

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé au Laboratoire d'Océanographie et du Climat-Expérimentation et Analyse Numérique (LOCEAN) et au Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM). Je souhaite tout d'abord remercier Pierre Soler qui m'a accueilli en tant que directeur du LOCEAN au début de ma thèse. L'essentiel de ce travail a ensuite été réalisé au CNRM. Je souhaite donc remercier Eric Brun et Joël Poitevin, et leurs prédecesseurs Daniel Cariolle et Gérard De Moor, pour m'avoir permis, en tant que directeur et directeur adjoint, de bénéficier des excellentes conditions de travail de ce laboratoire. Je tiens de plus à remercier Bach Lien Hua pour l'obtention de la bourse MERT sur laquelle la première année de ce travail a été financée, et Météo-France pour le financement des années suivantes.

Mes remerciements vont aussi à l'ensemble des membres du jury, Claude Frankignoul qui a bien voulu en accepter la présidence, Rosemary Morrow et Anne-Marie Treguier qui ont effectué le travail de rapporteur du manuscrit, Louis Prieur et Thierry Penduff. Je leur suis reconnaissant pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux, et pour le soin avec lequel ils ont lu le manuscrit. Je remercie particulièrement les rapporteurs pour leurs remarques constructives qui m'ont conduit à améliorer la qualité de ce mémoire.

Ce manuscrit est le résultat d'un travail de thèse encadré par Gilles Reverdin, Guy Caniaux et Hervé Giordani. J'ai beaucoup apprécié le goût pour la mesure de Gilles, ainsi que sa disponibilité pour en partager son expérience. J'ai pu aussi beaucoup apprendre de l'étendue de ses connaissances, du fait de la grande diversité de ses sujets de recherche. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordé en acceptant la direction de cette thèse.

Au quotidien, la plus grande partie de ce travail s'est déroulée aux cotés de Guy et d'Hervé. Je garde un souvenir ému des moments passés avec eux, tant pour leurs qualités scientifiques et humaines que pour leur complémentarité et l'ambiance qui règne en leur présence.

J'ai énormément bénéficié de la culture et de la rigueur scientifique de Guy; en particulier de sa connaissance à la fois de l'expérimentation de terrain et de la modélisation qui m'a aidé à mesurer sans parti pris les apports et les limites de ces deux moyens d'étude de l'océan. J'ai également particulièrement apprécié sa disponibilité et sa façon d'aborder les problèmes qui se sont posés au cours de ce travail. Il demeure pour moi une référence.

Ces quelques lignes ne pourront me permettre d'exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance pour Hervé, qui joua non seulement un rôle essentiel dans l'encadrement scientifique de cette thèse, mais qui m'a aussi impressionné par le nombre, la diversité et la qualité de ses travaux sur POMME. Son travail est pour moi un exemple d'originalité et d'innovation scientifique,

et c'est une grande chance que d'avoir pu effectuer ces recherches avec lui. Il a eu également une place très particulière dans ma vie de doctorant. Sa disponibilité, son enthousiasme, et son goût pour le partage d'idées ont fait de nos discussions une source d'inspiration et de motivation sans laquelle ce travail n'aurait peut-être pas abouti.

Je tiens aussi à remercier chaleureusement Louis Prieur qui a porté beaucoup d'intérêt à ces travaux, pour ses nombreuses remarques pertinentes, et pour la qualité des données qu'il m'a permis d'utiliser. Louis a non seulement joué un rôle important dans l'encadrement scientifique du programme POMME, mais il a aussi dirigé plusieurs missions en mer. Sans ses données, en particulier celles à haute résolution (TowYo), une grande partie de ce travail n'aurait pas été possible. Ce fut un honneur que d'avoir pu côtoyer ce grand capitaine de l'océanographie française, et de pouvoir bénéficier d'une telle étendue de connaissances concrètes de l'océan.

Je voudrais également remercier Michel Gavart pour son travail dans la mise en place de la version régionale d'OPA, Marina Lévy pour nos échanges sur ce modèle et pour ses conseils judicieux lors de la révision des articles et Laurent Mémery pour son rôle dans la mise en place et l'encadrement du programme POMME.

L'outil informatique était bien sur incontournable durant ce travail et je dois beaucoup à Youcef Amar pour son aide et son soutien, ainsi qu'à Alain Braun, je les en remercie. J'ai également bénéficié du soutien de Sophie Belamari, Jean-Philippe Piedelievre et Florence Sevault. Merci à eux.

Durant cette thèse j'ai souvent sollicité les services techniques et administratifs du CNRM et de la DSI. Je tiens à les remercier, en particulier Serge Blin, Eric Brauge, Claude Cheroux, Jean Coppeaux, Raymond Delforge, Laurent Jacquin, Dominique Lacarrere, Daniel Olcese, Yann Poirier, Norbert Raynal, Michel Tyteca, et Nicole Valette. Mes remerciements sont aussi tropicalement adressés à Marie-Andrée Sorel pour m'avoir apporté un peu de soleil par sa bonne humeur et son dynamisme, et d'avoir ainsi contribué à la bonne ambiance générale du groupe d'étude du climat du CNRM.

Bien sur, je ne manquerai pas de remercier mes collègues de bureau successifs : Isabel Andreu Burillo, qui m'a beaucoup apporté lors de mon arrivée, Silvana Buarque Giordani, et Anna Pirani.

Je souhaite tout particulièrement remercier Robert Frouin, qui m'a permis de découvrir et d'apprécier l'océanographie, mais aussi mes anciens professeurs, en particulier René Cloup, Henri Lluel, Françoise Soulié, M. et Mme Mersch et Mme Tanda. Merci également à Jean-Christophe Canonici et à Olivier Eiff pour m'avoir fait l'amitié de se déplacer depuis Toulouse, malgré leur emploi du temps chargé, pour être présents à la soutenance à Paris. Enfin un grand merci à Cyril Cichowlas pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, notamment dans ses phases les plus critiques, pour la qualité de ses remarques, et pour son soutien.

Pour terminer, je voudrais remercier sincèrement ceux qui m'ont accompagné, encouragé, supporté et plus... sans pour autant connaître l'océanographie. Merci à Henriette, Guerino, Martine et Laura.

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction générale | 9 |
| <hr/> | |
| 1 Le programme POMME | 13 |
| 1.1 L'océan Atlantique nord | 13 |
| 1.1.1 Circulation | 15 |
| 1.1.2 Masses d'eau | 18 |
| 1.1.3 Subduction et eaux modales | 21 |
| 1.2 Objectifs et mise en oeuvre | 24 |
| 1.2.1 Objectifs | 24 |
| 1.2.2 Moyens mis en oeuvre | 27 |
| 1.2.3 Déroulement des campagnes | 28 |
| 1.3 Quelques résultats | 30 |
| 1.3.1 Structures méso-échelles | 30 |
| 1.3.2 Circulation moyenne | 32 |
| 1.3.3 Limitations des données | 34 |
| <hr/> | |
| 2 Le modèle d'océan | 35 |
| 2.1 Les équations de base | 35 |
| 2.2 Résolution numérique des équations | 36 |
| 2.2.1 Coordonnées verticales | 36 |
| 2.2.2 Discrétisation spatiale des équations | 37 |
| 2.2.3 Discrétisation temporelle des équations | 39 |
| 2.3 Paramétrisation des phénomènes sous-maille | 40 |
| 2.3.1 Diffusion turbulente verticale | 41 |
| 2.3.2 Diffusion turbulente latérale | 41 |
| 2.4 Le traitement des frontières ouvertes | 42 |
| 2.5 Etat initial et conditions aux limites | 43 |
| 2.5.1 L'état initial | 43 |
| 2.5.2 Le rappel aux frontières latérales | 43 |
| 2.5.3 La bathymétrie | 44 |
| 2.5.4 Les flux à l'interface air-mer | 44 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 3 | Les flux à l'interface Océan-Atmosphère | 45 |
| 3.1 | Les différentes composantes des flux | 45 |
| 3.2 | Les flux turbulents | 46 |
| 3.2.1 | Les méthodes de mesure | 46 |
| 3.2.2 | La méthode bulk | 48 |
| 3.3 | Les données utilisées | 49 |
| 3.4 | L'optimisation | 50 |
| 4 | Résultats et validation de la simulation numérique | 53 |
| 4.1 | Introduction | 54 |
| 4.2 | The regional ocean model | 56 |
| 4.2.1 | The primitive equation ocean model OPA | 56 |
| 4.2.2 | The regional version | 57 |
| 4.2.3 | Open lateral boundaries | 58 |
| 4.3 | Initialization and boundary conditions | 58 |
| 4.3.1 | POMME 1 and initial fields | 58 |
| 4.3.2 | Lateral boundaries | 62 |
| 4.3.3 | Surface forcing | 62 |
| 4.4 | Simulation results | 64 |
| 4.4.1 | Surface and 200 m temperature | 64 |
| 4.4.2 | SLA and horizontal currents | 66 |
| 4.4.3 | Vertical velocities | 67 |
| 4.4.4 | Mixed layer depth | 67 |
| 4.5 | Model-data comparisons | 70 |
| 4.5.1 | TSG and CTD data | 70 |
| 4.5.2 | VM-ADCP data | 72 |
| 4.5.3 | Mixed layer depth | 74 |
| 4.5.4 | Baroclinic horizontal mass transports | 75 |
| 4.6 | Horizontal scales analysis – mixed-layer and vertical velocities | 77 |
| 4.6.1 | Autocorrelation lengths | 78 |
| 4.6.2 | Spectral slopes | 80 |
| 4.6.3 | Horizontal scales and data assimilation | 82 |
| 4.7 | Conclusion | 83 |
| 4.8 | Résumé de l'article | 85 |
| 5 | Variabilité méso-échelle et processus dans l'océan superficiel | 89 |
| 5.1 | Introduction | 90 |
| 5.2 | The simulations | 92 |
| 5.2.1 | Regional ocean model | 92 |
| 5.2.2 | The mesoscale simulation | 94 |
| 5.2.3 | The non-mesoscale simulation | 95 |

| | | |
|----------------------------|---|------------|
| 5.2.4 | Some results | 96 |
| 5.3 | Heat budget | 98 |
| 5.3.1 | Formulation | 98 |
| 5.3.2 | Domain-averaged mixed layer heat budget | 99 |
| 5.3.3 | Spatial variability of the mixed layer heat budget | 101 |
| 5.4 | Salt budget | 101 |
| 5.4.1 | Formulation | 101 |
| 5.4.2 | Domain-averaged mixed layer salt budget | 103 |
| 5.4.3 | Spatial variability of the mixed layer salt budget | 104 |
| 5.5 | Mixed layer/pycnocline water exchange | 104 |
| 5.5.1 | Formulation | 104 |
| 5.5.2 | Domain-averaged detrainment | 105 |
| 5.5.3 | Spatial variability of the detrainment | 106 |
| 5.5.4 | Detrainment in individual density classes | 106 |
| 5.6 | Conclusion | 110 |
| 5.7 | Résumé de l'article | 113 |
| 6 | Assimilation de courant | 119 |
| 6.1 | Limitations de l'assimilation séquentielle classique | 119 |
| 6.2 | La méthode d'assimilation de courant | 121 |
| 6.3 | Résultats sur la période POMME1-POMME2 | 125 |
| 6.3.1 | Validations élémentaires | 125 |
| 6.3.2 | Comparaisons avec les données de POMME2 | 128 |
| 6.4 | Impact sur l'étude des processus dans l'océan superficiel | 136 |
| <hr/> | | |
| Conclusion générale | | 143 |
| <hr/> | | |
| Bibliographie | | 147 |

Introduction générale

Unique composé naturel présent simultanément sous forme solide, liquide et gazeuse à la surface de notre planète, l'eau est un corps chimique exceptionnel, dont la forme liquide est la plus fréquente. Une chaleur latente de vaporisation et une constante diélectrique élevées, la tension superficielle la plus importante de tous les liquides, et une augmentation de volume lors de sa congélation sont quelques-unes de ses particularités. Ainsi ce corps, qui ne représente pourtant que 0,023 % de la masse totale de notre planète, est essentiel à la vie et à l'environnement tels que nous les connaissons. L'eau présente dans l'atmosphère, sous forme de vapeur ou de nuage, est responsable de près des trois-quarts de l'effet de serre sans lequel la température moyenne à la surface de la terre serait de -18°C au lieu de +15°C. L'océan, qui couvre 70 % de la surface de la terre et contient près de 97 % des eaux de surface [Minster, 1997], est le berceau de la vie sur terre. Les trois premiers mètres de l'océan ont une capacité de stockage d'énergie thermique supérieure à celle de l'atmosphère dans son ensemble. L'océan limite les différences de températures entre l'équateur et les pôles en transportant une grande quantité d'énergie thermique entre ces régions, il est ainsi particulièrement important pour le climat mondial. Ce transport s'effectue via la circulation thermohaline, circulation océanique mondiale liant les courants de surface et les courants profonds, qui dépend fortement de la formation d'eau profonde s'effectuant dans le système océanique adjacent au nord de l'océan Atlantique. Le mécanisme de formation de cette eau profonde est assez sensible à la densité des eaux en surface en provenance de l'Atlantique nord dans ces régions, elle-même dépendant des flux de surface dans l'Atlantique nord et dans les régions Arctiques, ainsi qu'aux précipitations sur les terres environnantes. En retour ces conditions météorologiques sont fonctions des conditions océaniques, fermant la boucle des interactions complexes entre l'océan et l'atmosphère. Notre capacité à comprendre et à prévoir l'évolution du climat est donc fortement dépendante de notre niveau de compréhension des interactions océan-atmosphère.

Un des mécanismes par lequel la variabilité atmosphérique est communiquée à l'intérieur de l'océan est la subduction. Par ce mécanisme, de l'eau de la couche de mélange quitte définitivement cette dernière à l'échelle d'une année pour être transférée dans la pycnocline permanente. La subduction contrôle ainsi la structure des masses d'eau et la stratification dans l'océan superficiel. Les masses d'eau subductées, appelées eaux modales du fait de leur homogénéité verticale [McCartney, 1982], restent isolées de l'influence de l'atmosphère sur une période de l'ordre de dix ans [Doney and Jenkins, 1988; Thiele and Sarmiento, 1990]. Ce processus détermine la mémoire de l'océan intérieur, à plus long terme que celle de la couche de mélange. L'obduction, l'inverse de la subduction, est également importante. Le passage d'eau

de la pycnocline vers la couche de mélange affecte les propriétés de l'eau de surface, et modifie donc les interactions de cette dernière avec l'atmosphère [Williams, 2001]. Ces échanges entre l'océan de surface et la pycnocline ont également une grande importance pour les cycles biogéochimiques. La production biologique, via l'apport ou la déplétion de nutriment dans la couche de mélange, ou encore la capacité de l'océan à absorber les gaz d'origine anthropogénique comme le CO₂ dépendent de ces échanges d'eau. Une bonne connaissance de ces processus est donc essentielle pour comprendre la variabilité climatique interannuelle et interdécennale. Dans l'Atlantique nord-est, qui est un des principaux puits de carbone océanique [Takahashi *et al.*, 1995], ce phénomène a lieu en particulier dans une zone située entre les Açores et l'Europe. Des études de type climatologique, s'appuyant sur la compilation d'une dizaine d'années de données, interprètent le phénomène en terme d'advection d'eau modale subpolaire vers le sud par une branche du courant nord-Atlantique à travers un gradient très marqué de couche de mélange [e.g. McCartney and Talley, 1982; Paillet and Arhan, 1996b; Paillet and Mercier, 1997]. Ce gradient climatologique de couche de mélange se situe à la fin de l'hiver entre une couche de mélange relativement profonde dans le nord (atteignant environ 500 m) et une couche de mélange relativement peu profonde dans le sud (100 à 150 m) [e.g. Boyer Montégut (de) *et al.*, 2004]. Ces eaux sont ensuite transportées dans le gyre subtropical et influencent la stratification de l'océan superficiel jusqu'à 28°N. A coté de ce point de vue climatologique, les mesures de la campagne Vivaldi-1991 ne confirment pas l'existence de cette circulation vers le sud et suggèrent une contribution importante des structures méso-échelles dans le transport méridien d'eau modale [Pollard *et al.*, 1996; Cunningham, 2000; Leach *et al.*, 2002]. L'étude récente de Weller *et al.* [2004] révèle de façon inattendue une forte régionalité dans la subduction, et suggère que la méso-échelle joue un rôle non négligeable dans ce mécanisme dans certaines zones. Certains auteurs [e.g. Hazeleger and Drijfhout, 2000; Nurser and Zhang, 2000; Spall *et al.*, 2000; Valdivieso Da Costa *et al.*, 2005] ont tenté d'aborder ce point à l'aide d'études numériques, mais leurs conclusions quant au rôle de la méso-échelle sur la subduction sont équivoques. Il est vrai que seule l'étude de Spall *et al.* [2000] repose sur l'utilisation de données *in situ*, alors que Valdivieso Da Costa *et al.* [2005], Hazeleger and Drijfhout [2000] et Nurser and Zhang [2000] se placent dans des configurations climatiques ou idéalisées. Toutefois la résolution horizontale du modèle de Spall *et al.* [2000] est assez faible, au mieux de l'ordre de 200 km. Cette résolution n'est pas suffisante pour représenter explicitement la méso-échelle, et ses résultats dépendent donc la paramétrisation de cette dernière, ce qui n'est pas très satisfaisant. Paillet [1995] suggérait déjà de compléter son travail par une étude régionale et réaliste à haute résolution. Le Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle (POMME), associant une stratégie de modélisation numérique à un jeu exceptionnel de mesures *in situ* à moyenne et haute résolution, fournit les éléments nécessaires pour une telle étude et constitue le cadre idéal pour aborder de façon approfondie ces questions.

POMME a été conçu pour étudier les mécanismes de la subduction de l'eau modale subpolaire, et les processus biogéochimiques associés, dans l'Atlantique nord-est [Mémery *et al.*, 2005; Reverdin *et al.*, 2005]. L'étude du domaine POMME, une zone de 500 km de longitude sur 750 km de latitude centrée sur 41.5°N/18.3°O, s'est déroulée de l'automne 2000 à l'automne 2001. Le programme POMME se concentre en particulier sur le rôle des tourbillons méso-échelle non seulement sur les mécanismes de la subduction mais aussi sur la production biologique et le

bilan de carbone de l'Atlantique nord-est. La période de février à mai 2001, étudiée lors des deux campagnes hydrologiques intensives POMME1 et POMME2, est particulièrement importante. Elle constitue en effet un période clef pour le détraînement de l'eau de la couche de mélange et pour la floraison printanière, et par conséquent pour la subduction, la production biologique et le bilan de carbone. Du fait de son importance, cette période a fait l'objet d'un soin particulier, et une quantité considérable de données a été collectée lors des campagnes en mer. L'objectif de cette thèse est d'analyser les processus associés à la subduction, et d'estimer la contribution des tourbillons méso-échelle, au cours de cette période. Une des questions importantes est celle de la validité du point de vue climatologique sur la subduction, exprimé en terme d'advection moyenne à travers un gradient de couche de mélange, lorsque l'on considère précisément la méso-échelle. Une bonne connaissance de la contribution de la variabilité méso-échelle aux processus associés à la subduction est nécessaire pour pouvoir développer des paramétrisations représentant les effets de ces échelles sur les plus grandes échelles représentées explicitement dans les modèles climatiques planétaires. Pour atteindre cet objectif, il est commode d'intégrer les données, isolées dans le temps et l'espace, dans une représentation spatio-temporelle de l'océan superficiel. Cette opération est réalisée à l'aide d'un modèle haute-résolution utilisant les données mesurées.

Ce travail de thèse est présenté en six chapitres. Le premier chapitre présente le contexte général de l'étude, en particulier l'état des connaissances sur l'océan Atlantique nord-est ainsi que le programme POMME et quelques-uns de ses résultats. Le second chapitre traite de différentes approches de la modélisation de l'océan et des principales caractéristiques du modèle utilisé dans cette étude. Une composante essentielle de la modélisation de l'océan superficiel fait l'objet d'un troisième chapitre, il s'agit des flux à l'interface océan-atmosphère. Le quatrième chapitre est constitué d'un article publié dans *JGR-Oceans* [Paci *et al.*, 2005]. Il présente essentiellement la validation du modèle, attestant de la cohérence et du réalisme de la représentation spatio-temporelle de l'océan superficiel qu'il fournit. Le réalisme de la simulation est en effet un point très important pour nos objectifs relatifs à des quantités dérivées des variables prognostiques du modèle et à des échelles relativement petites. Le cinquième chapitre présente l'analyse proprement dite des processus associés à la subduction et leur variabilité méso-échelle, sous la forme d'un article publié dans *JGR-Oceans* [Paci *et al.*, 2007]. Ces processus, conditionnant les caractéristiques des eaux subductées, sont ceux contrôlant l'évolution de la température et de la salinité dans la couche de mélange et les échanges d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline. Enfin le sixième chapitre propose une perspective pour étendre temporellement (et/ou spatialement) cette étude sous la forme des premiers résultats de l'application d'une technique d'assimilation du courant géostrophique dans le modèle numérique utilisé. En dehors des publications des chapitres quatre et cinq, la participation de l'auteur de cette thèse au programme POMME s'est traduite également par une implication dans les publications suivantes : *Caniaux et al.* [2005a,b] pour le travail sur la validation des flux, *Giordani et al.* [2005b] pour le travail sur les données et la validation des simulations, et *Lévy et al.* [2005a] pour le travail sur la mise au point des simulations.

Chapitre 1

Le programme POMME

1.1 L'océan Atlantique nord

Pour des raisons historiques, l'océan Atlantique nord est le bassin océanique qui a été le plus étudié par les océanographes. Ce bassin possède également une importance toute particulière non seulement pour le climat en Europe (notamment via l'oscillation nord-Atlantique) mais aussi pour le climat mondial. En effet l'Atlantique nord, avec la zone polaire Arctique, est le moteur de la circulation thermohaline. Les mers arctiques, système océanique adjacent au nord de l'Atlantique, constituées de la mer de Norvège, la mer du Groenland, la mer du Labrador et l'océan Arctique, sont une zone de formation de l'eau profonde non seulement pour l'Atlantique, mais pour tous les océans de la planète. La Figure 1.1 présente schématiquement cette circulation thermohaline. Dans l'Atlantique nord, la salinité et la température des eaux de surface transportées vers le nord par le Gulf Stream augmentent au cours de leur trajet, ce qui contribue à rendre ces eaux plus denses. Une partie de ces eaux pénètre dans les mers arctiques et, au moment de l'hiver, la formation de glace de mer renforce la salinité de l'eau de mer, laquelle devient alors suffisamment dense pour générer un courant convectif et plonger vers l'océan profond. Ces courants convectifs sont assez sensibles à la densité des eaux de surface en hiver, une diminution de cette dernière au moment de la formation de glace de mer est susceptible de les ralentir, voir de les faire disparaître. De tels événements se sont produits à de nombreuses reprises au cours de la dernière ère glaciaire (qui s'est étalée de $-100\,000$ à $-10\,000$ ans environ) [Bard, 2002]. Or une tendance à un réchauffement plus marqué aux pôles (en particulier au pôle nord), et à une augmentation de la pluviométrie aux hautes latitudes (notamment dans le nord de l'Europe en hiver, dans le nord du Canada et en Sibérie) se dégagent des scénarii d'évolution du climat de l'IPCC [Houghton *et al.*, 2001]. Cela contribuerait à diminuer la densité de l'eau de surface dans les mers arctiques en hiver, d'une part par augmentation de la température, d'autre part par diminution de la salinité maximale (augmentation de l'apport d'eau douce par les précipitations et les fleuves, et diminution de la formation de glace de mer). Ces changements sont susceptibles d'atténuer, voir de supprimer, la formation d'eau profonde dans les mers arctiques, et de déstabiliser par la suite l'ensemble de la circulation mondiale. S'il est vrai que les simulations numériques de *Ganopolski and Rahmstorf* [2001] et *Hall and Stouffer* [2001] suggèrent que la circulation thermohaline est beaucoup plus instable en période glaciaire, le dernier épisode de

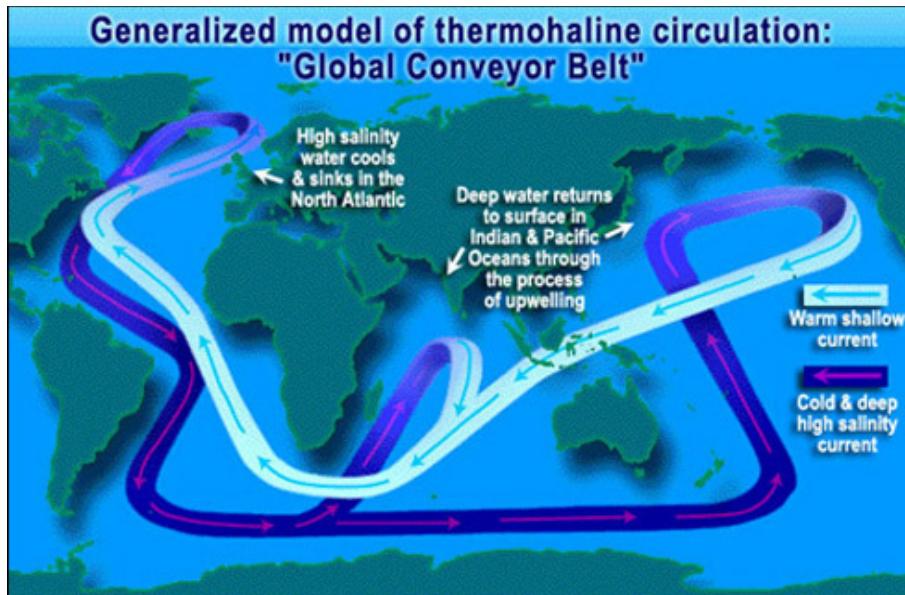


FIGURE 1.1 – Cette figure représente la circulation océanique mondiale, qui brasse entre eux les différents océans et les diverses profondeurs de l'océan. Les masses d'eau peuvent mettre jusqu'à 1000 ans pour parcourir cette boucle, appelée la Conveyor Belt. Ce schéma simplifié [Broecker and Peng, 1982; Broecker, 1987; Gordon, 1986] représente la façon dont les courants océaniques transportent les eaux chaudes de surface de l'équateur vers les pôles et tempèrent le climat à l'échelle de la planète. L'Atlantique est le seul océan où le transport de chaleur s'effectue à toute latitude du sud vers le nord. Image reproduite à partir du site <http://science.hq.nasa.gov/oceans/system/water.html>.

ralentissement de la circulation au début de l'Holocène (il y a environ 8000 ans) montre qu'un climat chaud est également susceptible de subir ce type de changement brutal. Depuis le début des années 1980 Wallace Broecker soutient la thèse selon laquelle la circulation océanique sera profondément déstabilisée par le réchauffement climatique [e.g. *Broecker et al.*, 1985; *Broecker*, 1997]. Cette thèse a été confirmée par l'étude numérique de *Stocker and Schmittner* [1997], qui montre qu'au delà d'un certain seuil (portant sur le taux de consommation des énergies fossiles) le climat moderne pourrait basculer vers un autre mode associé à un fort ralentissement de la circulation thermohaline dans l'Atlantique nord. Récemment les mesures de *Bryden et al.* [2005] ont suggéré une diminution de 30 % du flux d'eau profonde (se dirigeant vers le sud) dans l'Atlantique nord en 2004, alors qu'il était constant selon les mesures réalisées au cours des 50 années précédentes. Si l'interprétation de ces résultats doit être réalisée avec précaution (seulement 5 dates¹ de mesure à comparer, marge d'erreur liée à la période de mesure d'un mois seulement, manque de recul pour avoir la certitude que ces changements ne sont pas liés à de la variabilité naturelle), il n'est pas non plus exclu que ces mesures traduisent un ralentissement de la circulation thermohaline dans l'Atlantique nord. Un tel changement aurait un impact important sur toute la circulation océanique mondiale, avec des conséquences néfastes probables sur la productivité biologique de l'océan [Sarmiento et al., 2004]. Au niveau de l'Europe le climat se refroidirait en moyenne de quelques degrés² selon les travaux de *Seager et al.* [2002], mais les plus grandes inquiétudes concernent l'évolution de la répartition des précipitations. Ces interprétations ne sont toutefois que des hypothèses, du fait de l'état actuel des connaissances relatives aux interactions océan-atmosphère dans cette partie de l'océan. L'amélioration de ces connaissances est donc cruciale pour pouvoir comprendre et prévoir plus sûrement le climat en Europe et dans le monde.

1.1.1 Circulation

La Figure 1.2 présente la circulation de surface dans l'Atlantique, la Figure 1.3 donne le détail pour l'Atlantique nord. Dans l'Atlantique nord la circulation est caractérisée par la présence d'un courant intense de bord-ouest, le Gulf Stream, et de deux tourbillons à l'échelle du bassin, le gyre subtropical (anticyclonique) et le gyre subpolaire (cyclonique). Si l'existence des deux gyres peut s'interpréter simplement grâce à la relation de Sverdrup reliant le transport méridien au rotationnel de la tension de vent, le détail de la circulation fait intervenir non seulement l'interaction complexe des courants avec les côtes et la bathymétrie mais aussi les courants profonds et la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude. Le Gulf Stream, courant intense se formant dans le Golfe du Mexique, se décolle de la côte des U.S.A. au niveau du cap Hatteras. Aux environs de la dorsale du sud-est de Terre-Neuve, le Gulf Stream se sépare en plusieurs parties. Une première partie recircule dans le gyre subtropical dans la partie ouest du bassin (i.e. à l'ouest de la dorsale medio-Atlantique), une seconde partie donne naissance au courant des Açores, alors qu'une autre branche continue vers le nord et pénètre dans la partie

¹1957, 1981, 1992, 1998 et 2004.

²Tendance qui se superposerait à la hausse des températures moyennes en Europe liée au réchauffement général de la planète.

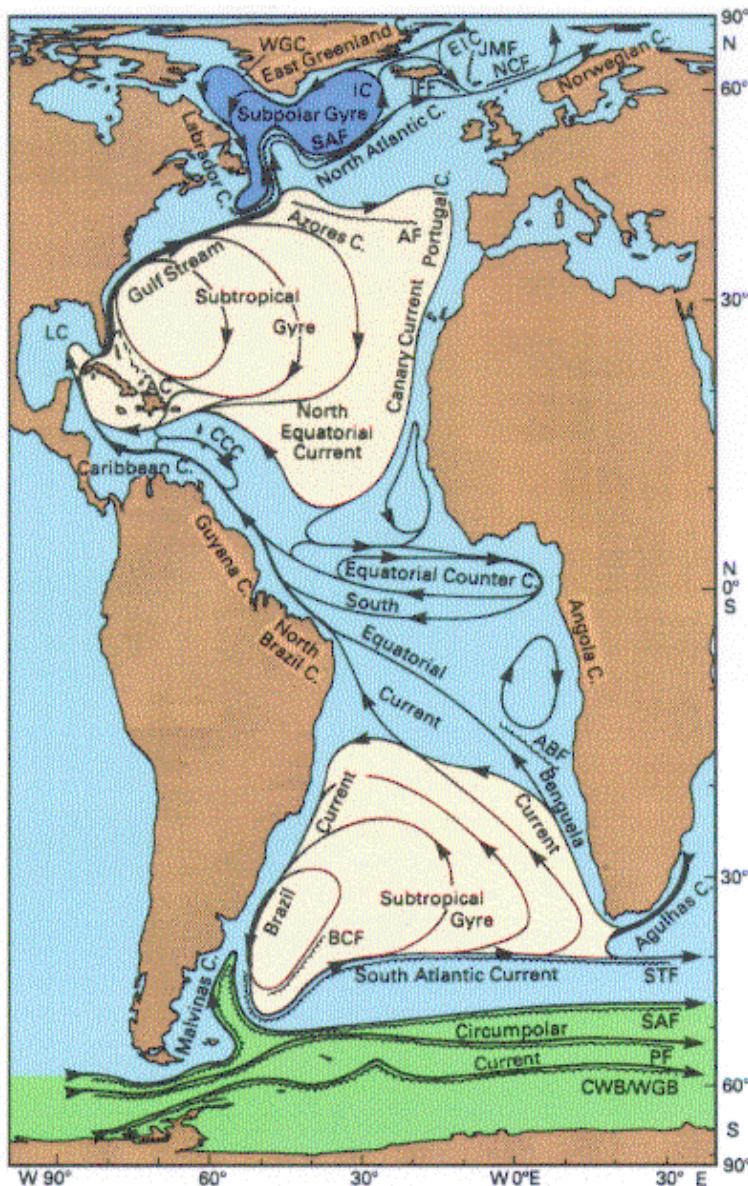


FIGURE 1.2 – Courants de surface dans l'océan Atlantique. Les abréviations sont utilisées pour les courants d'Islande Est (EIC), d'Irminger (IC), du Groenland Ouest (WGC) et des Antilles (AC), et pour le contre-courant des Caraïbes (CCC). Les autres abréviations sont utilisées pour les fronts : front de Jan Mayen (JMF), front du courant de Norvège (NCF), front d'Islande-Féroé (IFF), front subarctique (SAF), front des Açores (AF), front d'Angola-Benguela (ABF), front du courant du Brésil (BCF), front subtropical (STF), front subantarctique (SAF), front polaire (PF), limite de l'eau continentale/limite du gyre de Weddell (CWB/WGB). Figure reproduite d'après *Tomczak and Godfrey* [2001].

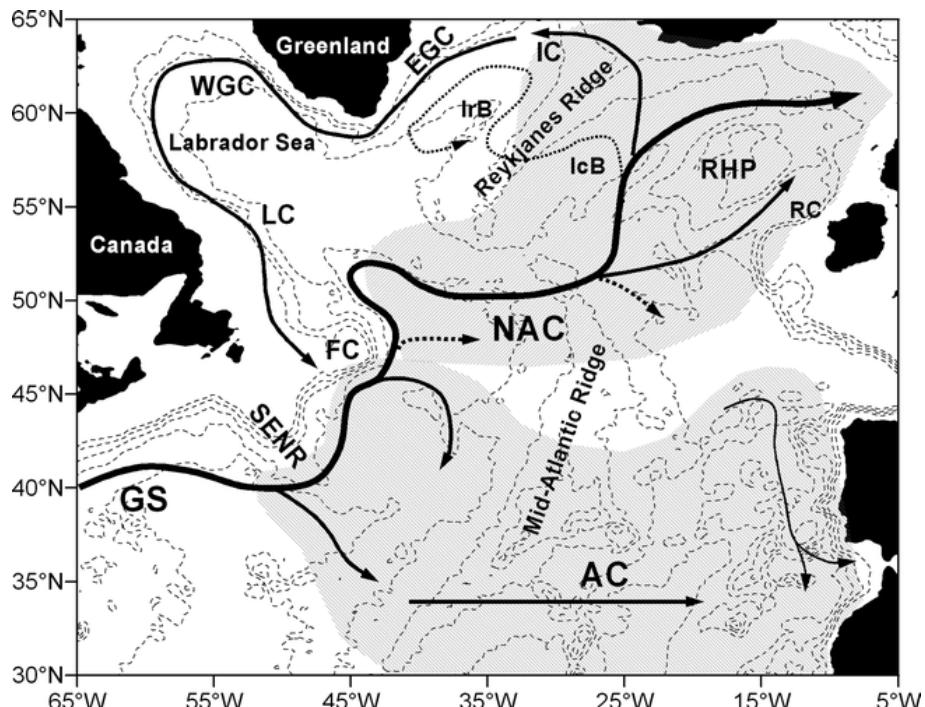


FIGURE 1.3 – Détail des courants de surface dans l'océan Atlantique nord. L'incrément entre les isolignes de bathymétrie est de 1000 m. La partie hachurée vers le haut indique la zone où les eaux chaudes du courant nord Atlantique se dirigent vers le nord. La partie hachurée vers le bas indique la position du gyre subtropical. Les abréviations sont utilisées pour l'extension du Gulf Stream (GS), le courant nord Atlantique (NAC), le courant des Açores (AC), le courant d'Irminger (IC), le courant du Groenland Ouest (WGC), le courant du Groenland Est (EGC), le courant du Labrador (LC), le chenal de Rockall (RC), le plateau de Rockall Hatton (RHP), la dorsale du sud-est de Terre-Neuve (SENR), le cap de Flemish (CP), le bassin d'Islande (IcB) et le bassin d'Irminger (IrB). Figure reproduite d'après Volkov [2005].

est du bassin en formant le courant nord-Atlantique (ou NAC). Ce dernier se sépare en plusieurs branches, dont certaines se dirigent vers le nord vers les mers du Labrador, du Groenland et de Norvège, alors qu'une petite partie recircule vers le sud. Le courant nord-Atlantique est la principale source d'énergie cinétique tourbillonnaire de l'Atlantique nord-est [Krauss and Käse, 1984], il est aussi bien plus fort que le courant des Açores (le front subpolaire étant beaucoup plus marqué que le front des Açores). La circulation dans la partie est du bassin est nettement moins dynamique que celle de la partie ouest, elle est également plus variable et de ce fait plus difficile à appréhender, en particulier dans la zone la moins dynamique située entre le courant des Açores et le courant nord-Atlantique. *Worthington* [1976] estimait même qu'aucune circulation permanente ne pouvait être décrite dans le bassin-est aux latitudes moyennes. Les variétés chaudes de l'eau modale subpolaire se rencontrent dans cette zone (voir section 1.1.3). Elle est donc importante et sa circulation a été décrite en détail à partir d'un modèle inverse et de données couvrant la période 1981–1993 par *Paillet and Mercier* [1997]. La Figure 1.4 présente les transports horizontaux dans la couche 0-800 m mis en évidence par cette étude, qui confirme et précise les schémas de circulation des Figures 1.2 et 1.3. La circulation est dominée par deux forts courants vers l'est : le courant nord-Atlantique (vers 50°N) et le courant des Açores (vers 35°N). Le courant nord-Atlantique recircule principalement vers le nord, mais possède également des branches de recirculation vers le sud. Ces branches, ainsi que la plongée des eaux sortant de la Méditerranée, entretiennent le courant des Açores vers l'est jusqu'au Détrict de Gibraltar. Ce dernier recircule vers le sud, principalement le long de la côte africaine où il forme le courant des Canaries. Ce schéma permet également de localiser la limite entre le gyre subtropical (recirculation vers le sud) et le gyre subpolaire (recirculation vers le nord) aux alentours de 45°N. La comparaison des courants à 50 m et à 500 m de profondeur met en évidence deux (relativement faibles) courants de subsurface vers l'ouest qui n'existent pas à 50 m. Le premier se situe juste au nord du courant des Açores à l'ouest de 20°O, le second se situe aux alentours de 43°N à l'est de 20°O. Ces courants vers l'ouest sont décrits également dans *Onken* [1993] et dans *Paillet and Arhan* [1996b], respectivement. Ce schéma de circulation est issu de mesures hydrologiques sur la période 1981–1993, il ne contient pas d'information sur la variabilité interannuelle dans la zone, et est susceptible de dépendre de la variabilité décennale.

1.1.2 Masses d'eau

Une masse d'eau est un ensemble de quantités d'eau de l'océan qui possèdent une histoire ou origine commune du point de vue de sa formation. Les principales masses d'eau de l'océan profond dans l'Atlantique nord sont l'eau de fond Antarctique (AABW) et l'eau profonde nord Atlantique (NADW). L'eau de fond Antarctique occupe les profondeurs supérieures à 4000 m dans tout l'océan Atlantique. Le mécanisme de formation de cette masse d'eau est une combinaison de convection profonde sur le plateau continental Antarctique et de mélange en subsurface avec l'eau circumpolaire. Elle se répand vers le nord à partir du courant circumpolaire jusqu'à plus de 50°N directement dans le bassin ouest, et via les zones de fracture de la Romanche et de Vema dans le bassin est [e.g. *Mercier and Speer*, 1998]. L'eau de fond Arctique (ABW) dans sa forme pure ne se trouve pas plus au sud que le voisinage immédiat de la dorsale Groenland-

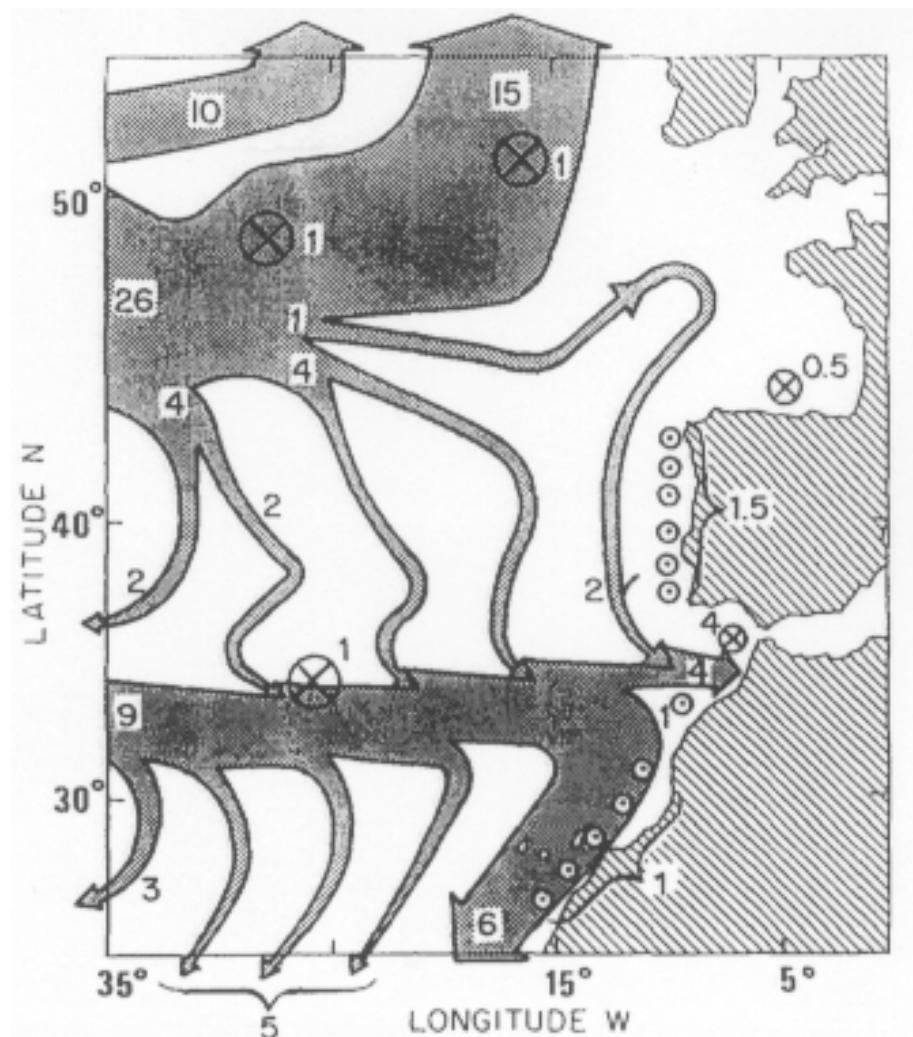


FIGURE 1.4 – Transports horizontaux dans la couche 0-800 m dans l'Atlantique nord-est (transport d'Ekman compris), et transports verticaux à travers la surface située à 800 m de profondeur en Sv. Données reconstituées par modélisation inverse à partir de mesures hydrologiques sur la période 1981–1993. Figure reproduite d'après *Paillet and Mercier* [1997].

Islande-Ecosse. Son importance réside dans sa contribution à la formation de l'eau profonde nord Atlantique qui se répand vers le sud de la mer du Labrador jusqu'à la divergence Antarctique et occupe les profondeurs comprises entre 1000 et 4000 m. Une étude détaillée révèle l'existence de deux types distincts d'eau profonde. Le premier type est formé par mélange entre l'eau de fond Arctique et l'eau formée par convection profonde certains hivers dans la mer du Labrador (LSW). Le second type provient directement de la dorsale Groenland-Islande-Ecosse et indique qu'une certaine quantité d'eau profonde est formée par mélange avec les eaux environnantes avant que l'eau de fond Arctique n'atteigne la mer du Labrador. C'est le seul mécanisme de formation d'eau profonde à l'est de la dorsale medio-Atlantique, et ce type d'eau profonde, appelée eau profonde nord Atlantique est (ou inférieure), est prédominant dans la partie est du bassin. Le premier type, appelé eau profonde nord Atlantique ouest (ou moyenne), est moins dense et la stratification entre les deux types demeure au cours de leur trajet vers le sud. Certains auteurs font état d'un troisième type d'eau profonde nord Atlantique, qu'ils appellent eau profonde nord Atlantique supérieure, et qui est de l'eau profonde nord Atlantique ouest avec des traces d'eau Méditerranéenne (EMW). L'eau Méditerranéenne, caractérisée par une anomalie positive de salinité et de température relativement à l'eau profonde de même densité, se dirige d'abord vers le nord le long de la côte Portugaise sous l'effet de la force de Coriolis. Elle se mêle ensuite à la circulation dans le gyre subtropical³ pour finalement se répandre vers le sud et l'ouest, en particulier sous la forme de lentilles d'eau (Meddies) qui relâchent lentement leur contenu en sel et en énergie thermique dans l'eau profonde environnante. Le maximum de l'anomalie de salinité et de température se situe vers 1000 m⁴ (au niveau de la limite supérieure de l'eau profonde dans l'Atlantique nord-est), mais il se trouve de plus en plus profond au fur et à mesure que l'eau Méditerranéenne se répand, et un signal est présent à 2000 m au delà de l'équateur. *van Aken* [2000a] présente une étude très détaillée de ces masses d'eau profonde dans l'Atlantique nord-est.

Au dessus des eaux profondes se trouvent les eaux intermédiaires, caractérisées par leur faible salinité. L'eau intermédiaire Antarctique (AAIW) se forme principalement dans la partie est du Pacifique sud, pénètre dans l'Atlantique par le passage de Drake, et se répand vers le nord où son signal s'observe jusqu'à près de 20°N. L'eau intermédiaire Sub-Arctique (SAIW) se forme au niveau du front polaire de l'océan Atlantique nord. Elle a une zone d'influence beaucoup plus limitée que l'eau intermédiaire Antarctique du fait de sa proximité de la zone de formation de l'eau profonde nord Atlantique. Cette masse d'eau est en effet rapidement absorbée par l'eau profonde et son signal ne s'étend pas vers le sud au delà de 40°N. L'eau intermédiaire Antarctique contribue à la formation de l'eau Méditerranéenne par un effet d'entraînement par l'écoulement au niveau de Gibraltar [*van Aken*, 2000b].

La principale masse d'eau de la thermocline et de l'océan superficiel dans l'Atlantique nord est l'eau centrale nord Atlantique (NACW). Elle est caractérisée par une relation T-S quasi-linéaire qui s'étend sur une gamme importante de température et de salinité, elle est néanmoins bien définie par son mode de formation. La formation de cette eau est détaillée dans la section suivante. Au sud de 15°N cette eau fait place à l'eau centrale sud Atlantique (SACW), ce qui se traduit par un brusque déplacement de la relation T-S vers une salinité plus faible lors de

³Une partie de l'eau Méditerranéenne se retrouve également dans la zone inter-gyre.

⁴Mais un signal est présent jusqu'à 2000 m à la sortie du Golfe de Cadix.

la traversée du front séparant ces deux masses d'eau. Ce front, à la structure complexe car compensé en densité, s'étend de la limite inférieure de la thermocline jusqu'à la limite inférieure de la couche de mélange. La principale origine de l'eau centrale sud Atlantique ne se trouve pas dans la zone de convergence subtropicale de l'océan Atlantique sud, mais dans l'eau centrale de l'océan Indien amenée par le courants des Aiguilles dans l'océan Atlantique, en accord avec le schéma de recirculation de l'eau profonde nord Atlantique (Figure 1.1). Une autre partie de l'eau centrale sud Atlantique se forme dans le bassin ouest de l'océan Atlantique sud, dans la zone de confluence entre le courant du Brésil et le courant des Malouines.

1.1.3 Subduction et eaux modales

La thermocline permanente est la zone de transition entre les eaux chaudes de l'océan superficiel (au dessus de 15–20°C) et les eaux froides de l'océan profond (au dessous de 4–6°C). Elle est située sous la thermocline saisonnière, limite inférieure de la couche de mélange océanique de surface, et jusqu'à environ 1000 m de profondeur. En hiver la thermocline saisonnière disparaît (sauf dans les zones tropicales), et seule subsiste la thermocline permanente. La thermocline permanente correspond donc au maximum hivernal de couche de mélange dans les zones extratropicales. La formation des masses d'eau de la thermocline (les eaux centrales) et le pompage d'Ekman entretiennent la thermocline permanente qui sans cela disparaîtrait sous l'effet du mélange avec les eaux situées aux profondeurs adjacentes. Les zones subtropicales sont des régions où le rotationnel de la tension de vent est dirigé vers le bas, le pompage d'Ekman entraîne donc l'eau de la surface vers le fond. Cette eau n'étant pas plus dense que les eaux sous-jacentes, elle est injectée le long de la surface isopycne correspondant à sa densité vers les profondeurs intermédiaires entre l'océan superficiel et l'océan profond (voir Figure 1.5). C'est par ce processus appelé subduction que sont formées les eaux de la thermocline permanente, c'est-à-dire les eaux centrales [van Aken, 2001]. Iselin [1939] a été le premier à faire le lien entre les propriétés T/S bien définies des eaux centrales sur la verticale et les caractéristiques T/S méridiennes des eaux de surface dans leur zone de formation plus au nord. Les eaux centrales dans la partie est de l'océan Atlantique (ENACW) ont une salinité plus élevée (en général au plus 0.1 en terme de salinité à température constante) qu'à l'ouest (WNACW) [Iselin, 1936; Harvey, 1982; Rios *et al.*, 1992]. Les caractéristiques de l'ENACW sont définies progressivement au cours du parcours de l'eau issue du Gulf Stream dans le nord du gyre subtropical. Pendant plusieurs hivers la densité de ces eaux augmentent par interaction avec l'atmosphère, jusqu'à ce que ces eaux quittent l'océan de surface [Pollard *et al.*, 1996]. L'intensité du processus de subduction varie avec les saisons, du fait des variations saisonnières du pompage d'Ekman et de la thermocline saisonnière. Notamment si la thermocline saisonnière progresse plus vite que le pompage d'Ekman n'injecte l'eau, cette dernière est récupérée par la couche de mélange. De ce fait, si l'injection d'eau le long des isopycnes est un processus permanent, la formation des masses d'eau n'a lieu qu'à la fin de l'automne et en hiver. La formation des eaux intermédiaires, situées juste sous la thermocline permanente, fait également intervenir la subduction. Dans ce cas le forçage du mouvement vers l'équateur le long des isopycnes n'est plus le pompage d'Ekman mais le mélange et la convection à l'interface entre deux courants puissants. Par exemple,

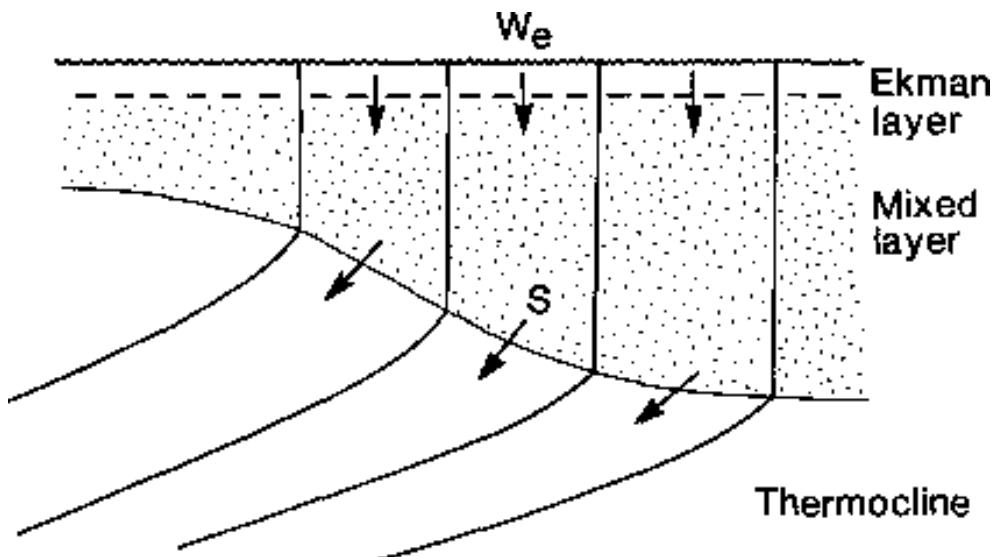


FIGURE 1.5 – Diagramme illustrant l’affleurement en surface des isopycnies via la couche de mélange. Le taux de subduction (S) indique le taux auquel la pycnocline est ventilée par le transfert de fluide selon la verticale et l’horizontale de la couche de mélange vers la pycnocline. Le pompage d’Ekman (W_e) indique le flux vertical de fluide injecté par le vent de la couche d’Ekman vers la couche de mélange et la pycnocline, qui constitue une partie de S . Reproduit d’après *Marshall et al. [1993]*.

l’eau intermédiaire sub-Arctique est formée par subduction à l’ouest entre le Gulf Stream et le courant du Labrador et à l’est entre le courant nord-Atlantique et le courant d’Islande est.

Bien que le rotationnel de la tension de vent soit dirigé vers le bas sur la majeure partie de l’Atlantique nord, il n’est pas possible d’identifier une seule zone de subduction relativement uniforme pour l’eau centrale nord-Atlantique. Les trois principales zones de subduction des eaux modales formant l’eau centrale nord-Atlantique sont présentées sur la Figure 1.6. Une eau modale est une eau qui se distingue de son environnement par son homogénéité verticale. Cette homogénéité verticale résulte du mélange qui se produit en hiver en réponse au forçage atmosphérique. Selon l’étude Lagrangienne de *Paillet and Arhan [1996a]*, la subduction d’une eau modale a lieu lorsqu’une colonne d’eau ayant une couche de mélange profonde traverse la ligne de moyenne annuelle nulle du flux de flottabilité net vers la couche de mélange⁵. L’apparition d’une pycnocline secondaire au cours du déplacement vers le sud isole alors la partie inférieure de la colonne d’eau du contact avec l’atmosphère. Cette ligne est tracée en tirets gras sur la Figure 1.6. Selon les auteurs sa position varie d’année en année et est donnée à 500 km près. Cette ligne a été partagée en cinq segments pour établir un portrait de la subduction des eaux modales dans l’Atlantique nord. Dans la partie ouest du bassin se trouve une variété d’eau modale subtropicale (eau modale subtropicale à 18°C), qui apparaît dans les profils verticaux de température par une zone relativement homogène vers 250-400 m de profondeur. Elle subducte dans la partie est du segment A-B, dans la zone où le courant se dirige vers les valeurs croissantes du flux de flottabilité. Dans la partie est du bassin se trouve l’eau modale subpolaire. Sa variété chaude

⁵Dans la direction d’un flux de flottabilité vers l’océan croissant.

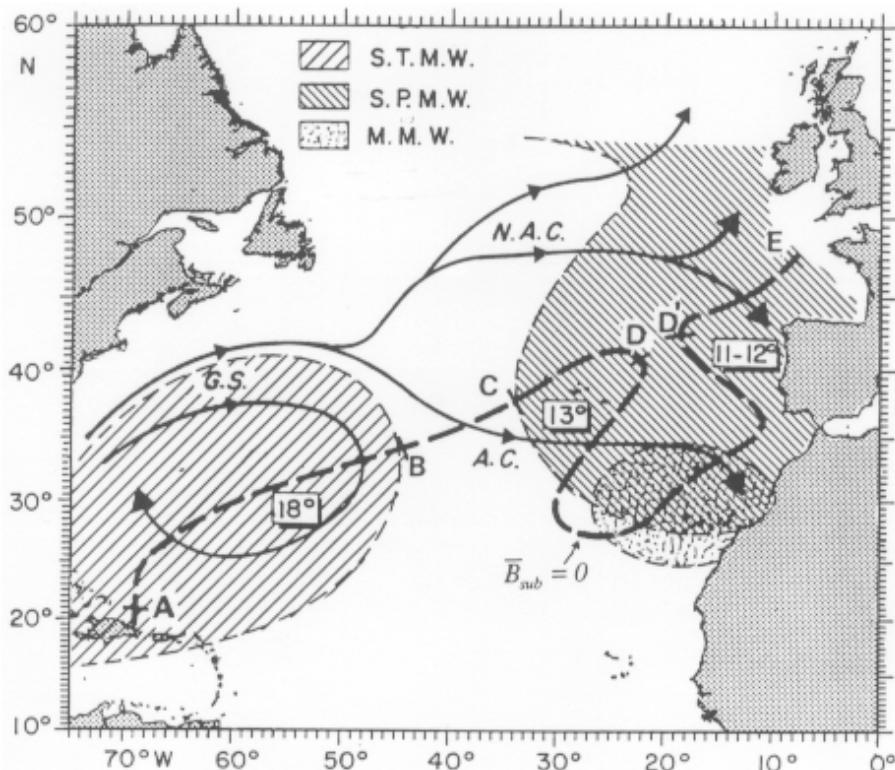


FIGURE 1.6 – Eaux modales de l'Atlantique subtropical nord. STMW : eau modale subtropicale (18°C), SPMW : eau modale subpolaire (seule la partie située au sud de 55°N est montrée ici), MMW : eau modale de Madère. La circulation générale dans l'océan superficiel est représentée par des flèches (GS : Gulf Stream, NAC : courant nord-Atlantique, AC : courant des Açores). La courbe en tiret gras correspond à la ligne de moyenne annuelle nulle du flux de flottabilité net vers la couche de mélange. Les températures auxquelles les eaux modales subductent théoriquement à travers cette courbe sont également indiquées. Reproduit d'après Paillet and Arhan [1996a].

(eau modale subpolaire à 13°C) subducte dans la région du segment C-D. La subduction de l'eau modale subpolaire à 11-12°C a lieu dans la région du segment D'-E, grâce à la branche de recirculation vers le sud du courant nord-Atlantique. D et D' peuvent être confondus, et ces deux variétés de l'eau modale subpolaire font bien partie de la même famille d'eau modale. Lorsque D et D' sont distincts, le segment D-D' délimite une sous-région de flux de flottabilité négatif dans une zone de flux de flottabilité positif (pour l'océan). Cette région est celle de l'eau modale de Madère, moins importante que les deux autres en volume, et dont l'existence est intermittente. Elle apparaît dans les profils verticaux de température par une zone relativement homogène vers 70-150 m en été pour des températures de 16-18°C. Il n'y a pas de subduction d'eau modale sur le segment B-C. Ce dernier est la zone de transition entre la variété la plus froide d'eau modale subtropicale en B (environ 17°C) et la variété la plus chaude d'eau modale subpolaire en C (environ 14°C). Ce gradient séparant ces deux types d'eau modale est associé au front des Açores qui s'étend plus à l'est.

La zone POMME se concentre sur la subduction de l'eau modale subpolaire. Le mécanisme classique de formation est celui d'une advection vers le sud d'eau par une branche du courant

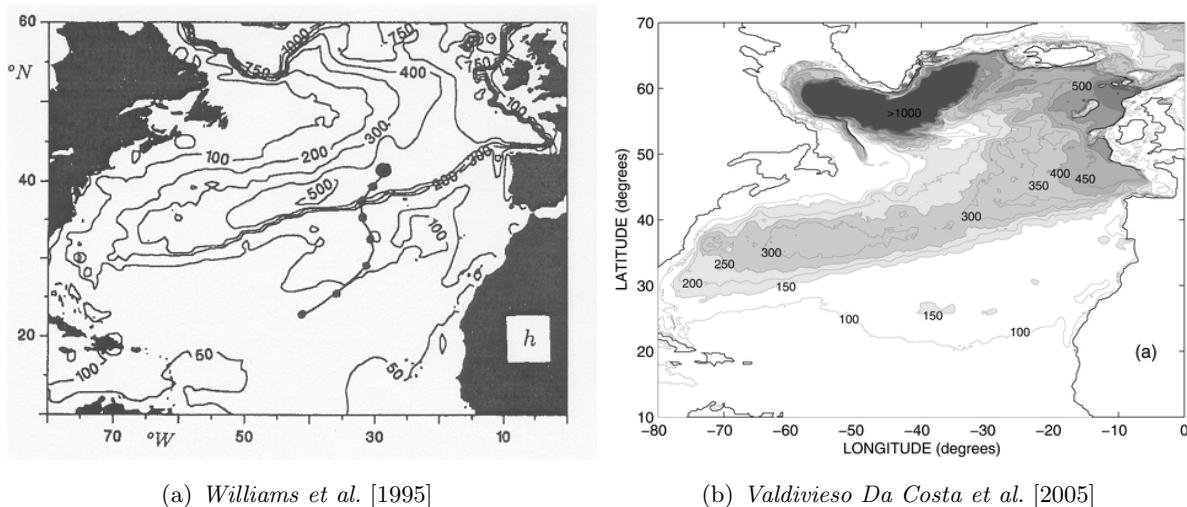


FIGURE 1.7 – Profondeur de couche de mélange à la fin de l'hiver d'après l'étude numérique à basse résolution (1°) de Williams et al. [1995] (image de gauche) et d'après celle au $1/6^\circ$ de Valdivieso Da Costa et al. [2005] (image de droite). Figures reproduites d'après ces articles.

nord-Atlantique (voir Figure 1.4) à travers un gradient marqué de couche de mélange (voir Figure 1.7) selon le schéma présenté Figure 1.8. Ce mécanisme donne un rôle important à l'advection horizontale à grande échelle et suppose l'existence d'une colonne d'eau qui reste matérielle au cours de son déplacement.

1.2 Objectifs et mise en oeuvre

La zone d'étude se trouve dans l'Atlantique nord-est à mi-chemin entre les Açores et la péninsule ibérique. C'est une zone de 750 km de latitude sur 500 km de longitude centrée sur $41.5^\circ\text{N}/18.3^\circ\text{W}$ (Fig. 1.9). Cette zone est connue pour la formation des eaux modales entre 11°C et 13°C . Le programme s'articule autour de quatre périodes d'observations intensives. Ce sont les campagnes POMME : P0, P1, P2 et P3, conçues sur la base d'une couverture régionale méso-échelle durant plusieurs périodes clés de l'année, respectivement septembre 2000, février 2001, avril 2001 et octobre 2001. Un réseau hydrologique a été réalisé également pendant la campagne préparatoire POMMIER2 au printemps 2000, et quelques instruments ont été laissés sur la zone au-delà d'octobre 2001 (quelques flotteurs et trois mouillages courantométriques associés à des pièges à particules). L'interaction forte entre les mesures dynamiques et biogéochimiques constitue un des points importants et originaux du projet.

1.2.1 Objectifs

Les objectifs du programme POMME peuvent se résumer à :

- décrire le champs de profondeur de la couche de mélange, et les propriétés biogéochimiques associées, à la fin de l'hiver ; étudier l'impact des flux à l'interface air-mer et de la circulation méso-échelle sur l'évolution temporelle et spatiale de ces champs,

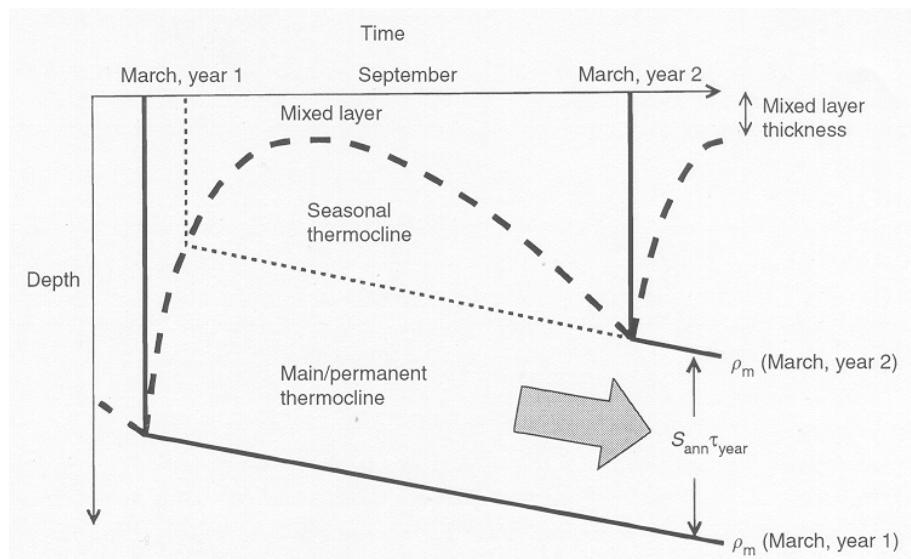


FIGURE 1.8 – Diagramme illustrant le cycle saisonnier de la couche de mélange en suivant le mouvement d'une colonne d'eau. La profondeur de la couche de mélange diminue au printemps et en été, pour s'approfondir de nouveau à l'automne et en hiver. Si le flux de flottabilité net reçu par la colonne d'eau est positif sur l'année, la couche de mélange à la fin de l'hiver est moins dense et moins profonde d'une année sur l'autre (comme sur ce schéma). De l'eau est donc subductée de façon irréversible de la couche de mélange vers la pycnocline permanente. La limite inférieure de la couche de mélange est représentée en tirets épais, les isopycnnes affleurant en surface à la fin de l'hiver en trait plein épais, et l'isopycne correspondant à la limite inférieure de la pycnocline saisonnière est en tirets courts. Reproduit d'après *Williams* [2001].

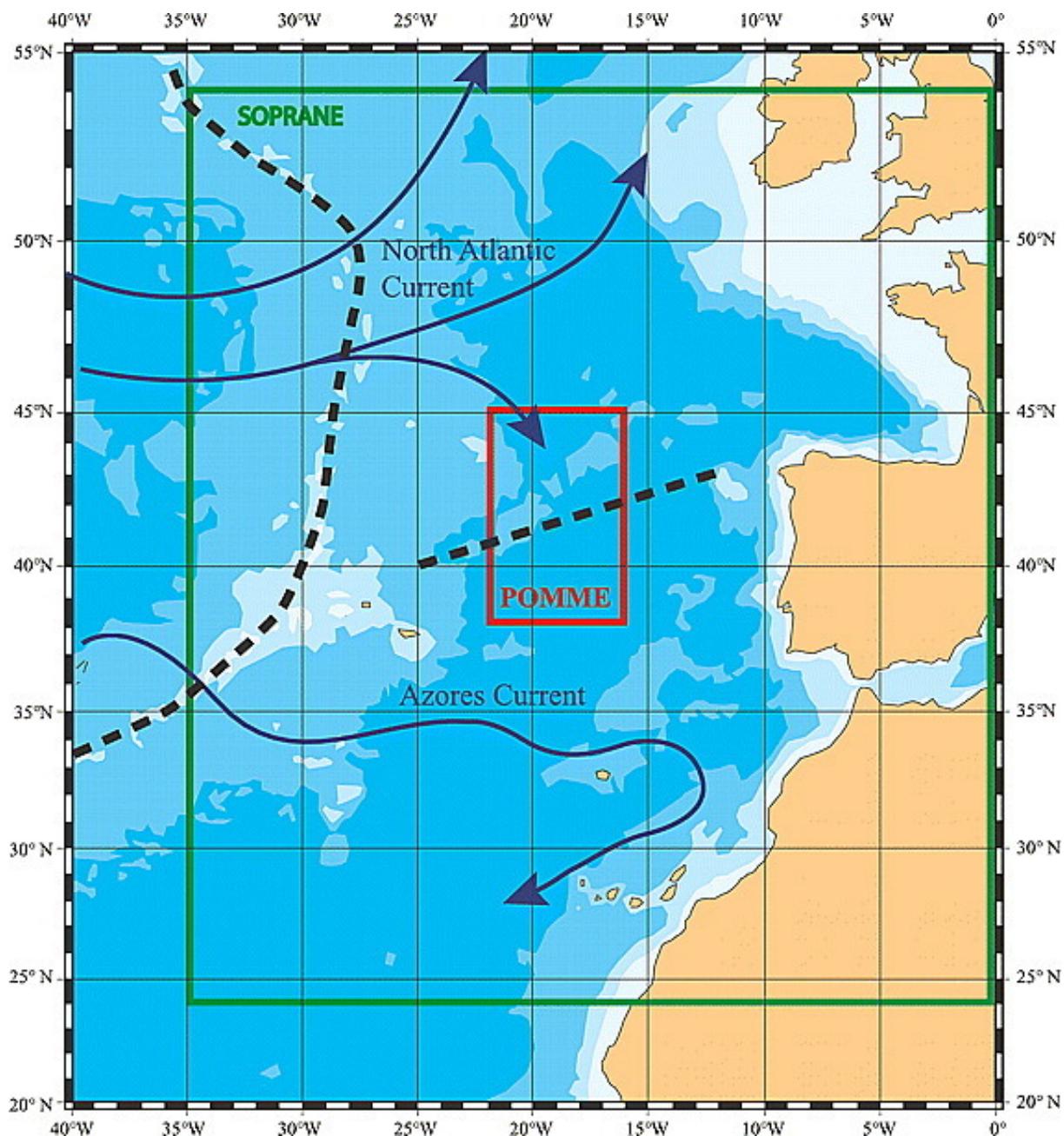


FIGURE 1.9 – Contexte géographique et océanique de la zone étudiée dans POMME (matérialisée par un rectangle rouge). Le rectangle vert matérialise la zone couverte par le modèle quasi-géostrophique SOPRANE (Système Océanique de Prévision Régionale en Atlantique Nord Est) utilisée en mode assimilation en quasi-temps réel lors des campagnes en mer. La ligne en tirets gras qui coupe la zone POMME représente la position de la zone de discontinuité de profondeur de couche de mélange climatologique, associé à la subduction de l'eau modale via l'advection vers le sud dans le schéma classique de la subduction dans la zone. La seconde ligne en tirets gras représente la position de la dorsale medio-Atlantique. Figure reproduite d'après *Mémetry et al. [2005]*.

- estimer les transports horizontaux et verticaux d'énergie thermique, de sel, de masse, de nutriments et de carbone ; quantifier la contribution de la circulation méso-échelle à ces flux, identifier les structures méso-échelles les plus importantes de ce point de vue,
- étudier les liens entre la restratification en fin d'hiver, la ventilation de la thermocline et la formation de masse d'eau associée, et le déclenchement de la floraison printanière,
- décrire les processus dynamiques et biologiques impliqués dans l'enfouissement de la matière organique et des traceurs biogéochimiques dans la thermocline ; quantifier les transferts de particule et de matière organique dissoute vers l'océan profond,
- quantifier les processus dynamiques et biologiques associés à l'activité bactérienne et hétérotrophe régulant la transformation des particules et de la matière organique dissoute, et donc l'évolution des traceurs biogéochimiques dans les eaux modales subductées.

1.2.2 Moyens mis en oeuvre

Déroulement des opérations

Les quatre périodes de campagne en mer ont été utilisées d'une part pour le déploiement et la récupération d'équipement de mesure, d'autre part pour la réalisation de mesures concernant la dynamique et la biogéochimie. La zone a été décrite à chaque période à l'aide d'une mesure tous les 55 km au plus. Des stations longues (quatre par période), d'une durée de 2 jours chacune, ont été réalisées de façon quasi-Lagrangienne en suivant un piège à particule dérivant. Le déroulement des campagnes est résumé dans le Tableau 1.1. Les campagnes POMME1 (P1) et POMME2 (P2) ont fait l'objet d'une attention particulière du fait de l'importance de la période (de février à mai 2001 : période de restratification et de floraison printanière) pour les objectifs du programme. Deux navires étaient en général présents simultanément sur la zone pour limiter la durée de collecte des données et donc leur assurer une certaine cohérence temporelle. La première partie (L1) des campagnes était dédiée à un réseau de stations hydrologiques, dans le but de décrire la zone à méso-échelle. La seconde partie (L2) s'attachait à décrire plus précisément certaines structures à l'aide de mesure à haute résolution spatiale et de stations longues. Les opérations en mer, en particulier les L2, ont été optimisées grâce à des analyses en temps réel et aux résultats de modèles numériques (notamment le modèle SOPRANE du SHOM, modèle quasi-géostrophique assimilant les données satellites d'anomalie de hauteur dynamique).

Dispositif expérimental déployé

Pour répondre aux questions posées, le dispositif expérimental qui a été mis en place, principalement de septembre 2000 à octobre 2001, était composé de :

- une composante météorologique permettant d'obtenir une estimation précise des flux à l'interface océan-atmosphère (en particulier des flux de chaleur et de carbone) : une bouée météorologique a fourni les paramètres météorologiques nécessaires au calcul des flux turbulents par la méthode bulk (cf. chapitre 3) et les flux radiatifs du 26 août 2000 au 5 mai 2001 ; un mât instrumenté était en place sur l'Atalante de février à mai 2001 avec des capteurs pour des mesures directes et indirectes de flux permettant de calibrer et valider la

| Campagne | Navire | Période |
|----------|---------------------------|--|
| P0 | Thalassa, D'Entrecasteaux | 17 sep. 2000–14 oct. 2000 |
| P1L1 | Atalante, D'Entrecasteaux | 3 fev. 2001–27 fev. 2001 |
| P1L2 | Atalante, D'Entrecasteaux | 29 fev. 2001–21 mar. 2001 |
| P2L1 | Atalante, D'Entrecasteaux | 24 mar. 2001–14 avr. 2001 |
| P2L2 | Atalante, D'Entrecasteaux | 16 avr. 20001–16 mai 2001 |
| P3L1 | Thalassa, BSHM Ailette | 23 aoû. 2001–14 sep. 2001, 30 aoû. 2001–14 sep. 2001 |
| P3L2 | Thalassa, BSHM Ailette | 17 sep. 2001–11 oct. 2001, 17 sep. 2001–29 sep. 2001 |

TABLE 1.1 – Dates de début et de fin des différentes campagnes POMME, et noms des navires océanographiques impliqués. La Thalassa et l'Atalante sont des navires océanographiques de l'IFREMER. Le D'Entrecasteaux et le BSHM Ailette sont des bâtiments océanographiques de la marine nationale.

méthode bulk ; 24 flotteurs pour les mesures de la vitesse du vent (20 MARISONDES et 4 SVP-BW déployés en février 2001 pour la plupart) ; quatre bouées CARIOCA (déployées en février 2001 également) pour les mesures relatives aux flux de dioxyde de carbone à l'interface océan-atmosphère,

- des mesures de la circulation océanique (en particulier dans les 400 premiers mètres) : 9 mouillages courantométriques, 100 flotteurs de différents types (MARVOR, PROVOR, RAFOS et RAFOS-VCM) dérivant à des profondeurs inférieures à 400 m, ainsi que des flotteurs de surface,
- des mesures de la stratification dans l'océan superficiel à la fin de l'hiver : 3 des mouillages courantométriques étaient associés à des chaînes de thermistances (le faisceau de l'ADCP étant dans ce cas dirigé vers la surface), 20 flotteurs de surface avec chaînes de thermistances (MARISONDE), et les flotteurs PROVOR (flotteur dérivant le long d'une isobare et effectuant des remontées régulières pour transmettre leur position par GPS au cours desquelles le profil de température est mesuré),
- des estimations des flux verticaux de particules au moyen de 4 pièges à particules (avec une mesure à 400 m et une autre à 1000 m environ).

1.2.3 Déroulement des campagnes

Première partie des campagnes

La première partie des campagnes consistait à réaliser sur une période de 20 jours maximum un réseau hydrologique (une CTD tous les 55 km environ et un tir d'XBT entre chaque CTD sur la route des navires océanographiques) permettant de décrire la zone à méso-échelle. Pour cela deux navires devaient être présents simultanément sur la zone. Les CTD étaient réalisées en général jusqu'à une profondeur de 2000 m (occasionnellement jusqu'au fond), et souvent associées à des mesures de courants par L-ADCP. Des échantillons d'eau étaient également collectés, la plupart dans l'océan superficiel, pour la biogéochimie. Des mesures de bio-optique marine ont été associées à la moitié des stations, l'autre moitié des stations étant associée à des mesures relatives au zooplancton et aux grosses particules. Des mesures de courants (par VM-ADCP), mais aussi

de la température, de la salinité, du DMS, de la pression de CO₂ et de quelques propriétés bio-optiques de l'eau de surface, étaient réalisées en continu sur les navires. La Figure 1.10 illustre le déroulement de cette première partie de campagne lors de P1 et P2. La trajectoire de l'Atalante décrit le centre de la zone, simultanément la trajectoire du D'Entrecasteaux décrit la périphérie de la zone, cette dernière étant particulièrement importante pour fournir les conditions aux limites latérales des modèles numériques régionaux.

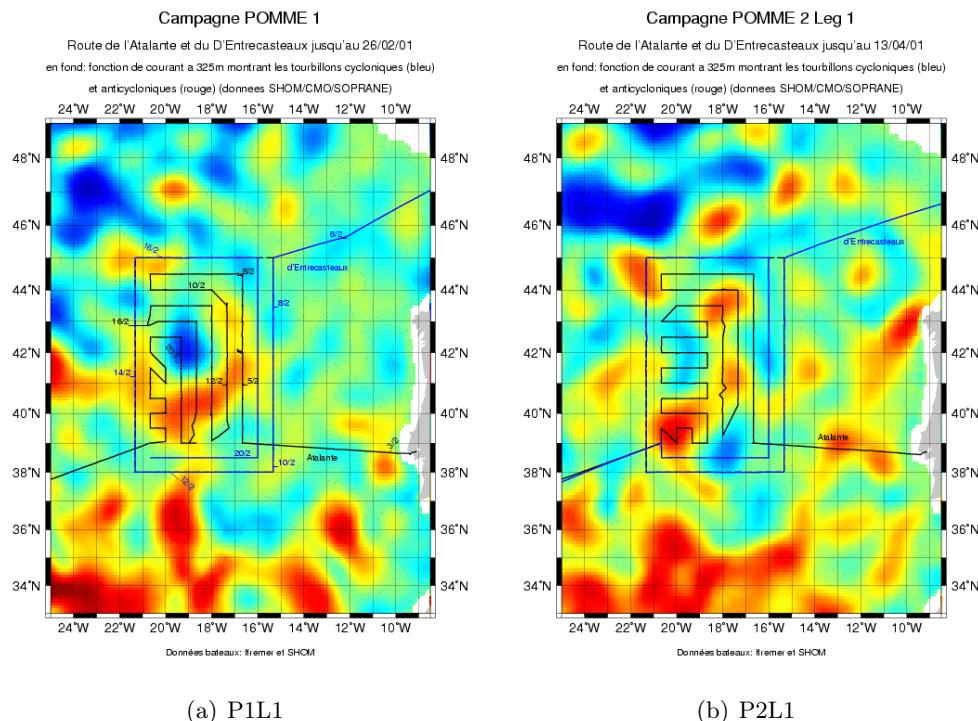


FIGURE 1.10 – Déroulement de la première partie des campagnes POMME1 et POMME2.

Seconde partie des campagnes

La seconde partie des campagnes, d'une durée équivalente à la première, s'attachait en particulier à décrire plus précisément certaines structures méso-échelles repérées dans la première partie. Les instruments mis en oeuvre pour cela étaient une CTD associée à des capteur d'O₂, de fluorescence et de bio-optique marine en mode Tow-Yo, et un SeaSoar associés à une comp-teur optique de plancton (OPCT). Quatre stations par campagne, d'une durée de 2 jours au plus, ont été mises en oeuvre pour des études des processus biogéochimiques dans l'approximation uni-dimensionnelle. Le suivi d'une bouée dérivante équipée de pièges à particules (à 200 et 400 m) a permis de se placer dans un cadre quasi-Lagrangien. Durant toute la durée des stations, des prélèvements ont été réalisés pour des mesures biogéochimiques. La Figure 1.11 illustre le déroulement de cette seconde partie de campagne lors de P1 et P2. L'Atalante met en oeuvre un TowYo, alors que le D'Entrecasteaux met en oeuvre un SeaSoar pour effectuer des mesures à haute résolution. La résolution de ces mesures est de 1 à 3 km sur l'horizontale et de 0.1 à 1 m sur la verticale. Les mesures ont lieu dans une couche allant de la subsurface jusqu'à 400 m

(pour le SeaSoar) et 800 m (pour le TowYo) de profondeur.

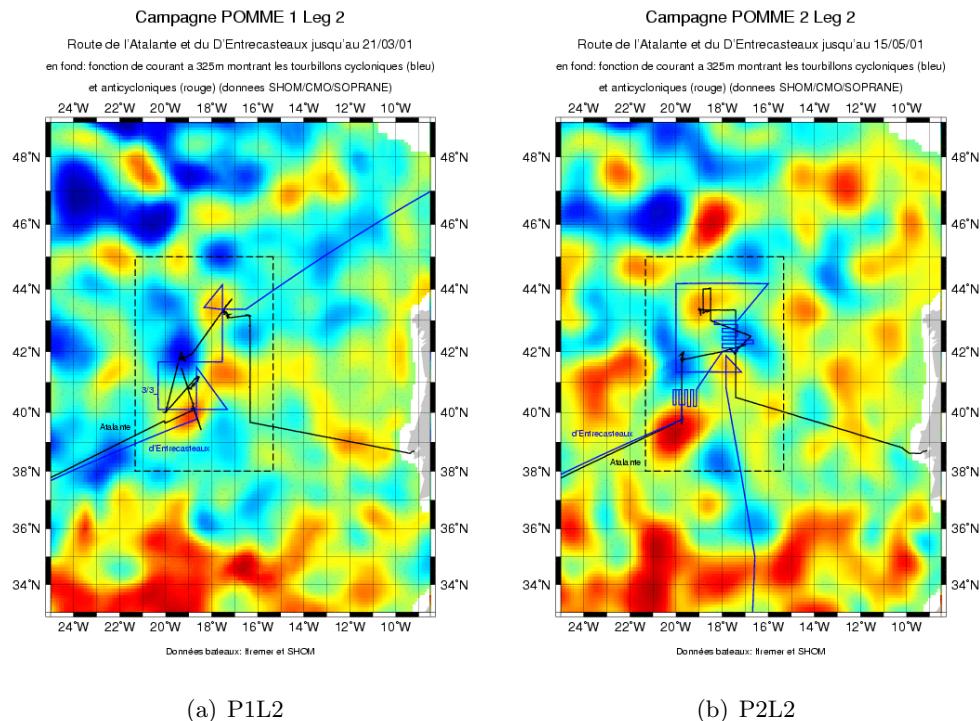


FIGURE 1.11 – Déroulement de la seconde partie des campagnes POMME1 et POMME2.

1.3 Quelques résultats

1.3.1 Structures méso-échelles

La zone POMME est considérée comme une zone dynamiquement peu active, relativement à son environnement : au nord les branches issues de la dérive nord-Atlantique vers 51°N [Käse and Krauss, 1996] et au sud le courant des Açores vers 35°N [Siedler and Onken, 1996]. Pourtant la campagne a permis d'observer un nombre de tourbillons méso-échelles plus important que ce qui était attendu dans cette région [e.g. Paillet and Mercier, 1997]. Il est vrai que l'énergie cinétique de la circulation à méso-échelle (eddy kinetic energy or EKE) dans la région à la fin de l'année 2000 et au début de l'année 2001 (70 à $150 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ dans les couches de surface (0-100m) [Le Cann et al., 2005, p.10]) est supérieure à sa valeur climatologique (de l'ordre de 50 à $100 \text{ cm}^2 \text{s}^{-2}$ [Reverdin et al., 2003; Volkov, 2005]). Mais surtout le projet POMME constitue la première étude de cette envergure dans cette zone (durée d'une année, réseaux hydrologiques à méso-échelle, radiales à haute-résolution). En particulier la résolution des réseaux a permis de révéler une réalité sous-estimée auparavant : l'activité méso-échelle (et à plus petite échelle) est en effet développée et bien organisée. Une nomenclature des principales structures méso-échelles a été réalisée, elles sont indiquées par leur nom en blanc sur la Figure 1.12.

Le tourbillon anticyclonique A1 a été l'un des mieux décrits par les mesures in situ au cours de POMME, il a été en effet suivi par les flotteurs d'octobre 2000 à septembre 2001. *Le Cann*

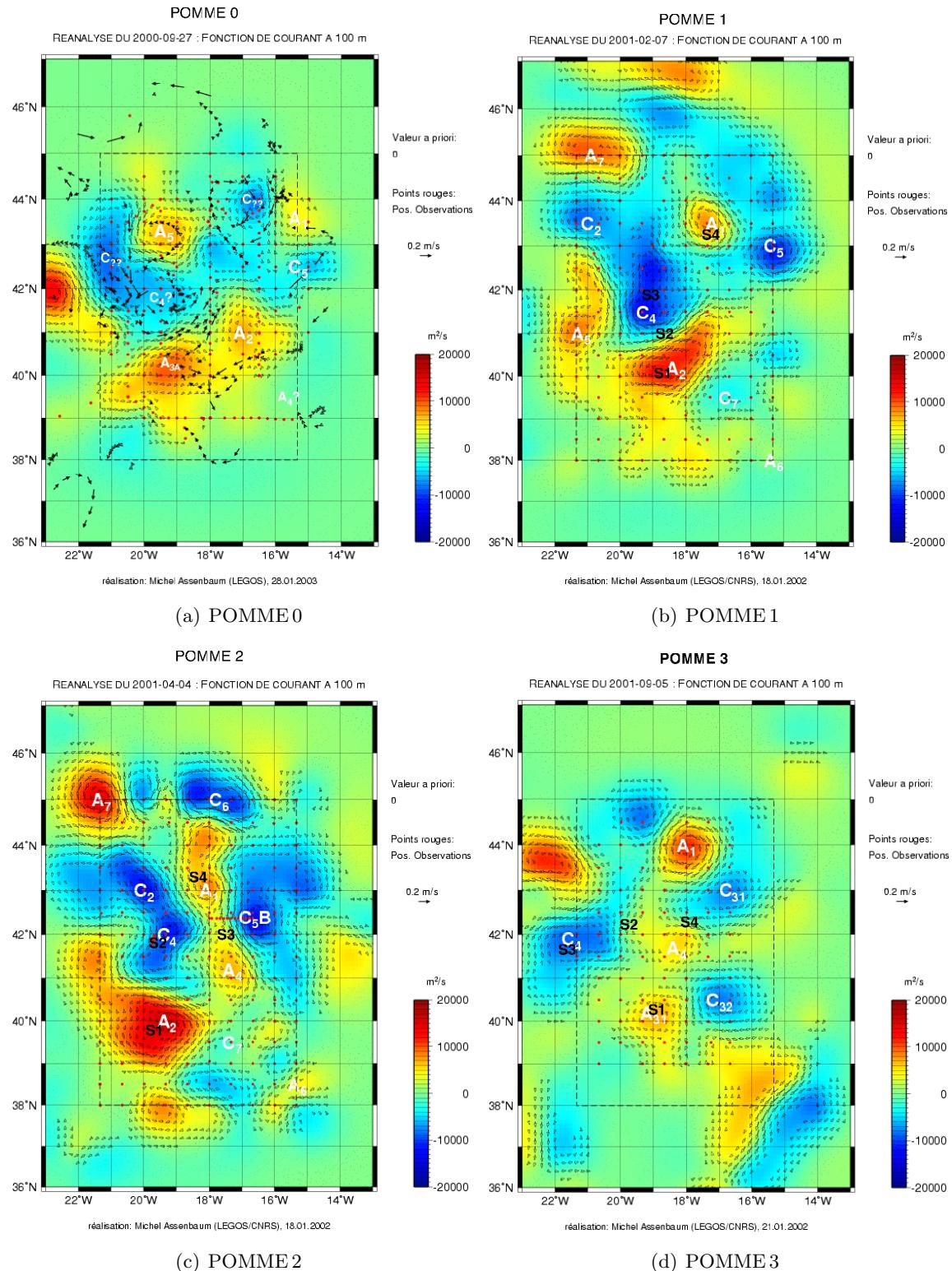


FIGURE 1.12 – Fonction de courant des réanalyses des simulations SOPRANE utilisant l’altimétrie et les données in situ (CTD : points rouges) des campagnes P0, P1L1, P2L1 et P3L1. Les zones en bleu correspondent à une circulation cyclonique, les zones en rouge à une circulation anticyclonique. Une nomenclature des principales structures méso-échelles a été réalisée et leur nom est indiqué en blanc. Les stations longues des campagnes P1L2, P2L2 et P3L2 sont indiquées en noir. Figures réalisées par M. Assenbaum (LEGOS, Toulouse, France).

et al. [2005] et *Gascard et al.* [2005] suggèrent que ce tourbillon a été généré par des instabilités du courant de pente dans la région Ouest Péninsule Ibérique/Golfe de Gascogne ("swoody", [c.f. *Pingree and Le Cann*, 1992]). A1 est entré dans la zone POMME par l'est en octobre 2000, puis son déplacement vers l'ouest s'est arrêté au niveau de la dorsale Açores-Biscaye, autour de laquelle A1 a ensuite tourné lentement dans le sens anticyclonique. Le cœur d'A1 est le siège d'un maximum marqué d' O_2 vers 600 m de profondeur, et de l'eau méditerranéenne est présente vers 1200 m (entraînée lors de son déplacement ou résultant d'une interaction avec un meddy). Le tourbillon anticyclonique A2 a été suivi de façon intermittente par les flotteurs de septembre 2000 à août 2001, période au cours de laquelle il s'est déplacé d'environ 600 km vers le sud-ouest. *Le Cann et al.* [2005] suggèrent que ce tourbillon est un meddy avec un fort signal de surface pouvant résulter d'une interaction avec un tourbillon d'Eau Centrale Nord Atlantique (NACW). Le tourbillon anticyclonique A7 est le plus gros et le plus puissant tourbillon observé lors de POMME, il a été échantillonné par différents flotteurs tout au long de l'expérience de septembre 2000 à septembre 2001. Au cours de cette période il s'est déplacé lentement vers le sud-ouest, il est en fait resté bloqué pendant 7 mois, à proximité d'un mont sous-marin localisé au nord-ouest de la zone. Ce tourbillon correspond à la zone de plus profonde couche de mélange observé au cours de POMME (plus de 300 m en mars 2001). Les structures cycloniques apparaissent moins cohérentes que les anticyclones dans les données, et le terme de zone cyclonique est peut-être plus approprié que tourbillon cyclonique. Globalement ces structures anticycloniques et cycloniques, d'un diamètre de l'ordre de 100 à 150 km, se déplacent vers l'ouest-sud-ouest à une vitesse de 1 à 2 cm.s⁻¹. Les sources probables de ces déplacements sont l'advection par le courant moyen, l'effet beta, la prédominance des structures anticycloniques⁶ (en terme de cohérence et de durée de vie), et la contrainte exercée par la bathymétrie (globalement orientée nord-est/sud-ouest dans la zone, voir Figure 1.13) sur ces structures [*Le Cann et al.*, 2005].

1.3.2 Circulation moyenne

La circulation moyenne dans l'océan superficiel sur la période des 12 mois de l'expérience POMME est cisaillée sur la verticale. Elle est constituée en surface de deux courants vers l'est de l'ordre de 100 à 200 km de large, un vers 41-42°N et un autre vers 45°N. Le premier était particulièrement marqué lors de P1 et P2, il est issu d'une anomalie de courant s'étendant de l'ouest de la dorsale Medio-Atlantique jusqu'à proximité du Portugal [*Reverdin et al.*, 2005]. Un courant vers le sud se superpose à cette circulation zonale. L'écoulement est dévié vers l'ouest plus en profondeur. Ces courants sont faibles, de l'ordre de quelques cm/s. La circulation moyenne est donc constituée d'un courant vers le sud-est dans la couche 0-100 m et d'un courant vers le sud-ouest dans la couche 100-500 m. Ce cisaillement vertical pourrait s'interpréter comme résultant de l'influence du vent (via la couche d'Ekman) dans la couche 0-100 m et de l'influence de la bathymétrie en dessous (via les structures méso-échelles). Sur l'ensemble de la couche 0-500 m le transport moyen sur la zone POMME se traduit par un transport entrant d'environ 3 Sv par le nord et d'1 Sv par l'ouest, et par un transport sortant par le sud (le transport à travers

⁶Le déplacement des anticyclones dans la zone POMME est en effet cohérent avec les déplacements des anticyclones observés dans trois bassins-est différents par *Morrow et al.* [2004].

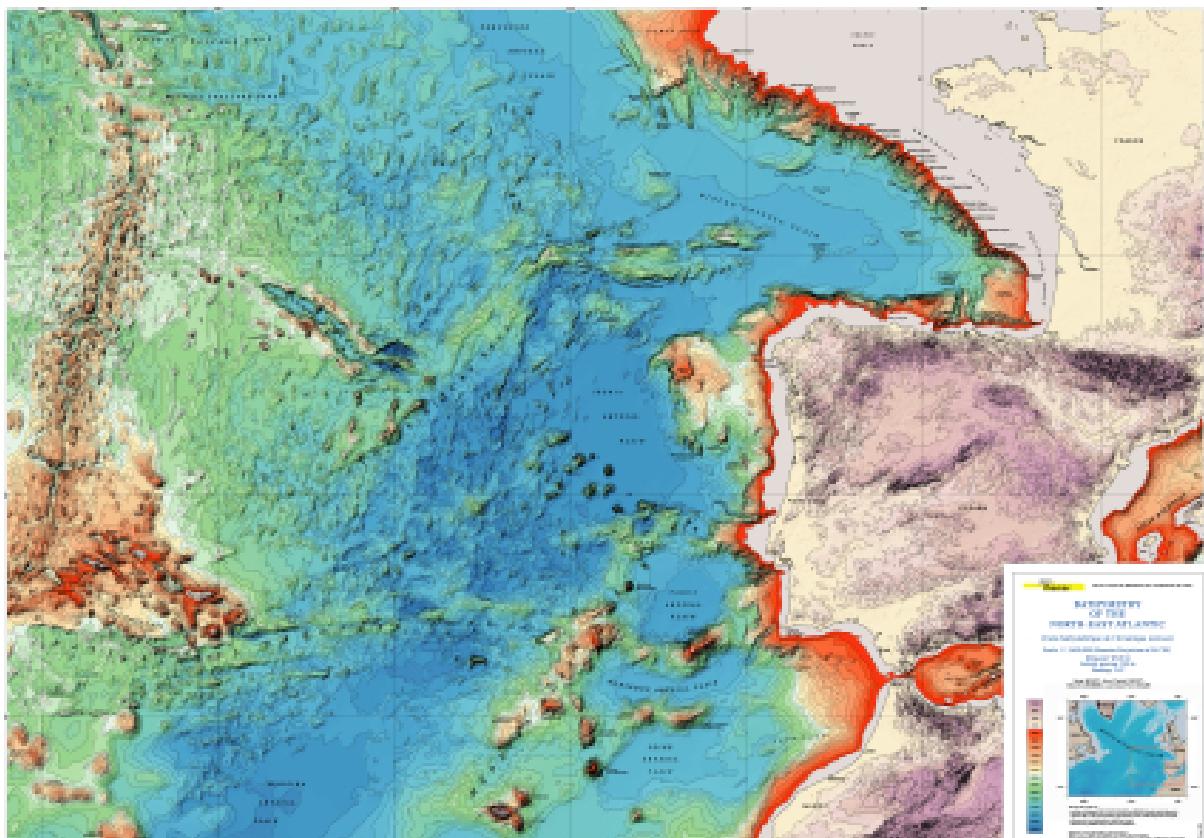


FIGURE 1.13 – Bathymétrie dans l'Atlantique nord-est. L'élément majeur dans la zone POMME est la dorsale Acores-Biscaye, orientée nord-est/sud-ouest. Carte reproduite à partir du site de l'Ifremer Géosciences Marines *Sibuet et al.* [2004]

le bord est étant quasi-nul) [Le Cann *et al.*, 2005]. Notons aussi que le courant méridien moyen dans la zone au nord de 42°N est bien plus faible que les 1 cm s^{-1} des études climatologiques de *van Aken* [2001] et de *Paillet and Mercier* [1997]. De plus le front associé au jet vers l'est à 41-42°N agit la plupart du temps comme un barrière dynamique isolant la partie sud du domaine de la partie nord. Ceci sous-tend que le schéma classique de renouvellement des eaux de la partie sud du domaine par advection des eaux de la partie nord peut difficilement s'appliquer dans le cadre de POMME [Reverdin *et al.*, 2005]. Certaines de ces différences avec les études précédentes pourrait être attribuées, en partie du moins, à la variabilité interannuelle.

1.3.3 Limitations des données

L'étude attentive des données à haute-résolution met en évidence des structures d'une largeur inférieure à 50 km, voir de l'ordre de 10 km pour certaines [Reverdin *et al.*, 2005]. Ces structures de submésoséchelle, dont l'omniprésence dans la zone n'était pas évidente lors de la conception de l'expérience POMME, compliquent fortement l'utilisation des données. La résolution des réseaux hydrologiques des premières parties des campagnes n'est pas suffisante pour décrire correctement les structures méso-échelles. En effet les structures submésoséchelles affectent la représentativité des mesures vis-à-vis des structures méso-échelles. L'utilisation d'un outil numérique tel que celui de cette étude permet de compléter de façon intéressante les mesures. Cet outil est présenté dans la section suivante 2. L'étude numérique fournit en effet un cadre général dans lequel placer les données, ce qui permet d'optimiser l'utilisation de ces dernières, mais aussi de mieux appréhender leurs limitations.

Chapitre 2

Le modèle d'océan

Le modèle utilisé est une version à aire limitée et à haute résolution du modèle de circulation générale océanique aux équations primitives OPA version 8.2 [Madec *et al.*, 1999]. Cette version régionale a été progressivement développée pour des études numériques associées à des campagnes en mer [Caniaux *et al.*, 1993; Gavart *et al.*, 1999; Dourado and Caniaux, 2001]. Les principales caractéristiques du modèle reposent sur l'hypothèse du toit rigide, une discréétisation sur une grille C d'Arakawa tridimensionnelle utilisant des niveaux z et une fermeture turbulente d'ordre 1.5 pour le mélange vertical. La résolution horizontale est de $1/20^\circ$, i.e. environ 5 km. La grille verticale comporte 69 niveaux de la surface à 5650 m avec une résolution fine de 5 m dans les cent premiers mètres. Le traitement des frontières ouvertes [Gavart *et al.*, 1999] est fondée sur l'utilisation d'une zone de recirculation isolée du domaine physique par une zone tampon assurant un rappel vers des champs de température et de salinité donnés.

2.1 Les équations de base

OPA utilise les équations primitives. L'océan est en effet un fluide qui peut être décrit avec une bonne approximation par ces équations primitives, lorsque l'échelle horizontale des phénomènes étudiés est supérieure à quelques kilomètres en océan ouvert. Ce qui correspond bien au cadre de notre étude. Les équations primitives utilisées dans OPA sont les équations de Navier-Stokes plus une équation d'état non-linéaire couplant les deux traceurs actifs que sont la température et la salinité au champ de vitesse du fluide, dans le cadre des hypothèses suivantes (s'appuyant sur des considérations dimensionnelles) :

- *approximation de la terre sphérique* : les surfaces géopotentielles sont supposées sphériques, ainsi le vecteur gravité est parallèle au rayon de la terre,
- *approximation de la pellicule mince* : la profondeur de l'océan est négligée devant le rayon de la terre,
- *hypothèse de fermeture turbulente* : les flux turbulents (qui représentent l'effet des petites échelles non représentées explicitement dans le modèle sur les grandes) sont exprimés en fonction des champs macroscopiques explicitement représentés dans le modèle,

- *approximation de Boussinesq* : les variations de la densité sont négligées sauf dans le terme de flottabilité,
- *approximation hydrostatique* : l'équation sur la composante verticale de la quantité de mouvement est réduite à l'équilibre entre la composante verticale du gradient de pression et la force de flottabilité (cela élimine les processus convectifs qui doivent donc être paramétrés),
- *incompressibilité* : la divergence tridimensionnelle du champ de vitesse est supposée nulle¹. Cette approximation filtre les ondes sonores.

L'approximation du toit rigide est également utilisée dans cette étude, dans le mesure où les effets de l'évolution temporelle de la surface de l'océan sont négligeables dans les phénomènes étudiés. Cette technique impose à la surface de l'océan d'être fixe et de suivre une surface géopotentielle. Elle permet de filtrer simplement les ondes de gravité externes et d'éviter, comme pour les ondes sonores, la contrainte sur le pas de temps associée à ces ondes rapides.

Notons que l'approximation hydrostatique est valable dans le cas où l'accélération verticale reste faible devant la force de flottabilité. Le critère de validité de l'approximation ($n \ll 1$) fait intervenir le rapport entre l'échelle verticale et l'échelle horizontale (γ) du phénomène considéré, ainsi que le nombre de Richardson (Ri) : $n = \frac{\gamma^2}{Ri}$ [Marshall *et al.*, 1997b]. La validité de cette approximation est généralement considérée comme liée au rapport entre l'échelle verticale et l'échelle horizontale du phénomène. Mais si la vitesse de l'écoulement est faible et que la stratification est forte (Ri est grand), alors l'approximation hydrostatique peut être valable même si le rapport entre l'échelle verticale et l'échelle horizontale n'est pas faible. Les termes de la force de Coriolis faisant intervenir le cosinus de la latitude sont également négligés dans le cadre de l'approximation hydrostatique. Le strict équilibre hydrostatique impose en effet de négliger le terme de la force de Coriolis en cosinus dans l'équation de la vitesse verticale. Pour que les équations restent cohérentes du point de vue énergétique, le terme en cosinus dans l'équation de la vitesse zonale doit lui aussi être négligé. Selon Marshall *et al.* [1997b] cette approximation n'est pas nécessairement valide lorsque l'on se rapproche de l'équateur. Pour ces raisons, et pour des études de phénomènes à plus petite échelle horizontale, notamment pour l'océanographie côtière [Tseng *et al.*, 2005], des modèles d'océan non-hydrostatiques se développent. On citera à titre d'exemple le modèle MITgcm [Marshall *et al.*, 1997a], capable de simuler des écoulements océaniques ou atmosphériques, et le modèle ICOM [Pain *et al.*, 2005].

2.2 Résolution numérique des équations

2.2.1 Coordonnées verticales

La plupart des modèles d'océan actuels utilisent les équations primitives en coordonnées verticales géopotentielles (ou coordonnées z). Mais il peut être également intéressant d'utiliser d'autres systèmes de coordonnée verticale. Ainsi certains modèles utilisent les coordonnées isopycniques, les niveaux verticaux correspondent alors à des couches de densité donnée et leur

¹Ce point fait en réalité partie de l'approximation de Boussinesq [Spigel and Veronis, 1960].

épaisseur est une quantité pronostique. D'autres modèles utilisent des coordonnées qui suivent la bathymétrie (ou coordonnées σ), la coordonnée verticale prend dans ce cas des valeurs comprises entre 0 et 1, la valeur 0 correspondant à la bathymétrie. Dans leur forme continue, les trois systèmes sont équivalents, mais dans le cas d'un modèle numérique la discréétisation induit des erreurs de troncatures dépendantes de la coordonnée verticale choisie. Il en va de même de la formulation des paramétrisations des phénomènes sous-maille. L'étude de *Willebrand et al.* [2001] met en évidence des différences notables dans la circulation de l'Atlantique nord représentée par un modèle en fonction du système de coordonnée verticale retenu.

Les coordonnées σ sont adaptées à la représentation des processus dans lesquels la bathymétrie joue un rôle important, c'est le cas par exemple en océanographie côtière et le modèle ROMS [*Haidvogel et al.*, 2000] utilise ce système. Les coordonnées isopycnales, utilisées par exemple dans le modèle MICOM [*Bleck et al.*, 1989], sont plus adaptées pour représenter les fronts thermohalins et les mouvements le long des isopycnies des masses d'eaux en dehors des couches limites de surface et de fond. En revanche les coordonnées σ ne sont pas bien adaptées dans les zones où la stratification est importante, et donc dans la pycnocline. De même les coordonnées isopycnales ne sont pas bien adaptées pour représenter les zones faiblement stratifiées, notamment la couche de mélange océanique. La coordonnée z est la plus adaptée pour décrire l'océan superficiel, en autorisant une résolution verticale élevée dans la couche de mélange. C'est la coordonnée utilisée dans cette étude. Notons enfin que le modèle HYCOM [*Bleck*, 2002] utilise un système de coordonnées verticales hybride qui, en théorie, regroupe les qualités des différents systèmes, au prix d'une complexité accrue. En effet ce modèle combine des coordonnées isopycnales dans l'océan ouvert stratifié avec des coordonnées σ dans les zones côtières et des coordonnées z dans la couche de mélange.

2.2.2 Discréétisation spatiale des équations

Les trois principales méthodes utilisées pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles sont les différences finies, les éléments finis, et les volumes finis.

Différences finies

Dans cette méthode, les dérivées des équations sont approchées par un développement en série de Taylor tronqué. Le domaine est en général découpé en cellules rectangulaires où l'analogie fini des équations continues est exprimé à chaque point de grille. On obtient alors des équations faisant intervenir des différences entre termes discrets. Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre, et également la plus fiable et robuste puisqu'elle est utilisée depuis la première génération de modèle d'océan. Elle demeure encore largement la méthode la plus utilisée.

Eléments finis

Dans cette formulation, la fonction décrivant l'écoulement est approchée par un fonction d'interpolation plus simple. La solution est décomposée sur une base de fonctions définies localement. Le coeur de cette méthode, dans sa forme faible (dite de Galerkin), est le principe de

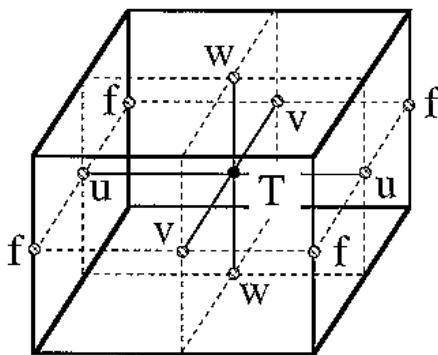


FIGURE 2.1 – Grille utilisée dans OPA. T indique un point où les variables scalaires température, salinité, pression et divergence horizontale sont définies. (u, v, w) sont les coordonnées du vecteur vitesse. f est le point où la vorticité relative et la vorticité planétaire sont définies.

minimisation de l'erreur moyenne sur le domaine qui permet d'obtenir la valeur de la solution aux points de grille. Cette méthode autorise une grande flexibilité dans la conformation de la grille, ce qui lui permet de s'adapter à des géométries complexes et d'avoir une résolution variable. Le principal problème de cette méthode est la conservation de la masse qui, si elle est assurée à l'échelle du domaine, ne l'est pas nécessairement localement [Kantha and Clayson, 2000]. Le modèle QUODDY [Naimie et al., 1994] utilise cette formulation pour des études du Golfe du Maine, et bénéficie de la résolution variable et l'adaptation de la grille à la forme de la côte. Cette formulation est également utilisée par le modèle ICOM, un des objectifs de ce projet est d'obtenir une grille capable d'adapter automatiquement sa résolution aux processus au cours de leur évolution. La première simulation réaliste utilisant cette méthode à l'échelle d'un bassin a été réalisée par le modèle FEOM [Danilov et al., 2005] sur l'Atlantique nord.

Volumes finis

Cette formulation transforme les équations différentielles partielles en des équations intégrales sur des volumes finis. Les propriétés de conservation sont particulièrement faciles à respecter du fait que l'équation intégrale lie la variabilité temporelle de la variable dans le volume aux flux à travers les frontières de ce volume. Il en résulte une bonne flexibilité dans le choix des volumes, ce qui rend cette méthode très précieuse notamment dans le cas d'une bathymétrie très abrupte. Le modèle FVCOM [Chen et al., 2003] a été développé sur ce principe pour des études de l'océan côtier et des estuaires. Le modèle MITgcm utilise également les volumes finis dans le but de représenter précisément la position de l'orographie ou de la bathymétrie.

La méthode numérique utilisée pour résoudre les équations primitives dans OPA est fondée sur un schéma aux différences finies centré du second ordre (avec une formulation proche d'une méthode de volumes finis). L'homogénéité des solutions dans les trois directions d'espace a fait l'objet d'une attention particulière, ce qui a conduit au choix de la grille Figure 2.1, qui est une généralisation à trois dimensions de la grille C d'Arakawa. Cette grille permet de limiter le bruit numérique des solutions, tout en restant relativement simple à mettre en oeuvre.

2.2.3 Discrétisation temporelle des équations

Considérons l'équation $\partial u / \partial t = F$, représentant de façon simplifiée les équations du modèle. La discrétisation temporelle la plus simple consiste à écrire $u^{n+1} = u^n + \Delta t F^n$, où u^{n+1} et u^n représentent la valeur de la variable u au temps t_{n+1} et t_n , respectivement, et F^n représente la valeur de la fonction F au temps t_n . Ce schéma, appelé Euler avant explicite, n'est malheureusement pas neutre dans de nombreux problèmes, au sens où certaines quantités comme la masse, la quantité de mouvement ou l'énergie ne sont pas conservées, mais décroissent ou augmentent avec l'avance temporelle. Dans notre cas (notamment à cause du terme de Coriolis) certaines quantités augmentent et le schéma numérique est instable.

Le schéma leapfrog explicite possède des propriétés de conservation plus satisfaisantes pour notre problème. Il est de plus précis à l'ordre 2, alors que le schéma d'Euler ne l'est qu'à l'ordre 1². Ce schéma, centré en temps, consiste à écrire $u^{n+1} = u^{n-1} + 2\Delta t F^n$, il est neutre et conditionnellement stable pour les problèmes faisant intervenir par exemple le terme de Coriolis ou des termes advectifs non linéaires. La condition de stabilité est que l'onde (ou l'advection) la plus rapide décrite par le système parcourt strictement moins d'une maille en un pas de temps (critère de Courant-Friedrich-Levy (CFL)). Un filtrage temporel est également nécessaire [e.g. Asselin, 1972] car les non-linéarités et les erreurs d'arrondis tendent à découpler la solution sur les pas de temps pairs et impairs, générant des oscillations non réalistes.

Il existe également des formulations implicites, du type $u^{n+1} = u^n + \Delta t F^{n+1}$, plus stables mais aussi plus dissipatives, et des formulations semi-implicites qui combinent F^{n+1} et F^n , par exemple $u^{n+1} = u^n + \Delta t F^{n+1/2}$ avec $F^{n+1/2} = 1/2(F^{n+1} + F^n)$. Ces dernières sont en général moins dissipatives que les formulations implicites, tout en étant plus stables que les formulations explicites. Si les formulations implicite et semi-implicite ont un domaine de stabilité étendue par rapport à une formulation explicite, la résolution du problème numérique est plus complexe car elle nécessite une inversion de matrice. De plus l'utilisation d'un pas de temps trop grand par rapport à la vitesse d'évolution de certains phénomènes décrits par le modèle conduit à une moins bonne précision de ce dernier. Ces méthodes sont intéressantes pour les modèles opérationnels où l'on sacrifie un peu à la précision pour gagner en rapidité de calcul via l'utilisation d'un pas de temps plus grand. En particulier les méthodes implicites permettent de traiter la propagation des ondes de gravité avec des pas de temps de l'ordre de la dizaine de minutes au lieu de la seconde.

Pour les problèmes nécessitant une très bonne précision et de bonnes propriétés de conservation pour les quantités quadratiques comme l'énergie, il existe des méthodes précises à l'ordre 4. Par exemple la méthode d'Adams-Bashford du quatrième ordre, qui utilise F^n , F^{n-1} et F^{n-2} pour le calcul de u^{n+1} et oblige donc à garder en mémoire le champs F sur plusieurs pas de temps. Ou encore la méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre, qui nécessite encore davantage de calculs en faisant intervenir quatre sous-pas de temps entre t^n et t^{n+1} , mais permet d'utiliser en général un pas de temps plus grand que la méthode d'Adams-Bashford, même si les deux méthodes sont soumises à la condition de CFL. Ces méthodes sont en particulier intéressantes pour traiter les termes advectifs non linéaires avec une bonne précision, par exemple pour des

²Un schéma est d'ordre n si la différence entre la vraie valeur de $\partial u / \partial t$ et sa valeur discrétisée est $O((\Delta t)^n)$.

études fondamentales en mécanique des fluides géophysiques.

Enfin une approche totalement différente consiste à se placer dans le cadre Lagrangien et à tirer partie du fait que les équations de la dynamique sont simplifiées dans cette formulation. En effet la trajectoire d'une particule est une caractéristique du problème advectif pur, et les termes non-linéaires advectifs n'apparaissent pas explicitement dans cette formulation. La principale difficulté réside dans le suivi des particules. L'approche semi-Lagrangienne combine les avantages de l'approche Lagrangienne pour les dérivées temporelles et de l'approche Eulérienne pour les dérivées spatiales. Comme l'avance temporelle se fait en suivant les particules, le schéma est stable quelque soit la magnitude de l'advection, la méthode est donc particulièrement efficace pour les écoulements dominés par l'advection. En revanche la topographie peut poser des problèmes dans la méthode semi-Lagrangienne et conduit à des limitations sur le pas de temps, d'autant plus grandes que la pente de la topographie est importante. La méthode semi-Lagrangienne est dissipative, donc elle évite d'avoir à utiliser une diffusion explicite, par contre elle ne permet pas de contrôler explicitement cette diffusion dans le modèle. La dissipation dépend de la précision de l'interpolateur qui calcule la position d'origine de la particule. Cette méthode peut être couplée avec un schéma implicite ou semi-implicite, et devient dans ce cas inconditionnellement stable. C'est cette option qui a été retenue dans les modèles opérationnels atmosphériques ARPEGE et ALADIN.

Le modèle OPA régional utilisé dans cette étude utilise un schéma leapfrog explicite pour les termes autres que diffusion, le premier pas de temps étant calculé avec le schéma d'Euler avant explicite. Le schéma leapfrog a été préféré à d'autres, par exemple le schéma prédicteur correcteur ou le schéma des trapèzes, car il est neutre. L'objectif lors de la conception du modèle OPA était d'éviter toute diffusion numérique implicite dans la discrétisation des termes advectifs (cela concerne également la discrétisation spatiale), de façon à pouvoir contrôler la diffusion via un opérateur de diffusion³. Le schéma leapfrog explicite n'étant pas stable pour les termes de diffusion ou de rappel, ces derniers doivent être traités différemment. Les termes de diffusion horizontale sont traités avec un schéma avant de la forme $u^{n+1} = u^{n-1} + 2\Delta t F^{n-1}$. Ce schéma est conditionnellement stable et diffusif. Par contre la condition de stabilité de ce schéma pour les termes de diffusion verticale est en générale trop contraignante sur le pas de temps, ces derniers sont donc traités avec un schéma progressif (ou implicite) inconditionnellement stable et diffusif de la forme $u^{n+1} = u^{n-1} + 2\Delta t F^{n+1}$.

2.3 Paramétrisation des phénomènes sous-maille

Les équations primitives décrivent⁴ un fluide géophysique à partir d'échelles de quelques kilomètres sur l'horizontale, de quelques mètres sur la verticale et de quelques minutes dans le temps. Elles sont généralement résolues à des échelles plus grandes, et les effets des petites échelles (issues des termes d'advection des équations de Navier-Stokes) non représentées explicitement par la maille du modèle doivent être représentés en fonction des champs du modèle (champs de plus grande échelle) pour fermer le système d'équations.

³Le filtre d'Asselin induit toutefois une certaine diffusion numérique.

⁴En dehors des phénomènes non hydrostatiques qui doivent également être paramétrés dans cette formulation.

Ces effets apparaissent dans les équations sous la forme de terme de divergence des flux turbulents (i.e. les flux associés aux corrélations moyennes des perturbations de petite échelle). Choisir une hypothèse de fermeture turbulente revient à choisir une formulation pour ces flux. C'est le point faible des modèles, et c'est aussi l'un des points les plus importants puisqu'à longue échéance les processus de petite échelle finissent par équilibrer les apports d'énergie cinétique et de chaleur par la surface. Il est donc en théorie essentiel d'utiliser une paramétrisation adaptée au problème traité, en particulier adapter la paramétrisation à la résolution du modèle. Les progrès dans ce domaine, tout comme dans celui de la discrétisation des équations, sont probablement aussi importants pour l'évolution des modèles que ceux liés à l'augmentation du nombre de points de grille.

La contrainte exercée par la force de gravité sur l'écoulement induit une forte anisotropie entre les mouvements horizontaux et les mouvements verticaux, ce qui conduit à paramétriser séparément les flux turbulents horizontaux et verticaux. Les processus significatifs qui ne sont pas décrits par les équations de base, par exemple la convection, doivent également être paramétrés.

2.3.1 Diffusion turbulente verticale

Le pas de la grille verticale du modèle est plus grand que l'échelle à laquelle la turbulence verticale a lieu (instabilité de cisaillement, déferlement d'ondes internes...). Ces mouvements turbulents verticaux ne sont pas explicitement résolus et sont donc paramétrés, au moins en partie.

Une hypothèse de dépendance linéaire des flux turbulents verticaux en fonction des gradients des champs de grande échelle est faite (par exemple pour le flux turbulent de chaleur : $\overline{T'w'} = -K_T \partial_z \overline{T}$). Toute la physique de la turbulence verticale repose donc sur la formulation des coefficients de diffusion turbulente (pour la quantité de mouvement, la température et la salinité).

Dans le cas présent ces coefficients sont calculés à partir d'un modèle de fermeture turbulente à l'ordre 1.5 (*modèle TKE, Gaspar et al. [1990], Blanke and Delecluse [1993]*) fondé sur une équation pronostique pour l'énergie cinétique turbulente moyenne \bar{e} , les coefficients de diffusion étant exprimés en fonction de \bar{e} et de l'échelle du mélange turbulent. L'hypothèse de fermeture porte sur les échelles de dissipation et de mélange turbulent, calculées en fonction de \bar{e} , ces échelles intervenant dans les termes source et puits de l'équation sur l'énergie cinétique turbulente moyenne. Les paramètres du modèle TKE utilisé dans cette étude sont les mêmes que dans *Blanke and Delecluse [1993]*, exceptée la valeur minimale de l'énergie cinétique turbulente : $\bar{e}_{min} = 0.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ (valeur retenue dans la version 8.2 d'OPA).

2.3.2 Diffusion turbulente latérale

La turbulence latérale peut être divisée en turbulence méso-échelle associée aux tourbillons méso-échelles, explicitement résolus dans le modèle grâce à sa résolution horizontale, et en turbulence subméso-échelle qui doit être paramétrée en partie, le modèle ne pouvant la représenter entièrement explicitement.

Comme pour la turbulence verticale, les flux turbulents latéraux sont supposés dépendre linéairement des gradients latéraux des champs de grande échelle. Les observations montrent

que la turbulence latérale tend à avoir lieu le long des isopycnies, mais du fait de la petite taille du domaine d'étude et de la faible excursion verticale des isopycnies entre le Nord et le Sud, la turbulence latérale est considérée comme ayant lieu le long des surfaces géopotentielles.

La physique de cette turbulence repose également dans la formulation des coefficients de diffusion. C'est un point très important, mais il n'y a pas de formulation satisfaisante en fonction des champs de grande échelle de ces coefficients, contrairement à la diffusion turbulente verticale.

Les coefficients ont été ajustés de façon à ce que le spectre d'énergie de la vorticité se rapproche du spectre théorique de Kolmogorov, i.e. linéaire (en échelle logarithmique) dans le sous-domaine inertiel (traduisant la cascade d'énergie vers les petites échelles), avec de la dissipation aux petites échelles. Ainsi l'énergie qui tend à s'accumuler à l'échelle de la grille du modèle est dissipée (assurant la stabilité numérique du modèle), sans perturber l'activité méso-échelle résolue explicitement par le modèle. La formulation retenue utilise un opérateur du quatrième ordre (dit biharmonique), qui permet de confiner davantage dans les petites échelles la dissipation d'énergie qu'un opérateur du second ordre (dit harmonique). Ce choix est préférable à un opérateur du second ordre pour une simulation qui résout explicitement les tourbillons méso-échelles. En effet la taille de la maille n'est en général pas suffisamment petite relativement à la taille du tourbillon méso-échelle pour qu'un simple opérateur harmonique ne perturbe pas la méso-échelle explicitement décrite par le modèle. Le même coefficient a été appliqué pour la diffusion de quantité de mouvement (viscosité turbulente) et pour la diffusion de la température et de la salinité (diffusivité turbulente). En pratique la plus petite valeur permettant d'éviter le bruit numérique, $|K| = 1.5 \times 10^9 \text{ m}^4 \cdot \text{s}^{-1}$, a été retenue.

2.4 Le traitement des frontières ouvertes

Le traitement des frontières ouvertes est une des principales difficultés de la modélisation régionale. Une attention toute particulière doit donc être portée à ce problème et la solution retenue dépend souvent du cas étudié. Dans le cas d'un modèle aux équations primitives, le problème est mathématiquement mal posé pour une viscosité nulle [Sundström and Elvius, 1979]. Mahadevan *et al.* [1997] proposent d'adopter une formulation non-hydrostatique pour la modélisation régionale à frontières ouvertes. Cette solution étant mathématiquement bien posée indépendamment de la valeur de la viscosité retenue. Elle est donc de ce point de vue plus satisfaisante car elle ne dépend pas de la valeur du terme de viscosité, davantage liée à la discrétisation numérique qu'à la physique océanique. Toutefois ce type de modèle n'a pas été retenu dans le cadre de notre étude du fait des coûts de calcul trop importants.

Dans OPA régional, le traitement des frontières ouvertes est fondé sur une zone de recirculation isolée du domaine physique par une zone tampon comportant un rappel vers des champs de température et de salinité donnés au temps t correspondant. La viscosité dans la zone de recirculation est augmentée par rapport à sa valeur dans le domaine physique. L'avantage de cette méthode est que le champ de vitesse est libre dans tout le domaine physique sauf dans la zone tampon où il est indirectement contraint par la dynamique de modèle (y compris l'équation de continuité), c'est-à-dire essentiellement par l'équilibre géostrophique.

Cette technique s'est montrée très efficace pour des domaines ouverts peu étendus du type de

la zone POMME, traversés par des structures méso-échelles comme par exemple dans la région des Açores [Gavart *et al.*, 1999]. Elle contrôle en effet très bien les structures méso-échelles présentes près des frontières et permet d'évacuer sans réflexion les ondes et les structures quittant le domaine physique.

Le courant géostrophique imposé indirectement dans la zone de recirculation l'est de façon à avoir une ligne de courant fermée le long du bord externe du modèle. Pour cela les champs de température et de salinité sont construits en imposant une valeur constante de température et de salinité sur ce bord à chaque niveau vertical. Cette valeur étant égale à la valeur située au centre du domaine au niveau correspondant. Les valeurs du paramètre de Coriolis le long de ce bord sont calculées de la même façon. Ces champs sont ensuite interpolés entre ce bord et la frontière avec le domaine physique. Ainsi le transport par le courant géostrophique est nul entre le centre du domaine et tout point situé sur le bord externe. La zone de recirculation est une zone de 6 points de grille, compromis entre la stabilité de la recirculation et le surcoût numérique.

L'erreur modèle ne peut pas s'accroître indéfiniment à travers la zone de recirculation puisque le rappel vers les champs donnés de température et de salinité est infini à sa frontière avec le domaine physique, seules les caractéristiques des eaux de rappel peuvent entrer dans le domaine physique.

Notons enfin que le développement actuel de l'océanographie opérationnelle induit une évolution de la modélisation régionale. Par exemple Mercator Océan [Bahurel *et al.*, 2002] fournit depuis mai 2004 des prévisions hebdomadaires de l'état de l'océan mondial, à l'instar de ce qui se fait en météorologie pour l'atmosphère depuis le début des années 1960. Il est alors naturel d'envisager l'imbrication d'un modèle régional haute-résolution dans un modèle à grande échelle. Cette tendance est renforcée par l'émergence de l'océanographie côtière. La qualité des solutions dépend fortement de la méthode retenue pour gérer les interactions entre les deux modèles, et fait l'objet de développements récents [Blayo and Debreu, 2005].

2.5 Etat initial et conditions aux limites

Le modèle est implémenté avec un état initial et des conditions aux limites réalistes. Les différents points de cette section sont présentés plus en détail dans le chapitre 4.

2.5.1 L'état initial

L'état initial est constitué des champs de température et de salinité issus de l'analyse du réseau hydrologique de POMME1 Leg 1. Le courant initial est le courant géostrophique en équilibre avec ces champs en prenant un niveau de référence à environ 1670 m.

2.5.2 Le rappel aux frontières latérales

Le champ de rappel est obtenu en interpolant dans le temps la température et la salinité aux bords latéraux du domaine entre les analyses des réseaux hydrologiques de POMME 1 Leg 1 et de POMME 2 Leg 1.

2.5.3 La bathymétrie

Une bathymétrie à haute résolution du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) est utilisée (Figure 2.2). La zone POMME se trouve dans la plaine abyssale ibérique avec des profondeurs de l'ordre de 4000-5000 m. La dorsale Açores-Biscaye traverse la zone du sud-ouest vers le nord-est. Dans la partie ouest, cette dorsale comporte quelques monts sous-marins (jusqu'à 2000 m) et rejoint plus à l'ouest l'archipel des Açores.

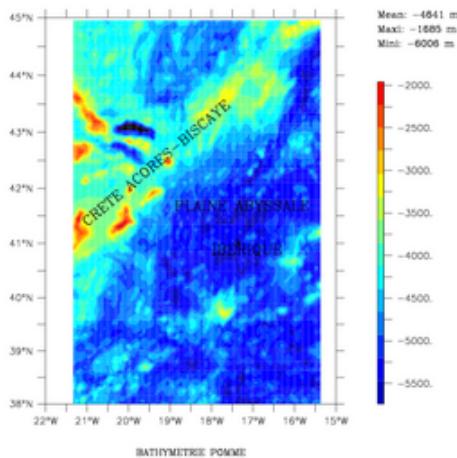


FIGURE 2.2 – Bathymétrie utilisée dans le modèle OPA régional.

2.5.4 Les flux à l'interface air-mer

Les flux à l'interface air-mer ont été calculés à partir de données in situ, de données satellites et des champs prévus par le modèle atmosphérique du CEPMMT. La méthode bulk utilisée a été validée par comparaison avec les données in situ de POMME [Caniaux *et al.*, 2005a], et résulte de plusieurs années de travail effectué sur les campagnes océanographiques SEMAPHORE, CATCH, FETCH et EQUALANT99. Les flux ont été ensuite optimisés de façon à respecter le bilan d'énergie thermique observé dans l'océan sur la zone POMME pendant un an [Caniaux *et al.*, 2005b]. La qualité d'une simulation de l'océan superficiel dépend fortement de la qualité des flux utilisés, ces derniers font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Les flux à l'interface Océan-Atmosphère

Des jeux de flux issus de modèles atmosphériques opérationnels (CEPMMT, ARPEGE) ont été testés avec différents modèles océaniques (modèle 1D de *Gaspar et al.* [1990], modèle OPA régional et modèle pseudo-3D de *Giordani et al.* [2005a]) dans le cadre du projet POMME. Ils n'ont pas permis de reproduire l'évolution observée de la couche de mélange. Pour la modélisation de l'océan superficiel, la qualité des flux est en effet au moins aussi importante que le modèle lui-même. Les flux à l'interface océan-atmosphère sont en particulier un élément essentiel à une estimation correcte des échanges d'eau entre l'océan superficiel et l'intérieur de l'océan, et à une étude sur le thème de la subduction. Les flux utilisés ici ont fait l'objet d'un soin particulier, résultant d'un effort de plusieurs années en terme de campagnes de mesure et d'analyses. Nous présentons ici brièvement le processus qui a permis de les obtenir.

3.1 Les différentes composantes des flux

Les forçages sont composés de six termes décrivant les échanges d'énergie thermique, d'énergie mécanique et de matière (eau) entre l'océan et l'atmosphère :

- *le rayonnement solaire* absorbé par l'océan est sa principale source d'énergie thermique. Près de 99% de cette énergie est contenue dans l'intervalle des courtes longueurs d'ondes de 0,3 à 3 μm . Il correspond au flux d'énergie solaire atteignant le sommet de l'atmosphère, corrigé de l'absorption de l'atmosphère, et de la diffusion et réflexion vers l'espace par l'atmosphère et l'océan (le pourcentage d'énergie diffusée et réfléchie est l'albédo planétaire). Ce flux d'énergie pénètre dans l'océan où il est rapidement absorbé (la majeure partie dans les 20 premiers mètres).
- *le rayonnement infra-rouge net* correspond à la différence entre le flux de chaleur infrarouge rayonné par la surface de l'océan en direction de l'atmosphère et le flux de chaleur infra-rouge rayonné par l'atmosphère vers l'océan. Ce flux radiatif infra-rouge entraîne un refroidissement des océans qui cèdent ainsi en moyenne un tiers de l'énergie reçue par rayonnement solaire à l'échelle de la planète. Une faible part de cette énergie est absorbée par l'atmosphère (effet de serre), la plus grande part est rayonnée directement vers l'espace.
- *le flux de chaleur sensible (H_s)* correspond aux échanges d'énergie thermique par conduction et par convection entre l'océan et l'atmosphère. Quand l'océan est plus chaud que

l'atmosphère, l'air en contact avec l'océan se réchauffe et s'élève. Un phénomène de convection naturelle (l'écoulement est turbulent) entretient le renouvellement de l'air et donc les échanges d'énergie thermique. Dans le cas contraire l'air refroidi reste à la surface ; les échanges d'énergie thermique se font alors plus lentement à l'échelle moléculaire par conduction. Il y a donc une dissymétrie dans les échanges d'énergie thermique : l'océan cède plus facilement de la chaleur par convection qu'il n'en gagne par conduction. En moyenne annuelle l'océan est plus chaud que l'atmosphère, les écarts de température étant généralement assez faibles (de l'ordre de 0,8°C aux tropiques) sauf près de certaines côtes et dans les régions polaires [da Silva et al., 1994].

- *le flux de chaleur latente (L_E)* est lié au taux d'évaporation. Pour que l'évaporation se produise, il faut que l'océan fournisse une quantité d'énergie thermique (chaleur latente de vaporisation). Du fait de la valeur élevée de la chaleur latente de vaporisation (2474 $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ à 20°C pour de l'eau pure) liée à la structure de la molécule d'eau et des valeurs importantes du taux d'évaporation (environ 1,2 mètres par an sur l'ensemble des océans), le flux de chaleur latente est la première cause de refroidissement des océans. Ce flux est particulièrement important dans les zones subtropicales et au dessus des courants chauds comme le Gulf Stream [da Silva et al., 1994].
- *la tension de vent τ* correspond au flux de quantité de mouvement entre l'océan et l'atmosphère, et agit sur la circulation dans l'océan.
- *le flux d'eau douce* est lié à la différence entre le taux de précipitation et le taux d'évaporation. Il agit sur la salinité de l'océan.

La somme des quatre premiers termes constitue le flux net d'énergie thermique reçu par l'océan. Le flux de chaleur sensible, le flux de chaleur latente, la tension de vent et le flux d'eau douce (via le terme d'évaporation) dépendent de l'écoulement dans la couche limite atmosphérique et sont appelés flux turbulents. Ces flux dépendent de mouvements (turbulents) qui ne sont pas représentés explicitement dans les modèles atmosphériques. Il n'est pas non plus possible de mesurer en routine ces mouvements sur de vastes domaines géographiques. Une paramétrisation de ces flux en fonction des gradients moyens de certains paramètres macroscopiques météorologiques dans la couche limite de surface atmosphérique est donc nécessaire. La section suivante traite plus en détail de cette paramétrisation. Seuls le flux de chaleur sensible, l'évaporation, et la tension de vent seront considérés. En effet le flux de chaleur latente peut se déduire du terme d'évaporation via la relation $L_E = -ELv$, où L_E est le flux de chaleur latente, E le taux d'évaporation, et Lv la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

3.2 Les flux turbulents

3.2.1 Les méthodes de mesure

Méthode des corrélations

La méthode des corrélations turbulentes permet de calculer les flux en mesurant directement les fluctuations turbulentes des différentes variables et en effectuant la moyenne temporelle du

produit des fluctuations de vitesse verticale w' et des fluctuations de la variable météorologique considérée c' : $\overline{w'c'} = \frac{1}{T} \int_0^T w'(t)c'(t)dt$. Pour que cette moyenne soit significative, elle doit être effectuée sur une période T suffisamment longue (une valeur de l'ordre de 30 minutes est en général retenue). C'est une méthode de référence au sens où les flux sont calculés directement à partir de leur définition et des mesures, sans faire appel à d'autres hypothèses ou approximations. Cependant les mesures doivent être effectuées par des capteurs à réponse rapide, la fréquence d'échantillonnage nécessaire variant de 5 à 50 Hz. De telles mesures sont techniquement difficiles, et impliquent l'application de corrections sur les flux, par exemple pour tenir compte de la distance entre les capteurs et de leur temps de réponse, mais aussi de la durée nécessairement limitée de la période utilisée pour effectuer la moyenne temporelle. Cette méthode est également sensible aux déformations de l'écoulement générées par le capteur et son support. La vitesse verticale est mesurée à l'aide d'un anémomètre sonique. De plus les mouvements du navire (ou de la bouée) océanographique sur lequel sont installés les capteurs doivent être pris en compte. Il est donc nécessaire de mesurer ces mouvements à l'aide d'une centrale à inertie.

Méthode inertio-dissipative

Cette méthode utilise les équations de bilan sur l'énergie cinétique turbulente, sur la variance scalaire de la température, et sur la variance scalaire de l'humidité pour le calcul de la tension de vent, du flux de chaleur sensible et de l'évaporation, respectivement. Dans le cadre de la théorie de Monin-Obukhov, établie pour un écoulement stationnaire et homogène horizontalement, il est en effet possible d'obtenir de ces équations de bilan une relation donnant la tension du vent, le flux de chaleur sensible et l'évaporation à partir du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, de la variance scalaire de la température et de l'humidité, respectivement. Ces derniers termes sont déduits, dans le cadre des théories de *Kolmogorov* [1941] et de *Corrsin* [1951], de la densité spectrale (estimée à partir des mesures) de la vitesse du vent, de la température et de l'humidité dans la zone inertielle. En ce sens la méthode inertio-dissipative peut être qualifiée de méthode spectrale. Les calculs font aussi intervenir la vitesse relative moyenne du vent et les fonctions de stratification, déterminées empiriquement. Cette méthode est particulièrement séduisante car elle ne nécessite pas de mesure explicite de la vitesse verticale. Elle facilite grandement les mesures de flux en mer en éliminant les erreurs liées à la prise en compte des mouvements du capteur [Large and Pond, 1981], puisque les mesures sont réalisées dans la zone inertielle (donc à des fréquences qui ne sont pas perturbées par les mouvements du capteur). Pour ces raisons, cette méthode est la plus classique pour réaliser des mesures de flux en mer sur des bateaux de recherche. Cependant elle ne constitue pas une méthode de mesure directe des flux, et est entachée d'incertitudes liées à la validité des hypothèses utilisées (notamment pour simplifier les équations de bilan), aux valeurs des constantes adimensionnelles retenues, et aux fonctions de stratification choisies.

Méthode par Relaxed Eddy Accumulation

Cette méthode par Relaxed Eddy Accumulation (REA) concerne uniquement les flux de matière, par exemple la teneur en dioxyde de carbone ou l'humidité. Elle s'applique aux mesures

de flux d'un constituant atmosphérique c chimiquement peu ou lentement réactif, et nécessite l'existence d'un instrument d'analyse adapté aux concentrations du constituant. Cette méthode a été adaptée pour des mesures sur avion un peu avant POMME [Delon *et al.*, 2000]. Le programme POMME fut une excellente opportunité de la tester en mer sur un bateau de recherche. Le principe est d'aspirer de l'air à débit constant, et de l'accumuler dans deux réservoirs distincts, en fonction du signe de la vitesse verticale. Le flux s'exprime alors par : $\overline{w'c'} = b\sigma_w(\overline{c_+} - \overline{c_-})$, où $(\overline{c_+} - \overline{c_-})$ représente l'écart entre la concentration du constituant mesurée dans le réservoir correspondant aux vitesses ascendantes et celle du réservoir correspondant aux vitesses descendantes, σ_w est l'écart type de la vitesse verticale, et b est un coefficient de proportionnalité déterminé à partir de simulations REA. En pratique il n'est pas possible de déterminer avec précision le signe d'une vitesse verticale trop faible en valeur absolue. La sélection entre les deux réservoirs se fait donc en utilisant un seuil, l'air étant dirigé vers un des réservoirs seulement si la vitesse verticale mesurée est supérieure en valeur absolue à ce seuil. L'intérêt de cette méthode relativement à la méthode des corrélations est qu'elle ne nécessite pas des capteurs capables d'effectuer des mesures à haute fréquence. Elle ne fait pas intervenir les fonctions de stratification, sur lesquelles demeurent quelques incertitudes du fait de leur détermination empirique, et ne reposent pas sur de nombreuses hypothèses, contrairement à la méthode inertio-dissipative. En revanche elle ne constitue pas non plus une méthode directe, et ne s'affranchit pas de la mesure en temps réel de la vitesse verticale, qui doit tenir compte des mouvements du capteur. Le choix du seuil, qui doit permettre un compromis entre la différence de concentration entre les sacs, le temps d'échantillonnage et le volume d'air accumulé, ainsi que la valeur du paramètre b associé, constituent d'autres sources d'incertitudes. Cette méthode, si elle n'est pas encore tout à fait opérationnelle pour les mesures sur bateaux, a tout de même fourni des résultats encourageants dans le cadre du programme POMME pour les estimations de flux de chaleur latente (via le flux en vapeur d'eau) [Brut *et al.*, 2004].

3.2.2 La méthode bulk

La méthode bulk (ou méthode aérodynamique globale) est une paramétrisation des flux de surface en fonction des gradients météorologiques moyens dans la couche limite de surface atmosphérique. Les coefficients aérodynamiques bulk sont définis à partir des relations suivantes :

$$\tau = \rho_a C_d |\mathbf{V}| \mathbf{V}, \quad (3.1)$$

$$H_s = \rho_a C p_a C_h |\mathbf{V}| (T_a - SST), \quad (3.2)$$

$$E = \rho_a C_e |\mathbf{V}| (q_a - q_s). \quad (3.3)$$

Dans ces relations, ρ_a est la densité de l'air, $C p_a$ est la capacité calorifique à pression constante de l'air, q_s est l'humidité spécifique à la surface, SST est la température de surface, \mathbf{V} est le vecteur vitesse du vent à la hauteur z , T_a et q_a la température et l'humidité de l'air à la hauteur z , respectivement. C_d , C_h , et C_e sont les coefficients d'échange pour la quantité de

mouvement (ou coefficient de traînée aérodynamique ou "drag coefficient"), la température (ou nombre de Stanton), et l'humidité (ou nombre de Dalton), respectivement. Notons qu'en toute rigueur c'est la différence entre le vecteur vent et le vecteur courant qui devrait être utilisée dans ces équations. Ces coefficients d'échange dépendent de la hauteur z , de la stratification de la couche limite de surface atmosphérique, et de la vitesse du vent. Pour faciliter les comparaisons et pour développer une paramétrisation fonction de la vitesse du vent seulement, la valeur de ces coefficients est ramenée à celle en atmosphère neutre et à 10 m. Les relations reliant les coefficients en atmosphère neutre à 10 m aux coefficients en conditions réelles font intervenir les fonctions de stratification et la longueur de Monin-Obukhov. Les valeurs en fonction du vent des coefficients en atmosphère neutre à 10 m sont alors déduites des jeux de mesure de flux par la méthode des corrélations, la méthode intertio-dissipative, ou encore la REA. L'utilisation simultanée de plusieurs de ces méthodes pour estimer les flux permet de pallier, en partie au moins, aux défauts ou difficultés associés à chacune d'entre-elles. Une description plus approfondie des méthodes présentées ici est disponible dans *Brut* [2002].

La paramétrisation des flux utilisée dans notre étude a été développée en utilisant les mesures par la méthode des corrélations et par la méthode intertio-dissipative à différents endroits et durant différentes périodes de l'année. Cette paramétrisation résulte de plusieurs années de travail effectué sur les campagnes océanographiques SEMAPHORE, CATCH, FETCH, EQUALANT99 et POMME [Weill *et al.*, 2003]. Des validations et calibrations ont été réalisées spécifiquement dans le cadre de la campagne POMME [Caniaux *et al.*, 2005a].

3.3 Les données utilisées

La stratégie expérimentale multi-campagnes utilisée pour développer les paramétrisations bulk avait également pour objectif de fournir des données pour calibrer et valider les mesures de flux par satellite [e.g. Bourras *et al.*, 2003]. Si les flux radiatifs satellite sont satisfaisants, il en va autrement des autres termes, du fait par exemple de la difficulté d'estimer correctement la température de l'air. La méthode bulk demeure donc la référence pour le calcul des flux turbulents utilisés dans les modèles.

Les flux radiatifs (rayonnement solaire incident et rayonnement infra-rouge descendant) sont donc estimés à partir des données du satellite METEOSAT collectées par le Centre de Météorologie Spatiale (Météo-France, Lannion) et des prévisions du modèle ARPEGE, selon la méthode développée par Brisson *et al.* [1994] et validée à partir de comparaisons avec les mesures in situ Eymard *et al.* [1996]. Lors de POMME ces flux ont été validés à l'aide de mesures sur la bouée météorologique et sur le bateau. Les biais constatés sont faibles, de l'ordre de quelques W/m^2 en moyenne sur la durée de l'expérience. Le rayonnement solaire incident a été corrigé de l'albédo. L'albédo sur les océans dépend de l'incidence du soleil (il peut atteindre 0.15 lorsque le soleil est proche de l'horizon) et diminue lorsque la mer est agitée. Un albédo de 0.06, compatible avec un grand nombre de conditions météorologiques sur l'océan [Payne, 1972], a été retenu. Le rayonnement infra-rouge net à la surface a été obtenu par soustraction entre le rayonnement infra-rouge descendant, donné par le satellite, et le rayonnement infra-rouge ascendant, calculé à partir des analyses de température de surface de la mer (SST) en se donnant une émissivité de

la surface de l'océan de 0.97 et une réflectivité dans l'infra-rouge descendant de 0.045 [*Mikhaylov and Zolotarev, 1970*]. Le rayonnement solaire incident est donné sur une grille de 0.04° et le rayonnement infra-rouge descendant, sur une grille de 0.08° . Ces flux ont été moyennés sur un rayon de 5 km autour de chaque point de grille du modèle.

Les analyses de SST utilisées pour les calculs des flux turbulents par la méthode bulk et pour le rayonnement infra-rouge ascendant ont été obtenues à partir de données satellite et de données in situ de SST. Les données du satellite AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) constituant une ébauche sur laquelle ont été assimilés par interpolation optimale les données in situ de plus d'une centaine de flotteurs, d'une bouée ancrée et de plusieurs navires océanographiques (thermosalinographes). Seules les données satellites et in situ de 0 h à 10 h du matin ont été retenues pour éviter les effets associés au cycle diurne de la SST. Des champs journaliers de SST ont été ainsi produits sur la grille du modèle.

Enfin les données météorologiques nécessaires plus le calcul des flux turbulents par la méthode bulk (T_a , q_a , pression pour le calcul de ρ_a , \mathbf{V} et taux de précipitation) sont celles produites par le modèle opérationnel du CEPMMT (Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme). Ces champs, disponibles toutes les six heures sur une grille de 50 km, ont été interpolés sur la grille du modèle.

3.4 L'optimisation

En dépit de tous les efforts réalisés pour mettre au point des paramétrisations bulk des flux turbulents, il demeure de nombreuses incertitudes sur les coefficients d'échange. Une partie de ces incertitudes provient des hypothèses dont dépend la méthode bulk, que ce soit la forme de la paramétrisation elle-même ou encore la forme des fonctions de stratification utilisées. Une autre partie de ces incertitudes provient de la connaissance expérimentale des flux. D'une part les mesures sont moins nombreuses dans les conditions de vent faible et fort ou dans les cas de couche limite atmosphérique stable, ce qui se traduit par des divergences importantes entre les différentes paramétrisations proposées dans ces conditions. D'autre part les mesures de flux de chaleur latente restent difficiles à réaliser en mer et les flux de chaleur sensible sont faibles (du fait de la faible différence entre la SST et la température dans la couche limite de surface atmosphérique). Les gradients verticaux de température et d'humidité dans la couche limite de surface atmosphérique ne sont pas non plus forcément bien connus. De grandes incertitudes demeurent donc également sur les coefficients d'échange associés, en particulier sur C_h [*Weill et al., 2003*]. Enfin la résolution spatiale et temporelle des données utilisées pour estimer les flux peut également être une source de limitation de leur qualité.

Pour ces raisons les flux utilisés dans les modèles peuvent ne pas être satisfaisants du point de vue du bilan d'énergie thermique de l'océan [*Josey et al., 1999*] ou du bilan de masse de l'atmosphère [*Trenberth, 1997*]. Ils doivent en général être corrigés pour éviter que les modèles ne dérivent [*Barnier et al., 1995*]. Ces considérations ont amené *Caniaux et al. [2005b]* à mettre au point une méthode de correction innovante permettant d'obtenir des flux respectant les bilans d'énergie thermique et de sel dans l'océan dans la zone POMME. Le principe est d'optimiser une simulation numérique de façon à ce que les bilans d'énergie thermique et de sel dans l'océan

superficiel soit le plus proche possible de ceux observés au cours des campagnes POMME. L'optimisation porte sur les flux turbulents et les précipitations. Ces dernières ne sont en effet représentées de façon satisfaisante ni par le modèle opérationnel du CEPMMT, ni dans les mesures *in situ* (trop rares). L'optimisation porte également sur certaines paramétrisations du modèle pour limiter la dépendance du résultat sur les flux au choix de ces paramétrisations. Les contraintes portant sur le temps de calcul imposent l'utilisation d'une modélisation unidimensionnelle, dont les résultats montrent *a posteriori* qu'elle est applicable, dans le cadre de cette optimisation, à la zone POMME. L'algorithme d'optimisation est l'algorithme génétique de [Carroll, 1996], plus adapté à ce problème complexe de recherche de minimum que les méthodes classiques. Les algorithmes génétiques sont des algorithmes d'optimisation s'appuyant sur des techniques dérivées de la génétique et des mécanismes d'évolution de la nature : la sélection, l'hybridation et la mutation. Ces algorithmes agissent sur une population d'individus, et non pas sur un individu isolé. Par analogie avec la biologie, chaque individu de la population est codé par un chromosome. Chaque chromosome code un point de l'espace de recherche. Dans notre cas un chromosome est représenté sous forme de chaînes de bits contenant toute l'information nécessaire à la description d'un point dans l'espace, ce qui permet d'utiliser des opérateurs de mutation et d'hybridation simples.

Les corrections obtenues sont substantielles. Le flux d'énergie thermique net annuel est réduit de presque 50 %, du fait d'une sous-estimation des pertes par les flux de chaleur sensible et latente, et passe de 33 W/m^2 à 17 W/m^2 . La tension de vent est augmentée de 24 %, en accord avec les résultats de *Hwang* [2005] relatif à l'effet de la prise en compte de l'état de mer sur ce flux calculé à partir de la paramétrisation bulk. Les précipitations sont réduites de plus de 40 %, le flux d'eau douce changeant de signe. Ces flux corrigés mettent aussi en évidence une sous-estimation de plusieurs dizaines de W/m^2 des flux de flottabilité estimés à partir des climatologies de la région [e.g. *McLaren and Williams*, 2001]. Contrairement à ces dernières, il apparaît que la zone POMME se trouve au sud de la zone de flux de flottabilité nul au cours de la période septembre 2000–septembre 2001, en accord avec les résultats relatifs à la climatologie suggérés par les études de *Moyer and Weller* [1997] et *Weller et al.* [2004]. Au lieu de traverser la zone vers 42° N , la ligne de flux de flottabilité nul se situe dans le coin nord-ouest du domaine, vers 44.5° N (voir Figures 3.1 et 3.2). Ceci est un point important pour une étude relative à la subduction et constitue un des résultats principaux des travaux de *Caniaux et al.* [2005a,b]. Notons enfin que le jeu de flux après correction est validé indirectement par les bons résultats obtenus lors de son utilisation dans les études numériques des processus physiques [*Paci et al.*, 2005; *Giordani et al.*, 2005a,b] et des processus biogéochimiques [*Lévy et al.*, 2005a], ainsi que par comparaison avec les résultats du modèle statistique de *Gaillard et al.* [2005].

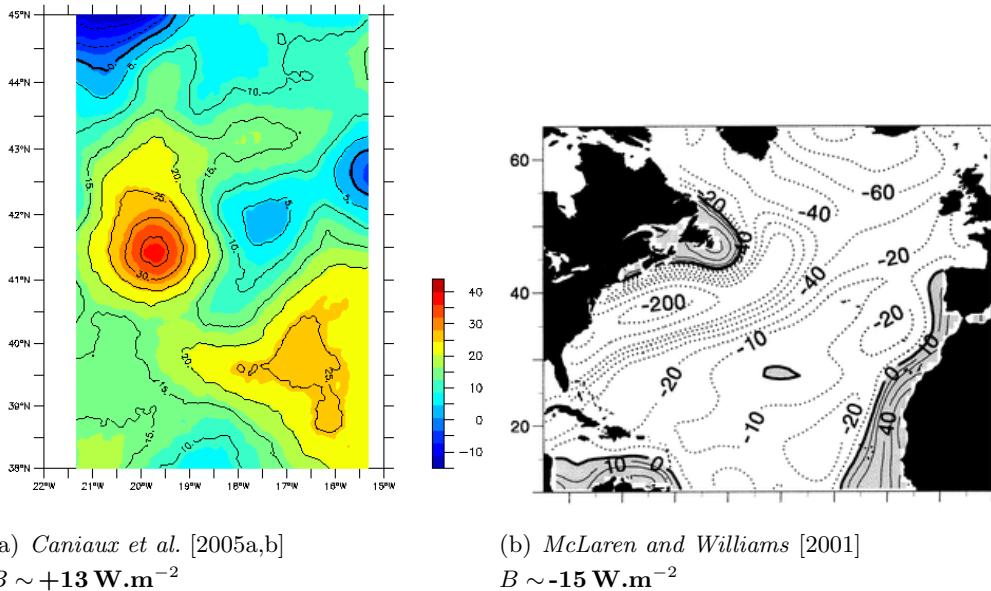


FIGURE 3.1 – Comparaison du flux de flottabilité B exprimé en W.m^{-2} entre le flux POMME [Caniaux et al., 2005a,b] et le flux climatologique de McLaren and Williams [2001]. $B = F_{net} - \frac{\beta}{\alpha} \rho_0 C_p \frac{S(E-P)}{1-S/1000}$ [Josey, 2003], avec F_{net} le flux thermique net, β le coefficient de contraction haline, α le coefficient de dilatation thermique, ρ_0 la densité de référence de l'eau de mer, C_p la capacité calorifique à pression constante de l'eau de mer, S la salinité exprimée en psu, E l'évaporation et P les précipitations. L'expression correcte du flux de sel est en effet $\frac{S(E-P)}{1-S/1000}$, et non $S(E - P)$. Cela est lié au fait que la salinité S est exprimée en grammes de sel par kilogramme d'eau salée, et non par kilogramme d'eau douce [Steinhorn, 1991].

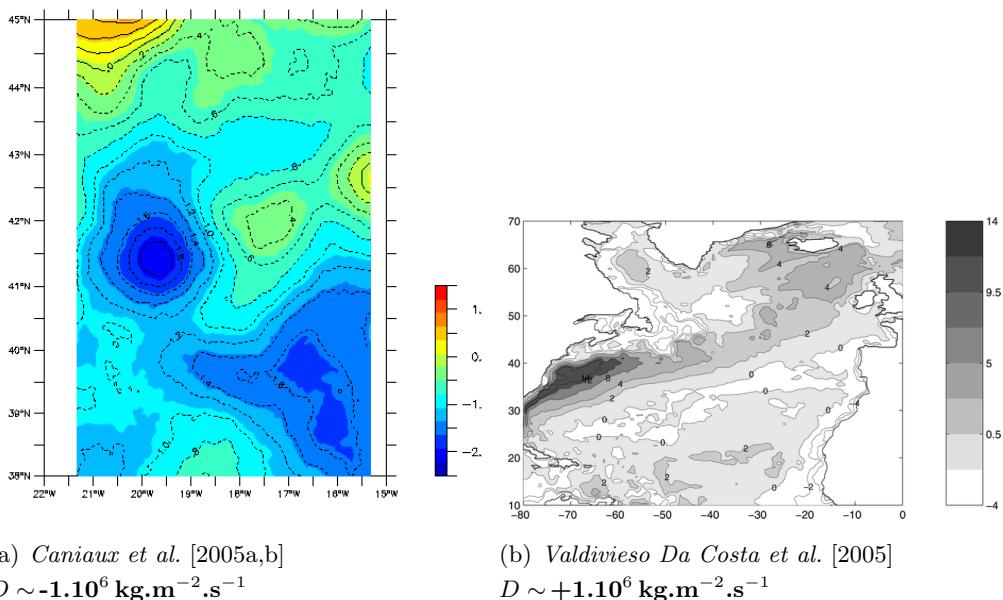


FIGURE 3.2 – Comparaison du flux de densité D exprimé en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ entre le flux POMME [Caniaux et al., 2005a,b] et le flux climatologique de Valdivieso Da Costa et al. [2005]. $D = -\frac{\alpha}{C_p} F_{net} + \beta \rho_0 \frac{S(E-P)}{1-S/1000}$, avec F_{net} le flux thermique net, β le coefficient de contraction haline, α le coefficient de dilatation thermique, ρ_0 la densité de référence de l'eau de mer, C_p la capacité calorifique à pression constante de l'eau de mer, S la salinité exprimée en psu, E l'évaporation et P les précipitations.

Chapitre 4

Résultats et validation de la simulation numérique

L'objectif de cette section est de valider la simulation au moyen de comparaisons avec les observations, tout en présentant ses premiers résultats, en particulier en terme de structures de méso-échelle et de submésoséchelle de couche de mélange, de température de surface, et de vitesse. Le réalisme du modèle à ces échelles est en effet indispensable pour pouvoir étudier ensuite leurs effets sur les processus associés à la subduction. Ces résultats sont présentés sous la forme d'un article publié dans JGR-Oceans [*Paci et al.*, 2005]. Le début de l'article reprend des éléments des trois premières sections de cette thèse, à savoir la campagne POMME et son environnement (Figure 4.1), les principales caractéristiques du modèle (Figure 4.2 et Figure 4.3), et les flux océan-atmosphère utilisés (Figure 4.4).

Abstract

A modeling study of physical processes occurring in an area of the northeast Atlantic (21.33–15.33°W/38.00–45.00°N) that was extensively sampled during the Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle (POMME experiment, Oct. 2000–Sep. 2001) is carried out. The model is a mesoscale version of the ocean general circulation model OPA developed at the Laboratoire d’Océanographie Dynamique et de Climatologie (LODYC) in Paris. It is used in a three-dimensional limited area domain with a high-resolution grid (approximately 5 km horizontal spacing, 69 vertical levels) and realistic boundary conditions (initial state, air-sea fluxes, open-boundary fluxes, and bottom topography). The objectives of the study are to properly simulate the upper-ocean dynamics, particularly mesoscale activity and mixed layer evolution, during a key period (restratification) of the POMME experiment (POMME1 and POMME2, from February to May 2001), and to compare model results with oceanographic observations collected during the experiment in order to establish confidence in the model. Some results provided by the high resolution simulation, in particular features related to mixed layer depth and vertical velocities, are also presented. There is no pronounced North-South mixed layer depth gradient but strong filament-shaped structures associated with stirring at the periphery of eddies are present. Mixed layer restratification is simulated. It is associated with sub-mesoscale mixed layer depth structures and intense vertical velocity filaments in the upper-ocean correlated with the relative vorticity gradient field.

4.1 Introduction

The large-scale transfer of water from the oceanic mixed layer into the interior of the ocean, called subduction, determines the rate at which the surface water-mass properties, strongly conditioned by its contact with the atmosphere, are communicated into the deep ocean. This transfer is a major mechanism for the transmission of information from the surface ocean into the deep ocean, and it is a major problem for general circulation models to properly represent subducted water-masses. These subducted water-masses remain isolated on a decadal timescale from the influence of the atmosphere, therefore understanding the underlying causes of subduction, and its link with air-sea interactions, is of major importance to quantify the role of the ocean in the climate as a carbon and heat reservoir, and to improve ocean models.

In this context, the Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle (POMME) investigated a particular area of the northern Atlantic in 2001 [Mémetry *et al.*, 2005]. This area, located between the Azores Current and the North Atlantic Current, is known to be a transition zone between relatively deep late winter mixed layers in the north (reaching about 500 m) and relatively shallow mixed layers (100-150 m) in the south [McCartney and Talley, 1982; Paillet, 1999]

According to these studies, the water to the north is advected into this area by the southern branches of the North Atlantic current, where it experiences a net cooling and buoyancy loss. Part of this water is incorporated into the permanent thermocline and flows southward [Marshall *et al.*, 1993; Spall *et al.*, 2000].

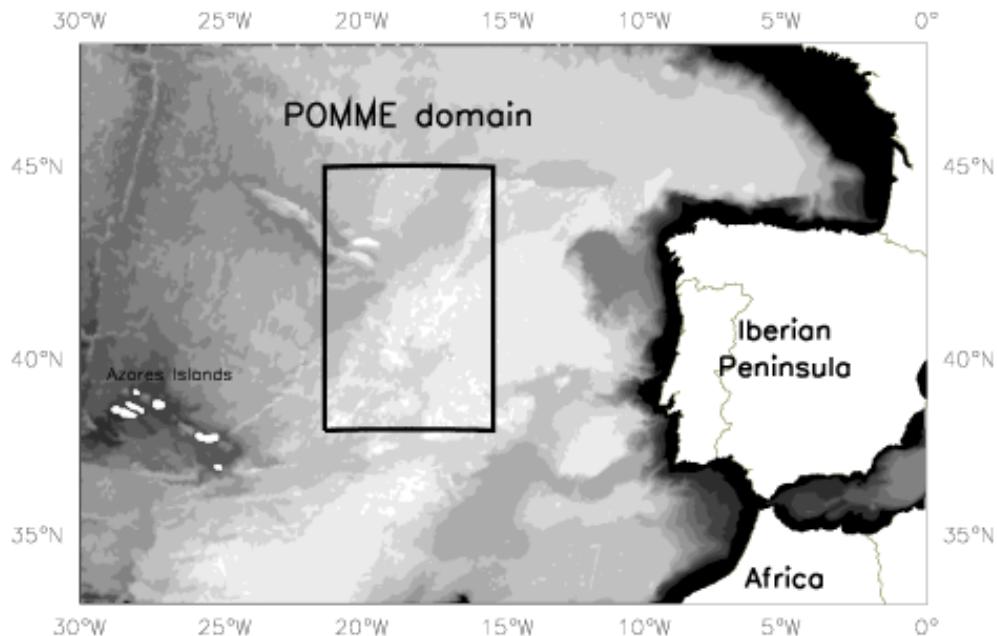


FIGURE 4.1 – Map of the experiment and simulation domain with geographic names. Bathymetry is represented by twelve grey tone-filled iso-baths evenly spaced from 5500 m depth to the surface, the lighter tone corresponding to depths greater than 5500 m.

Subduction rates in the POMME area are dominated by the formation and subduction of the light variety of subpolar mode water, a vertically homogeneous water that originates in the warm eastward flow of the North Atlantic Current at latitudes around 50°N [McCartney and Talley, 1982]. The subduction takes place in the mixed layer depth transition zone, located climatologically around 42°N [Paillet and Arhan, 1996a,b; Paillet and Mercier, 1997; Paillet, 1999]. Besides this large scale view, Weller *et al.* [2004] suggest that mesoscale variability plays an important role in the processes occurring in this area.

POMME was in fact specifically aimed at understanding the role of mesoscale eddies in the subduction mechanisms of $11 - 13^{\circ}\text{C}$ mode water, in biological production and in the carbon budget of the northeast Atlantic; and at describing the fate of organic matter after subduction. The POMME domain consists of a 500 km longitude by 750 km latitude area centered on $41.5^{\circ}\text{N}/18.3^{\circ}\text{W}$ (see Figure 4.1). The field experiment started in the fall 2000 and lasted until the fall 2001. The present study focuses on the restratification period occurring between February 2001 and May 2001, described by two intensive hydrographic surveys, POMME1 and POMME2, hereafter P1 and P2. This period contains the period of effective detrainment as defined by Qiu and Huang [1995]. The effective detrainment takes place after late winter when the mixed layer reaches its annual maximum depth and starts to retreat. During this period, water from the mixed layer passes through the depth where the seasonal pycnocline will appear and eventually enters the permanent pycnocline. The amount of detrainment during this period controls the annual mean subduction rate, hence the importance of the period simulated in this

study for the POMME project.

P1 was aimed at describing the late winter conditions, in particular the mixed layer depth field and the pre-bloom distribution of physical and biogeochemical data. Fifty days later, the cruise P2 followed P1 in order to describe the restratification and the spring bloom. Each cruise was divided in two legs (hereafter L1 and L2). The first legs were dedicated to a large scale survey of the area, whereas the second legs focused on some specific mesoscale structures.

In order to meet the POMME objectives, data isolated in time and space need to be integrated into three-dimensional fields permitting a realistic spatio-temporal representation of the processes occurring in the surface ocean, such as variability induced in the mixed layer by air-sea interactions, or the mesoscale activity. A high resolution primitive equation oceanic model using measured data is a particularly well adapted tool for this goal. The aim of this study is to properly simulate upper ocean mesoscale physical fields during the mixed layer restratification (occurring from the end of P1L1 to the end of P2L1). A preliminary study has been done by *Caniaux et al.* [2005a,b] where a valuable air-sea fluxes dataset covering the POMME domain over one year was produced.

This paper is the first of two, and deals with model results and validations. Indirectly, it also provides valuable insight on the accuracy of the air-sea fluxes, which are a key element determining how well upper ocean mesoscale physical processes are simulated. In the second paper, upper ocean processes will be studied through the calculation of heat and salt budgets, and mixed layer water detrainment and entrainment will be estimated for the period simulated.

The oceanic model is presented in section 2. The initialization procedure and the data used for the boundary conditions are described in section 3. In section 4, the results of the model are presented and its performance is discussed through comparisons with available in-situ and objectively analyzed observations in section 5. Some interesting features provided by the simulation regarding mixed layer depth and vertical velocity horizontal scales are presented in section 6. Finally, the main results of this study are summarized in section 7.

4.2 The regional ocean model

4.2.1 The primitive equation ocean model OPA

The 3D model used in this study is derived from the ocean general circulation model OPA developed at LODYC (Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie) and described in detail by *Madec et al.* [1999] (available at <http://www.ipsl.jussieu.fr>). It is a Primitive Equation (PE) model where the baroclinic and barotropic parts of the horizontal current are treated separately using the rigid lid approximation. The spatial discretization is of second order on an Arakawa C-type grid [Arakawa, 1972] and the temporal scheme uses a leap frog method with Asselin smoothing.

The parameterization scheme for the vertical component of turbulent mixing is based on a parameterization of the second-order moments expressed as a function of the turbulent kinetic energy (hereafter TKE), which is given by a prognostic equation. In this formulation, the vertical mixing coefficients are based on the calculation of two turbulent length scales representing

upward and downward conversions of TKE into potential energy. This 1.5 turbulence closure model has been developed by *Bougeault and Lacarrère* [1989] for atmospheric cases, adapted by *Gaspar et al.* [1990] for oceanic cases and embedded in OPA by *Blanke and Delecluse* [1993]. Such a scheme was shown to improve the vertical mixing in the Tropical Atlantic ocean due to high frequencies in the surface forcing and thereby improved the representation of the vertical mixed layer structure, sea surface temperature and upper layer velocity [*Blanke and Delecluse*, 1993]. The TKE model parameter values used here are those used in *Blanke and Delecluse* [1993], except for the minimum value of the turbulent kinetic energy, $\bar{e}_{min} = 0.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$, which is the value used in the OPA 8.2 release.

4.2.2 The regional version

In the present study, a limited area high resolution version of the OPA code is used to simulate the ocean in the POMME area between P1 and P2. This mesoscale version was first developed in an initial study using oceanic data collected during the AthenA-88 experiment and realistic atmospheric forcing [*Caniaux et al.*, 1993]. It has been successfully used to study air-sea interaction processes with realistic cases during the SEMAPHORE experiment [*Caniaux and Planton*, 1998] and the TOGA-COARE experiment [*Dourado and Caniaux*, 2001], or coupled with a mesoscale atmospheric model [*Josse et al.*, 1999].

The model domain is a 500 km longitude by 750 km latitude area, extending from 15.33°W to 21.33°W and from 38°N to 45°N , which is the POMME area where the four hydrological surveys were performed. The horizontal regular grid spacing is $1/20^{\circ}$, i.e about 5 km, allowing us to resolve the third Rossby baroclinic deformation radius (the first, second and third Rossby baroclinic deformation radii calculated from the CTD data at P1 and P2 are about 25 km, 10.5 km and 7.5 km respectively).

The vertical grid, using prescribed z-levels, has 69 levels down to 5650 m with 5 m-thick layers in the first 100 meters; the thickness then gradually increasing downwards to the bottom. High resolution bathymetry provided by the Hydrographic Service of the French Navy (SHOM) is used in the model (see Figure 4.1). The domain is within the abyssal plain of the Iberian basin, with depths of 4500–5000 m. A ridge directed south-west/north-east crosses the zone. In the western part, this ridge contains some seamounts of up to 2000 m and is connected to the Azores Archipelago to the west.

In this configuration the simulation domain includes 121×141 horizontal grid points. The high resolution of the model allows us to simulate explicitly mesoscale eddies. This is of particular importance since understanding the effect of mesoscale features on dynamic and biological processes is one of the major objectives of the POMME experiment. Therefore special attention has been paid to the horizontal dissipation of density and momentum. It is included through a biharmonic operator acting along model levels, which is a more scale-selective operator than a second order (harmonic) operator. The same dissipation coefficient has been taken for tracers (diffusivity) and dynamics (viscosity). The coefficient has been adjusted in order to dissipate the energy that cascades towards the grid scale and thus ensure the stability of the model while not interfering with the solved mesoscale activity. The smallest possible value to avoid numerical

noise, $|K| = 1.5 \times 10^9 m^4.s^{-1}$, has been retained.

4.2.3 Open lateral boundaries

One of the main difficulties in modeling a limited area of the ocean is the treatment of the open lateral boundaries. In a PE model, no formulation of boundary conditions is well posed due to the non-hyperbolic system of partial differential equations in the inviscid case [Sundström and Elvius, 1979; Mahadevan and Archer, 1998]. This problem must be studied in detail and often calls for case-specific solutions. In the present case, many eddies are present in the area, and the boundary runs through some of them. The open-boundary condition used here has been formulated by *Gavart et al.* [1999], in order to improve the larger space- and time-scales with what was used before in the limited area of the OPA code, i.e. a simple Newtonian relaxation zone [Caniaux and Planton, 1998].

The *Gavart et al.* [1999] approach is based on a surrounding recirculation area separated from the physical domain (the interior) by a buffer zone in which T and S fields are damped. The open domain is embedded inside a closed domain and separated from it by a sponge zone. The waves are damped across the boundary because they are indirectly forced by the damping on T and S fields, therefore no action on the velocity field is needed. The latter is only constrained by the geostrophic balance inside the sponge layer. This technique has proven to be very efficient for small extent open domains crossed by energetic features like jets or meddies as in the Azores region [*Gavart et al.*, 1999], and it allows us to perform a simulation on a longer period of time than in *Caniaux and Planton* [1998]. The larger the damping area, the more the dynamics of the interior domain are perturbed. The smaller the damping area, the more the control of mesoscale structures present near the boundaries is difficult. Therefore it is necessary to reach a compromise in order to obtain the best possible simulation. The surrounding recirculation area is 6 grid points wide. The damping area, including the recirculation area, is 12 grid points wide. The way T and S restoring fields are obtained is described in the following section.

4.3 Initialization and boundary conditions

4.3.1 POMME 1 and initial fields

Initial mass fields

During P1L1 (February 3–23, 2001), the R/V *D'Entrecasteaux* and the R/V *Atalante* performed a joint hydrographic survey covering the POMME domain (see Figure 4.1), including conductivity-temperature-depth (CTD) measurements every 50 km and an expendable bathy-thermograph (XBT) measurement between each CTD on the R/V transects. The survey was covered in 20 days, and an impressive amount of data, 145 CTD and 111 XBT were collected, resulting in extensive coverage of the main mesoscale features.

In using this data, special care has been taken in order to provide the best estimates for both the temperature and salinity fields at each level of the model. First we reconstruct salinity from XBT temperature measurements in the zone where we were able to build a reliable

temperature-salinity relation from the CTD measurements, i.e. between 600 m and the 16°C- isotherm (North Atlantic Central Water, hereafter NACW). Indeed, the NACW is characterised by a tight relationship between T and S [Arhan, 1990]. Note that only XBT temperature data from which it was possible to calculate salinity was kept, in order to produce an homogeneous dataset in temperature and salinity. This data has been vertically interpolated onto the 69 vertical levels of the model and objectively analyzed onto the horizontal grid for all vertical levels. The objective analysis procedure used has been done in two steps as in *Caniaux and Planton* [1998]. The annual climatological fields from the Levitus World Ocean Atlas 1994 [Levitus and Boyer, 1994; *Levitus et al.*, 1994] has been corrected with the mean bias relative to our dataset at each vertical level. This corrected climatology has been considered as the first guess for a time dependent analysis using our T and S dataset. This guess has been used to give spatial coherence to the analysed fields, i.e. to avoid the patchiness that would have resulted from space-scale differences between the data (50–25 km) and analysis (5 km) grids if a first guess had not been used. Then at each model grid point, the climatology has been corrected using observations which lie within one influence time/space radius around the grid point, following the procedure of *De Mey and Menard* [1989]. An isotropic space correlation radius of 50 km, consistent with mesoscale structure dimensions, and a decay *e*-folding time of 10 days, in order to time center the analysis on the mid-survey date, have been used. This analysis, centered on February 13th, is the model initial state

The analysed SST field is shown in Figure 4.2. The main feature is a front located around 41°N that separates cold water in the north from warmer and saltier (not shown) water in the south. The domain-averaged SST and SSS, respectively 13.94°C and 35.848 are very close to their February climatological counterparts from the World Ocean Atlas 2001, respectively 13.85°C and 35.827 [Stephens *et al.*, 2002; Boyer *et al.*, 2002].

Initial currents

The initial mass field analysis has been used to initialize the current field through the geostrophic approximation using a reference level of no motion, as in *Caniaux and Planton* [1998]. The level 54 (about 1700 m) has been chosen because it gives the best results when we compare initial state and simulated currents with VM-ADCP observed currents (cf. section 4.5.2). It is also the deepest level above bottom topography, and it is close to the reference level estimated by *Stramma* [1984] for the region considered here. This reference level of no motion is only used at this stage. The initial current is also the only feature of the simulation that depends on this level.

The resulting surface currents deduced from the P1L1 mass field analysis are presented and compared with sea level anomalies deduced from satellite data in Figure 4.3. The correlation between these currents and the sea level anomalies is notable, considering that the two datasets are independent. The circulation is marked by a zonal jet about 50 km wide crossing the domain around 41°N, with peak velocities of up to 30 cm.s^{-1} . This current forms two cyclonic meanders around 20°W and 17°W, and has clear signatures in thermosalinograph data (cf. section 4.5.1). Figure 4.3 shows also many cyclonic (C2, C4, C5, C6 and C7) and anticyclonic (A1, A2, A4,

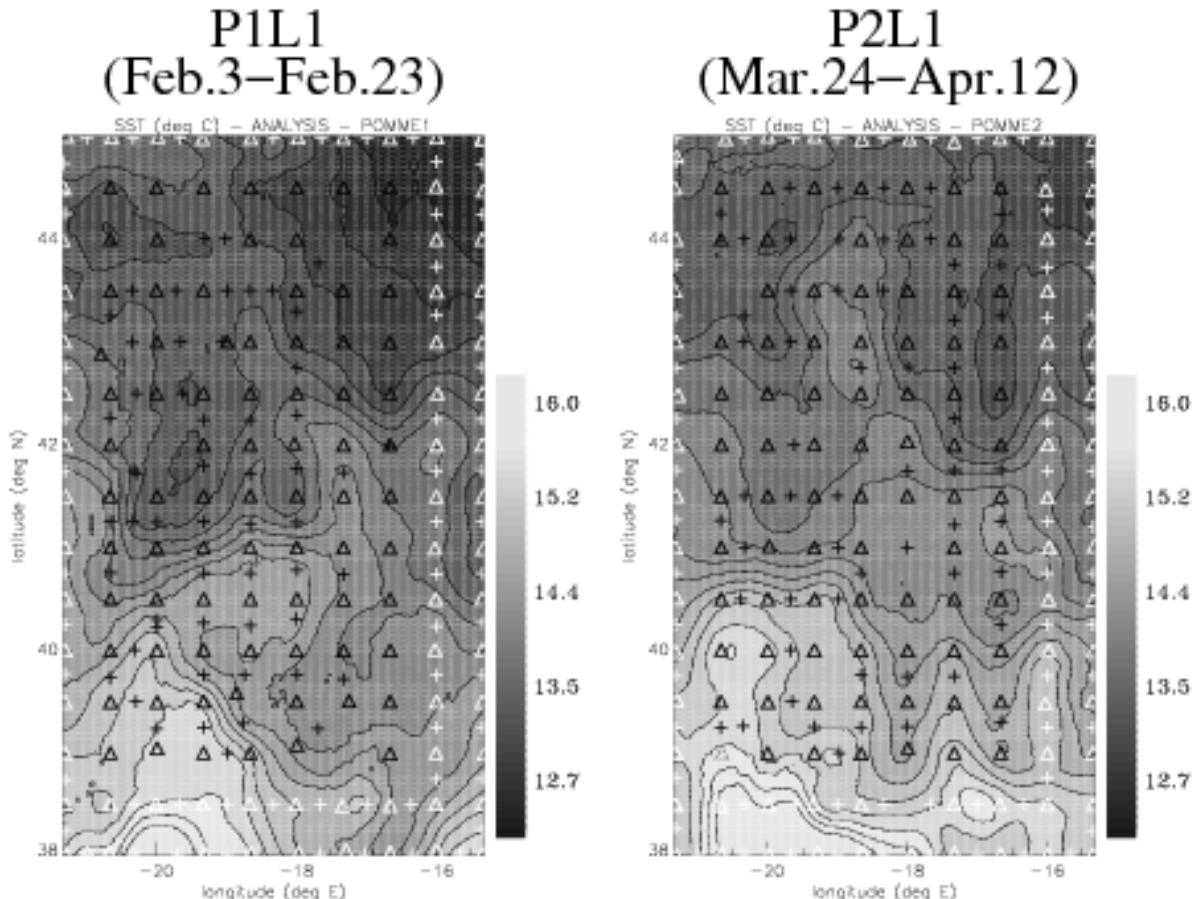


FIGURE 4.2 – Hydrological surveys performed during the first leg of POMME 1 and POMME 2, with the conductivity-temperature-depth (CTD) shots by the R/V *L'Atalante* (black triangles) and R/V *D'Entrecasteaux* (white triangles), expandable bathythermograph (XBT) shots by the R/V *L'Atalante* (black crosses) and R/V *D'Entrecasteaux* (white crosses), and sea surface temperature from the objective analyses performed on these datasets.

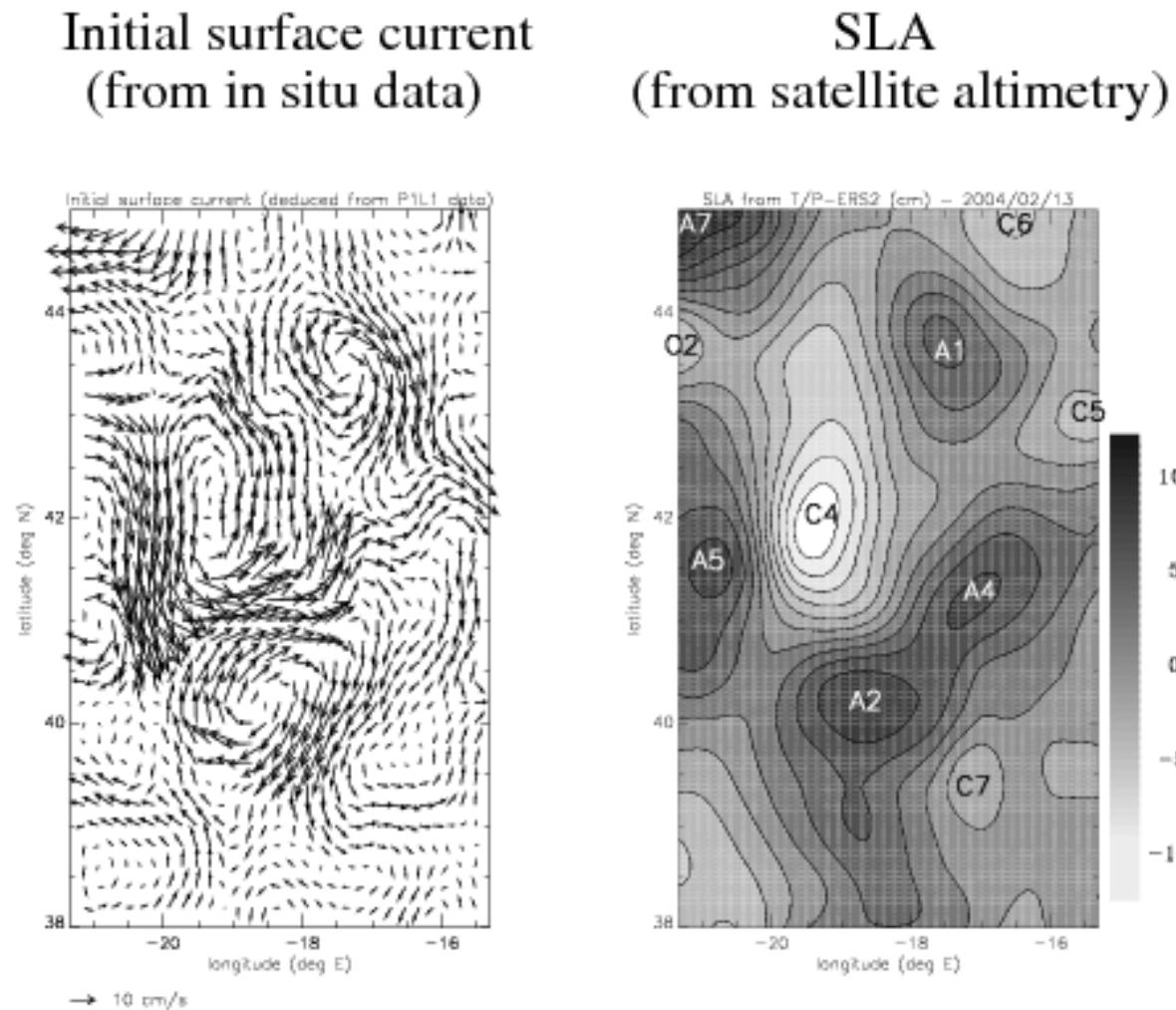


FIGURE 4.3 – Synoptic charts of the initial current (P1L1 mid-survey on February 13th, 2001) and sea level anomalies (SLA) at the same stage. Initial currents are deduced through geostrophy from the analysis of P1L1 hydrological survey using a reference level at about 1700 m. Sea level anomalies are obtained from merged TOPEX/POSEIDON and ERS-2 data. Note that the average circulation in the area is much smaller than the eddy structure velocities [Reverdin *et al.*, 2005].

A5, A7) eddies observed during P1 and P2, which were much more numerous than previously reported by *Paillet* [1999] (the mesoscale eddy nomenclature is presented in *Mémery et al.* [2005]).

The presence of the mesoscale eddies identified during P1 in the initial velocity field confirm the good quality of the mass field analysis. The most important structures for the upper ocean dynamics in the POMME domain between P1 and P2 are A1, A2 and C4. Hydrographic measurements show that A2 and C4 are associated with warm and cold anomalies respectively. C4 has been observed over more than 6 months and A1 over a full year during the POMME experiment [Assenbaum and Reverdin, 2005]. The strongest part of the jet is located between A2 and C4, at approximately 41°N. Note that the deepest mixed layer area during the POMME experiment was observed in A7, located in the northwestern corner of Figure 4.3.

4.3.2 Lateral boundaries

Due to the strong mixed layer evolution (restratification period) during the period simulated in the present experiment, T and S restoring fields need to evolve in time. Because of the lack of large scale information during the simulation, or accurate values from a coarser mesh grid outer model, these fields are simply linearly interpolated between the initial time step value from the P1L1 hydrographic survey and the value derived from the P2L1 survey made at the end of the restratification period.

Therefore a second analysis (see Figure 4.2), used to compute the T and S restoring fields in the sponge layer, has been done using the 145 CTD and 117 XBT provided by P2L1 (March 24–April 12) and the method explained above. This analysis, centered on April 3rd, will also provide a means for the verification of model forecasts at the same stage (see section 4.5.4).

The damping fields are thus the temperature and salinity fields linearly interpolated in time between the P1L1 analysis (February 13) and the P2L1 analysis (April 3). They are kept constant, equal to the P2L1 analysis values, from April 4th to the end of the simulation (May 20). This procedure is used to approximate the changes in the characteristics of large scale water masses at the lateral boundaries, as explained above. The information used for restoring T and S at the boundaries comes from the CTD and XBT located at the POMME domain boundaries. As the damping area is excluded from the model validations presented in section 4.5, this data will not be used for the comparison with observations.

4.3.3 Surface forcing

Air-sea fluxes are computed through a method validated by comparison with in situ measurements at various locations and seasons, using data from the SEMAPHORE, CATCH, FETCH, EQUALANT99 and POMME campaigns [*Weill et al.*, 2003]. Further validation of the method has been done during the POMME experiment [*Caniaux et al.*, 2005a].

Different datasets are used to estimate the fluxes. Hourly surface irradiances (solar and downward longwave radiative fluxes) are derived from the geostationary METEOSAT satellite dataset collected by the Centre de Météorologie Spatiale (Météo-France, Lannion), following the method developed by *Brisson et al.* [1994], and validated through comparison with in situ

measurements carried out by *Eymard et al.* [1996].

The shortwave irradiance was then corrected using an albedo of 0.06, which is consistent with a wide range of weather conditions at sea [Payne, 1972]. The net longwave radiative flux at the sea surface was obtained by subtracting the upward flux, computed with analysed sea surface temperature (using satellite and in situ data as explained below), from the satellite downward radiation, assuming an emissivity of the sea surface of 0.97 and a longwave reflectance of 0.045 [Mikhaylov and Zolotarev, 1970]. Shortwave (solar) irradiance fields are sampled on a 0.04° grid and longwave (infrared) irradiance on a 0.08° grid. These fluxes have been averaged on a 5 km-radius circular area around each model grid point.

The turbulent heat fluxes and wind stress are computed using classical bulk formulae for the upward sensible and latent heat flux :

$$H_s = \rho_a C_p C_h |\mathbf{V}| (SST - T_a) \quad (4.1)$$

$$L_E = \rho_a Lv C_e |\mathbf{V}| (q_s - q_a) \quad (4.2)$$

and for the flux of horizontal momentum :

$$\tau = \rho_a C_d |\mathbf{V}| \mathbf{V} \quad (4.3)$$

In these expressions, ρ_a is the air density, Lv the latent specific heat, q_s the surface specific humidity, SST is the sea surface temperature, \mathbf{V} the wind speed vector, T_a and q_a the air temperature and humidity respectively. The surface forcing fluxes are calculated using analyses obtained from observed SST rather than using model SST. This method has been chosen in order to reduce the model drift. The SST fields consist of in situ SST from over a hundred drifters and floats, one mooring, and several ships, which were assimilated by optimal interpolation in a first guess based on Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) satellite-derived SST [Caniaux et al., 2005a]. These daily fields are calculated on a 5 km resolution grid. The meteorological fields T_a , q_a , pressure for computation of ρ_a , \mathbf{V} , and precipitation rates, are derived from operational analyses from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) model. They are available every six hours on a 30 km grid. These fields have been space-interpolated on the model grid. The coefficients C_h , C_e , C_d are calculated using ship measurements of turbulent fluxes [Caniaux et al., 2005a].

The fluxes obtained are corrected using an optimization method based on a one dimensional oceanic model forced by lateral advection terms reconstructed from data, in order to equilibrate the annual mixed layer heat content deduced from the POMME dataset [Caniaux et al., 2005b]. Then, the daily fluxes produced are time interpolated at each time step of the model. The resulting domain-averaged net heat flux and wind stress are represented in Figure 4.4. The two fields are characterised by large day-to-day variations. P1L1 is the end of the cooling period, with time-averaged net heat fluxes still being negative (about -30 W.m^{-2}). From P1L2 (February 28–March 19) to P2L2 (April 17–May 3) the upper ocean is warmed by air-sea fluxes : the time-averaged net heat flux is about 50 W.m^{-2} , with a value of 76 W.m^{-2} over P2L1, the period of maximum warming. This warming is dominated by the solar flux ; latent and sensible heat fluxes

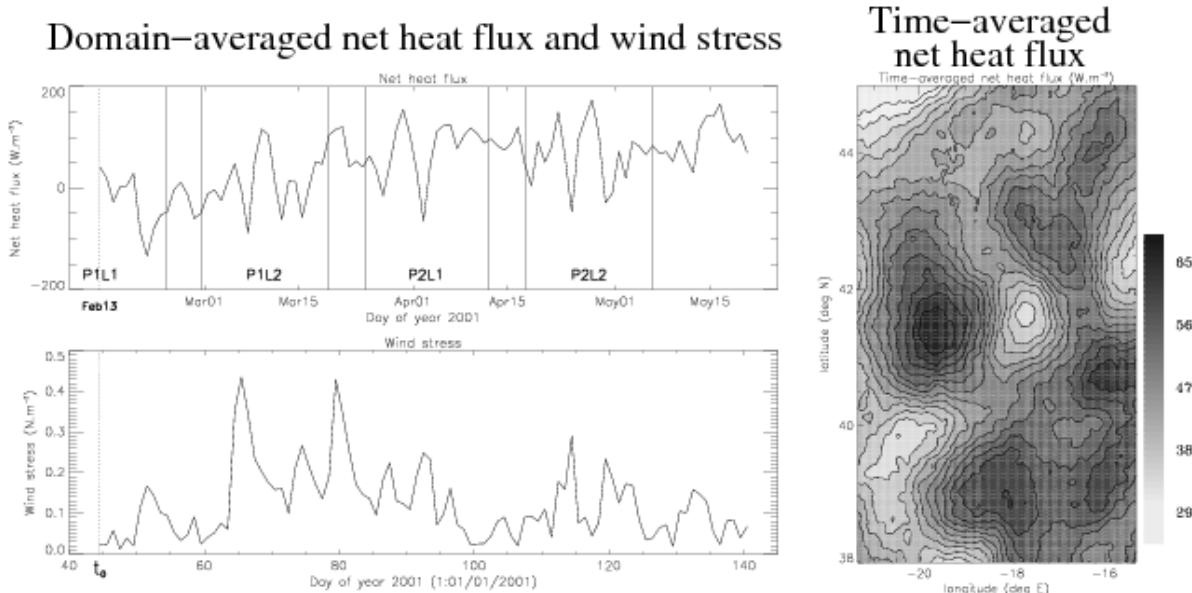


FIGURE 4.4 – Atmospheric forcings. Left : Temporal evolution of the domain-averaged atmospheric forcing. Net heat flux (sum of shortwave, longwave, latent heat and sensible heat) and wind stress are presented, respectively in $W.m^{-2}$ and $N.m^{-2}$. At P1L2 the upper ocean enters a warming period favorable for restratification, which is reinforced by a few anticyclonic periods, but some wind maxima may interrupt it temporarily. Right : Time-averaged net heat flux over the simulated period.

remaining comparatively small. On the one hand, this warming period is reinforced by a few anticyclonic periods of low winds favorable to restratification, as will be shown in section 4.4.4. On the other hand, some large wind stress episodes may temporarily interrupt the restratification process, and produce vertical mixing.

The time-averaged net heat flux over the simulated period is also presented in Figure 4.4. The high resolution air-sea fluxes obtained contain mesoscale features. These features seen in Figure 4.4 are the fingerprint of oceanic mesoscale eddies. In particular cyclonic cold-core eddies are associated with larger net heat fluxes [Bourras *et al.*, 2004].

4.4 Simulation results

4.4.1 Surface and 200 m temperature

Model surface and 200 m temperature outputs at P1L1 (day 49 of year 2001, hereafter day 49, February 18), P1L2 (day 68, March 9), P2L1 (day 93, April 3) and P2L2 (day 116, April 26) are shown in Figure 4.5.

One of the main features of the simulation is the warming of upper-ocean waters, in response to positive net surface heat fluxes associated with quite weak winds as noted earlier in section 4.3.3. On average, over the whole simulation domain, the surface temperature rises between February 13 (middle of P1L1) and April 12 (end of P2L1) by about $0.8^{\circ}C$, and the southwest warmer water temperature rises by almost $1^{\circ}C$ between P2L1 and P2L2, in good agreement with SST analysis using satellite and in situ data [Caniaux *et al.*, 2005a].

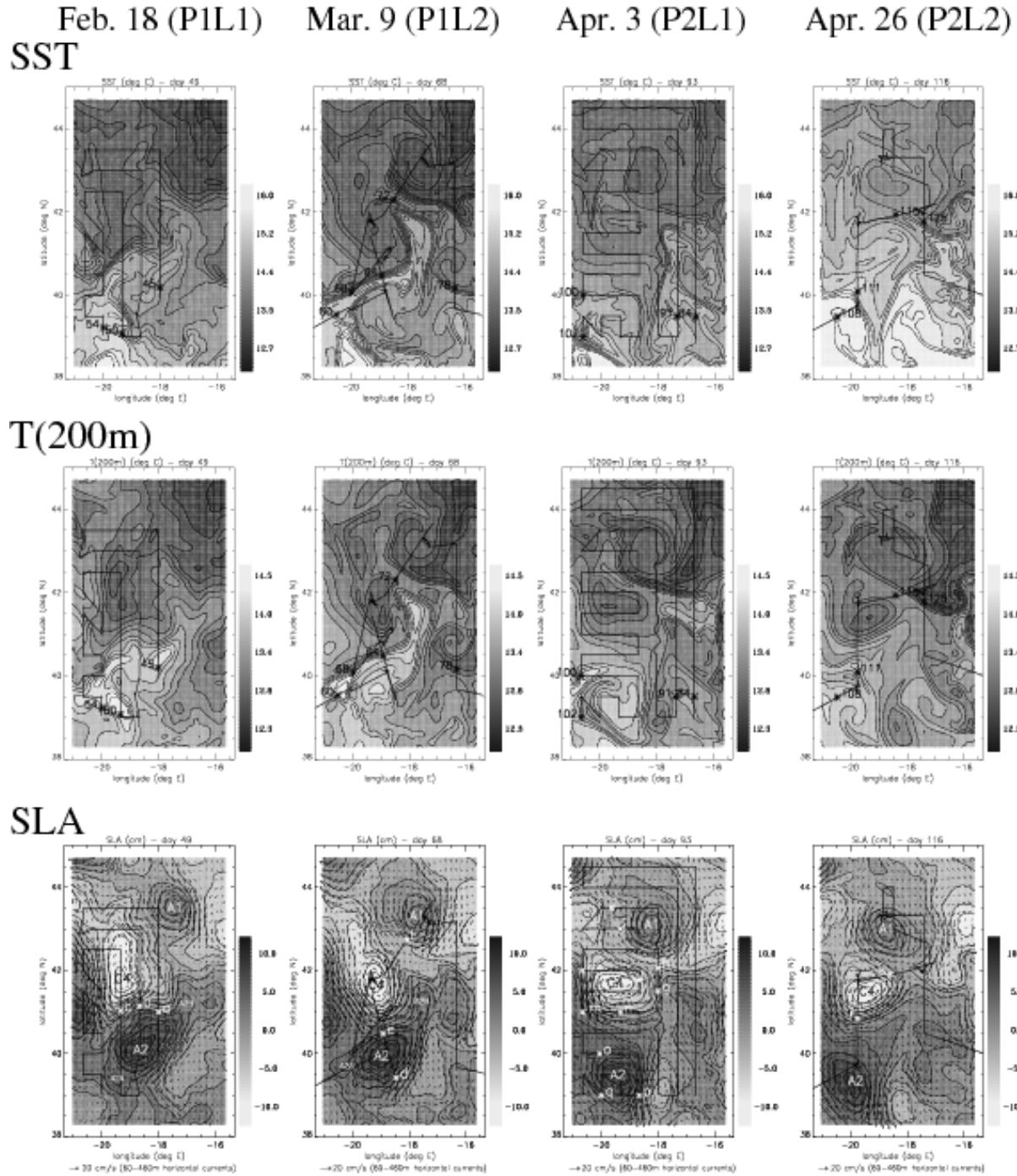


FIGURE 4.5 – Synoptic charts of simulated sea surface temperature (SST), 200 m-temperature and sea level anomalies (SLA), a few days after the beginning of the simulation during P1L1, and in the middle of P1L2, P2L1 and P2L2. Horizontal currents in the layer 60–460 m and position of the mesoscale eddies A1, A2 and C4 are superimposed on SLA. Black lines are the cruise route during each period, black numbers are related to TSG and CTD data analysis (section 4.5.1) and white letters are related to VM-ADCP data analysis (section 4.5.2).

Besides this domain-scale evolution, the most striking feature is the strong deformation of the fields by advection and stirring induced by mesoscale eddies. At the beginning of the simulation the SST front located near 41°N , 19°W has a mean temperature gradient of about 2°C over 100 km (see P1L1 SST snapshot in Figure 4.5). The front separates cold waters between 12.2°C and 13.2°C in the north from warm (and salty, not shown) waters between 15.0°C and 16.0°C in the south. The overall direction of the front is east-west, and its shape develops two warm tongues towards the north : the first one near 42°N , 17.5°W , close to the center of the area, and the second one more to the west, near 42°N , 21°W . The cold-core (SST of about 13.5°C) cyclonic eddy C4 centred around 42°N , 19.5°W is located between these two warm crests. The strongest part of the front, where the surface temperature gradient reaches 3.5°C over 100 km, is located between C4 and the warm-core (SST of about 15.5°C) anticyclonic eddy A2 centred around 40°N , 18.5°W .

Between P1L1 and P2L1 (50 days later), the first warm crest became stronger and extended further to the north reaching 43°N 18°W (see P1L2 and P2L1 T(200m) snapshots in Figure 4.5). In the mean time, cold water from the northeast, near 44.5°N 16°W , was advected southward, towards 43°N 17°W . These warm and cold waters (T of respectively about 14.0°C and 12.5°C at 200 m) are partly entrained by the anticyclonic eddy called A1 centred around 43°N , 18°W , where they are mixed together.

The 200 m temperature fields are very coherent with surface temperature fields up to P2L1. In particular the front near 41°N is very coherent in the vertical during P1L1 and P1L2. From P2L1 differences between surface and 200 m fields are increasing as a consequence of the upper-ocean warming.

Note that fields on day 49 (February 18) contain significantly less high resolution features than the others ; indeed the initial state does not contain information at the model grid scale (5 km) and the model needs about 10 days to generate the missing scales, as it will be shown in section 4.6.2.

4.4.2 SLA and horizontal currents

Model sea level anomalies (hereafter SLA) and horizontal currents in the 60-460 m layer at P1L1 (February 18), P1L2 (March 9), P2L1 (April 3) and P2L2 (April 26) are shown Figure 4.5.

Mesoscale eddies A1, A2 and C4 are annotated on the plot of SLA. A2 moves southwestward during the simulated period, whereas the position of C4 does not really change. A1 moves along a small circle in the clockwise direction. In fact, A1 has been observed over a full year from September 2000 to September 2001. After drifting southwestward through March 2001, it remained in the same part of the domain until the end of the experiment in September 2001 [Assenbaum and Reverdin, 2005]. Two small deformations of A2 : A2A and A2B, are also annotated on the plot of SLA. Their dimensions are about 50 km (about 10 grid points). They could be related to A2 being unstable to a disturbance with an azimuthal wavenumber $m=2$. In P1L1 SLA and T(200m) snapshots, A2A appears as a small warm-core anticyclonic eddy. A2A clearly interacts with A2 during the simulated period, it rotates in the clockwise direction around A2, as seen when P1L1 and P1L2 snapshots are compared in Figure 4.5. A small tongue

of water from A2A can be seen around the perimeter of A2 in the P1L2 T(200m) snapshot. Such a feature has been observed in the laboratory experiments of *Griffiths and Hopfinger* [1987], and in the Tasman Sea [*Cresswell*, 1982; *Cresswell and Legeckis*, 1986], just before eddies coalesce.

At P1L1 and P1L2, the SST front (41°N , 19°W) between C4 and A2 is associated with a horizontal current maximum, reaching 36 cm.s^{-1} . At P2L1 and P2L2, the distance between C4 and A2 is greater than at P1, and the horizontal current maximum barely reaches 24 cm.s^{-1} on the southeastern side of C4. At P2L2, when C4 is closer to A1, there is some horizontal current exchange between the two eddies. Note that between P1 and P2, the northward current on the east side of C4 advects warm water (T of about 14°C at 200 m) to the north and the southward current on the east side of A1 advects cold (and less salty, not shown) water to the south (T of about 12.5°C at 200 m).

4.4.3 Vertical velocities

Vertical velocities at 50 m depth as well as horizontal velocities at 50 m depth and SST are shown in Figure 4.6 on day 67 (March 8) and on day 70 (March 11). The vertical velocities take the form of filaments correlated with SST fields. Some dipole structures are persistent between day 67 and day 70 near 41°N 19°W and near 42.5°N 17°W . These structures are localised at the periphery of the eddies, in particular in the frontal structures extending between eddies, between A2 and C4, and south of A1 respectively. One other striking feature is the change in modeled vertical velocities between day 67 and day 70 in Figure 4.6, while there is no noticeable change in the oceanic structures. In fact, there are two sources of vertical velocity : the first one is linked to surface fluxes and the second one is linked to internal sources, in particular oceanic structures. The mixed layer depth also plays an important role, determining the range of depths over which the fluxes act. Work is in progress on this subject, and an article is in preparation [*Giordani et al.*, 2005c].

Vertical velocities are less than 5 m/day , which is smaller than estimates from earlier mesoscale flow studies (40 m/day estimated by *Pollard and Regier* [1992]), but consistent with the quite low eddy kinetic energy (less than $100\text{ cm}^2.\text{s}^{-2}$) associated with the slow evolution of the simulated horizontal geostrophic currents [*Lévy et al.*, 2005a] as well as the horizontal geostrophic currents analysed from satellite altimeter data (S. Giraud, pers. com.). Furthermore, simulated vertical velocity structures have a shape similar to those of the academic study of *Lévy et al.* [2001], and to those present in the simulation of *Giordani et al.* [2005b] in a different three-dimensional model. Estimates from drifters are still in progress and may provide some interesting information about this poorly documented field.

4.4.4 Mixed layer depth

Various mixed layer depth (hereafter MLD) definitions were used by the scientists involved in POMME. The threshold method using a potential density finite difference criterion has been retained as the most suitable one. This method is more stable than the others, as has already been noted by *Brainerd and Gregg* [1995], and stability is of primary importance for the mixed-layer budget calculations presented in the forthcoming paper Part 2 [*Paci et al.*, 2007]. The reference

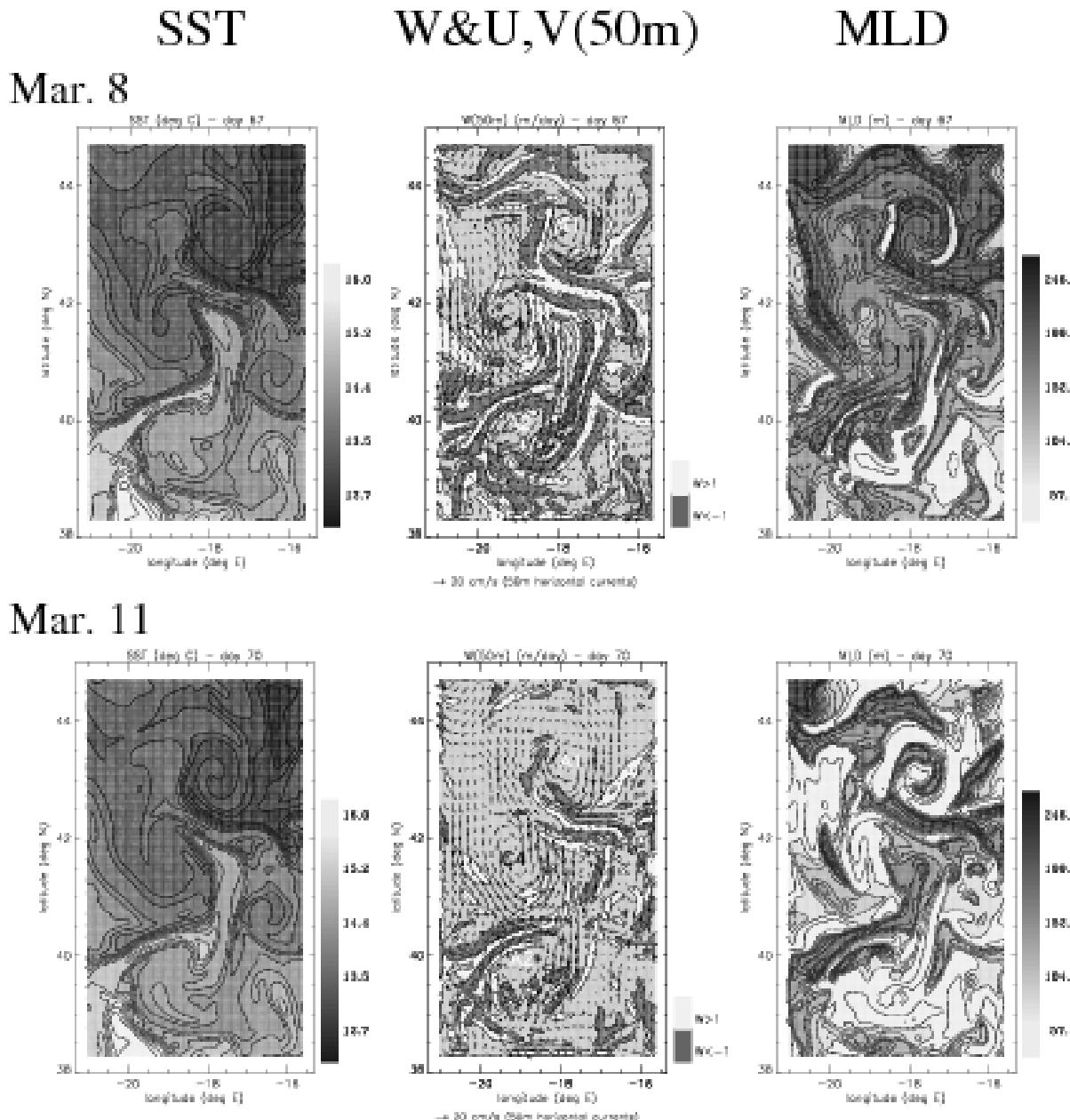


FIGURE 4.6 – One-day averaged SST, vertical and horizontal velocities at 50 m depth and mixed layer depth on day 67 and 70 (March 8 and March 11), during the mixed layer shallowing (P1L2). The mesoscale eddies seen on temperature and horizontal velocity fields are surrounded by mixed layer and vertical velocities sub-mesoscale structures.

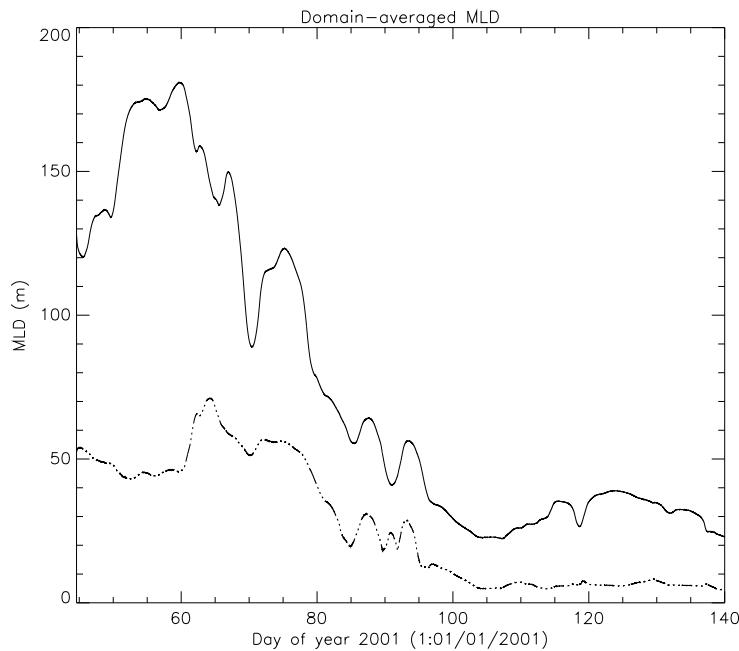


FIGURE 4.7 – Temporal evolution of the domain-averaged (plain line) and standard deviation (dashed-line) of the mixed layer depth.

depth is set at the third z-level (12.5 m) to limit diurnal cycle effects, and the density threshold is 0.023 kg.m^{-3} , close to the values found in the recent extensive study of *Boyer Montégut (de) et al. [2004]*.

The domain-averaged MLD (hereafter da-MLD) is presented in Figure 4.7. From the beginning up to day 60 (March 1, end of P1L1), da-MLD increases in depth, as it is the end of the cooling period, and reaches a maximum value of 180 m on day 60. From day 60 to day 100 (March 1 to April 10, P1L2 and P2L1), da-MLD rapidly decreases in depth as a whole, with some intermissions during the periods of large wind stress noticed in section 4.3.3. This period will be referred to as the restratification period. After this period, da-MLD does not change much, except for a slight temporary increase in depth in response to wind stress maxima on days 114 (April 24) and 123 (May 3) (see Figure 4.4). At the end of the simulation, the da-MLD is close to 20 m. If the simulation is continued after day 140 (May 20), da-MLD remains close to 20 m until the Fall of 2001, as in other simulations using a 1D model [*Caniaux et al., 2005b*], or a simplified 3D model assimilating geostrophic currents [*Giordani et al., 2005a,b*], therefore after day 140 the restratification period has ended in the POMME domain. The MLD standard deviation is also shown in Figure 4.7, and demonstrates that the absolute variation of MLD in the POMME domain is smaller after the restratification period than before.

As expected, there are deeper mixed-layers in the north (up to nearly 400 m in the northwest corner) than in the south (less than 50 m in some area) at the beginning of the simulation (not shown). But the gradient is much weaker than what is usually seen in numerical model predictions [e.g. *Williams et al., 1995; Valdivieso Da Costa et al., 2005*]. Moreover, the MLD field is far from amounting to a simple South-North gradient. Indeed, the MLD is filament-shaped and some filaments are persistent during the restratification, particularly at fronts between eddies

as seen in Figure 4.6 (day 67 and day 70, March 8 and March 11) for example for the front located near 41°N (between A2 and C4), and for the front located south of A1. These structures are correlated with SST and vertical velocity structures and seem to result from the interplay between the atmospheric forcing and the deformation induced by mesoscale eddies. A persistent deeper mixed-layer area located in the northwest corner is clearly visible in Figure 4.6. This area is present over the whole simulation, in accordance with in situ observations (a 400 m MLD was deduced from one of the CTD gathered during P2L1), and corresponds to the strong anticyclonic eddy A7 which partly intersects the domain. To conclude, restratification appears to be a process neither temporally nor spatially uniform, as is usually found in lower resolution studies. Finally, it is important to note that very similar sub-mesoscale vertical velocities and MLD structures were also present in the simulation of *Giordani et al.* [2005b] in a different three-dimensional model.

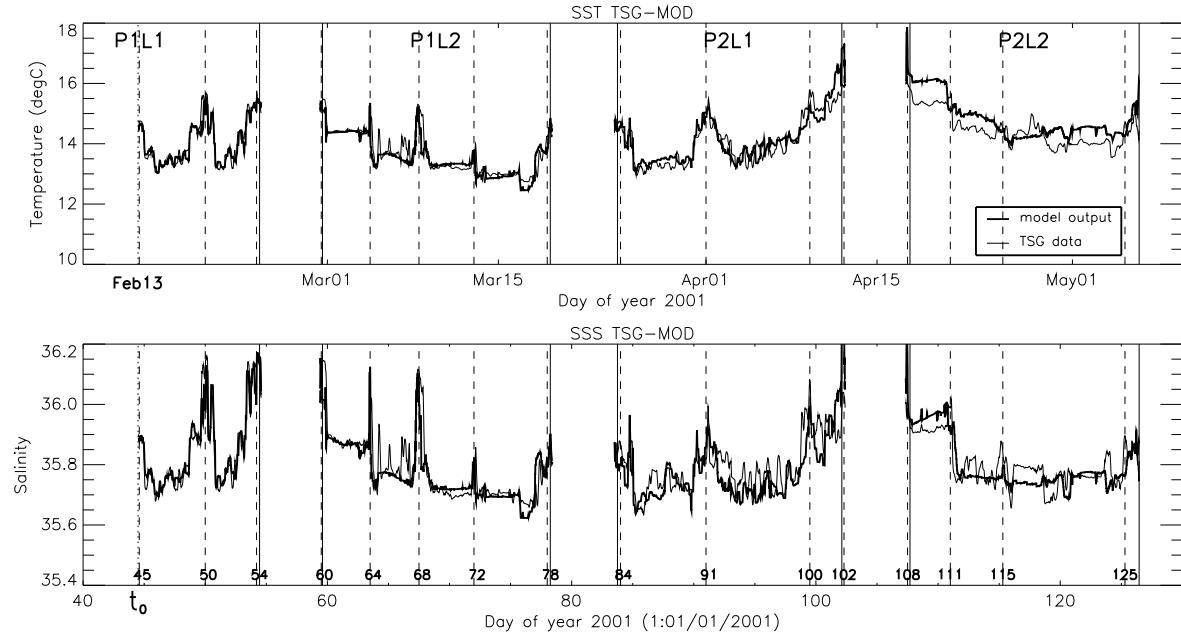
4.5 Model-data comparisons

4.5.1 TSG and CTD data

Time series of observed and simulated sea surface and sub-surface temperature and salinity along the ship track during P1L1, P1L2, P2L1 and P2L2 are shown in Figure 4.8. Sea surface data are obtained from 15 min-averaged Atalante thermosalinograph (TSG) data, whereas 200 m data are obtained from the CTD collected during the surveys. Simulated fields at data time are interpolated at data position. There is no significant bias between observed and modeled fields, except during P2L2. P2L2 was largely composed of four long CTD stations, so that T and S evolution is more a temporal variation than a spatial variation and small errors in the localisation of modeled thermohaline structures result in the large discrepancies seen in Figure 4.8. In fact, around two thirds of the time during P2L2, model and data fields are compared at a location that does not evolve with time, while during most of the time during P1L1 and P2L1 the ship is moving across mesoscale structures. Therefore during P1L1 and P2L1 a small error in the localisation of a modeled structure appears during a very short time in Figure 4.8 and naturally disappears into the general pattern. Model ability to properly reproduce temperature and salinity mesoscale structures is excellent over the whole period simulated, as attested by the correlation coefficients (respectively 0.92 and 0.87 for surface temperature and salinity, 0.89 and 0.88 for 200 m temperature and salinity).

Furthermore, Figure 4.8 illustrates many peaks from mesoscale structures. The most interesting of them are pointed out by vertical dashed lines and corresponding ship positions are indicated by black asterisks in Figure 4.5. Each peak is identified by the same number (2001 day number) in Figure 4.5 and in Figure 4.8. At the beginning of the simulation (day 45), the ship is close to the center of the warm-core eddy A2 (see P1L1 snapshots in Figure 4.5), therefore surface and 200 m temperature decrease quickly as the ship moves northward and crosses the front located between A2 and C4. The ship also crosses this front during P1L2, on day 64. At this time the surface front had a temperature gradient of about 2°C over 100 km and a salinity gradient of about 0.35 over 100 km. Also, at the end of P2L1, on day 102, the ship crosses the

SST and SSS from TSG



T and S (200m) from CTD

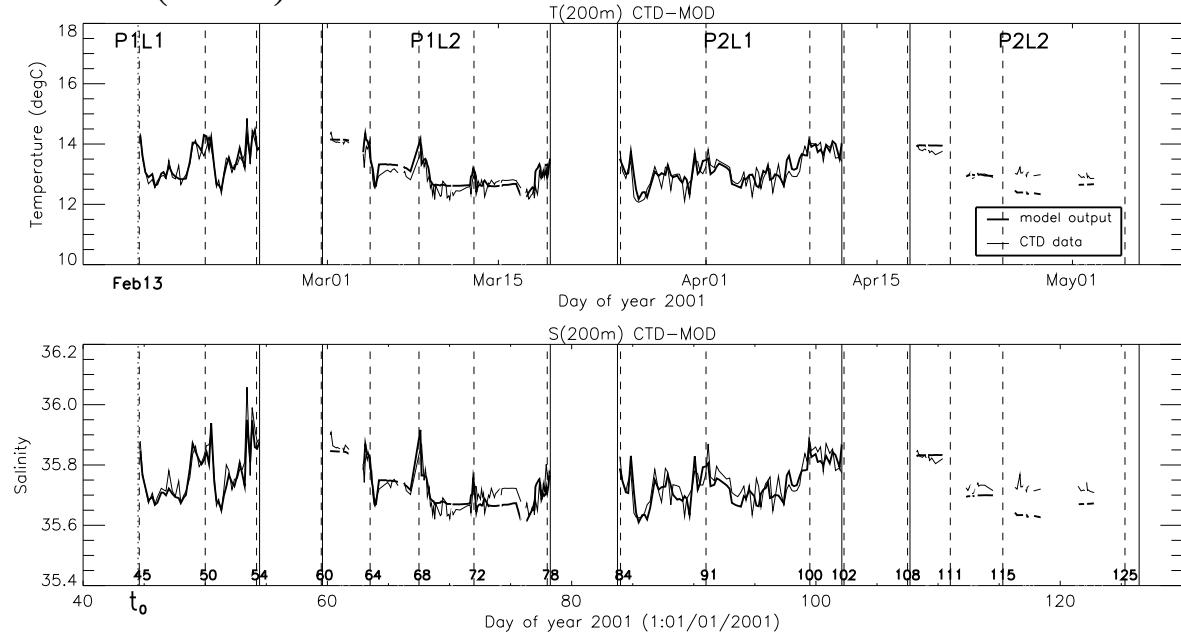


FIGURE 4.8 – Surface and 200 m-depth temperature and salinity from TSG and CTD during POMME 1 and POMME 2 following the ship track, compared with model outputs.

perimeter of A2 ; and at the beginning of P2L2, on day 108, the ship enters the area through A2.

The two other peaks (days 50 and 54) in the P1L1 period occur when the ship crosses the front and then the small warm-core eddy A2A (see SLA snapshot at P1L1 in Figure 4.5, also visible in SSS (not shown)).

The peak on day 68 occurs when the ship crosses the small tongue of water from A2A winding round A2. Three other peaks correspond to the ship crossing A2A : the first one occurs during P1L2 on day 60, the second one during P2L1 on day 100, and the third one during P2L2 on day 111 (see Figure 4.5). The peaks on day 72 during P1L2 and on day 115 during P2L2 occur when the ship crosses the warm tongue resulting from the complex interaction between A2, C4 and A1. The peak on day 125 during P2L2 occurs when the ship crosses the front where the cold tongue meets the southern warm water. Other sporadic mesoscale features occur during the simulated period, for example a small warm-core anticyclonic eddy located in the southeast corner of the area crossed by the ship on day 78 at the end of P1L2, and on days 84 and 91 during P2L1. The same reasoning applies to salinity, which is often associated with more prominent peaks than temperature (see Figure 4.8).

Most of these features are well represented in the simulated fields, with the conclusion that the model is able to reproduce properly large scale gradients in the area as well as mesoscale features (position and intensity) over the whole simulated period.

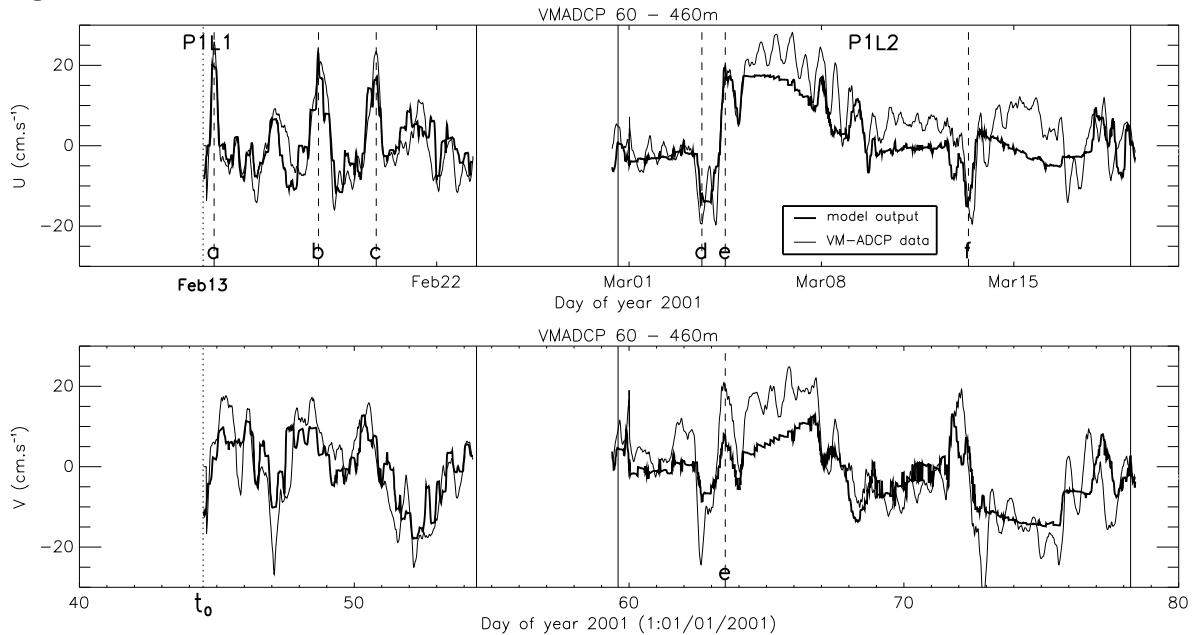
4.5.2 VM-ADCP data

Time series of observed and simulated horizontal currents in the upper ocean along the ship track during P1L1, P1L2, P2L1 and P2L2 are shown in Figure 4.9. Horizontal current data are obtained from 15 min-averaged Atalante VM-ADCP data in the 60-460 m layer. Simulated fields at data time in this layer are interpolated at data position. Semi-diurnal oscillations are observed, particularly during the long CTD stations of P1L2 and P2L2. These oscillations are likely to be related to M2, the lunar semi-diurnal ocean tide component of 12.4 hours period. Evidence of M2 was found by *Bouruet-Aubertot et al. [2005]* from the analysis of Eulerian measurements of horizontal currents collected over one year during the POMME experiment.

As in the TSG and CTD data, many peaks that are indicative of mesoscale structures are present in the VM-ADCP data, and the most interesting of them are pointed out by vertical dashed lines in Figure 4.9. Ship positions corresponding to those peaks are indicated by white asterisks on the SLA fields in Figure 4.5. Each peak is identified by the same letter in Figure 4.5 and in Figure 4.9.

During P1L1, three strong positive peaks (eastward currents) of about 20 cm.s^{-1} are present in the zonal velocity (a, b and c in Figure 4.9). They are related to the front between A2 and C4, almost zonal during this period (see P1L1 snapshots in Figure 4.5). The agreement in location and intensity between simulated and observed velocities during this period is excellent (the vectorial correlation coefficient is 0.80, see *Vialard [1977]* for details about calculation), as this period is the closest one to the initial state. This is a posteriori evidence of the initial state quality.

POMME1



POMME2

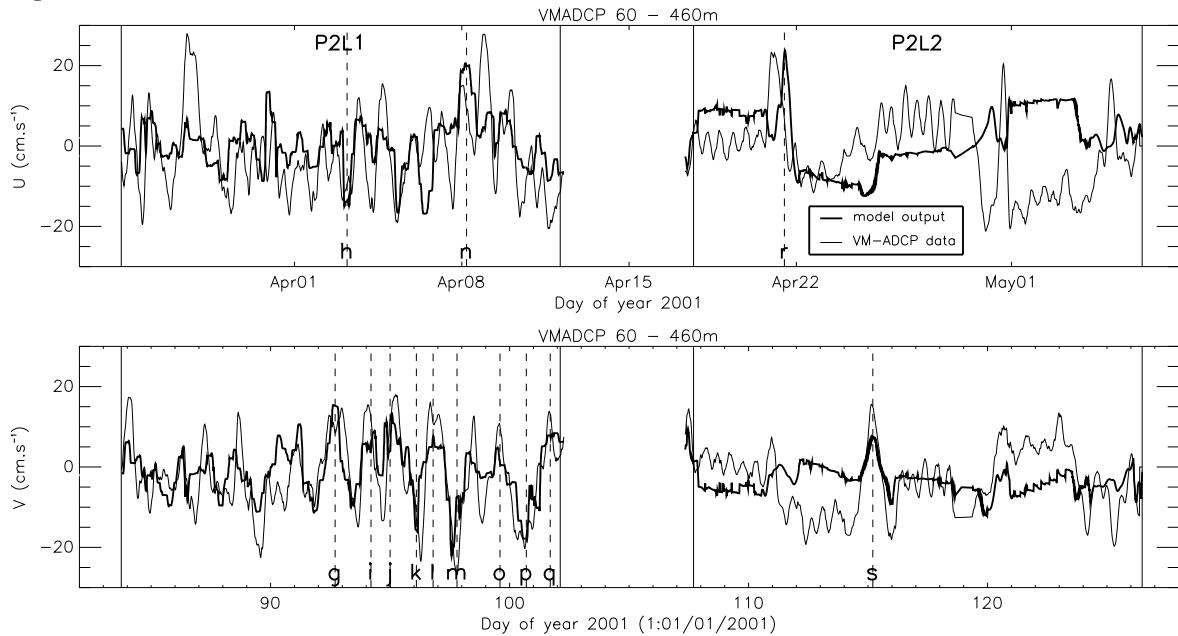


FIGURE 4.9 – VM-ADCP velocities and model velocities during POMME 1 and POMME 2 following the ship track.

During P1L2, the south-westward (peak d) and north-eastward (peak e) currents, of about 17 cm.s^{-1} , are associated with the anticyclonic eddy A2. The latter is interacting with a small anticyclonic eddy located around 41°N , 17.5°W to form these currents participating in the warm water northward motion and the cold water southward motion between P1 and P2 [Reverdin *et al.*, 2005]. Peak f is associated with the north-eastward current of about 20 cm.s^{-1} at the perimeter of the anticyclonic eddy A1.

P2L1 is probably the most interesting period for VM-ADCP currents. The anticyclonic eddy A1 has a signature in peaks i and j (10 to 15 cm.s^{-1}). A1 entrains some cold water coming from the northeast corner, as attested by peak h (the southwestward current coming from this corner becomes almost zonal at about 15 cm.s^{-1} on the southern side of A1). The cyclonic eddy C4 is obvious in peaks k and m, and also at the front between C4 and A2 in peaks m and n (about 20 cm.s^{-1}). A2 is responsible for peaks p and q, while A2A is visible in peak o (about 5 cm.s^{-1}). Peak g indicates warm water moving northward (at about 15 cm.s^{-1}). During P2L2, the two peaks r and s, localised in the transition between stations, are associated with the cyclonic eddy C4 (note that there is a slight gap in the location of peak r between modeled and observed velocities).

The agreement between the model and observed velocities is good, except during P2L2 for the reasons stated in section 4.5.1. If P2L2 is excluded, the vectorial correlation coefficient is 0.70, which is quite significant and is surprisingly high, as energy is largely in the mesoscale currents. It is important to point out that few numerical experiments are able to bear this kind of comparison. Except for some slight difference in location and for an underestimation (on average less than 20 %), these mesoscale current peaks are well represented in the simulated fields. The conclusion is that the model is able to reproduce properly most of the mesoscale currents over the whole simulated period.

4.5.3 Mixed layer depth

Time series of mixed layer depth computed using the same criterion (described in section 4.4.4) from CTD data and from simulated fields along the ship track during P1L1, P1L2, P2L1 and P2L2 are shown in Figure 4.10. This comparison is difficult because of the high temporal and spatial variability of the MLD fields, much larger than that of temperature, salinity and even horizontal currents fields, as shown in section 4.4.4. Moreover, the temporal frequency of the daily air-sea fluxes used may not be sufficient to reproduce the evolution of some in situ MLD conditions. Indeed, some diurnal variation of more than 100 m were observed between P1 and P2 on MLD computed from Carioca buoys [Caniaux *et al.*, 2004]. Work is in progress on a simulation using hourly air-sea fluxes. Advection of spatial variability may also play an important role in the evolution of the MLD.

Nonetheless, even if the comparison between CTD- and model-computed MLD in Figure 4.10 shows that some MLD structures are missed by the simulation, the overall comparison is quite good. In particular, the variability is of the same order of magnitude in the CTD- and model-computed MLD, which is an important point indicating that the small MLD structures seen in Figure 4.6 are not likely to be numerical artefacts. Moreover, the domain-scale MLD South-

MLD from CTD

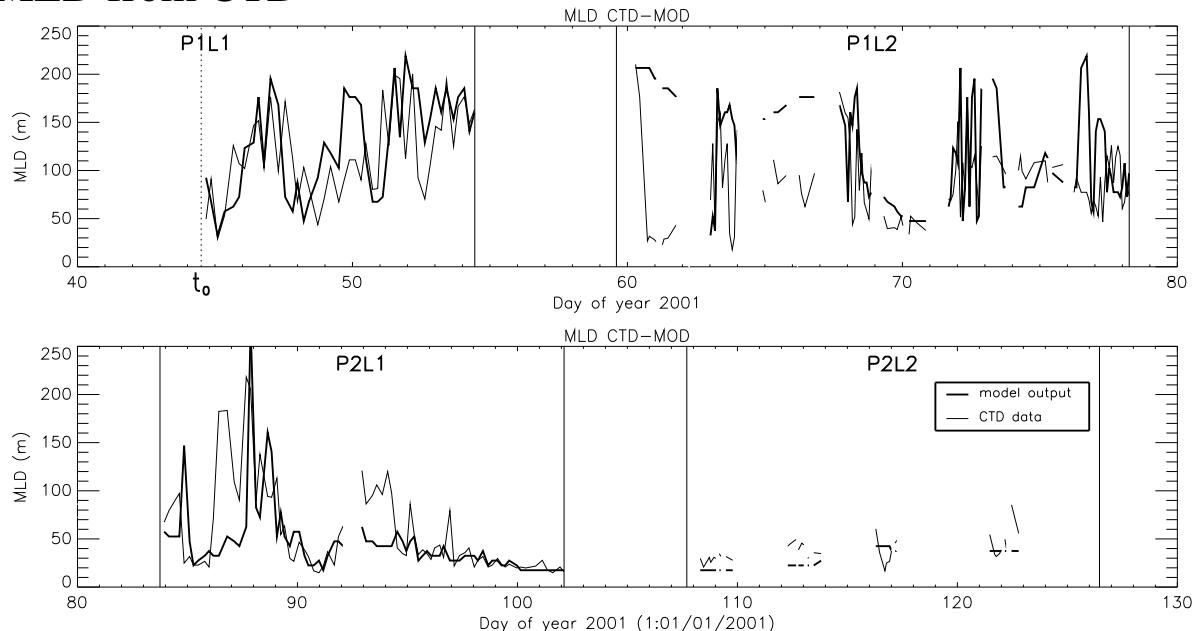


FIGURE 4.10 – Mixed layer depth (MLD) computed from CTD data and from model output during POMME 1 and POMME 2 following the ship track.

North gradient is far from being as pronounced as in other coarser resolution studies in both CTD- and model-computed MLD (see Figure 4.11), supporting the results of section 4.4.4.

4.5.4 Baroclinic horizontal mass transports

Up to now, only comparisons in the upper ocean have been presented. As the upper ocean dynamics depends on deeper adjustment and water masses, baroclinic horizontal transports by the geostrophic current will be presented, integrating not only upper ocean but also deeper water mass properties, such as North Atlantic Central Water (NACW), Mediterranean Water (MW) or North Atlantic Deep Water (NADW). Figure 4.12 shows SLA and these baroclinic transports for the 20–1670 m layer. Baroclinic transports are estimated from the P1L1 hydrological survey, and from the P2L1 hydrological survey and simulated fields at the same date. This calculation from in situ data is permitted owing to the sampling strategy using an even grid. Zonal and meridional baroclinic transports have been computed using the classical method described by *Fofonoff* [1962] for each box defined by four sampling points, and represented by a vector located at the box center. Note that the error on the densities deduced from CTD measurements leads to an uncertainty in the estimates of baroclinic transports in the 20–1670 m layer of about 0.4 Sv (1 Sv is $10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

During P2L1 (P2L1-data snapshot in Figure 4.12) the main frontal structure, located around 41°N between A2 and C4 and carrying about 6 Sv, develops two meridional meanders, transporting 3.3 Sv northward and 2.7 Sv southward, while this structure was almost zonal in the initial state (P1L1-data snapshot in Figure 4.12). The northward meander flows out between C4 and A1, and goes partly around A1 where it joins a southward current carrying cold water, the

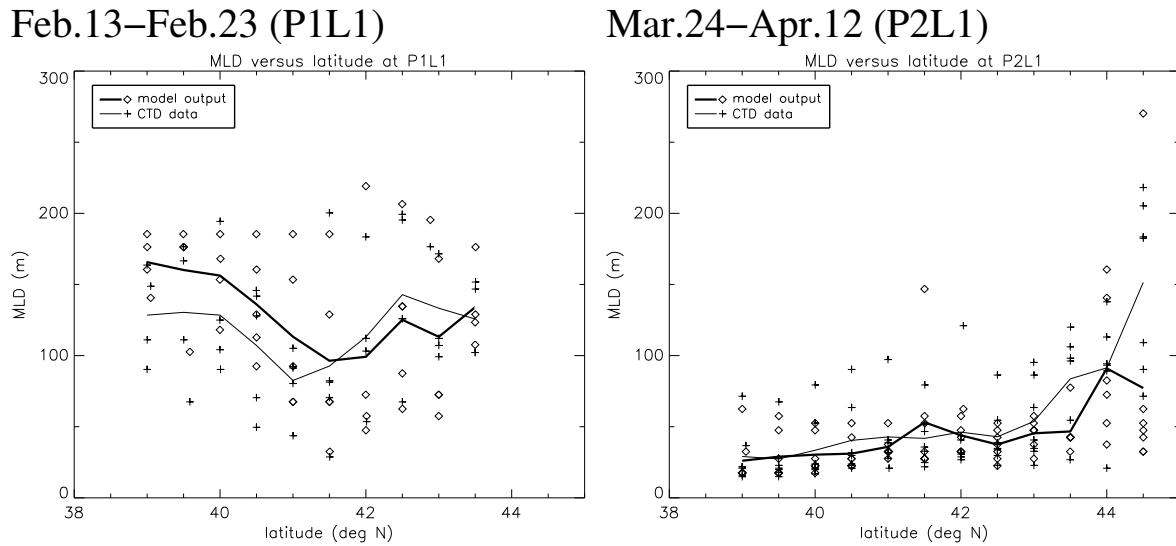


FIGURE 4.11 – Mixed layer depth (MLD) computed from CTD data (crosses for value points and thin line for longitude-averaged values) and from model output (diamonds for value points and thick line for longitude-averaged values) as a function of latitude at P1L1 and P2L1. The domain-scale MLD South-North gradient is far from being as pronounced as in other coarser resolution studies. Moreover there is a high spatial variability linked to mesoscale structures. The comparison between longitude-averaged MLD computed from CTD data and from model output is good. The main discrepancy occurs at 44.5°N at P2L1. It is probably due to the proximity of the lateral boundaries that might perturb the simulation of some mesoscale structures, in particular A7.

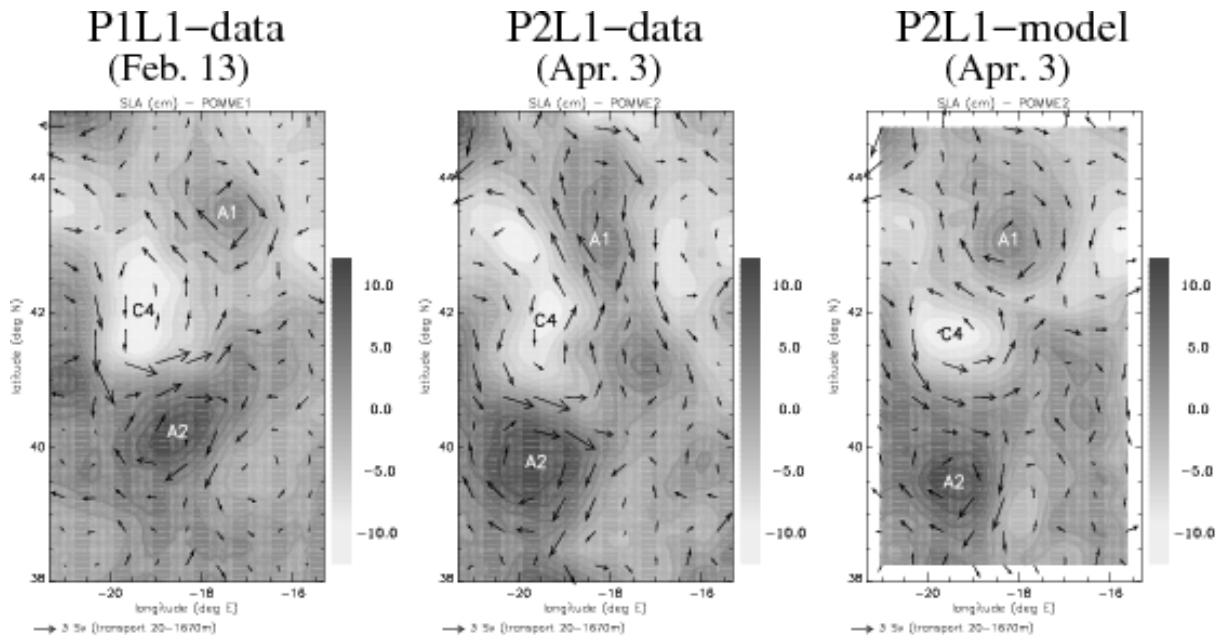


FIGURE 4.12 – Sea level anomalies and baroclinic horizontal transports by the geostrophic current in the 20–1670 meters layer estimated from P1L1 hydrological survey, and from P2L1 hydrological survey and simulated fields at the same stage. The main mesoscale eddies, the frontal structure located around 41°N and its northward meander are well reproduced by the model.

| Transport across border | model fields (Sv) | in situ data (Sv) |
|----------------------------|----------------------|----------------------|
| East | 0.5 | 0.8 |
| West | -5.7 | -5.2 |
| North | -5.3 | -5.6 |
| South | 0.9 | 0.4 |
| Mean transport | model fields | in situ data |
| outgoing (E and W) | 6.2 | 6.0 |
| incoming (N and S) | 6.2 | 6.0 |

TABLE 4.1 – Baroclinic transports across domain border (positive values for eastward and northward transports), and mean incoming and outgoing baroclinic transports, calculated from simulated and in situ fields at P2L1. These baroclinic horizontal transports by the geostrophic current integrate water mass properties between 20 and 1670 m, and provide an interesting validation of model outputs.

total resulting in a southward current transporting about 3.5 Sv of water. As demonstrated by a good vectorial correlation coefficient between P2L1 model in situ baroclinic transport anomalies (relative to P1L1 in situ baroclinic transports) and P2L1 in situ baroclinic transport anomalies, these main features are well reproduced in the simulated fields (P2L1-model snapshot in Figure 4.12). In fact, the coefficient value is 0.80, which is good for such a difficult comparison, integrating water properties over more than 1600 m, and taking into account water mass properties. The latter are therefore properly represented and located. Of course, locally there are some differences. For example, as shown by Table 4.1, baroclinic transport across the East and South boundaries are respectively under-estimated and over-estimated by the model. However model baroclinic transports across the West and North boundaries are satisfactory, as well as the resulting values for incoming (through North and South boundaries) and outgoing (through East and West boundaries) baroclinic transports. This points out that the recirculation area, which is a weakness for a limited-area model, works well for this simulation. Note also that total baroclinic transport in the POMME domain deduced from in situ data vanishes, indicating that the temporal evolution of baroclinic transports was negligible over the survey duration at P2L1 (this was true at P1L1 as well).

4.6 Horizontal scales analysis – mixed-layer and vertical velocities

The model results show a large variety of horizontal scales of the order of 100 km in sea level anomalies (SLA) and temperature fields to the order of 10 km in mixed layer depth and vertical velocity fields (see Figure 4.6). In order to analyse these scales, two parameters are calculated in the POMME domain, excluding the model sponge layer. The first one is a lengthscale derived from autocorrelation functions. The second one is a slope calculated from variance spectra.

4.6.1 Autocorrelation lengths

A usual lengthscale derived from an autocorrelation function is its first zero crossing λ_0 , but this scale may not be fully representative of the 2D-field considered. Indeed the first zero crossing is sensitive to the way the long wavelength signal (including the spatial averaging) is removed. Therefore a more robust lengthscale [Le Traon and Rouquet, 1990; Paillet, 1999], defined as the integral of the autocorrelation function $C(r)$ from 0 to λ_0 , is preferred here. $C(r)$ is calculated from a given simulated 2D-field X using the formula :

$$C(r) = \frac{Cov(r)}{Cov(0)} \text{ where } \begin{cases} Cov(r) = \sum_{\substack{\vec{r}_l, \|\vec{r}\|=r \\ \vec{r}_l, \vec{r}_l \in 2D-grid}} (X(\vec{r}_l) - \bar{X})(X(\vec{r}_l + \vec{r}) - \bar{X}) \\ \bar{X} \text{ is the domain-average of the 2D-field } X \\ r \text{ is a distance (the sum is done over annuli of radius } r) \end{cases} \quad (4.4)$$

Then λ_1 is defined as

$$\lambda_1 = \int_0^{\lambda_0} C(r) dr \quad (4.5)$$

Results for SLA, mixed layer depth and vertical velocity at 50 m depth are plotted as a function of time in Figure 4.13 (left-hand side).

The SLA lengthscale is relatively constant at about 100 km, as expected for an ocean zone where mesoscale eddies are prevailing.

The mixed layer lengthscale varies from 30 to 100 km, smaller values occurring during the shallowing period (day 60 to day 100, March 1 to April 10). As shown in Figure 4.6, the mixed layer shallowing does not occur at large scales, as expected, but at the sub-mesoscale. Frontal structures between mesoscale eddies are obvious in the mixed layer depth field in Figure 4.6 and mesoscale eddies appear to be surrounded by mixed layer structures resulting from the interplay between mesoscale atmospheric forcing and the oceanic eddy vorticity field. At the beginning of the restratification period, the mixed layer shallowing occurs in a wide part of the southern part of the domain, and the MLD is quite uniform in this area, hence a peak of larger lengthscales around day 63. Then the shallowing occurs at the sub-mesoscale, and the corresponding estimated lengthscale is about 40 km. After the restratification, the mixed layer is shallow in nearly all the domain, and the lengthscale is larger, about 80 km.

Vertical velocity structures in the upper-ocean are located at fronts between mesoscale eddies, as mixed layer structures. The correlation coefficient between the absolute value of vertical velocity and the relative vorticity gradient fields can reach 0.5, highest values being obtained when the restratification rate is at its maximum. These structures take the form of sub-mesoscale filaments 10 to 20 km wide (see Figure 4.6). This lengthscale does not evolve much with time, as shown in Figure 4.13 (left-hand side), but there are more intense vertical velocity filaments during the restratification period in the upper ocean as shown in Figure 4.13 (right-hand side) for w at 50 m and 100 m-depth. Results concerning the small-scale variability of w may be verified using RAFOS-VCM data, but the analysis of this data is still in progress. High resolution color satellite images may also provide an indirect verification in terms of the small-scale variability of w , but this is not within the scope of this article.

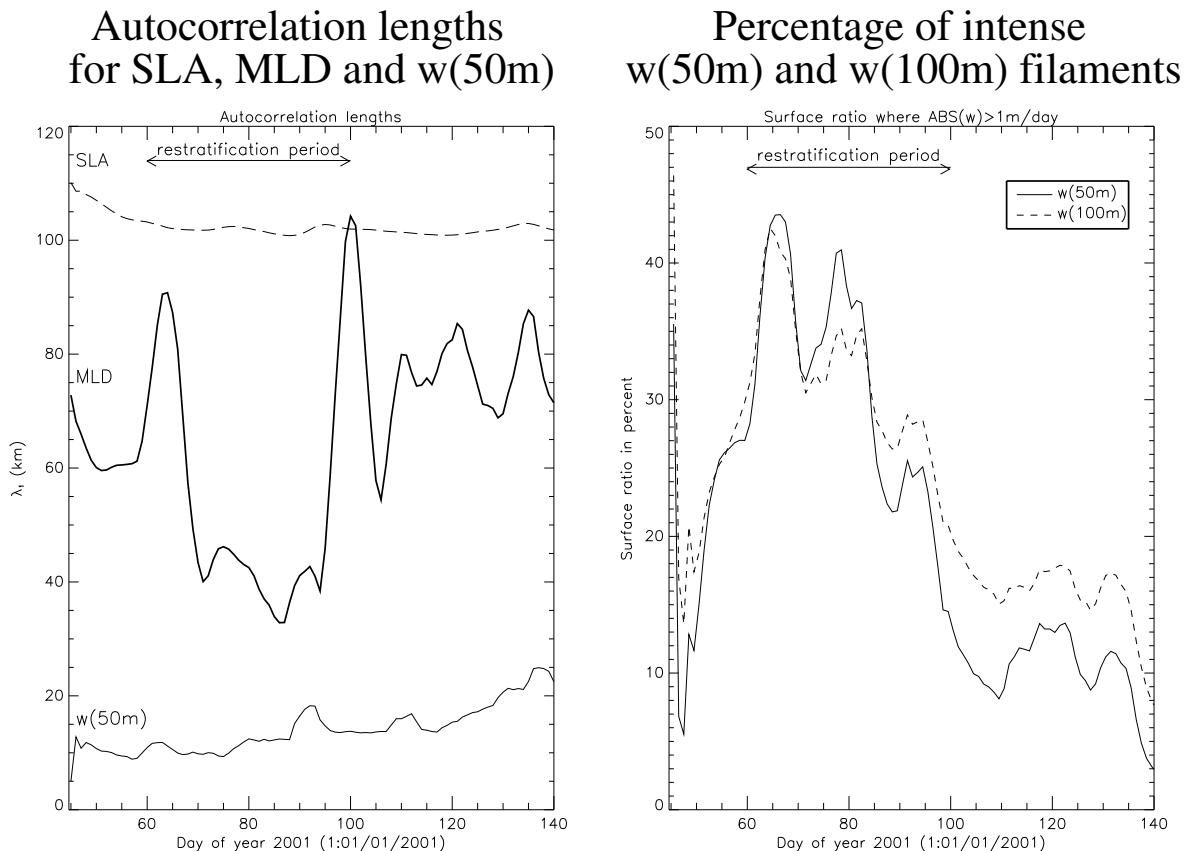


FIGURE 4.13 – Temporal evolution of autocorrelation lengths for sea level anomalies (long-dashed line), mixed layer depth (thick line) and vertical velocity at 50 m depth (plain line); and temporal evolution of the percentage of intense vertical velocity filaments at 50 and 100 m. The mixed layer shallowing period (day 60 to day 100, March 1 to April 10) is associated with smaller mixed layer structures and intense vertical velocity sub-mesoscale structures.

Note that the intensity of these structures may be underestimated due to their small size relative to the model resolution, but the overall shape is likely to be realistic. Indeed, very similar small-scale structures were observed in the same simulation but with a resolution of 2.5 km according to a test reported by *Lévy et al.* [2005a] and in a different three dimensional numerical model simulation [*Giordani et al.*, 2005a,b]. Even if these arguments do not come from observations, they provide evidence for the small-scale variability simulated and presented in this study.

4.6.2 Spectral slopes

Besides the typical scale present in a field (given by the autocorrelation lengthscale), it is also interesting to evaluate the relative importance of different scales. Therefore the spectral density of the variance, or variance spectrum, has been calculated for various dynamical quantities averaging the spectra deduced from a 1D fast Fourier transform (FFT) applied to each north-south line of the model grid. This method has been used in preference to a 2D fast Fourier transform applied directly to the 2D field in order to compare model and data spectra. Indeed, it is more consistent to compare spectra calculated with the same method, and it is not possible to apply a 2D FFT on data fields because high resolution data are only available along the ship tracks. Between a scale of 100–200 km and a scale of 10 km, these spectra are usually characterized by a power law of the form k^{-n} [*Lévy*, 2003; *Lévy and Klein*, 2004]. In order to compare the relative contribution to the total variance of mesoscale and sub-mesoscale structures, the spectral slope $-n$ has been computed. Due to numerical dissipation at the grid scale, the scaling behaviour is not valid in the model fields for wavelengths as small as 10 km, but is for wavelengths as small as 30 km. The smaller n is, the more important the smaller scale structures are relative to the mesoscale structures. The temporal evolution of this spectral slope for MLD, SST and SLA is given in Figure 4.14. Note that the results are very similar to those obtained from a 2D FFT analysis carried out by *Lévy et al.* [2005a].

The initial fields used by the model are interpolated from a 25–50 km data analysis, and do not contain significant energy at the model grid scale (5 km). The model generates the missing scales, as shown by the increase in the slopes from the initial time, and the spectra are effectively spun up by approximately 10 days. This confirms what is seen, for example, in the simulated SST fields.

The slope of SLA ($k^{-4.7}$ to $k^{-3.6}$) is consistent with the slopes observed in the North Atlantic by *Le Traon and Rouquet* [1990], and with quasi-geostrophic turbulence theories that predict in the wavenumber domain of enstrophy cascade a k^{-3} slope for the velocity spectrum, equivalent through geostrophy to a k^{-5} slope for SLA [*Rhines*, 1979].

The slope of simulated SST increases from day 45 to day 60, its maximum occurring during the restratification period (between day 60 and day 100), reaching $k^{-1.6}$. Then, the slope decreases to $k^{-2.7}$. This slope is consistent with the theoretical findings of *Klein et al.* [1998] (predicting k^{-2}), and with the slope calculated from TSG data, varying from $k^{-2.8}$ to $k^{-1.8}$ with a mean value of $k^{-2.4}$. These results may be also verified using high resolution SST satellite

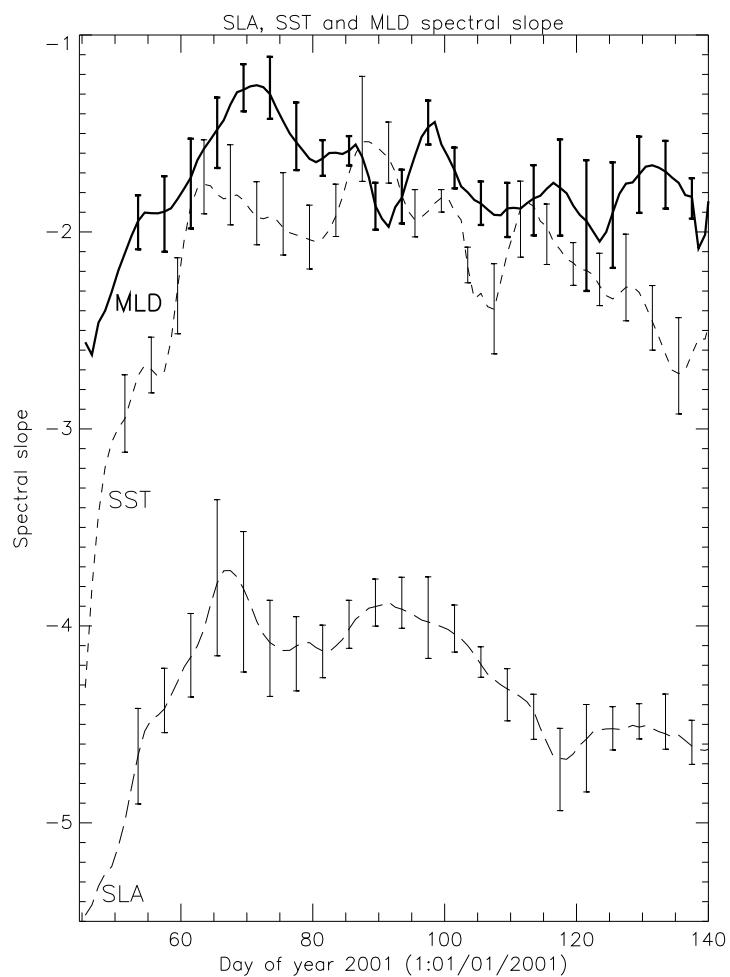


FIGURE 4.14 – Temporal evolution of spectral slope between mesoscale and sub-mesoscale structures for sea level anomalies (long-dashed line), sea surface temperature (short-dashed line), and mixed layer depth (thick line). Error bars have been evaluated by adding or subtracting one wavelength at each end of the interval used to calculate the spectral slope. The maximum and minimum values of the spectral slopes obtained provide an estimate for the error bars.

| Correlation model/data fields | (1) SST | (2) SSS | (3) T(200m) | (4) S(200m) | (5) (U,V) | (6) Transport |
|----------------------------------|------------|------------|----------------|----------------|--------------|------------------|
| Free run | 0.92 | 0.87 | 0.89 | 0.88 | 0.70 | 0.80 |
| SLA assimilation | 0.89 | 0.81 | 0.75 | 0.68 | 0.59 | 0.71 |

TABLE 4.2 – Correlation between model and data fields from P1L1 to P2L2 for the run presented in this article, and for the same run with SLA assimilation. Results are not improved by the SLA assimilation. (1),(2) : SST,SSS from TSG ; (3),(4) : T(200m),S(200m) from CTD ; (5) VM-ADCP horizontal currents in the 60-460m layer ; (6) Baroclinic horizontal transport anomalies (relative to the P1L1 hydrological survey) in the 20-1670 m layer from the P2L1 hydrological survey.

data.

The slope of the MLD spectrum is greater than the slope of the SST spectrum, indicating that sub-mesoscale structures are more important in the MLD field than in the SST field relative to mesoscale structures. It is at its maximum around day 70, i.e. when the restratification rate is at its maximum, but it remains relatively high over the whole simulated period, except for the first 10 days. This shows that MLD sub-mesoscale filaments are particularly present during the restratification period, as already shown in Figure 4.6 and section 4.6.1, but also that sub-mesoscales remain important relative to the mesoscale over the period simulated. These results may be verified using high resolution SeaSoar and TowYo data, but the amount of data available is too small in time and space to have a representative estimate over the period simulated.

4.6.3 Horizontal scales and data assimilation

The regional model used has an altimetric sea level anomalies assimilation ability. The assimilation technique, described in *Gavart et al.* [1999], is based on locally lifting or lowering the water column and assuming no change in a reference pressure level.

A sensitivity experiment using this ability has been conducted in order to quantify its impact on the model fields. Surprisingly enough, according to our comparison with in-situ data, the results are not improved and may even be slightly degraded (cf. Table 4.2). Similar results for biology are found by *Lévy et al.* [2005a] in a coupled physics-biology simulation using the same model for physics, unlike what is usually found in studies using a lower resolution model.

These results underline the fact that our initial state, boundary conditions (including air-sea fluxes) and model are good enough not to be improved by the use of the satellite altimeter data assimilation method implemented in the model. However, simulation results were improved by this assimilation method applied to the same model but on a coarser grid and using data collected during the SEMAPHORE experiment [*Gavart et al.*, 1999]. Here the model resolution is such that the horizontal scales represented, on the order of 10 km, as shown in this section, are much smaller than assimilated scales from satellite altimetric sea level data. Therefore we suggest that, even if the assimilation method implemented in the model may improve results at the mesoscale, it may also produce artificial sub-mesoscale structures resulting from the modification of the mesoscale structures which perturb the simulation. Indeed, no information at the sub-mesoscale is provided by the assimilation. These perturbations deteriorate the simulation more

than the assimilation improves it over the period of time simulated. This problem partly results from the adjustment of the system induced by the assimilation process. A solution is proposed by *Giordani et al.* [2005a,b] through the use of a simplified three-dimensional model assimilating geostrophic currents. As a conclusion, particular attention needs to be paid to the initial state, assimilated data scales and assimilation method in order to produce realistic high resolution simulations.

4.7 Conclusion

A high resolution simulation has been performed in order to integrate data isolated in time and space collected during the POMME experiments P1 and P2 into a realistic spatio-temporal representation of the upper-ocean.

Various validations show the very good quality of the simulation, and its ability to properly represent upper-ocean temperature, salinity and circulation, as well as water mass properties in the POMME domain during the Spring of 2001. The model performance and its resolution are such that the activation of the satellite altimetry assimilation method implemented here does not improve the results over the period of time simulated. This physical model has been coupled with a biological model by one of the authors and the resulting simulation has been validated for the biological fields [*Lévy et al.*, 2005a], also providing an indirect and strong validation of the physical simulation. Note that these results indirectly validate the air-sea fluxes used to force the model [*Caniaux et al.*, 2005a,b].

The mixed layer shallowing, which is the oceanic response to air-sea flux warming, has been identified and described from the model simulation. It occurs from March 1 to April 10 of year 2001, and it is characterised by spatial and temporal heterogeneity. An horizontal scale analysis has shown that the MLD, vertical velocities, and SST contain significant submesoscale features that are filament-shaped located at fronts between mesoscale eddies. The smallest MLD structures and the most intense vertical velocity filaments have been observed during the restratification period.

Finally, the quality of the simulation encourages its use to study physical processes in the upper ocean through upper-ocean heat and salt budgets, and to describe the entrainment/detrainment field between P1 and P2, which is a key period for subduction. These points will be studied in a second paper [*Paci et al.*, 2007].

Acknowledgments

The authors are grateful to the Hydrographic Service of the French Navy (SHOM) for the model high resolution bathymetry, to the OPA system team for their development and maintenance of the LODYC ocean model, and to Youcef Amar for technical support. Comments and suggestions provided by Andreas Oschlies and two anonymous reviewers contributed to an improved presentation of these results. Thanks to Cyril Cichowlas for helpful discussions and Anna Pirani for help in improving the English of this manuscript. The altimeter products were produced by the CLS Space Oceanography Division as part of the Environment and Climate EU ENACT project (EVK2-CT2001-00117) and with support from CNES.

This study is a contribution to the POMME program managed by Laurent Mémery and Gilles Reverdin. Financial support was provided by the French research programs PATOM and PROOF, and the French agencies CNRS, IFREMER, Météo-France, and SHOM. The data used results from a joint effort by all the POMME participants led by the onboard chief scientist Micheline Bianchi, Yves Desaubies, Jean-Claude Gascard, Frédéric Herpers, Patrick Mayzaud, Jérôme Paillet and Louis Prieur.

4.8 Résumé de l'article

La simulation, couvrant la période allant du 13 février au 20 mai 2001, est caractérisée par un réchauffement de l'océan superficiel et par une restratification de la couche de mélange (apparition de la pycnocline saisonnière, cf. Figure 4.7), en réponse à des flux d'énergie thermique positifs pour l'océan associés à des vents relativement faibles. En parallèle à cette évolution à l'échelle du domaine, les champs de température et de salinité sont fortement déformés par l'advection et l'étirement induits par les tourbillons méso-échelles. En particulier le front situé entre le tourbillon anticyclonique A2 et le tourbillon cyclonique A4 est étiré en direction du tourbillon anticyclonique A1 (Figure 4.5). Ce phénomène peut s'interpréter comme la manifestation de la croissance d'une instabilité du front. Il est associé à une advection intermittente d'eau chaude issue du sud du domaine vers le nord et d'eau froide issue du nord-est du domaine vers le sud. La simulation met également en évidence un impact important des tourbillons méso-échelles sur les champs de profondeur de couche de mélange et de vitesse verticale (Figure 4.6). Un aspect particulièrement intéressant de la simulation est le développement de structures de vitesse verticale en forme de filament, en particulier pendant la période de restratification. Ces structures sont localisées à la périphérie des tourbillons, aux endroits où le champ de déformation ou bien le gradient horizontal de profondeur de couche de mélange induit par les tourbillons est important. Certaines de ces structures peuvent persister pendant plusieurs jours. La largeur de ces filaments, localisés dans l'océan superficiel, est de l'ordre de 10 à 20 km. Leur intensité est en moyenne de quelques mètres par jour, mais des valeurs supérieures à 25 m/jour sont observées localement, en particulier pendant la période de restratification (Figure 4.13). Un autre aspect particulièrement intéressant de la simulation est le champ de profondeur de couche de mélange, assez éloigné d'un simple gradient sud-nord du type de celui de la Figure 1.7. Comme le champ de vitesse verticale, mais dans une moindre mesure, le champ de profondeur de couche de mélange développe des structures en forme de filament. Le déroulement de la restratification n'est donc pas du tout un processus uniforme du point de vue spatial comme du point de vue temporel, contrairement aux résultats usuels des simulations à plus basse résolution. Ces filaments de vitesse verticale et de profondeur de couche de mélange ont, dans certains cas, un effet sur le développement du phytoplancton [Lévy *et al.*, 2005b], et sont responsables de certaines des traces observables sur les images satellites de couleur de l'eau (cf. Figure 4.15).

La simulation est soigneusement validée par comparaison avec l'important jeu de données collecté lors des campagnes POMME 1 et POMME 2. Les gradients de grande-échelle dans le domaine ainsi que les structures méso-échelles sont correctement reproduits (position et intensité) dans l'océan superficiel, d'après les comparaisons avec les données issues des thermosalinographes, des sondes conductivité-température-profondeur (Figure 4.8) et des courantomètres acoustiques Doppler de coque (Figure 4.9). L'évolution des masses d'eau aux profondeurs intermédiaires est également correctement représentée d'après la comparaison avec les transports horizontaux baroclines dans la couche 20–1670 m lors de la partie 1 de POMME 2 (Figure 4.12 et Table 4.1). Les profondeurs de couche de mélange simulées se comparent favorablement avec celles issues des mesures (Figure 4.10). En particulier les variabilités spatiales des deux champs sont comparables, ce qui fournit un argument supplémentaire en faveur du réalisme des struc-

tures de profondeur de couche de mélange simulées. Il n'a pas été possible de valider directement les vitesses verticales, cependant ces dernières sont remarquablement cohérentes avec celles issues d'autres modèles numériques ou encore d'estimations indirectes issues de mesures *in situ*. Il est toutefois probable que leur intensité soit quelque peu sous-estimée compte-tenu de la petite taille des structures relativement à la résolution du modèle et de ses conditions aux limites (état initial compris). Les pentes des spectres des anomalies de hauteur dynamique, de température de surface et de profondeur de couche de mélange simulées, dans la gamme de nombre d'onde allant de la méso-échelle à la submésoéchelle, se comparent également favorablement avec celles attendues ou mesurées. Notons enfin que la méthode d'assimilation d'anomalie de hauteur dynamique implémentée dans le modèle n'a pas permis d'améliorer les résultats (cf. Table 4.2).

En résumé les performances du modèle sont satisfaisantes, et ce dernier a permis d'intégrer avec succès des données isolées dans le temps et l'espace dans des champs tri-dimensionnels réalistes. Ces champs vont être utilisés dans la section 5 pour étudier certains processus physiques ayant lieu dans l'océan superficiel et leur variabilité méso-échelle d'une façon beaucoup plus approfondie que ce que les données seules auraient permis.

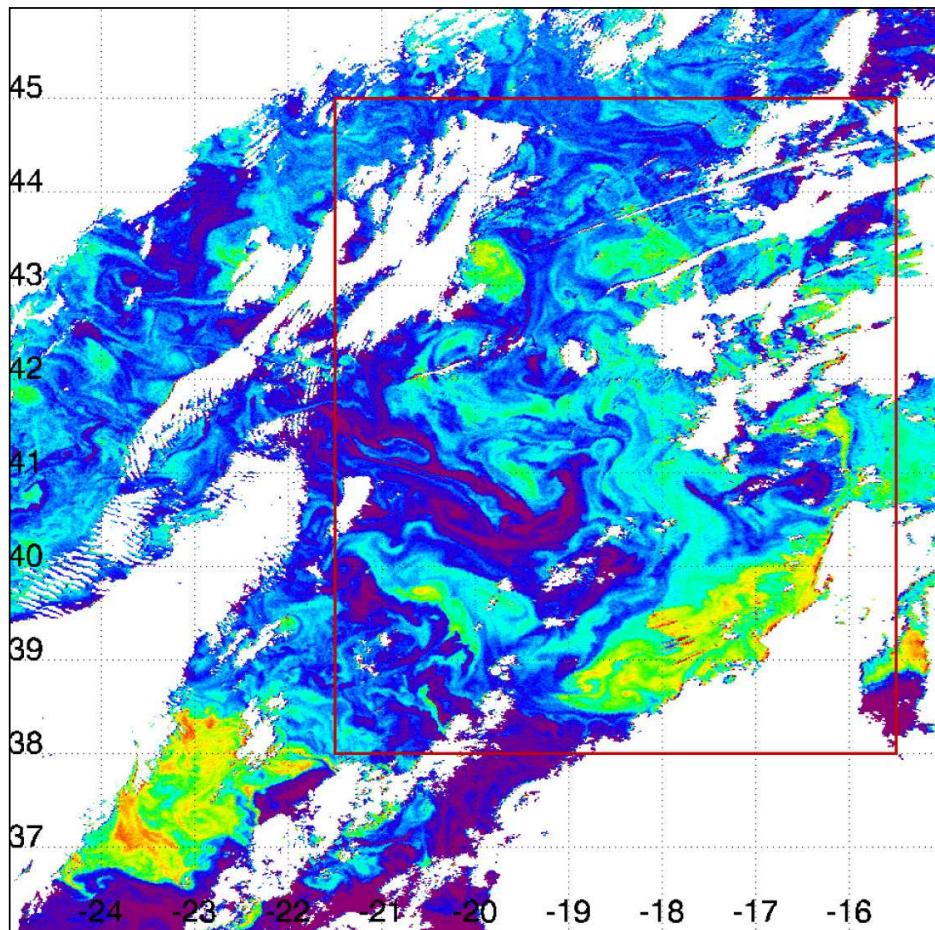


FIGURE 4.15 – Image satellite SeaWiFS à 1 km de résolution sur la zone POMME au cours de la période de restratification (31 mars 2001). Les zones couvertes par les nuages sont représentées en blanc. Cette image montre l'impact des filaments de vitesse verticale et de profondeur de couche de mélange, ainsi que des advections associées, mis en évidence par la simulation sur le champ de phytoplancton lors de la floraison printanière. Figure réalisée par Hubert Loisel (Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université des Sciences et Technologies de Lille, France).

Chapitre 5

Variabilité méso-échelle et processus dans l'océan superficiel

L'objectif de cette section est d'étudier les processus physiques de l'océan superficiel associés à la subduction, et d'analyser la contribution des tourbillons méso-échelles, pendant la période qui contrôle la subduction annuelle et les caractéristiques des eaux subductées (fin de l'hiver et printemps 2001) dans la zone POMME. Elle est constituée d'un article publié dans *JGR-Oceans* [*Paci et al.*, 2007]. Les processus impliqués dans l'évolution de la température et de la salinité dans la couche de mélange ont un rôle important dans la subduction puisqu'ils contrôlent la densité de la couche de mélange. Ils sont étudiés à partir de bilans d'énergie thermique et de sel. Les processus impliqués dans les échanges d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline sont ceux de la subduction. Ils sont étudiés à partir de la notion de détraînement. Pour estimer la contribution des tourbillons méso-échelles, une seconde simulation (expREF), sans tourbillon, a été réalisée. Elle est utilisée comme référence à comparer avec la simulation présentée au chapitre 4 (expMESO) à travers ces bilans d'énergie thermique, de sel, et d'eau dans la couche de mélange.

Abstract

This article is the second part of a modeling study of upper-ocean mesoscale physical processes in an area of the northeast Atlantic that was extensively sampled during the Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle (POMME experiment, Oct. 2000–Sep. 2001). The model is a high-resolution regional version of the ocean general circulation model OPA integrated from February to May 2001. The mesoscale upper ocean dynamics has been carefully validated in a first paper [Paci *et al.*, 2005]. In the present article the simulation is used to analyse the contribution of mesoscale eddies to the mixed layer processes during the period which controls the annual subduction rate and the characteristics of the subducted water. Mesoscale eddies account for a significant part of the mixed layer heat, salt and water budgets through mesoscale and submesoscale structures acting on the horizontal advective terms. They represent respectively 52 % and 66 % of the horizontal advection of temperature and salinity, and 70 % of the lateral induction. They also induce an earlier and more intense restratification. The domain-averaged detrainment appears to be reduced by more than 15 % by mesoscale eddies, and reaches about 0.8 Sv. However these eddies increase the density of the detrained water. Some dense water, likely to be involved in the formation of subpolar mode water, is detrained by them in a way which maximizes its chance to be effectively subducted in the area.

5.1 Introduction

Oceanic subduction is the process by which water enters into the permanent pycnocline and leaves definitely the mixed layer over the course of a year. In the subtropical gyres, these subducted water are involved in the renewal of the thermocline water masses and remain isolated on a decadal timescale from the influence of the atmosphere [Thiele and Sarmiento, 1990]. Then a good knowledge of their subduction mechanism and the processes associated is required to understand the interannual to interdecadal climate variability. Subduction has been first interpreted as the results of Ekman pumping and horizontal advection by the mean current across the mixed layer base [e.g. Marshall *et al.*, 1993]. Later, Marshall [1997] shows that this approach is not appropriate for regions of intense baroclinic instability. If the role of mesoscale eddies is now recognized in regions of intense eddy activity [e.g. Hazeleger and Drijfhout, 2000; Qu *et al.*, 2002], their effect is often supposed non significant in less active regions. However there is growing evidence, both from in situ data [Weller *et al.*, 2004] and from numerical studies [Valdivieso Da Costa *et al.*, 2005; Gebbie, 2007], that they may have a significant impact on subduction, even in these regions.

The Programme Océan Multidisciplinaire Méso-Echelle (POMME) provides an exceptional framework to study this question. POMME has indeed been designed to study the subduction of a particular water mass, called mode water because of its vertical homogeneity, and the associated biogeochemical processes in a particular area of the northeast Atlantic [Mémemory *et al.*, 2005; Reverdin *et al.*, 2005]. This relatively quiescent region is located half way between the Azores and the Iberian Peninsula. Subduction in this area has been explained in terms of advection of subpolar mode water to the south by the southern branches of the North Atlantic

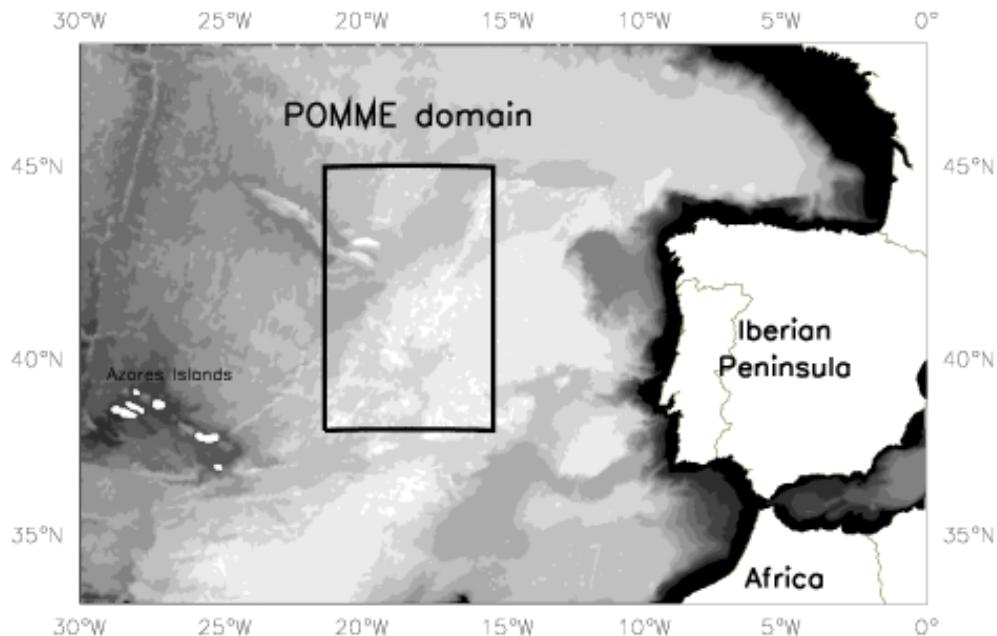


FIGURE 5.1 – Map of the experiment and simulation domain. Bathymetry is represented by twelve grey tone-filled iso-baths evenly spaced from 5500 m depth to the surface, the lighter tone corresponding to depths greater than 5500 m (Figure reproduced from *Paci et al. [2005]*).

current across a steep mixed layer depth gradient [e.g. *Paillet and Arhan, 1996a,b*]. Beside this large scale view, implicitly neglecting mesoscale eddies, POMME focuses precisely on their role, not only in the subduction mechanisms of $11 - 13^{\circ}C$ mode water, but also in biological production and in the carbon budget of the northeast Atlantic. Indeed this area is also a strong sink of atmospheric CO₂ [*Takahashi et al., 1995*]. The POMME domain, a 500 km longitude by 750 km latitude area centered on $41.5^{\circ}N/18.3^{\circ}W$ (see Figure 5.1), has been investigated from the fall 2000 to the fall 2001.

The present article focuses on the February to May 2001 period, described by the two intensive hydrographic surveys POMME1 and POMME2 (hereafter P1 and P2). P1 was aimed at describing the late winter conditions, in particular the mixed layer depth field and the pre-bloom distribution of physical and biogeochemical data. Fifty days later, the cruise P2 followed P1 in order to describe the restratification and the spring bloom. Each cruise was divided in two legs (hereafter L1 and L2). The first legs were dedicated to a large scale survey of the area, whereas the second legs focused on some specific mesoscale structures. Because of its importance, this period has been particularly well described, and an impressive amount of data has been collected during the field experiments. However data are isolated in time and space and need to be integrated into three-dimensional fields permitting a realistic spatio-temporal representation of the processes occurring in the upper ocean. Two one year numerical studies have been conducted by *Gaillard et al. [2005]* (using a simplified Kalman filter) and by *Giordani et al. [2005a,b]* (using a simplified primitive equation model) in order to meet these objectives. But the simplifications

carried on these models somehow limit their use for realistic mesoscale process studies.

In a first paper [Paci *et al.*, 2005] the results of a high resolution oceanic model using measured data have been presented and validated through comparisons with a wide range of in situ and satellite observations. The implementation of the full primitive equation avoids the drawbacks found in the other numerical studies of the POMME area. The model has also been successfully coupled with a biological model to study biogeochemical processes [Lévy *et al.*, 2005a]. A second simulation, without mesoscale eddies, is used in the present article as a reference to be compared with this simulation in order to assess their effects. Our aim is not to conduct a study of the subduction in itself, which would require at least a one year simulation, and probably on a larger area. But it is to analyse the contribution of mesoscale eddies to the processes associated with subduction during a period which controls the annual subduction rate and the characteristics of the subducted water.

Section 5.2 presents the numerical model and the two numerical simulations (with and without mesoscale eddies). The simulations are used to study the effect of mesoscale eddies in the evolution of the mixed layer temperature (section 5.3) and salinity (section 5.4), as well as in the water mass exchange with the pycnocline (section 5.5). Finally, the main results of this study are summarized in section 5.6.

5.2 The simulations

This section presents the numerical model and the two numerical simulations (mesoscale and non-mesoscale). They will be used later on to study the effect of mesoscale eddies on the processes occurring in the mixed layer during the late Winter and Spring of 2001 in the POMME area.

5.2.1 Regional ocean model

The three-dimensional model used in this study is derived from the ocean general circulation model OPA developed at LODYC (Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie) and described in detail by Madec *et al.* [1999] (available at <http://www.ipsl.jussieu.fr>). The regional version was first set up by Caniaux *et al.* [1993]. The present version includes a surrounding recirculation area separated from the physical domain (the interior) by a buffer zone in which T and S fields are damped [Gavart *et al.*, 1999].

The model domain is a 500 km longitude by 750 km latitude area, extending from 15.33°W to 21.33°W and from 38°N to 45°N, which is the POMME area where the four hydrological surveys were performed (POMME 0, POMME 1, POMME 2 and POMME 3). The horizontal regular grid spacing is 1/20° (about 5 km), therefore there are 121 × 141 horizontal grid points. The vertical grid, using prescribed z-levels, has 69 levels down to 5650 m with 5 m-thick layers in the first 100 meters; the thickness then gradually increasing downwards to the bottom. The lower boundary is a high resolution bathymetry provided by the Hydrographic Service of the French Navy (SHOM) (see Figure 5.1). The upper boundary is flat (rigid lid approximation) and forced by daily air-sea fluxes.

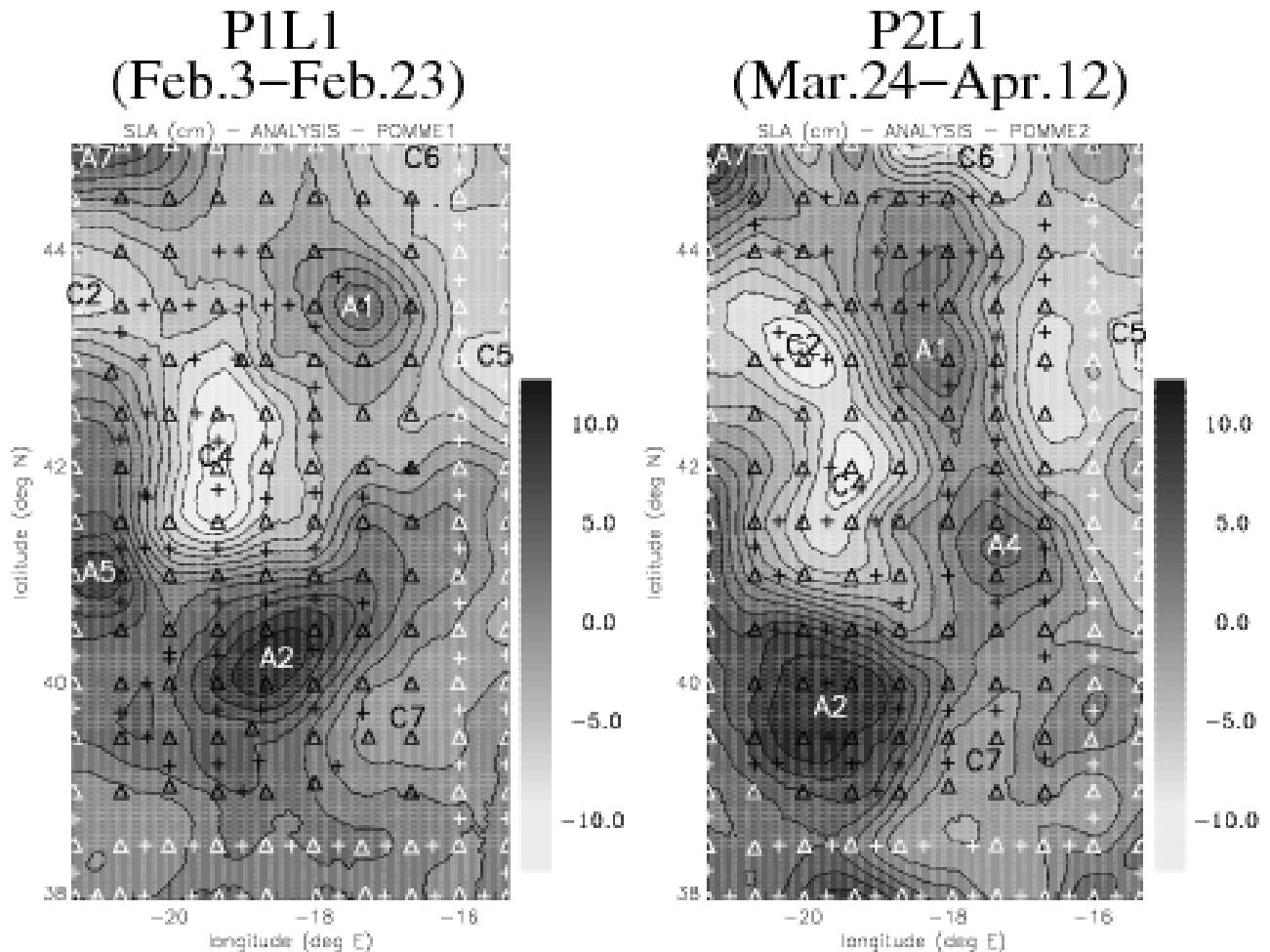


FIGURE 5.2 – Hydrological surveys performed during the first leg of POMME 1 and POMME 2, with the conductivity-temperature-depth (CTD) shots by the R/V *L'Atalante* (black triangles) and R/V *D'Entrecasteaux* (white triangles), expandable bathythermograph (XBT) shots by the R/V *L'Atalante* (black crosses) and R/V *D'Entrecasteaux* (white crosses), and sea level anomalies (SLA) estimated from the objective analyses performed on these datasets.

These fluxes have been computed from in situ data, satellite data and ECMWF weather prediction model outputs with specific state-of-the-art bulk formulae [Caniaux *et al.*, 2005a]. Then observed mixed layer heat and salt budgets have been used to adjust the fluxes [Caniaux *et al.*, 2005b]. The damping fields used at the lateral boundaries are computed from the P1L1 hydrographic survey (3–23 February 2001, Figure 5.2) and from the P2L1 hydrographic survey (24 March–12 April 2001, Figure 5.2). Figure 5.2 shows also many cyclonic (C2, C4, C5, C6 and C7) and anticyclonic (A1, A2, A4, A5, A7) eddies observed during P1 and P2, which were more numerous than what was expected in this region according to Paillet [1999]. The exhaustive mesoscale eddy nomenclature of the POMME domain is presented in Mémery *et al.* [2005].

5.2.2 The mesoscale simulation

In this simulation, the initial mass and current fields have been deduced from the P1L1 hydrographic survey (Figure 5.2). The model has been integrated from 13 February to 20 May 2001 without using any other data assimilation than the air-sea fluxes and lateral boundaries. Indeed the air-sea fluxes used provide a way to assimilate the observed SST, as well as the observed mixed layer heat and salt budgets. The lateral boundary condition used provide also a way to assimilate the characteristics of the entering water owing to the P1L1 and P2L2 hydrographic surveys data. In order to be able to realize a valuable process study, it was particularly important not to use an assimilation technique inconsistent with the physics and thermodynamics of the model. The success of our approach is also partly due to the fact that the circulation is dominated by a few slow evolving mesoscale eddies. These main mesoscale eddies are not formed in the area [Le Cann *et al.*, 2005], but they are embedded in the initial mass and current fields.

The simulation results have been carefully validated through comparisons with the extensive dataset collected during P1 and P2 [Paci *et al.*, 2005]. The simulation reproduces properly the large-scale gradients in the area as well as the mesoscale features (position and intensity), according to the comparisons with data from thermosalinograph (TSG), conductivity-temperature-depth (CTD) and vessel-mounted acoustic Doppler current profiler (VMADCP). Not only the upper ocean dynamics has been validated but also the deep ocean dynamics by quantifying the baroclinic horizontal mass transports, integrating water properties from 20 to 1670 m. The comparison between baroclinic horizontal transports from the model fields and from the analysis of the hydrological survey at P2L1 demonstrates that the water mass properties of the 20–1670 m layer are correct.

Simulated MLD has been compared favorably with the MLD deduced from the CTD measurements. In particular, the variability is of the same order of magnitude in the CTD- and model-computed MLD, which is an important point indicating that the small MLD structures seen in Figure 5.3 are not likely to be numerical artifacts.

Vertical velocity is a very difficult field to measure and to interpret, one reason being its dependence on the scale at which it is measured. Few direct measurements of oceanic vertical velocities have been done, and most of them in deep convection area where intense vertical velocities are found [e.g. Lherminier *et al.*, 1999; Lavender *et al.*, 2002; Steffen and D'Asaro, 2002]. Their interpretation is not an easy task and may even necessitate some complementary data, for example the results of a numerical simulation [Lherminier *et al.*, 2001]. Some RAFOS-VCM floats have been deployed during the POMME experiment, but interpretation of the available data is still under consideration. Therefore it has not been possible to compare the simulated vertical velocity with direct measures of the vertical velocity. However very similar small-scale structures were observed in the same simulation but with a resolution of 2.5 km according to a test reported by Lévy *et al.* [2005a] and in a different three dimensional numerical model simulation [Giordani *et al.*, 2005a,b]. Even if these arguments do not originate from observations, they provide evidence for the vertical velocity fields simulated. Moreover the overall shape and intensity of the simulated vertical velocities is consistent with the preliminary results of indirect estimates from in situ measurements using the method presented in Giordani *et al.*

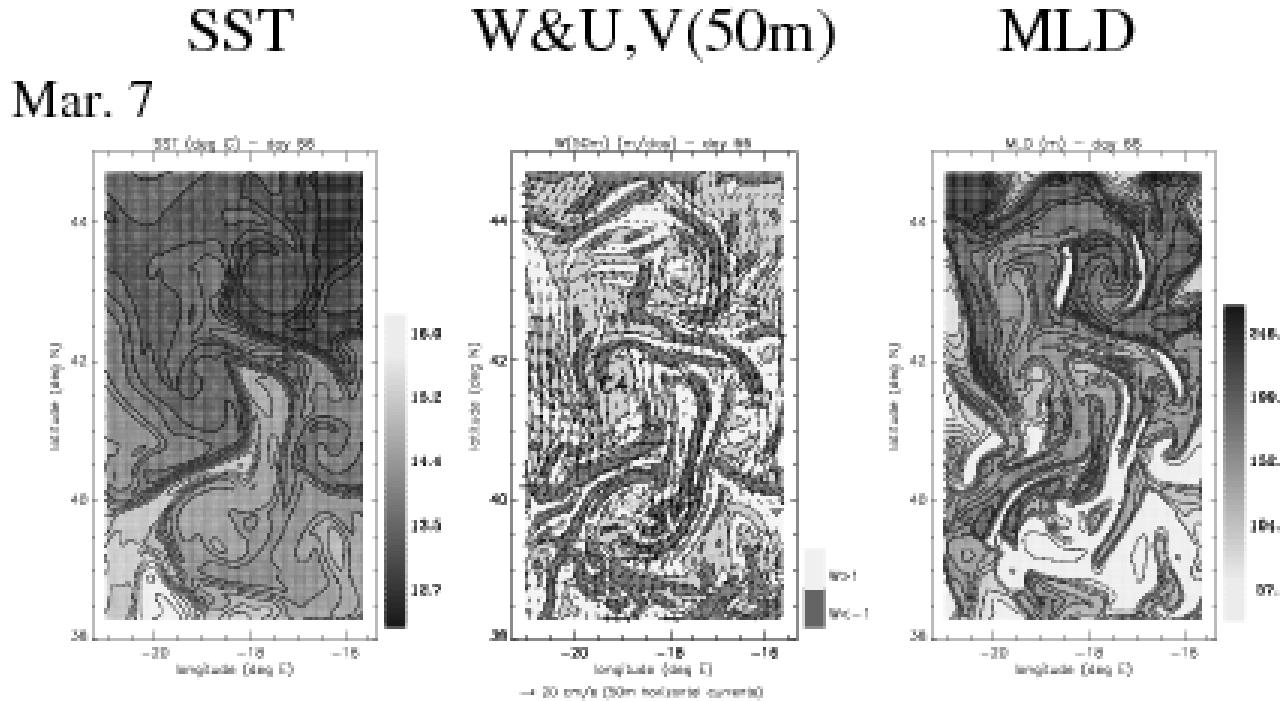


FIGURE 5.3 – One-day averaged sea surface temperature, vertical and horizontal velocities at 50 m depth, and mixed layer depth on 7 March 2001 (during the mixed layer shallowing) for expREF (first line) and for expMESO (second line). An effect of the mesoscale eddies seen on temperature and horizontal velocity fields in expMESO is to produce some intense mixed layer and vertical velocities submesoscale structures.

[2005c], as well as with the indirect estimates from in situ measurements of *Legal et al.* [2007].

Table 5.1 summarizes the simulation validations conducted. Finally the model captures realistically both the upper ocean features and the baroclinic transport in the 20–1670 m layer. The model has successfully integrated isolated data into three-dimensional realistic fields. The full mesoscale dynamics of the POMME area at this period is represented in this simulation, which will be referred to as expMESO.

5.2.3 The non-mesoscale simulation

In this simulation, the initial mass and current fields have been deduced from a mesoscale-filtered P1L1 analysis. The mesoscale has been removed from the P1L1 analysis by averaging it in strips perpendicular to the mean large scale density gradient. In order to have the same

| Correlation model/data fields | (1) SST | (2) SSS | (3) T(200m) | (4) S(200m) | (5) (U,V) | (6) Transport |
|----------------------------------|------------|------------|----------------|----------------|--------------|------------------|
| expMESO | 0.92 | 0.87 | 0.89 | 0.88 | 0.70 | 0.80 |

TABLE 5.1 – Correlations between model and data fields from P1L1 to P2L2 for the run expMESO used in this article. (1),(2) : SST,SSS from TSG ; (3),(4) : T(200m),S(200m) from CTD ; (5) VM-ADCP horizontal currents in the 60–460 m layer ; (6) Baroclinic horizontal transport anomalies (relative to the P1L1 hydrological survey) in the 20–1670 m layer from the P2L1 hydrological survey (Table reproduced from *Paci et al.* [2005]).

characteristics of the entering water than in expMESO, the structures close to the lateral boundaries have been kept by progressively merging the mesoscale-filtered field with the original field close to the lateral boundaries. This is the only difference with expMESO. As there is no input of energy in the model other than through air-sea fluxes and lateral boundaries, and because the main mesoscale eddies were not formed in the area, it has been sufficient to remove the mesoscale to the initial state in order to damp the mesoscale activity over the whole simulation. On average over the duration of the experiment, the eddy kinetic energy from 100 m to 1670 m has been reduced by more than 85 % compared to expMESO. This non-mesoscale simulation will be referred to as expREF. It will be used as a reference to be compared with expMESO in order to assess the effect of mesoscale eddies. It is important to note that the same air-sea fluxes are used in both experiments. Therefore the differences between expMESO and expREF will result only from the oceanic mesoscale dynamics, and not from the impact of oceanic mesoscale eddies on air-sea fluxes. However these fluxes do contain a mesoscale signal linked to the mesoscale eddies present during the POMME experiment.

5.2.4 Some results

Both simulations, lasting from 13 February to 20 May 2001, are characterized by a warming of upper-ocean waters and a restratification of the mixed layer, in response to positive net surface heat fluxes associated with rather weak winds [Paci *et al.*, 2005]. Besides this domain-scale evolution, there is a strong deformation of the temperature and salinity fields by advection and stirring induced by mesoscale eddies in expMESO (Figure 5.3).

The results show also a strong impact of mesoscale eddies on mixed layer depth and vertical velocity fields. Actually one of the most striking differences between expMESO and expREF is the development of filament-shaped vertical velocity structures in expMESO, in particular during the restratification of the mixed layer, as shown in Paci *et al.* [2005]. These structures are localized at the periphery of the eddies (see Figure 5.3), where the deformation (or the mixed layer horizontal gradient) induced by the eddies is important [Giordani *et al.*, 2005c]. Some of these structures may persist for a few days. The typical width of these filaments localized in the upper few hundred meters is 10–20 km. Their averaged intensity is a few meters per day, but vertical velocities larger than 25 m/day are found at some locations, the highest values being obtained during the restratification period.

Another interesting difference between expMESO and expREF is the mixed layer depth field (hereafter MLD). If we except the area of small MLD located near 41°N, 19.5°W, which is linked to the fingerprint of the cyclonic cold-core eddy C4 on air-sea fluxes [Bourras *et al.*, 2004], the MLD field is quite close to a south-north gradient in expREF (Figure 5.3). This result is even stronger if we consider the maximum MLD field (not shown). There is indeed a relatively strong gradient located near 42°N in this field, lifelike the one usually found in lower-resolution studies [e.g. Williams *et al.*, 1995; Valdivieso Da Costa *et al.*, 2005]. To the contrary, the MLD field, as well as the maximum MLD field (not shown), are far from amounting to a simple south-north gradient in expMESO (Figure 5.3). In this experiment, the MLD field is filament-shaped as is the vertical velocity field, but to a lesser extent, and some structures are persistent during a

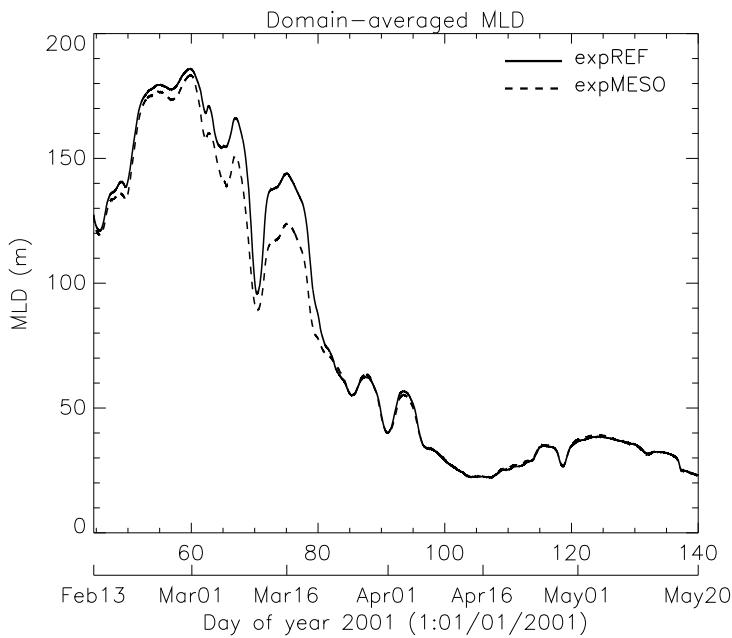


FIGURE 5.4 – Temporal evolution of the domain-averaged mixed layer depth in expREF (plain line) and in expMESO (dashed-line). Under the effect of mesoscale eddies, the restratification occurs 3 days earlier and is more intense from 1 March to 25 March.

few days, particularly during the restratification period. Note that the MLD is computed using a potential density finite difference criterion. This method has been retained as the most suitable one in the context of the POMME program. In particular it is more stable than the others, as has already been noted by *Brainerd and Gregg* [1995], and stability is of primary importance for the mixed-layer budget calculations presented in this article. The reference depth is set at the third z-level (12.5 m) to limit diurnal cycle effects, and the density threshold is 0.023 kg.m^{-3} , close to the values found in the recent extensive study of *Boyer Montégut (de) et al.* [2004].

The mesoscale and submesoscale structures revealed by expMESO lead us to this question : do they have an effect on the processes occurring in the mixed layer in the POMME area, and if they do, which one ? In the following sections the simulations expREF and expMESO will provide the material to answer this question in a much more comprehensive way than what would have been possible using the data alone. But first, let us consider the domain-averaged mixed layer depth (Figure 5.4). The domain-averaged MLD maximum occurs around 4 March in expREF. It occurs a bit earlier in expMESO, around 1 March. The domain-averaged MLD is also significantly smaller in expMESO than in expREF from 1 March to 25 March, with a difference reaching 22 m on 10 March. Therefore an earlier and more intense restratification occurs in expMESO from 1 March to 25 March. This difference can be attributed to the role of mesoscale eddies in the restratification [e.g. *Lévy et al.*, 1998; *Nurser and Zhang*, 2000; *Oschlies*, 2002; *Henning and Vallis*, 2005], but also to the effect of the submesoscale filaments induced by mesoscale eddies. Indeed *Lapeyre et al.* [2006] found that the surface frontogenesis, induced by the stirring of density fronts near the surface, increases the stratification in the upper ocean. Here vertical velocities in the upper ocean, which are at least partly related to the submesoscale

ageostrophic circulations that develop to counteract the growth of horizontal density gradients, are the most intense from 1 March to 25 March in the POMME area [Paci *et al.*, 2005]. Note that this effect of the submesoscale filaments might be slightly underestimated in our simulation due to their small size relative to the model resolution.

5.3 Heat budget

A heat budget analysis has been performed in both simulations in order to investigate the effect of mesoscale eddies on the physical processes contributing to mixed layer and sea surface temperature variations.

5.3.1 Formulation

The budget equation is derived from the full model equation for the tracer X , namely temperature or salinity :

$$\partial_t X = -\mathbf{U} \cdot \nabla X - w \partial_z X + \partial_z F_p - \partial_z \overline{X' w'} - \nabla \cdot (\overline{X' \mathbf{U}'}) \quad (5.1)$$

and the continuity equation :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} + \partial_z w = 0 \quad (5.2)$$

$\mathbf{U} = (u, v)$ are the horizontal velocity components, w is the vertical velocity component, $\partial_z F_p$ is the depth-derivative of the penetrative flux of X , $\overline{U' X'}$ and $\overline{w' X'}$ are respectively the horizontal and vertical part of the turbulent flux of X , and $\nabla \equiv (\frac{\partial}{\partial_x}, \frac{\partial}{\partial_y})$. The overbar averaging operator is a Reynolds-average. It allows the resolution of the motion and time scales of interest without simulating the significantly smaller ones. This operator is applied on each variable of the model. But, for the sake of simplicity, the overbar has been kept only for the turbulent fluxes (i.e. fluxes associated with the average correlation of turbulent fluctuations over the meshgrid and timestep of the model). These turbulent fluxes are represented with diffusive closure schemes.

We define the vertical average of any variable a over the mixed layer as

$$\langle a \rangle = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 a dz \quad (5.3)$$

where h is the MLD, and then the deviation from this average : $\tilde{a} = a - \langle a \rangle$.

Using the continuity equation and the rigid-lid approximation, the vertical integral of equation (5.1) becomes :

$$\begin{aligned} \int_{-h}^0 \partial_t X dz &= - \int_{-h}^0 \nabla \cdot \mathbf{U} X dz + w(-h) X(-h) + [F_p(0) - F_p(-h)] \\ &\quad - \overline{w' X'}(0) + \overline{w' X'}(-h) - \int_{-h}^0 \nabla \cdot (\overline{X' \mathbf{U}'}) dz \end{aligned} \quad (5.4)$$

The vertical integration from $z = -h$ to the surface of the continuity equation leads to :

$$\nabla \cdot \int_{-h}^0 \mathbf{U} dz = \nabla \cdot (h \langle \mathbf{U} \rangle) = w(-h) + \mathbf{U}(-h) \cdot \nabla h \quad (5.5)$$

Specifying the surface turbulent fluxes as $-\overline{X'w'}(0) = F_{np}$ (non-penetrative flux of X), the vertical integral of equation (5.1) becomes :

$$h\partial_t\langle X \rangle = \underbrace{-h\langle \mathbf{U} \rangle \cdot \nabla \langle X \rangle - \nabla \cdot \int_{-h}^0 \tilde{\mathbf{U}} \tilde{X} dz}_{\text{horizontal advection}} - \underbrace{[\langle X \rangle - X(-h)] w_e(-h)}_{\text{entrainment}} \\ + \underbrace{[F_p(0) - F_p(-h)] + F_{np}}_{\text{surface flux}} + \underbrace{\overline{w'X'}(-h)}_{\text{vertical diffusion}} - \underbrace{\int_{-h}^0 \nabla(\overline{X' \cdot \mathbf{U}'}) dz}_{\text{horizontal diffusion}} \quad (5.6)$$

where $w_e(-h) = w(-h) + \mathbf{U}(-h) \cdot \nabla h + \partial_t h$ is defined as the vertical flow of material across the surface $z = -h$. Note that deepening (shallowing) has a positive (negative) contribution to $w_e(-h)$. A quite similar budget equation was derived for temperature by *Stevenson and Niiler* [1983] and *Caniaux and Planton* [1998].

The terms on the right hand side represent, respectively, the horizontal advection of X by the depth-averaged current and by the deviations from this mean current (the sum of these two terms will be called the horizontal advection later on), the flux of X carried by the mean flow across the $z = -h$ surface (defined as the entrainment), the penetrative flux of X , the turbulent fluxes across the upper and $z = -h$ surfaces, and the horizontal diffusion of X . The turbulent fluxes across the $z = -h$ surface (the mixed layer bottom) will be referred to as the vertical diffusion (at the mixed layer bottom).

In the case of the heat budget ($X \equiv T$) :

- $[F_p(0) - F_p(-h)] \equiv \frac{F_{sol}}{\rho_0 c_p} [I(0) - I(-h)]$, where F_{sol} is the short-wave radiative flux at the sea surface, I the fraction of F_{sol} that penetrates to depth z , ρ_0 is the ocean density of reference and c_p is the ocean specific heat,
- $F_{np} \equiv \frac{F_{nsol}}{\rho_0 c_p}$, where F_{nsol} is the sum of the sensible (H_S), latent (L_E) and net infrared heat fluxes (F_{ir}),
- the left hand side of equation (5.6) is the contribution of the depth-averaged temperature to changes in the heat content and will be referred to as the heat storage term. This term gives information about mixed layer —and therefore sea surface— temperature variation rate.

The sum of the solar penetrative flux and turbulent fluxes across the upper surface will be referred to as the net surface heat flux. Each term of the heat budget has been computed at each time step of the model integration and multiplied by $\rho_0 c_p$ in order to be converted to W.m^{-2} . All these terms were then time or space averaged. However, because of the damping term near the recirculation area and its non physical significance, space averaging was performed on a 105×125 inner points subdomain. This area extends from 15.73°W to 20.93°W and from 38.4°N to 44.6°N , representing approximately a $600 \times 700 \text{ km}^2$ domain.

5.3.2 Domain-averaged mixed layer heat budget

Time integrated mixed layer heat budgets are presented in Figure 5.5 for expREF and expMESO. The values are divided by the duration of the experiment, therefore final values

Time integrated mixed layer heat budget expREF expMESO

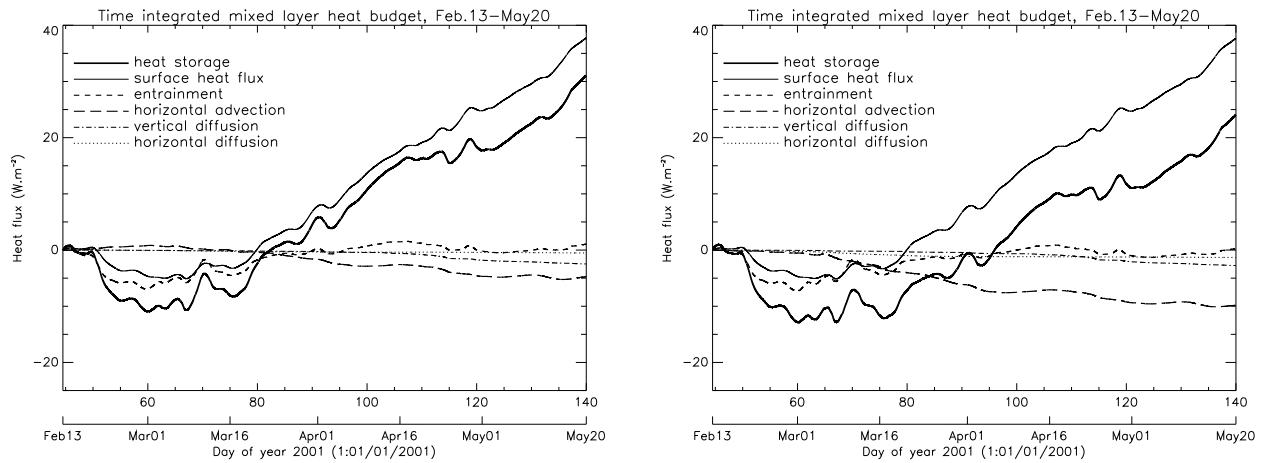


FIGURE 5.5 – Time integrated mixed layer heat budget divided by the duration of the experiment for expREF and expMESO. Final values (on 20 May) correspond to the mixed layer heat budget averaged over the duration of the experiment. Surface heat flux and horizontal advection are the main components of heat storage. The horizontal advection of cold water is enhanced by mesoscale eddies.

(on May 20) correspond to the averaged mixed layer heat budget from February 13 to May 20. Surface heat flux and horizontal advection are the main components of the heat budget over the duration of the experiments. Moreover the temporal high frequency of the heat storage is driven by the surface heat flux. Whereas surface heat flux warms the mixed layer at a mean rate of about 38 W.m^{-2} , all the other terms act to cool it (excepted entrainment that is very small although positive) in both experiments. As a whole, heat storage increases at a mean rate of 31 W.m^{-2} in expREF and 24 W.m^{-2} in expMESO. This difference is explained by an horizontal advection of cold water, which is increased by more than 100 % by mesoscale eddies, mostly during the restratification period. If the cooling effect of horizontal advection represents only 12 % of the surface heat flux in expREF, it represents more than 25 % of the surface heat flux in expMESO. Thus, if the mixed layer is thinner in expMESO than in expREF during the restratification under the effect of mesoscale eddies, it is not overheated relatively to expREF because the horizontal advection of cold water in the mixed layer is also enhanced by mesoscale eddies. This horizontal advection counteracts the shallowing of the mixed layer by mesoscale eddies. In fact the increase of SST is slightly lower in expMESO than in expREF (by 0.04 degC) over the duration of the experiments, and final SST is closer to the data in expMESO than in expREF.

In the two experiments, the cooling effect of total horizontal advection is the result of a meridional advection of cold water and a smaller zonal advection of warm water. Both are enhanced by mesoscale eddies, but the effect is stronger for the meridional advection (x2.4) than for the zonal advection (x1.8).

5.3.3 Spatial variability of the mixed layer heat budget

The two-dimensional heat storage, horizontal advection and net surface heat flux averaged over the 13 February to 20 May period are presented in Figure 5.6 for expREF and expMESO. The other two-dimensional fields of heat budget terms are less significant relative to the spatial variability of the heat storage. The net surface heat flux field contains fingerprints of oceanic mesoscale eddies, but the horizontal advection is counteracting these mesoscale structures and the resulting heat storage field is very homogeneous in expREF. To the contrary, the heat storage field contain very contrasted mesoscale and submesoscale structures in expMESO. In this experiment, the heat storage is shaped by mesoscale eddies through the horizontal advection. Structures of intense cold and warm horizontal advection are located at fronts between eddies. This has been also reported in *Caniaux and Planton* [1998] and *Giordani et al.* [2005b]. It is interesting to point out that these structures developed mainly during the restratification period. The structures of cold horizontal advection are stronger and larger than the warm ones, which is responsible for the cooling effect of mesoscale eddies. They are located mainly on the southern side of A1 (anticyclonic cold-core eddy) and A2 (anticyclonic warm-core eddy), and between A2 and C4 (cyclonic cold-core eddy).

5.4 Salt budget

A salt budget analysis has been also performed in the two simulations in order to investigate the effect of mesoscale eddies on the physical processes contributing to mixed layer and sea surface salinity variations. The formulation and calculation are similar to the ones presented for the heat budget in section 5.3.1.

5.4.1 Formulation

In the case of the salt budget $X \equiv S$ in equation (5.6) and :

- $[F_p(0) - F_p(-h)] \equiv 0$, as there is no penetrative flux of salt,
- $F_{np} \equiv (E - P)SSS$, where E is the evaporation rate, P is the precipitation rate, and SSS is the sea surface salinity, will be referred to as the net evaporation flux,
- the left hand side of equation (5.6) is the contribution of the depth-averaged salinity to changes in the salt content and will be referred to as the salt storage term. This term gives information about mixed layer —and therefore sea surface— salinity variation rate.

Each term of the salt budget has been multiplied by $\rho_0 c_p \frac{\beta}{\alpha}$ in order to be converted to their equivalent in W.m^{-2} . α is the thermal expansion coefficient and β is the haline contraction coefficient. The value retained is a constant $\frac{\beta}{\alpha} = 5 \text{ K}$. This procedure allows to compare heat and salt budgets in relation to the relative contribution of T and S in the equation of state, i.e. to their respective contribution to the variation of the sea water density.

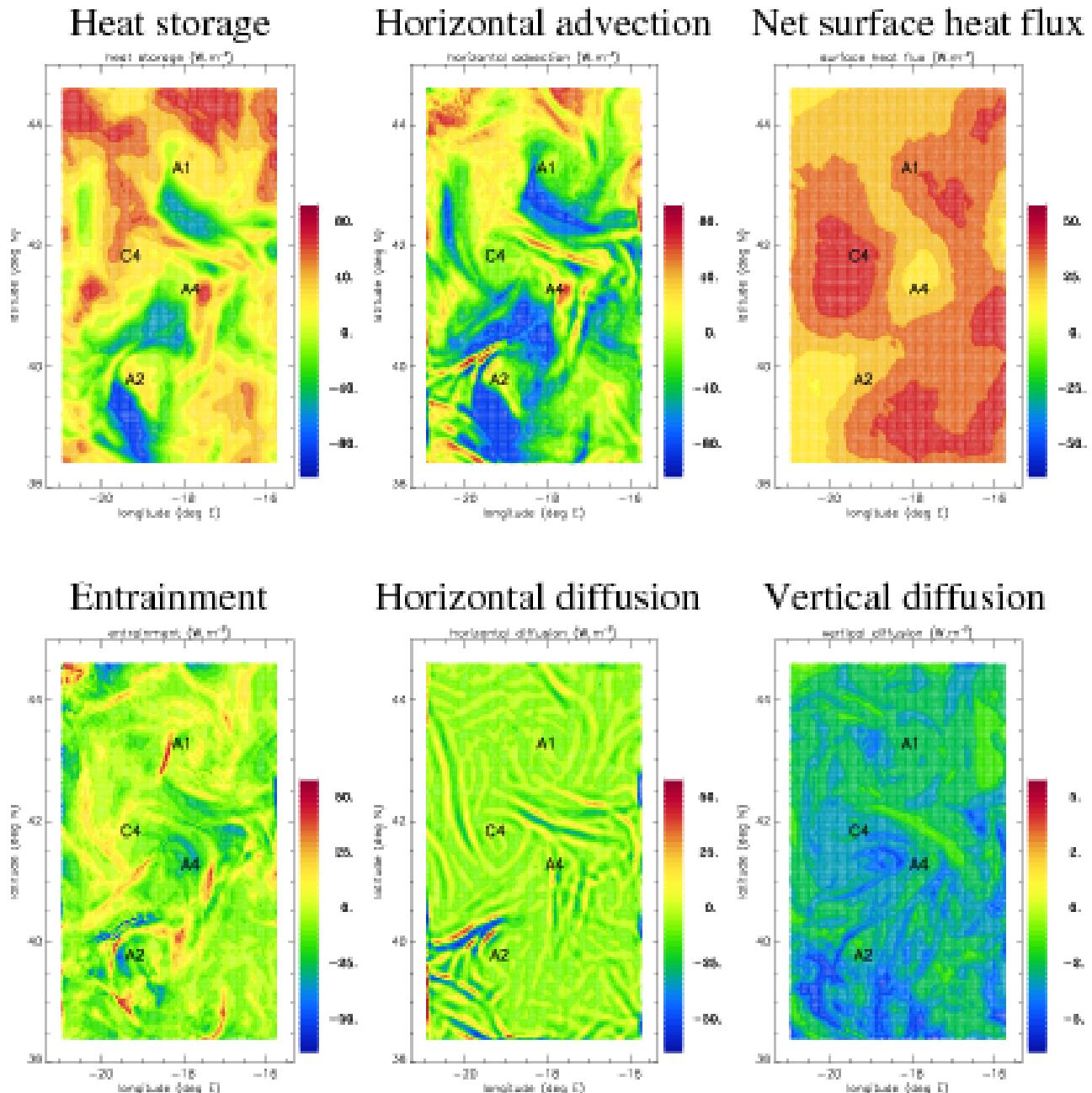


FIGURE 5.6 – Synoptic charts of 96 daytime-averaged heat storage, horizontal advection and net surface heat flux (13 February to 20 May) for expREF and expMESO. Units are $W.m^{-2}$. The heat storage is shaped by mesoscale eddies through the horizontal advection. The structures of cold horizontal advection are stronger and larger than the warms ones, which is responsible for the cooling effect of mesoscale eddies.

Time integrated mixed layer salt budget expREF expMESO

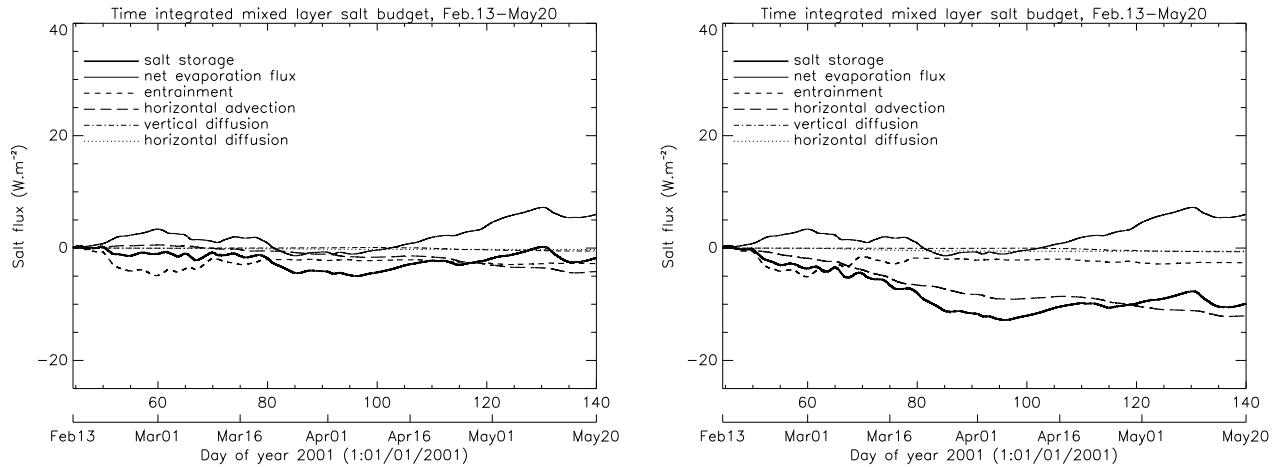


FIGURE 5.7 – Time integrated mixed layer salt budget divided by the duration of the experiment for expREF and expMESO. Final values (on 20 May) correspond to the mixed layer salt budget averaged over the duration of the experiment. Horizontal advection and surface salt flux are the main components of salt storage. The horizontal advection of fresh water is enhanced by mesoscale eddies. Note that -10 W.m^{-2} is equivalent to an addition of approximately 1 mm.day^{-1} of freshwater.

5.4.2 Domain-averaged mixed layer salt budget

Time integrated mixed layer salt budget is presented in Figure 5.7 for expREF and expMESO. As in section 5.3.2, the values are divided by the duration of the experiment, therefore final values (on 20 May) correspond to the averaged mixed layer salt budget from 13 February to 20 May. Horizontal advection and surface salt flux are the main components of the salt budget over the duration of the experiments. Moreover the temporal high frequency of the salt storage is driven by the net evaporation flux. Whereas the net evaporation flux tends to increase the salt storage at a mean rate of about 6 W.m^{-2} (this means that the evaporation rate exceeds the precipitation rate by about 0.6 mm.day^{-1}), all the other terms act to decrease it. As a whole, salt storage decreases at a mean rate of 1.6 W.m^{-2} in expREF and 9.7 W.m^{-2} in expMESO. This difference is explained by an horizontal advection of fresh water, which is increased by nearly 300% by mesoscale eddies, mostly during the restratification period. If the freshening effect of horizontal advection represents 68% of the surface salt flux in expREF, it is about two times larger than the surface heat flux in expMESO. Therefore if the mixed layer is thinner in expMESO than in expREF during the restratification under the effect of mesoscale eddies, it is not oversalinated relatively to expREF because the horizontal advection of fresh water in the mixed layer is also enhanced by mesoscale eddies. However the increase of SSS is slightly higher in expMESO than in expREF (by 0.013) over the duration of the experiments.

In the two experiments, the freshening effect of total horizontal advection is the result of a meridional advection of fresh water and a small zonal advection of salty water. The effect

of mesoscale eddies on the total horizontal advection is mainly due to an enhancement of the meridional advection of fresh water (x2.22).

As for the mixed layer heat budget, the main components of salt budget are surface flux and horizontal advection. Nevertheless horizontal advection is relatively more important for the salt budget than for the heat budget, it is even the main term of the salt budget under the influence of mesoscale eddies.

5.4.3 Spatial variability of the mixed layer salt budget

The results regarding the two-dimensional fields of salt budget terms averaged over the 13 February to 20 May period (not shown) are quite similar to the ones found for the heat budget. However in this case the mesoscale structures of the net surface salt flux are too weak to have an impact on the spatial variability of the horizontal advection and salt storage terms, even in expREF. In this experiment, the horizontal advection field is very homogeneous as is the salt storage field. To the contrary, the salt storage field contains very contrasted mesoscale and submesoscale structures in expMESO. In this experiment, the spatial variability of the horizontal advection and salt storage terms is very similar to the spatial variability of the corresponding fields presented in Figure 5.6 for the heat budget. In particular the structures of horizontal advection of fresh water are stronger and larger, which is responsible for the freshening effect of mesoscale eddies. As for the heat budget, these structures developed mainly during the restratification period.

5.5 Mixed layer/pycnocline water exchange

5.5.1 Formulation

The flux of water across the base of the mixed layer toward the pycnocline is termed detrainment, whereas the flux of water across the base of the mixed layer toward the mixed layer is termed entrainment [Qiu and Huang, 1995]. The instant detrainment rate [e.g. Cushman-Roisin, 1987] is defined by :

$$D = - \left(w(-h) + \mathbf{u}(-h) \cdot \nabla h + \partial_t h \right) \quad (5.7)$$

where h is the mixed layer depth. When $D > 0$ water is effectively detrained from the mixed layer to the pycnocline, whereas when $D < 0$ water is effectively entrained from the pycnocline to the mixed layer. Note that D is equal to the opposite of $w_e(-h)$, as it is defined in section 5.3.1.

Following Tsujino and Yasuda [2004], the first term on the right-hand side of equation (5.7) will be called the vertical pumping, the second term the lateral induction, and the last term the MLD change. Each term has been computed at each time step of the model, and then these terms were then time or space averaged. As in sections 5.3 and 5.4, space averaging was performed in the physical domain (the damping area is excluded).

Time integrated domain-averaged detrainment rate expREF expMESO

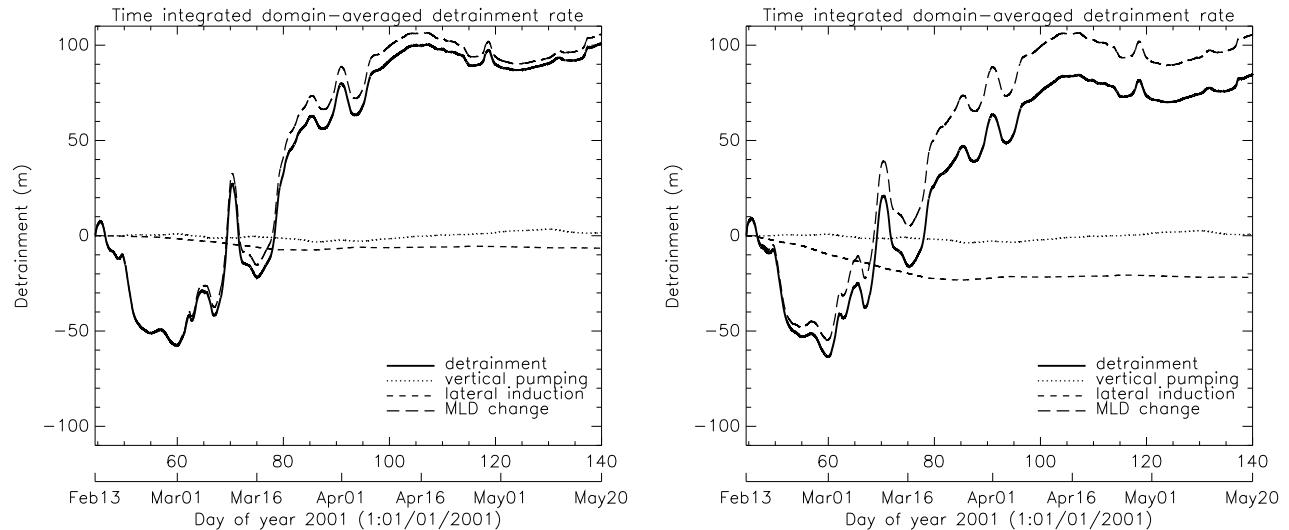


FIGURE 5.8 – Time integrated domain-averaged detrainment rate for expREF and expMESO. A positive value means that at the given time (horizontal axis) the amount of water in meters reads on the vertical axis has left the mixed layer over the domain in average since the beginning of the experiment. The respective contribution of vertical pumping, lateral induction and MLD change in the detrainment is also shown. Mesoscale eddies induce a significant entrainment by lateral induction. The resulting detrainment appears to be reduced by more than 15 %.

5.5.2 Domain-averaged detrainment

Time integrated domain-averaged detrainment rates are presented in Figure 5.8 for expREF and expMESO. If the detrainment is largely dominated by the MLD change in expREF, the lateral induction has also a significant contribution in expMESO, due to an increase by mesoscale eddies of the amount of water entrained into the mixed layer by this process. This amount of water is more than 3 times larger in expMESO than in expREF. Lateral induction, and the effect of mesoscale eddies on it, occur mainly from the beginning of the simulation to the end of the first half of the restratification period (about 20 March). Note that lateral induction is negative in expMESO, which is opposite to what is expected from a large scale southward current [e.g. *Paillet and Arhan, 1996a,b*]. Actually the meridional lateral induction is positive, which is consistent with a southward current, but the total lateral induction is dominated by a negative zonal lateral induction. Vertical pumping is small in the two experiments, but it is smaller in expMESO (1 m) than in expREF (1.8 m). As the MLD change is the same in the two experiments, the resulting detrainment appears to be reduced by more than 15 % by mesoccale eddies. This is consistent with the results of *Valdivieso Da Costa et al. [2005]*, which found that eddies tend to counteract the detrainment by the mean flow, reducing the total annual subduction rate in the density class of interest (26.8–27.2) in the northeast Atlantic. But it is opposed to what they found in the particular POMME area (see Figure 9(f) in their article).

This may be attributed to interannual variability, as their work is based on a 20 year average of the model fields. It may also be attributed to the lower resolution of their study. Over the duration of the experiment (96 days) the domain-averaged amount of water leaving the mixed layer is about 85 m in expMESO, in very good agreement with the results obtained from a different numerical model by *Giordani et al.* [2005b].

5.5.3 Spatial variability of the detrainment

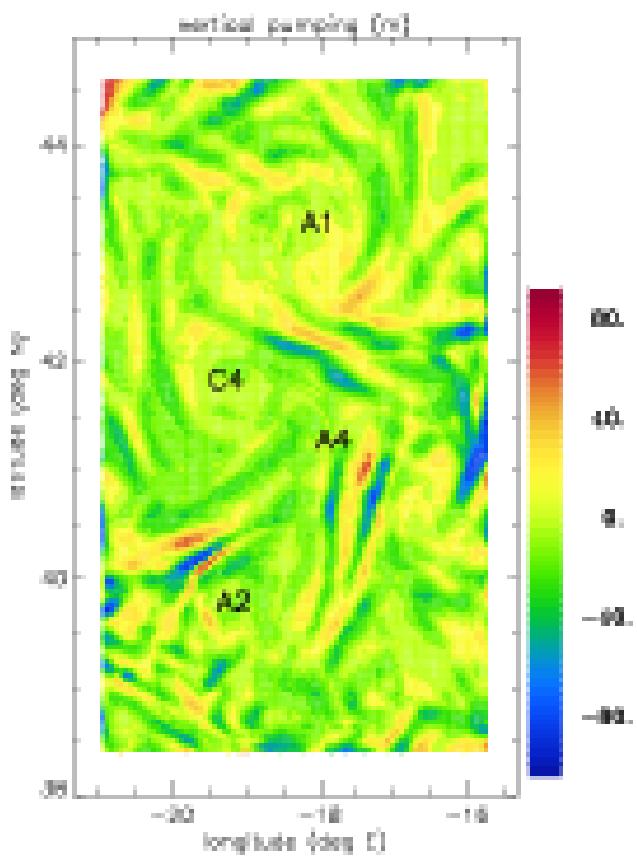
Two-dimensional fields of detrainment terms averaged over the 13 February to 20 May period are presented in Figure 5.9 for expREF and expMESO. Detrainment in expREF is a positive field, with higher values north of 42°N, as is the MLD change field. This field is actually very similar to the annual subduction rate field found in the lower resolution study of *Valdivieso Da Costa et al.* [2005] in the POMME area (see Figure 9(d) in their article). Lateral induction and vertical pumping have not a significant contribution to the spatial variability of the detrainment in expREF. To the contrary, lateral induction in expMESO is a very contrasted field, dominated by some submesoscale filaments of intense positive lateral induction and more numerous areas of moderate to intense negative lateral induction. The filaments are related to the structures seen on the MLD fields during the restratification period (see Figure 5.3). If the domain-averaged effect of mesoscale eddies on lateral induction is to entrain more water into the mixed layer, eddies contribute to detraining water in these peculiar filaments. The resulting detrainment field has the shape of the lateral induction field, but shifted toward positive values by the MLD change term, which is quite homogeneous relatively to the other fields. Even if it does not contribute much to the spatial variability of the detrainment, the vertical pumping also exhibits filament-shaped structures in expMESO, but less intense than in the lateral induction field. These submesoscale structures are associated as dipoles of positive and negative vertical pumping, in the fronts between eddies. Filaments of negative vertical pumping are more numerous than filaments of positive vertical pumping, which is responsible for the effect of mesoscale eddies on the domain-averaged field.

5.5.4 Detrainment in individual density classes

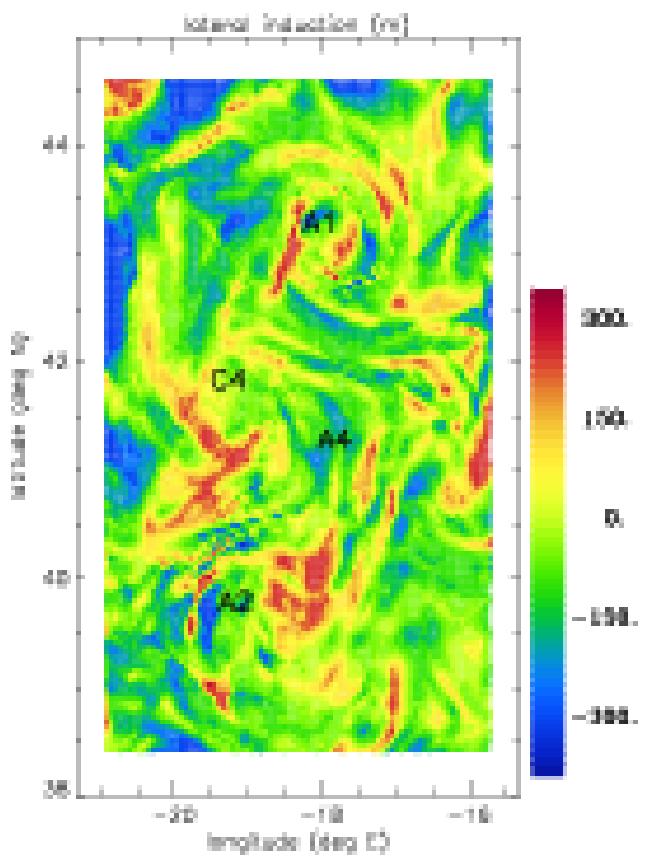
Besides the previous results regarding the detrainment term taken as a whole, it is important to know how this term splits on individual density classes. Detrainment and entrainment through the mixed layer base at $0.1 \sigma_\theta$ intervals over the POMME domain (damping area excluded) from 13 February to 01 March are presented in Figure 5.10 for expREF and expMESO. They are calculated as a function of density classes following instantaneous isopycnal positions in the mixed layer in equation (5.7). The net exchanged water through the mixed layer base (net detrainment) is also represented.

The first effect of mesoscale eddies is to enhance the real exchange of water between the mixed layer and the pycnocline (white bars in Figure 5.10) : the amount of detrained water increases by about 40 % and the amount of entrained water by nearly 60 % in expMESO relatively to expREF. According to section 5.5.2 and section 5.5.3, this is mainly due to the lateral induction, and the resulting net detrainment is reduced by about 15 %. But Figure 5.10 shows that the decrease of

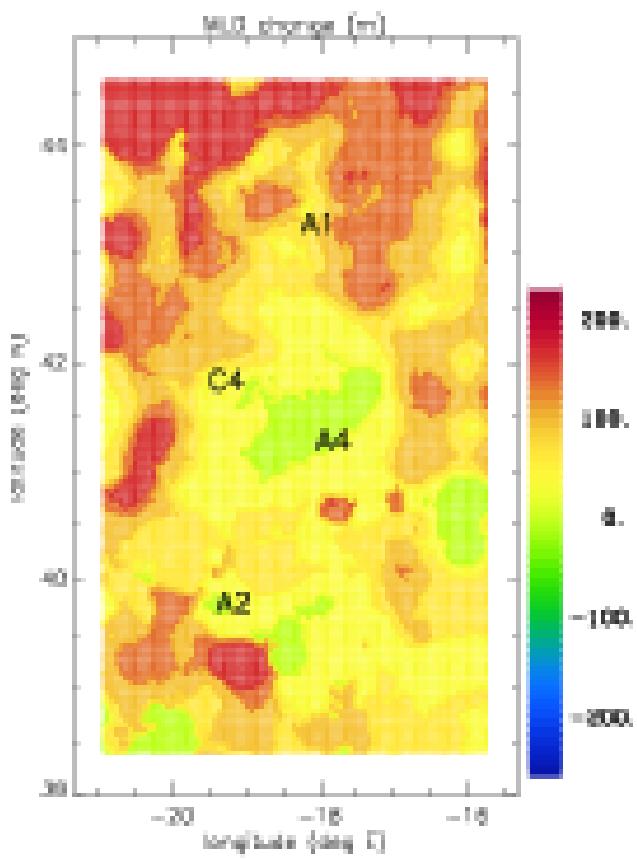
Vertical pumping



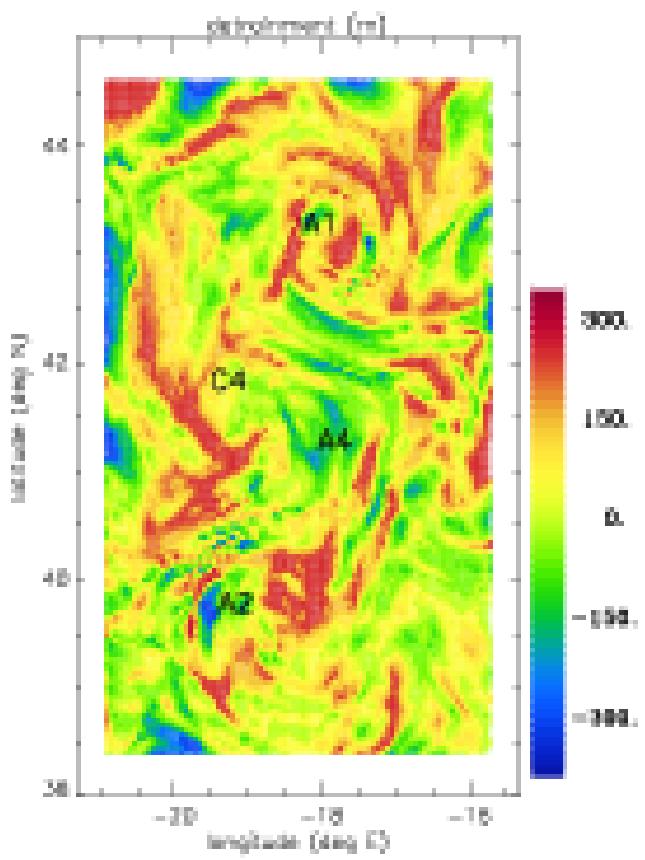
Lateral induction



MLD change



Detrainment



Mixed layer water exchange from Feb.13 to May20 expREF expMESO

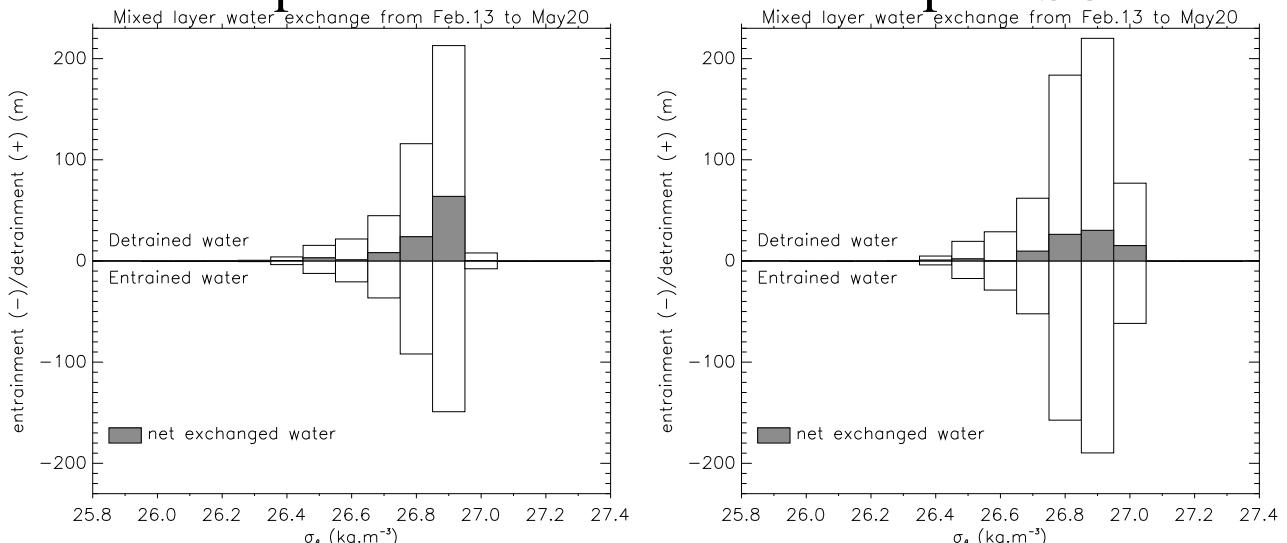


FIGURE 5.10 – Detrainment (positive white bars) and entrainment (negative white bars) through the mixed layer base in meters at $0.1\sigma_\theta$ intervals over the POMME domain (damping area excluded) from 13 February to 01 March for expREF and expMESO. The net exchanged water through the mixed layer base is represented by grey tone bars. If mesoscale eddies contribute to entrain about 30 m of water into the mixed layer in the 26.85–26.95 density class, they also detrain about 15 m of water from the mixed layer to the pycnocline in the 26.95–27.05 density class.

D(expMESO)-D(expREF) from Feb.13 to May20

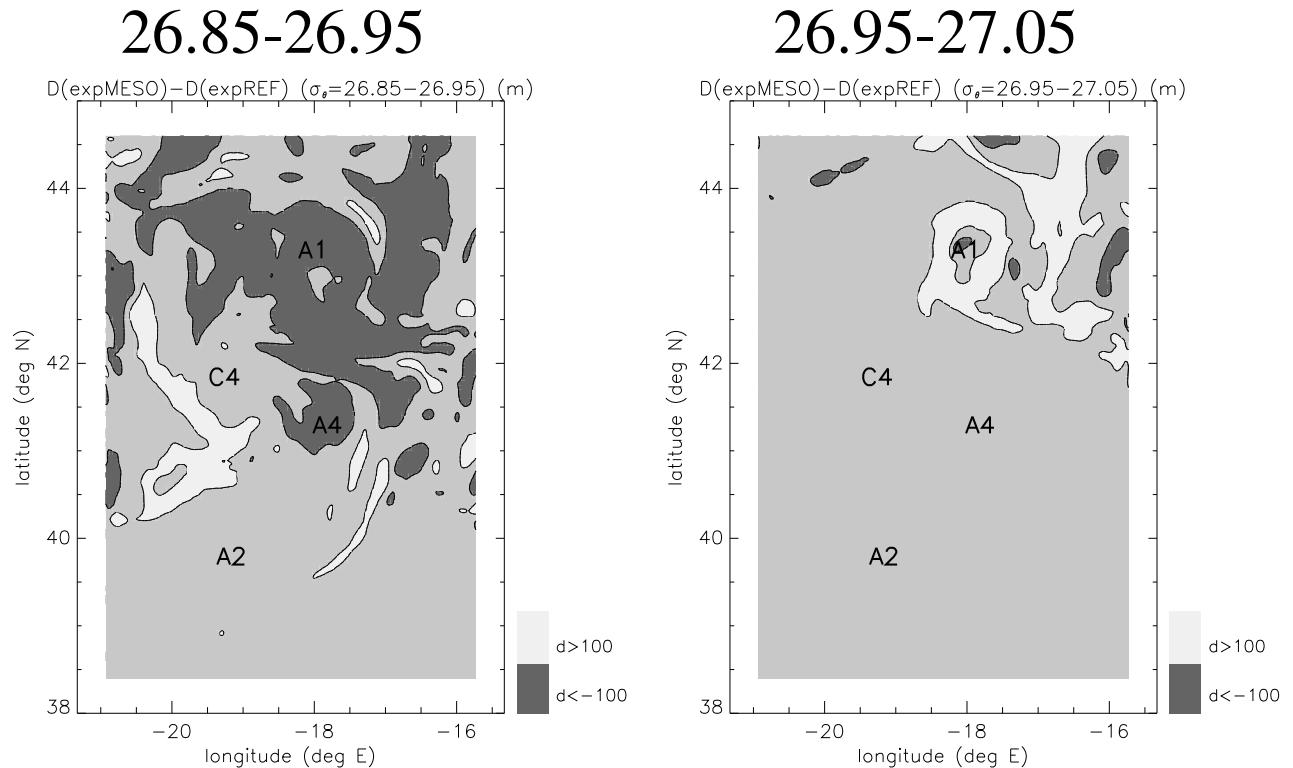


FIGURE 5.11 – Synoptic chart of 96 (13 February to 20 May) daytime-cumulated detrainment in expMESO minus the same field in expREF. The fields are plotted for the two major σ_θ intervals that may be involved in the formation of subpolar mode water during the POMME experiment. They highlight the role of the mesoscale eddies in the detrainment of these density classes. The white areas correspond to a difference larger than 100 m, whereas the dark grey areas correspond to a difference smaller than -100 m.

the net detrainment by mesoscale eddies is far from being homogeneously distributed among the individual density classes. To the contrary, the effect of mesoscale eddies on the net detrainment impacts mainly two potential density classes : 26.85–26.95 and 26.95–27.05. In fact if mesoscale eddies contribute to entrain about 30 m of water into the mixed layer in the 26.85–26.95 density class, they also detrain about 15 m of water from the mixed layer to the pycnocline in the 26.95–27.05 density class. This is a result of primary importance because these density classes, in particular the second one, are likely to be the ones involved in the formation of subpolar mode water during the POMME experiment according to Reverdin *et al.* [2005] and to the results of ongoing research conducted on the high resolution in situ data collected during P2L2.

In order to better understand these effects of mesoscale eddies, it is interesting to consider the synoptic charts of the difference between expMESO and expREF in the detrainment of these two density classes. They are presented in Figure 5.11. In the 26.85–26.95 density class, the area of detrainment by MLD change north of 42°N (Figure 5.9) is weaker in expMESO than in expREF, hence the entrainment effect of mesoscale eddies. This is related to the earlier and more intense

restratification induced by mesoscale eddies. Indeed this effect of mesoscale eddies affects the mixed layer density during the first half of the restratification, which has an influence on the characteristics of the detrained water. This is consistent with the numerical results of *Valdivieso Da Costa et al.* [2005]. They suggest indeed that the change in the mixed layer density during the period of effective detrainment have an important impact on the subduction. However there are some filaments of detrainment by lateral induction on the western side of C4, between C4 and A4, and south of A4. These filaments are related to the advection of cold (and fresh) water in the mixed layer seen in Figure 5.6, under the horizontal velocity field induced by these mesoscale eddies. Part of this water is likely to come from outside of the POMME area, in particular on the western lateral boundary near 40°N, where a weak surface intensified eastward flow has been revealed from the subsurface floats [*Le Cann et al.*, 2005].

The anticyclonic eddy A1 is the key element for the detrainment of the 26.95-27.05 density class. On the one hand it is responsible for the horizontal advection of denser (cold and fresh, but the temperature effect prevails) in the mixed layer from the northern lateral boundary near 18°W and 16.5°W. Part of this water is winding round A1, as seen in Figure 5.6. On the other hand it is responsible for the detrainment by lateral induction of this advected water. Note also that some of the water detrained in the vicinity of A1 had been probably advected within the eddy during its propagation in the ocean. Moreover there is some detrained water advected from the north near 16.5°W by A1 in the density range 27.05–27.10 (not shown). The water advected from the north and detrained in the POMME area by the anticyclonic eddy A1 has a smaller probability to be entrained again into the mixed layer during the following winter. Therefore this water has more chance to be effectively subducted in the POMME area than if it would have been detrained further north. These results are confirmed by in situ data. Filament-shaped structures of high oxygen, similar to the simulated filaments of detrainment, were found in the high-resolution survey carried out during P2L2 on the region south of the anticyclonic eddy A1 [e.g. *Reverdin et al.*, 2005, p.14]. An area of high oxygen was also found in the region east of A1 [*Reverdin et al.*, 2005, p.7,8]. Moreover evidence of a deep oxygen maximum was found in the core of A1 [*Le Cann et al.*, 2005, p.19], suggesting that this eddy has indeed a very particular effect on the detrainment. *Gascard et al.* [2005] found also that this eddy may contain some newly ventilated water. These results are consistent with the data analysed by *Paillet* [1999], which indicate that significantly more anticyclones than cyclones contain mode water in the north of the area.

5.6 Conclusion

According to the traditional standpoint [*Paillet and Arhan*, 1996a], subduction in the POMME area is explained by a lateral induction of water by a mean southward velocity of about 1 cm/s (as retained by *van Aken* [2001]) across a steep MLD gradient (as seen in *Williams et al.* [1995] and *Valdivieso Da Costa et al.* [2005]). If this had been observed, it would have been quite easy to evaluate the subduction in the area from the value of the meridional current and the MLD field. But the mesoscale eddies were much more numerous in this relatively quiescent region of the ocean than previously reported by *Paillet* [1999]. In fact the circulation is dominated

by mesoscale eddies, with little indication of such a mean southward current [Reverdin *et al.*, 2005], and the MLD distribution does not present a steep gradient [Paci *et al.*, 2005]. In order to assess the effect of these mesoscale eddies, a high resolution simulation has been performed during a key period of the POMME experiment (POMME 1 and POMME 2, late Winter and Spring of 2001). This period contains the period of effective detrainment as defined by *Qiu and Huang* [1995], indeed the effective detrainment takes place after late winter when the mixed layer reaches its annual maximum depth and starts to retreat. The amount of detrainment during this period controls the annual subduction rate, as well as the characteristics of the subducted water. The simulation results have been carefully compared with the extensive dataset collected during P1 and P2, including temperature, salinity and horizontal currents measurements. This validation work shows the good quality of the simulation, and its ability to properly represent the large-scale gradients in the area as well as the mesoscale features. A second simulation, without mesoscale eddies, is used as a reference to be compared with this simulation through mixed layer heat, salt and water budgets.

Besides their imprint on the horizontal currents, mesoscale eddies induce the development of filament-shaped vertical velocity and mixed layer depth structures. These mesoscale and submesoscale features have a strong impact on the spatial variability of the mixed layer budgets. The two-dimensional structure of the surface heat and freshwater fluxes is not found in the two-dimensional structure of the storage terms because the temperature and salinity are redistributed by mesoscale eddies through the horizontal advection. Similarly, the two-dimensional structure of detrainment is not retrieved from the two-dimensional structure of the MLD change but is controlled by the lateral induction induced by mesoscale eddies. These phenomena occur during the period of evolving MLD, particularly during the restratification period, and underline the importance of the complex interaction between mesoscale eddies and MLD evolution. The fact that mesoscale and submesoscale structures have a strong and clear signature on the spatial variability of the budgets is not only due to the slow evolution of mesoscale eddies during the duration of the experiment. It also suggests that the structures present during periods of rapid MLD evolution have the strongest influence on the spatial variability of the processes.

The effect of these structures on the domain-averaged mixed layer budgets is far from being negligible. At the domain scale, air-sea fluxes and horizontal advection are the leading terms in the heat budget and salt budget, respectively. Similarly, the domain-averaged detrainment is controlled by MLD change and lateral induction. Mesoscale eddies account for a significant part of these budgets through the horizontal advective terms. Indeed they represent respectively 52 % and 66 % of the horizontal advection of temperature and salinity, and 70 % of the lateral induction. As observed for the spatial variability of the budgets, the effect of mesoscale eddies occurs mainly during the period of MLD evolution, in particular during the restratification. Actually, according to the comparison with the study of *Giordani et al.* [2005b], it seems that mesoscale activity during the restratification has a major influence on the annual budgets.

These results have important consequences for the exchange of water between the mixed layer and the pycnocline. Detrainment appears to be reduced by more than 15 % by mesoscale eddies. If the water detrained over the duration of the experiment was effectively detrained over a year, it would correspond to an annually averaged net detrainment rate of about 0.8 Sv (1 Sv is

$10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). It would be consistent with the results of *Valdivieso Da Costa et al.* [2005], *Gaillard et al.* [2005] and *Giordani et al.* [2005b], where values ranging between 0. Sv and 1.4 Sv were obtained in the POMME area. But more important are the results relative to the distribution over the density classes of the detrained water. Indeed, mesoscale eddies increase the density of the detrained water by two mechanisms. The first involves a particular anticyclonic eddy, A1, located in the north of the domain. Under the influence of this eddy, there is an horizontal advection of northern dense water that is detrained in the domain. The second involves the earlier and more intense restratification induced by mesoscale eddies, resulting in the detrainment of denser water during the period of effective detrainment. This effect of eddies on the density of the detrained water is of primary importance because it leads to the detrainment of water likely to be involved in the formation of subpolar mode water during the POMME experiment. Under the influence of mesoscale eddies this water is detrained in the POMME area, and not further north; thus it has a smaller probability to be entrained again into the mixed layer during the following winter, and therefore it has more chance to be effectively subducted in the area.

These results suggest that a realistic numerical study of the intrannual to interannual variability of the upper ocean should use a model able to represent mesoscale eddies and their propagation in the ocean, with some parameterization of the submesoscale dynamics if this is not explicitly resolved.

Acknowledgments

The authors are grateful to the Hydrographic Service of the French Navy (SHOM) for the model high resolution bathymetry, to the OPA system team for their development and maintenance of the LODYC ocean model, and to Youcef Amar for technical support. The altimeter products were produced by the CLS Space Oceanography Division as part of the Environment and Climate EU ENACT project (EVK2-CT2001-00117) and with support from CNES. This study is a contribution to the POMME program managed by Laurent Mémery and Gilles Reverdin. Financial support was provided by the French research programs PATOM and PROOF, and the French agencies CNRS, IFREMER, Météo-France, and SHOM. The data used results from a joint effort by all the POMME participants led by the onboard chief scientist Micheline Bianchi, Yves Desaubies, Jean-Claude Gascard, Frédéric Herpers, Patrick Mayzaud, Jérôme Paillet and Louis Prieur.

5.7 Résumé de l'article

En dehors de leur empreinte en terme de courant horizontal et de température, les tourbillons méso-échelles induisent un développement de filaments de vitesse verticale et de couche de mélange (Figures 5.3 et 5.12). Ces structures de méso-échelle et de submésoséchelle ont un impact important sur la variabilité spatiale des bilans dans la couche de mélange. La structure spatiale des flux de surface d'énergie thermique et d'eau douce ne se retrouve pas dans la structure spatiale des termes totaux des bilans, car la température et le sel sont redistribués par les tourbillons méso-échelles via le terme d'advection horizontale (Figures 5.6, 5.15 et 5.16). De la même façon, la structure spatiale du détraînement ne se déduit pas de celle du taux de changement de la profondeur de couche de mélange mais plutôt de celle du terme d'induction latérale, induite par les tourbillons méso-échelles (Figure 5.9). Ces phénomènes ont lieu lors des phases d'évolution de la profondeur de la couche de mélange, en particulier lors de la restratification, et soulignent l'importance de l'interaction complexe entre les tourbillons et l'évolution de la profondeur de la couche de mélange. Le fait que les structures méso-échelles et submésoséchelles aient une signature claire et marquée sur la variabilité spatiale des bilans d'énergie thermique, de sel et d'eau n'est pas uniquement la conséquence de l'évolution lente des tourbillons pendant la durée de l'expérience. Cela suggère aussi que les structures méso-échelles et submésoséchelles présentes lors des phases d'évolution rapide de la profondeur de couche de mélange sont celles qui ont la plus forte influence sur la variabilité spatiale de ces processus.

L'effet de ces structures sur la moyenne sur le domaine POMME des bilans est loin d'être négligeable. A l'échelle du domaine, les flux océan-atmosphère et l'advection horizontale sont les termes dominants du bilan d'énergie thermique et du bilan de sel, respectivement (Figure 5.5 et Figure 5.7). De la même façon, à l'échelle du domaine, le détraînement est contrôlé par le taux de changement de la profondeur de couche de mélange et par l'induction latérale. Les tourbillons méso-échelles ont un rôle significatif dans ces bilans moyens via les termes advectifs. Ils représentent en effet respectivement 52 % et 66 % de l'advection horizontale de température et de l'advection horizontale de sel, et 70 % de l'induction latérale. Comme cela a été observé pour la variabilité spatiale des bilans, les tourbillons méso-échelles agissent principalement sur les bilans moyens pendant les phases d'évolution de la profondeur de la couche de mélange, en particulier lors de la restratification (Figures 5.13 et 5.14). En fait, d'après la comparaison avec l'étude de *Giordani et al.* [2005b], il semble que l'activité méso-échelle au cours de la période de restratification a une influence déterminante sur les bilans annuels.

Les résultats précédents ont des conséquences majeures pour les échanges d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline. Le détraînement moyen est réduit de plus de 15 % par les tourbillons méso-échelles (Figure 5.8). Si l'eau détraînée au cours de la durée de la simulation était effectivement détraînée à l'échelle de l'année, cela correspondrait à un détraînement annuel net moyen d'environ 0.8 Sv ($1 \text{ Sv} \equiv 10^6 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Cela serait cohérent avec les résultats de *Valdivieso Da Costa et al.* [2005], *Gaillard et al.* [2005] et *Giordani et al.* [2005b], qui suggèrent une valeur comprise entre 0.8 Sv et 1.4 Sv pour la zone POMME. Au-delà de ces chiffres, un important résultat concerne la répartition en densité des eaux détraînées (Figure 5.10). En effet, les tourbillons méso-échelles augmentent la densité des eaux détraînées, et ce par deux mécanismes.

Le premier met en jeu le tourbillon anticyclonique A1, qui se situe dans le nord du domaine. Sous l'influence de ce tourbillon, de l'eau dense est advectée à travers la frontière latérale nord du domaine, et elle est détraînée dans le domaine par induction latérale (Figure 5.11). Le second est relatif à la restratification précoce et plus intense induite par les tourbillons méso-échelles (Figure 5.4), et le détraînement d'eau plus dense pendant la période de détraînement effectif qui en résulte. Cet effet des tourbillons sur la densité des eaux détraînées est de première importance. Il conduit en effet au détraînement d'eau susceptible d'être impliquée dans la formation d'eau modale subpolaire au cours du programme POMME. Sous l'influence des tourbillons méso-échelles, cette eau est détraînée dans la zone POMME et non pas au nord de cette zone. Ainsi la probabilité qu'elle ne soit pas entraînée de nouveau dans la couche de mélange l'hiver suivant, et donc qu'elle soit effectivement subductée dans la zone, augmente fortement.

Ces résultats suggèrent qu'une étude numérique réaliste de la variabilité intra-annuelle à inter-annuelle de l'océan superficiel doit s'appuyer sur un modèle capable de représenter les tourbillons méso-échelles et leur propagation dans l'océan, avec une paramétrisation de la dynamique submésoscale si cette dernière n'est pas explicitement résolue. Il serait néanmoins intéressant de prolonger cette étude, relative à une période clé pour la subduction, sur une année complète. D'une part pour estimer la contribution des tourbillons pendant la phase d'approfondissement de la couche de mélange. D'autre part pour confirmer les résultats obtenus dans une perspective annuelle. Le chapitre 6 présente une technique d'assimilation de courant susceptible de permettre d'aborder ces questions dans le contexte annuel.

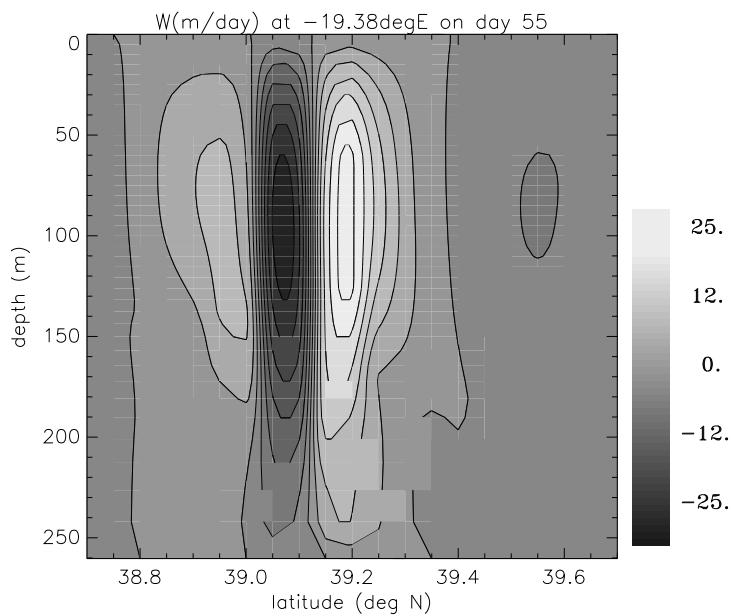


FIGURE 5.12 – Coupe verticale de vitesse verticale (moyenne sur un jour) à 19.38°W le 24 février 2001 dans expMESO. Cette coupe, située juste au sud du tourbillon anticyclonique A2, met en évidence la structure suivant la verticale de deux filaments de vitesse verticale de signe opposé. Les filaments sont situés dans l'océan superficiel, leur largeur est de 10–20 km, et leur intensité atteint plus de 25 m/jour.

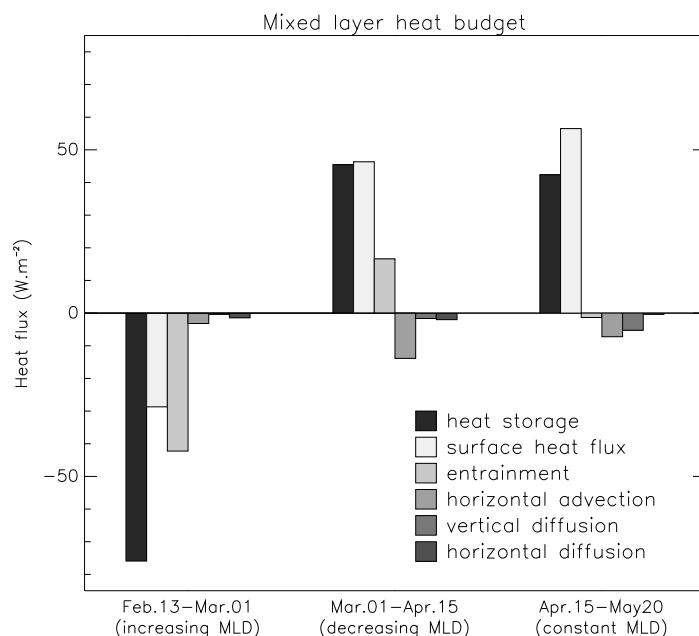


FIGURE 5.13 – Bilan d'énergie thermique moyen pour la période d'approfondissement de la couche de mélange, de retrait de la couche de mélange, et de profondeur de couche de mélange quasi-constante dans expMESO. Le flux d'énergie thermique de surface est le terme le plus important pour les trois périodes, mais d'autres termes ont une contribution significative en fonction de la période considérée, en particulier les termes d'entraînement et d'advection horizontale. Notez que les trois périodes n'ont pas la même longueur, elles n'ont donc pas la même importance dans le bilan total.

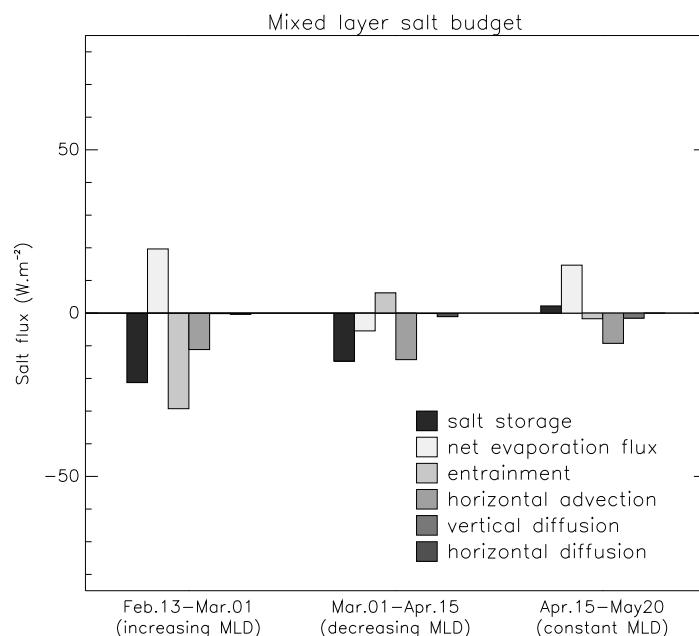


FIGURE 5.14 – Bilan de sel moyen pour la période d'approfondissement de la couche de mélange, de retrait de la couche de mélange, et de profondeur de couche de mélange quasi-constante dans expMESO. Le flux de sel de surface est le terme le plus important pour les trois périodes, mais d'autres termes ont une contribution significative en fonction de la période considérée, en particulier les termes d'entraînement et d'advection horizontale. Notez que les trois périodes n'ont pas la même longueur, elles n'ont donc pas la même importance dans le bilan total. Notez aussi que -10 W.m^{-2} sont équivalents à une addition d'environ 1 mm.jour^{-1} d'eau douce.

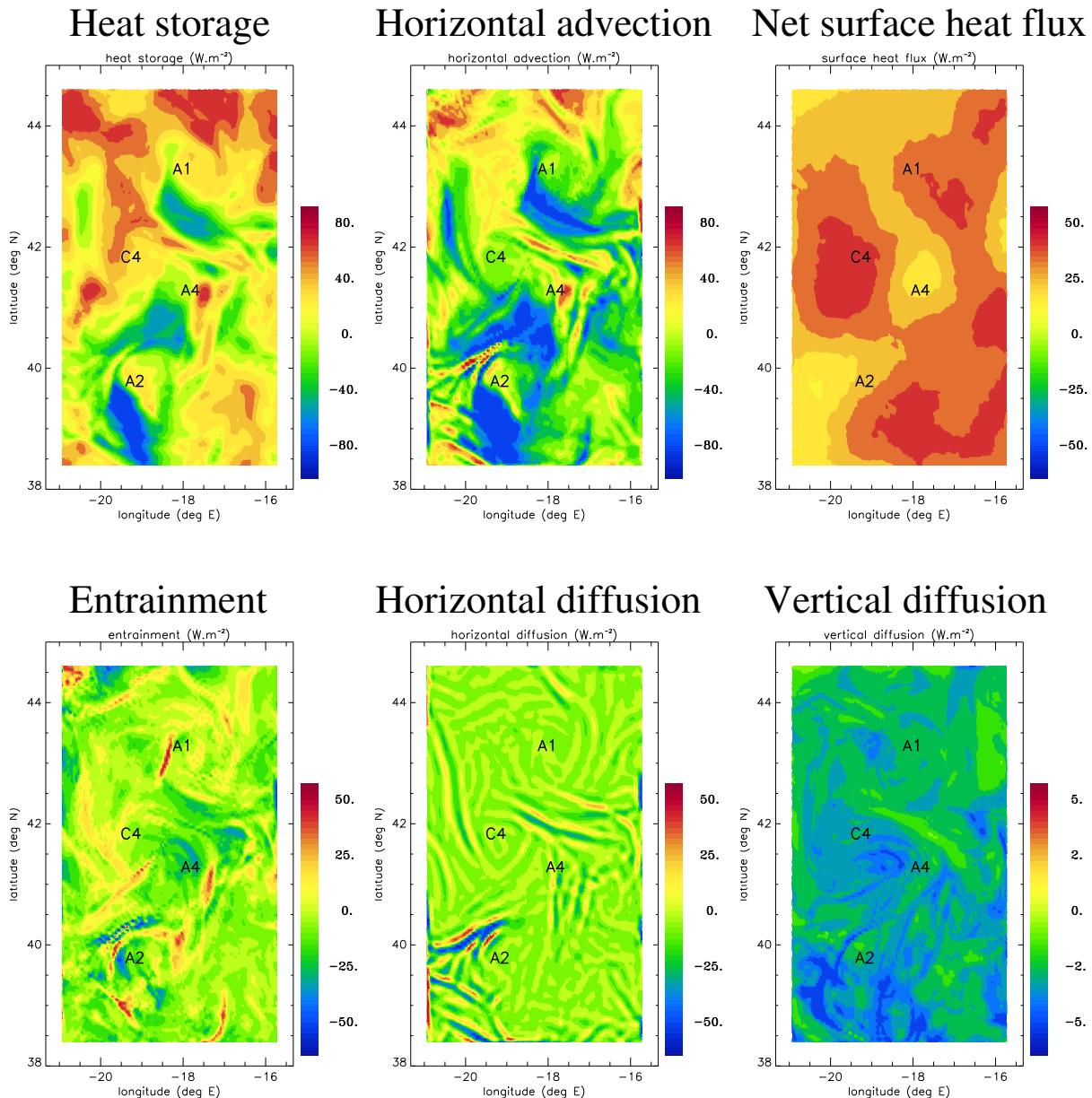


FIGURE 5.15 – Structure sur l'horizontale de chaque terme du bilan de sel (moyenne sur 96 jours du 13 février au 20 mai). Les unités sont le $W.m^{-2}$. Les champs contiennent de la méso-échelle et de la submésoséchelle. A2, A4 (tourbillon anticyclonique à cœur chaud), A1 (tourbillon anticyclonique à cœur froid), et C4 (tourbillon cyclonique à cœur froid) sont particulièrement faciles à identifier sur le champ de flux net d'énergie thermique.

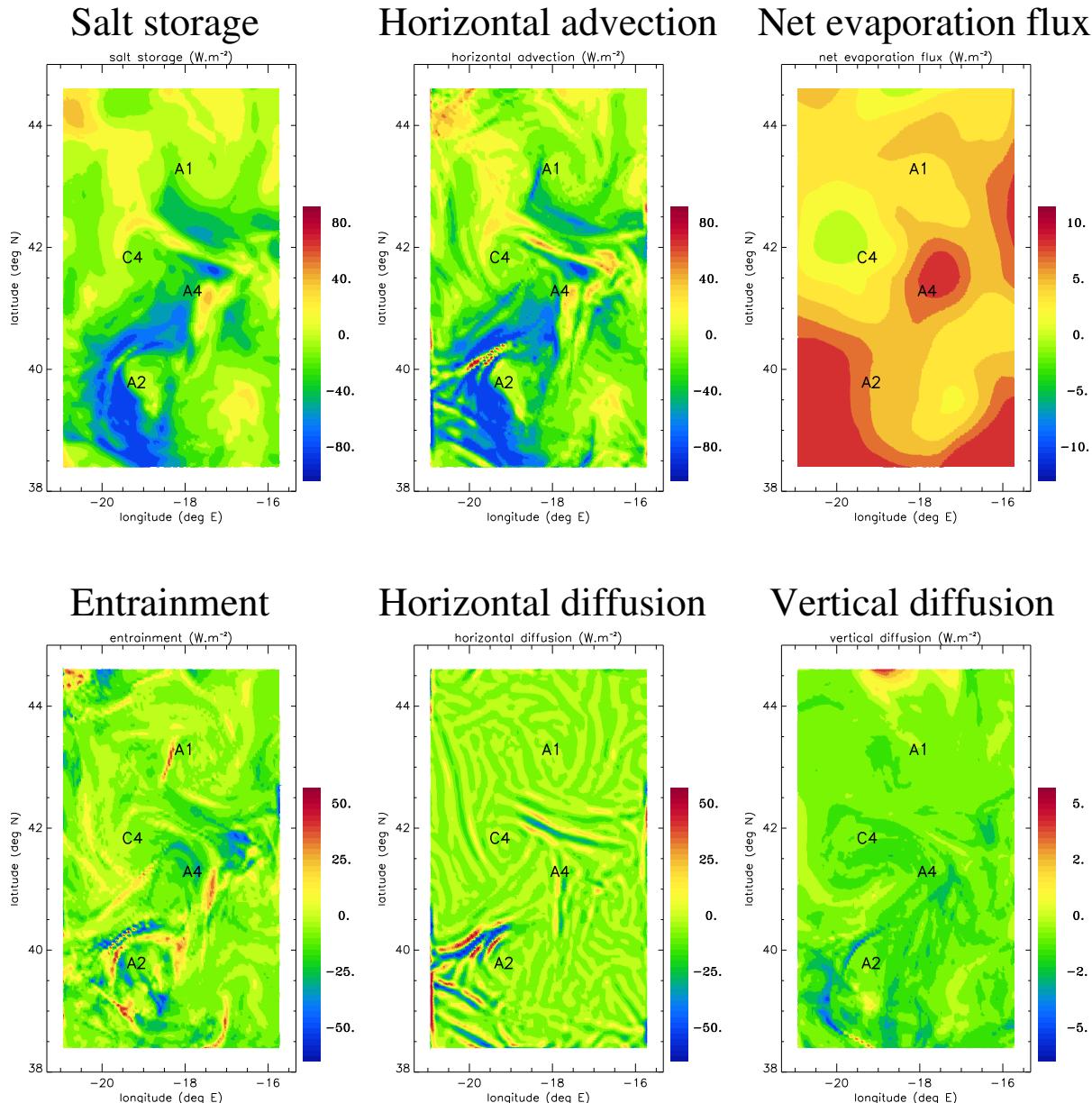


FIGURE 5.16 – Structure sur l'horizontale de chaque terme du bilan d'énergie thermique (moyenne sur 96 jours du 13 février au 20 mai). Les unités sont le $W.m^{-2}$. Les champs contiennent de la méso-échelle et de la subméso-échelle. A4 (tourbillon anticyclonique à cœur chaud) et C4 (tourbillon cyclonique à cœur froid) sont particulièrement faciles à identifier sur le champ de flux net d'évaporation. Notez que $-10 W.m^{-2}$ sont équivalents à une addition d'environ $1 mm.jour^{-1}$ d'eau douce.

Chapitre 6

Assimilation de courant

Les résultats présentés dans le chapitre 4 démontrent le réalisme d'une simulation de l'océan superficiel sur la zone POMME pendant un peu plus de trois mois sans assimilation de données au sens propre du terme. Cela a été notamment possible du fait que la méso-échelle, particulièrement active au printemps 2001, domine la circulation sur la zone et évolue relativement lentement à l'échelle du domaine sur ces trois mois. Il convient de noter toutefois que la température de surface de la mer et les bilans annuels d'énergie thermique et de sel ont été assimilés indirectement via les flux océan-atmosphère. Les profils de température de salinité aux bords latéraux ont également été assimilés indirectement via le traitement des frontières ouvertes. Cependant au-delà de ces trois mois cette méthode est insuffisante et la simulation n'est plus réaliste. D'autant plus que, la couche de mélange étant peu profonde, une petite erreur dans les termes des bilans d'énergie thermique et de sel conduit à une erreur plus importante en terme de température et de salinité dans la couche de mélange. Pourtant les résultats présentés dans le chapitre 5 suggèrent l'intérêt de prolonger la durée de la simulation pour réaliser une simulation d'une durée d'un an. Il devient alors nécessaire de guider l'évolution de la circulation méso-échelle dans le modèle.

Ce chapitre présente l'application au modèle OPA régional de la méthode d'assimilation de courant développée par *Giordani et al.* [2005a] pour réaliser une simulation annuelle à l'aide d'un modèle tri-dimensionnel simplifié sur la zone POMME [*Giordani et al.*, 2005b]. Dans un premier temps nous montrerons les inconvénients de la méthode classique utilisée pour guider l'évolution de la circulation dans les modèles, à savoir l'assimilation séquentielle d'anomalie de hauteur de la mer. Puis nous présenterons une méthode alternative et montrerons qu'elle ne présente pas les défauts de la méthode d'assimilation classique. Enfin les comparaisons de la simulation utilisant la méthode d'assimilation de courant avec les données démontreront sa validité.

6.1 Limitations de l'assimilation séquentielle classique

La méthode la plus classique pour guider l'évolution de la circulation méso-échelle dans un modèle est l'assimilation séquentielle d'anomalie de hauteur de la mer (SLA), donnée d'origine altimétrique. La méthode décrite dans *Gavart et al.* [1999] est implémentée dans le modèle OPA régional. Elle corrige la hauteur de la surface à partir d'un mode de variabilité verticale agissant sur la température et la salinité. Ce mode de variabilité consiste en un déplacement vertical

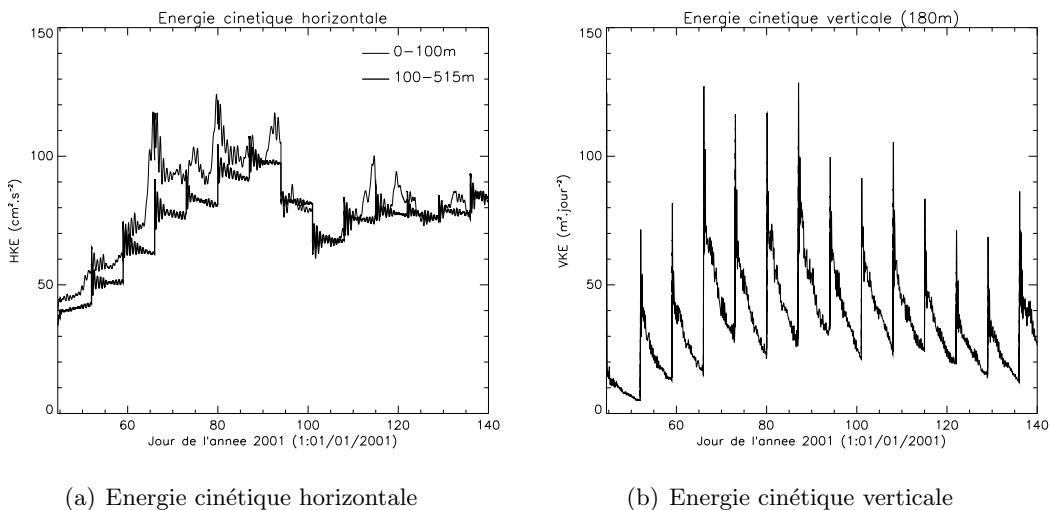


FIGURE 6.1 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique horizontale dans les couches 0-100 m et 100-515 m (image de gauche) et de l'énergie cinétique associée aux vitesses verticales à 180 m (image de droite) en moyenne sur la zone POMME dans une simulation avec assimilation des données altimétriques. Chaque séquence d'assimilation se traduit par une brusque variation de l'énergie cinétique horizontale moyenne et génère des ondes de gravité associées à des vitesses verticales intenses et irréalistes.

homogène de la colonne d'eau locale, suivant la technique proposée initialement par *Cooper and Haines* [1996]. Cela permet de conserver les propriétés des masses d'eau le long des isopycnies au cours de la procédure d'assimilation. Les vitesses sont corrigées en utilisant l'équation d'équilibre géostrophique sur l'incrément de pression résultant des différences de densité après et avant assimilation au dessus d'un niveau de référence. Ce niveau de référence est le même que celui utilisé pour le calcul du courant lors de l'initialisation du modèle (cf. chapitre 4). Une simulation utilisant une configuration identique de celle présentée dans les chapitres 4 et 5, mais assimilant la SLA selon cette méthode, a été réalisée. Les données altimétriques utilisées sont de type DUACS [*Le Traon et al.*, 1998], elles sont assimilées tous les 7 jours.

Cette méthode d'assimilation est efficace pour réduire les dérives du modèle et limiter le développement de circulations irréalistes [*Gavart et al.*, 1999], tout au moins à une échelle spatiale supérieure ou égale à celle des données assimilées. Toutefois ce type d'assimilation séquentielle crée un déséquilibre entre le champ de densité et le champ de courant à chaque séquence d'assimilation [*Robinson*, 1996]. Ce déséquilibre précède une phase d'ajustement géostrophique associée à une émission d'ondes de gravité (voir Figure 6.1(a)). Cette suite de variations brutales et d'ajustements génère des circulations et des processus irréalistes à méso-échelle et à submésoéchelle [*Giordani et al.*, 2005c]. En effet, les données assimilées sont d'une échelle spatiale plus grande que ces structures. Ces dernières ne sont donc pas contrôlées par l'assimilation puisque les données assimilées ne contiennent pas d'information dans la petite méso-échelle et dans la submésoéchelle. De plus la phase pendant laquelle le modèle ajuste le champ de courant corrigé avec le champ de densité corrigé est associée à des vitesses verticales intenses (Figure 6.1(b)). Ce type d'assimilation conduit donc à une simulation inadaptée pour une étude réaliste de processus physiques telle que celle présentée dans le chapitre 5. D'une part à cause des circulations et des proce-

sus irréalistes induits, d'autre part parce que certains processus font directement intervenir les vitesses verticales, comme le détraînement à la base de la couche de mélange.

La figure 6.2 confirme les résultats précédents. Elle montre que le modèle, en permanence dans une phase d'ajustement, ne peut pas développer de structures à submésoséchelle en accord avec la mésoséchelle car elles sont détruites à chaque séquence d'assimilation. C'est pourquoi les résultats de la simulation avec assimilation de SLA apparaissent moins réalistes que ceux de la simulation libre, vu les échelles considérées ici (cf. chapitre 4). Une telle simulation est inadaptée pour une étude de processus à une échelle inférieure à celle des structures assimilées, comme par exemple l'étude de processus présentée au chapitre 5.

Pour toutes ces raisons il est apparu nécessaire de mettre au point une méthode d'assimilation ne présentant pas ces inconvénients, tout en permettant d'étendre la durée de la simulation.

6.2 La méthode d'assimilation de courant

La méthode d'assimilation de courant utilisée ici est une adaptation au modèle OPA de la méthode développée par *Giordani et al.* [2005a]. Cette méthode s'est révélée très efficace dans le cadre de la modélisation régionale à haute-résolution et à longue échéance. Elle est en effet à ce jour la seule à avoir permis de réaliser sur la zone POMME une simulation réaliste sur une durée d'un an utilisant un modèle dynamique tridimensionnel [*Giordani et al.*, 2005b]. Le niveau de réalisme atteint par cette étude est assez exceptionnel pour une simulation régionale à une telle résolution (5 km sur l'horizontale) et sur une telle durée. Toutefois la réalisation de cette simulation a nécessité certains compromis.

La méthode repose en effet sur une simplification des équations primitives. Le gradient horizontal de pression du modèle n'est plus calculé en fonction du champ de densité du modèle, mais en fonction d'un champ de courant géostrophique prescrit (assimilé) via l'équation d'équilibre géostrophique :

$$\vec{U}_g = (1/\rho_0 f) \vec{k} \wedge \vec{\nabla}_h P.$$

La pression n'est donc plus une variable du modèle, et la composante verticale de l'équation sur la quantité de mouvement (l'équation d'équilibre hydrostatique) n'est plus nécessaire. Le système d'équations est donc dégénéré relativement au système d'équations primitives puisqu'il comporte une équation de moins. Cette méthode d'insertion directe laisse une certaine latitude au courant du modèle pour s'ajuster au courant assimilé. En effet si les ondes de gravité sont supprimées par le découplage entre le champ de densité et le champ de vitesse du modèle, les ondes d'inertie sont permises. Le courant du modèle peut donc s'ajuster au courant géostrophique prescrit, mais seulement à la fréquence de Coriolis qui agit comme une fréquence de relaxation. Ce point constitue un avantage important relativement aux travaux de *Qiu and Kelly* [1993] où le courant du modèle est prescrit, supprimant totalement le phénomène d'ajustement géostrophique et les processus physiques associés. Il constitue également un avantage important relativement au rappel newtonien utilisé par exemple dans *Stutzer and Krauss* [1998]. Ce type de rappel est en effet susceptible de générer des processus physiques irréalistes et incontrôlables.

L'efficacité de cette méthode est liée au fait qu'aux latitudes considérées (autour de 42°N), les structures que l'on souhaite assimiler (structures de plus de 50 km de diamètre) sont de taille

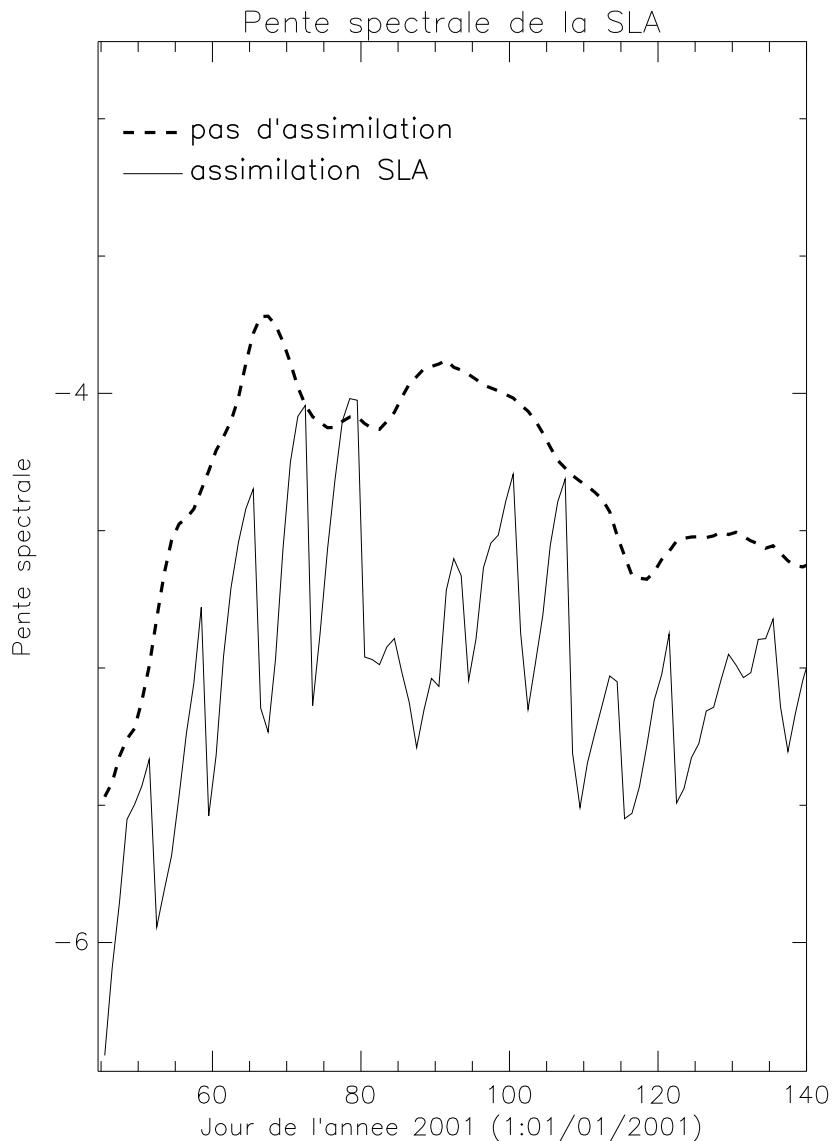


FIGURE 6.2 – Evolution temporelle de la pente spectrale de la SLA entre la méso-échelle et la submésoséchelle, en moyenne sur le domaine POMME. Le calcul de cette quantité est présenté au chapitre 4. Cette quantité permet de comparer la contribution relative de la méso-échelle et de la submésoséchelle à la variance totale. Plus la valeur de la pente spectrale est élevée, plus la submésoséchelle est importante relativement à la mésoséchelle. Au début de la simulation libre, sur une durée d'environ 10 jours, le modèle développe les structures à submésoséchelle autorisées par sa résolution en accord avec la mésoséchelle contenue dans l'état initial. Il s'agit d'une reconstitution de l'information manquante dans l'état initial du fait de sa résolution inférieure à celle du modèle. Dans la simulation avec assimilation de la SLA ce processus se répète à chaque séquence d'assimilation. La submésoséchelle n'a donc jamais le temps de se développer suffisamment pour être en accord avec la mésoséchelle contenue dans le champ assimilé, et donc finalement dans le champ du modèle.

suffisante pour que l'on soit dans le domaine de validité de l'approximation géostrophique. Le gradient horizontal de pression et le terme de vorticité planétaire sont donc les deux termes dominants dans l'équation sur la quantité de mouvement. Or *Bougeault and Sadourny* [2001] ont montré, à partir du modèle de Saint-Venant, que dans cette situation d'échelle le champ de vitesse doit s'ajuster sur le champ de masse. Il convient par conséquent de travailler sur le terme de pression, le terme de vorticité s'ajustant sur ce dernier.

Un autre point fort de cette technique est qu'elle assimile directement via le terme de gradient horizontal de pression et non via le champ de masse. Elle n'introduit ni sources ni puits artificiels de traceur dynamique (température et salinité), contrairement à ce qui est fait par exemple dans *Sarmiento and Bryan* [1982], ce qui est de première importance pour l'utilisation du modèle pour des études de processus physiques et biologiques. De plus *Robinson* [1996] a montré, dans une simulation utilisant un modèle aux équations primitives sur l'Atlantique nord-ouest, que la qualité de la simulation était bien meilleure quand les données assimilées agissaient sur le courant du modèle que lorsqu'elles agissaient sur la température et la salinité, en particulier pour les structures méso-échelles.

Un dernier point fort de cette technique est de guider continuellement le modèle avec les données. Elle constitue une méthode d'assimilation douce limitant fortement les problèmes associés aux méthodes d'assimilation séquentielle (section 6.1). Le courant géostrophique est en effet utilisé à chaque pas de temps par les équations du modèle. L'étude de *Robinson* [1996] montre également que cette façon de procéder est plus efficace que l'assimilation séquentielle.

La principale difficulté est alors de trouver à chaque pas de temps le courant le plus réaliste possible qui serait en équilibre géostrophique avec la distribution de densité réelle de l'océan. Ces données peuvent provenir d'un système de prévision opérationnel, d'analyses utilisant des données réelles, ou encore de climatologies. La qualité de ces données est bien sûr très importante. Dans le cadre de POMME, des analyses de fonction de courant issues du modèle quasi-géostrophique SOPRANE (S. Giraud, communication personnelle) étaient disponibles. Ce modèle assimile les données altimétriques tous les 7 jours et fournit une fonction de courant tous les 7 jours également sur une large zone de l'Atlantique nord-est contenant la zone POMME, avec un résolution de 10 km sur l'horizontale et 10 niveaux sur la verticale. Les analyses de courant géostrophique sont déduits de la fonction de courant par différence finie. Le courant géostrophique à assimiler est calculé à chaque pas de temps par une interpolation linéaire temporelle.

Devant le succès de cette technique dans le modèle d'océan simplifié de *Giordani et al.* [2005a], il était naturel de l'adapter au modèle OPA régional. La différence principale entre l'implémentation de la méthode dans OPA régional et dans le modèle de *Giordani et al.* [2005a] est relative au traitement du gradient horizontal de pression utilisé par le modèle dans l'équation sur la quantité de mouvement. Le gradient horizontal de pression utilisé par le modèle ($\vec{\nabla}_h P$) est exprimé ici comme une combinaison du gradient horizontal de pression qui résulte du champ de densité du modèle ($\vec{\nabla}_h P_m$) et du gradient horizontal de pression associé au champ de densité avec lequel le courant assimilé serait en équilibre géostrophique ($\vec{\nabla}_h P_{U_G}$) :

$$\vec{\nabla}_h P = (1 - \alpha) \vec{\nabla}_h P_m + \alpha \vec{\nabla}_h P_{U_G}, \text{ avec } 0 \leq \alpha \leq 1$$

Alors que la simulation libre correspond au cas $\alpha = 0$, les études de *Giordani et al.* [2005a] et *Giordani et al.* [2005b] correspondent au cas $\alpha = 1$. Choisir une valeur de $\alpha < 1$ a deux avantages. D'une part, cela permet de tenir compte des erreurs et incertitudes relatives aux données assimilées. D'autre part, cela est susceptible d'améliorer le réalisme du modèle relativement aux processus se déroulant à petite échelle. En effet nous avons vu qu'avec $\alpha = 1$ le spectre des ondes d'inertie-gravité était réduit aux seules ondes d'inertie. Si les ondes d'inertie-gravité se réduisent effectivement aux ondes d'inertie lorsque l'échelle spatiale est suffisamment grande, cela n'est plus le cas aux petites échelles, le premier rayon de déformation barocline (environ 30 km dans la zone) donnant un bon ordre de grandeur de l'échelle de transition. La vitesse de phase des ondes de gravité étant réduite par le facteur $\sqrt{1 - \alpha}$, la dynamique représentée par les équations du modèle à petite échelle est d'autant plus correcte que α est petit. Une autre formulation de ce point consiste à dire que plus α est petit, plus les interactions entre la petite échelle et les échelles plus grandes sont représentées de façon réaliste. Parallèlement la dynamique à méso-échelle, autour de laquelle la dynamique à submésoéchelle s'articule, est d'autant plus réaliste que α est grand (en supposant les données assimilées parfaites). Un compromis est donc nécessaire, et les différents tests réalisés nous ont conduits à adopter une valeur de $\alpha = 0.5$. Notons que les études de *Sheng et al.* [2001] et *Eden et al.* [2004] assimilent des densités climatologiques et dans un contexte grande-échelle en utilisant un formalisme comparable et retiennent la même valeur pour leur équivalent de notre α .

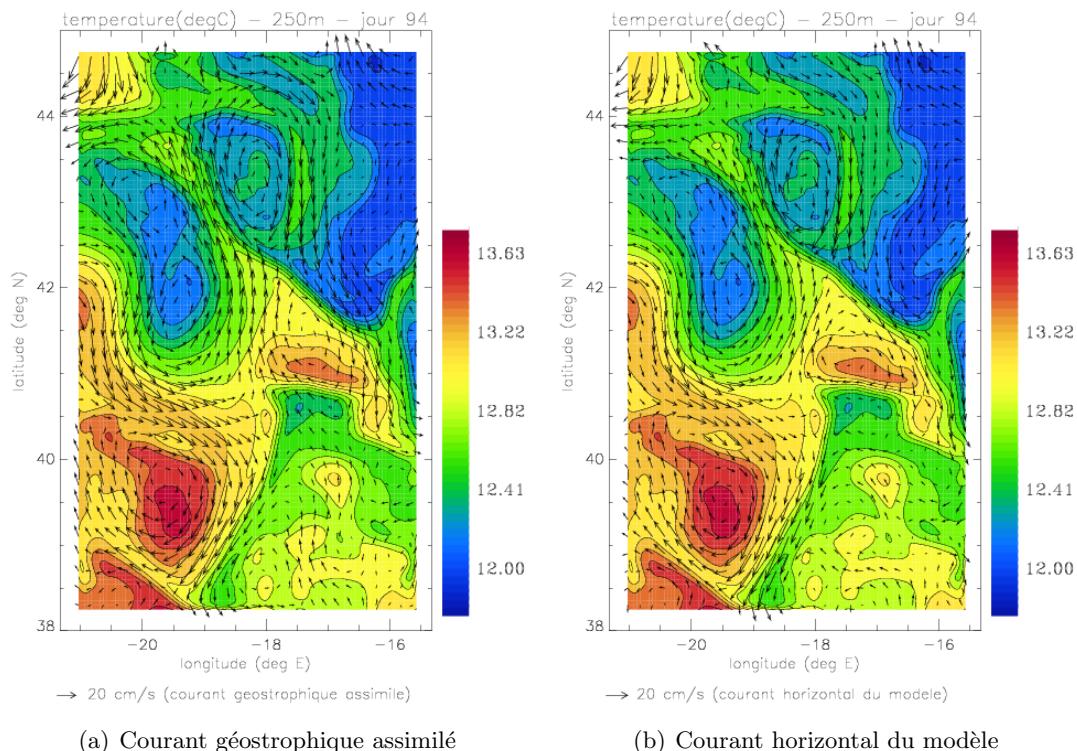


FIGURE 6.3 – Température et courant géostrophique assimilé (image de gauche) ou courant horizontal du modèle (image de droite) à 250 m de profondeur le 3 avril 2001 (P2L1). Le courant du modèle est bien guidé par le courant assimilé, de plus le champ de température s'est correctement adapté au champ de courant assimilé.

6.3 Résultats sur la période POMME1-POMME2

Une simulation a été réalisée sur la même période et dans la même configuration que la simulation libre présentée au chapitre 4 mais avec assimilation du courant géostrophique issu de SOPRANE de façon à tester la validité de la méthode.

6.3.1 Validations élémentaires

Le courant horizontal et le champ de température du modèle s'adaptent correctement au champ de courant assimilé (Figure 6.3). Le courant chaud remontant vers le nord du tourbillon anticyclonique A2 vers le tourbillon anticyclonique A1, ainsi que le courant froid se dirigeant vers le sud dans le quart nord-est du domaine, semblent plus en accord avec les données que dans la simulation libre.

La Figure 6.4 montre que l'assimilation continue de courant ne génère pas de choc au niveau de l'énergie cinétique horizontale, contrairement à l'assimilation séquentielle de hauteur de la mer. De plus la décroissance progressive de l'énergie cinétique horizontale moyenne dans la simulation libre n'est pas observée dans la simulation avec assimilation de courant. L'apport d'énergie par le courant assimilé permet de compenser les pertes dues à la diffusion numérique, ce qui est essentiel pour pouvoir étendre la durée de la simulation. Enfin la structure verticale

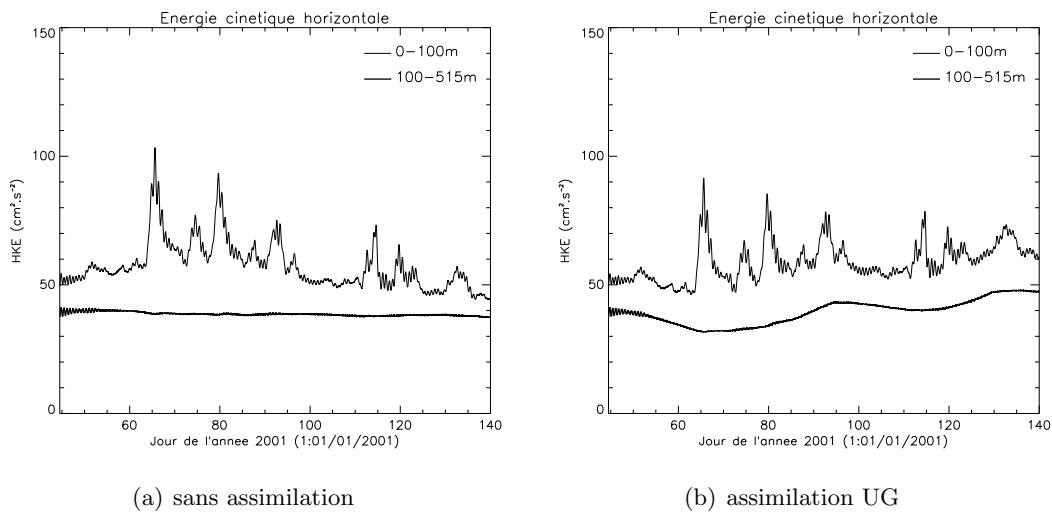


FIGURE 6.4 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique horizontale moyenne sur le domaine POMME dans la simulation libre (image de gauche) et dans la simulation avec assimilation de courant (image de droite). Les deux courbes correspondent aux couches 0-100 m et 100-515 m, respectivement. Contrairement à la simulation avec assimilation séquentielle de hauteur de la mer, l'assimilation continue de courant ne génère pas de brusque variation de l'énergie cinétique horizontale moyenne, ce qui évite l'émission d'ondes de gravité irréalistes.

de l'énergie cinétique horizontale moyenne sur le domaine POMME est bien respectée.

Le comportement de l'énergie cinétique associée aux vitesses verticales est très similaire dans la simulation libre et dans la simulation avec assimilation de courant (Figure 6.5). Après une phase d'ajustement du courant initial avec le champ de densité initial, l'énergie cinétique associée aux vitesses verticales reste inférieure à $10 \text{ m}^2.\text{jour}^{-2}$ en moyenne sur la zone. Ce résultat confirme l'absence de réaction néfaste du modèle pour des études de processus.

Enfin, contrairement à la simulation avec assimilation séquentielle, l'évolution de la pente spectrale de la SLA dans la simulation avec assimilation de courant se fait de façon très comparable à celle de la simulation libre (Figure 6.6). Après la phase initiale de développement des structures à submésoscale en accord avec la mésoscale contenue dans l'état initial, la pente spectrale demeure légèrement supérieure dans la simulation avec assimilation de courant. De même la pente spectrale associée à la profondeur de couche de mélange dans la simulation avec assimilation de courant est très proche de la pente spectrale dans la simulation libre. Enfin l'énergie cinétique associée aux vitesses verticales à 180 m est légèrement supérieure dans la simulation avec assimilation de courant à celle de la simulation libre (Figure 6.5). La submésoscale est donc au moins aussi développée dans la simulation avec assimilation de courant que dans la simulation libre, relativement à la mésoscale. L'atténuation de la submésoscale par l'assimilation d'un champ de courant qui n'en contient pas est donc largement compensée par le renforcement des structures de mésoscale dont la submésoscale est issue (non linéairement).

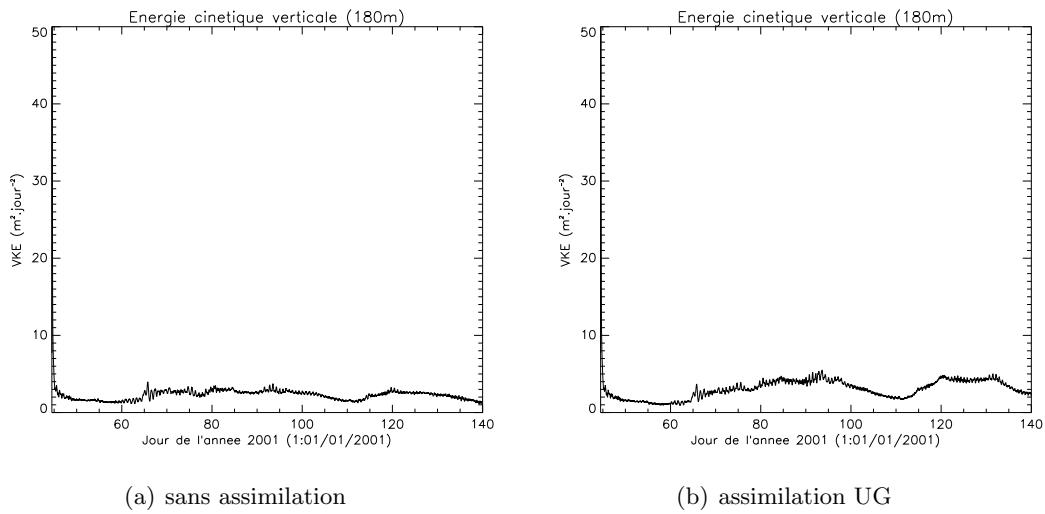


FIGURE 6.5 – Evolution temporelle de l'énergie cinétique associée aux vitesses verticales à 180 m, en moyenne sur la zone POMME dans la simulation libre (image de gauche) et dans la simulation avec assimilation de courant (image de droite). Contrairement à la simulation avec assimilation séquentielle de hauteur de la mer, l'assimilation continue de courant ne génère pas de vitesses verticales grossièrement irréalistes.

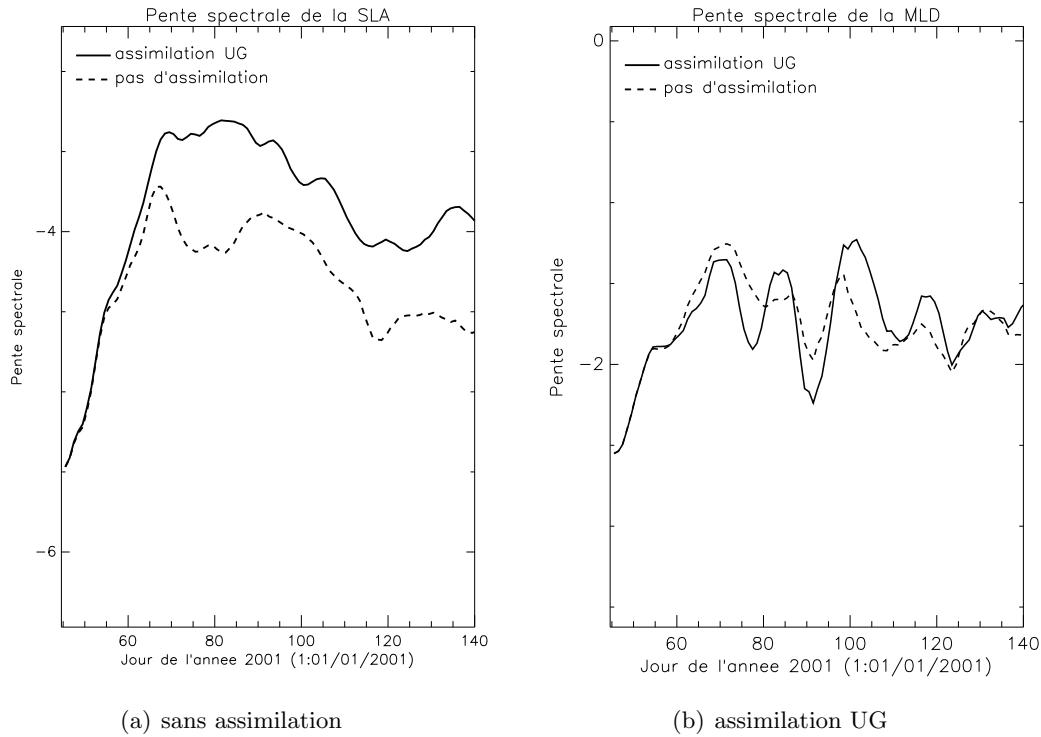


FIGURE 6.6 – Evolution temporelle de la pente spectrale de la SLA (image de gauche) et de la profondeur de couche de mélange (image de droite) entre la méso-échelle et la submésoéchelle, en moyenne sur le domaine POMME. Le calcul de cette quantité est présenté au chapitre 4. Contrairement à la simulation avec assimilation séquentielle, l'évolution de la pente spectrale dans la simulation avec assimilation de courant se fait de façon très comparable à celle de la simulation libre.

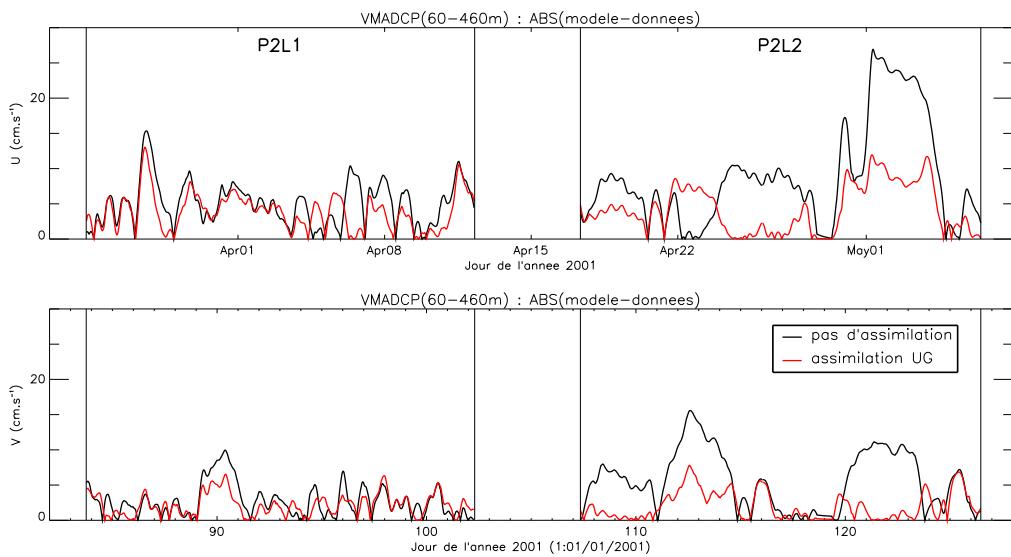


FIGURE 6.7 – Comparaison des écarts entre les courants horizontaux du modèle et les données du VMADCP pour la simulation libre (trait noir) et pour la simulation avec assimilation de courant (trait rouge) à POMME2. L’assimilation de courant permet d’obtenir des courants plus proches des observations, en particulier à P2L2.

6.3.2 Comparaisons avec les données de POMME2

L’amélioration la plus importante apportée par la méthode d’assimilation est relative aux courants horizontaux (Figure 6.7). Si les différences sont minimes à P1L1 et à P1L2, elles deviennent plus importantes à P2L1 et surtout à P2L2. Si la corrélation vectorielle [Vialard, 1977] entre les courants dans la simulation libre et dans les données est encore de 0.70 sur la période de P1L1 à P2L1 (février à mi-avril 2001), elle n’est plus que de 0.53 sur la période de P1L1 à P2L2 (février à mai 2001), alors que cette corrélation vectorielle reste constante égale à 0.74 dans la simulation avec assimilation. L’apport de l’assimilation de courant est donc logiquement d’autant plus grand que l’on se place loin de l’état initial. La constance de la corrélation vectorielle dans la simulation avec assimilation montre que cette dernière permet de maintenir le même degré de réalisme au cours du temps. Sur la période de P2L1 à P2L2, la corrélation vectorielle est considérablement améliorée par l’assimilation de courant, elle atteint en effet 0.74 au lieu de 0.27. L’assimilation de courant réduit également de près de 40 % en moyenne sur les deux composantes la valeur absolue de l’écart entre les courants horizontaux in situ et simulés (calcul effectué pour chaque composante prise séparément).

Si le courant du modèle est bien contraint par le courant assimilé, il est important de vérifier que le champ de densité du modèle n’est pas dégradé par l’assimilation mais au contraire s’ajuste correctement sur le courant. Une première validation importante concerne le transport horizontal barocline par le courant géostrophique dans la couche 20-1670 m estimé à partir du champ de densité à P2L1 (Figure 6.8). La réalisation d’un réseau de CTD sur une grille régulière lors de la première partie des campagnes POMME1 et POMME2 a permis d’effectuer ces calculs à partir des données. Les transports horizontaux baroclines zonaux et méridiens ont été calculés selon la méthode classique décrite dans Fofonoff [1962] pour chaque sous-région définie par quatre CTD.

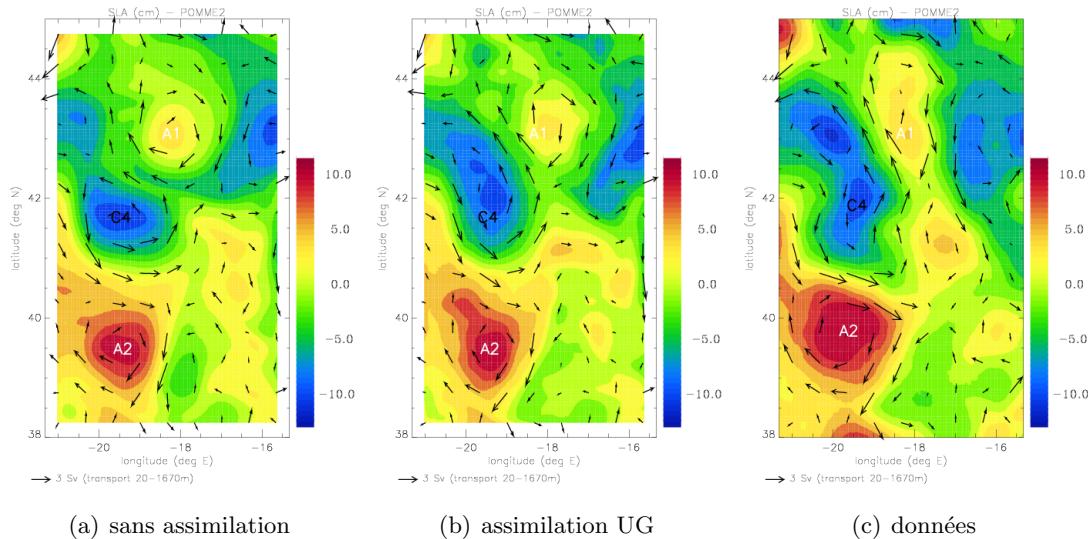


FIGURE 6.8 – Anomalie de hauteur de la mer et transport horizontal barocline par le courant géostrophique dans la couche 20-1670 m estimés à partir du champ de densité à P2L1 dans la simulation libre (image de gauche), la simulation avec assimilation de courant (image du milieu), et les données du réseau hydrologique de P2L1 (image de droite).

Ils sont représentés par un vecteur situé au centre de cette sous-région. L’assimilation améliore le réalisme du transport vers le nord entre A2 et A1 et du transport vers le sud issu du quart nord-est du domaine. Le principal défaut de la simulation libre, à savoir un transport vers l’ouest trop marqué au sud de A1, est corrigé par l’assimilation de courant. Cette validation intégrée sur la colonne d’eau est importante car elle montre que non seulement l’assimilation de courant respecte bien la structure à méso-échelle du champ de densité du modèle sur toute la colonne d’eau, mais qu’en plus elle l’améliore. La corrélation vectorielle entre l’anomalie de transport horizontal barocline (relativement au réseau de CTD de P1L1) dans la couche 20-1670 m à la date du réseau de CTD de P2L1 (3 avril 2001) est améliorée par l’assimilation de courant. Elle atteint 0.82 au lieu de 0.80. L’assimilation de courant réduit également de 6 % en moyenne sur les deux composantes la valeur absolue de l’écart entre les transports in situ et les transports simulés (calcul effectué pour chaque composante prise séparément).

Le tableau 6.1 présente plusieurs comparaisons de la simulation libre et de la simulation avec assimilation de courant avec les données de POMME2. D’une part il présente les corrélations entre les champs du modèle et les données pour la simulation sans assimilation et la simulation avec assimilation de courant. D’autre part il présente la réduction par l’assimilation de courant de la valeur absolue de l’écart entre le modèle et les données (relativement à la simulation sans assimilation). Ces statistiques complémentaires sont obtenues en comparant les séries temporelles observées et simulées le long de la trajectoire du bateau lors de la campagne POMME2, sauf pour les transports décrits précédemment. Si le courant horizontal est la variable la plus nettement améliorée, dans l’ensemble le champ de densité du modèle est également plus réaliste, que ce soit en surface ou dans l’océan superficiel. La comparaison avec les données du thermosalinographe (TSG) montre une amélioration des corrélations pour la température et la salinité de

| Corrélation modèle/données | (1) SST | (2) SSS | (3) T200 | (4) S200 | (5) Hdyn | (6) MLD | (7) (U,V) | (8) Trans |
|---|------------|------------|-------------|-------------|-------------|------------|--------------|--------------|
| sans assimilation | 0.88 | 0.79 | 0.80 | 0.80 | 0.83 | 0.54 | 0.27 | 0.80 |
| assimilation UG | 0.90 | 0.81 | 0.84 | 0.79 | 0.86 | 0.66 | 0.74 | 0.82 |
| Réduction écart modèle/données par l'assimilation | 18 % | 5 % | 4 % | 9 % | 5 % | 12 % | 39 % | 6 % |

TABLE 6.1 – Corrélations entre le modèle et les données sur la période de P2L1 à P2L2 pour la simulation sans assimilation (deuxième ligne) et pour la simulation avec assimilation de courant (troisième ligne). Réduction par l'assimilation de courant de la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données cumulée sur la même période (quatrième ligne). Les résultats sont améliorés par l'assimilation de courant. (1),(2) : température et salinité de surface issues du TSG ; (3),(4),(5),(6) : température à 200m, salinité à 200m, hauteur dynamique dans la couche 20-500 m et profondeur de couche de mélange issus des CTD ; (7) Courant horizontal issu du VM-ADCP dans la couche 60-460 m ; (8) Anomalie de transport horizontal barocline (relativement au réseau de CTD de P1L1) dans la couche 20-1670 m à la date du réseau de CTD de P2L1 (3 avril 2001).

surface (SST et SSS), mais surtout une réduction par l'assimilation de courant de la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données de près de 20 % pour la SST (et de 5 % pour la SSS). La comparaison avec les données des CTD montre une amélioration concernant la température et la salinité à 200m. Si la corrélation est très légèrement dégradée par l'assimilation pour la salinité à 200m, la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données est en revanche réduite de près de 10 % par l'assimilation de courant, la comparaison reste donc largement à l'avantage de la simulation avec assimilation. Il en est de même pour la hauteur dynamique dans les 500 premiers mètres calculée à partir des CTD. Enfin un champ très important pour les études de processus dans l'océan superficiel est la profondeur de couche de mélange, qui est déduit de la distribution de densité. L'amélioration apportée par l'assimilation de courant est ici assez importante, la corrélation atteint 0.66 au lieu de 0.54, ce qui est une excellente valeur étant donné la difficulté de la comparaison. De plus la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données est réduite de 12 % par l'assimilation de courant, ce qui est loin d'être négligeable.

Les résultats précédents sont relatifs à la zone POMME dans son ensemble. Nous allons maintenant considérer des données plus locales, en étudiant les données à haute-résolution du TowYo fin avril 2001 (P2L2), en particulier la troisième section (TowYo3). La Figure 6.9(b) présente le trajet du TowYo3 superposé au champ de SLA obtenu à partir des données des satellites TOPEX/Poseidon et ERS-2. Le TowYo se dirige d'abord vers le nord-est, de la périphérie du tourbillon anticyclonique A4 (début de la section) vers le cœur du tourbillon cyclonique C5B, il atteint ce dernier au kilomètre 82. Puis, entre le kilomètre 82 et le kilomètre 234, il se dirige vers le nord-ouest, du centre de C5B vers la périphérie du tourbillon anticyclonique A1. Enfin, entre le kilomètre 234 et la fin de cette section, le TowYo se dirige vers le nord en traversant A1. Ce parcours, réalisé en un peu plus de deux jours, est d'une grande qualité quant à sa position relative aux structures méso-échelles pertinentes de cette sous-région du domaine POMME.

Les coupes verticales de température et de salinité issues de cette section sont données Figure 6.10. Le centre du cœur du tourbillon cyclonique C5B, froid et peu salé relativement à son environnement, est matérialisé par un trait blanc au kilomètre 82. Le tourbillon anticyclonique A1 est matérialisé par un trait blanc au kilomètre 305, son centre est froid et peu salé relativement à son environnement dans les 600 premiers mètres. A côté de ces deux structures mésoscales majeures, des structures de plus petite taille, chaudes et salées relativement à leur environnement, sont visibles. La première est matérialisée par un trait noir au kilomètre 148, près du bord nord-ouest du tourbillon C5B. Elle précède une assez forte anomalie négative de température et de salinité d'une dizaine de kilomètres de large située entre 500 et 700 m. La seconde est matérialisée par un trait noir au kilomètre 335, près du bord nord du tourbillon A1.

La Figure 6.11 présente les mêmes coupes verticales mais cette fois à partir de la température et de la salinité dans la simulation avec assimilation de courant. Les structures repérées dans les coupes issues des données sont présentes et représentées de façon très satisfaisante par le modèle. La position et la taille des tourbillons mésoscales C5B et A1 sont correctes. La coupe horizontale de la Figure 6.13(b) permet de faire le lien entre les deux structures chaudes et salées associées aux traits noirs sur les coupes verticales entre 0 et 300 m de profondeur (Figures 6.10 et 6.11). Il s'agit en effet très vraisemblablement de la trace de l'enroulement autour du tourbillon A1 de la remontée d'eau chaude en provenance du sud du domaine. Ces deux structures de submésoscale localisées dans les couches de surface sont associées à des structures froides et peu salées plus en profondeur, entre 500 et 700 m. La coupe horizontale de la Figure 6.14(b) permet de les interpréter comme un enroulement autour du tourbillon A1 d'eau froide et peu salée issue du nord-est et du nord-ouest du domaine, respectivement. En particulier l'anomalie négative de température et de salinité d'une dizaine de kilomètres de large située aux alentours du kilomètre 160 entre 500 et 700 m dans les données (Figure 6.10) est bien marquée à la fois en température et en salinité dans le modèle (Figure 6.11). Ces détails sont importants car ils apportent des informations que seules les données à haute-résolution de ce type peuvent fournir. Ils suggèrent en effet que la submésoscale représentée par le modèle n'est pas liée à un artefact numérique. Une critique relative aux champs du modèle pourrait porter sur leurs gradients horizontaux, plus faibles que ceux des données dans l'ensemble. Mais il faut garder à l'esprit l'écart de résolution entre les données et le modèle : un rapport de 3 sur l'horizontale, et un rapport de 5 et plus sur la verticale. Il faut noter surtout l'apport de l'assimilation de courant, en comparant les données avec les coupes issues de la simulation libre (Figure 6.12). Ces dernières sont nettement plus éloignées des données, les gradients horizontaux étant bien plus faibles que dans la simulation avec assimilation, et les structures submésoscales bien plus discrètes, comme cela était prévisible à la vue des Figures 6.13(a) et 6.14(a).

Le tableau 6.2 quantifie l'amélioration apportée par l'assimilation de courant dans la comparaison avec le TowYo2 et le TowYo3 de P2L2. Le TowYo2 précède le TowYo3, c'est une section d'environ 230 km réalisée du bord nord du tourbillon cyclonique C4 jusqu'à une zone proche du centre du tourbillon C5B (voir Figure 6.9(a)). Les corrélations entre le modèle et les données et la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données cumulée dans la couche 50-500 m sont très nettement améliorées par l'assimilation de courant. Le modèle se montre un peu moins performant en ce qui concerne la température du TowYo3 dans les 100 à 150 premiers mètres.

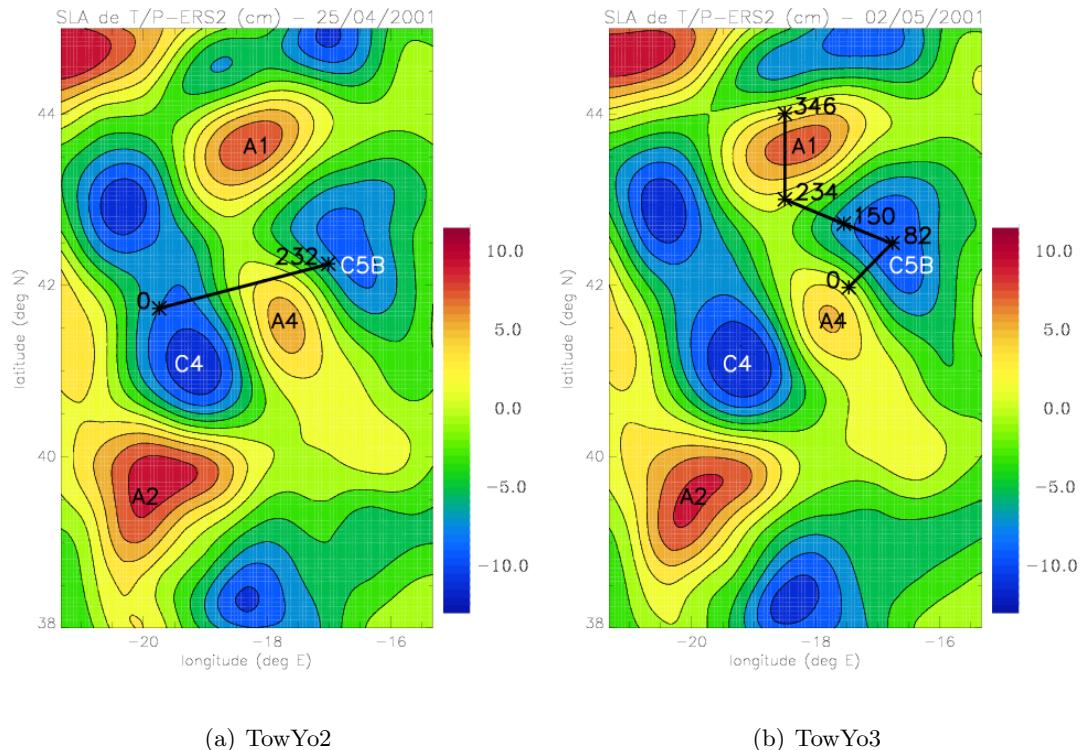


FIGURE 6.9 – Anomalie de hauteur de la mer (SLA) obtenue à partir des données des satellites TOPEX/Poseidon et ERS-2 à la date la plus proche de celle du TowYo2 (image de gauche) et du TowYo3 (image de droite). Le trajet du TowYo est matérialisé par un trait noir, les numéros en noir correspondent à la distance en kilomètres parcourue par le TowYo depuis son départ. Le nom de certains tourbillons méso-échelles est noté. Il s'agit des tourbillons anticycloniques A1, A2 et A4, et des tourbillons cycloniques C4 et C5B.

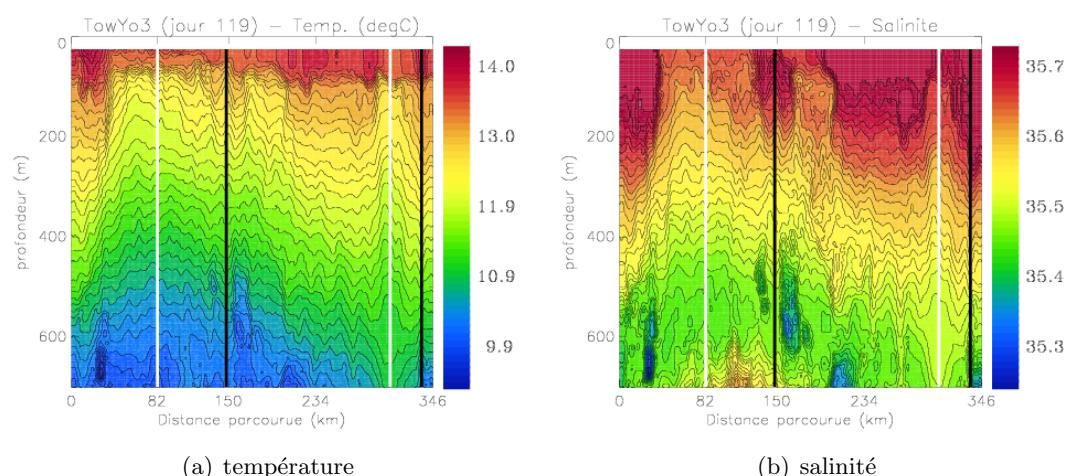


FIGURE 6.10 – Température (image de gauche) et salinité (image de droite) mesurées par le TowYo3 (29 avril 2001, P2L2). Les deux traits blancs matérialisent la position du coeur des tourbillons C5B (kilomètre 82) et A1 (kilomètre 305), respectivement. Les deux traits noirs matérialisent la position de deux bandes d'eau chaude (et salée) dans un environnement plus froid (et moins salé). Figures réalisées par L. Prieur.

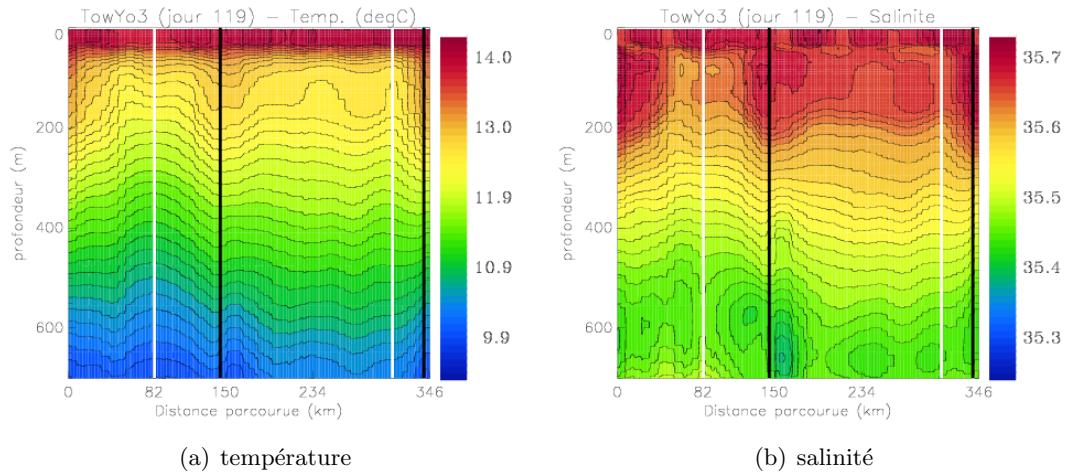


FIGURE 6.11 – Température (image de gauche) et salinité (image de droite) sur la trajectoire du TowYo3 dans la simulation avec assimilation de courant (29 avril 2001, P2L2). Les deux traits blancs matérialisent la position du coeur des tourbillons C5B (kilomètre 82) et A1 (kilomètre 305), respectivement. Les deux traits noirs matérialisent la position de deux bandes d'eau chaude (et salée) dans un environnement plus froid (et moins salé).

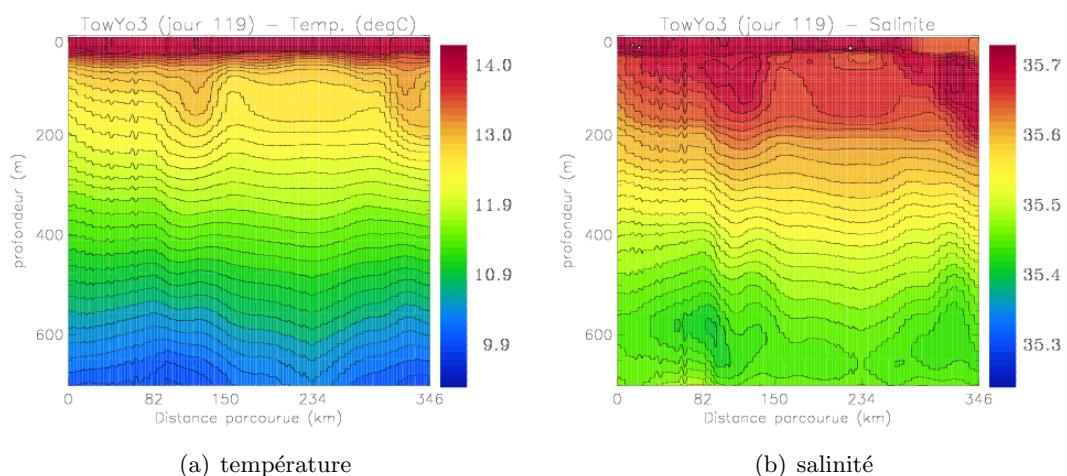


FIGURE 6.12 – Température (image de gauche) et salinité (image de droite) sur la trajectoire du TowYo3 dans la simulation libre (29 avril 2001, P2L2).

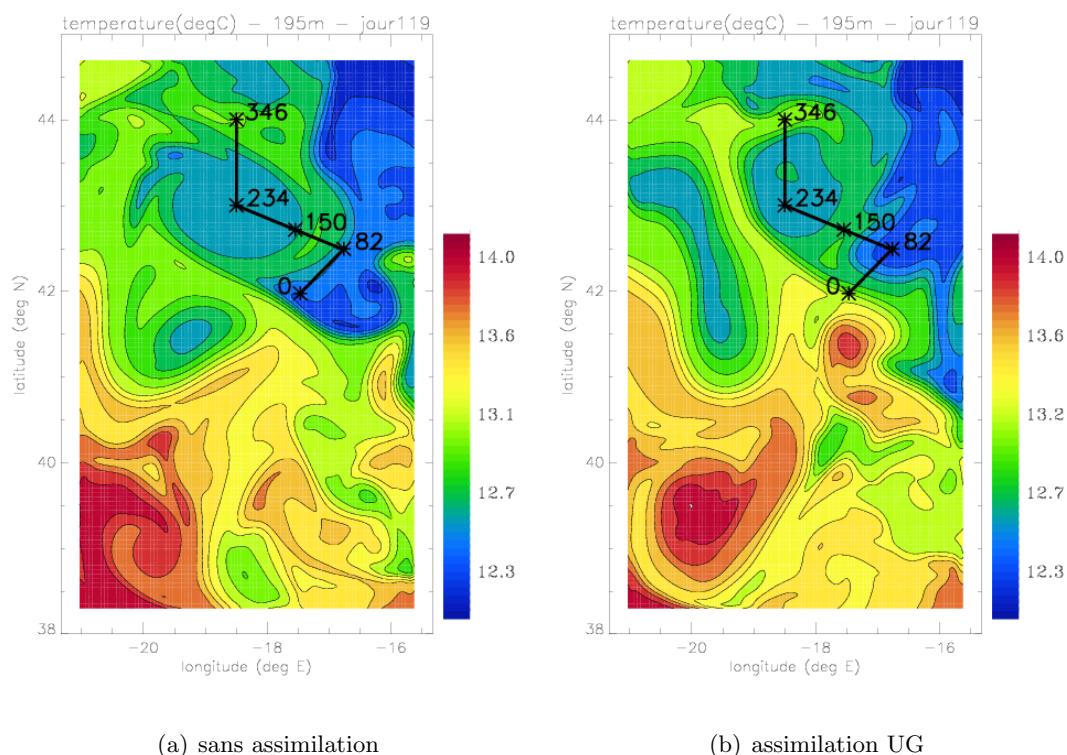


FIGURE 6.13 – Température à 200 m de profondeur le 29 avril 2001 (date moyenne du TowYo3 de P2L2) dans la simulation libre (image de gauche) et dans la simulation avec assimilation de courant (image de droite). Le trajet du TowYo3 est matérialisé par un trait noir, les numéros en noir correspondent à la distance en kilomètres parcourue par le TowYo3 depuis son départ.

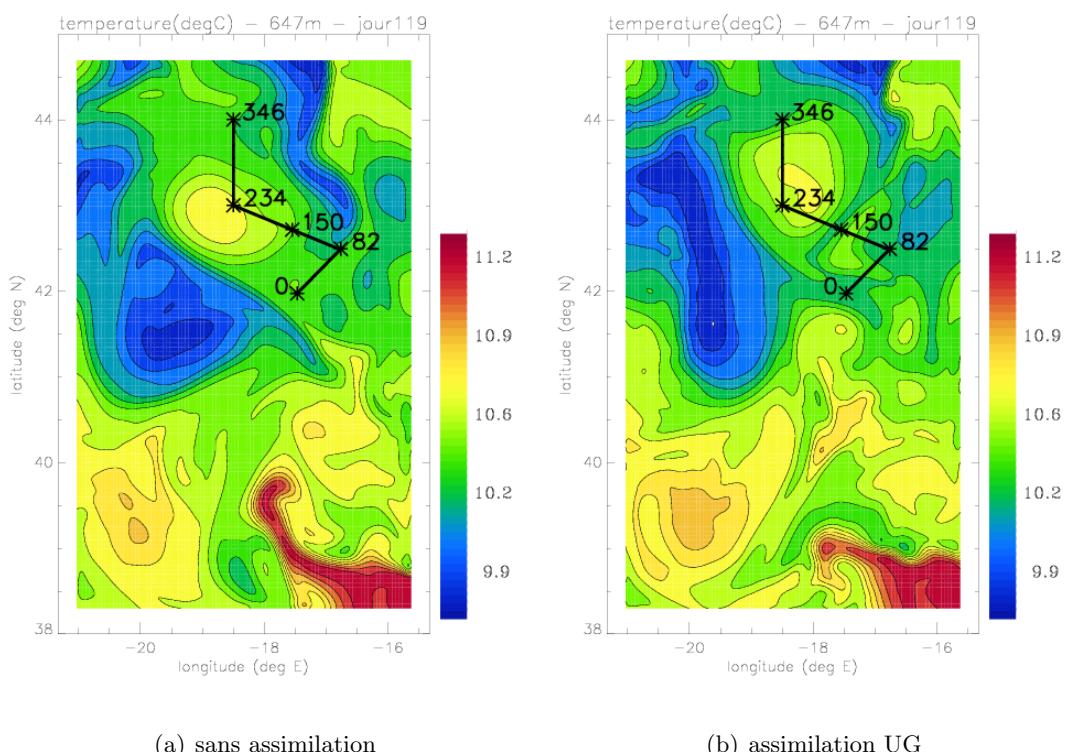


FIGURE 6.14 – Température à 650 m de profondeur le 29 avril 2001 (date moyenne du TowYo3 de P2L2) dans la simulation libre (image de gauche) et dans la simulation avec assimilation de courant (image de droite). Le trajet du TowYo3 est matérialisé par un trait noir, les numéros en noir correspondent à la distance en kilomètres parcourue par le TowYo3 depuis son départ.

| Corrélation modèle/données | TowYo2 T | TowYo2 S | TowYo3 T | TowYo3 S |
|---|-------------|-------------|-------------|-------------|
| sans assimilation | 0.51 | 0.51 | 0.09 | 0.16 |
| assimilation UG | 0.74 | 0.72 | 0.64 | 0.72 |
| Réduction écart modèle/données par l'assimilation | 40 % | 34 % | 27 % | 26 % |

TABLE 6.2 – Corrélations entre le modèle et les données sur les sections à haute résolution 2 et 3 réalisées lors de P2L2 (TowYo2 et TowYo3) pour la simulation sans assimilation (deuxième ligne) et pour la simulation avec assimilation de courant (troisième ligne). Réduction par l'assimilation de courant de la valeur absolue de l'écart entre le modèle et les données cumulée (quatrième ligne). Ces statistiques sont calculées niveau par niveau et moyennées ensuite dans la couche 50-500 m. Les résultats sont très nettement améliorés par l'assimilation de courant, à la fois pour la température (T) et pour la salinité (S).

Une hypothèse possible est que la variabilité intra-journalière des flux thermiques a une plus grande importance dans cette section, le modèle étant forcé avec des flux journaliers.

L'assimilation de courant a donc permis d'améliorer notablement la simulation sur la zone POMME, en particulier au-delà d'environ 60 jours de simulation, l'amélioration est par ailleurs encore plus marquée pour une simulation plus longue (travail en cours). De plus les données à haute résolution suggèrent que la submésoscale représentée par le modèle avec assimilation de courant est réaliste. Enfin cette méthode ne présente pas les inconvénients de l'assimilation séquentielle de hauteur de la mer, relativement à certains points importants pour des études de processus. La section suivante propose donc logiquement d'évaluer les conséquences de l'assimilation de courant sur les processus étudiés dans le chapitre 5.

6.4 Impact sur l'étude des processus dans l'océan superficiel

La Figure 6.15 présente les bilans d'énergie thermique dans la couche de mélange pour la simulation libre et la simulation avec assimilation de courant, en moyenne sur la zone. Le terme de stockage moyen sur la période simulée est légèrement plus faible (de l'ordre de 3 %) dans la simulation avec assimilation, essentiellement à cause d'une advection horizontale légèrement plus négative. Les résultats pour les bilans de sel (Figure non présentée) sont proches également : le terme de stockage moyen sur la période simulée est légèrement plus négatif (de l'ordre de 9 %) dans la simulation avec assimilation, essentiellement à cause d'une advection horizontale davantage négative. L'importance relative de l'advection horizontale sur l'évolution de la température et de la salinité dans la couche de mélange est donc légèrement augmentée dans les deux cas.

La Figure 6.16 présente le taux de détraînement intégré dans le temps et en moyenne sur la zone, ainsi que les contributions respectives du pompage vertical, de l'induction latérale et de l'évolution temporelle de la MLD, pour la simulation libre et la simulation avec assimilation de courant. Au terme de la période simulée, le détraînement est supérieur d'un peu plus de

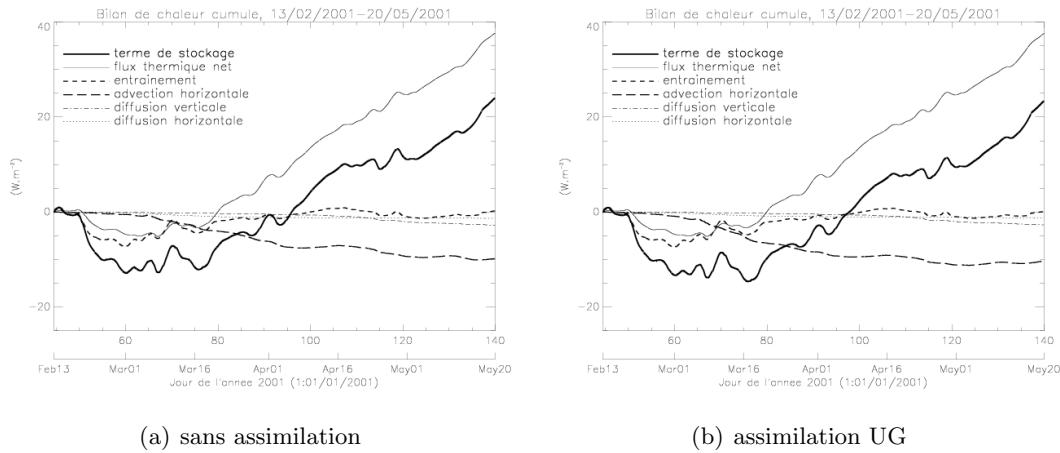


FIGURE 6.15 – Bilan d'énergie thermique dans la couche de mélange intégré dans le temps et divisé par la durée de l'expérience (96 jours, du 13 février au 20 mai 2001). Les valeurs finales (20 mai 2001) correspondent au bilan moyen sur la durée de l'expérience. L'image de gauche correspond à la simulation sans assimilation, celle de droite à la simulation avec assimilation continue de courant.

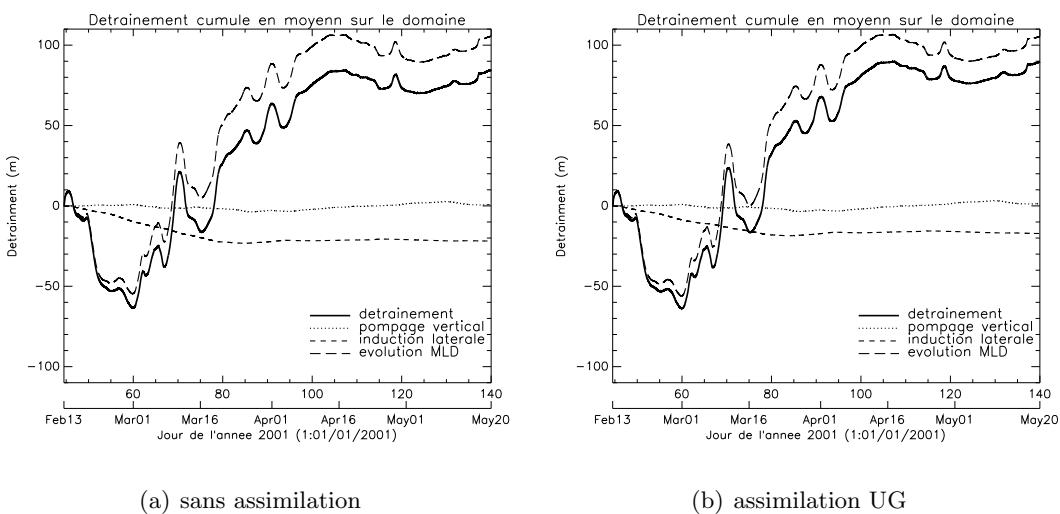


FIGURE 6.16 – Taux de détraînement intégré dans le temps. Une valeur positive signifie qu'à une date donnée (axe horizontal) la quantité d'eau (en mètre) lire sur l'axe vertical a quitté la couche de mélange depuis le début de l'expérience en moyenne sur le domaine. Les contributions respectives du pompage vertical, de l'induction latérale et de l'évolution temporelle de la profondeur de couche de mélange sont aussi indiquées. L'image de gauche correspond à la simulation sans assimilation, celle de droite à la simulation avec assimilation continue de courant.

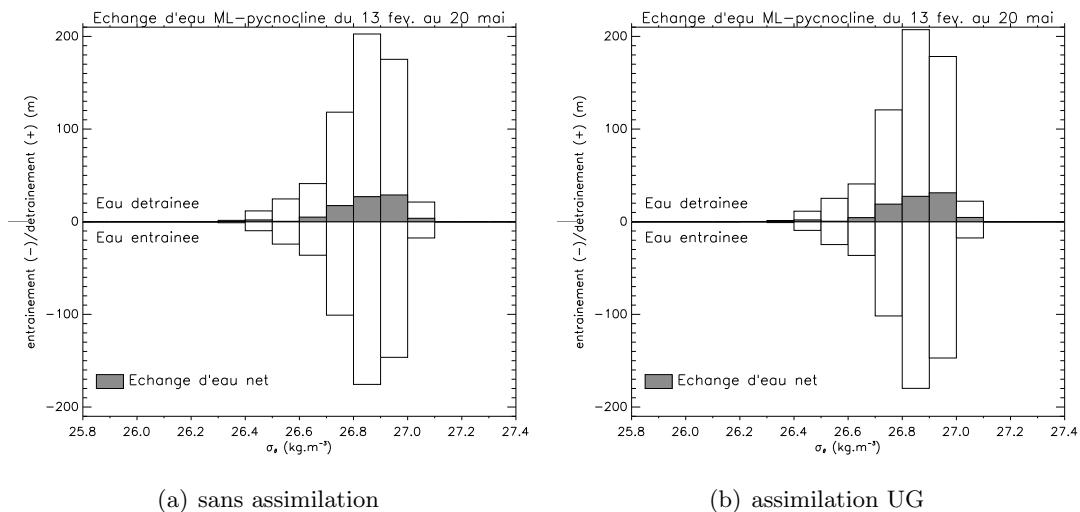


FIGURE 6.17 – Détraînement (barres blanches positives) et entraînement (barres blanches négatives) à travers la base de la couche de mélange (en m) sur des intervalles de $0.1 \sigma_\theta$ sur le domaine POMME (zone de relaxation exclue). La quantité d'eau nette échangée avec la pycnocline à travers la base de la couche de mélange est représentée par des barres grises. Les champs sont donnés pour toute la durée de la simulation (13 février au 20 mai 2001). L'image de gauche correspond à la simulation sans assimilation, celle de droite à la simulation avec assimilation continue de courant.

5 m dans la simulation avec assimilation de courant, essentiellement à cause d'une réduction de l'entraînement par induction latérale.

La Figure 6.17 présente le détraînement, l'entraînement et l'échange net d'eau à travers la base de la couche de mélange sur des intervalles de $0.1 \sigma_\theta$, en moyenne sur le domaine POMME, pour la simulation libre et la simulation avec assimilation de courant. L'augmentation du détraînement ne se fait pas uniformément en densité, mais principalement dans la classe 26.9-27.1 σ_θ , ce qui est important car elle constitue la classe impliquée dans la formation des eaux modales à 11-13 °C.

Les structures spatiales du terme de stockage d'énergie thermique (Figure 6.18), du terme de stockage de sel (Figure non présentée), et du détraînement (Figure 6.19) sur la période simulée sont également assez proches dans les deux simulations, les différences provenant essentiellement de l'advection horizontale qui pilote la structure spatiale de ces champs.

Dans l'ensemble les deux simulations sont donc très proches en ce qui concerne les bilans d'énergie thermique, de sel, et d'eau dans la couche de mélange. Cela est lié au fait que les différences entre les deux simulations sont surtout marquées dans la dernière période de la simulation, à savoir P2L2. Or à P2L2 la restratification a déjà eu lieu, la couche de mélange est donc relativement homogène et n'évolue plus très rapidement. Il en résulte que cette période influe relativement peu sur les bilans. Nous pouvons en déduire deux choses. D'une part les écarts entre la simulation libre et les données à la fin de la simulation influencent relativement peu les bilans, ce qui augmente la confiance que l'on peut accorder aux résultats du chapitre 5. D'autre part la méthode d'assimilation ne perturbe pas les bilans, ce qui confirme qu'elle est tout à fait compatible avec des études de processus dans l'océan superficiel. Toutefois un impact modéré

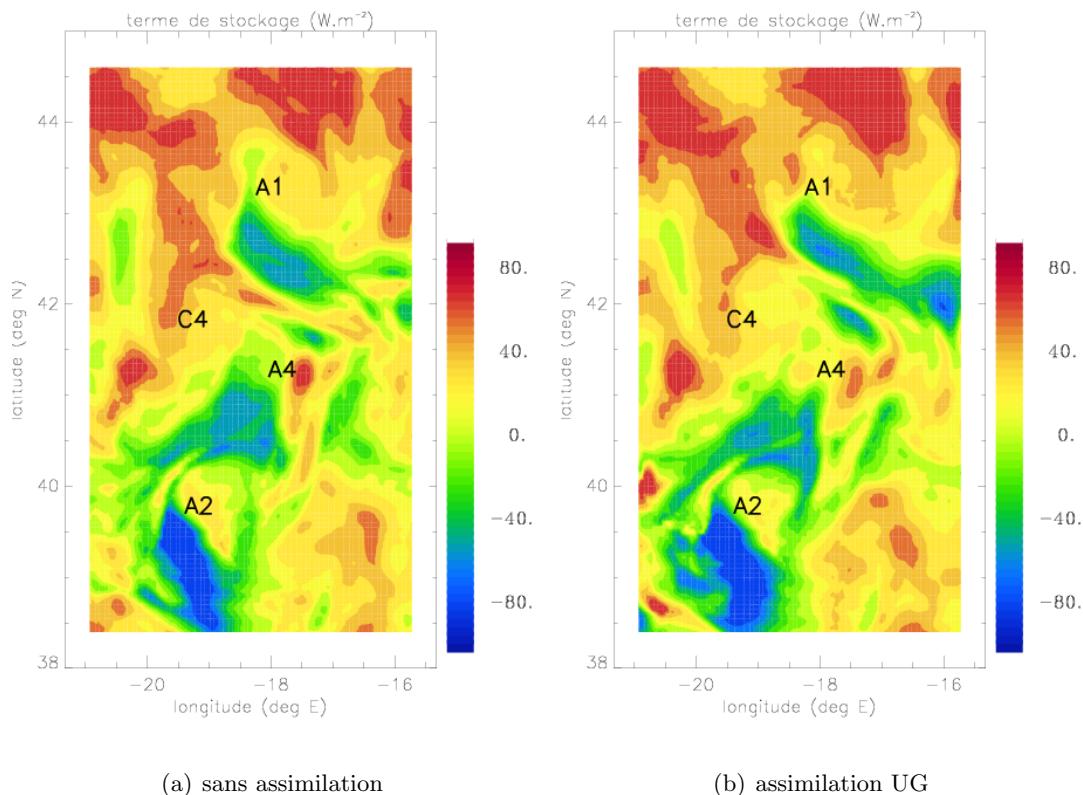


FIGURE 6.18 – Structure spatiale du terme de stockage du bilan d'énergie thermique dans la couche de mélange, en moyenne sur la durée de l'expérience (96 jours, du 13 février au 20 mai 2001). Les unités sont le $W.m^{-2}$. L'image de gauche correspond à la simulation sans assimilation, celle de droite à la simulation avec assimilation continue de courant.

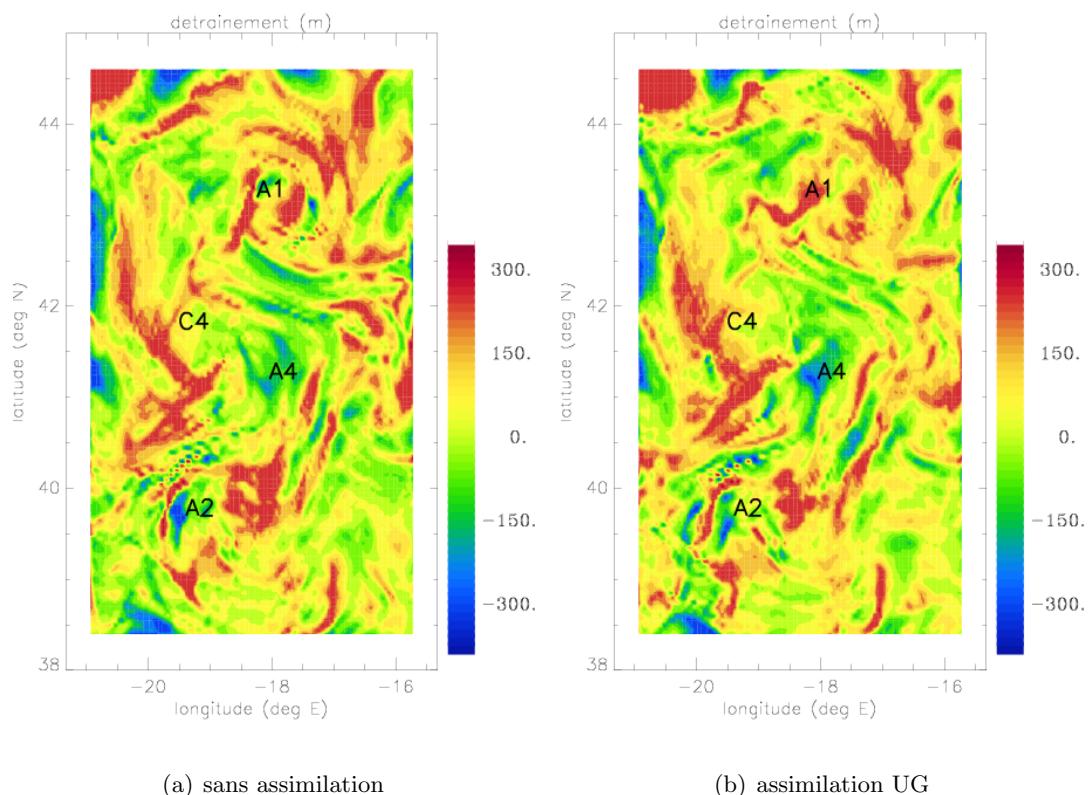


FIGURE 6.19 – Structure spatiale du détraînement en moyenne sur la durée de l’expérience (96 jours, du 13 février au 20 mai 2001). Les unités sont le m . L’image de gauche correspond à la simulation sans assimilation, celle de droite à la simulation avec assimilation continue de courant.

mais réel a été mis en évidence sur le détraînement à la base de la couche de mélange et sur la répartition en densité des eaux détraînées. Sur une durée de simulation plus grande, l'impact de l'assimilation de courant sur ces bilans, tout comme sur les champs de base du modèle, serait certainement plus important.

Pour conclure, la méthode d'assimilation de courant apparaît comme un moyen efficace pour contraindre la simulation, sans présenter les inconvénients de l'assimilation séquentielle de hauteur de la mer. Elle permet d'envisager la réalisation d'une simulation régionale de longue durée exploitable pour des études de processus physiques et biologiques. Elle offre également un moyen pour étudier l'impact de la méso-échelle et de la submésoéchelle. En effet en effectuant un lissage spatial des champs de courant géostrophique assimilés, il est possible de moduler l'intensité de la méso-échelle représentée par le modèle. Enfin le bon comportement d'un modèle d'océan comme OPA associé à cette méthode ouvre des perspectives du coté de l'océanographie opérationnelle, par exemple pour Mercator Océan.

Conclusion générale

Ce travail s'est focalisé sur l'océan superficiel et les tourbillons méso-échelles océaniques du point de vue de la thématique des interactions océan-atmosphère. L'objectif étant d'analyser les processus de la couche de mélange liés à la subduction, et d'estimer la contribution des tourbillons méso-échelle, dans le cadre de POMME à la fin de l'hiver et au printemps 2001, période clef du programme. Pour atteindre cet objectif, l'utilisation d'un modèle numérique à haute résolution intégrant les données réelles s'est imposée face à la seule utilisation de données souvent isolées dans l'espace et dans le temps. Les données *in situ* et satellite ont été injectées dans le modèle via l'état initial et les conditions aux limites. Le calcul des flux à l'interface océan-atmosphère a fait l'objet d'un soin particulier et d'une validation approfondie, ces derniers sont en effet essentiels pour représenter correctement l'océan superficiel. Grâce à l'exceptionnel jeu de données collecté au cours des campagnes POMME1 et POMME2, la simulation a pu être soigneusement validée par comparaison avec un grand nombre d'observations indépendantes de celles utilisées pour l'état initial et les conditions aux limites. Cette étape est très importante pour réaliser une étude réaliste de processus faisant intervenir des quantités dérivées des variables prognostiques du modèle, comme par exemple la profondeur de couche de mélange ou encore la vitesse verticale.

La modélisation numérique, associée aux données, a permis de mettre en évidence non seulement l'importance des structures méso-échelles dans la zone POMME, pourtant supposée peu active de ce point de vue, mais aussi l'omniprésence de structures de submésoséchelle sous la forme de filaments de quelques dizaines de kilomètres de large. Ce dernier point, sous-estimé avant la réalisation du programme POMME et confirmé par les données à haute-résolution, souligne la limitation des réseaux hydrologiques réalisés lors des premières parties de campagne en ce qui concerne la résolution des tourbillons méso-échelles. Un des apports de la modélisation numérique a été de combler cette limitation des données. Le travail de validation de la simulation a en effet montré que le modèle était capable de reconstruire correctement les structures méso-échelles à partir de l'état initial issu des données.

Un autre apport de la simulation a été de caractériser de façon précise la phase de retrait de la couche de mélange, particulièrement importante à la fois pour la production biologique et pour la subduction. Le maximum de profondeur de couche de mélange a été atteint aux alentours du 1^{er} mars 2001, la restratification se déroulant ensuite jusqu'au 10 avril 2001, en moyenne sur la zone. L'étude de la phase de restratification montre que son déroulement ne fut pas du tout uniforme, que ce soit du point de vue spatial comme du point de vue temporel, contrairement aux résultats suggérés par les simulations à plus basse résolution.

L'élaboration de bilans moyens à l'échelle du domaine d'énergie thermique, de sel, et d'eau dans la couche de mélange est un des points importants de cette étude, relativement à la problématique de la subduction. En effet les processus impliqués dans l'évolution de la température et de la salinité dans la couche de mélange ont un rôle clef dans la subduction puisqu'ils contrôlent la densité de la couche de mélange. De même les processus impliqués dans les échanges d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline, quantifiés par le détraînement, sont ceux de la subduction. A l'échelle du domaine, il a été mis en évidence que les flux océan-atmosphère et l'advection horizontale ont été les termes dominants du bilan d'énergie thermique et du bilan de sel, respectivement. Les flux océan-atmosphère ont contrôlé également le détraînement moyen sur le domaine via le terme de changement de la profondeur de couche de mélange. Ces résultats soulignent a posteriori l'importance des flux océan-atmosphère pour la modélisation réaliste de l'océan superficiel en général, et pour l'étude des processus associés à la subduction en particulier.

Un des points les plus originaux et les plus importants pour les objectifs du programme POMME est l'étude de la variabilité spatiale de ces bilans. Cette dernière a en effet permis de mettre en évidence l'importance de la méso-échelle et des termes d'advection horizontale. En effet la température et le sel ont été redistribués par les tourbillons méso-échelles via le terme d'advection horizontale. De même, la structure spatiale du détraînement fut dominée par l'advection horizontale via le terme d'induction latérale. L'induction latérale a contribué à détraiiner de l'eau dans certaines structures en forme de filament localisées à la périphérie des tourbillons, bien qu'en moyenne sur le domaine ce terme ait contribué à entraîner de l'eau de la pycnocline vers la couche de mélange. Le détraînement n'a donc pas lieu le long d'une ligne localisée au niveau d'un hypothétique gradient de couche de mélange hivernale, mais dans des structures de submésoéchelle se trouvant à la périphérie des tourbillons et dans les espaces situés entre eux.

Ces résultats sont confirmés et approfondis par des comparaisons avec une simulation jumelle sans tourbillons méso-échelles. Ces comparaisons permettent d'estimer plus précisément leurs effets au cours de la période simulée (du 13 février au 20 mai 2001). Elles confirment le rôle significatif des tourbillons méso-échelles dans les bilans via les termes advectifs. En moyenne sur le domaine, les tourbillons ont contribué respectivement à 52 % et à 66 % de l'advection horizontale de température et de l'advection horizontale de sel, et à 70 % de l'induction latérale. Les conséquences pour les échanges d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline sont loin d'être négligeables. Le détraînement moyen est réduit de plus de 15 % par les tourbillons. Mais surtout il apparaît que ces derniers augmentent la densité des eaux détraiinées. Une certaine quantité d'eau relativement dense, susceptible d'être impliquée dans la formation d'eau modale subpolaire, est ainsi détraiinée par les tourbillons ; et cela d'une façon qui optimise les chances qu'elle soit effectivement subductée dans la zone POMME. Cet effet est donc de toute première importance pour le programme. Ces résultats suggèrent qu'une étude numérique réaliste de la variabilité intra-annuelle à inter-annuelle de l'océan superficiel doit s'appuyer sur un modèle capable de représenter les tourbillons méso-échelles et leur propagation dans l'océan, avec une paramétrisation de la dynamique submésoéchelle si cette dernière n'est pas explicitement résolue. Une telle paramétrisation pourrait dépendre notamment du rapport entre l'énergie cinétique as-

sociée aux tourbillons de méso-échelle (EKE) et l'énergie cinétique moyenne (MKE).

Il serait néanmoins intéressant de prolonger cette étude, relative à une période clef pour la subduction, sur une année complète. D'une part pour estimer la contribution des tourbillons pendant la phase d'approfondissement de la couche de mélange. D'autre part pour confirmer les résultats obtenus dans une perspective annuelle. Cela implique la mise au point d'une méthode capable de guider suffisamment le modèle avec des données, tout en évitant les chocs résultant de certaines techniques d'assimilation qui peuvent rendre une simulation impropre à la réalisation de ce type de diagnostique. La méthode d'assimilation du courant géostrophique proposée a donné de bons résultats sur la période du 13 février au 20 mai 2001. Cette technique apparaît donc comme une solution prometteuse pour réaliser une simulation annuelle avec le modèle OPA régional. Cette simulation devrait permettre également de préciser la valeur du détraînement annuel net dans la zone POMME, estimé à moins de 1 Sv à partir de la simulation actuelle.

Enfin le lien entre le détraînement annuel net dans la zone et la subduction effective dans une classe de densité donnée est apparu beaucoup plus difficile à établir compte-tenu de certaines nouvelles connaissances issues du programme POMME. Il s'agit de l'absence à la fois de gradient méridien de profondeur de couche de mélange très localisé en latitude et de réel courant moyen vers le sud dans l'océan superficiel, ainsi que l'omniprésence de la submésoscale, y compris dans le champ de détraînement. Par conséquent, l'estimation quantitative de la subduction dans une classe de densité donnée nécessite une zone plus grande que le domaine POMME. D'autant plus que la ligne de flux de flottabilité nul croise le domaine dans une petite partie nord-ouest du domaine, et non dans sa partie médiane, et qu'il est important de déterminer comment la subduction s'articule autour de cette ligne. Toutefois il ne semble pas réaliste d'espérer pouvoir disposer d'un jeu de données tel que celui de POMME sur une zone plus grande, jeu de données dont dépend la qualité des études réalisées sur la zone. L'utilisation de la réanalyse MERA11, soit directement, soit indirectement pour fournir des conditions aux limites et un état initial est une piste à considérer. Une autre piste est l'utilisation de simulations sur un bassin océanique idéalisé à différentes résolutions.

Pour conclure, il convient de souligner les apports de l'approche multi-modèles conduite dans le cadre du programme POMME. En effet parallèlement à ce travail, d'autres études numériques ont été réalisées, utilisant une approche uni-dimensionnelle [Caniaux *et al.*, 2005b], statistique [Gaillard *et al.*, 2005], ou encore tri-dimensionnelle simplifiée [Giordani *et al.*, 2005a,b]. Cette approche multi-modèles s'est révélée efficace non seulement dans la phase de mise au point des simulations, mais aussi pour valider les résultats dans les cas où les données ne le permettent pas directement ou pas de façon suffisamment complète. Ainsi la qualité des flux océan-atmosphère, les vitesses verticales, ou encore la valeur estimée du détraînement annuel net dans la zone POMME, ont été confirmées par les résultats de ces différentes études numériques indépendantes. Chaque modèle, riche de ses particularités, a apporté un point de vue complémentaire aux autres. La méthode d'assimilation proposée ici, donnant d'excellents résultats sur la période simulée dans cette étude, laisse entrevoir son prolongement par une simulation annuelle réaliste avec le modèle OPA régional. De plus le bon comportement d'un modèle d'océan comme OPA associé à cette méthode ouvre des perspectives du côté de l'océanographie opérationnelle, par exemple

pour Mercator Océan. Cette méthode est une adaptation de celle développée dans l'étude tri-dimensionnelle simplifiée de *Giordani et al.* [2005a,b]. Son implémentation dans le modèle OPA est donc un apport indirect du programme POMME, via l'approche multi-modèles conduite dans ce cadre.

Bibliographie

- Arakawa, A. (1972), *Numerical simulation of weather and climate*, chap. Design of the UCLA general circulation model, Los Angeles, CA, U.S.A., rep. 7, 116 pp.
- Arhan, M. (1990), The North Atlantic Current and Subarctic Intermediate Water, *J. Mar. Res.*, 48, 109–144.
- Asselin, R. (1972), Frequency filter for time integrations, *Mon. Wea. Rev.*, 100, 487–490.
- Assenbaum, M., and G. Reverdin (2005), Near real-time analyses of the mesoscale circulation during the POMME experiment, *Deep-Sea Res. I*, 52(8), 1345–1373, doi :10.1016/j.dsr.2005.03.006.
- Bahurel, P., C. Le Provost, and P. Y. Le Traon (2002), A GODAE prototype system with applications - Example of the Mercator system, in *En route to GODAE 2002*, pp. 137–142, CNES, France.
- Bard, E. (2002), Climate shock : abrupt changes over millennial times scales, *Physics Today*, 55(12), 32–38.
- Barnier, B., L. Siefridt, and P. Marchesiello (1995), Thermal forcing for a global ocean circulation model using a 3-year climatology of ecmwf analyses, *J. Mar. Res.*, 6, 363–380.
- Blanke, B., and P. Delecluse (1993), Variability of the tropical Atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed-layer physics, *J. Geophys. Res.*, 23, 1363–1388.
- Blayo, E., and L. Debreu (2005), Revisiting open boundary conditions from the point of view of characteristic variables, *Ocean Modelling*, 9, 231–252.
- Bleck, R. (2002), An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-cartesian coordinates, *Ocean Modelling*, 4, 55–88.
- Bleck, R., H. P. Hanson, D. Hu, and E. B. Kraus (1989), Mixed layer/thermocline interaction in a three-dimensional isopycnal model, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1417–1439.
- Bougeault, P., and P. Lacarrère (1989), Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Mon. Wea. Rev.*, 117, 1872–1890.
- Bougeault, P., and R. Sadourny (2001), *Dynamique de l'atmosphère et de l'océan*, Les Editions de l'Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 310 pp.
- Bourras, D., W. T. Liu, L. Eymard, and W. Tang (2003), Evaluation of latent heat flux fields from satellites and models during semaphore, *J. Appl. Meteorol.*, 12(2), 227–239, doi :10.1175/1520-0450.

- Bourras, D., G. Reverdin, H. Giordani, and G. Caniaux (2004), Response of the atmospheric boundary layer to a mesoscale oceanic eddy in the northeast Atlantic, *J. Geophys. Res.*, *109*(D18114), doi :10.1029/2004JD004799.
- Bouruet-Aubertot, P., H. Mercier, F. Gaillard, and P. Lherminier (2005), Evidence of strong inertia-gravity wave activity during the POMME experiment, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S06), doi :10.1029/2004JC002747.
- Boyer, T. P., C. Stephens, J. I. Antonov, M. E. Conkright, R. A. Locarnini, T. D. O'Brien, and H. E. Garcia (2002), *World Ocean Atlas 2001*, vol. 2 : Salinity, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., U.S.A., NOAA Atlas NESDIS 49, 167 pp., CD-ROMs.
- Boyer Montégut (de), C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Iudicone (2004), A global mixed layer depth climatology based on individual profiles, *J. Geophys. Res.*, *109*(C12003), doi :10.1029/2004JC002378.
- Brainerd, K. E., and M. C. Gregg (1995), Surface mixed and mixing layer depths, *Deep-Sea Res. I*, *42*(9), 1521–1543.
- Brisson, A., P. LeBorgne, A. Marsouin, and T. Moreau (1994), Surface irradiances calculated from Meteosat sensor data during SOFIA-ASTEX, *Int. J. Remote Sens.*, *1*, 197–203.
- Broecker, W. S. (1987), The biggest chill, *Natural History*, *96*, 74–82.
- Broecker, W. S. (1997), Thermohaline circulation, the achilles heel of our climate system : Will man-made CO₂ upset the current balance ?, *Science*, *278*, 1582–1588.
- Broecker, W. S., and T. H. Peng (1982), *Tracers in the Sea*, Eldigio Press, Palisades, New York, U.S.A., 690pp.
- Broecker, W. S., D. M. Peteet, and D. Rind (1985), Does the ocean-atmosphere system have more than one stable mode of operation ?, *Nature*, *315*, 21–25.
- Brut, A. (2002), Mesures des échanges surface-atmosphère : Paramétrisation des flux sur l'océan et mise au point d'un instrument pour la détermination de flux d'espèces en trace, Ph.D. thesis, Univ. of Toulouse III and Centre National de Recherches Météorologiques-Groupe d'Etude de l'Atmosphère Météorologique , Météo-France/CNRS, Toulouse, France, 208 pp.
- Brut, A., D. Legain, P. Durand, and P. Laville (2004), A relaxed eddy accumulator for surface flux measurements on ground-based platforms and aboard research vessels, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *21*(3), 411–427, doi :10.1175/1520-0426(2004)021.
- Bryden, H., H. Longwort, and S. Cunningham (2005), Atlantic currents show signs of weakening, *Nature*, *438*, 657–665.
- Caniaux, G., and S. Planton (1998), A 3D ocean mesoscale simulation using data from the SEMAPHORE experiment : Mixed layer heat budget, *J. Geophys. Res.*, *103*, 25,081–25,099.
- Caniaux, G., H. Roquet, and S. Planton (1993), A 3D mesoscale simulation of the ocean using data from the ATHENA88 field experiment, *J. Marine Sys.*, *4*, 197–216.
- Caniaux, G., L. Merlivat, L. Prieur, and H. Giordani (2004), Daily variation of oceanic mixed layers along drifter trajectories in the northeast Atlantic, *Geophysical Research Abstracts*, *6*(03720).

- Caniaux, G., A. Brut, D. Bourras, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, and G. Reverdin (2005a), A one year sea surface heat, freshwater and momentum budget in the northeast Atlantic basin during the POMME experiment. Part 1 : Flux estimates, *J. Geophys. Res.*, 110(C07S02), doi :10.1029/2004JC002596.
- Caniaux, G., S. Belamari, H. Giordani, A. Paci, L. Prieur, and G. Reverdin (2005b), A one year sea surface heat, freshwater and momentum budget in the northeast Atlantic basin during the POMME experiment. Part 2 : Flux correction, *J. Geophys. Res.*, 110(C07S03), doi :10.1029/2004JC002695.
- Carroll, D. L. (1996), *Developments in Theoretical and Applied Mechanics*, vol. XVIII, chap. Genetic Algorithms and Optimizing Chemical Oxygen-Iodine Lasersi, pp. 411–424, H.B. Wilson et al., Sch. of Eng. Univ. of Ala., Tuscaloosa, U.S.A.
- Chen, C., C. H. Liu, and R. C. Beardsley (2003), An unstructured grid, finite-volume, three-dimensional, primitive equations ocean model : Application to coastal ocean and estuaries, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20(1), 159–186, doi :10.1175/1520-0426(2003)020.
- Cooper, M., and K. Haines (1996), Altimetric assimilation with water properties conservation, *J. Geophys. Res.*, 101(C1), 1059–1078, doi :10.1029/95JC02902.
- Corrsin, S. (1951), On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in isotropic turbulence, *J. Appl. Phys.*, 22, 469–473.
- Cresswell, G. R. (1982), The coalescence of two East Australian Current warm-core eddies, *Science*, 215, 161–164.
- Cresswell, G. R., and R. Legeckis (1986), Eddies off southeastern Australia, *Deep-Sea Res. I*, 33, 1527–1562.
- Cunningham, S. A. (2000), Circulation and volume flux of the north atlantic using synoptic hydrographic data in a Bernoulli inverse, *J. Mar. Res.*, 58(1), 1–35, doi :10.1357/002224000321511188.
- Cushman-Roisin, B. (1987), Subduction, in *Aha Huliko : A Hawaiian Winter Workshop. Dynamics of the oceanic surface mixed layer.*, edited by P. Müller and D. Henderson, pp. 181–196, Hawaii Institute of Geophysics Special Publications, Univ. of Hawaii at Manoa, Honolulu, U.S.A.
- da Silva, A. M., C. C. Young, and S. Levitus (1994), *Atlas of Surface Marine Data 1994*, vol. 2 : Anomalies of Directly Observed Quantities., U.S. Department of Commerce, Washington, D.C., U.S.A., NOAA Atlas NESDIS 7.
- Danilov, S., G. Kivman, and J. Schroeter (2005), A global finite-element ocean circulation model, *Geophysical Research Abstracts*, 7(09347).
- De Mey, P., and Y. Menard (1989), Synoptic analysis and dynamical adjustment of Geos 3 and Seasat altimeter eddy fields in the northwest Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 9, 6221–6230.
- Delon, C., A. Druilhet, R. Delmas, and P. Greenbert (2000), Aircraft assessment of trace compounds fluxes in the atmosphere with Relaxed Eddy Accumulation. Sensitivity to the conditions of selection, *J. Geophys. Res.*, 105(D16), 20,461–20,472.

- Doney, S. C., and W. J. Jenkins (1988), The effect of boundary conditions on tracer estimates of thermocline ventilation rates, *J. Mar. Res.*, *46*, 947–965.
- Dourado, M. S., and G. Caniaux (2001), Surface heat budget in oceanic simulation using data from TOGA-COARE experiment, *J. Geophys. Res.*, *106*, 16,623–16,640.
- Eden, C., R. J. Greatbatch, and C. W. Böning (2004), Adiabatically correcting an eddy-permitting model using large-scale hydrographic data : Application to the Gulf Stream and the North Atlantic current, *J. Phys. Oceanogr.*, *34*(4), 701–719, doi :10.1175/1520-0485(2004)034.
- Eymard, L., et al. (1996), Study of the air-sea interactions at the mesoscale : the SEMAPHORE experiment, *Ann. Geophysic.*, *14*(9), 986–1015.
- Fofonoff, N. P. (1962), *The Sea : Ideas and observations on progress in the study of the seas*, vol. 1 : Physical Oceanography, chap. Physical properties of seawater, pp. 323–395, Interscience, New York, U.S.A.
- Gaillard, F., H. Mercier, and C. Kermabon (2005), A synthesis of the POMME physical data set : One year monitoring of the upper mixed layer, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S07), doi : 10.1029/2004JC002764.
- Ganopolski, A., and S. Rahmstorf (2001), Rapid changes of glacial climate simulated in a coupled climate model, *Nature*, *409*, 153–158.
- Gascard, J. C., et al. (2005), A dedicated study of an anticyclonic coherent eddy observed in the north-east atlantic ocean during the pomme experiment, unpublished.
- Gaspar, P., Y. Grégoris, and J. M. Lefevre (1990), A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing : tests at station Papa and long-term upper ocean study site, *J. Geophys. Res.*, *95*, 16,179–16,193.
- Gavart, M., P. De Mey, and G. Caniaux (1999), Assimilation of satellite altimeter data in a primitive-equation model of the Azores-Madeira region, *Dynam. Atmos. Oceans*, *29*, 217–254.
- Gebbie, G. (2007), Does eddy subduction matter in the northeast atlantic ocean ?, *J. Geophys. Res.*, in press.
- Giordani, H., G. Caniaux, and L. Prieur (2005a), A simplified 3D oceanic model assimilating geostrophic currents : application to the POMME experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, *35*(5), 628–644.
- Giordani, H., G. Caniaux, L. Prieur, A. Paci, and S. Giraud (2005b), A one year mesoscale simulation in the northeast Atlantic : Mixed layer heat and detrainement-entrainment budgets during the POMME experiment, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S08), doi :10.1029/2004JC002764.
- Giordani, H., L. Prieur, and G. Caniaux (2005c), Advanced insights into sources of vertical velocity in the ocean, *Ocean Dyn.*, doi :10.1007/s10236-005-0050-1.
- Gordon, A. L. (1986), Intercean exchange of thermocline water, *J. Geophys. Res.*, *91*, 5037–5046.
- Griffiths, R. W., and E. J. Hopfinger (1987), Coalescing of geostrophic vortices, *J. Fluid Mech.*, *178*, 73–97.

- Haidvogel, D. B., H. G. Arango, K. Hedstrom, A. Beckmann, P. Malanotte-Rizzoli, and A. F. Shchepetkin (2000), Model evaluation experiments in the North Atlantic basin : Simulations in nonlinear terrain-following coordinates, *Dynam. Atmos. Oceans*, *32*, 239–281.
- Hall, A., and R. J. Stouffer (2001), An abrupt climate event in a coupled ocean-atmosphere simulation without external forcing, *Nature*, *409*, 171–174.
- Harvey, J. (1982), θ -*s* relationships and water masses in the eastern North Atlantic, *Deep-Sea Res.*, *29*, 1021–1033.
- Hazeleger, W., and S. S. Drijfhout (2000), Eddy subduction in a model of the subtropical gyre, *J. Phys. Oceanogr.*, *30*(4), 677–695, doi :10.1175/1520-0485.
- Henning, C. C., and G. K. Vallis (2005), The effects of mesoscale eddies on the stratification and transport of an ocean with a circumpolar channel, *J. Phys. Oceanogr.*, *35*, 880–896.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, and C. A. Johnson (Eds.) (2001), *Climate Change 2001 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, U.S.A., 881pp.
- Hwang, P. A. (2005), Temporal and spatial variation of the drag coefficient of a developing sea under steady wind-forcing, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07024), doi :10.1029/2005JC002912.
- Iselin, C. (1936), A study of the circulation of the western North Atlantic, *Papers in Physical Oceanography and Meteorology*, *4*(4), 101pp.
- Iselin, C. (1939), The influence of vertical and lateral turbulence on the characteristics of the waters at mid-depths, *Trans. of the Amer. Geophys. Union*, pp. 414–417.
- Josey, S. A. (2003), Changes in the heat and freshwater forcing of the eastern mediterranean and their influence on deep water formation, *J. Geophys. Res.*, *108*(C7), doi :10.1029/2003JC001778.
- Josey, S. A., E. C. Kent, and P. K. Taylor (1999), New insights into the ocean heat budget closure problem from analysis of the SOC air-sea flux climatology, *J. Climate*, *12*(9), 2856–2880, doi :10.1175/1520-0442(1999)012.
- Josse, P., G. Caniaux, H. Giordani, and S. Planton (1999), Intercomparaison of oceanic and atmospheric forced and coupled mesoscale simulations, Part 1 : surface fluxes, *Ann. Geophys.*, *17*, 566–576.
- Kantha, L. H., and C. A. Clayson (2000), *Numerical Models of Ocean and Oceanic Processes*, International Geophysics Series 66, Academic Press, San Diego, CA, U.S.A., 940pp., ISBN 0-12-434068-7.
- Käse, R. H., and W. Krauss (1996), *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*, chap. The Gulf Stream, the North Atlantic Current, and the origin of the Azores Current, pp. 291–337, Gebrüder Borntraeger, Berlin.
- Klein, P., A.-M. Tréguier, and B. L. Hua (1998), Three-dimensional stirring of thermohaline fronts, *J. Mar. Res.*, *56*, 589–612.

- Kolmogorov, A. N. (1941), The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds number, *Doklady Akad. Nauk. SSSR*, *30*, 301–305.
- Krauss, W., and R. H. Käse (1984), Mean circulation and eddy kinetic energy in the eastern north Atlantic, *J. Geophys. Res.*, *89*, 3407–3415.
- Lapeyre, G., P. Klein, and B. L. Hua (2006), Oceanic restratification forced by surface frontogenesis, *J. Phys. Oceanogr.*, *36*(8), 1577–1590.
- Large, W. G., and S. Pond (1981), Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *J. Phys. Oceanogr.*, *11*, 324–336.
- Lavender, K. L., R. E. Davis, and W. B. Owens (2002), Observations of open-ocean deep convection in the Labrador Sea from subsurface floats, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*(2), 511–526, doi :10.1175/1520-0485(2002)032.
- Le Cann, B., M. Assenbaum, J.-C. Gascard, and G. Reverdin (2005), Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast atlantic, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S05), doi :10.1029/2004JC002768.
- Le Traon, P.-Y., and M. C. Rouquet (1990), Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat data, *J. Geophys. Res.*, *95*(C11), 20,267–20,285.
- Le Traon, P.-Y., F. Nadal, and N. Ducet (1998), An improved mapping method of multisatellite altimeter data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *15*(2), 522–534, doi :10.1175/1520-0426(1998)015.
- Leach, H., S. J. Bowerman, and M. E. McCulloch (2002), Upper-ocean eddy transports of heat, potential vorticity, and volume in the northeastern North Atlantic - Vivaldi 1991, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*(10), 2926–2937, doi :10.1175/1520-0485(2002)032.
- Legal, C., P. Klein, A.-M. Tréguier, and J. Paillet (2007), Diagnosis of the vertical pump in a mesoscale stirring region, *J. Phys. Oceanogr.*, in press.
- Levitus, S., and T. Boyer (1994), *World Ocean Atlas 1994*, vol. 4 : Temperature, U.S. Department of Commerce, Washington, D.C., U.S.A., NOAA Atlas NESDIS 4, 117 pp.
- Levitus, S., R. Burgett, and T. P. Boyer (1994), *World Ocean Atlas 1994*, vol. 3 : Salinity, U.S. Department of Commerce, Washington, D.C., U.S.A., NOAA Atlas NESDIS 4, 99 pp.
- Lévy, M. (2003), Mesoscale variability of phytoplankton and of new production : Impact of the large-scale nutrient distribution, *J. Geophys. Res.*, *108*(C11), 3358, doi :10.1029/2002JC001577.
- Lévy, M., and P. Klein (2004), Does the low frequency variability of mesoscale dynamics explain a part of the phytoplankton and zooplankton spectral variability ?, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, *460*, 1673–1687.
- Lévy, M., L. Mémery, and G. Madec (1998), The onset of a bloom after deep winter convection in the North Western Mediterranean sea : mesoscale process study with a primitive equation model, *J. Mar. Res.*, *16*, 7–21.
- Lévy, M., P. Klein, and A.-M. Tréguier (2001), Impact of sub-mesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime, *J. Mar. Res.*, *59*, 535–565.
- Lévy, M., M. Gavart, L. Mémery, G. Caniaux, and A. Paci (2005a), A 4D-mesoscale map of the spring bloom in the northeast Atlantic (POMME experiment) : results of a prognostic model, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S21), doi :10.1029/2004JC002588.

- Lévy, M., Y. Lehahn, J.-M. Andre, L. Mémery, H. Loisel, and E. Heifetz (2005b), Production regimes in the Northeast Atlantic : a study based on SeaWiFS chlorophyll and OGCM mixed-layer depth, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S10), doi :10.1029/2004JC002771.
- Lherminier, P., J.-C. Gascard, and D. Quadfasel (1999), The Greenland Sea in Winter 1993 and 1994 : preconditioning for deep convection, *Deep-Sea Res. II*, *46*(6–7), 1199–1235, doi :10.1016/S0967-0645(99)00020-X.
- Lherminier, P., R. R. Harcourt, R. W. Garwood, and J.-C. Gascard (2001), Interpretation of mean vertical velocity measured by isobaric floats during deep convective events, *J. Marine Sys.*, *29*(1–4), 221–237, doi :10.1016/S0924-7963(01)00018-5.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Lévy (1999), OPA 8.1 ocean general circulation model reference manual, *Tech. rep.*, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), Paris, France, note du Pôle de Modélisation du Climat No. XX., available online at <http://www.ipsl.jussieu.fr>.
- Mahadevan, A., and D. Archer (1998), Modeling a limited region of the ocean, *J. Comput. Phys.*, *145*, 555–574.
- Mahadevan, A., J. Oliker, and R. L. Street (1997), A non-hydrostatic mesoscale ocean model, part 1 : Well-posedness and scaling, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*(9), 1168–1880.
- Marshall, D. (1997), Subduction of water masses in an eddying ocean, *J. Mar. Res.*, *55*, 201–222.
- Marshall, J. C., A. J. G. Nurser, and R. G. Williams (1993), Inferring the subduction rate and period over the North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 1315–1329.
- Marshall, J. C., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey (1997a), A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers, *J. Geophys. Res.*, *102*(C3), 5753–5766.
- Marshall, J. C., C. Hill, L. Perelman, and A. Adcroft (1997b), Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling, *J. Geophys. Res.*, *102*(C3), 5733–5752.
- McCartney, M. S. (1982), The subtropical recirculation of Mode Waters, *J. Mar. Res.*, *40*(Suppl.), 427–464.
- McCartney, M. S., and L. D. Talley (1982), The subpolar mode water of the North Atlantic Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 1169–1188.
- McLaren, A. J., and R. G. Williams (2001), Interannual variability in the thermodynamics of subduction over the north atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, *31*(11), 3284–3294, doi :10.1175/1520-0485(2001)031.
- Mémery, L., G. Reverdin, J. Paillet, and A. Oschlies (2005), Introduction to the POMME special section : Thermocline ventilation and biogeochemical tracer distribution in the northeast Atlantic Ocean and impact of mesoscale dynamics, *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S01), doi :10.1029/2005JC002976.
- Mercier, H., and K. G. Speer (1998), Transport of Bottom Water in the Romanche Fracture Zone and the Chain Fracture Zone, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*(5), 779–790, doi :10.1175/1520-0485(1998)028.

- Mikhaylov, B. A., and V. M. Zolotarev (1970), Emissivity of liquid water, *Atmos. Oceanic Phys.*, 6(52).
- Minster, J.-F. (1997), *La Machine Océan*, Flammarion, Paris, France, collection Nouvelle Bibliothèque Scientifique, 350 pp.
- Morrow, R., F. Birol, D. Griffin, and J. Sudre (2004), Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies, *Geophys. Res. Lett.*, 31(L24311), doi :10.1029/2004GL020974.
- Moyer, K. A., and R. A. Weller (1997), Observations of surface forcing from the subduction experiment : A comparison with global model products and climatological datasets, *J. Climate*, 10(11), 2725–2742, doi :10.1175/1520-0442(1997)010.
- Naimie, C. E., J. W. Loder, and D. R. Lynch (1994), Seasonal variation of the 3-D residual circulation on Georges Bank, *J. Geophys. Res.*, 99(C8), 967–989.
- Nurser, A. J. G., and J. W. Zhang (2000), Eddy-induced mixed layer shallowing and mixed layer/thermocline exchange, *J. Geophys. Res.*, 105(C9), 21,851–21,868.
- Onken, R. (1993), The Azores Countercurrent, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1638–1646.
- Oschlies, A. (2002), Improved representation of upper-ocean dynamics and mixed layer depths in a model of the North Atlantic on switching from eddy-permitting to eddy-resolving grid resolution, *J. Phys. Oceanogr.*, 32(8), 2277–2298, doi :10.1175/1520-0485(2002)032.
- Paci, A., G. Caniaux, M. Gavart, H. Giordani, M. Lévy, L. Prieur, and G. Reverdin (2005), A high resolution simulation of the ocean during the POMME experiment : Simulation results and comparison with observations, *J. Geophys. Res.*, 110(C07S09), doi :10.1029/2004JC002712.
- Paci, A., G. Caniaux, H. Giordani, M. Lévy, L. Prieur, and G. Reverdin (2007), A high resolution simulation of the ocean during the POMME experiment : Mesoscale variability and near surface processes, *J. Geophys. Res.*, 112(C04007), doi :10.1029/2005JC003389.
- Paillet, J. (1995), Eau modale et ventilation océanique en atlantique nord-est, Ph.D. thesis, Univ. de Bretagne Occidentale, Brest, France, 200 pp.
- Paillet, J. (1999), Central water vortices of the eastern North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 29(10), 2487–2503, doi :10.1175/1520-0485.
- Paillet, J., and M. Arhan (1996a), Shallow pycnoclines and mode water subduction in the eastern North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 96–114.
- Paillet, J., and M. Arhan (1996b), Oceanic ventilation in the eastern North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 2036–2052.
- Paillet, J., and H. Mercier (1997), An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation, *Deep-Sea Res. I*, 44, 1293–1328.
- Pain, C. C., M. D. Piggott, A. J. H. Goddard, F. Fang, G. J. Gorman, D. P. Marshall, M. D. Eaton, P. W. Power, and C. R. E. de Oliveira (2005), Three-dimensional unstructured mesh ocean modelling, *Ocean Modelling*, 10(1-2), 5–33, doi :10.1016/j.ocemod.2004.07.005.
- Payne, R. E. (1972), Albedo of the sea surface, *J. Atmos. Sci.*, 29, 959–970.
- Pingree, R. D., and B. Le Cann (1992), Three anticyclonic Slope Water oceanic eddies (SWOD-DIES) in the southern Bay of Biscay in 1990, *Deep-Sea Res. I*, 39, 1147–1175.

- Pollard, R. T., and L. A. Regier (1992), Vorticity and vertical circulation at an ocean front, *J. Phys. Oceanogr.*, *22*, 609–625.
- Pollard, R. T., M. J. Griffiths, S. A. Cunningham, J. F. Read, F. F. Perez, and A. F. Rios (1996), Vivaldi 1991 - a study of the formation, circulation and ventilation of Eastern North Atlantic Central Water, *Prog. Oceanogr.*, *37*, 167–192.
- Qiu, B., and R. X. Huang (1995), Ventilation of the North Atlantic and North Pacific : Subduction vs. obduction, *J. Phys. Oceanogr.*, *25*, 2374–2390.
- Qiu, B., and K. A. Kelly (1993), Upper-ocean heat balance in the Kuroshio extension region, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*(9), 2027–2041, doi :10.1175/1520-0485(1993)023.
- Qu, T., S.-P. Xie, H. Mitsudera, and A. Ishida (2002), Subduction of the North Pacific mode waters in a global high-resolution GCM, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*(3), 746–763, doi :10.1175/1520-0485(2002)032.
- Reverdin, G., P. P. Niiler, and H. Valdimarsson (2003), North Atlantic Ocean surface currents, *J. Geophys. Res.*, *108*(C1), doi :10.1029/2001JC001020.
- Reverdin, G., M. Assenbaum, and L. Prieur (2005), Eastern North Atlantic Mode Waters during POMME (September 2000–2001), *J. Geophys. Res.*, *110*(C07S04), doi :10.1029/2004JC002613.
- Rhines, P. B. (1979), Geostrophic turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *11*, 401–441.
- Rios, A. F., F. F. Perez, and F. Fraga (1992), Water masses in the upper and middle North Atlantic ocean east of the Azores, *Deep-Sea Res.*, *39*, 645–658.
- Robinson, A. R. (1996), Physical processes, field estimation and interdisciplinary ocean modelling, *Earth Sci. Rev.*, *40*, 3–54.
- Sarmiento, J. L., and K. Bryan (1982), An ocean transport model for the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, *87*(C1), 394–408.
- Sarmiento, J. L., N. Gruber, M. Brzezinski, and J. P. Dunne (2004), High-latitude controls of thermocline nutrients and low latitude biological productivity, *Nature*, *427*, 56–60.
- Seager, R., D. S. Battisti, J. Yin, N. Gordon, N. Naik, A. C. Clement, and M. A. Cane (2002), Is the Gulf Stream responsible for Europe's mild winters ?, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, *128*, 2563–2584.
- Sheng, J., R. J. Greatbatch, and D. Wright (2001), Improving the utility of ocean circulation models through adjustment of the momentum balance, *J. Geophys. Res.*, *106*(C8), 16,711–16,728, doi :10.1029/2000JC000680.
- Sibuet, J.-C., S. Monti, B. Loubrieu, J.-P. Mazé, and S. Srivastava (2004), Carte bathymétrique de l'Atlantique nord-est et du golfe de Gascogne : implications cinématiques, *Bulletin de la Société Géologique de France*, *175*(5), 429–442.
- Siedler, G., and R. Onken (1996), *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*, chap. Eastern recirculation, pp. 339–364, Gebrüder Borntraeger, Berlin.
- Spall, M. A., R. A. Weller, and P. W. Furey (2000), Modeling the three-dimensional upper ocean heat budget and subduction rate during the Subduction Experiment, *J. Geophys. Res.*, *105*(C11), 26,151–26,166.

- Spigel, E. A., and G. Veronis (1960), On the Boussinesq approximation for a compressible fluid, *Astrophysical Journal*, *131*, 442–447.
- Steffen, E. L., and E. A. D'Asaro (2002), Deep convection in the Labrador Sea as observed by lagrangian floats, *J. Phys. Oceanogr.*, *32*(2), 475–492, doi :10.1175/1520-0485(2002)032.
- Steinhorn, I. (1991), Salt flux and evaporation, *J. Phys. Oceanogr.*, *21*(11), 1681–1683, doi :10.1175/1520-0485(1991)021.
- Stephens, C., J. I. Antonov, T. P. Boyer, M. E. Conkright, R. A. Locarnini, T. D. O'Brien, and H. E. Garcia (2002), *World Ocean Atlas 2001*, vol. 1 : Temperature, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., U.S.A., NOAA Atlas NESDIS 49, 167 pp., CD-ROMs.
- Stevenson, J. W., and P. P. Niiler (1983), Upper ocean heat budget during the Hawaii-to-Tahiti Shuttle Experiment, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*(10), 1894–1907, doi :10.1175/1520-0485(1983)013.
- Stocker, T. F., and A. Schmittner (1997), Influence of carbon dioxide emission rates on the stability of the thermohaline circulation, *Nature*, *388*, 862–865.
- Stramma, L. (1984), Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic, *J. Mar. Res.*, *42*, 537–558.
- Stutzer, S., and W. Krauss (1998), Mean circulation and transports in the South Atlantic Ocean : Combining model and drifter data, *J. Geophys. Res.*, *103*(C13), 30,985–31,002, doi :10.1029/98JC02065.
- Sundström, A., and T. Elvius (1979), *Numerical Methods used in Atmospheric Models, GARP Series N° 17*, vol. 11, chap. 7 : Computational problems related to limited-area modeling, pp. 381–416, WMO, Geneva, Switzerland.
- Takahashi, T., T. T. Takahashi, and S. C. Sutherland (1995), An assessment of the role of the North Atlantic as a CO₂ sink, *Phil. Trans. Roy. Soc. London B*, *348*, 143–152.
- Thiele, G., and J. L. Sarmiento (1990), Tracer dating and ocean ventilation, *J. Geophys. Res.*, *95*, 9377–9391.
- Tomczak, M., and J. Godfrey (2001), *Regional Oceanography : an Introduction*, Elsevier Science Ltd., Oxford, England, available online at <http://www.incois.gov.in/Tutor/pdfversion.html>.
- Trenberth, K. (1997), Using atmospheric budgets as a constraint on surface fluxes, *J. Climate*, *10*, 2796–2809.
- Tseng, Y., D. E. Dietrich, and J. H. Ferziger (2005), Regional circulation of the Monterey Bay region : Hydrostatic versus nonhydrostatic modeling, *J. Geophys. Res.*, *110*(C09015), doi :10.1029/2003JC002153.
- Tsujino, H., and T. Yasuda (2004), Formation and circulation of mode waters of the north Pacific in a high-resolution GCM, *J. Phys. Oceanogr.*, *34*(2), 399–415, doi :10.1175/1520-0485.
- Valdivieso Da Costa, M., H. Mercier, and A.-M. Trégouer (2005), Effect of the mixed-layer time variability on kinematic subduction rate diagnostics, *J. Phys. Oceanogr.*, *35*(4), 427–443, doi :10.1175/JPO2693.1.
- van Aken, H. (2000a), The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean I : The deep water masses, *Deep-Sea Res. I*, *47*, 757–788.

- van Aken, H. (2000b), The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean II : The intermediate water masses, *Deep-Sea Res. I*, 47, 789–824.
- van Aken, H. (2001), The hydrography of the mid-latitude Northeast Atlantic Ocean — Part III : The subducted thermocline water masses, *Deep-Sea Res. I*, 48, 237–267.
- Vialard, J. (1977), *Calcul des probabilités et statistique*, vol. III : Statistique contingence et corrélation, chap. Corrélation vectorielle, pp. 123–141, Météo-France, Toulouse, France.
- Volkov, D. (2005), Interannual variability of the altimetry-derived eddy field and surface circulation in the extratropical North Atlantic ocean in 1993–2001, *J. Phys. Oceanogr.*, 35(4), 405–426, doi :10.1175/JPO2683.1.
- Weill, A., et al. (2003), Toward a better determination of turbulent air-sea fluxes from several experiments, *J. Climate*, 16(4), 600–618.
- Weller, R. A., P. W. Furey, M. A. Spall, and R. E. Davis (2004), The large-scale context for oceanic subduction in the northeast Atlantic, *Deep-Sea Res. I*, 51, 665–699.
- Willebrand, J., B. Barnier, C. Böning, C. Dieterich, P. Killworth, C. Le Provost, Y. Jia, J.-M. Molines, and A. New (2001), Circulation characteristics in three eddy-permitting models of the north atlantic, *Prog. Oceanogr.*, 48(2-3), 123–161.
- Williams, R. (2001), *Encyclopedia of Ocean Sciences*, chap. Ocean subduction, pp. 1982–1993, Academic Press.
- Williams, R. G., M. A. Spall, and J. C. Marshall (1995), Does Stommel's mixed layer 'demon' work ?, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 3089–3102.
- Worthington, L. (1976), *Johns Hopkins Oceanographic studies*, vol. VI, chap. On the North Atlantic circulation, The Johns Hopkins University Press, Baltimore and London, 110 pp.

Résumé

Cette thèse combine données et modélisation numérique pour étudier l'océan superficiel et la moyenne échelle océanique dans le cadre de leurs interactions avec l'atmosphère. Elle repose sur le jeu de données exceptionnel collecté au cours du programme POMME (Atlantique nord-est, 2000–2001), et dont sont issus en particulier des flux de surface très réalistes. Le modèle numérique est une version régionale et à haute résolution du modèle aux équations primitives OPA.

Les processus impliqués dans l'évolution de la température et de la salinité dans la couche de mélange, ainsi que dans le détraînement d'eau entre la couche de mélange et la pycnocline, sont examinés. Un des résultats importants est que le détraînement n'a pas lieu le long d'une hypothétique discontinuité de profondeur de couche de mélange hivernale, mais dans des structures de submésoscale. Sa valeur est estimée à un peu moins de 1 Sv en moyenne sur la zone. Afin de prolonger la durée de la simulation, une méthode originale d'assimilation de courant a été implémentée dans le modèle. Elle donne d'excellents résultats et ouvre des perspectives prometteuses pour l'océanographie opérationnelle.

Mots-clés : Océan superficiel – Tourbillons méso-échelles – Modélisation numérique – Interactions océan-atmosphère – Atlantique nord-est – Assimilation de courant

Abstract

Numerical modeling and data analysis are used to study the upper ocean and mesoscale eddies in an air-sea interactions context. This work relies on the exceptional dataset provided by the POMME project (northeast Atlantic, 2000–2001), from which, in particular, very realistic air-sea fluxes are extracted. The numerical model is a high-resolution regional model derived from the primitive equations model OPA. Processes acting in the evolution of temperature and salinity in the mixed layer, as well as in the exchange of water between the mixed layer and the pycnocline, have been investigated. An important finding is that detrainment does not occur along an hypothetical winter mixed layer depth discontinuity, but in some submesoscale structures. Its averaged value in the area is estimated to a bit less than 1 Sv. In order to increase the duration of the experiment, a newly developed current assimilation technique has been implemented in the model. The excellent results attained so far allude to the interesting possibility of extending the use of this method in operational oceanography.

Key-words : Upper ocean and mixed layer processes – Mesoscale eddies – Numerical modeling – Air-sea interactions – northeast Atlantic – Current assimilation