRMC can be the main contributor to the mean circulation (Pingree and Maddock, 1977; Le Provost and Fornerino, 1985; Sentchev et al., 2006). Furthermore, Schiller (2004) has shown that the TRMC significantly contributes to an ocean inter-basin exchange. He found that it is responsible for a transport of ~ 0.7 Sv from the Pacific Ocean to the Indian Ocean, i.e. 7% of the total transport of the Indonesian Troughflow (ITF). To our knowledge the effects of the TRMC at global scales has never been addressed, and even

more the TRMC itself has never been described. The aim of this paper is to provide such a global description and to test its effects in a climate global ocean model.

Section 2 provides a description of the TRMC at global scale computed from a barotropic tidal model. In section 3 the TRMC is introduced in a climate OGCM as an external forcing and the ocean response is investigated. Conclusions are given in last section 4.

2- Global Tidal residual mean circulation (TRMC)

In order to compute the barotropic TRMC at global scale, the Toulouse Unstructured Grid Ocean model (T-UGOm) has been used to generate the global ocean tides. The external mode of T-UGOm is identical to MOG2D-G non-linear hydrodynamical model (Carrère and Lyard, 2003). The finite element space discretisation (triangular P1xP1 elements) allows to adapt the model resolution with respect to the local dynamical constraints and coastal geometry. The resolution spreads from ~10 km along coasts and in steep topography or shallow water areas, to 200 km in deep Ocean. The domain includes all marginal seas as well as under ice-sheet Seas of Weddell and Ross. Tides dissipation is introduced with both a quadratic bottom friction and an internal wave drag dissipation parameterization. The simulation has been forced by the tidal potential of the major tidal constituents, namely M_2 , S_2 , N_2 , K_1 and O_1 . This set of components explains more than 90 % of the observed tidal signal.

We have chosen not to use data assimilation in order to maintain the consistency of the pure hydrodynamical equations. This is important as the signal we want to extract (TRMC) is weak compared to tides themselves. Even without assimilation, the results show a very good global accuracy. Rms differences of 4.0 cm (M_2) and 1.2 cm (K_1) are found when compared to the best altimetry derived global models, such as GOT00 (Ray, 1999) or FES2004 (Lyard et al., 2006). The residual mean transport has been computed as the averaged instantaneous model transport over a one year period. The resulting 2D vector field has been decomposed into a potential function and a barotropic stream function (BSF) associated with the divergent and rotational parts, respectively. The transport reconstructed from the divergent potential function is almost zero everywhere, demonstrating that a one year average is long enough to make the aliasing effect

associated with the presence of several tidal components a negligible level. The TRMC is thus entirely described by the BSF. Then, the BSF has been interpolated onto a global geographic mesh of $1/8^\circ$ i.e. a resolution comparable to the smallest finite element used. This choice of a BSF formulation has been motivated by its capacity to preserve transports, especially when interpolating on an OGCM grid with different resolution and bathymetry.

The BSF associated with TRMC is shown on figure (1) (top panel). Its intensity ranges from -0.54 Sv to 0.66 Sv. Areas of largest transport are located around Philippine Islands (0.4 Sv), Australia (0.2 Sv) and over Malvinas shelf (0.3 Sv). All these locations are characterized by: (1) sites of M2, K1 and M4 large amplitudes (>75 cm), (2) abrupt topography areas such as continental slopes and (3) western boundaries. In addition, barotropic flows along boundaries induce gyres of recirculation as they have to loop back. The global map reveals a set of remarkable cells which circulation loop around these locations. Weaker but still significant cells appear along Kurill and Aleutian Islands and north of the undersea ice shelf of Weddell Sea. A positive cell centred on Salomon and Vanuatu Islands fills up the whole South Pacific Ocean area, but it is quite anecdotal in term of transport. Barotropic currents associated with the TRMC range between 0 and 14 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, with a typical value of 1 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ and very localised values that can exceed 10 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ in few shallow places.

Two of the three main cells are located between Pacific and Indian Oceans, a key position for water mass exchanges (cf. figure 1, lower left panel). The northern cell is centred on Philippine and Celebes archipelagos (clockwise residual mean transport induced: from 0.2 Sv up to 0.4 Sv). In this area the largest residual mean transport is found along Philippine trench (0.4 Sv) with a peak of magnitude in Luzon Strait (0.5 Sv),

what represents 10% of the eastward volume transport estimated by Tian et al. (2006) in this strait. The transport along Philippine trench flows southward down to Celebes Sea where the circulation splits into two branches. A westward branch (0.2 Sv) loopbacks and re-circulates northward. The second branch (0.2 Sv) follows the eastern route of South Pacific subthermocline waters via Molucca (0.1 Sv), Halmahera and Seram (0.1 Sv) Seas down to Banda Sea. At Flores Strait the circulation loopbacks and re-circulates in Makassar Strait (0.2 Sv) up to Celebes Sea, where it merges the western branch up to Luzon strait via Mindoro Strait. The southern cell is centred on Australian continent with a westward extension in the Indian ocean up to the African coasts (counter clockwise residual mean transport induced: -0.2 Sv). This flux splits into two branches before entering the ITF. A northern branch (0.1 Sv) surrounds the Papua New Guinea before supplying Lombok and Ombai Straits via Banda, Halmahera and Seram Seas. The southern branch supply Timor Passage via Torres Strait (0.1 Sv). Finally, the overall flow pattern in the ITF is only due to the southern cell that ultimately leads to a transport of ~ 0.25 Sv between Australian northern coasts and the archipelago of Indonesia. The total mean transport in the ITF is ~ 10 Sv (Gordon, 2005); therefore the TRMC in the ITF represents about 2.5% of the data-estimated transport, what is lower than the $\sim 7\%$ estimated by Schiller (2004). The higher resolution of the tidal T-UGO model (15km coastal resolution) compared to the one of the model of Schiller (2004) (~ 50 km) provides a more detailed description of the Indonesian archipelago region. In particular in the area between Borneo and Philippine Islands where the narrow and shallow Strait of Mindoro is open, north of Palawan Passage. This strait is on the way back of a branch of the tidal residual mean transport (0.4 Sv) associated with Philippine and Celebes archipelagos.

Therefore, in this study the spatial structure of the TRMC is basically different than the one of Schiller (2004).

The third main cell of TRMC has regional extension in the South West Atlantic Ocean. The patterns of the circulation draw a clockwise loop around Malvinas shelf and Scotia ridge correlated with the topography features. The flow is northward, offshore Patagonia coasts up to Santos plateau where it loopbacks and re-circulates southward along the shelf break (residual mean transport induced: +0.3 Sv) (cf. figure 1, lower right panel). Highest magnitude areas are found above Malvinas shelf break (0.3 Sv) and around Scotia ridge (0.4 Sv). A peak of magnitude is found in the continuity of Tierra del Fuego (0.55 Sv). Yet, the tidal residual mean transport remains two and three orders of magnitude smaller than the transport associated with Western boundary current and the Antarctic Circumpolar Current.

These results are extremely difficult to validate, as it is almost impracticable to isolate in the observations the TRMC from the mean wind and thermohaline driven circulations (Le Provost and Fornerino, 1985). Besides, simple time averaging of the velocity data obtained at a fixed mooring station might lead to a spurious material transport (Katsumata and Hibiya, 2003). TRMC maps computed from model are also rare in the literature; excepted for coastal areas (e.g. Piedra-Cueva and Fossati, 2006) or those showing the Stokes drift alone (Sentchev et al., 2006). However, an indirect validation can be given for the two components of the TRMC: the Stokes drift and the component induced by the non-linear tidal dynamic. The global quality of the former component is high since its accuracy is directly correlated with the one of tidal constituents. The latter component should be well reproduced also. Indeed, the solution of T-UGOm for the quarter-diurnal tidal constituents is in very good agreement with the observed one

(Letellier, 2004). Since the quarter-diurnal tides are produced by the same non-linear processes as the residual mean current, some confidence can be given to the present results.

3- Climate OGCM response

In order to explore the effects of the TRMC on large-scale ocean circulation, integrations have been made with a climate OGCM derived from NEMO ocean modelling framework (Madec et al., 1998; Madec, 2006). The model configuration is ORCA2-LIM: horizontal $2^\circ \times 2^\circ$ Mercator grid with two North Pole; 31 vertical levels (from 10 m in the top first 100 m to 500 m at the bottom). The physics and the forcing are the same as in Iudicone et al. (2006a, b). The physics includes sea-ice model; free surface formulation; lateral mixing evaluated along isoneutral surfaces; eddy-induced velocity; vertical mixing computed by turbulent kinetic energy closure scheme; diffusive bottom boundary layer; convection processes parameterized by locally enhancing the vertical diffusivity; synchronous time step of 5400 sec. In addition, the model uses partial-step representation of the bottom topography (Barnier et al., 2006) and tidally driven bottom intensified mixing (Bessières et al., 2007). At the surface the model is forced by heat and fresh water fluxes, using bulk formula and monthly climatology of wind stress, air temperature, humidity, cloud cover and precipitations. A restoring term to PHC sea surface salinity (Steele et al., 2001) is also added.

The TRMC is introduced in the model as an external forcing, so that its associated currents are added to eulerian velocities on tracers advection only. Interpolation consistent with the OGCM grid is required. Dealing directly with tidal residual mean transports would have lead to spurious divergent quantities when interpolating, since the OGCM grid has different spatial resolution and topography. This problem vanishes when the BSF is chosen to be interpolated. Indeed, potentials are easily conserved when interpolating. As a result, extrema of the previously discussed gyre structures have not been altered, excepted those around Kurill and Aleutian Islands which spatial scales are

too close to the model grid spacing. Attention has been paid to preserve the initial potential for each island accounted for in the climate OGCM. In particular, the ITF transport associated with the TRMC is exactly the same in ORCA2-LIM as in T-UGOm. The 3D field of barotropic currents associated with TRMC is then reconstructed in the model from the BSF via numerical derivations. In order to quantify the climate OGCM response to TRMC forcing, two experiments have been performed, one with such a forcing (RES) and the other one without (NoRES). An integration over 1500 years was sufficient to reach a steady state i.e. at which time the trends in globally averaged potential temperature and salinity were respectively less than 0.02°C and 0.001 psu per millennia.

The meridional overturning stream function (MSF) diagnosed for RES experiment (upper panel on figure 2) is in agreement with what is expected with this configuration (Iudicone et al., 2006a, b; Bessières et al., 2007). The barotropic forcing associated with topographic variations generates an overturning circulation which is represented as MSF on figure 2 (middle panel). The resulting overturning forcing has the same order of magnitude as the BSF (roughly ~ 0.2 Sv). Its spatial structure brings out a set of meridional cells which location and regional extension are correlated with the main gyres of TRMC. The OGCM feedback to such a forcing is presented in term of MSF difference between RES and NoRES (lower panel on figure 2). Its magnitude is the same as the one of the overturning forcing (0.2 Sv) (middle panel on figure 2). The spatial distribution of the ocean response is not associated with intensification of meridional overturning cells. Instead, these structures seem to be located in maximal gradient areas, where small displacements induce strong differences. Therefore, the weak ocean response indicates that the TRMC has only tenuous effect on global meridional overturning circulation.

Quantitative arguments based on TRMC forcing analysis show that the meridional heat transport (MHT) should be negligible. On one hand, barotropic flows along boundaries induce gyres of re-circulation as they have to loop back. Gyres are known to be less efficient heat conveyor than meridional overturning circulation. In the case of the Gulf-Stream, the circulation induced on the western boundary is about $O(40)$ Sv near the surface and the associated heat transport is approximately $O(0.1)$ petawatt (PW). Therefore, in the case of TRMC induced gyres, since re-circulations are about $O(0.1)$ Sv on the whole water column, MHT can not be higher than $O(0.01)$ PW. On the other hand, overturning circulation such as North Atlantic deep waters induces a $O(10)$ Sv meridional mass transport associated with a $O(1)$ PW MHT. It results that the $O(0.1)$ Sv meridional mass transport induced by the TRMC should not lead to a MHT higher than $O(0.01)$ PW. Consequently, neither gyre circulations induced by the TRMC nor overturning ones are likely to modify the MHT beyond a hundredth of PW. After computation, the difference of MHT between RES and NoRES is checked to be smaller than a hundredth of PW as expected (not shown).

Largest changes in heat content are found in the Atlantic Ocean, south of Greenland, where a difference of -0.2°C is found in the first hundred meters between RES and NoRES. It only results from a $O(10)$ km horizontal displacement in a strong temperature gradient area, what does not affect deep water masses formation in Labrador Sea. Almost everywhere else, differences of heat content in the first hundred meters remain below 0.05°C of magnitude. For example, the equatorial thermocline raise in the Pacific Ocean is only about ~ 0.5 m for a transport increase of 0.25 Sv in the ITF, what is proportional to the one appearing when the ITF is opened/closed in the model (Gorgues et al., 2005).

4-Conclusion

The residual mean circulation induced by tides (TRMC) has been computed at global scale and its effect on OGCM has been investigated. The computation of the TRMC has been obtained from an accurate barotropic tidal model. The circulation spreads as large-scale gyres, which intensities range from -0.54 Sv to 0.66 Sv, what can be large compare to coastal circulation but remains negligible for mean large-scale circulation. These gyres generate an overturning circulation of weak amplitude (~ 0.2 Sv), which is introduced as an external forcing in a climate ocean model. The effects of this forcing on the global meridional overturning circulation are negligible. Therefore, the TRMC can be neglected in current ocean components of earth system modelling for climate purposes. Concerning the particular case of the ITF, it reinforces the idea that tidally driven mixing remains the major way for tides to affect water-masses properties (Koch-Larrouy et al., 2006).

Nevertheless, local non-linearities may still lead to regional modification of the ocean state. In this scope a more accurate resolution of the TRMC would better account of the bathymetry variations, what is central in order to resolve the patterns of the TRMC at local scale. Consequently, though it remains all-sufficiently accurate for large-scale studies, the map of the TRMC could still be perfectible for coastal and regional studies.

Acknowledgments

This work was supported by the CNRS, the DGA, MERCATOR-ocean (project number 100017) and European MERSEA project (project number SIP3-CT-2003-502885). Computer facilities were provided by IDRIS. The authors would like to thank Sebastien Masson for fruitful discussions. They express their gratitude in memories of Christian Le Provost, who initiates the study.

References

- Barnier B, Madec G, Penduff T, Molines JM, Treguier AM, Le Sommer J, Beckmann A, Biastoch A, Böning C, Dengg J, Derval C, Durand E, Gulev S, Remy E, Talandier C, Theetten S, Maltrud M, McClean J, DeCuevas B (2006) Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution. *Ocean Dyn.*, in press
- Bessières L, Madec G, Lyard F, Le Provost C (2007) Improved tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling*: sub. for publication
- Carrère L, Lyard F (2003) Modelling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing – comparisons with observations. *Geophys Res Lett* 30(6): 1275-1278
- Gorgues T, Menkes C, Aumont O, Vialard J, Dandonneau Y, Bopp L (2005) Biogeochemical impact of Tropical Instability Waves in the Equatorial Pacific, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L24615, [DOI:10.1029/2005GL024110]
- Gordon, A.L., 2005. Oceanography of the Indonesian Seas and Their Throughflow. *Oceanography* 18(4): December 14-27
- Hoitink AJF, Hoekstra P, van Maren DS (2003) Flow asymmetry associated with astronomical tides: Implications for the residual transport of sediment. *J. Geophys. Res.*:108(C10), 3315
- Iudicone D, Madec G, Blanke B, Speich S (2006) The role of Southern Ocean surface forcings and mixing in the global conveyor. *J. Phys. Oceanogr*: accepted
- Iudicone D, Speich S, Madec G, Blanke B (2006) The global Conveyor Belt in a Southern Ocean perspective. *J. Phys. Oceanogr*: accepted

- Katsumata K, Hibiya T (2003) Frictionless Generation of a Tidal Eulerian Residual Flow over a Sill in a Narrow Channel. *J. of Oceanogr.*: 59, 325-329
- Koch-Larrouy A, Madec G, Bouruet-Aubertot P, Gerkema T, Molcard R, Bessières L (2006) On the transformation of Pacific Water into Indonesian Throughflow Water by internal mixing. *Geophys. Res. Lett.*: sub. for publication
- Le Provost C, Fornerino M (1985) Tidal Spectroscopy of the english Channel with a Numerical Model. *J. Phys. Oceanogr.*: 15(8), 1009-1031
- Letellier (2004) Etude des ondes de marée sur les plateaux continentaux. Thèse de doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier
- Longuet-Higgins MS (1969) On the transport of mass by time-varying currents. *Deep-Sea Res.*: 16, 431-447
- Lyard F, Lefèvre F, Letellier T, Francis O (2006) Modelling the global ocan tides: modern insights from FES2004. *Ocean Dynamics*: in press
- Madec G, Delecluse P, Imbard M (1998) OPA8.1 ocean general circulation model reference manual. Note n°11, IPSL, Paris VI, France.
- Madec G (2006) NEMO = the OPA9 ocean engine. Note du Pôle de Modélisation, Institut Pierre-Simon Laplace, 100pp. (<http://www.lodyc.jussieu.fr/nemo/>)
- Ménèsguen A, Gohin F (2006) Observation and modelling of a natural retention structures in the English Channel. *J. Mar. Res.*: in press
- Munk WH (1966) Abyssal recipes. *Deep Sea Res* 13: 707-730
- Munk WH, Wunsch C (1998) Abyssal recipes II : Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Res* 45
- Nihoul J, Ronday F (1975) The influence of tidal stress on the residual circulation. *Tellus*: 29; 484-490

- Piedra-Cueva I, Fossati M (2006) Residual currents and corridor of flow in the Rio de la Plata. *Applied Math. Modelling*: in press
- Pingree RD, Maddock L (1977) Tidal residuals in the English Channel. *J. Mar. Biol. Assoc. U.K.*: 57, 339-354
- Ray RD (1999) A global ocean tide model from TOPEX/POSEIDON altimetry: GOT99. NASA technical memorandum 209478. Goddard space flight centre, Greenbelt
- Saenko OA, Merryfield WJ (2005) On the Effect of topographically Enhanced Mixing on the Global Ocean Circulation. *J. Phys. Oceanogr.*: 35, 826-834
- Schiller A (2004) Effects of explicit tidal forcing in an OGCM on the water-mass structure and circulation in the Indonesian throughflow region. *Ocean Modelling* 6: 31-39
- Sentchev A, Yaremchuk M., Lyard F. (2006) Residual circulation in the English Channel as a dynamically consistent synthesis of shore-based observations of sea level and currents. *Contin. Shelf Res.* 26: 1884-1904
- Simmons HP, Jayne SR, S^tLaurent LC, Weaver AJ (2004) Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling* 6(3-4), 245-263
- Steele M, Morley R, Ermold W (2001) PHC a Global Ocean hydrography with a high-quality Arctic Ocean. *J. of Climate* 14: 2079-2087
- Tian J, Yang Q, Liang X, Xie L, Hu D, Wang F, Qu T (2006) Observation of the Luzon Strait transport. *Geophys Res Lett*: 33, L19607
- Wunsch, C., R. Ferrari, 2004. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36, 281-314
- Zimmerman JTF (1979) On the Euler-Lagrangian transformation and the Stokes drift in the presence of oscillatory and residual currents. *Deep-Sea Res.*: 26A, 505-520

Figure 1

Global barotropic stream function (BSF) associated with the tidal residual mean transport (top panel). Units in Sverdrup. Results have been computed as the averaged instantaneous model transport over a one year period from the barotropic tidal model T-UGOm. The circulation spreads as large-scale gyres, which intensities range from -0.54 Sv to 0.66 Sv. Zooms have been added in the Indonesian archipelago (bottom left panel) and in Malvinas shelf area (bottom right panel), where TRMC induced transports are the most significant.

Figure 2

Meridional overturning stream functions (MSFs) for the global ocean from the ocean general circulation model ORCA2-LIM, after 1500 years of run. Units in Sverdrup. (Panel -a-) Numerical experiment RES including the forcing induced by the tidal residual mean circulation (TRMC). The contour interval is 2Sv. (Panel -b-) Differences between the experiments RES and NoRES (NoRES is a control run without TRMC). The contour interval is 0.1Sv. (Panel -c-) Meridional overturning circulation induced by the TRMC alone. The contour interval is 0.1Sv.

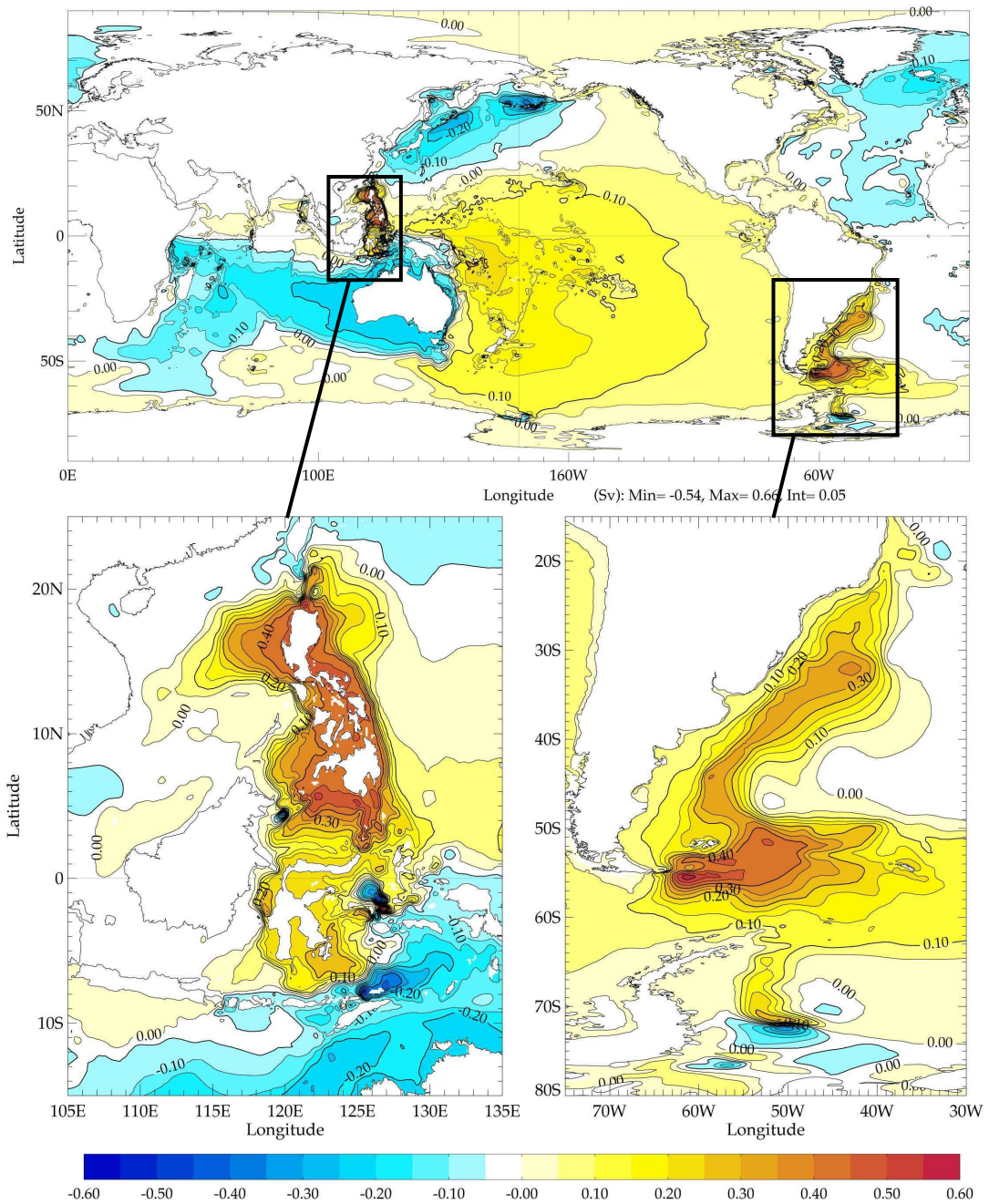


Figure 6.2 – Figure 1

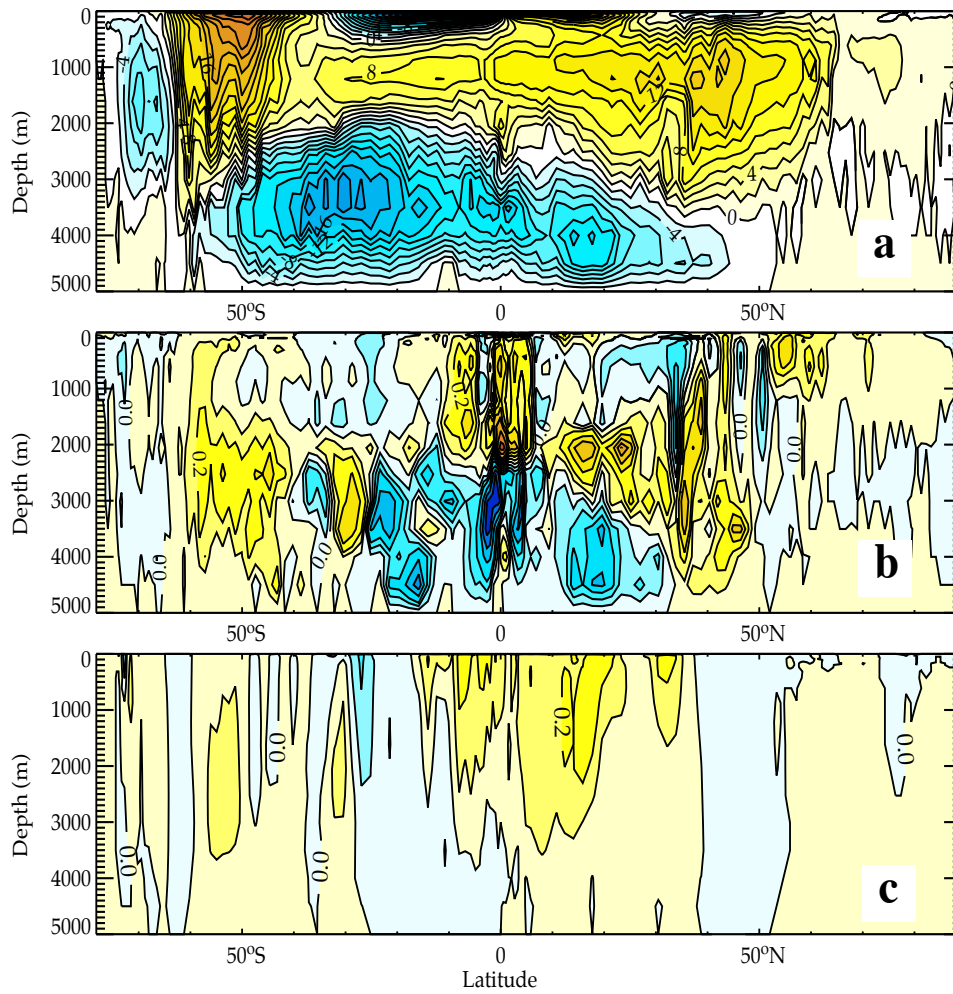


Figure 6.3 – Figure 2

Chapitre 7

L'Énergie de Marée Disponible pour le Mélange

7.1 Introduction

Nota : Cette introduction est une traduction en français de celle de l'article qui suit.

Nombres d'arguments pertinents suggèrent que le mélange vertical induit par la marée (*Tidal Mixing* (TM)) est un des principal moteur de la circulation thermohaline (THC) et démontrent le rôle crucial des paramétrisations du TM dans les OGCM.

Contrairement à l'atmosphère plus instable, le milieu océanique est fortement stratifié en densité sur la verticale. La coexistence dans l'océan d'une stratification stable et d'une circulation d'*overtuning* intense (la MOC cf. B) nécessite la présence de processus physiques qui compensent la perte d'énergie potentielle consommée par l'*overtuning* (Huang, 1999 ; Wunsch & Ferrari, 2004). En se basant sur des considérations d'équilibres énergétiques et en utilisant les données climatologiques de Levitus, Munk & Wunsch (1998) sont arrivés à la conclusion qu'une énergie de 2.1 TW était nécessaire pour maintenir la distribution abyssale de la densité observée sur le globe, néanmoins ce chiffre reste controversé (Webb & Suginohara, 2001). Le vent et les marées océaniques sont les deux seules sources d'énergie mécanique susceptibles d'engendrer ce mélange à l'intérieur de l'océan. Les modèles de marée (Le Provost & Lyard, 1997 ; Jayne & StLaurent, 2001 ; Niwa & Hibiya, 2001) et l'altimétrie satellite (Egbert & Ray, 2000 ; 2001) suggèrent que sur les 3,5 TW d'énergie apportée par le potentiel astronomique et dissipée par la marée dans l'océan, approximativement 1 TW est converti par le flux barotrope de la marée en marées internes, et devient ainsi susceptible de mélanger l'océan abyssal. Ainsi, 50% de l'énergie requise pour maintenir la MOC pourrait être apportée par le TM, le reste étant procuré par le vent. Les forçages thermohalins de surface conditionnent l'établissement du gradient méridien de densité prérequis au démarrage de la MOC ; néanmoins s'ils sont nécessaires pour actionner la MOC, ils ne sauraient l'entretenir à eux seuls (Sandström, 1908 ; Paparella and Young, 2002). Le véritable moteur de la MOC est alimenté par les sources d'énergie mécaniques que sont les vents et les marées.

Il est naturel de considérer la diffusivité verticale (K_z) qui quantifie le mélange du fluide sur la verticale. Cependant, le paramètre K_z est l'un des moins bien connus dans les modèles climatiques. Les estimations issues des méthodes inverses et des bilans d'énergie aboutissent à des différences sur la valeur globale moyenne du K_z pouvant aller jusqu'à un facteur 5. Le K_z uniforme estimé pour le globe par Munk (1966), bien qu'en bon accord avec les études menées sur le bassin Brésilien (Hogg et al. 1982 ; Morris et al., 2001) ne

correspond pas aux mesures de diffusivité turbulente observées directement et pourtant précises. Dans la partie haute de l’océan, mais sous la base de la couche mélangée (CM), les mesures sont consistantes et révèlent des valeurs de la diffusivité plus faibles : approximativement $O(0.1)cm^2.s^{-1}$ (Ledwell et al., 1993 ; 1998). Ceci semble témoigner de la présence d’un seuil minimal de turbulence, entretenu par l’existence d’un continuum dans le spectre des ondes internes (Garrett & Munk, 1979 ; Munk, 1981). Néanmoins, aujourd’hui les mesures de diffusivité turbulente dans l’océan demeurent trop rares et éparées pour pouvoir les compiler en une carte globale. En outre, localement sur les topographies accidentées, les estimations comme les mesures révèlent cette fois des valeurs de la diffusivité plus importantes, qui peuvent être plusieurs ordres de grandeur au-dessus de la magnitude du seuil de turbulence : de $O(1)cm^2.s^{-1}$ à $O(100)cm^2.s^{-1}$ (Polzin et al., 1997 ; Ferron et al., 1998 ; Ganachaud & Wunsch, 2000 ; Ledwell et al., 2000).

Encore très récemment, en dépit de sa grande variabilité horizontale et verticale avérée, la façon usuelle de paramétriser le mélange vertical océanique dans les OGCM se résumait souvent à fixer une fois pour toute la valeur du K_z . La spécification de la valeur du K_z est encore souvent utilisée dans les modèles comme un moyen de *tuner* correctement les transports méridiens de chaleur et de masse. Même des schémas de mélange plus réalistes tels que ceux dépendants de la stratification (Cummins et al., 1990), ou ceux très répandus qui utilisent un profil de diffusivité “ad hoc” en arctangente (Bryan & Lewis, 1979) sont rendus rationnels a posteriori. Cet ensemble de schémas n’a donc pas la propriété de pouvoir faire évoluer sa diffusivité en fonction de l’état de l’océan, a fortiori dans le cas particulier d’un système soumis aux conditions d’un changement climatique. De plus, des schémas de mélange basés sur des arguments énergétiques locaux ont aussi été testés dans les modèles océaniques (Pacanowski & Philander, 1981 ; Large et al., 1994). Dans l’océan intérieur, ces schémas utilisent souvent un K_z relié au nombre de Richardson et sont généralement dominés par le seuil de diffusivité. En outre, ces schémas basés sur le nombre de Richardson ne peuvent pas rendre compte du TM sans être utilisés avec la résolution numérique nécessaire à l’existence d’un large spectre d’ondes internes et à la possibilité de faire cascader leur énergie, ce qui à ce jour est irréalisable à l’échelle du globe. Cependant, des études de modélisation numérique ont montrés que le transport de chaleur de l’océan et donc le climat sont extrêmement sensibles aux variations du K_z (Bryan, 1987 ; Marotzke, 1997 ; Zhang et al., 1999 ; Dalan et al. 2005a ; 2005b ; Lee et al., 2006)). Il a aussi été montré que dans les modèles climatiques, la capture et la stockage modélisés de traceurs aussi important pour le climat que la carbone pouvait être significativement affectés par les variations de la diffusivité (Sokolov et al., 1998).

En dernier lieu, quelques études ont investigué l’effet d’un K_z intensifié au-dessus des topographies accidentées : dans les OGCM (Hasuni & Sugimotohara, 1999) et les modèles régionaux (Huang & Jin, 2002). Ces expériences démontrent clairement que la distribution du mélange vertical est un facteur important de contrôle de la circulation abyssale. Plus récemment, en utilisant la traînée barocline formulée par Jayne & StLaurent (2001), une paramétrisation du TM à été proposé par StLaurent et al. (2002) et testée dans quelques OGCM (Simmons et al., 2004a ; Saenko & Merryfield, 2005 ; Saenko, 2006). Ces résultats viennent conforter l’idée qu’un mélange intensifié par le fond et spatialement variable est une composante essentielle des équilibres requis par le maintien de la stratification abyssale.

7.2 Article à sousmettre dans *Ocean Modelling*

Improved tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation

Bessières Laurent^{1,2}, Madec Gurvan³, Lyard Florent¹ and Le Provost Christian

¹ Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale, 14 avenue Edouard Belin, 31 400 Toulouse, FRANCE

² Mercator, 8-10 rue Hermès, Parc technologique du canal, 31 526 Ramonville S^t Agne, FRANCE

³ Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, Cnrs-Upcm, Case 100, Tour 45-55, 75 252 Paris Cedex 05, France

Communicating author: Laurent.Bessieres@notos.cst.cnes.fr

Tel : 33 + (0)5-61-33-30-06

Fax : 33 + (0)5-61-25-32-05

Abstract

1 Introduction

Many relevant arguments suggest that tidally driven mixing (TM) is one of the major driving mechanisms of the meridional overturning circulation (MOC), and also demonstrate the paramount role of TM parameterization in ocean general circulation model (OGCM).

Unlike the atmosphere the deep ocean has a stable stratification. The coexistence of this stable stratification and a strong MOC suggests that processes are necessary to re-supply the potential energy removed in the interior by the overturning (Huang, 1999; Wunsch and Ferrari, 2004). Referring to global energy balance considerations and using Levitus climatology, Munk and Wunsch (1998) came to the conclusion that 2.1 TW were required to maintain the global abyssal density distribution, although this amount has been disputed by Webb and Sugimotohara (2001). Wind and tidal forcing are the only possible source of mechanical energy to drive the interior mixing. Tidal models (Le Provost and Lyard, 1997; Jayne and S^t Laurent, 2001; Niwa and Hibiya, 2001) and satellite altimetry (Egbert and Ray, 2000; 2001) suggest that of the 3.5 terawatts (TW) of tidal energy dissipated in the ocean, nearly 1TW is converted in the deep ocean from barotropic to internal tides, and thus is available to mix the abyssal ocean. Therefore, approximately 50% of the energy needed to maintain the MOC could be brought by TM, with the wind providing the remainder. Surface

thermohaline forcings are preconditions for the MOC through the setting up of the meridional density difference. However, the MOC is not driven by surface thermohaline forcing (Sandström, 1916; Paparella and Young, 2002), instead it is driven by mechanical energy sources such as wind stress and tides.

It is natural to worry about the vertical (or more generally diapycnal) diffusivity (K_z) that quantify how much the fluid is mixed in the vertical (cross-isopycnal) direction. However, the K_z in the ocean is one of the least known parameters in current climate models. Inferences from inverse methods and energy budget suggest as much as a factor of 5 differences in the global mean value of the K_z . The global uniform K_z of $1 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ estimated by Munk's (1966), thought in relatively good agreement with some studies in the Brazil Basin (Hogg et al. 1982; Morris et al., 2001) doesn't fit with accurate direct measurements of turbulent diffusivities. In the upper ocean, but below the mixed layer depth, like in the thermocline or in the full ocean depth over smooth topography, these measurements consistently reveal smaller diffusivities of approximately $O(0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1})$, (Ledwell et al., 1993; 1998). This seems to represent a background level of turbulence supported by the internal wave continuum (Garrett and Munk 1979; Munk, 1981). However, measurements of this diffusivity remain sparse and insufficient for compiling a global map. Furthermore, over rough topography, measurements and estimations reveal higher diffusivities that can be many orders of magnitude above background level, ranging from $O(10\text{cm}^2\text{s}^{-1})$ to $O(100\text{cm}^2\text{s}^{-1})$ (Polzin et al., 1997; Ferron et al., 1998; Ganachaud and Wunsch, 2000; Ledwell et al., 2000).

Up to a recent time, in spite of this large horizontal and vertical variability, common way for parameterizing diapycnal mixing in OGCM often comes down to a fixed value of the K_z . The specification of a fixed K_z is usually used as a means of tuning the model's meridional transports of heat and mass. In that way, even more realistic mixing scheme such as stratification dependent mixing scheme (Cummins et al., 1990) and the widely used ad hoc

arctangent diffusivity profile (Bryan and Lewis, 1979) were rationalized a posteriori. Thereby, it has no real ability to evolve with a changing ocean, and thus with a changing climate system. Furthermore, mixing schemes based on local energy arguments have also been implemented in ocean models (Pacanowski and Philander, 1981; Large et al., 1994). In the ocean interior, these schemes often use a K_z related to Richardson number, generally dominated by a background diffusivity profile. Moreover, these Richardson number based schemes cannot account for TM without the necessary numerical resolution capable of supporting an internal wave spectrum and cascade, which is not realizable to date, at global scale. Yet, modelling studies have shown that oceanic heat transports and thus climate are extremely sensitive to variations of the K_z (Bryan, 1987; Marotzke, 1997; Zhang et al., 1999; Dalan et al. 2005a; 2005b; Lee et al. 2006). It has also been shown that the modeled uptake and storage of tracers such as carbon could be noticeably affected by variations of the diffusivity (Sokolov et al., 1998).

Lastly, few studies have investigated the effect of enhanced K_z over rough topography in OGCM (Hasumi and Sugimoto, 1999) and regional model (Huang and Jin, 2002). These experiments clearly point out the importance of the distribution of vertical mixing as a control on the abyssal circulation. More recently, based on Jayne and St Laurent (2001)'s internal wave drag (IWD) formulation, a TM parameterization have been proposed by St Laurent et al. (2002) and tested in OGCMs (Simmons et al., 2004a (referred as SIM04a hereafter); Saenko and Merryfield, 2005; Saenko, 2006, Canuto et al., 2007). These results reinforce the idea that spatially varying bottom intensified mixing is an essential component of the balances required for the maintenance of the abyssal stratification.

Following these antecedents, the present work comes within the scope of TM in OGCMs. However, compared with previous studies, this work presents many specificities. First, different numerical models have been used: i) Unlike Jayne et al. (2001)'s IWD

formulation, the IWD used is proportional to the square slope of the topography and has the direction of the topography gradient rather than the direction of the barotropic current (Carrère and Lyard, 2003). Sensitivity experiences have shown that this second formulation is better suited for the observed energy transfer (Lyard et al., 2006). ii) Concerning the ocean general circulation, a relatively low-biases ocean climate model (NEMO) including sea-ice modelling and geothermal heat flux has been run (Madec et al. 1998, 2006). Secondly and may be more specifically, it has been tried to respect a certain energetical approach. The K_z is valuable to quantify the mixing, but it fails in quantifying the ability to mix of a fluid. In a turbulent stratified ocean, small-scale mixing due to turbulent internal waves raise the center of mass. As a result, gravitational potential energy (GPE) is one of the most important forms of energy driving the oceanic circulation. Calculations in an idealized sector model have suggested that the rate of the overturning circulation is proportional to the net rate of generation of GPE by the vertical mixing (Huang, 1999). So, models should consider the available GPE (AGPE) for mixing, rather than the value of the mean vertical diffusivity coefficient. iii) In that way, the AGPE has been partially fixed in the model, though part of it remains dependent of the stratification, accounting for radiating low-mode internal waves generated by tides or near-inertial waves generated by winds. iv) Most of all, the conservation of the AGPE per level requires a numerical adaptation of the TM parameterization. Partial-step vertical coordinates are used to get rid of the vertical resolution dependency of the TM parameterization. v) In addition, sub-grid scale topography (SGST) has been found to have a non-negligible role on the vertical AGPE profile, especially at thermocline depth; what suggests, although not tested, that SGST in OGCM could have a non negligible effect on the MOC. A third aspect of this work is: vi) the quality of the solution, in good agreement with Levitus' climatology and data based estimates (Ganachaud and Wunsch, 2000), especially for the Antarctic Bottom Waters (AABW).

This paper is structured as follows: Section 2 presents the numerical experiment based on partially fixed AGPE attributed to tides, the TM parameterization is described being focused on the way to get rid of its vertical resolution dependency. Results are analyzed in Section 3. Though it has been suggested to look at the net rate of generation of GPE by the vertical mixing rather than the mean value of the K_z , vertically averaged horizontal map and average vertical profil of the K_z have been discussed for comparisons with previous studies. The impact of the TM parametrization on the abyssal circulation has been analysed through meridional mass and heat transport using a specific diagnostic for diapycnal fluxes and comparisons with Levitus' climatology. The possible role of SGST on the MOC is discussed in Section 4, and Section 5 summarizes the results of this study and discusses some natural extensions.

2 Numerical experiment based on partly fixed energy for mixing

2.1 Parameterization of vertical mixing

TM is a consequence of the energy transfer from barotropic to baroclinic internal tides via internal wave generation over topographic features that ultimately dissipate generating mixing. In order to estimate this energy transfer over a tidal period, a wave drag dissipation parameterization ($D(x,y)$) is used in the barotropic global ocean tide model MOG2D-G (Carrère and Lyard, 2003). In the case of small topographic structures (i.e. typical horizontal lengths smaller than the local tidal excursion) Jayne and S^t Laurent (2001) have proposed a parameterisation that can be found with more or less sophisticated forms in the litterature (Lewellyn Smith and Young, 2002; Egbert et al., 2004). This parameterisation is valid for topographic scales that are typically of the order of O(1000m) and less. From altimetry observations, the main sources of internal waves are located on much larger topographic structures, such as volcanic ridges. In order to deal with large topographic scales, a specific

IWD parameterization is used (Carrère and Lyard, 2003), the major differences of which are that: (i) the wave drag has the direction of the topography gradient and not the direction of the barotropic current, (ii) the wave drag is proportional to the square slope of the topography rather than the square topography, according to

$$D(x, y) = \rho_0 \cdot C_d \cdot \kappa^{-1} \cdot \bar{N} \cdot (\bar{\nabla}H \times \bar{u}) \cdot \bar{\nabla}H \quad (1)$$

where ρ_0 is the reference density of sea water, κ the wave number, \bar{N} a depth-weighted average buoyancy frequency, with weights decreasing linearly from bottom up to the surface to account for the vertical velocity upward decrease, H the ocean mean depth and \bar{u} the barotropic tidal velocity predicted by the model. C_d is a tuning coefficient calibrated with FES99 tidal atlas assimilated solution and ST95 tidal constants data set, in order to obtain a consistent energy balance on the domain. It is found that 1.1 TW of energy is dissipated by this internal wave drag parameterization in the open ocean for M2, K1 and S2, in agreement with other independent estimates (Egbert and Ray, 2000; 2001; Jayne and S^tLaurent, 2001). High IWD values and rough topography are closely correlated (cf. figure 1). The energy flux per unit area is deduced from (1) as

$$E(x, y) = \langle D \times \bar{u} \rangle_{\text{T}} = \rho_0 \cdot C_d \cdot \kappa^{-1} \cdot \bar{N} \cdot \left\langle \left(\bar{\nabla}H \times \bar{u} \right)^2 \right\rangle_{\text{T}} \quad (2)$$

where $\langle \cdot \rangle_{\text{T}}$ is the temporal mean operator over a tidal period. A relation between the two-dimensional map of energy flux $E(x, y)$ and the time varying three-dimensional field of K_z have been proposed by S^tLaurent et al. (2002) according to

$$K_z(x, y, z, t) = K_0 + q \cdot \Gamma \times \frac{E(x, y) \cdot F(x, y, z)}{\rho \cdot N^2(x, y, z, t)} \quad (3)$$

where it is assumed that the portion of energy flux dissipating locally is $q = 1/3$, with the remaining $2/3$ being radiated away by low modes (St Laurent and Nash, 2004). Γ , the mixing efficiency (Osborn, 1980) is set to 0.2, its widely used upper bound value. Therefore 20% of

the local turbulent kinetic energy is converted into GPE via the K_z . $F(x, y, z)$ is a bottom intensified vertical structure function that satisfies $\int_{-H}^0 F(x, y, z) dz = 1$ and

$$F(x, y, z) = \frac{e^{-[H(x, y) + z]/\xi}}{\xi \cdot \left[1 - e^{-H(x, y)/\xi} \right]} \quad (4)$$

where H is the total depth of the water column and $\xi = 500$ m is the vertical decay scale for turbulence. N^2 and ρ are respectively the Brünt Väisälä Frequency and the density taken from the ocean model. $K_0 = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ is a weak background diffusivity, its estimation fit with observed data (Ledwell et al., 1993, 1998). It can be considered that it takes into account of other sources of mixing as radiating low-mode internal waves generated by tides or near-inertial waves generated by winds. In addition, in the deep ocean, vertical diffusivity coming from (3) is both constrained by limiting N^2 to be larger than 10^{-8} s^{-1} and K_z to be lower than $300 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, which occurs only at a few points.

2.2 Vertical resolution dependence

The rate of the overturning is proportional to the net rate of AGPE for mixing rather than the mean value of the K_z (Huang, 1999). Therefore, the conservation of the AGPE in the TM parameterization defined by (3) is of paramount importance. However, in (3) the total available energy for mixing at a fixed depth is directly linked to its bottom's distance and this with an exponential decrease. Yet, in z -coordinate OGCM the topography is represented as staircases whose steps have the size of the model vertical levels: this is the “full step” (FS) topography, which approximates the true ocean depth to the closest model level. Therefore, the deepest level of K_z , which is also the level with the strongest magnitude of K_z (cf. eqs (3) and (4)), is always roughly located 500m over the bottom. This numerical constraint can be seen as a numerical sink of AGPE which spreads on the whole water column, since for each level of the model its bottom distance is overestimated. Thereby, it makes the TM

parameterization numerically dependent of the vertical resolution near the bottom, all the more so since the vertical decay scale of turbulence is $\xi = 500$ m. Increasing the vertical resolution in order to minimize the bottom distance of the last level of K_z enable to reduce the loss of AGPE, although it significantly increase the cost of numeric resolution.

2.3 Using partial-step bottom topography

A “low-cost” solution that enables to get rid of this numerical dependency is the use of partial-step (PS) vertical coordinates (Adcroft et al., 1997; Pacanowski and Gnanadesikan, 1998). By making the depth of the bottom cell variable and adjustable to the real depth of the ocean. PS topography can lead to far smaller bottom’s distance $\Delta z = O(10m)$ compared to the $\Delta z = O(500m)$ of FS topography. The bottom adaptability of the PS coordinate produces a local increase of the vertical resolution. Subsequently, the decrease of the distance between the bottom cell and the topography, added to the exponential decrease of the K_z results in stronger K_z , notably about *3000m depth* at the top of ridges (cf. figure 3). This phenomenon is also well observed on figure 4, where strong differences in globally averaged vertical profiles of K_z are exhibited, according to the type of vertical coordinates.

2.4 Implementation in an OGCM

The TM parameterization is tested in a climate OGCM that can be integrated a few thousand years. The model used is NEMO (Madec et al., 1998; Delecluse and Madec, 1999) in its ice–ocean coupled configuration ORCA2-LIM (Timmermann et al. 2005). LIM is a fully dynamical-thermodynamical sea ice model (Fichefet and Morales Maqueda, 1997). The horizontal mesh is based on a $2^\circ \times 2^\circ$ mercator tripolar grid with an increased resolution at equator. There are 31 levels in the vertical, with the highest resolution (10 m) in the upper 150 m. The upper boundary uses a free surface formulation (Roullet and Madec, 2000). Lateral mixing is evaluated along isoneutral surfaces. Gent and McWilliams (1990) parameterization is used for the eddy-induced velocity. The lateral mixing coefficient depends on the baroclinic

instability growth rate spreading from 15 to 3000 m^2s^{-1} (Treguier et al., 1997). The vertical mixing scheme uses a turbulent closure (Blanke and Delecluse, 1993) and a diffusive bottom boundary layer parameterization (Beckmann and Döscher, 1997). At surface the ocean model is forced by computing fluxes of heat and freshwater (evaporation) by means of bulk formulae and using monthly climatologies. A penetrative shortwave solar radiation formulation is used. A restoring to climatological surface salinities was also added. Blended products such as climatological ERS1/2 scatterometer monthly mean wind stresses were used for the tropics while the NCEP/NCAR climatology was used poleward of 50°N and 50°S. The time step is set to 5475 s both for velocity and tracers, without acceleration techniques. Concerning the TM parameterization, as previously suggested, a numerical key point is the use of PS vertical coordinates (Barnier et al., 2006).

3 Results

Two numerical experiments (NDV02 and NDV01) were run 1500 years in order to reach a stable equilibrium of the ocean general circulation, at which time the trends in globally averaged potential temperature and salinity were less than 0.02°C and 0.001 psu per millennial. In NDV02 the TM parameterization is taken into account, while in the control run NDV01, a constant $K_z = 0.1cm^2s^{-1}$ is applied. Model results presented are annual means over the final year of integration.

Following Warren and Johnson (1992) and Ganachaud and Wunsch (2000), we use “bottom water or layer” to describe the layer roughly located below 3500m depths and “deep water or layer” for the layer roughly located between 2000 and 3500m depths. “Abyssal” refers to both deep and bottom layer. In the Pacific and Indian Oceans, the bottom layer lies below $\sigma_4 = 45.89 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ surface (neutral surface lying below 28.11 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) and the deep layer lies between $\sigma_4 = 45.7 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and 45.89 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ surfaces (neutral surfaces lying

between 27.72 and 28.11 kg.m^{-3}). In the Atlantic Ocean, the presence of the NADW slightly modifies these conventions. We are interested in separating on one hand, the deep southward flux compound with lower NADW and upper AABW and on the other hand, the bottom northward flux of AABW. Both, the a posteriori NDV02 MSF in density coordinates σ_4 (MSFs) and WOCE vertical zonal section satl_24s of potential density relative to 4000 dbar suggest that in our model, the bottom layer in the Atlantic Ocean lies below $\sigma_4 = 45.8 \text{ kg.m}^{-3}$ surface and that the deep layer lies between $\sigma_4 = 45.6 \text{ kg.m}^{-3}$ and 45.8 kg.m^{-3} surfaces.

3.1 Vertical diffusivity

3.1.1 Horizontal map

Figure 3 represents the global K_z at 3000m depth (top panel) and on the last ocean level of the model (bottom panel) for NDV02 experiment, at equilibrium state and with a logarithmic scale. It enables to get an idea of the spatial variability of the K_z . These maps consistently reveal that the highest K_z are generated over bottom topography like ridges, continental slopes or archipelagos. Not surprisingly it is well correlated with the IWD spatial source of energy (cf. figure 1). Moreover, it reveals in relatively good agreement with measurements and estimations that K_z can be many orders of magnitude above background level ($0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$), ranging from $O(1\text{cm}^2\text{s}^{-1})$ to $O(100\text{cm}^2\text{s}^{-1})$ (Polzin et al., 1997; Ferron et al., 1998; Ganachaud and Wunsch, 2000; Ledwell et al., 2000).

3.1.2 Average vertical profile

Figure 4 represents globally averaged vertical profiles of K_z , performed for different experiments in different OGCM. NDV02 (red line) and NDV01 (turquoise line) have been obtained after 1500 years of run with the OGCM ORCA02-LIM. SIM (blue line) and BL (yellow line) have been reported respectively from SIM04a and Bryan and Lewis (1979). NDV01 and BL profiles have been mentioned to remember the shape of commonly used

uniform K_z in OGCM. It appears that the structure and the intensity of the mean K_z are very different in NDV02 and SIM. In the first 300m, the values of NDV02 are stronger than those of SIM (from 0.5 to 5cm²s⁻¹ in NDV02 compared to 0.1cm²s⁻¹ in SIM). It results from the fact that contrary to SIM, NDV02 takes into account of the continental shelves over which barotropic currents and thus IWD are known to be important. In the rest of the water column, though a bottom-intensification of the K_z is in both cases observed, the structure of NDV02 reveals a much less linear behaviour than in SIM. Differences of mean intensities can reach some peaks, between 2500 and 3000m depth, where the K_z can be 20 times stronger in NDV02 than in SIM. Though IWDs are computed from different barotropic tidal model, it has been checked that the amount of available energy is comparable (1.1TW). One of the main difference between SIM and NDV02 is that SIM has been computed with a simple FS vertical coordinate (SIM04a), while a PS vertical coordinate has been used in NDV02. The use of PS coordinate have been proposed to remedy the vertical resolution dependence of the TM parameterization (see section 2.2 and 2.3), the main effect (in this context) of which is to produce expected much more energy on near bottom levels. Thus we infer that these significant differences of globally averaged vertical K_z can be explained by the vertical resolution dependence of the TM parameterization alone. The highest difference of mean K_z occurring between 2500 and 3000m depth corresponds with the rough bottom topography of mid-oceanic ridges, but is more specifically due to the mid-Atlantic ridge. Below 3500 m depth intense level of mean K_z are essentially generated in the Indian Ocean bottom layer and the western part of the Pacific bottom layer, according to the magnitude and the spatial distribution of the IWD.

These resulting mean K_z are somewhat stronger in magnitude than recent microstructure data estimated by Lowered ADCP, CTD, high resolution profiler and deep absolute velocity profiler (Kunze et al, 2006; Decloedt and Luther, 2007), nevertheless they

are consistent with inverse model large-scale budgets. Basin-scale inverse model estimates of turbulent diffusivities for the bottom and deep waters have been obtained using sections of temperature and salinity in conjunction with current meter and bio-geochemical data from the World Ocean Circulation Experiment (see e.g Ganachaud and Wunsch (2000) referred as GW00 hereafter). For comparison, table 1 gather mean K_z computing from OGCM experiments (NDV01, NDV02 and SIM04) with those deriving from an inverse model (GW00). Results have been presented for each sub-basin and for both deep and bottom layers. In each sub-basin bottom layer (i.e Atlantic, Pacific, Indian), NDV02 bottom mean K_z are within stated error bars of GW00's estimations. In deep waters, thought of similar magnitude, NDV02 turbulent diffusivities are somewhat stronger. In the Indian and Pacific sub-basins, an extensive deep layer lying between 1200-3500m is required to obtain similar mean K_z . In Atlantic deep waters, NDV02 turbulent diffusivities approximately remain twice GW00's higher bound, even with the use of the former extensive deep layer. Substantial value of mean K_z in the Atlantic Ocean deep waters are clearly attributed to the use of the PS coordinates associated with the presence of rough bottom topography over the mid-Atlantic ridge. However large values of mean K_z do not automatically signify "strong mixing" since it is not necessarily associated with significant AGPE for mixing. Besides, it will be shown (section 3.2.1) that in term of MOC, the ocean model response is not significantly different from the one of previous studies (SIM04a; Saenko, 2006; Canuto et al., 2007).

3.2 Abyssal circulation

3.2.1 Meridional mass transport

Figure 5 represents NDV01 (left column) and NDV02 (right column) total meridional overturning streamfunctions (MSF) after 1500 years of run for the global ocean (top row) and

the Atlantic Ocean (bottom row). MSF main results and zonally integrated mass transport estimations have been summarized in table (1), added with those of GW00 for comparison.

Similar MSF structures are recognized in both experiments. However, some aspects have to be pointed out concerning cells associated with North Atlantic Deep Waters (NADW) and Antarctic Bottom Waters (AABW). NADW sink in areas of deep convection (Labrador and Norwegian Seas) and reach between 40°N and 50°N a deeper maximal depth in NDV02 (3800m) than in NDV01 (3200m). At 45°N, NDV02 integrated mass transport in the Atlantic deep layer is approximately 14 Sv, in agreement with GW00's estimation (15 ± 2 Sv). During its southward outflow, the spatial structure of the NADW is strongly affected, resulting from intense variations of K_z along the Atlantic Western Boundary where DWBC flows. At 25°N, NDV02 integrated mass transport in the deep layer is approximately 11 Sv, what is the lower bound of GW00's stated error bars (13 ± 2 Sv). In NDV02 where high level of K_z have been made possible, the maximal intensity of the cell associated with the NADW (without the upper stratum of southward AABW) is 1 Sv stronger than the one of NDV01 in the southern hemisphere (14 Sv in NDV02 compared to 13 Sv in NDV01, from 10°N to 30°S).

The magnitude of the cell associated with the AABW significantly increases between NDV01 and NDV02 with some local peaks up to 10 Sv. At 30°S the maximal intensity of the AABW goes from 10 Sv in NDV01 to 19 Sv in NDV02, what get far closer to inverse model estimations of 21 ± 2 Sv (GW00) and 27 Sv (Sloyan and Rintoul, 2001a; 2001b). This surplus of AABW spreads in all sub-basins, leading to more realistic bottom integrated mass transports. This substantial improvement is confirmed when comparing NDV02 and GW00 bottom layer integrated mass transports across selected hydrographic sections (see table 1). All bottom layer mass transports are at least within GW00 stated error bars, what is not the case for NDV01. At 30°S (resp. 20°S and 30°S), NDV02 bottom layer integrated mass transport is 6 Sv (resp. 9 and 4 Sv) in the Atlantic Ocean (resp. the Pacific and the Indian

Oceans), while GW00's estimation is 6 ± 1.3 Sv (resp. 7 ± 2 and 8 ± 4 Sv). Regarding NDV01 versus NDV02 bottom layer integrated mass transports, we infer that TM parameterization is able to treble (resp. double) the intensity of AABW in the Atlantic Ocean (resp. the Pacific and Indian Oceans) in agreement with inverse data-based estimates.

3.2.1 Zonal mass transport in the southern Ocean

TM generates a 10 Sv transport increase in Drake Passage (135.18 Sv in NDV02 against 125.78 Sv in NDV01). This value comes in the error bars of some estimation: 136.7 Sv (± 7.8) (Cunnigham et al., 2003) and 140 Sv (± 6) (GW 2000). It is also closer to the 143 Sv estimated by altimetry. Similarly TM generates a 9 Sv mass transport increase south of Tasmania (147.10 Sv) in agreement with Sokolov and Rintoul (2000)'s measurements (147 ± 10 Sv) and GW00 estimation (157 ± 10 Sv).

3.2.2 Meridional heat transport

Changes in the oceanic heat transport can have a large impact on atmospheric temperature gradients and thus on climate (Manabe and Stouffer, 1988). Figure 7 represents the meridional heat transport for the global ocean in petawatt (1 petawatt = 10^{15} W). The two ORCA02-LIM experiments are represented: NDV02 (red line), where K_z is parameterized by taking into account of TM and NDV01 (black dotted-line), the background constant mixing case where $K_z = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. In the north hemisphere, the poleward heat transport is similar in both experiments, whereas, between 10°S and 55°S the global meridional heat transport in NDV02 is 10% higher than in NDV01. The vigorous northward transport in the South Atlantic does not change, while the net southward transport in all sub-basins increases in close correlation with the intensification of the AABW. Since meridional heat transport is proportional to the strength of the MOC times the temperature difference across the pycnocline, one expects to stronger poleward heat transport in the south hemisphere.

Nonetheless, our results still remain in close agreement with inverse data-based estimates (cf. table 1).

3.2.4 Temperature and salinity biases

The TM parameterization global impact on the ocean thermo-haline structure is represented on figure 8 where temperature and salinity biases have been measured as a departure from climatology (WOA98) for NDV01 and NDV02. Note that from 2500m depth, the temperature and the salinity biases are systematically twice smaller with the TM parameterization (NDV02) than without (NDV01). On the contrary, the situation in NDV02 is more contrasted in the first 1000m depth where the bias is weak in temperature but slightly increase in salinity.

5 Conclusions

Following previous studies (SIM04a; Saenko and Merryfield, 2005; Saenko, 2006; Canuto et al., 2007), the present work comes within the scope of tidally driven mixing in OGCMs and its impact on the MOC. Showing that previous TM parameterization of the K_z (S^tLaurent et al., 2002) is numerically dependent of the vertical resolution, we propose to use partial-step vertical coordinates, a solution that partly enable us to get rid of these dependence. In this way we obtain major improvements of the MOC, especially for the AABW, in close agreement with inverse data-based estimations and climatology. These results not only reinforce the idea that spatially varying bottom intensified mixing is an essential component of the balances required for the maintenance of the abyssal stratification, but they are also an established fact that can't be ignored by all OGCM's users concerned with the role playing by south bottom waters. Nevertheless, further studies should be realized to understand how TM can affect surface conditions and climate change on decadal to centennial and longer time-scales. At first, the evidenced SGST dependence of the TM parameterization might be quantified.

Acknowledgements

References

- Baines PG (1982) On internal tides generation models. *Deep-Sea Res* 29(3A): 307-338
- Balmforth NJ, Ierley GR, Young WR (2002) Tidal conversion by subcritical topography. *J Phys Oceanogr* 32: 2900-14
- Bell TH (1975) Topographically generated internal waves in the open ocean. *J Geophys Res* 80(3)
- Bryan F (1987) Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation model. *J Phys Oceanogr* 17: 970-985
- Bryan K, Lewis L (1979) A water mass model of the world ocean. *J Geophys Res* 84: 2503-2517
- Carrère L (2003) Etude et modélisation de la réponse haute fréquence de l'océan global aux forçages météorologique. Thèse. Université Toulouse III-Paul Sabatier
- Carrère L, Lyard F (2003) Modelling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing – comparisons with observations. *Geophys Res Lett* 30(6): 1275-1278
- Carrère L, Le Provost C, Lyard F (2003) On the stability of the M_2 barotropic tides along track T/P satellite altimetry analysis. *J Geophys Res* 109: C03033
- Egbert GB, Ray RD (2000) Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature* 405, 775-778
- Egbert GB, Ray RD (2001) Estimates of M_2 tidal energy dissipation from TOPEX/POSEIDON altimeter data. *J Geophys Res* 106: 22475-22502
- Ferron B, Mercier H, Speer K, Gargett A, Polzin K (1998) Mixing in the Romanche fracture zone. *J Phys Oceanogr* 28: 1929-1945

- Ganachaud A, Wunsch C (2000) Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature* 408: 453-457
- Ganachaud A, Wunsch C (2003) Large-Scale Ocean Heat and Freshwater Transports during the World Ocean Circulation Experiment. *J. Climate.*, 16, 696-705
- Garrett CJR, Munk WH (1979) Internal waves in the ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 11: 339-369
- Gent PR, McWilliams JC (1990) Isopycnal mixing in ocean mixing circulation. *J Phys Oceanogr* 20: 150-155
- Griffies SM, Pacanowski RC, Hallberg RW (2000) Spurious diapycnal mixing associated with advection in a z-coordinate ocean model. *Mon Weath Rev*, 128, 538-564
- Hasumi H, Sugimoto N (1999) Effect of locally enhanced vertical diffusivity over rough bathymetry on the world ocean circulation. *J Geophys Res* 104: 23367-23374
- Hogg N, Biscaye B, Gradner E, Schmitz WJ (1982) On the transport of the Antarctic bottom water in the Vema Channel. *J Mar Res* 40: 231-262
- Holloway PE, Merrifield M (1999) Internal tide generation by seamounts ridges and islands. *Geophys Res Lett* 28(4): 559-562
- Huang RX (1999) Mixing and energetics of oceanic thermohaline circulation. *J Phys Oceanogr* 29(4): 727-746
- Jayne SR, S'Laurent LC (2001) Parameterizing tidal dissipation over rough topography. *Geophys Res Lett* 28: 811-814
- Kantha L, Tierney C (1997) Global baroclinic tides. *Progress in Oceanogr* 40: 163-178
- Ledwell JR, Watson AJ, Law CS (1993) Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature* 364: 701-703

- Ledwell JR, Watson AJ, Law CS (1998) Mixing of a tracer released in the pycnocline. J Geophys Res 103: 21499-21529
- Ledwell JR, Montgomery ET, Polzin KL, Laurent LCS, Schmitt RW, Toole JM (2000) Mixing over rough topography in the Brazil Basin. Nature 403: 179-182
- Lefèvre F, Lyard F, Le Provost C, Schrama EJO (2002) FES99: A global finite-element model solution assimilating tide gauge and altimetric information. J Atmos Oceanic Technol 19: 1345-1356
- Le Provost C (2001) Ocean Tides in Satellite Altimetry and Earth Science. Fu LL, Cazenave A (eds). Academic Press. 267-303
- Le Provost C, Lyard F (1997) Energetics of the M_2 barotropic ocean tides: an estimate of the bottom friction dissipation from a hydrodynamic model. Prog in Oceanogr 40, 37-52
- Le Provost C, Genco ML, Lyard F, Vincent P, Canceil P (1994) Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model. J Geophys Res 99: 24777-24798
- Llewellyn-Smith SG, Young WR (2002) Conversion of the barotropic tide. J Phys Oceanogr 32: 1554-1566
- Madec G, Delecluse P, Imbard M (1998) OPA8.1 ocean general circulation model reference manual. Note n°11, IPSL, Paris VI, France.
- Madec et al (2006) (???)
- Manabe S, Stouffer RJ (1988) Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. J Climate 1(9): 841-866
- Morris M, Hall MH, Laurent LCS, Hogg NG (2001) Abyssal mixing in the Brazil mixing. J Phys Oceanogr 31: 3331-3348

- Moum JN, Caldwell DR, Nash JD, Gunderson GD (2002) Observations of boundary mixing over the continental slope. *J Phys Oceanogr* 32: 2113-2130
- Munk WH (1966) Abyssal recipes. *Deep Sea Res* 13: 707-730
- Munk WH (1981) Internal waves and small-scale processes. In: Warren BA, Wunsch C (Eds). *Evolution of physical Oceanography-Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel*. MIT Press. 264-291
- Munk WH, Wunsch C (1998) Abyssal recipes II : Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Res* 45
- Niwa Y, Hibiya T (2001) Numerical study of the spatial distribution of the M_2 internal tide in the Pacific Ocean. *J Geophys Res* 106: 22229-22441
- Osborn TR (1980) Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J Phys Oceanogr* 10: 83-89
- Polzin KL, Toole JM, Ledwell JR, Schmitt RW (1997) Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science* 276: 93-96
- Ray RD, Mitchum GT (1996) Surface manifestation of internal tides generated near Hawaiï. *Geophys Res Lett* 23(16): 2101-2104
- Saenko OA, Merryfield WJ (2005) On the Effect of Topographically Enhanced Mixing on the Global Ocean Circulation. *J Phys Oceanogr* 35: 826-834
- Saenko OA (2006) The effect of localized mixing on the ocean circulation and time-dependent climate change. *J Phys Oceanogr* 36:140-160
- Simmons HP, Jayne SR, S^tLaurent LC, Weaver AJ (2004a) Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling* 6(3-4), 245-263
- Simmons HP, Hallberg RW, Arbic BK (2004b) Internal wave generation in a global baroclinic tide model. *Deep Sea Res Part II* 51: 3043-3068

- Sloyan BM, Rintoul SR (2001a) The Southern Ocean limb of the global deep overturning circulation. . J Phys Oceanogr 31: 143-173
- Sloyan BM, Rintoul SR (2001b) Circulation, renewal and modification of Antarctic mode and intermediate water. J Phys Oceanogr 31: 1005-1030
- S^tLaurent LC, Garrett C (2002) The role of internal tides in mixing the deep ocean. J Phys Oceanogr 32: 2882-2899
- S^tLaurent LC, Nash JD (2004) An examination of the radiative and the dissipative properties of the internal tides. Deep Sea Res Part II 51: 3029-3042
- S^tLaurent LC, Simmons HL, Jayne SR (2002) Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. Geophys Res Lett 29: 2016, doi :10.1029/2002GL015633, 2002
- Waren BA, Johnson GC (1992) Deep currents in the Arabian Sea in 1987. Mar. Geology 104: 279-288
- Webb DJ, Suginohara N (2001) Vertical mixing in the ocean. Nature 409: 37
- World Ocean Atlas (1998) Ocean Climate Laboratory, National Oceanographic Data Center, 1998
- Wunsch C, Ferrari R (2004) Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. Annu. Rev. Fluid Mech. 36: 281-314
- Zhang J, Schmitt RW, Huang RX (1999) The relative influence of diapycnal mixing and hydrologic forcing on the stability of the thermohaline circulation. J Phys Oceanogr 29: 1096-1108

		NDV01	NDV02	GW00 Ganachaud & Wunsch (2000,2003)
NADW	Atlantic MSF (Sv) at 45° N	12	14	15 ± 2
	at 30° S	11	20	23 ± 3
	Max. Depth (m) at 40° N	3200	3800	-
AABW	Global MSF (Sv) at 30° S	-10	-19	-21±6
	Atlantic MSF (Sv) at 30° S	-2	-6	-
	Pacific MSF (Sv) at 30° S	-6	-9	-
	Indian MSF (Sv) at 30° S	-2	-4	-
Zonally integrated mass transport (Sv)	Atlantic bottom at 30°S	2	6	6 ± 1.3
	Pacific bottom at 20°S	5	9	7 ± 2
	Indian bottom at 30°S	2	4	8 ± 4
	Atlantic deep at 30°S	-11	-20	-23 ± 3
	Pacific deep at 20°S	-2	-5	-9 ± 3
	Indian deep at 30°S	0	-1	3 ± 5
Zonally integrated K_z (cm^2s^{-1})	Atlantic bottom	0.1	5.15	9 ± 4
	Pacific bottom	“	9.83	9 ± 2
	Indian bottom	“	16.5	12 ± 7
	Atlantic deep	“	13.04	3 ± 1.5
	Pacific deep	“	6.06	4 ± 1
	Indian deep	“	9.02	4 ± 2
Global meridional heat transport (PW)	30°S	-0.85	-0.94	-0.6±0.3
	19°S	-1.05	-1.14	-0.8±0.6
	24°N	1.24	1.22	1.8±0.3
	47°N	0.53	0.53	0.6±0.1

Table 1

Summary of figures 4 and 5 reported with zonally integrated mass transport (Sv) and K_z (cm^2s^{-1}). Results arise from different ocean general circulation model (OGCM) experiments (NDV01 and NDV02) and data-based estimates (GW00). In NDV02 the K_z is tidally driven (TM). NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$). Note the close agreement between NDV02 and GW00 for bottom and deep mass transports, as for bottom K_z . NDV02 deep K_z are somewhat stronger in magnitude than those of GW00, what is clearly attributed to the use of partial-step vertical coordinates associated with the presence of rough bottom topography over deep ridges. Global meridional values of heat transport have been also mentioned (PW).

	NDV01	NDV02	Cunningham et al. (2003)	Rintoul & Sokolov (2000)	Ganachaud & Wunsch (2000)
Transport in Drake Passage (Sv)	125.78	135.18	136.7±7.8	-	140±6
Transport south of Tasmania (Sv)	138.56	147.10	-	147±10	157±10

Table 2

Summary of mass transport estimations in Drake Passage and south of Tasmania (Sv). Results arise from World Ocean Circulation Experiment hydrographic sections (Rintoul and Sokolov, 2000; Cunningham et al., 2003), inverse data-based model (Ganachaud and Wunsch, 2000) and ocean general circulation model experiments (NDV01 and NDV02). In NDV02 the K_z is tidally driven while NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$).

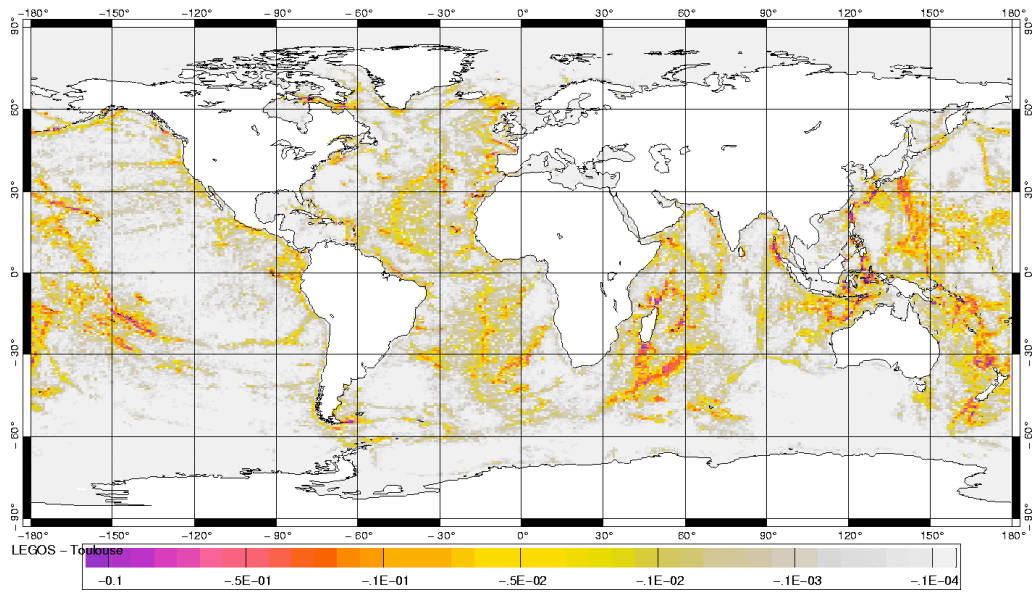


Figure 1

Global map of the internal wave drag (IWD) that transfers energy from barotropic to baroclinic internal tides ($\log_{10} \text{ w.m}^{-2}$). Results have been computed from the global tidal hydrodynamic model MOG2D-G in which the IWD is proportional to the square slope of the topography, rather than the square topography (Carrère and Lyard, 2003).

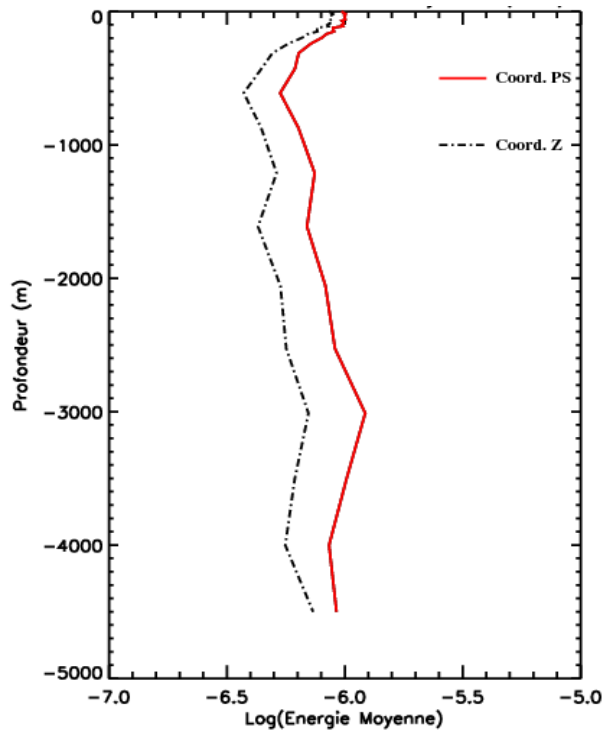


Figure 2

Globally averaged vertical profiles of available tidal energy (ATE) for mixing ($\log_{10} \text{ w.m}^{-2}$). Assuming an upper bound mixing efficiency of 0.20, tidal energy conversion rates from barotropic to baroclinic mode (cf. figure 1) have been associated with a bottom intensified exponential profile (cf. equation 4). The resulting 3-dimensional field has been derived on the ORCA2-LIM ocean general circulation model grid according to the type of vertical coordinates: z-coordinates (black dotted line) and partial-step (PS) coordinates (red line). Note that the ATE for mixing is systematically stronger with PS coordinates.

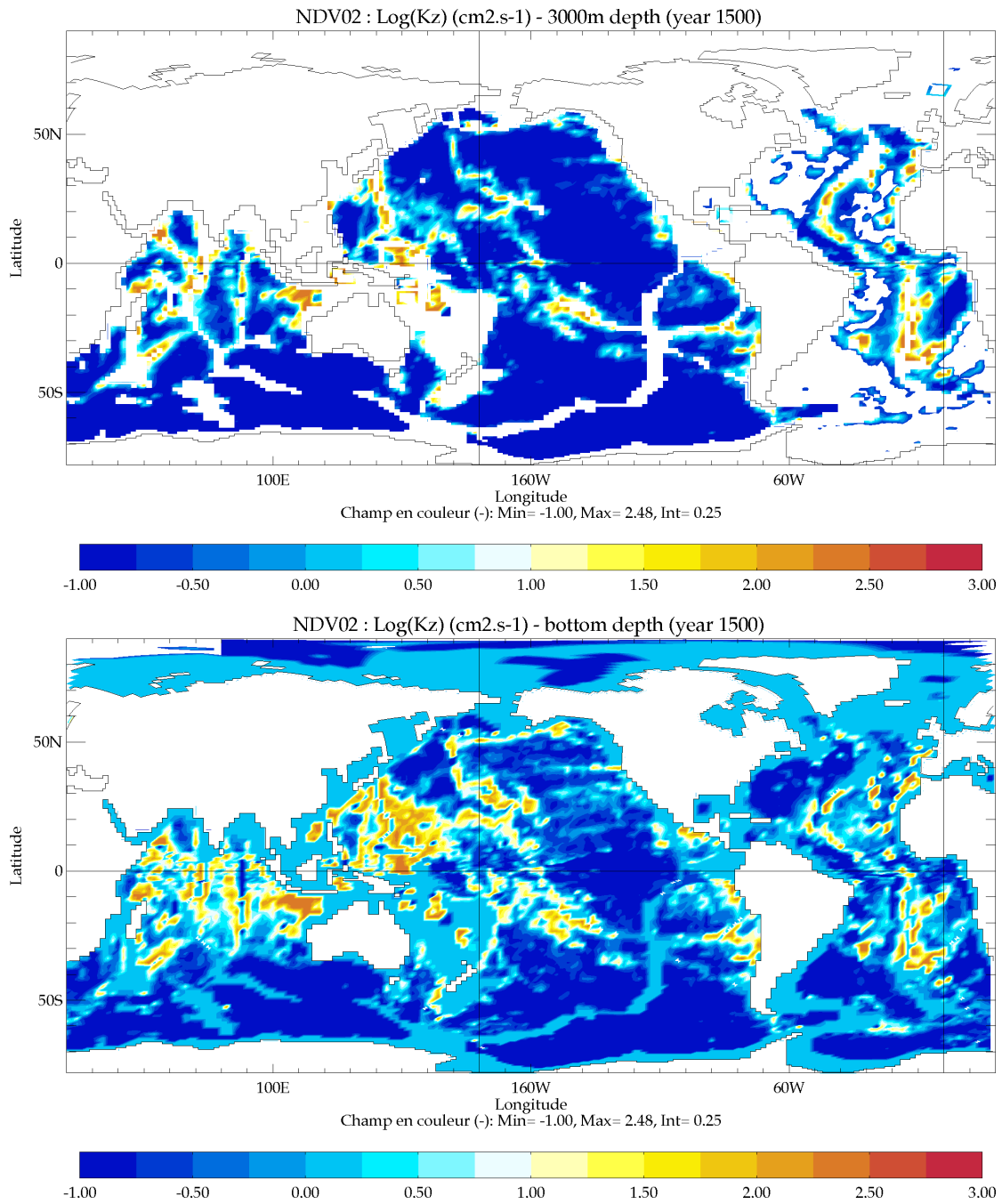


Figure 3

Vertical diffusivity (K_z) at 3000m depth (upper panel) and bottom depth (lower panel) ($\log_{10} \text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$). Results arise from the ocean general circulation model ORCA2-LIM when the K_z is parameterized by taking into account of tidally driven mixing.

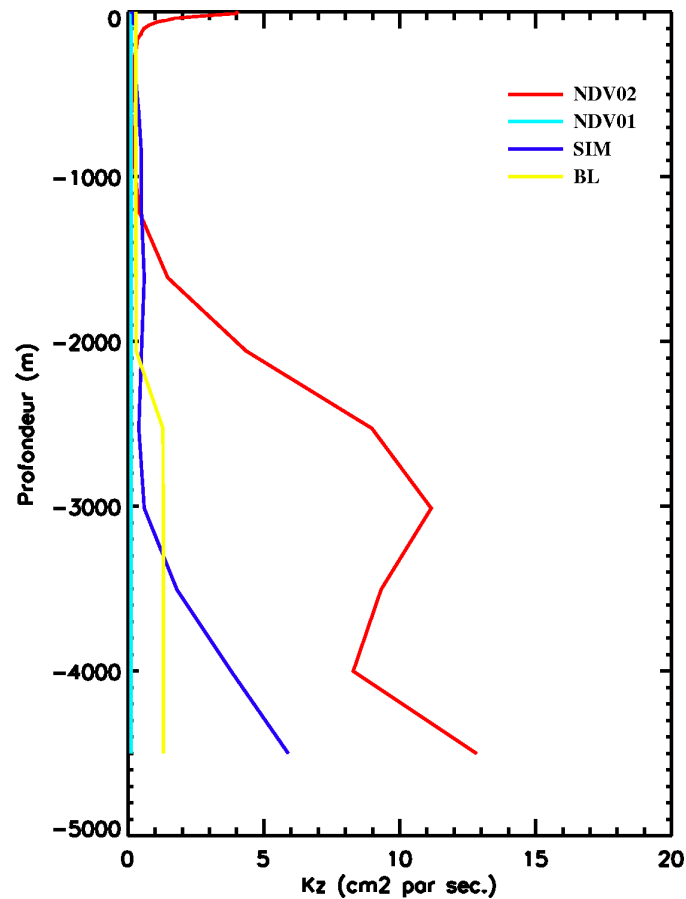


Figure 4

Average vertical profiles of vertical diffusivity (K_z), performed for different experiments in different ocean general circulation models (OGCM) for the world ocean (cm^2s^{-1}). NDV02 (red line) and NDV01 (turquoise line) have been obtained after 1500 years of run with the OGCM ORCA02-LIM. SIM (blue line) and BL (yellow line) have been reported respectively from Simmons et al. (2004a) and Bryan and Lewis (1979). In NDV02 and SIM the K_z is tidally driven (TM). Though NDV02 and SIM K_z have been parameterized in the same way, NDV02 have been performed with different internal wave drag field, type of vertical coordinates and OGCM. NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$), while an arctangent profile is applied in BL. Note the significant differences of mean K_z between the two TM experiments (NDV02 and SIM). These differences derive from the TM parameterization dependence with the vertical resolution, what is treated in NDV02 by using partial-step vertical coordinates.

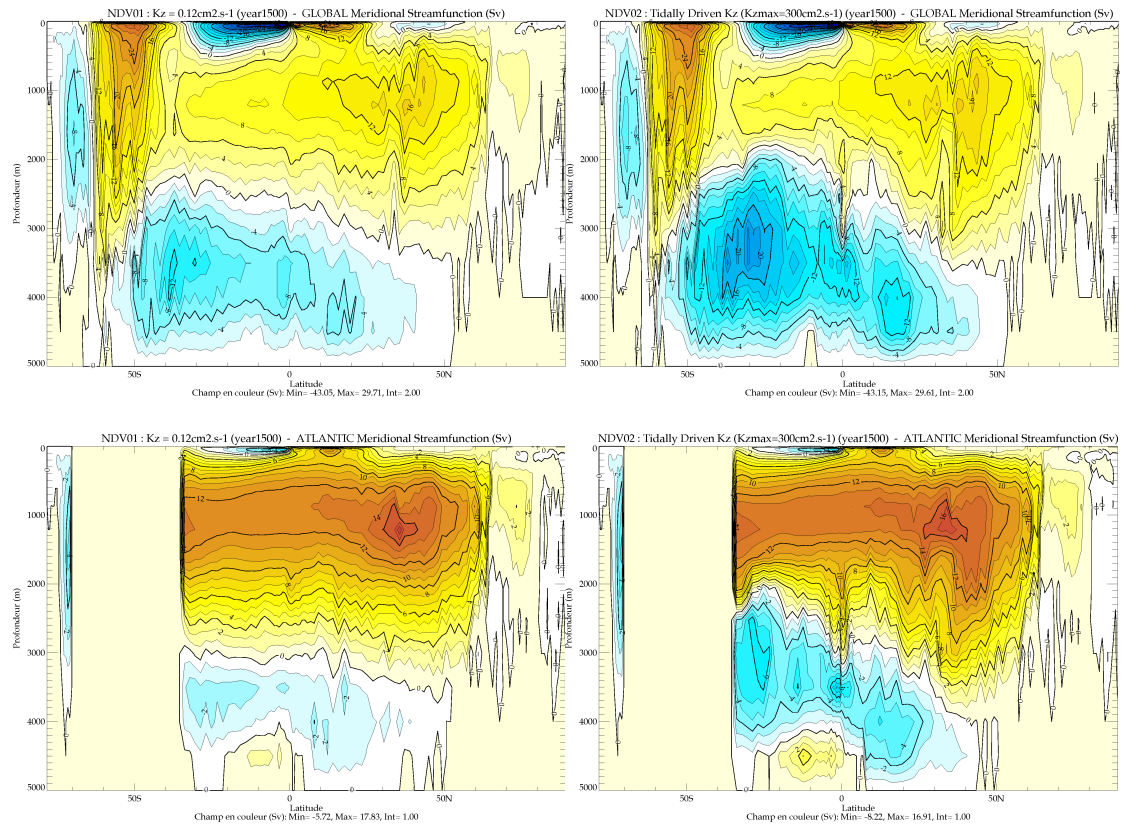


Figure 5

Total meridional overturning streamfunctions arising from the ocean general circulation model ORCA2-LIM after 1500 years of run for two different experiments (NDV01 and NDV02, left and right column respectively). In NDV02 the K_z is tidally driven while NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$). The contour interval is 2Sv for the global ocean (top row) and 1Sv for the Atlantic Ocean (bottom row). Note that in NDV02, there is an appreciable intensification of the cell associated with the Antarctic Bottom Waters (AABW) for the global ocean. The intensity of the AABW at 30°S goes from -10 Sv in NDV01 to -19 Sv in NDV02, what is in relatively good agreement with inverse data-based model (Ganachaud and Wunsch, 2000; Sloyan and Rintoul, 2001a; 2001b). For the Atlantic Ocean at 40°N , there is a deepening of the cell associated with the North Atlantic Deep Waters (NADW) that goes from 3200m in NDV01 to 3800m in NDV02. In NDV02, the spatial structure of the NADW is strongly modified during its southward path, revealing intense K_z variations along deep western boundaries. Between 20°N and 20°S , the NADW transport only slightly increase from -13 Sv (NDV01) to -14 Sv (NDV02).

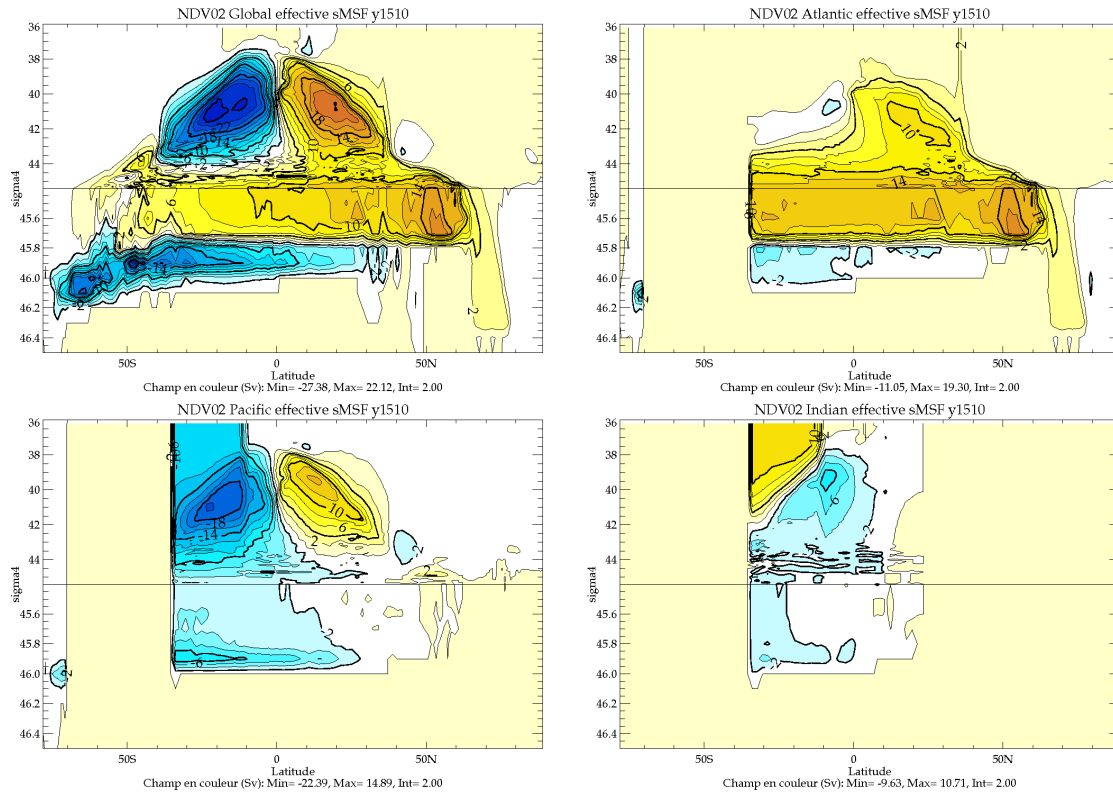


Figure 6

Total meridional overturning streamfunctions (MSFs) arising from the ocean general circulation model ORCA2-LIM after 1510 years of run when the vertical diffusivity (K_z) is parameterized by taking into account of tidally driven mixing (NDV02 experiment). The MSFs have been converted into a transformation per density class (σ_4 : referenced at 4000m) using a density-binning method with a 0.1 kg.m^{-3} binning interval (Nurser et al., 1999). MSFs have been performed with 5-day outputs averaged over the ten last years. The contour interval is 2 Sv for the global ocean (upper-left panel) and 1Sv for the Atlantic, Pacific and Indian sub-basins (upper-right, lower-left and lower-right panels, respectively). Note that in the Atlantic Ocean the southward flux formed of lower NADW and upper AABW is almost completely concentrated around 45.75 kg.m^3 .

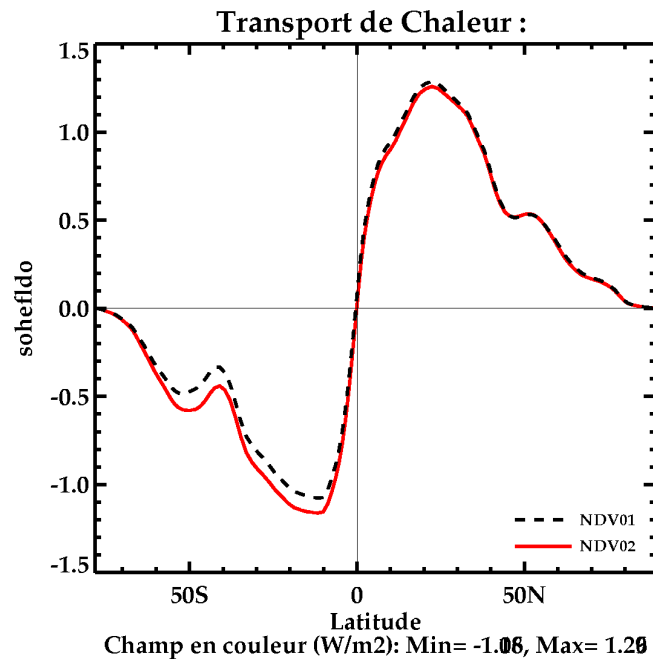


Figure 7

Meridional heat transport for the global ocean as performed by the ocean general circulation model ORCA2-LIM for two different experiments, namely NDV01 (black-dotted line) and NDV02 (solid red line) (units: petawatt, 1petawatt = 10^{15} W). In NDV02 the K_z is tidally driven while NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1\text{cm}^2\text{s}^{-1}$). Note that between 10°S and 55°S the meridional heat transport in NDV02 is 10% higher than in NDV01.

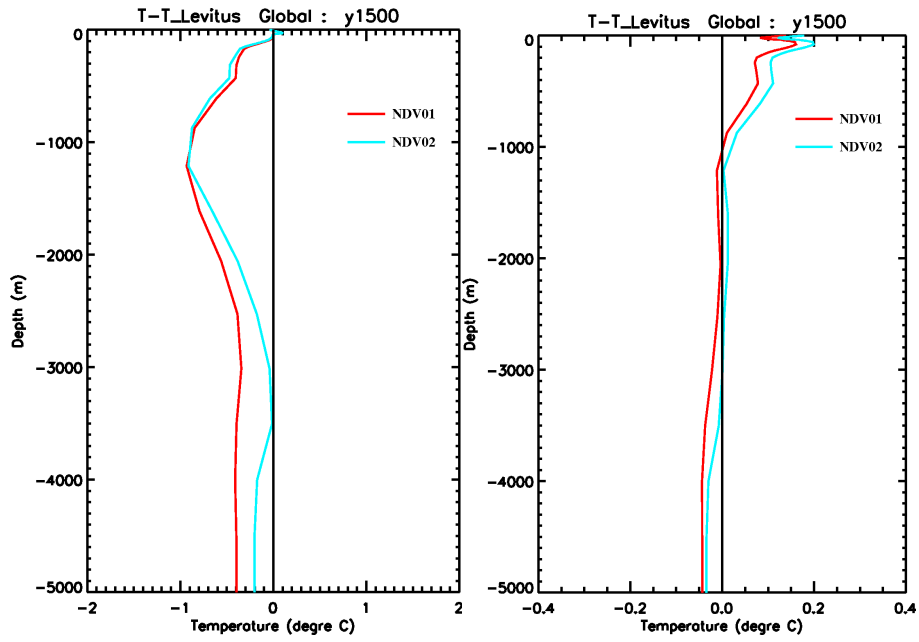


Figure 8

Average vertical profiles of temperature (left panel) and salinity (right panel) biases measured as a departure from climatology (Levitus, 1998) for the world ocean. Results have been performed with the ocean general circulation model ORCA02-LIM for two different experiments, namely NDV01 (red line) and NDV02 (blue line). In NDV02 the K_z is tidally driven while NDV01 has a uniform K_z ($K_z=0.1cm^2s^{-1}$). Note that from 2500m depth, temperature and salinity biases are systematically twice smaller in NDV02, while conclusions are more reserved in the first 1000m depth. Modifier

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Ce travail est une étude des effets de la marée sur la circulation océanique grande échelle à l'équilibre. Les effets potentiels de la marée ont été explorés à travers trois mécanismes caractéristiques : (i) le réchauffement interne lié à la dissipation de l'énergie de marée, (ii) l'existence d'une circulation résiduelle d'extension mondiale associée à la dynamique non-linéaire de la marée et (iii) le mélange vertical induit localement par la dissipation de l'énergie de marée.

★ **Le réchauffement interne** L'essentiel de l'énergie de marée est dissipée en énergie interne par frottement sur le fond ($\sim 3/4$) ou lorsque la marée génère du mélange vertical ($\sim 80\%$ du $1/4$ restant). Néanmoins, à des profondeurs caractéristiques de la formation de AABW, cette énergie, bien que notable, est au moins un ordre de grandeur inférieure à celle associée au flux géothermique, soit 10% . Par comparaison, l'augmentation de l'intensité de la circulation profonde associée à la AABW est donc au maximum de 0.5 Sv, soit $\sim 2.5\%$ des 20 Sv communément attribués à la AABW. Contrairement au flux géothermique, l'impact de l'énergie de marée dissipée en chaleur sur la circulation profonde doit donc rester du second ordre.

★ **La circulation résiduelle de marée (CRM)** La CRM est générée par le transport de Stokes et le transport associé à la dynamique non-linéaire de la marée. L'obtention de la CRM s'est faite par l'intermédiaire d'un modèle barotrope de marée haute précision, et nous en donnons pour la première fois une description globale. La circulation se fait selon des gyres de grandes échelles dont les intensités s'étalent de -0.55 Sv à 0.65 Sv. Les trois gyres qui présentent un transport maximal sont situées au-dessus du plateau des Malouines, autour de l'Australie et autour des archipels des Philippines et des Célèbes.

Ces gyres engendrent une circulation *d'overtuning* de faible amplitude (~ 0.2 Sv) qui est introduite sous la forme d'un forçage extérieur dans un modèle d'océan dédié au climat. Après avoir simulé 1500 ans, la réponse de l'océan global est du même ordre de grandeur en magnitude que celle du forçage (~ 0.2 Sv), et se localise principalement dans les zones de forts gradients. Les effets de ce forçage sur le MOC global sont négligeables. Nous concluons donc que la CRM peut être négligée dans les OGCM pour étudier le climat.

★ **Le mélange vertical induit (TM)** Le TM est associé à la dissipation de l'énergie des ondes internes générées par la marée ($\sim 1/4$ de l'énergie totale). Seuls $\sim 20\%$ de cette énergie est transformée en flux turbulent de flottabilité et *in fine* en mélange vertical. D'un point de vue technique, nous avons montré que l'utilisation de la paramétrisation du TM qui préexistait, nécessitait des aménagements numériques pour être pertinente. Comme solution, nous suggérons d'utiliser la coordonnée verticale "partial-step". Ainsi, la

paramétrisation du mélange vertical induit par la marée dans un OGCM confirme le rôle fondamental joué par le TM sur le transport des masses d’eaux abyssales. A 30° S, l’intensité du transport associé à la AABW est doublée (19 Sv) dans le cas où l’on tient compte du TM, et ce en bon accord avec les estimations issues des modèles inverses (21 ± 2 Sv). Cette intensification de la AABW est associée à une augmentation du transport méridien de chaleur vers le sud de $\sim 10\%$. Concernant la NADW, nous constatons que l’introduction du TM a pour effet (i) d’approfondir les eaux formées entre 40° N et 50° N d’environ 500 m, et (ii) d’altérer son écoulement vers le sud le long du bord Ouest. Néanmoins, l’intensité du transport associé à la NADW est nettement moins influencée par le mélange vertical intérieur que celle associée à la AABW (entre 10° N et 30° S le transport d’eaux profondes vers le sud associé à la NADW est augmenté de 1 Sv dans les cas avec TM). A partir de 3000 m de profondeur les biais du modèle en température et salinité pris sur le globe sont systématiquement divisés par deux. Néanmoins, en surface ou localement sur toute la colonne d’eau, les caractéristiques des masses peuvent être moins proches de la climatologie avec le TM que sans.

Par conséquent nous concluons : (1) que l’effet des marées sur la circulation grande échelle et *in fine* sur le climat ne peut être significatif qu’à travers le mélange vertical qu’elles génèrent en se dissipant ; (2) que lorsque ce mélange vertical induit est paramétrisé “correctement” dans les OGCM, les transports de la circulation abyssale sont considérablement modifiés en accord avec les estimations et (3) pour en savoir plus il est maintenant nécessaire de tenir compte des 2/3 de l’énergie de marée qui sont rayonnés loin du site de génération.

Discussion-Perspectives

La section suivante présente les perspectives directes de ce travail de thèse, mais aussi les perspectives qui apparaissent pertinentes à travers les travaux en cours de la communauté scientifique.

★ **Diagnostic & Validation** Devant les obstacles expérimentaux auxquels se heurte inévitablement la connaissance de la THC, la seule solution accessible resta longtemps la construction de modèles conceptuels assujettis à de nombreuses hypothèses et étayés par des expériences de laboratoire (*e.g.* Stommel & Arons, 1960). Aujourd’hui les obstacles expérimentaux demeurent mais la construction de modèles numériques permet une approche complémentaire. Néanmoins, pour être réellement productive l’approche OGCM requiert deux aspects fondamentaux : (i) la mise en place de diagnostics performants pour comprendre et interpréter les mécanismes mis en jeu dans la circulation abyssale et (ii) la validation des résultats issus des simulations.

Des diagnostics récents ont été développés pour étudier la transformation des masses d’eaux dans l’océan Austral (Iudicone et al., 2007a ; 2007b). Ces études permettent de clarifier le rôle joué par les flux de surface et celui tenu par le mélange vertical. Des diagnostics lagrangiens suggèrent que $\sim 40\%$ de l’export net de NADW “*upwell*” (remonte) dans l’océan Austral, au sud du front polaire, tandis que $\sim 40\%$ autres $\%$ sont transformés en eaux Antarctique de fond, soulignant le rôle fondamental de l’océan Austral dans la transformation des masses d’eaux. En outre, une analyse quantitative de la dynamique montre que le mélange vertical est responsable pour moitié de la transformation des eaux modales subantarctiques (SAMW) en eaux intermédiaires (IW) et en eaux profondes circumpolaires hautes (UCDW).

Concernant la validation de la circulation abyssale, une des seules méthodes pertinentes aujourd'hui consiste à regarder la répartition de traceurs passifs de l'océan profond tels que l'hélium 3 (H^3) ou les chlorofluorocarbures (CFC-11). La répartition de ces traceurs est particulièrement bien décrite par les données, et la paramétrisation d'une source qui injecte de l' H^3 au niveau du manteau lithosphérique permet de comparer et d'évaluer la circulation profonde des OGCM avec les données (Dutay et al. 2002 ; 2004). Il serait donc intéressant d'analyser les effets du TM sur la circulation abyssale à travers son impact sur la répartition de l' H^3 .

D'autres méthodes existent pour mesurer la circulation abyssale, mais elles n'ont pas encore atteint un niveau de maturité suffisant pour être exploitées. C'est le cas (i) des mesures des variations du champ électromagnétique effectuées à partir du fond par des instruments systémologiques (Lefebvre J-M, 2007 -communication personnelle-), (ii) de l'enregistrement de certains "profileurs" de courants déployés sur la totalité de la colonne d'eau (Wilson, 1994) et (iii) des mesures des variations du géoïde issues de la mission GRACE¹ (Wahr et al., 2002 ; Jayne, 2006).

★ **Applications Directes** Dans les perspectives possibles à ces travaux on peut aussi mentionner un certain nombre d'applications directes de la paramétrisation du mélange vertical induit par la marée. Les domaines d'application concernent entre autre : la dissipation de l'énergie de marée dans les mers semi-fermées, l'étude de la formation d'eaux profondes dans les modèles couplés, le mélange des eaux douces à l'embouchure des grands fleuves, le rôle du mélange vertical sur l'écosystème marin ou la dissipation de l'énergie de marée au cours du dernier âge glaciaire.

Koch-Larrouy et al. (2006) ont démontrés le rôle fondamental joué par l'énergie de marée disponible pour le mélange vertical dans la détermination des caractéristiques des masses d'eaux de l'ITF. La validité de cette approche repose sur deux caractéristiques intrinsèques de la zone étudiée : (i) l'existence d'un signal de marée très important dans l'ITF et (ii) la présence de *mers et de bassins semi-fermés* dans lesquels l'énergie rayonnée par les marées est entièrement piégée. La reproductibilité de l'approche menée par Koch-Larrouy et al. (2006) est donc soumise à ces deux conditions, on peut donc raisonnablement penser pouvoir l'appliquer d'une part à la baie d'Hudson, dans laquelle on relève un signal de marée intense et dans une moindre mesure aux mers de Weddell et de Ross dans lesquelles on note des signaux baroclines intenses (Robertson, 2005a,b).

En Atlantique Nord les eaux légères apportées par les rivières et la glace des zones côtières sont advectées en mer du Labrador et au Sud du Grönland. Dans les OGCM, un mélange vertical sous évalué a pour effet d'inhiber la convection et la formation d'eaux profondes caractéristique de cette zone. Cet effet est à l'origine de biais en salinité dans les modèles au niveau des couches de surface. A partir d'une paramétrisation du K_z basée sur les valeurs du nombre de Richardson, Lee et al. (2006) ont étudié les impacts du TM dans un modèle couplé océan-atmosphère. En se focalisant sur l'Atlantique Nord, ils ont montré que le TM était susceptible de modifier les conditions de surface de la mer en augmentant sa salinité et *in fine* sa densité. Ainsi en mer du Labrador et au sud du Grönland, la ventilation des masses d'eaux est plus importante dans un modèle incluant le TM que sans, et les eaux qui y sont formées sont plus jeunes. En outre, les biais en salinité du modèle sont réduits en surface. La paramétrisation du TM étudiée au cours de cette thèse peut donc concerner tous les modélisateurs qui s'intéressent à l'Atlantique Nord et dont les modèles présentent des biais en salinité importants dans les couches de surfaces. La

¹GRACE pour *Gravity Recovery And Climate Experiment*

problématique qui apparaît dans les modèles de l’Atlantique Nord est transposable à un certain nombre d’autres régions où le mélange vertical des eaux douces de surface avec les eaux plus denses environnantes joue un rôle crucial. On peut donc également s’attendre à des impacts significatifs de cette paramétrisation dans les mers de Ross et de Weddell ou dans les embouchures des fleuves qui présentent un débit et un signal de marée important (*e.g* l’Amazone, le Congo, le Niger, le Paraná, le Yangtsé, la Gironde, etc.).

Le mélange vertical induit par la marée a-t-il un impact sur l’écosystème marin ? En effet, l’intensité du K_z est maximale sur les marges continentales et près des côtes, il est donc susceptible : (i) de modifier la distribution des nutriments dans la couche euphotique, (ii) de moduler ainsi la production primaire et *in fine* (iii) de jouer sur la production de carbone exportée en profondeur par la pompe biologique *i.e* d’impacter les puits océaniques de CO_2 . Schmittner et al. (2005) ont étudié la question à l’aide d’un modèle global de l’écosystème marin dédié à des simulations longues durées *i.e* ~ 1000 ans. En étudiant la sensibilité de leur modèle au mélange diapycnal, ils sont arrivés à la conclusion que le meilleur accord entre leur modèle et les mesures globales de température et de salinité, de concentration de radiocarbone profond, de nutriments et de chlorophylle était obtenu lorsqu’ils tenaient compte du mélange vertical induit par la marée. L’impact du TM ne se résume donc pas à modifier la distribution des traceurs actifs, sur le long terme et à l’échelle globale, il agit aussi directement sur les traceurs passifs.

Enfin, au cours du dernier âge glaciaire (LGM)² le niveau moyen des océans était plus de 100 m en dessous du niveau actuel. La fraction de la bathymétrie représentée par les marges continentales et le BF caractéristique de ces marges étaient donc plus faible durant le LGM qu’aujourd’hui. Par conséquent, le flux de la marée étant moins dissipé, il devait être plus rapide en plein océan, conduisant *in fine* à un rôle quantitatif des marées plus important. Egbert et al. (2003) ont estimé que durant le LGM, la dissipation de la marée sur le globe était plus intense de 50%. A contrario de toutes les paramétrisations préexistantes, celle étudiée et implémentée au cours de cette thèse permet de rendre compte dans les OGCM d’un mélange vertical induit par la marée évoluant de paire avec l’état de l’océan à chaque instant. Cette propriété en fait le *dernier chaînon pour étudier l’augmentation de 50 % du mélange vertical induit par la marée au cours du LGM*. Des études en cours suggèrent néanmoins que cette augmentation du TM au cours du LGM conduirait à une faible augmentation de l’intensité de la THC *i.e* de l’ordre de 1 % (Montenegro et al., 2007 -à paraître-).

★ **Améliorer la qualité de la CRM** Concernant la circulation résiduelle de marée, l’étude menée sur la CRM montre qu’elle peut être négligée dans les OGCM pour étudier le climat. Néanmoins des non-linéarités locales du système peuvent toujours conduire à des modifications régionales de l’état de l’océan. Dans cette optique, un calcul de la CRM avec une résolution plus importante permettrait de mieux prendre en compte les variations de la bathymétrie, ce qui demeure fondamental pour résoudre correctement les schémas de circulation de la CRM à l’échelle locale.

★ **Améliorer la paramétrisation du K_z** En sus des applications directes de la paramétrisation du TM, il est encore possible d’améliorer la paramétrisation du mélange vertical induit par la marée pour trois raisons : les estimations de certains paramètres ont un caractère empirique (q , ξ , la formes de $F(x, y, z)$ et celle de $E(x, y)$), les approximations faites dans le modèle d’Osborn (1980) sont parfois discutables (Γ), enfin l’approche

²LGM pour *Last Glacial Maximum*

énergétique suggère un traitement a priori de l'énergie de marée disponible pour le mélange afin de la prescrire dans le modèle.

L'estimation $q = 1/3$ repose sur des expériences menées dans la région Hawaïenne. En réalisant des tests de sensibilité sur ce paramètre et en recherchant à minimiser les biais en température et en salinité, Canuto et al. (2007 -à paraître-) suggèrent une valeur globale pour q de l'ordre de 0.7. Des études ont montrées l'importance des instabilités paramétriques subharmoniques (PSI) au niveau de la latitude critique³ (MacKinnon & Winters, 2005). Les PSI entraînent un transfert d'énergie des premiers modes baroclines vers des modes subharmoniques *i.e* dont le nombre d'onde horizontal est divisé par deux et dont l'amplitude est plus faible. Cette instabilité est générée par des termes d'advection non-linéaires du gradient horizontal des courants de marée. Autour de la latitude critique (plus exactement là où les rayons d'énergie de la marée barocline traversent la latitude critique) les PSI sont donc susceptibles d'engendrer des valeurs de q très supérieures à $1/3$, et ce particulièrement en surface et au fond *i.e* là où le premier mode barocline est dominant. Ces processus de cascade de l'énergie d'une onde primaire relativement grande échelle vers deux ondes incidentes d'amplitude plus faible et de fréquence deux fois moins importante engendrent une dépendance latitudinale de la distribution des "hotspots" de mélange vertical induit par la marée (Hibiya & Nagasawa, 2004; MacKinnon & Winters, 2005; Hibiya et al. 2006; Kunze et al., 2006). On peut donc suspecter que cette dépendance latitudinale se retrouve également dans la distribution du paramètre q .

L'estimation de la fonction de répartition verticale ($F(z)$) résulte de profils microstructures établis au-dessus du bassin Brésilien (StLaurent et al., 2001), sa forme exponentielle est également sujette à caution. Des études récentes basées sur un grand nombre de mesures hautes résolutions issues de profils microstructures L-ADCP et CTD (Kunze et al., 2006; Decloedt & Luther 2007 -à paraître-) plaident en faveur d'un profil de K_z en loi de puissance plutôt qu'une intensification exponentielle du K_z en allant vers le fond. $F(z)$ possède également un dépendance en (x, y) liée à la topographie locale, cependant la topographie limitrophe joue également un rôle similaire qui conduit à une décroissance exponentielle horizontale (Decloedt T., 2006 -communication personnelle-).

L'estimation du taux de conversion de la marée barotrope vers les marées internes ($E(x, y)$) reste un champ actif d'investigation. Soumise à un banc d'essai sur des cas théoriques avec solutions analytiques, la formulation de $E(x, y) \propto \nabla H^2$ semble démontrer une meilleure capacité à rendre compte des bons transferts d'énergie que la formulation $\propto H^2$ (Lyard F., 2007 -communication personnelle-).

Plus fondamentalement, le modèle d'Osborn (1980), sur lequel repose la paramétrisation du TM ainsi que toutes les estimations du taux de dissipation de TKE, requiert des approximations qui ne font pas l'unanimité de la communauté scientifique (Marchal O., 2006 -communication personnelle-), a savoir : l'hypothèse de turbulence stationnaire et l'hypothèse que les flux turbulents de flottabilité admettent avant tout une dépendance linéaire aux gradients verticaux des paramètres moyens. Ces deux hypothèses pourraient être mises à défaut lors de processus fortement non-linéaires à l'origine de la dissipation de l'énergie de marée. Très récemment Canuto & Dubovikov (2006) ont introduit une efficacité de mélange gouvernée par la méso-échelle et qui, contrairement au modèle d'Osborn-Cox, possède une dépendance verticale.

Concernant l'approche énergétique suggérée dans le chapitre 3 de la partie -III-, elle plaide en faveur d'un traitement a priori de l'énergie de marée disponible pour le mélange,

³La latitude critique correspond à la latitude où le paramètre de Coriolis (égal à la composante verticale locale de la vitesse angulaire de la terre) coïncide avec la fréquence de la marée de surface (soit 30° pour la marée diurne et 75° pour la marée semi-diurne). Dans ce cas, toutes les composantes de la force de Coriolis deviennent importantes, c'est-à-dire que la composante horizontale locale ne doit plus être négligée.

afin de la prescrire correctement dans le modèle. Ce traitement répond à la contrainte liée à la présence de niveaux verticaux discrets dans le modèle. L'intégration verticale de la fonction de répartition verticale F devant rester unitaire, il est nécessaire de traiter ce problème numérique tout en respectant la quantité d'énergie totale disponible sur la colonne d'eau et sur le globe.

Postulant que la majeure partie de la dissipation de la marée est réalisée dans la couche limite de fond, y compris en plein océan, Canuto et al. (2007 -à paraître-) ne font de la paramétrisation du TM qu'un ingrédient parmi d'autre pour résoudre l'effet de la marée sur la circulation grande échelle. Les autres ingrédients utilisés dans cette étude découlent de l'ambition de mettre en place une couche limite de fond contrôlée par l'intensité des courants de marées, pensée de façon entièrement analogue à la couche limite de surface de l'océan *i.e* la couche de mélange. Pour ce faire, le frottement sur le fond, le coefficient de traînée et la vitesse de frottement sur le fond doivent être reconsidérés pour tenir compte de l'intensité des courants de marées qui peut être élevée au fond. En outre un cisaillement intensifié par le fond est mis en place pour tenir compte du fait qu'au fond les courants moyens de marée sont généralement plus intenses que les courants moyens. En dépit de la paramétrisation de nombreux processus concernant la marée, les résultats démontrent que l'impact le plus significatif est dû à la paramétrisation du TM.

★ **Les 2/3 d'énergie rayonnées** Un des principaux défauts de cette paramétrisation réside dans le fait qu'elle ne tient pas compte de la fraction d'énergie qui rayonne ($\sim 2/3$). Pour cette raison fondamentale, l'exercice qui consiste à regarder les effets de la marée à l'échelle climatique nous oblige à considérer un certain nombre de méthodes alternatives.

Le travail mené par Koch-Larrouy et al. (2006) est entre autre, une tentative de tenir compte de cette énergie rayonnée. Cependant la reproductibilité de cette approche est soumise à la présence dans la zone étudiée de mers semi-fermées et de courants de marées intenses, ce qui en restreint le champ d'application.

Des alternatives orientées sur les mesures très haute résolution de la dissipation semblent possibles. Hibiya et al. (2006) suggèrent une carte du K_z estimée au niveau de la thermocline et que l'on peut interpréter comme la signature de ondes internes qui rayonnent préférentiellement dans les zones de forts gradients de densité. On peut imaginer qu'une telle carte du K_z associée à la paramétrisation de TM témoignent de la totalité de l'énergie de marée dédiée aux ondes internes (~ 1 TW). Une approche beaucoup plus satisfaisante est probablement l'utilisation d'une nouvelle paramétrisation du K_z pour laquelle il est possible de remonter à l'énergie disponible pour le mélange. Decloedt et al. (2007 -à paraître-) proposent un carte tridimensionnelle du K_z sur le globe, basée sur un nombre important de mesures hautes résolutions et qui dépend de la rugosité de la topographie. A partir des mesures de N^2 effectuées simultanément avec celles du K_z il est possible de retrouver l'énergie disponible pour le mélange vertical ($K_z N^2$).

D'autres approches tentent de résoudre la propagation des ondes internes de façon plus ou moins directe. Simmons et al. (2004b) utilisent un modèle de marée barocline global haute résolution comprenant de 2 à 10 couches avec une résolution de l'ordre de $1/8^{\text{ième}}$ de degré, le tout forcé par une marée barotrope. Ainsi ils aboutissent à une carte globale du taux de conversion de la marée calculé de manière directe et de la direction de propagation des OI. Néanmoins dans cette étude, la génération des OI est considérée comme un phénomène adiabatique *i.e* contrôlée entièrement par la physique adiabatique des premiers modes internes. Par conséquent les modes élevés, la turbulence et le mélange diapycnal qui contrôlent la fraction d'énergie dissipée localement et celle qui rayonne ne sont pas résolus. L'énergie de marée rayonne essentiellement au travers de la propagation des premiers modes internes. Rainville & Pinkel (2005) ont mis au point une méthode que

permet de calculer la direction de propagation des rayons d'énergie associés aux premiers modes internes en présence de courants barotropes méso-échelle. Leur étude suggère que la modulation de phase des **OI** par les courants méso-échelle est capable d'expliquer en partie leur dissipation. Enfin, notons l'existence de projets d'avant garde dont l'objectif est d'arriver à résoudre la génération, la propagation et la dissipation des **OI** : *(i)* grâce à des modèles non-hydrostatiques, tridimensionnels, très haute résolution, basé sur une grille éléments finis non-structurés (Lyard et al. projet **T-UGOm** -communication personnelle-) ou *(ii)* en imbriquant un modèle de marées barotrope et barocline sur la grille d'un **OGCM** très haute résolution (Arbic, 2006)⁴.

Dans le même ordre d'idée, nous concluons ces perspectives en mentionnant un travail entrepris au début de cette thèse, dont l'objectif était d'introduire une marée explicite dans un **OGCM** haute résolution, afin d'étudier l'impact des marées sur la circulation grande échelle. Seule la première étape de ce travail a été réalisée dans le cadre de cette thèse, au profit des méthodes alternatives présentées. Initialement, nous avons donc mis au point une surface libre explicite capable de résoudre le mode externe rapide de la marée par la méthode de *time-splitting*. Le bon comportement de la solution a permis d'implémenter cette surface libre explicite dans la version de référence de **NEMO**. Aujourd'hui cette dynamique est prolongée dans le cadre du projet **MERCATOR** dont l'un des chantiers est de simuler une marée explicite globale avec une version de **NEMO** au $1/12^{\text{ième}}$ de degré, *i.e* avec une topographie réaliste et une résolution suffisante pour résoudre la propagation du premier mode interne.

⁴cf. <http://www.ig.utexas.edu/people/staff/arbic/> : Embedding a forward model of barotropic and baroclinic tides into a high-resolution general circulation model. Sole PI on five-year award for 553.115 dollars from Naval Research Laboratory, starting September 1, 2006... :-)

Bibliographie

- Adcroft, A., Scott, J. R., et Marotzke, J. (2001).** Impact of geothermal heating on the global ocean circulation. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :1735–1738.
- Arakawa, A. (1972).** Design of the ucla general circulation model. numerical simulation of weather and climate. Technical Report 116 pp., Tech. Report No. 7, Department of Meteorology, University of California, Los Angeles, 116 pp.
- Asselin, R. (1972).** Frequency filter for time integrations. *Mon. Weath. Rev.*, 100(6) :487–490.
- Baines, P. G. (1982).** On internal tides generation models. *Deep Sea Res.*, 29(3A) :307–338.
- Balmforth, N. J., Ierley, G. R., et Young, W. R. (2002).** Tidal conversion by subcritical topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :2900–14.
- Barnier, B., Madec, G., Penduff, T., Molines, J. M., Treguier, A. M., Le Sommer, J., Beckmann, A., Biastoch, A., Böning, C. et al. (2006).** Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :543–567.
- Barry, M. E., Ivey, G. N., Winters, K. B., et Imberger, J. (2001).** Measurements of diapycnal diffusivities in stratified fluids. *J. Fluid Mech.*, 442 :67–291.
- Barton, E. D. et Hill, A. E. (1989).** Abyssal flow through the amirante trench (western indian ocean). *Deep Sea Res.*, 36 :1121–1126.
- Baumgartner, A. et Reichel, E. (1975).** The world water balance. *R. Oldenbourg Verlag, München, Germany.*, ?? :??
- Beckmann, A. et Döscher, R. (1997).** A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models. *J. Phys. Oceanogr.*, 27 (4) :581–591.
- Bell, T. H. (1975).** Topographically generated internal waves in the open ocean. *J. Geophys. Res.*, 80(3).
- Bessières, L., Madec, G., et Lyard, F. (2007a).** Global tidal residual mean circulation : Does it affect a climate ogcm? *Geophys. Res. Lett.*, In revision :??
- Bessières, L., Madec, G., Lyard, F., et Le Provost, C. (2007b).** Improved tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling*, sub. for publication :??

- Blanke, B. et Delecluse, P. (1993).** Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics. *J. Phys. Oceanogr.*, 23 :1363–1388.
- Bond, G., Heinrich, H., Broecker, W., Labeyrie, L., McManus, J., Andrews, J., Huon, S., Jantschik, R., Clasen, S. et al. (1992).** Evidence for massive discharges of icebergs into the north atlantic ocean during the last glacial period. *Nature*, 360 :245–249.
- Bryan, F. O. (1986).** High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulations. *Nature*, 323 :301–304.
- Bryan, F. O. (1987).** Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation model. *J. Phys. Oceanogr.*, 17 :970–985.
- Bryan, K. et Lewis, L. (1979).** A water mass model of the world ocean. *J. Geophys. Res.*, 84 :2503–2517.
- Bryden, H. L., Longworth, H. R., et Cunningham, S. A. (2005).** Slowing of the atlantic meridional overturning circulation at 25°N. *Nature*, 438 :655–657.
- Canuto, V. M., Cheng, Y., et Howard, A. M. (2007a).** Non-local ocean mixing model and a new plume model for deep convection. *Ocean Model.*, 16 :28–46.
- Canuto, V. M. et Dubovikov, M. S. (2006).** Dynamical model of mesoscales in z-coordinates. *Ocean Model.*, 11 :123–166.
- Canuto, V. M. et Dubovikov, M. S. (2007).** The effect of mesoscales on the tracer equation in z-coordinates ogcms. *Ocean Model.*, 16 :17–27.
- Canuto, V. M., Howard, A. M., Muller, C. J., et Jaynes, S. R. (2007b).** Giss mixing model with tides : Enhanced bottom mixing and new bottom boundary layer. *J. Phys. Oceanogr.*, submitted, ?? :?? submitted.
- Carrère, L. (2003).** Etude et modélisation de la réponse haute fréquence de l’océan global aux forçages météorologique. *Thèse. Université Toulouse III-Paul Sabatier.*
- Carrère, L., Le Provost, C., et Lyard, F. (2003).** On the stability of the m2 barotropic tides along track t/p satellite altimetry analysis. *J. Geophys. Res.*, 109 : C03033.
- Carrère, L. et Lyard, F. (2003).** Modelling the barotropic response of the global ocean to atmospheric wind and pressure forcing - comparisons with observations. *Geophys. Res. Lett.*, 30(6) :1275–1278.
- Colin de Verdière, A. (1988).** Bouyancy driven planetary flows. *J. Mar. Res.*, 46 :215–265.
- Cummins, P. F., Holloway, G., et Gargett, A. (1990).** Sensitivity of the gfdl ocean general circulation model to a parameterization of vertical diffusion. *J. Phys. Oceanogr.*, 20 :817–830.
- Cunningham, S. A., Alderson, S. G., King, B. A., et Brandon, M. A. (2003).** Transport and variability of the antarctic circumpolar current in drake passage. *J. Geophys. Res.*, 108 :8084.

- Dalan, F. P., Stone, P. H., Kamenkovich, I. V., et Scott, J. R. (2005a).** Sensitivity of the ocean's climate to diapycnal diffusivity in an emic. part i : Equilibrium state. *J. Climate*, 18 :2460-2481.
- Dalan, F. P., Stone, P. H., et Sokolov, A. P. (2005b).** Sensitivity of the ocean's climate to diapycnal diffusivity in an emic. part ii : Global warming scenario. *J. Climate*, 18 :2482-2496.
- Darwin Sir, G. H. (1911).** The tides and kindred phenomena in the solar system. *3rd ed. London : John Murray.*, - :-.
- De Boyer Montegut, C., Madec, G., Fischer, A. S., Lazar, A., et Iudicone, D. (2004).** Mixed layer depth over the global ocean : an examination of profile data and a profile-based climatology. *J. Geophys. Res.*, submitted :??
- Decloedt, T. et Luther, D. S. (2007).** On a simple parameterization and global extrapolation of topography-catalyzed diapycnal mixing in the abyssal ocean. *J. Phys. Oceanogr. (submitted)*, - :-.
- Delecluse, P. et Madec, G. (1999).** Ocean modelling and the role of the ocean in the climate system. in modeling the earth's climate and its variability. *Les Houches, Session LXVII 1997.*, W. R. Holland, S. Jaussaume and F. David, eds., Elsevier Science. :237-313.
- Dewar, W. K., Bingham, R. J., Iverson, R. L., Nowacek, D. P., StLaurent, L. C., et Wiebe, P. H. (2006).** Does the marine biosphere mix the ocean? *J. Mar. Res.*, ?? :??
- Dickey, J. O., Bender, P. L., Faller, J. E., et al. (1994).** Lunar laser ranging : a continuing legacy of the apollo program. *Science*, 265 :482-490.
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauss, W., et Siedler, G. (1980).** General oceanography. 2nd ed. translated by susanne and hans ulrich roll. *New York : John Wiley and Sons (Wiley-Interscience).*, ?? :??
- Doodson, A. T. (1922).** Harmonic development of the tide-generating potential. *Proceedings of the Royal Society of London.*, A(100) :305-329.
- Duplessy, J. C., Shackleton, N. J., Matthews, R. K., Prell, W., Ruddiman, W. F., Caralp, M., et Hendy, C. H. (1984).** 13c record benthic foraminifera in the last interglacial ocean : implications for the carbon cycle and the global deep water circulation. *Quat. Res.*, 21 :225-243.
- Dutay, J. C. et al. (2002).** Evaluation of ocean model ventilation with cfc-11 : Comparison of 13 global ocean models. *Ocean Modelling*, 4 :89-120.
- Dutay, J. C., Jean-Baptiste, P., Campin, J. M., Ishida, A., Maier-Reimer, E., Matear, R. J., Mouchet, A., Totterdell, I. J., Yamanaka, Y. et al. (2004).** Evaluation of ocmip-2 ocean models? deep circulation with mantle helium-3. *J. Mar. Sys.*, 48/1-4 :15-36.
- Egbert, G. B. et Ray, R. D. (2000).** Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 405 :775-778.
- Egbert, G. B. et Ray, R. D. (2001).** Estimates of M2 tidal energy dissipation from TOPEX/Poseidon altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 106 :22475-22502.

- Egbert, G. D. et Ray, R. D. (2003).** Semi-diurnal and diurnal tidal dissipation from TOPEX/Poseidon altimetry. *Geophys. Res. Lett.*, 30 :1907.
- Egbert, G. D., Ray, R. D., et Bills, B. G. (2004).** Numerical modeling of the global semidiurnal tide in the present day and in the last glacial maximum. *J. Geophys. Res.*, 109 :C03003.
- Emile-Geay, J. (2002).** Le flux géothermique et la circulation abyssale. Rapport de D.E.A. LODYC 44p.
- Fekece, B. M., Vorosmarty, C. J., et Grabs, W. (2000).** Global, composite runoff fields based on observed river discharge and simulated water balances. Technical Report 115 pp, GRDC.
- Ferron, B., Mercier, H., Speer, K., Gargett, A., et Polzin, K. (1998).** Mixing in the romanche fracture zone. *J Phys Oceanogr*, 28 :1929–1945.
- Fichefet, T. et Morales Maqueda, M. A. (1997).** Sensitivity of a global sea ice model to the treatment of ice thermodynamics and dynamics. *J. Geophys. Res.*, 102 :609–646.
- Fischer, J. et Schott, F. (1997).** Seasonal transport variability of the deep western boundary current in the atlantic. *J. Geophys. Res.*, 102 (C13) :27,751–27,769.
- Ganachaud, A. et Wunsch, C. (2000).** Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, 408 :453–457.
- Ganachaud, A. et Wunsch, C. (2003).** Large-scale ocean heat and freshwater transports during the world ocean circulation experiment. *J. Climate.*, 16 :696–705.
- Garrett, C. (2001).** What is the "near-inertial" band and why is it different from the rest of the internal wave spectrum? *J. Phys. Oceanogr.*, 31 :962–971.
- Garrett, C. J. R. et Munk, W. H. (1979).** Internal waves in the ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 11 :339–369.
- Gaspar, P., Gregoris, Y., et Lefèvre, J. M. (1990).** A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : Test at station papa and long-term upper ocean study site. *J. Geophys. Res.*, 95(16) :179–193.
- Gent, P. R. et McWilliams, J. C. (1990).** Isopycnal mixing in ocean mixing circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 20 :150–155.
- Gill, A. E. (1982).** *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York.
- Gnanadesikan, A. (1999).** A simple predictive model for the structure of the oceanic pycnocline. *Science*, 283 :2077–207.
- Gnanadesikan, A. et Hallberg, R. W. (1999).** On the relationship of the circumpolar current to southern hemisphere winds in large-scale ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, 30 :2013–2034.
- Gordon, A. L. (2005).** Oceanography of the indonesian seas and their throughflow. *Oceanography*, 18(4) December :14–27.
- Gorgues, T., Menkes, C., Aumont, O., Vialard, J., Dandonneau, Y., et Bopp, L. (2005).** Biogeochemical impact of tropical instability waves in the equatorial pacific. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :L24615.

- Griffies, S. M., Pacanowski, R. C., et Hallberg, R. W. (2000).** Spurious diapycnal mixing associated with advection in a z-coordinate ocean model. *Mon. Weath. Rev.*, 128 :538–564.
- Guilyardi, E. (1997).** *Rôle de la physique océanique sur la formation-consommation des masses d'eau dans un modèle couplé océan-atmosphère.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France,.
- Gustafson, K. E. (2001).** Comparison of the energy flux to mixing processes via baroclinic wave drag on barotropic tides. *Deep Sea Res.*, 48 :2283–2296.
- Hasumi, H. et Suginohara, N. (1999).** Effect of locally enhanced vertical diffusivity over rough bathymetry on the world ocean circulation. *J. Geophys. Res.*, 104 :23367–23374.
- Hellerman, S. et Rosenstein, M. (1983).** Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13(7) :1093–1104.
- Heywood, K. J., Naveira Garabato, A. C., et Stevens, D. P. (2002).** High mixing rates in the abyssal southern ocean. *Nature*, 415 :1011–1014.
- Hibiya, T. et Nagasawa, M. (2004).** Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geophys. Res. Lett.*, 31 :L01301.
- Hibiya, T., Nagasawa, M., et Niwa, Y. (2006).** Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (xcp) surveys. *Geophys. Res. Lett.*, 33(3) :L03611.
- Hogg, N., Biscaye, B., Gradner, E., et Schmitz, W. J. (1982).** On the transport of the antarctic bottom water in the vema channel. *J. Mar. Res.*, 40 :231–262.
- Hogg, N. G. et Owens, W. B. (1999).** Direct measurement of the deep circulation within the brazil basin. *Deep Sea Res.*, 46 :335–353.
- Hoitink, A. J. F., Hoekstra, P., et van Maren, D. S. (2003).** Flow asymmetry associated with astronomical tides : Implications for the residual transport of sediment. *J. Geophys. Res.*, 108(C10) :3315.
- Holloway, P. E. et Merrifield, M. (1999).** Internal tide generation by seamounts ridges and islands. *Geophys. Res. Lett.*, 28(4) :559–562.
- Huang, R. X. (1999).** Mixing and energetics of oceanic thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 29(4) :727–746.
- Huang, R. X. et Jin, X. (2002).** Deep circulation in the south atlantic induced by bottom-intensified mixing over the midocean ridge. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :1150–1164.
- Huang, R. X. et Wang, W. (2003).** Gravitational potential energy sinks/sources in the oceans. *Proceedings, Hawaii Winter Workshop, Near-Boundary Processes and Their Parameterization.* :239–247.
- Iudicone, D., Madec, G., Blanke, B., et Speich, S. (2007a).** The role of southern ocean surface forcings and mixing in the global conveyor. *J. Phys. Oceanogr.* ; accepted :??

- Iudicone, D., Speich, S., Madec, G., et Blanke, B. (2007b)**. The global conveyor belt in a southern ocean perspective. *J. Phys. Oceanogr.*, accepted :??
- Jackett, D. R. et McDougall, T. J. (1995)**. Minimal adjustment of hydrographic data to achieve static stability. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 12 :381–389.
- Jayne, S. R. (2006)**. The circulation of the north atlantic ocean from altimetry and the GRACE geoid. *J. Geophys. Res.*, 111 :C03005.
- Jayne, S. R. et StLaurent, L. C. (2001)**. Parameterizing tidal dissipation over rough topography. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :811–814.
- Jeffreys, H. (1925)**. On fluid motions produced by differences of temperature and humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 51 :347–356.
- Jouzeau, A. (1999)**. Paramétrisation du mélange latéral de méso-échelle dans orca le mo-dèle de circulation générale océanique. Rapport de stage de D.E.A. de Mécanique des Fluides et Transferts thermiques de l’Ecole centrale de Nantes.
- Kantha, L. H. (1998)**. Tides : A modern perspective. *Marine Geodesy*, 21 :275–297.
- Kantha, L. H. et Tierney, C. C. (1997)**. Global baroclinic tides. *Prog. Oceanogr.* (*David Cartwright anniversary volume*), 40 :163–178.
- Katsman, C. A. (2006)**. Impacts of localized mixing and topography on the stationary abyssal circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 36 :1660–1671.
- Katsumata, K. et Hibiya, T. (2003)**. Frictionless generation of a tidal eulerian residual flow over a sill in a narrow channel. *J. of Oceanogr.*, 59 :325–329.
- Koch-Larrouy, A., Madec, G., Bouruet-Aubertot, P., Gerkema, T., Bessières, L., et Molcard, R. (2007)**. On the transformation of pacific water into indonesian throughflow water by internal mixing. *Geophys. Res. Lett.*, accepted :-.
- Kunze, E., Firing, E., Hummon, J., Chereskin, T. K., et Thurnherr, A. (2006)**. Global abyssal mixing inferred from lowered adcp shear and ctd strain profiles. *J. Phys. Oceanogr.*, 36(8) :1553–1576. + corrigendum.
- Kunze, E. et Sanford, T. B. (1996)**. Abyssal mixing : Where it isn’t. *J. Phys. Oceanogr.*, 26 :2286–2296.
- Kunze, E. et Toole, J. M. (1997)**. Tidally driven vorticity, diurnal shear, and turbulence atop fieberling seamount. *J. Phys. Oceanogr.*, 27 :2663–2693.
- Lamb, H. (1945)**. *Hydrodynamics*. 6th, first American edition. New York : Dover Publications.
- Large, W. G., McWilliams, J. C., et Doney, S. C. (1994)**. Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.*, 32 :363–403.
- Lavin, A. M., Bryden, H. L., et Parrilla, G. (1998)**. Meridional transport and heat flux variations in the subtropical north atlantic. the global atmosphere and ocean system. *OVIDE PHT*, 6 :269–293.
- Le Provost, C. (2001)**. *Satellite Altimetry and Earth Sciences.*, chapter Ocean Tides., pages 267–303. Academic Press. Fu, L. L. and Cazenave, A.

- Le Provost, C. et Fornerino, M. (1985).** Tidal spectroscopy of the english channel with a numerical model. *J. Phys. Oceanogr.*, 15(8) :1009–1031.
- Le Provost, C., Genco, M. L., Lyard, F., Vincent, P., et Canceil, P. (1994).** Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model. *J. Geophys. Res.*, 99 :24777–24798.
- Le Provost, C. et Lyard, F. (1997).** Energetics of the m2 barotropic ocean tides : an estimate of the bottom friction dissipation from a hydrodynamic model. *Prog. in Oceanogr.*, 40 :37–52.
- Le Provost, C. et Vincent, P. (1986).** Extensive tests of precision for a finite element model of ocean tides. *J. Comp. Phys.*, 65 :273–291.
- Leblond, P. H. et Mysak, L. A. (1978).** *Waves in the ocean.* Elsevier.
- Ledwell, J. R., Montgomery, E. T., Polzin, K. L., Laurent, L. C. S., Schmitt, R. W., et Toole, J. M. (2000).** Mixing over rough topography in the brazil basin. *Nature*, 403 :179–182.
- Ledwell, J. R., Watson, A. J., et Law, C. S. (1993).** Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature*, 364 :701–703.
- Ledwell, J. R., Watson, A. J., et Law, C. S. (1998).** Mixing of a tracer released in the pycnocline. *J. Geophys. Res.*, 103 :21499–21529.
- Lee, H.-C., Rosati, A., et Spelman, M. J. (2006).** Barotropic tidal mixing effects in a coupled climate model : Oceanic conditions in the northern atlantic. *Ocean Modelling*, 11(3-4) :464–477.
- Lefèvre, F., Lyard, F., et Le Provost, C. (2000).** Fes98 : A new global tide finite element solution independent of altimetry. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 17 :2717.
- Lefèvre, F., Lyard, F., Le Provost, C., et Schrama, E. J. O. (2002).** Fes99 : A global finite-element model solution assimilating tide gauge and altimetric information. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 19 :1345–1356.
- Letellier, T. (2004).** *Etude des ondes de marée sur les plateaux continentaux.* PhD thesis, Thèse de doctorat, Université Toulouse III-Paul Sabatier.
- Levitus, S. et Boyer, T. (1994).** World ocean atlas. NOAA Professional Paper, U. S. Dept of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration, 201 pp.
- Levitus, S., Conkright, M. E., Boyer, T. P., O'Brien, T., Antonov, J., Stephens, C., Stathoplos, L., Johnson, D., et Gelfeld, R. (1998).** World ocean database 1998. Vol. 1 : Introduction. NOAA Atlas NESDIS 18, US Government Printing Office, Washington, DC.
- Llewellyn-Smith, S. G. et Young, W. R. (2002).** Conversion of the barotropic tide. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :1554–1566.
- Longuet-Higgins, M. S. (1969).** On the transport of mass by time-varying currents. *Deep Sea Res.*, 16 :431–447.
- Lorenz, E. N. (1967).** The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. *World Meteorological Organization.*, 1 :161 pp.

- Lyard, F. (1997).** The tides in the arctic ocean from a finite element model. *J. Geophys. Res.*, 102(C7) :15,611–15,638.
- Lyard, F. et Le Provost, C. (2002).** Energy budget of the tidal hydrodynamic model fes99. Appears in C. Le Provosts' talk : "Ocean tides after a decade of high precision satellite altimetry", SWT Jason 1, Arles, 2003.
- Lyard, F., Lefèvre, F., Letellier, T., et Francis, O. (2006).** Modelling the global ocean tides : modern insights from fes2004. *Ocean Dynamics*, 56(5-6) :394–415.
- Lynch, D. R. et Gray, W. G. (1979).** A wave equation model for finite element tidal computations. *Comp. fluids*, 7 :207–228.
- Ma, X. C., Shum, C. K., Eanes, R. J., et Tapley, B. D. (1994).** Determination of ocean tides from the first year of topex/poseidon altimeter measurements. *J. Geophys. Res.*, 99(C12) :24,809–24,820.
- MacKinnon, J. A. et Winters, K. (2005).** Subtropical catastrophe : significant loss of low-mode tidal energy at 28.9 degrees. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :L15605.
- Madec, G. (2006).** NEMO = the OPA9 ocean engine. *Note du Pole de Modélisation. Institut Pierre-Simon Laplace.*, 1 :100pp. <http://www.lodyc.jussieu.fr/nemo/>.
- Madec, G., Chartier, M., Delecluse, P., et Crépon, M. (1991).** A three-dimensional numerical study of deep water formation in the northwestern mediterranean sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 21 :1349–1371.
- Madec, G., Delecluse, P., et Imbard, M. (1998).** Opa8.1 ocean general circulation model reference manual. *Note IPSL.*, 11 :Paris VI, France.
- Madec, G. et Imbard, M. (1996).** A global ocean mesh to overcome the north pole singularity. *Climate Dyn.*, 12 :381–388.
- Manabe, S. et Stouffer, R. J. (1988).** Two stable equilibria of a coupled ocean-atmosphere model. *J. Climate*, 1(9) :841–866.
- Manabe, S. et Stouffer, R. J. (1999).** The role of thermohaline circulation in climate. *Tellus*, 51A-B(1) :91–109.
- Marotzke, J. (1997).** Boundary mixing and the dynamics of three-dimensional thermohaline circulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 27 :1713–1728.
- Marotzke, J. et Scott, J. R. (1999).** Convective mixing and the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 29 :2962–2970.
- Mauritzen, C., Polzin, K. L., McCartney, M. S., Millard, R. C., et West-Mack, D. E. (2002).** Evidence in hydrography and density fine structure for enhanced vertical mixing over the mid-atlantic ridge in the western atlantic. *J. Geophys. Res.*, 107 :3147.
- McDougall, T. J. (1984).** The relative roles of diapycnal and isopycnal mixing on subsurface water mass conversion. *J. Phys. Oceanogr.*, 14 :1577–1589.
- McDougall, T. J. (1987).** Neutral surfaces. *J. Phys. Oceanogr.*, 17 :1950–1964.
- McIntyre, M. E. (1981).** On the "wave momentum" myth. *J. Fluid Mech.*, 106 :331–347.

- McManus, J. F., Francois, R., Gherardi, J. M., Keigwin, L. D., et Brown-Leger, S. (2004).** Collapse and rapid resumption of atlantic meridional circulation linked to deglacial climate changes. *Nature*, 428 :834–837.
- Ménesguen, A. et Gohin, F. (2006).** Observation and modelling of a natural retention structures in the english channel. *J. Mar. Res.*, 63 (3-4) :244–256.
- Merrifield, M. A., Holloway, P. E., et Johnston, T. M. S. (2001).** The generation of internal tides at the hawaiian ridge. *Geophys. Res. Lett.*, 28(4) :559–562.
- Montenegro, A., Eby, M., Weaver, A. J., et Jayne, S. R. (2007).** Response of a climate model to tidal mixing parameterization under present day and last glacial maximum conditions. *in preparation*, ??? :??
- Morris, M., Hall, M. H., Laurent, L. C. S., et Hogg, N. G. (2001).** Abyssal mixing in the brazil mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, 31 :3331–3348.
- Moum, J. N., Caldwell, D. R., Nash, J. D., et Gunderson, G. D. (2002).** Observations of boundary mixing over the continental slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :2113–2130.
- Munk, W. et Cartwright, D. E. (1966).** Tidal spectroscopy and prediction. *Philos. Trans. Roy. Soc. London.*, 259 :533–581.
- Munk, W. H. (1966).** Abyssal recipes. *Deep Sea Res.*, 13 :707–730.
- Munk, W. H. (1981).** *Internal waves and small-scale processes.*, chapter Evolution of physical Oceanography-Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel., pages 264–291. MIT Press. Warren, B. A. and Wunsch, C.
- Munk, W. H. et Wunsch, C. (1998).** Abyssal recipes ii : Energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Res.*, 45.
- Murray, R. J. (1996).** Explicit generation of orthogonal grids for ocean models. *J. Comp. Phys.*, 126 :251–273.
- Naveira Garabato, A. C., Stevens, D. P., et Heywood, K. J. (2003).** Water mass conversion, fluxes, and mixing in the scotia sea diagnosed by an inverse model. *J. Phys. Oceanogr.*, 33(12) :2565–2587.
- Nguyen, K. D. et Ouashine, A. (1997).** A 2d numerical study on the general circulation in the straits of dover. *J. Waterway, Port, Coastal, Ocean Eng.*, 123 :8–15.
- Nihoul, J. et Ronday, F. (1975).** The influence of tidal stress on the residual circulation. *Tellus*, 29 :484–490.
- Niwa, Y. et Hibiya, T. (2001).** Numerical study of the spatial distribution of the m2 internal tide in the pacific ocean. *J. Geophys. Res.*, 106 :22229–22441.
- Nurser, A. J. G., Marsh, R., et Williams, R. G. (1999).** Diagnosing water mass formation from air-sea fluxes and surface mixing. *J. Phys. Ocean.*, 29 :1468–1483.
- Osborn, T. R. (1980).** Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 10 :83–89.
- Pacanowski, R. et Philander, S. G. H. (1981).** Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, 11 :1443–1451.

- Pairaud, I. (2005).** *Modélisation et analyse de la marée interne dans le golfe de Gascogne*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France.
- Paparella, F. et Young, W. R. (2002).** Horizontal convection is non-turbulent. *J. Fluid Mech.*, 466 :205–209.
- Pedlosky, J. (1987).** *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag (2d). 710 pp.
- Pedlosky, J. (1996).** *Ocean Circulation Theory*. Springer-Verlag. 453 pp.
- Pedlosky, J. (2003).** *Waves in the Ocean and Atmosphere : Introduction to Wave Dynamics*. Springer-Verlag.
- Peltier, W. R. et Caulfield, C. P. (2003).** Mixing efficiency in stratified shear flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 35 :135–167.
- Piedra-Cueva, I. et Fossati, M. (2007).** Residual currents and corridor of flow in the rio de la plata. *Applied Math. Modelling*, 31 (3) :564–577.
- Pingree, R. D. et Maddock, L. (1977).** Tidal residuals in the english channel. *J. Mar. Biol. Assoc. U.K.*, 57 :339–354.
- Pollack, H. N., Hurter, S. J., et Johnson, J. R. (1993).** Heat flow from the earth's interior : analysis of the global dataset. *Rev. Geophys.*, 31(3) :276–280.
- Polzin, K. L., Toole, J. M., Ledwell, J. R., et Schmitt, R. W. (1997).** Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, 276 :93–96.
- Ponte, R. M. (1997).** Nonequilibrium response of the global ocean to the 5-day rossby-haurwitz wave in atmospheric surface pressure. *J. Phys. Oceanogr.*, 27 :2158–2168.
- Prandle, D. (1997).** Tidal and wind-driven currents from oscr. *Oceanogr.*, 10(2) :57–59.
- Pugh, D. T. (1987).** *Tides, Surges, and Mean Sea-Level*. Chichester : John Wiley & Sons.
- Rahmstorf, S. (1996).** On the freshwater forcing and transport of the atlantic thermohaline circulation. *Clim. Dyn.*, 12 :1799–1811.
- Rahmstorf, S., Crucifix, M., Ganapolsky, A., Goose, H., Kamenkovich, I., Knutti, R., Lohmann, G., Marsh, B., Mysak, L. et al. (2005).** Thermohaline circulation hysteresis : a model intercomparison. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :L23605.
- Rahmstorf, S. et Ganopolski, A. (1999).** Long-term global warming scenarios computed with an efficient couple climate model. *Climatic Change*, 43 :353–367.
- Rainville, L. et Pinkel, R. (2006).** Propagation of low-mode internal waves through the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 36(6) :1220–1236.
- Ray, R. D. (1999).** A global ocean tide model from topex/poseidon altimetry : Got99. Technical report, NASA technical memorandum 209478. Goddard space flight centre, Greenbelt.
- Ray, R. D. et Mitchum, G. T. (1996).** Surface manifestation of internal tides generated near hawaii. *Geophys. Res. Lett.*, 3(16) :2101–2104.

- Ray, R. D. et Mitchum, G. T. (1997).** Surface manifestation of internal tides in the deep ocean. *Prog. in Oceanogr.*, 40 :135-162.
- Robertson, R. (2005a).** Barotropic and baroclinic tides in the ross sea. *Antarctic Science*, 17 :107-120.
- Robertson, R. (2005b).** Barotropic and baroclinic tides in the weddell sea. *Antarctic Science*, 17 :461-474.
- Robertson, R. (2006).** Modeling internal tides over fieberling guyot : resolution, parameterization, performance. *Ocean Dyn.*, 56(5-6) :430.
- Roemmich, D., Hautala, S., et Rudnick, D. (1996).** Northward abyssal transport through the samoan passage and adjacent regions. *J. Geophys. Res.*, 101 :14039-14055.
- Roulet, G. et Madec, G. (2000).** Salt conservation, free surface and varying levels : a new formulation for ocean general circulation models. *J. Geophys. Res.*, 105(23) :927-942.
- Saenko, O. A. (2006).** The effect of localized mixing on the ocean circulation and time-dependent climate change. *J. Phys. Oceanogr.*, 36 :140-160.
- Saenko, O. A. et Merryfield, W. J. (2005).** On the effect of topographically enhanced mixing on the global ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 35 :826-834.
- Sandström, J. W. (1908).** Dynamische versuche mit meerwasser. *Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie.*, 36 :623.
- Saunders, P. M. (1987).** Flow through discovery gap. *J. Phys. Oceanogr.*, 17 :631-643.
- Schiller, A. (2004).** Effects of explicit tidal forcing in an ogcm on the water-mass structure and circulation in the indonesian throughflow region. *Ocean Modelling*, 6 :31-39.
- Schmittner, A., Oschlies, A., Giraud, X., Eby, M., et Simmons, H. (2005).** A global model of the marine ecosystem for long-term simulations : Sensitivity to ocean mixing, buoyancy forcing, particle sinking, and dissolved organic matter cycling. *Glob. biogeochem. cycl.*, 19(3) :??
- Schmitz, W. J. (1995).** On the interbasin-scale thermohaline circulation. *Rev. Geophys.*, 33 :151-173.
- Schmitz, W. J. (1996a).** On the world ocean circulation : Volume i. some global features : North atlantic circulation. Technical Report WHOI-96-03, Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA. 140 pp.
- Schmitz, W. J. (1996b).** On the world ocean circulation : Volume ii. the pacific and indian oceans : A global update. Technical Report WHOI-96-08, Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA. 237 pp.
- Schott, F. A., Fischer, J., Reppin, J., et Send, U. (1993).** On mean and seasonal currents and transports at the western boundary of the equatorial atlantic. *J. Geophys. Res.*, 98(C8) :353-368.
- Scott, J. R., Marotzke, J., et Adcroft, A. (2001).** Geothermal heating and its influence on the meridional overturning circulation. *J. Geophys. Res.*, 106(C12) :31141-31154.

- Sentchev, A., Yaremchuk, M., et Lyard, F. (2006).** Residual circulation in the english channel as a dynamically consistent synthesis of shore-based observations of sea level and currents. *Contin. Shelf Res.*, 26 :1884–1904.
- Simmons, H. P., Hallberg, R. W., et Arbic, B. K. (2004b).** Internal wave generation in a global baroclinic tide model. *Deep Sea Res., Part II* 51 :3043–3068.
- Simmons, H. P., Jayne, S. R., StLaurent, L. C., et Weaver, A. J. (2004a).** Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Modelling*, 6(3-4) :245–263.
- Sloyan, B. M. et Rintoul, S. R. (2001a).** Circulation, renewal and modification of antarctic mode and intermediate water. *J. Phys. Oceanogr.*, 31 :1005–1030.
- Sloyan, B. M. et Rintoul, S. R. (2001b).** The southern ocean limb of the global deep overturning circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 31 :143–173.
- Smagorinski, J. (1963).** General circulation experiments with primitive equations i. the basic experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 91 :99–164.
- Smith, W. H. F. et Sandwell, D. T. (1997).** Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, 277 :1956–1962.
- Sokolov, A., Wang, C., Holian, G., Stone, P., et Prinn, R. (1998).** Uncertainty in the oceanic heat and carbon uptake and its impact on climate projections. *Geophys. Res. Lett.*, 25(19) :3603–3606.
- Sokolov, S. et Rintoul, S. R. (2003).** Structure of southern ocean fronts. *J. Mar. Syst.*, 37 :151–184.
- Steele, M., Morley, R., et Ermold, W. (2001).** Phc a global ocean hydrography with a high-quality arctic ocean. *J. of Climate*, 14 :2079–2087.
- Stein, A. et Stein, C. A. (1992).** A model for the global variation of depth and heat flow with lithospheric age. *Nature*, 359 :123–129.
- StLaurent, L. et Simmons, H. L. (2006).** Estimates of power consumed by mixing in the ocean interior. *J. of Climate*, 19 :4877–4890.
- StLaurent, L. C. et Garrett, C. (2002).** The role of internal tides in mixing the deep ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :2882–2899.
- StLaurent, L. C. et Nash, J. D. (2004).** An examination of the radiative and the dissipative properties of the internal tides. *Deep Sea Res., Part II* 51 :3029–3042.
- StLaurent, L. C., Simmons, H. L., et Jayne, S. R. (2002).** Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 29 :2016.
- StLaurent, L. C., Toole, J. M., et Schmitt, R. W. (2001).** Buoyancy forcing by turbulence above rough topography in the abyssal brazil basin. *J. Phys. Oceanogr.*, 31 :3476–3495.
- Stommel, H. (1957).** A survey of ocean current theory. *Deep Sea Res.*, 4 :149–184.
- Stommel, H. (1958).** The abyssal circulation. *Deep-Sea Res.*, 5 :80–82.

- Stommel, H. (1961).** Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, 13 :224–230.
- Stommel, H. et Arons, A. B. (1960).** On the abyssal circulation of the world ocean. stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep Sea Res.*, 6 :140–154.
- Stouffer, R. J. et Manabe, S. (1999).** Response of a coupled ocean-atmosphere model to increasing atmospheric carbon dioxide : Sensitivity to the rate of increase. *J. Clim.*, 12(8) :2224–2237.
- Swingedouw, D. (2006).** *Origine et impact climatique d'un changement de circulation thermohaline au cours des prochains siècles dans le modèle IPSL-CM4.* PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, France.
- Swingedouw, D., Braconnot, P., Delecluse, P., Guilyardi, E., et Marti, O. (2006a).** The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation : Adjustment of north atlantic convection sites in cpcm. *Clim. Dyn.*, - :-.
- Swingedouw, D., Braconnot, P., Delecluse, P., Guilyardi, E., et Marti, O. (2007).** Mechanisms of AMOC response to changes in surface buoyancy forcing under global warming in the IPSL-CM4. *Clim. Dyn. (submitted)*, - :-.
- Swingedouw, D., Braconnot, P., et Marti, O. (2006b).** Sensitivity of the atlantic meridional overturning circulation to the melting from northern glaciers in climate change experiments. *Geophys. Res. Lett.*, - :-.
- Tian, J., Yang, Q., Liang, X., Xie, L., Hu, D., Wang, F., et Qu, T. (2006).** Observation of the luzon strait transport. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :L19607.
- Timmermann, R., Goosse, H., Madec, G., Fichefet, T., Etche, C., et Dulière, V. (2005).** On the representation of high latitude processes in the orcalim global coupled sea ice ?ocean model. *Ocean Modelling*, 8 :175 ?201.
- Toggweiler, J. R. et Samuels, B. (1995).** Effect of drake passage on the global thermohaline circulation. *Deep Sea Res.*, 42 :477–500.
- Toole, J. M., Polzin, K. L., et Schmitt, R. W. (1994).** Estimates of diapycnal mixing in the abyssal ocean. *Science*, 264 :1120–1123.
- Treguier, A. M., Held, I. M., et Larichev, V. D. (1997).** On the parameterization of quasi-geostrophic eddies in primitive equation ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, 27 :567–580.
- Wahr, J. M., Jayne, S. R., et Bryan, F. O. (2002).** A method of inferring changes in deep ocean currents from satellite measurements of time-variable gravity. *J. Geophys. Res.*, 107(C12) :32018.
- Walsh, G. (1982).** On the relation between sea-surface heat flow and thermal circulation in the ocean. *Tellus*, 34 :187–195.
- Wang, W. et Huang, R. X. (2004).** Wind energy input to the surface waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 34 :1276–1280.
- Wang, W., Qian, C. C., et Huang, R. X. (2006).** Mechanical energy input to the world oceans due to atmospheric loading. *Chinese Science bulletin*, 51(3) :327–330.

- Waren, B. A. et Johnson, G. C. (1992).** Deep currents in the arabian sea in 1987. *Mar. Geology*, 104 :279–288.
- Warren, B. (1981).** Deep circulation of the world ocean. In Warren, B. et Wunsch, C., editors, *Evol. Phys. Oceano.*, pages 6–41. The MIT Press, Cambridge, Mass.
- Warren, B. A. et Johnson, G. C. (1992).** Deep currents in the arabian sea. *Mar. Geol.*, 104 :279–288.
- Watanabe, M. et Hibiya, T. (2002).** Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motion in the surface mixed layer. *Geophys. Res. Lett.*, 29 :1239.
- Webb, D. J. et Suginohara, N. (2001).** Vertical mixing in the ocean. *Nature*, 409 :37.
- Whittaker, E. T. et Watson, G. N. (1963).** *A Course of Modern Analysis. 4th ed.* University Press. Cambridge.
- Wilson, W. D. (1994).** Deep ocean current profiling with a lowered broadland acoustic doppler current profiler. *IEEE*, I :660–665.
- Wunsch, C. (1975).** Internal tides in the ocean. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 13 :167–182.
- Wunsch, C. (1998).** The work done by the wind on the oceanic general circulation. *Journal of Physical Oceanography*, 28(11) :2332–2340.
- Wunsch, C. et Ferrari, R. (2004).** Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36 :281–314.
- Wyrtki, K. (1961).** The thermohaline circulation in relation to general circulation in the oceans. *Deep Sea Res.*, 8(1) :39–64.
- Xie, P. et Arkin, P. A. (1996).** Analysis of global precipitation using gauge observations, satellite estimates and numerical model predictions. *J. Climate*, 9 :840–858.
- Zhang, J., Schmitt, R. W., et Huang, R. X. (1998).** Sensitivity of the gfdl modular ocean model to parameterization of double-diffusive processes. *J. Phys. Oceanogr.*, 28 :589–605.
- Zhang, J., Schmitt, R. W., et Huang, R. X. (1999).** The relative influence of diapycnal mixing and hydrologic forcing on the stability of the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 29 :1096–1108.
- Zimmerman, J. T. F. (1979).** On the euler-lagrangian transformation and the stokes drift in the presence of oscillatory and residual currents. *Deep Sea Res.*, 26A :505–520.

Annexe A

Ondes Internes de Gravité

Les ondes dans un fluide

Les ondes dans un fluide doivent leur existence à la présence de forces de rappel. Ces forces agissent au cours d'une perturbation du milieu, lorsque le fluide est écarté de sa position d'équilibre. Elles vont amortir la perturbation et permettre de ramener le milieu vers sa position d'origine. Au cours de ce retour, en raison des forces d'inertie, la position d'origine va être à nouveau dépassée dans l'autre sens. Le sens des forces de rappel va s'inverser et le phénomène se répéter. Ce mécanisme génère une oscillation autour de la position d'équilibre

Le type des ondes ainsi générées dépend des caractéristiques de la force de rappel. Pour un fluide géophysique tel que l'océan, cela peut être les forces de gravité (*e.g. les ondes internes* ou *les ondes de surface du type houle*), mais aussi la tension de surface (pour *les ondes capillaires*), la gradient de pression (pour *les ondes acoustiques*) ou la force de Coriolis (pour *les ondes de Poincaré et de Rossby*). Dans tous les cas¹, si l'énergie associée à la perturbation se propage, les particules elles, ne font qu'osciller et transmettre l'énergie, après quoi elles retrouvent leur position d'équilibre (dans l'approximation de la théorie linéaire). Quels types d'ondes est-il pertinent de prendre en compte? La réponse dépend des échelles et du cadre d'intérêt. A l'échelle de l'océan, les ondes de Rossby sont visibles tandis que pour un voilier, les vagues générées par le vent sont plus importantes.

Dans cette étude il est question d'un type d'ondes spécifiques, celles qui se propagent à l'intérieur des fluides, dont l'amplitude est maximale sous la surface et que nous avons abordées dans les deux sections précédentes : les ondes internes (OI). Un témoignage historique de l'observation des OI est donné par Benjamin Franklin dans une lettre de 1762. A bord d'un bateau, il observe dans une "lampe Italienne" des mouvements importants de l'interface huile-eau, tandis que la surface semble immobile; ce qu'il n'a aucun mal à reproduire grâce à des expériences en cuve. *Ces ondes se produisent dans des eaux stratifiées en densité et/ou dans des fluides tournants, ce qui rend leur étude pertinente à l'échelle géophysique (grand lacs, océan, atmosphère, magma). En déferlant les OI sont susceptibles de produire un mélange vertical (cf. figure 2.4) à l'origine du maintien de la stratification abyssale (cf. chapitre 1). Dans cette section il est donc proposé une synthèse des principaux résultats de la théorie linéaire des ondes internes. Pour une discussion des résultats et des calculs plus détaillés, le lecteur est invité à consulter les ouvrages de référence (Lamb, 1945; LeBlond & Mysak, 1978; Gill, 1982; Pedlosky, 1987; 2003).*

¹La houle génère néanmoins une circulation résiduelle appelée dérive de Stokes, ce processus n'apparaît pas dans la théorie linéaire (cf. chapitre 1 partie -III-).

Les **ondes de gravité de surface**² ne sont pas à proprement parlé des Ol. Cependant il est souvent possible de faire un parallèle entre les processus régissant les Ol et ceux des ondes externes qui sont plus intuitifs car observés en surface. De plus le mode externe de la marée se propage comme une onde de gravité de surface *shallow-water*, c'est pourquoi nous rappelons la relation de dispersion des ondes de gravité de surface.

$$\omega^2 = gk \cdot \tanh(kH) \quad (\text{A.1})$$

★ *En eau profonde* ($H \gg \lambda$ i.e $\tanh \sim 1$) elle devient :

$$\omega^2 = gk \implies \begin{cases} c_\varphi &= \sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{g}{\omega} \quad (\text{Milieu dispersif}) \\ c_g &= \frac{\partial \omega}{\partial k} = c_\varphi/2 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

★ *En eau peu profonde* ($H \ll \lambda$ i.e $\tanh(x) \sim x$) elle devient :

$$\omega^2 = gk^2 H \implies c_\varphi = c_g = \sqrt{gH} \quad (\text{Milieu non dispersif}) \quad (\text{A.3})$$

où c_φ est la vitesse de phase de l'onde (correspond à la vitesse de propagation de la crête de l'onde); c_g est la vitesse de groupe de l'onde (correspond à la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde, ainsi que celle à laquelle se déplace un paquet d'ondes à travers l'océan). En eau profonde, la vitesse de phase dépend de la longueur d'onde. Les ondes longues se déplacent plus vite. Dans l'approximation d'une eau profonde, la vitesse de groupe est la moitié de la vitesse de phase. Ceci signifie que si on pouvait suivre un paquet d'onde se déplaçant sur l'océan, on verrait les crêtes des ondes apparaître à l'arrière du train d'ondes puis se déplacer à l'intérieur du train et finalement disparaître à l'avant, et ceci à une vitesse deux fois plus importante que celle du groupe. Cette propriété de dispersion des ondes de surface océaniques est utilisée pour localiser les orages.

Pour les ondes océaniques de surface, la direction de propagation de l'énergie est perpendiculaire à la crête des ondes. Plus généralement, pour d'autres types d'ondes telles que les ondes de Kelvin ou de Rossby, la vitesse de groupe n'est pas nécessairement perpendiculaire à la crête des ondes.

²Les ondes de gravité de surface sont aussi appelées ondes externes.

Equation du mouvement dans un fluide continûment stratifié

Les équations du mouvement dans un fluide continûment stratifié (*i.e* pour lequel le profil vertical de densité à l'état de repos est une fonction continue $\bar{\rho}(z)$) permettent d'établir une *relation de dispersion* qui relie les pulsations temporelles et spatiales des ondes présente.

Pour obtenir un telle relation il est nécessaire de faire un certain nombre d'hypothèses, à savoir ici que : le fluide est continûment stratifié et incompressible (*i.e* il y a conservation de la quantité de chaleur et de sel), la densité est supposée constante excepté dans sa contribution à la quantité de mouvement verticale (*i.e* approximation de Boussinesq), les effets de viscosité sont négligés et l'amplitude des ondes considérées est suffisamment faible pour qu'on s'autorise à négliger les termes non-linéaires dans toutes les équations.

Les équations de conservations de la quantité de chaleur (T) et de sel (S) sont linéarisées autour d'un état de repos du fluide, défini par $\bar{\rho}(z)$ (*i.e* $\bar{T}(z)$ et $\bar{S}(z)$), $\bar{p}(z)$ et $\bar{\mathbf{u}} = 0$. Cette hypothèse revient à considérer que les anomalies de densité sont dues uniquement à l'advection verticale du profil de densité $\bar{\rho}(z)$.

A contrario, un certain nombre d'hypothèses ne sont pas retenues car elles s'avèrent trop restrictives dans un cadre d'application assez large. *L'approximation hydrostatique n'est pas retenue* car on s'intéresse à des cas où la longueur d'onde horizontale n'est pas nécessairement très supérieure à la longueur d'onde verticale. En outre, la fréquence des ondes considérées n'est pas nécessairement très supérieure à la fréquence de Coriolis. *Les effets de la rotation de la terre ne sont donc pas négligeables*. Enfin, la propagation des OI de l'océan ayant lieu préférentiellement dans la thermocline, il est important de considérer une *fréquence de Brünt-Väisälä* (N^2) *non constante* (*i.e* $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z}$).

Finalement les équations de conservation de la quantité de mouvement, de la masse, de la quantité de chaleur et de sel peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho g}{\rho_0} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\rho_0 N^2}{g} w = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.8})$$

où ρ_0 est la densité de référence, f le paramètre de Coriolis, p et ρ les perturbations respectivement des champs de pression et de densité de l'état de repos, (u,v) les composantes horizontales de la vitesse et w la vitesse verticale.

Ondes internes dans un fluide continûment stratifié

★ **Cas sans rotation** Pour une onde propagative de la forme $w(x, y, z) = \hat{w}_0 \cdot e^{i(kx+ly+mz-\omega t)}$ et en éliminant toutes les autres variables dans les équations (A.4-A.8), on peut obtenir une équation de w :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_H^2 w = 0 \quad (\text{A.9})$$

où ∇^2 et ∇_H^2 sont définis respectivement par $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ et $\nabla_H^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

L'équation de dispersion s'écrit alors :

$$\omega^2 = \frac{k^2 + l^2}{k^2 + l^2 + m^2} N^2 \implies \begin{cases} \omega = \cos(\theta) \cdot N \\ c_g \cdot c = 0 \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

★ **Cas avec rotation** Pour obtenir (A.11) on procède comme dans le cas sans rotation, en considérant une onde propagative cette fois-ci de la forme $w(x, y, z) = \hat{w}(z) \cdot e^{i(kx+ly-\omega t)}$ ce qui donne :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 w + N^2 \nabla_H^2 w + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A.11})$$

soit :

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + \frac{(N^2 - \omega^2)(k^2 + l^2)}{\omega^2 - f^2} \hat{w} = 0 \quad (\text{A.12})$$

En posant :

$$m^2(z) \equiv \frac{(k^2 + l^2)(N^2(z) - \omega^2)}{\omega^2 - f^2} \quad (\text{A.13})$$

L'équation (A.12) se simplifie :

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + m^2(z) \hat{w} = 0 \quad (\text{A.14})$$

Pour des $m^2 < 0$, les solutions de (A.14) sont de la forme e^z , ce qui signifie que le dynamique est piégée en surface, il s'agit donc d'ondes de surface qui se propagent horizontalement. Pour des $m^2 > 0$, (A.14) admet des solutions trigonométriques en z , ce qui traduit une propagation des ondes internes sur la verticale. D'après l'équation (A.13) une condition nécessaire à l'existence des OI est que :

$$f < \omega < N$$

où il est supposé que $f < N$, ce qui est vérifié dans la quasi-totalité de l'océan.

L'approximation de Wentzel-Kramer-Brillouin (WKB) permet d'obtenir la relation de dispersion (A.16) en stipulant que les variations de $N(z)$ sont faibles *i.e* les variations relatives de $N(z)$ sur une longueur d'onde verticale sont inférieures à 1. Sous cette condition, les variations de $m(z)$ données par (A.13) sont également faibles. Fondamentalement, l'approximation WKB revient donc à considérer que les ondes se comportent localement

comme des ondes planes, à condition que les variations de $N(z)$ restent faibles. Dans ce cas on a :

$$m^2(z) = \frac{k^2(N^2 - \omega^2)}{\omega^2 - f^2} \quad (\text{A.15})$$

$$\omega^2 - f^2 = \frac{k^2}{m^2}(N^2(z) - \omega^2) \quad (\text{A.16})$$

En posant $\tan(\theta) = m/k$, (A.16) prend la forme suivante :

$$\omega^2 = f^2 \sin^2 \theta + N^2 \cos^2 \theta \quad (\text{A.17})$$

L'intervalle d'existence des OI ($f < \omega < N$) est important, de ce fait un certain nombre de cas limites sont possibles suivant les valeurs de ω (cf. tableau A.1).

Régime	Basse fréquence	Moyenne fréquence	Haute fréquence
Approximation	Hydrostatique	Hydrostatique et Coriolis négligeable	Coriolis négligeable
Fréquence	$\omega \sim f$	$f \leq \omega \leq N$	$\omega \sim N$

Tableau A.1 – Les différent régimes et leur approximations.

1. *Régime haute fréquence* : $\omega \sim N$ mais $\omega \leq N$

Dans ce cas f^2 est négligeable devant ω^2 par conséquent d'après (A.15) :

$$m^2 \simeq \frac{k^2(N^2(z) - \omega^2)}{\omega^2} \quad i.e \quad \omega^2 \simeq \frac{N^2 k^2}{m^2 + k^2} \quad (\text{A.18})$$

On retrouve donc une équation de dispersion similaire à celle du cas sans rotation *i.e* (A.10). Fondamentalement lorsque $\omega \sim N$ mais $\omega \leq N$ on peut négliger les effets dû à la force de Coriolis.

2. *Régime basse fréquence* : $\omega \sim f$ mais $\omega \leq N$

Dans ce cas ω^2 est négligeable devant N^2 , d'après (A.15) on a donc :

$$m^2 \simeq \frac{k^2 N^2}{\omega^2 - f^2} \quad i.e \quad \omega^2 \simeq f^2 + \frac{k^2 N^2}{m^2} \quad (\text{A.19})$$

Dans le régime basse fréquence on considère donc que $\partial w / \partial t$ est négligeable dans l'équation de la quantité de mouvement verticale, ce qui revient à formuler l'hypothèse hydrostatique.

3. Régime moyenne fréquence : $f \leq \omega \leq N$

Dans cet intervalle (A.15) devient :

$$m^2 \simeq \frac{k^2 N^2}{\omega^2} \quad (\text{A.20})$$

Par conséquent ce régime requiert les hypothèses d'hydrostatisme et de fluide en rotation *i.e* pour lequel la force de Coriolis est non négligeable.

Energie associée à la propagation des ondes internes

A partir des équations du mouvement et en considérant les approximations de Boussinesq, hydrostatique et de viscosité nulle, il est possible d'obtenir une équation d'évolution de l'énergie totale (\mathcal{E}) qui fait intervenir la densité du flux d'énergie (\vec{J}) (Gill, 1982) :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \text{div} \vec{J} = 0 \quad (\text{A.21})$$

où l'énergie totale est définie comme la somme de l'énergie cinétique et potentielle :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \left(\|\vec{u} + \vec{v} + \vec{w}\|^2 + \frac{g^2}{N^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right) \quad (\text{A.22})$$

et la densité du flux d'énergie est donnée par :

$$\vec{J} = p \cdot (\vec{u} + \vec{v} + \vec{w}) \quad (\text{A.23})$$

Le flux d'énergie ($\langle \vec{J} \rangle$) est donnée par la moyenne temporelle de \vec{J} sur une longueur d'onde ou sur une période. L'intégration de la composante normale de ce flux au travers une surface permet de connaître la quantité d'énergie qui traverse cette surface.

La figure A.1 représente le flux d'énergie de la marée interne (intégré sur la verticale) générée par interaction de l'onde M_2 avec l'archipel Hawaïien. Ce flux dérive d'un modèle numérique tridimensionnel, basé sur les équations primitive, non-linéaire, hydrostatique et à coordonnées sigma. \vec{J} est obtenu en intégrant sa composante normale sur les frontières de 5 domaines rectangulaires, placés à cheval sur l'archipel Hawaïien (domaines où apparaissent les vecteurs). Comme dans le cas de l'archipel des Tuamotu, l'énergie des ondes internes rayonne de part et d'autre de l'archipel dans une direction perpendiculaire aux flancs.

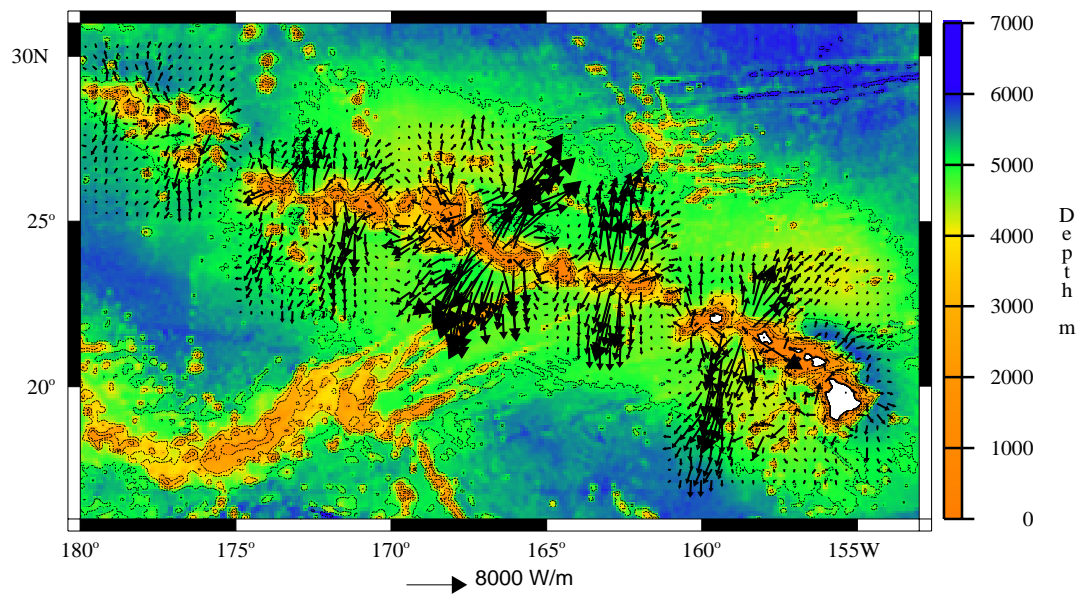


Figure A.1 – Flux d'énergie de la marée interne générée par interaction de l'onde M_2 avec l'archipel Hawaïen et intégré sur la verticale ($W.m^{-1}$). D'après Merrifield et al, 2001.

Annexe B

Publication

Cette annexe est acceptée dans la revue *Geophysical Research Letter* :

Koch-Larrouy A., G. Madec, P. Bouruet-Aubertot, T.Gerkema, L. Bessières and R. Molcard : On the transformation of Pacific Water into Indonesian ThroughFlow Water by internal tidal mixing. *Geophys. Res. Letter*



2 On the transformation of Pacific Water into Indonesian Throughflow 3 Water by internal tidal mixing

4 Ariane Koch-Larrouy,¹ Gurvan Madec,¹ Pascale Bouruet-Aubertot,¹ Theo Gerkema,²
5 Laurent Bessières,³ and Robert Molcard¹

6 Received 10 October 2006; revised 18 November 2006; accepted 16 January 2007; published XX Month 2007.

8 [1] The Indonesian archipelago is characterized by strong
9 internal tides, which are trapped in the different semi-
10 enclosed seas of the archipelago. Using tidal model results a
11 parameterization of the associated 3d tidal mixing is
12 developed. The resulting average vertical diffusivity is
13 $1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, which independently agrees with the estimates
14 inferred from observations. Introduced in a regional
15 OGCM, the parameterization improves the water mass
16 characteristics in the different Indonesian seas, suggesting
17 that the horizontal and vertical distributions of the mixing
18 are adequately prescribed. In particular, the salinity
19 maximum of the inflow water is reduced along the main
20 route, mainly in the Dewakang sill area. But also it is erased
21 in the Halmahera and Seram seas, the entrance of the eastern
22 route, so that salty waters doesn't penetrate the Banda Sea.
23 As a result the simulated Indonesian Throughflow Water are
24 in good agreement with observations. **Citation:** Koch-
25 Larrouy, A., G. Madec, P. Bouruet-Aubertot, T. Gerkema,
26 L. Bessières, and R. Molcard (2007), On the transformation of
27 Pacific Water into Indonesian Throughflow Water by internal
28 tidal mixing, *Geophys. Res. Lett.*, 34, LXXXXX, doi:10.1029/
29 2006GL028405.

31 1. Introduction

32 [2] The Indonesian Throughflow (ITF) is the only low-
33 latitude passage between two oceans. Due to its strategic
34 position, it plays an important role in the global ocean and
35 climate regulation [Hirst and Godfrey, 1993; Wajswicz and
36 Schneider, 2001]. The ITF is divided into three main
37 branches that advect either north or south Pacific waters.
38 The main route drives North Pacific water, characterized by
39 a salinity maximum (34.8 psu, North Pacific Subtropical
40 Water, NPSW, black curve box 1 (Figure 1)), through the
41 Sulawesi Sea and the Makassar Strait, and exits through the
42 Lombok and Ombai Straits and through the Timor Passage
43 (Figure 1) [Gordon and Fine, 1996]. About 90% of the ITF
44 thermocline water flows through this main route with an
45 estimated transport of $10 \pm 5 \text{ Sv}$ ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) [Gordon,
46 2005]. The second route advects subthermocline water of
47 South Pacific origin through the Maluku Sea and the
48 Lifamatola Strait. It has a transport of $\sim 1.5\text{--}3 \text{ Sv}$ [Van
49 Aken et al., 1988; Gordon et al., 2003]. South Pacific waters

characterized by a higher salinity maximum around 50
35.45 psu (South Pacific Subtropical Water, SPSW, black 51
curve box 4 (Figure 1)) flow through the last route passing 52
by the Halmahera, Seram and Banda Seas [Gordon and 53
Fine, 1996]. About 10% of the thermocline water is 54
advected by this last branch with a transport of ~ 1 or 2 Sv 55
inferred from the balance between the exit and the entrance 56
[Gordon, 2005]. 57

[3] In the Banda Sea, where the two routes of thermo- 58
cline waters converge, there is no more signature of the two 59
salinity maxima. Instead, transformations of these Pacific 60
incoming waters has led to a unique water mass that has a 61
constant salinity below 20°C (34.58 psu, box 8 (Figure 1)). 62

[4] Several studies suggest that internal tides are respon- 63
sible for the intense mixing required for this transformation in 64
the ITF region [Schiller, 2004; Hatayama, 2004; Robertson 65
and Ffield, 2005]. The Carrère and Lyard [2003] model 66
gives the amount of energy transferred from barotropic tides 67
to baroclinic tides, which is particularly strong in this area 68
(Figure 1, middle plot). Over the Indonesian semi-enclosed 69
seas 0.11 TW is transferred, which represent 10% of the 70
energy transfer in the global ocean (1.1 TW) for a surface of 71
 0.5% of the entire ocean. So the energy transfer averaged 72
over this area is 20 times higher per unit of area than the 73
averaged value over the entire ocean. 74

[5] The mean vertical diffusivity required to reproduce the 75
observed water mass transformations has been estimated 76
using an advection-diffusion model to be $1\text{--}2 \text{ cm}^2/\text{s}$ [Ffield 77
and Gordon, 1992; Hautala et al., 1996]. However, this 78
value is deduced from a T-S budget over the whole area and 79
cannot describe the spatial distribution of mixing. A few sets 80
of measurements and numerical experiments suggested that 81
mixing is highly variable in the Indonesian seas with clear 82
enhancement at sills and continental shelves (up to $60 \text{ cm}^2/\text{s}$) 83
[Hatayama, 2004], as opposed to the sub-basins interiors 84
($0.09 \text{ cm}^2/\text{s}$) [Alford et al., 1999; Ffield and Robertson, 85
2005; Robertson and Ffield, 2005]. Nevertheless the precise 86
locations of water mass transformations remain unclear. 87

[6] This study investigates the role of internal tidal 88
mixing on water mass transformation in the archipelago 89
sub-basins. With this purpose an OGCM (section 3) is used 90
with a specific parameterization that mimics the internal tide 91
effect in this particular region (described in section 2). The 92
main results about where this tidal mixing occurs and how it 93
affects water masses are presented in section 4. Conclusions 94
are given in section 5. 95

96 2. Tidal Mixing Parameterization

[7] Our parameterization of tidal mixing follows the 97
general formulation for the vertical eddy diffusivity pro- 98

¹Laboratoire d'Océanographie et du Climat, Laboratoire d'Océanogra-
phie Dynamique et de Climatologie, Paris, France.

²Royal Netherlands Institute for Sea Research, Den Burg, Netherlands.

³Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale,
Toulouse, France.

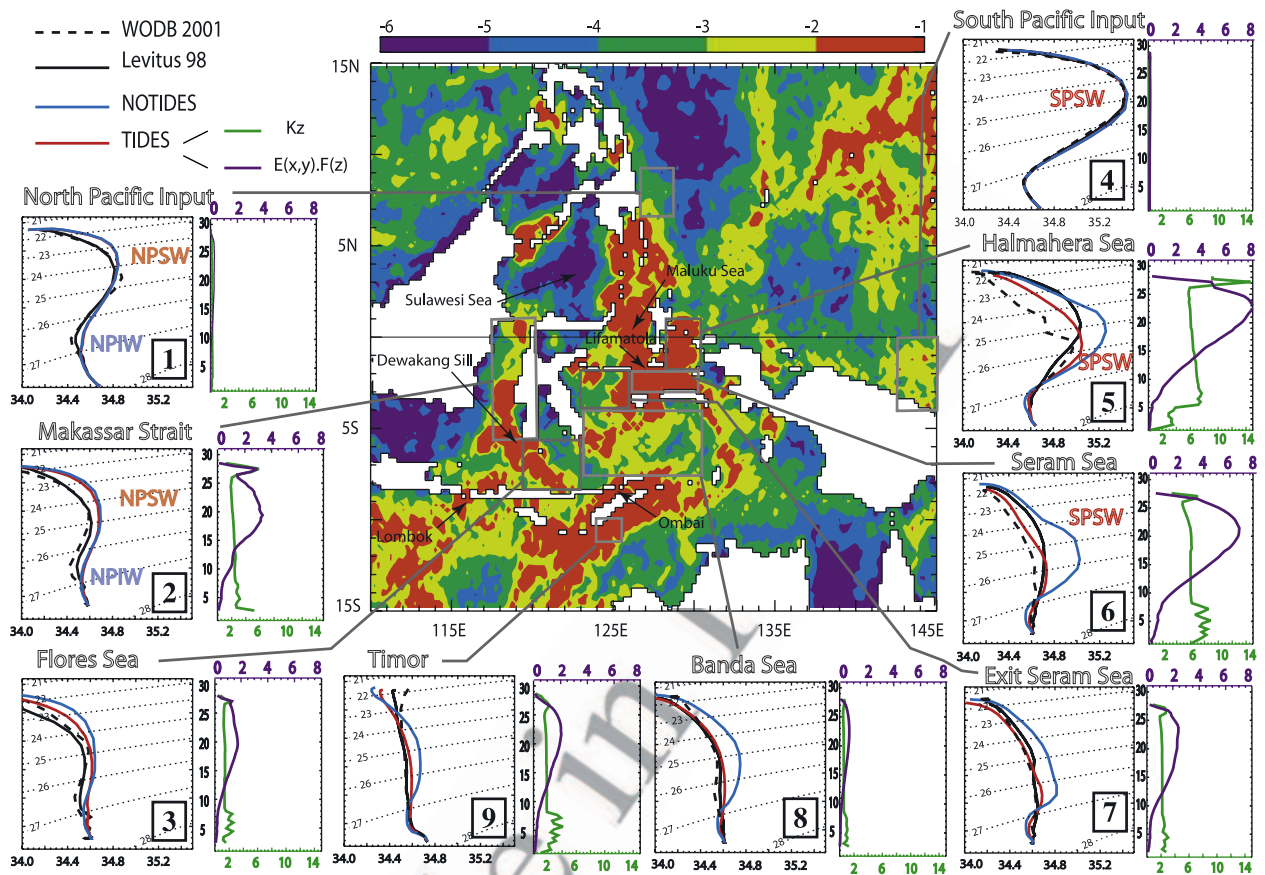


Figure 1. Map of barotropic to baroclinic tides energy transfer (E) from the *Carrère and Lyard* [2003] model (logarithmic scaling, TW/m^2). Significant vertical diffusivity is only generated in the red patches. Plots show horizontally averaged properties in the 9 boxes indicated on the map; (left) T-S diagram of the World Ocean Data Base 2001 (solid black line), *Levitus et al.* [1998] (dashed black line), NOTIDES (blue line), and TIDES (red line) and (right) vertical profile of the energy transfer [$E(x,y).F(z)$] (purple) given in $10^{-4} \text{ TW}/\text{m}^3$ and the vertical diffusivity (green) given in cm^2/s . Vertical scale is the temperature.

99 posed by *St. Laurent et al.* [2002] and implemented by
 100 L. Bessières et al. (Improved tidally driven mixing in a
 101 numerical model of the ocean general circulation, submitted
 102 to *Ocean Modeling*, 2006) in the OGCM used in this study.
 103 In this formulation the vertical diffusivity resulting from
 104 internal tide breaking, k_{tides} is expressed as a function of the
 105 energy transfer from barotropic tides to baroclinic tides
 106 which is a function of space and stratification:

$$k_{\text{tides}} = \frac{q\Gamma E(x,y)F(z)}{\rho N^2} \quad (1)$$

108 Where $\Gamma = 0.2$ is the mixing efficiency, N the Brunt-Väisälä
 109 frequency, ρ the density, q the tidal dissipation efficiency,
 110 $E(x,y)$ the energy transfer per unit of area from barotropic
 111 tides to baroclinic tides and $F(z)$ its vertical structure.

112 [8] In this formulation three key parameters have been
 113 adjusted to the ITF region: q , $E(x,y)$, $F(z)$.

114 [9] 1. The Indonesian archipelago is a complex geo-
 115 graphic region with a series of large, deep, semi-enclosed
 116 basins connected via numerous narrow straits. Once gener-
 117 ated, internal tides remain confined within this semi-
 118 enclosed area and hardly radiate away. Therefore all the

119 internal tides energy is consumed within this area. So it is
 120 assumed that $q = 1$.

121 [10] 2. $E(x,y)$ has been inferred from a finite element
 122 barotropic ocean tidal model [*Le Provost et al.*, 1994;
 123 *Carrère and Lyard*, 2003]. Four main regions of high
 124 energy transfer can be distinguished on the map displayed
 125 in Figure 1 (middle plot): In the eastern route (Halmahera,
 126 Seram and Maluku Seas) $4.1 \cdot 10^{-2} \text{ TW}$ (40% of the energy
 127 within the semi-enclosed seas) is dissipated. The western
 128 route (Makassar, Flores Seas), accounts for $2.4 \cdot 10^{-2} \text{ TW}$
 129 (21%). The Timor Passage accounts for $1.9 \cdot 10^{-2} \text{ TW}$
 130 (17%). Finally, in the entrance of the Sulawesi Sea
 131 $1.1 \cdot 10^{-2} \text{ TW}$ (10%) is converted. The energy distribution
 132 is therefore highly heterogeneous with clear enhancement
 133 before and after the Banda Sea.

134 [11] Once generated the internal tides propagate and
 135 remain confined in each semi-enclosed sea where they have
 136 been generated. We successively tested applying either the
 137 mean $E(x,y)$ over each semi-enclosed sea or the local value
 138 of $E(x,y)$. The transformation of the water mass remains
 139 unchanged. In the following we use for $E(x,y)$ the energy
 140 transfer displayed in Figure 1.

141 [12] 3. The vertical distribution of the energy dissipation,
 142 $F(z)$, is a key point of the parameterization. This distribution

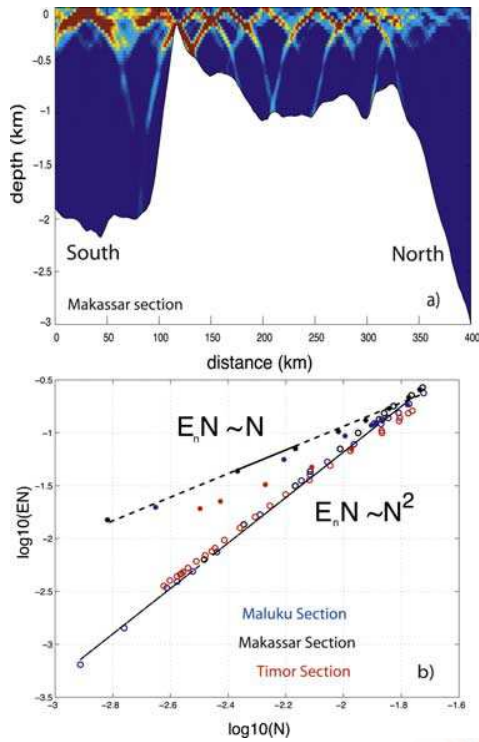


Figure 2. (a) Vertical section of the energy of the semi-diurnal, $M2$, baroclinic tide along the Maluku Strait vertical section. (b) $E_n N$ as a function of N in (\log , \log) coordinates for the Maluku Sea, the Makassar and Timor straits vertical sections; $E_n N$ scales like N^2 in the ocean interior up to the depth of maximum of N^2 and scales like N above.

143 depends on the specificities of internal-tide generation and
 144 thus can vary strongly from one region to another. In order
 145 to determine the vertical distribution of internal tides (and
 146 hence that of their induced dissipation and mixing), an
 147 internal-tide generation model [Gerkema et al., 2004] was
 148 applied to several vertical sections in the most important
 149 straits of the ITF. The model involves a 3D velocity field,
 150 but assumes full uniformity in the along-slope direction.
 151 The forcing mechanism involves three ingredients which
 152 need to be prescribed: the barotropic cross-slope flux, the
 153 topographic profile (uniformity is assumed in the along-
 154 slope direction), and the buoyancy frequency $N(z)$. The
 155 model is linear and hydrostatic, in the horizontal cross-
 156 slope direction a fourth-order central-difference scheme is
 157 used (resolution of 400 m), in the vertical a Chebyshev
 158 collocation method is used involving 60 polynomials. Time-
 159 integration is done using a third-order Adams-Bashforth
 160 scheme. We start from rest and carry out a calculation over
 161 20 tidal periods; by the end, all transients have left the
 162 domain of interest, and have been absorbed by sponge
 163 layers placed at the outer ends.

164 [13] The bathymetry was inferred from the TOPEX data-
 165 set (http://topex.ucsd.edu/cgi-bin/get_data.cgi). Buoyancy
 166 frequency is set from observations and the barotropic
 167 cross-slope flux is arbitrarily prescribed to a constant value.
 168 The two dominant tidal components, $M2$ and $K1$, are used
 169 separately. An example of the spatial distribution of the tidal

energy is shown in Figure 2a for the semi-diurnal $M2$ 170
 baroclinic tide along the Makassar Strait vertical section. 171
 The baroclinic tide is mainly generated where the bottom 172
 slope is critical (i.e. corresponds to the direction of propa- 173
 gation of the baroclinic tide). 174

[14] The purpose is to provide a vertical profile of energy 175
 dissipation, namely $F(z)$ in equation (1), inferred from the 176
 spatial distribution of the energy of the baroclinic tide. It is 177
 assumed that the energy dissipation scales like $E_n N$, where 178
 E_n is the energy of the baroclinic tide. In doing so, the 179
 typical time scale for energy dissipation is set to be $1/N$. The 180
 physical argument behind this scaling is that the duration of 181
 wavebreaking events scales with the smallest period of 182
 internal waves. This parameterization of energy dissipation 183
 is consistent with that presented by D'Asaro and Lien 184
 [2000] for high energy level of the internal wave field. 185

[15] The depth dependence of the energy dissipation, and 186
 more precisely $F(z)$, is inferred from the vertical profile of 187
 $E_n N$: $F(z) = E_n N / \int E_n N dz$, which is then substituted into 188
 equation (1). 189

[16] Alternatively one could look for a formulation of the 190
 energy dissipation as a function of the stratification alone, 191
 which would allow to deal with varying stratification during 192
 the numerical simulation. These two quantities are dis- 193
 played in Figure 2b. Interestingly two scaling laws were 194
 found depending on the sign of the vertical gradient of N : 195
 $E_n N \sim N$ when $dN/dz < 0$ (above the core of the thermo- 196
 cline) and $E_n N \sim N^2$ when $dN/dz > 0$, which are then 197
 substituted into equation (1): 198

$$k_{ides} = \begin{cases} q\Gamma E(x,y) / \left(\rho \int N^2 dz \right) & \text{when } dN/dz < 0 \\ q\Gamma E(x,y) / \left(\rho N \int N^2 dz \right) & \text{when } dN/dz > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Figure 1 displays the key parameters involved in the 200
 parameterization: $E(x,y)$, the vertical profiles horizontally 201
 averaged over different boxes of the energy transfer 202
 $[E(x,y).F(z)]$ and of the eddy diffusivity kz . The profile of 203
 the energy transfer is maximum in the thermocline. On the 204
 lower part of the thermocline and below the vertical 205
 diffusivity becomes uniform on the vertical (equation (2)). 206
 The irregularities near the bottom are only due to the 207
 average on the vertical of ocean water columns that do not 208
 have the same depth. In the regions of strong concentration 209
 (Seram and Halmahera Seas, Makassar Strait, Timor 210
 passage), the averaged energy reaches its maximum in the 211
 thermocline (2.10^{-4} to 8.10^{-4} TW). Averaged vertical 212
 diffusivities reach values of a few cm^2/s , with a maximum 213
 of a dozens of cm^2/s above sills in agreement with 214
 Hatayama [2004]. The vertical diffusivity averaged over 215
 all the semi-enclosed seas is about $1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$. This result 216
 based on tidal energy constrain is in very good agreement 217
 with the estimation of advection diffusion model based on 218
 independent data set [Ffield and Gordon, 1992; Hautala et 219
 al., 1996]. This suggests that the tides energy is a major 220
 source of energy to explain the strong vertical diffusivity 221
 found in the Indonesian region. 222

3. Ocean Model Configuration 223

[17] The model configuration is a sub-domain of the 224
 global ocean model ORCA025 described by Barnier et al. 225

[2006]. It uses the latest version of the NEMO/OPA Ocean General Circulation model (G. Madec, NEMO = the OPA9 ocean engine, note du pole de modelisation, 2006, Institut Pierre-Simon Laplace, available at <http://www.lodyc.jussieu.fr/NEMO/>). The model has a 0.25° horizontal resolution with eddy resolving capabilities which is a good compromise between CPU consumption and complex strait configuration. The vertical grid has 46 levels, with a resolution ranging from 5 m at the surface to 250 m at the bottom. Partial step for bathymetry modeling has been implemented. The background vertical diffusivity is $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$. The domain extends from 95°E to 145°E in longitude and from 25°S to 25°N in latitude. Open boundary conditions are provided by the reference simulation ORCA025 [Barnier *et al.*, 2006]. The model is forced by daily climatological wind stress fields derived weekly from the European Remote Sensing satellites (ERS) during the period 1992–2001. Surface heat fluxes and evaporation are computed with bulk formulas using climatologies from the ERS satellites and the Climate Prediction Center Merged Analysis of Precipitation (NCEP/NCAR) for surface air temperature, specific humidity and observational climatology of cloud cover. The surface fresh water flux is derived from the CMAP precipitation maps to which is added a weak relaxation to the surface salinity of Levitus *et al.* [1998].

[18] To investigate the influence of the tidal mixing parameterization on the water mass transformation in the Indonesian region, two 10-year simulations were performed that only differ by the vertical mixing parameterization: NOTIDES (without the tidal mixing parameterization), TIDES (with the tidal mixing parameterization). Two additional experiments were performed in order to isolate the influence of tidal mixing along the western route and the eastern routes: TIDES-E (with tidal mixing parameterization only on the eastern route), TIDES-W (with the tidal mixing parameterization only in the western route).

4. Results

[19] In terms of transport, the TIDES and NOTIDES experiments are roughly identical (no more than 5% differences). In both, the total transport (16.6 Sv) is 30% larger than the observed estimates ($10 \pm 5 \text{ Sv}$) but is in good agreement with the Island Rule calculation [Godfrey, 1989] applied to the model wind stress forcing. The paths within the Indonesian archipelago are well represented by the model. The major route is passing through the Makassar strait with a North Pacific origin. The transport through the 3 exits and their relative balance compares well with observations, even if they are 10–40% larger than observed: $2.6, 6.3, 7.7 \text{ Sv}$ vs. $1.7, 4.3, 4.5\text{--}7 \text{ Sv}$, for the Lombok Strait [Arief and Murray, 1996], the Ombai Strait [Molcard *et al.*, 2001], and the Timor Passage [Molcard *et al.*, 1996; Cresswell *et al.*, 1993] respectively. Part of the flow recirculates west of Banda Sea before exiting through the Timor passage. On the eastern route, a deep flow enters the Indonesian seas from the South Pacific (2.6 Sv) and from the North Pacific (1.8 Sv) via Maluku and Lifamatola Strait (50% larger than in the work of Gordon *et al.* [2003]). Furthermore, annual transport via the last route, advecting thermocline water from South Pacific Ocean through the

Halmahera and Seram Seas is 0.25 Sv in the surface layer, almost zero in the density range of the salinity maximum of the SPSW, and 0.25 Sv in the density range of the South Pacific Central Water. Seasonally, the flow reverses and, all along the year, eddies induce large recirculations. In the upper thermocline, maximum southward transport occurs in April whereas for the lower thermocline the flow is southward from October to February with a value that does not exceed 1 Sv . The transport along this route is slightly underestimated (0.5 Sv) compared to the value of 1 Sv deduced from observation [Gordon, 2005].

[20] Even though the transports are similar, the water mass transformation strongly differs in the TIDES and NOTIDES experiments. The water mass transformation is shown in Figure 1 which displays observed and simulated T-S diagram in several sub-basins along the pathways within the Indonesian archipelago. In the observations, the North and South Pacific subtropical salinity maxima are attenuated all along their respective western and eastern route (black curves in Figure 1). In particular the SPSW salinity maximum is strongly eroded from its entrance in the Halmahera Sea (box 5, Figure 1) and vanishes in the Seram Sea (box 6–7, Figure 1). Therefore, these observational results clearly show that this mixing of the SPSW happened before entering the Banda Sea. The NOTIDES experiment cannot reproduce these transformations; the SPSW salinity maximum signature is still visible in the Seram and Banda Seas in opposition to what is observed. In contrast, the TIDES run reproduces well the transformations in all the sub-basins, eroding the subtropical salinity maximum of the western and eastern route as observed. It leads to a significant improvement of the outflow in the Timor Passage. Results from TIDES-W and TIDES-E (not shown) reveal that half of this improvement is due to the transformation in the western route and the other half to the transformation in the eastern route, suggesting that mixing in both routes has its importance in setting the water mass characteristics even though the respective transports differ strongly.

[21] For the western route, the North Pacific water mass presents a bias (box 1, Figure 1) at the entrance still visible within the Makassar Strait and the Flores Sea. The maximum of salinity is progressively eroded in Makassar Strait and in Flores Sea. The salt content is conserved and redistributed on the vertical. This route receives 21% of the tidal energy of all the semi-enclosed seas (0.024 TW). This generates a mean vertical diffusivity of 1 to $2 \text{ cm}^2/\text{s}$ in the thermocline with local maximum of $14 \text{ cm}^2/\text{s}$ above Dewakang Sill (separating the southern Makassar Strait from the Flores Sea). This improves the profiles in the Flores Sea (box 3). Figure 3, which displays the salinity in the upper and lower thermocline for both TIDES and NOTIDES experiments, points out the particular role of the Dewakang Sill on the water masses transformation. Along the upper western route, the salinity decreases due to strong vertical mixing at the Dewakang Sill (34.65 psu in NOTIDES, to 34.58 psu in TIDES run (Figure 3)). This causes the salinity difference in the Southwest Banda Sea between the two experiments. The salinity change is weak but it concerns 90% of the ITF thermocline water. Therefore, this confirms Hatayama's [2004] results that demon-

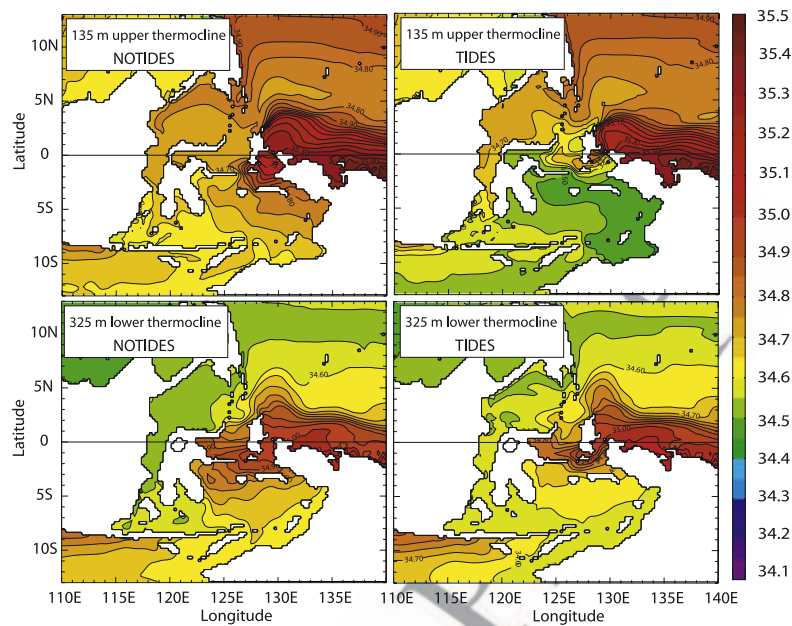


Figure 3. Salinity in the upper and lower thermocline for the TIDES and NOTIDES run.

347 strated the major role of the Dewakang Sill in water masses
348 transformation induced by vertical tidal mixing.

349 [22] On the eastern route, the effect of internal tidal
350 mixing is even more striking than for the western route.
351 The South Pacific water mass at the entrance is reproduced
352 in good agreement with observations (box 4, Figure 1). In
353 the Halmahera and Seram Seas (boxes 5–6), the available
354 tidal energy is greater than 0.041 TW (Figure 1, middle
355 plot) representing 40% of the energy contained in the semi-
356 enclosed seas of the archipelago. This generates an averaged
357 vertical diffusivity as high as $6 \text{ cm}^2/\text{s}$ with a local maximum
358 of $14 \text{ cm}^2/\text{s}$ in the thermocline. This mixing reduces the
359 salinity maximum in the Halmahera Sea from 35.2 psu
360 (NOTIDES run) to 35.0 psu (TIDES run) and in Seram Sea
361 from 35.0 to 34.7, in good agreement with observations
362 (black curves). At the Seram Sea exit (box 7, Figure 1) and
363 in the TIDES experiment, the water column has no more
364 signature of the SPSW, as observed. Therefore, the trans-
365 formation of the SPSW clearly occurs before the Banda Sea.
366 Furthermore, within the Banda Sea, the average vertical
367 diffusivity is weak, with values of about $0.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ and a
368 local maximum that does not exceed $0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$. This
369 suggests that the Banda Sea does not play an important
370 role in vertical mixing for either route since the energy is
371 much higher before entering this Sea.

372 [23] Figure 3 illustrates the invasion in the Banda Sea of
373 South Pacific salty waters when no enhanced tidal mixing
374 parameterization (NOTIDES experiment). Indeed, without
375 any specific representation of vertical mixing, the eastern
376 route pollutes the upper thermocline of the Banda Sea and
377 the Timor exit with salty water, despite the relatively weak
378 transport along this route. Using the tidal vertical param-
379 eterization (TIDES experiment) prevents such a penetration
380 (Figure 3). The salt content of the Banda Sea is partly
381 redistributed on the vertical but also is reduced. Indeed tidal
382 mixing erases the salinity maximum at the entrance of

Halmahera Sea in the core of the southward baroclinic flow 383
(not shown). Some of the salt contained in the SPSW is 384
redistributed in the vertical without entering the Indonesian 385
Seas. Moreover the rest of the salty water from SPSW 386
remains confined in the Seram Sea in good agreement with 387
Gordon [2005, Figure 3D]. In addition, the lower thermo- 388
cline in the Banda Sea is also improved by vertical mixing, 389
with the signature of the salty waters from the SPSW still 390
visible, in good agreement with observations [*Gordon, 391*
2005]. 392

[24] The Banda Sea salinity characteristics are therefore 393
strongly influenced by the eastern route, even if its associ- 394
ated transport is weaker than its western counterpart. The 395
mixing in the Halmahera and Seram Seas controls the 396
salinity in the Banda Sea and the effect of vertical tidal 397
mixing plays a major role in determining the T-S profiles in 398
that area and in the Timor Passage (TIDES-E, not shown). 399

5. Conclusion 400

[25] The role of tidal vertical mixing on water mass 401
transformation in the ITF has been investigated using a 402
set of regional OGCM simulations. In this region, the 403
energy transfer from barotropic tides to baroclinic tides, E, 404
is highly heterogeneous and its area mean magnitude is 405
20 times higher than for the global ocean. Moreover the ITF 406
is a unique area where this strong internal tidal energy 407
hardly radiates away due to the existence of multiple semi- 408
enclosed seas, and remains confined. Based on *St. Laurent* 409
et al.'s [2002] work, we developed a specific parameteri- 410
zation to mimic the internal tides effect in this particular 411
region. The parameterization relies on the following 412
3 points: (1) all the energy generated is available for mixing; 413
(2) the horizontal distribution of the energy dissipation is 414
constrained by E provided by the *Carrère and Lyard [2003]* 415
tidal model results. (3) Using a 2D linear model of internal 416

417 tide generation [Gerkema *et al.*, 2004] applied to several
 418 vertical section of the Indonesian straits, the vertical distri-
 419 bution of the energy dissipation is found to be proportional
 420 to N^2 below the core of the thermocline and to N above. The
 421 model results show a maximum of energy dissipation within
 422 the thermocline. The resulting vertical diffusivities vary
 423 from a few cm^2/s to a dozen of cm^2/s . The vertical
 424 diffusivity is constant bellow the core of the thermocline
 425 and its average over the semi-enclosed seas is $1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, in
 426 good agreement with the independent estimation of F_{field}
 427 and Gordon [1992], who used an advection diffusion
 428 model. This agreement suggests that the tidal energy is a
 429 major source of energy to explain the strong transformation
 430 of Pacific water mass within the Indonesian archipelago.
 431 When applying the parameterization in the $1/4^\circ$ OGCM used
 432 here, the T-S properties in all the Indonesian basins, are
 433 considerably improved and reach a good agreement with in
 434 situ observations. This suggests that the spatial distribution
 435 of the vertical diffusivity is adequately prescribed and able
 436 to reproduce the heterogeneity of the mixing. In particular,
 437 20% of the tidal energy is dissipated along the western route
 438 and related to the very localized transformation that occurs
 439 in the vicinity of the Dewakang Strait. The associated
 440 salinity change is relatively modest, but it significantly
 441 influences the T-S characteristics at the exits of the archi-
 442 pelago as it involves 90% of the flow in the thermocline.
 443 Furthermore, 40% of the tidal energy is concentrated in the
 444 Halmahera and Seram Seas where a major improvement of
 445 the water mass occurs. Indeed, even if it concerns a minor
 446 pathway its impact on the Banda Sea and the Indonesian
 447 Throughflow Water T-S characteristics is predominant.

448 [26] **Acknowledgments.** We thank the DRAKKAR project and in
 449 particular Anne-Marie Tréguier for the ITF configuration and data at open
 450 boundaries condition. We also thank F. Lyard and the late and regretted
 451 C. Le Provost for providing the outputs from the Tidal model. We thank
 452 Agus Atmadipoera and Matthieu Lengaigne for fruitful discussions. This
 453 work is supported by MERCATOR-ocean (projects 100043 and 061396)
 454 and by the Marine Environment and Security for the European Area
 455 project (MERSEA, SIP3 CI 2003 502885). The ocean model integrations
 456 have been performed at the Institut de Développement et des Ressources en
 457 Informatique Scientifique (IDRIS, project 51140 and 1396). P. Bouruet-
 458 Aubertot acknowledges the Royal Netherlands Institute for Sea Research
 459 for financial support to this collaboration. Theo Gerkema is supported by
 460 the NOW/ALW program CLIMA-DIM.

461 References

462 Alford, M. H., M. C. Gregg, and M. Ilyas (1999), Diapycnal mixing in the
 463 Banda Sea: Results of the first microstructure measurements in the
 464 Indonesian Throughflow, *Geophys. Res. Lett.*, *26*(17), 2741–2744.
 465 Arief, D., and S. P. Murray (1996), Low-frequency fluctuations in the
 466 Indonesian throughflow through Lombok Strait, *J. Geophys. Res.*, *101*,
 467 12,455–12,464.
 468 Barnier, B., et al. (2006), Impact of partial steps and momentum advection
 469 schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolu-
 470 tion, *Ocean Dyn.*, *56*, 377–378, doi:10.1007/s10236-006-0090-1.
 471 Carrère, L., and F. Lyard (2003), Modeling the barotropic response of the
 472 global ocean to atmospheric wind and pressure forcing: Comparisons

with observations, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(6), 1275, doi:10.1029/
 2002GL016473. 473
 474
 Cresswell, G., A. Frische, J. Peterson, and D. Quadfasel (1993), Circulation 475
 in the Timor Sea, *J. Geophys. Res.*, *98*, 14,379–14,389. 476
 D’Asaro, E. A., and R. C. Lien (2000), The wave-turbulence transition for 477
 stratified flows, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*, 1669–1678. 478
 Ffield, A., and A. L. Gordon (1992), Vertical mixing in the Indonesian 479
 thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, *22*, 184–195. 480
 Ffield, A., and R. Robertson (2005), Indonesian Seas fine structure varia- 481
 bility, *Oceanography*, *18*, 108–111. 482
 Gerkema, T., F.-P. A. Lam, and L. R. M. Maas (2004), Internal tides in the 483
 Bay of Biscay: Conversion rates and seasonal effects, *Deep Sea Res.*, 484
Part II, *51*, 2995–3008. 485
 Godfrey, J. S. (1989), A Sverdrup model of the depth-integrated flow for 486
 the world ocean allowing for island circulations, *Geophys. Astrophys.* 487
Fluid Dyn., *45*, 89–112. 488
 Gordon, A. L. (2005), Oceanography of the Indonesian seas and their 489
 throughflow, *Oceanography*, *18*, 14–27. 490
 Gordon, A. L., and R. A. Fine (1996), Pathways of water between the 491
 Pacific and Indian oceans in the Indonesian seas, *Nature*, *379*(6561), 492
 146–149. 493
 Gordon, A. L., C. F. Giulivi, and A. G. Ilahude (2003), Deep topographic 494
 barriers within the Indonesian seas, *Deep Sea Res.*, *Part II*, *50*, 2205– 495
 2228. 496
 Hatayama, T. (2004), Transformation of the Indonesian throughflow water 497
 by vertical mixing and its relation to tidally generated internal waves, 498
J. Oceanogr., *60*, 569–585. 499
 Hautala, S., J. L. Reid, and N. A. Bray (1996), The distribution and mixing 500
 of Pacific water masses in the Indonesian Seas, *J. Geophys. Res.*, *101*, 501
 12,375–12,390. 502
 Hirst, A. C., and J. S. Godfrey (1993), The role of the Indonesian Through- 503
 flow in a global ocean GCM, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 1057–1086. 504
 Le Provost, C., M. L. Genco, F. Lyard, P. Vincent, and P. Canceil (1994), 505
 Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrody- 506
 namic model, *J. Geophys. Res.*, *99*, 24,777–24,798. 507
 Levitus, S., T. P. Boyer, M. E. Conkright, T. O’Brien, J. Antonov, 508
 C. Stephens, L. Stathoplos, D. Johnson, and R. Gelfeld (1998), *World* 509
Ocean Database 1998, vol. 1: Introduction, *NOAA Atlas NESDIS 18*, 346 510
 pp., NOAA, Silver Spring, Md. 511
 Molcard, R., M. Fieux, and A. G. Ilahude (1996), The Indo-Pacific 512
 Throughflow in the Timor Passage, *J. Geophys. Res.*, *101*, 12,411– 513
 12,420. 514
 Molcard, R., M. Fieux, and F. Syamsudin (2001), The Throughflow within 515
 Ombai Strait, *Deep Sea Res.*, *Part I*, *48*, 1237–1253. 516
 Robertson, R., and A. Ffield (2005), M_2 baroclinic tides in the Indonesian 517
 Seas, *Oceanography*, *18*, 62–73. 518
 Schiller, A. (2004), Effects of explicit tidal forcing in an OGCM on the 519
 water-mass structure and circulation in the Indonesian throughflow region, 520
Ocean Modell., *6*, 31–49. 521
 St. Laurent, L. C., H. L. Simmons, and S. R. Jayne (2002), Estimating 522
 tidally driven mixing in the deep ocean, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(23), 523
 2106, doi:10.1029/2002GL015633. 524
 Van Aken, H. M., J. Punjawan, and S. Saimima (1988), Physical aspects of 525
 the flushing of the east Indonesian basins, *Neth. J. Sea Res.*, *22*, 315– 526
 339. 527
 Wajsowicz, R. C., and E. K. Schneider (2001), The Indonesian through- 528
 flow’s effect on global climate determined from the COLA coupled cli- 529
 mate system, *J. Clim.*, *14*, 3029–3042. 530

P. Bouruet-Aubertot, A. Koch-Larrouy, G. Madec, and R. Molcard, 532
 Laboratoire d’Océanographie et du Climat, Laboratoire d’Océanographie 533
 Dynamique et de Climatologie, boîte 100 4 place Jussieu, F-75252 Paris, 534
 France. (akllod@lodyc.jussieu.fr) 535
 T. Gerkema, Royal Netherlands Institute for Sea Research, P.O. Box 59, 536
 NL-1790 AB Den Burg, Netherlands. 537
 L. Bessières, Laboratoire d’Etudes en Géophysique et Océanographie 538
 Spatiale, 18, av. Edouard Belin, F-31401 Toulouse cedex 9, France. 539

Influence of oceanic tides upon the mean oceanic circulation in a climate perspective

Tides have long been considered as a high frequency phenomenon which was supposed to be limited to continental shelves. Thereby, tides were not likely to interact with the oceanic general circulation and thus on the climate's low frequency dynamic. Since altimetric data and global tidal hydrodynamic solutions have reached a centimetric resolution, a connection between tides and climate is now conceivable. The goal of this study is thus to explore what are the effects of the tides on the oceanic general circulation. These effects take place through two essential physical processes : (i) the highly non-linear dynamic of the tides and, (ii) the dissipation of their energy in deep ocean as vertical mixing or heat.

In order to examine each of these aspects, the chosen method consists in parameterizing the tides in a three-dimensional ocean general circulation model (OGCM) dedicated to climate : NEMO. For this, the off-line outputs of a two-dimensional hydrodynamical tidal model (MOG2D-G) are used. At first, a map of the global residual mean circulation (CRM) generated by the tidal non-linear dynamic is computed for the first time and described. This CRM, obtained with MOGD2-G is then introduced as an external forcing in the OGCM NEMO. In a second time, the tidal energy dissipation is examined. At first, the fraction of tidal energy dissipated as heat is quantified. This enables to determine if, like geothermal flux, it could play a significant role in the abyssal circulation, and it is concluded that it is not the case. Then, the fraction of tidal energy dissipated locally as vertical mixing via internal waves is considered. This tidal mixing (TM) results from the energy transfer of the barotropic mode to the baroclinic ones i.e the tidal conversion rate. This transfer is diagnosed using MOG2D-G and integrated in NEMO through a vertical turbulent mixing parameterization.

It is concluded that : (i) the sole TM can have a significant impact on the oceanic general circulation and thus on climate, (ii) that introducing local TM in OGCM is a key point for a proper modeling of abyssal water masses transport and, (iii) that from now on it is crucial to consider the fraction of TM which is generated away from the generation site.

Keywords : oceanic general circulation / tidal dissipation / internal waves / tidal conversion rate / residual mean circulation / ocean general circulation model (OGCM) / tidal mixing (TM) parameterization

Impact des marées sur la circulation générale océanique dans une perspective climatique

La marée océanique a longtemps été considérée comme un phénomène haute fréquence dont la zone d'influence se limitait aux plateaux continentaux. Ainsi, la marée n'apparaissait pas susceptible d'interagir sur la circulation océanique grande échelle et in fine sur la dynamique basse fréquence du climat. Ce n'est qu'à la fin des années 1990, lorsque la mesure altimétrique et les solutions hydrodynamiques globales de marées ont atteint une précision centimétrique, qu'une connexion entre les marées et le climat est devenue envisageable. Dans cette perspective, l'objectif de cette étude est d'explorer quels sont les effets de la marée sur la circulation océanique grande échelle. Ces effets ont lieu à travers deux processus physiques essentiels liés à la marée : (i) sa dynamique fortement non-linéaire et (ii) la dissipation de son énergie en plein océan, sous la forme de mélange vertical ou de chaleur.

Pour examiner chacun de ces aspects, la méthode retenue consiste à paramétriser les effets de la marée dans un modèle tridimensionnel de circulation générale océanique (OGCM) dédié au climat : NEMO. Pour ce faire nous utilisons les sorties 'off line' d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel dédié à la marée : MOG2D-G. Dans un premier temps nous déterminons et nous décrivons pour la première fois une carte de la circulation résiduelle de marée (CRM) mondiale générée par la dynamique non-linéaire de la marée. Cette CRM obtenue par l'intermédiaire de MOG2D-G est alors introduite sous la forme d'un forçage extérieur dans l'OGCM NEMO. Dans un second temps, nous examinons la dissipation de l'énergie des marées. Tout d'abord nous quantifions la fraction de l'énergie de marée qui est dissipée en chaleur, ceci afin de déterminer si, à l'instar du flux géothermal, elle est susceptible de jouer un rôle important sur la circulation abyssale. Après avoir écarté cette possibilité, nous considérons la fraction d'énergie de marée qui se dissipe localement en mélange vertical via les ondes internes : le "tidal mixing" (TM). Le TM résulte d'un transfert d'énergie du mode barotrope vers les modes baroclines. Ce transfert est diagnostiqué grâce au modèle MOG2D-G et intégré dans NEMO par l'intermédiaire d'une paramétrisation du mélange turbulent vertical.

Nous concluons : (i) que l'effet des marées sur la circulation océanique grande échelle et in fine sur le climat ne peut être significatif qu'à travers le TM, (ii) que l'introduction du TM local dans les OGCM est essentielle pour représenter correctement le transport des masses d'eaux abyssales et (iii) qu'il est désormais crucial de considérer le TM engendré loin du site de génération des ondes internes.

Mots clés : circulation générale océanique / dissipation de la marée océanique / ondes internes / transfert d'énergie du mode barotrope vers les modes baroclines / circulation résiduelle de marée / modèle de circulation générale océanique (OGCM) / paramétrisation du mélange vertical induit par la marée / "tidal mixing" (TM).