

Table des matières

Introduction	9
1 Contexte et description générale de l'hydrodynamique de la Méditerranée Occidentale	12
1.1 De la mécanique des fluides vers l'océanographie physique	12
1.1.1 Point de vue macroscopique et approche milieu continu	12
1.1.2 Les équations de Navier-Stokes	14
1.1.3 L'océanographie physique, une dynamique des fluides géophysiques	17
1.1.4 Résumé des équations de l'océanographie	18
1.2 La Méditerranée Occidentale	19
1.2.1 Circulation générale et masses d'eau dans la Méditerranée occidentale	20
1.2.2 La convection profonde en Méditerranée Nord Occidentale	24
2 SYMPHONIE : un modèle numérique de circulation océanique	29
2.1 Les équations du modèle SYMPHONIE	30
2.1.1 Equation d'état	30
2.1.2 Hypothèse d'hydrostaticité	31
2.1.3 Approximation de Boussinesq et hypothèse d'incompressibilité	31
2.1.4 Turbulence : physique de sous-maille	32
2.1.5 Paramétrisation de la convection profonde	34
2.1.6 Système d'équations du modèle SYMPHONIE	35
2.2 La discrétisation des équations	35
2.2.1 Discrétisation spatiale : grille de calcul et indexation	36
2.2.2 Schéma numérique d'advection/diffusion	36
2.2.3 Schéma numérique temporel	37
2.3 Conditions aux limites	38
2.3.1 Conditions aux frontières fermées	38
2.3.2 Conditions aux frontières ouvertes	39
3 Simulations numériques et observations	41
3.1 Simulations	41
3.2 Observations	44
3.3 Comparaisons modèle-observations	45
3.4 Evaluation des configurations	60
3.5 Forçages atmosphériques	63
3.6 Conclusion	65
4 Etude de la circulation en Méditerranée Nord-Occidentale à haute résolution spatiale pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011	66
4.1 Evolution des forçages atmosphériques	67
4.2 Importance de la résolution sur la représentation des différentes phases de la convection	69
4.3 Quantification de l'activité de (sub-)mésoséchelle	75
4.4 Implication de la submésoséchelle sur la dynamique	82

4.5	Retour sur la circulation générale pendant l'épisode de convection 2010-2011 . . .	91
4.6	Conclusion	94
5	Formation et circulation de tourbillons cohérents de submésoséchelle en Méditerranée Nord Occidentale	95
5.1	Observations de tourbillons cohérents de submésoséchelle en Méditerranée Nord Occidentale	95
5.2	Simulation SIMED et algorithme de détection et de suivi des tourbillons	98
5.3	SCVs d'eaux nouvellement formées en Méditerranée Nord Occidentale	102
5.3.1	Formation pendant le phénomène de convection	102
5.3.2	Anticyclones possédant un coeur de nWMDW	106
5.3.3	Cyclones possédant un coeur de nWMDW	109
5.3.4	Anticyclones possédant un coeur de WIW	112
5.3.5	Rôle des SCVs post-convection dans la propagation des eaux nouvellement formées et dans le préconditionnement à submésoséchelle	114
5.4	Conclusion	116
	Conclusion et perspectives	117
A	Complément du chapitre 3 sur les comparaisons observations-modèles	121
B	Etude de l'influence des événements extrêmes de perte de chaleur en surface sur la représentation de l'approfondissement de la couche de mélange dans un contexte de convection hivernale en Méditerranée Nord-Occidentale	135
C	Taux de detrainement/entrainement en Méditerranée Nord-Occidentale à haute résolution spatiale pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011	138
D	SCVs de LIW en Méditerranée Nord Occidentale	140
E	Article soumis au Geophysical Research Letters : Modeling post convective submesoscale coherent vortices in the Mediterranean Sea	142

Introduction

L'océan est comparable à une énorme machine thermique couplée à l'atmosphère. Globalement, le soleil le réchauffe dans les zones tropicales, et la chaleur stockée dans l'eau est transportée vers les plus hautes latitudes où elle est restituée à l'atmosphère. Les courants océaniques sont générées par un transfert thermique et un transfert mécanique induit par le vent en surface. En plus de la chaleur, ils contribuent également au transport de sel, de carbone, d'espèces biologiques et de matières dissoutes dans l'eau. Cette physique est régie par la mécanique des fluides, mathématiquement traduite par les équations du modèle de Navier-Stokes. Deux éléments y jouent un rôle prédominant et la distinguent de la mécanique des fluides traditionnelle : la rotation terrestre et la stratification. L'influence conjuguée de ces deux éléments conduit à des écoulements singuliers et caractéristiques de la mécanique des fluides géophysiques. Le premier élément induit une déviation des courants de grande ampleur (effet Coriolis) et le deuxième organise les masses d'eau sur la verticale (les eaux les moins denses en surface et les plus denses au fond). Des masses d'eaux sont formées très localement au contact de l'atmosphère puis coulent et se déplacent à une profondeur définie par leur densité. Par un long processus de mélange verticale, elles voient leur densité peu à peu diminuer et remontent jusqu'à la surface subissant ainsi la circulation thermohaline. Grâce à sa mécanique couplée à l'atmosphère, l'océan a un rôle régulateur du système climatique terrestre. Il est capable d'absorber, de stocker et de libérer d'énormes quantités de chaleur et de gaz carbonique. Il affecte donc fortement le climat et peut retarder considérablement ses perturbations. A titre d'exemple, les océans sont responsables de l'absorption d'environ 1/3 des émissions anthropiques de dioxyde de carbone, entraînant un long processus d'acidification. De plus, l'absorption de chaleur par l'océan réduit les effets associés au réchauffement climatique sur l'atmosphère mais augmente globalement sa température.

L'océan étant un système dynamique complexe, il est fortement instable. Des méandres et des tourbillons de mésoéchelle (~10-100km) apparaissent en marge de la circulation générale. Ces structures mettent en jeu des cisaillements de courant sur l'horizontale (barotropes) et sur la verticale (baroclines) et se décrivent par une dynamique quasi-géostrophique. Ils se rencontrent partout dans l'océan et jouent un rôle considérable. Leur énergie cinétique est comparable ou supérieure à celle des grands courants : ils contribuent ainsi à la circulation moyenne effectuant un transport net d'eau, de chaleur et de propriétés dissoutes. A côté de ces grands tourbillons, de plus fines structures coexistent. Les processus à cette échelle, caractérisée de submésoéchelle, se distinguent par une dynamique qui se trouve à mi-chemin entre la dynamique quasi-géostrophique de la mésoéchelle et la dynamique 3D des fluides à l'échelle humaine. Il s'agit de structures filamenteuses, frontales ou tourbillonnaires qui ont une contribution importante dans les échanges de masse, de flottabilité et de traceurs sur la verticale. Leurs effets semblent considérables dans la couche de surface de l'océan impactant les processus biologiques de la couche euphotique et les échanges entre l'océan et l'atmosphère. Ces petites échelles constituent l'aspect chaotique et turbulent relatif à l'écoulement des fluides. Elles sont aujourd'hui un des axes majeurs de l'océanographie physique. En raison de la non-linéarité et de la forte variabilité spatiale et temporelle qui leur est associée, leur étude s'avère particulièrement complexe.

La recherche en océanographie physique s'organise autour de différentes approches souvent complémentaires :

- En laboratoire, des simulations de phénomènes naturels sont produites et permettent d'éta-

blir des propriétés physiques, des réactions chimiques ou des relations entre différents processus.

- Sur le terrain, des mesures de mouvements et de propriétés physiques, chimiques ou biologiques de l'océan sont réalisées. Elles représentent la réalité de la nature à des instants et en des endroits précis et sont parfois difficiles à réaliser avec une bonne précision.
- La théorie, par les lois fondamentales de la dynamique des fluides, permet d'interpréter les processus. Cependant, une minorité de processus peut être résolue de manière analytique, principalement en raison de la non-linéarité des équations liées à la turbulence.
- Les moyens numériques permettent la résolution des équations de modèles établis par la théorie et les expériences. Un modèle est une description mathématique par des équations de phénomènes physiques. Dans le cas de l'océan, le modèle décrit les mouvements de l'eau ainsi que les transports de chaleur et de sel qui leurs sont associés. En pratique, pour résoudre des équations complexes, l'océan est souvent découpé de l'atmosphère et découpé en plusieurs éléments, les mailles. Les équations sont alors calculées par ordinateur en chacune des mailles. La modélisation numérique propose une vision quadridimensionnelle mais virtuelle de la nature, souvent idéalisée.

La mer Méditerranée joue un rôle important dans la circulation océanique mondiale et constitue un engrenage de la machine thermique mondiale. En raison de la masse d'eau chaude et salée qu'elle libère dans l'océan Atlantique par le détroit de Gibraltar, elle impacte le contenu massique de l'Atlantique Nord et ainsi la circulation thermohaline globale. Elle est également une source de chaleur pour l'atmosphère et influence le climat régional. La Méditerranée apparaît comme particulièrement sensible aux variations climatiques et subit des changements hydrologiques et chimiques qui ont tendance à s'intensifier et impactent les écosystèmes. Ces changements environnementaux ont également des conséquences sur l'activité humaine, qui en est, au moins en partie, responsable. En cela, la compréhension de ce système unique et complexe constitue un enjeu scientifique important. De plus, malgré sa surface relativement petite (environ 1% de la surface totale des océans), la circulation de la mer Méditerranée est comparable à celle d'un océan. Elle présente des zones de convection profonde au large et sur les plateaux continentaux qui sont un maillon d'une circulation thermohaline propre ainsi que des processus de (sub)mésoéchelle qui induisent une importante variabilité spatiale et temporelle. Il est de plus en plus clair que les processus de petite échelle jouent un rôle significatif sur la formation et le devenir des masses d'eaux. Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans une démarche de compréhension du rôle des petites échelles sur la circulation en Méditerranée Occidentale avec une focalisation plus forte sur sa région nord, siège du phénomène de convection profonde.

Avec la croissance exponentielle de la puissance et de la capacité de stockage des outils numériques, la modélisation océanique permet d'accéder à des échelles de plus en plus petites. Il est désormais possible de réaliser des simulations permettant la résolution de la submésoéchelle dans des configurations réalistes sur un bassin entier. Cette approche constitue un axe majeur de la recherche sur la (sub)mésoéchelle et a été mise en oeuvre dans cette étude grâce au modèle SYMPHONIE. On se propose de modéliser les années récentes à haute résolution (de l'ordre du kilomètre) dans des situations réalistes et d'analyser les simulations produites afin de quantifier le rôle des petites échelles sur la circulation en Méditerranée Occidentale. De plus, le nombre d'observations disponibles a explosé au cours des dernières années ; on mettra donc à profit la complémentarité entre observations et modélisation numérique en s'attachant à reproduire de manière satisfaisante les profondeurs atteintes par la convection et les surfaces impactées. On se donne pour objectif d'améliorer la compréhension des processus de formation d'eaux en Méditerranée Nord-Occidentale ainsi que leur propagation dans le bassin.

Cette thèse est composée de cinq chapitres. Le contexte général de l'étude est présentée dans le premier chapitre. Il contient une introduction à la mécanique des fluides géophysiques, une description des caractéristiques hydrodynamiques de la zone d'étude ainsi qu'une présentation des processus qui s'y produisent. Le chapitre 2 est consacré à la description du modèle numérique de circulation océanique SYMPHONIE utilisé dans cette étude. Dans le troisième cha-

pitre, les différentes configurations mises en place sont détaillées, ainsi que les données issues de l'observations disponibles. Par un travail de comparaison, les configurations sont évaluées afin d'obtenir une configuration de travail qui soit la plus fidèle possible à la réalité. L'importance de la résolution spatiale sur la représentation des différentes phases du processus de convection profonde est étudiée dans le chapitre 4. En se focalisant sur l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011, on cherchera à démontrer l'influence des processus de (sub)mésoéchelle, à quantifier l'évolution de leur activité et à montrer ce que leur représentation implique sur la dynamique principalement dans un contexte d'approfondissement de la couche de mélange. Une structure caractéristique de la submésoéchelle de la Méditerranée Occidentale sera le sujet du cinquième chapitre : les tourbillons cohérents de submésoéchelle. Leur processus de formation, leurs caractéristiques ainsi que le rôle qu'ils jouent dans la circulation générale seront évalués. Enfin, les conclusions majeures et les perspectives de cette études seront présentées.

Cette étude a été financée en partie par l'ANR COMODO qui se dédie à l'amélioration des modèles et des méthodes numériques et par le projet PERSEUS qui cherche à évaluer l'impact de l'activité humaine et des pressions naturelles sur la Méditerranée. Elle s'inscrit dans le cadre du projet de recherche HYMEX.

Chapitre 1

Contexte et description générale de l'hydrodynamique de la Méditerranée Occidentale

1.1 De la mécanique des fluides vers l'océanographie physique

La mécanique des fluides est une discipline à la fois vaste et diversifiée qui consiste en l'étude du comportement des fluides (gaz et liquides). Tout un chacun l'a déjà pratiquée, au moins empiriquement, en constatant la complexité de l'écoulement d'une rivière, l'organisation de certaines volutes de fumée ou les changements qui s'opèrent sur un jet d'eau au fur et à mesure que l'on ouvre son robinet. Associant aussi bien outils mathématiques modernes qu'observations expérimentales, elle recouvre différents champs scientifiques comme la physique, la thermodynamique, la mécanique ou la chimie. La mécanique des fluides repose sur une analyse macroscopique des différents mécanismes faisant ainsi de cette discipline une branche de la mécanique des milieux continus. Comme il est décrit dans la section suivante, et ce sera un des fils conducteurs du manuscrit, il s'agit d'une question d'échelles.

1.1.1 Point de vue macroscopique et approche milieu continu

Un fluide est constitué d'entités fondamentales discrètes, les molécules. Le mouvement d'un fluide est donc défini par le mouvement de chacune de ses particules. Cependant, lorsque le milieu est suffisamment dense, on peut le considérer à une échelle plus grande, à laquelle la matière est répartie continument. Cette échelle, dite mésoscopique, est à la fois suffisamment grande pour contenir un très grand nombre de molécules et à la fois suffisamment petite pour assurer la définition de valeurs locales de manière continue (fig. 1.1). Elle est infinitésimale à l'échelle macroscopique, à laquelle l'oeil humain voit le monde qui l'entoure. Cette approche, dite des milieux continus, permet de définir un domaine physique à l'échelle mésoscopique appelé la particule fluide. Il devient le domaine physique infinitésimal défini par une masse volumique, une vitesse, une pression, une température, ...

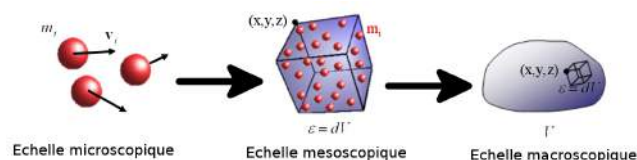


FIGURE 1.1 – Les différentes échelles de description d'un écoulement.

Généralement en mécanique des fluides, on choisit d'observer un écoulement en se plaçant d'un point de vue extérieur au fluide. On le décrit alors en points fixes, indépendants du mouvement du fluide, définis par leurs coordonnées spatiales et à un instant donné (x,y,z,t) . Il s'agit d'une description Eulerienne (fig. 1.2). Elle s'oppose à la description Lagrangienne dans laquelle, en s'inspirant de la mécanique classique, on suit chaque particule fluide définie alors par des coordonnées spatiales variables dans un repère donné à un instant t . Dans la description Eulerienne, les variables exprimées en un point (x,y,z) à l'instant t caractérisent la particule fluide passant par ce point à cet instant. Si on généralise à un volume fini et fixe de l'espace contenant un ensemble de particules fluides à un instant t , il ne renfermera pas les mêmes particules fluides à l'instant suivant $t+dt$. Il y a un flux de propriétés entre l'extérieur et l'intérieur du volume lié au mouvement du fluide. Un tel volume est appelé volume de contrôle.

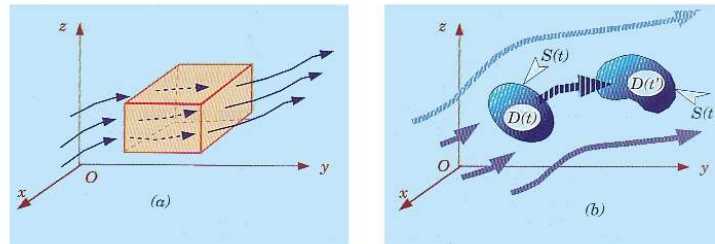


FIGURE 1.2 – Représentation eulerienne (a) vs représentation lagrangienne (b). Source : Chassaing [2010]

Pour exprimer dans cette description des variations prenant en compte le mouvement d'une ou d'un ensemble de particules fluide, on doit faire appel à la dérivation particulaire. Supposons une particule située en (x,y,z) à un instant t et se déplaçant en $(x+u dt, y+v dt, z+w dt)$ en un temps dt . La variation d'une variable f s'écrit :

$$\begin{aligned} df &= f(t+dt, x+u.dt, y+v.dt, z+w.dt) - f(t, x, y, z) \\ df &= \frac{\partial f}{\partial t} dt + \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz \\ df &= \left(\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} \right) dt \end{aligned}$$

La dérivée particulaire de cette variable f est :

$$\begin{aligned} \frac{Df}{Dt} &= \left(\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial z} \right) \\ \frac{Df}{Dt} &= \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}} f \end{aligned}$$

Elle fait apparaître une variation temporelle et une variation liée au déplacement du fluide contenant un gradient de la variable dans la direction du déplacement. Cette dernière est dite convective.

L'approche milieu continu permet également de schématiser mathématiquement le comportement d'un fluide et d'introduire des propriétés physiques à l'échelle macroscopique.

- Un fluide est ainsi caractérisé localement par sa **masse volumique** ρ exprimée en (x, y, z, t) .
- Lorsqu'un fluide est mis en mouvement, il en résulte des forces de cisaillement qui s'oppose à la vitesse relative de deux particules fluides en contact. Ce frottement qui entraîne une dissipation d'énergie est un modérateur des écoulements. On introduit alors la notion de **viscosité** qui est associée à la résistance qu'oppose une particule fluide à un changement de vitesse dans son entourage. Pour les fluides dit newtoniens qui représentent bien les fluides usuels comme l'eau ou l'air, la contrainte visqueuse associée est proportionnelle au gradient de vitesse. Le coefficient de proportionnalité est la viscosité dynamique notée μ . On introduit également la viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$.

- Un milieu qui n'est pas thermiquement homogène tend naturellement à s'homogénéiser par un processus de conduction thermique. Dans l'approche milieu continu, elle résulte d'un transfert de chaleur entre une particule fluide et son entourage direct. Le flux de chaleur échangé par unité de surface est proportionnel au gradient de température. C'est la loi de Fourier avec comme coefficient de proportionnalité la conductivité thermique λ . On introduit la **diffusivité thermique** $\kappa_t = \lambda/(\rho.C_p)$ avec C_p la chaleur spécifique du fluide.
- La **diffusivité de salinité** κ_s joue un rôle similaire au coefficient de diffusivité thermique pour la concentration en sel.

1.1.2 Les équations de Navier-Stokes

Ces équations décrivent et prévoient les écoulements fluides. Elles découlent de l'application des principes de la mécanique et de la thermodynamique à un fluide en mouvement.

Conservation de la masse

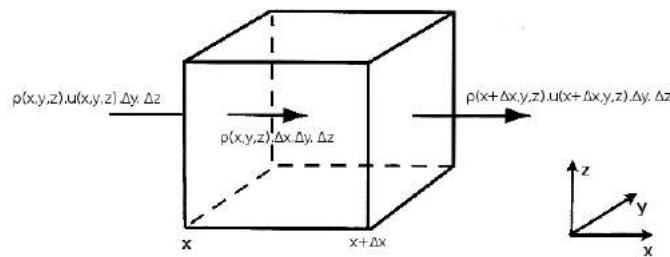


FIGURE 1.3 – Conservation de la masse dans un volume de contrôle.

La conservation de la masse en mécanique des fluides est une hypothèse fondamentale. Dans un repère cartésien, on peut considérer un élément de volume $dv = \Delta x.\Delta y.\Delta z$ en (x, y, z, t) qui contient un fluide de masse volumique ρ . En l'absence de sources ou puits, la variation de la masse $\rho(x, y, z, t).dv$ à l'intérieur de ce volume correspond à la masse de fluide qui a traversé la frontière du volume pendant un instant δt . Avec le formalisme de la figure 1.3 et en ne considérant qu'une seule dimension, ce débit s'écrit :

$$\rho(x, y, z, t).u(x, y, z, t).\Delta y.\Delta z - \rho(x + \Delta x, y, z, t).u(x + \Delta x, y, z, t).\Delta y.\Delta z = -\frac{\partial \rho u}{\partial x}.\Delta x.\Delta y.\Delta z$$

En considérant maintenant les 3 dimensions de l'espace auxquelles sont associées les 3 composantes de la vitesse (u, v, w) , on obtient la relation locale de bilan de masse dite **équation de continuité** :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) &= 0 \\ \frac{D\rho}{Dt} + \rho \text{div}(\vec{v}) &= 0 \end{aligned}$$

Conservation de la quantité de mouvement

On cherche à écrire l'équation fondamentale de la dynamique pour l'élément de volume contenant une (ou des) particule fluide en (x, y, z) de masse $dm = \rho(x, y, z).dV$. Deux types de forces extérieures s'exercent sur le domaine :

- Les forces de volume qui s'exerce à distance dans le volume du domaine. On les désigne par $\vec{F}$ et elles s'exercent par unité de masse. Il s'agit par exemple de la force de gravité ou de la force de Coriolis.

- Les forces de surface sont transmises par contact par l'extérieur de l'élément de volume. Elles s'exercent sur la surface du domaine. Par conséquent, on les traduit souvent par une contrainte $\vec{\sigma}$, en divisant cette force par la surface sur laquelle elle s'exerce. La force de pression, qui s'exerce normalement à la surface, et la force de viscosité, qui s'exerce tangentielllement à la surface, sont des exemples de ces forces.

En appliquant au volume D de surface S la loi fondamentale de la dynamique, on obtient :

$$\iiint_D \rho \cdot \frac{D\vec{v}}{Dt} \cdot dV = \iiint_D \rho \cdot \vec{F} \cdot dV + \iint_S \vec{\sigma} \cdot dS$$

Analyse des forces de surfaces

Sur chacune des trois facettes d'un élément de volume élémentaire s'exercent trois forces de surfaces qui s'expriment par leur vecteurs contraintes 1.4.

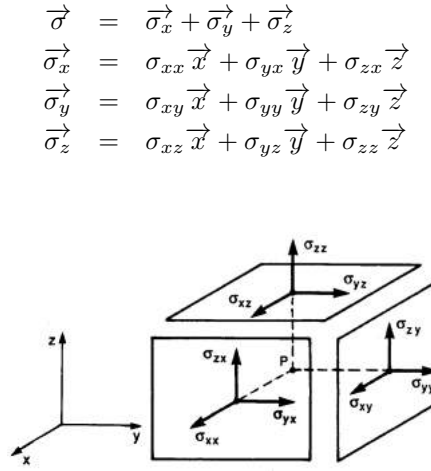


FIGURE 1.4 – Composantes du tenseur des contraintes $\bar{\sigma}$.

Ainsi, on définit un tenseur des contraintes de surface par $\vec{\sigma} = \bar{\sigma} \cdot \vec{n}$. Il s'agit d'un outil mathématique qui permet de définir complètement l'état de contrainte en un point. Les composantes σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} sont normales alors que les autres sont des contraintes tangentielles de cisaillement. Les contraintes de surface qui s'appliquent sur un fluide en mouvement se décomposent en deux termes :

$$\bar{\sigma} = -P\bar{I} + \bar{\tau}$$

où P est la pression statique, $\bar{I}$ est la matrice 3*3 unité (la pression s'applique uniquement normalement à la surface) et $\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes liées au déplacement du fluide. Comme nous l'avons vu précédemment, le comportement du fluide que nous traiterons par la suite est bien représenté par le schéma de Newton (contraintes visqueuses proportionnelles aux gradients de vitesse). En supposant la divergence de la vitesse nulle (hypothèse d'incompressibilité, voir 2.1.3), on a :

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right); & \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); & \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{yy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y} \right); & \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \tau_{zz} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

Equation de la conservation de quantité de mouvement

En reprenant l'équation fondamentale de la dynamique, à laquelle on a appliqué le théorème de Green-Ostrogradsky, on obtient :

$$\rho \cdot \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \cdot \vec{F} + \text{div} \vec{\sigma}$$

Ce qui donne, en posant le laplacien $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, l'équation de Navier-Stokes projetée sur les 3 axes :

$$\begin{aligned} \vec{x} : \quad \rho \frac{Du}{Dt} &= \rho F_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \Delta u \\ \vec{y} : \quad \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho F_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \Delta v \\ \vec{z} : \quad \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \Delta w \end{aligned}$$

Conservation de l'énergie

La première loi de la thermodynamique stipule que la variation d'énergie totale (E) d'un système fermé est due au travail (de puissance W) et à la chaleur (de puissance Q) échangée avec l'extérieur.

$$\frac{DE}{Dt} = W + Q$$

L'énergie totale est la somme de l'énergie interne (e) et de l'énergie cinétique (E_c). On peut connaître la variation d'énergie cinétique en multipliant scalairement l'équation de quantité de mouvement par la vitesse (Chassaing [2010] p.99). La variation d'énergie interne s'exprime alors par :

$$\frac{De}{Dt} = Q + W_e$$

L'énergie interne (e) est une mesure de l'agitation thermique des molécules. Elle est proportionnelle à la température :

$$e = C_v \cdot T$$

avec C_v la chaleur spécifique à volume constant.

$W_e = -P \text{div} \vec{v} + \bar{\tau} \cdot \text{grad} \vec{v}$ représente un travail dû aux forces de pression (nul si le fluide est incompressible, ce qui sera notre cas dans la suite de l'étude, voir 2.1.3) plus un travail mécanique de friction à l'intérieur du système. Ce dernier est un processus irréversible dissipatif.

Q est la puissance thermique échangée par conduction (Q_c) ou par source interne (Q_i : rayonnement ou libération de chaleur latente par exemple). La conduction s'exprime par le schéma de conduction thermique de Fourier qui lie la densité du flux de chaleur à la température par :

$$\begin{aligned} \vec{q} &= -\lambda \text{grad} T \\ \text{or } \iiint_D Q_c dV &= - \iint_S \vec{q} \cdot \vec{n} dS = - \iiint_D \text{div} \vec{q} dV \\ \text{donc } Q_c &= \lambda \Delta T \end{aligned}$$

En prenant en compte l'incompressibilité, on en déduit donc une **équation d'advection-diffusion de la température** avec des termes sources :

$$\rho \frac{DT}{Dt} = \kappa_t \cdot \Delta T + \underbrace{\frac{Q_i}{C_v}}_{\text{source de chaleur interne}} + \underbrace{\frac{W_e}{C_v}}_{\text{dissipation visqueuse interne}}$$

avec $\kappa_t = \lambda/C_p$ la chaleur spécifique du fluide.

1.1.3 L'océanographie physique, une dynamique des fluides géophysiques

La mécanique des fluides géophysiques est l'étude des écoulements fluides des planètes. L'océanographie physique en constitue une branche et étudie les mouvements et les propriétés des masses d'eau des océans. En cela, elle obéit aux équations développées précédemment. Cependant, deux ingrédients y jouent un rôle prédominant et la distinguent de la mécanique des fluides traditionnelle : La rotation terrestre et la stratification. L'influence de ces deux éléments conduit à des écoulements singuliers caractéristiques de la mécanique des fluides géophysiques.

La force de Coriolis

La rotation terrestre induit deux termes d'accélération qui se traduisent dans le repère en rotation par des forces : la force de Coriolis et la force centrifuge. Cette dernière ne constitue pas un élément déterminant. Elle tend à diminuer la force gravitationnelle et donne à la surface globale des océans une forme de géoïde (Cushman-Roisin [2011] p.45). En revanche, la force de Coriolis est primordiale. Elle donne au fluide une cohérence sur la verticale et un mouvement de rotation. Elle se traduit par les forces volumiques suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{x} : F_x &= f v - f_* w \\ \vec{y} : F_y &= -f u \\ \vec{z} : F_z &= f_* u\end{aligned}$$

avec f le paramètre de Coriolis ($f = 2\Omega \sin\phi$) où Ω est la vitesse de rotation terrestre et ϕ la latitude. $f_* = 2\Omega \cos\phi$ est négligeable devant f lorsque l'on considère que la profondeur des océans est négligeable devant le rayon terrestre (Vallis, G.K. [2006] p.61,62). En outre, cette approximation permettra d'approximer la différenciation verticale géographique de la vitesse par la cartésienne : $\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 w)}{\partial r} \rightarrow \frac{\partial w}{\partial r}$. Elle repose sur le fait que les mouvements sont faibles devant le rayon terrestre.

Un fluide caractéristique : l'eau de mer

L'eau peut, dans une bonne approximation, être considérée comme incompressible. C'est à dire que $\frac{D\rho}{Dt} = 0$. L'équation de continuité devient donc :

$$\text{div } \vec{v} = 0$$

Cette approximation atteint sa limite lorsque l'on étudie des ondes sonores dans l'eau qui sont dues à des ondes de compression du fluide. Elle est très bonne dans les autres cas et permet de nombreuses simplifications. Elle sera vérifiée dans le chapitre 2 par l'approximation de Boussinesq (voir 2.1.3).

L'eau de mer est caractérisée par sa température, sa salinité et sa pression dont dépendent sa densité. La relation $\rho = f(T, S, P)$ est appelée **l'équation d'état**. L'évolution de la température a été définie précédemment par le principe de conservation de l'énergie. La quantité en sel se conserve également. Sans termes de sources ou de puits, la **salinité obéit une équation d'advection-diffusion** :

$$\frac{DS}{Dt} = \kappa_s \Delta S$$

avec κ_s le coefficient de diffusivité saline qui joue pour la salinité un rôle analogue à κ_t pour la température.

La stratification

Les écoulements dans l'océan font intervenir des fluides de différentes densités sur lesquelles s'exercent une force gravitationnelle dirigée selon la verticale. C'est une force volumique qui s'exprime par :

$$\vec{z} : F_z = -g$$

avec g l'accélération de la pesanteur ($g \sim 9.81 m.s^{-2}$). Elle tend à positionner les eaux denses (salées et froides) au fond et les eaux légères (peu salées et chaude) en surface. Ainsi, l'océan est stratifié sur la verticale. C'est un équilibre que les mouvements du fluide perturbent mais vers lequel fait tendre la gravité. Cette stratification agit comme une barrière et limite les échanges verticaux entre deux couches. Les échanges sont d'autant plus faibles que la stratification (différence de densité entre deux couches d'eaux superposées) est forte. Elle peut être dégradée par des phénomènes turbulents (mélange) et même complètement détruite par des phénomènes convectifs (instabilité gravitationnelle suivie d'un mélange).

1.1.4 Résumé des équations de l'océanographie

Pour résumer, le système d'équations du modèle de Navier-Stokes (avec un fluide newtonien incompressible) adapté à l'océanographie permet d'aboutir au système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Continuité :} & \text{div } \vec{v} = 0 \\ \text{Dynamique } \vec{x} : & \rho \frac{Du}{Dt} = \rho f v - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \Delta u \\ \text{Dynamique } \vec{y} : & \rho \frac{Dv}{Dt} = -\rho f u - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \Delta v \\ \text{Dynamique } \vec{z} : & \rho \frac{Dw}{Dt} = -\rho g - \frac{\partial P}{\partial z} + \mu \Delta w \\ \text{Equation d'état :} & \rho = f(T, S, P) \\ \text{Chaleur :} & \rho \frac{DT}{Dt} = \kappa_t \Delta T + \frac{Q_i}{C_v} + \frac{W_e}{C_v} \\ \text{Salinité :} & \frac{DS}{Dt} = \kappa_s \Delta S \end{array} \right.$$

Sans prendre en compte Q_i et W_e (voir 2.1.4), il s'agit d'un système à 7 équations et à 7 inconnues (ρ, u, v, w, P, T et S). Les paramètres sont : $f, g, \mu, \kappa_t, \kappa_s$ et C_v . Le système est donc fermé et est capable en théorie de fournir des solutions à différents écoulements conditionnés par un ensemble de conditions initiales et de conditions aux limites. Cependant, ce modèle pose un certain nombre de problèmes. En effet, la non linéarité des équations peut amener à des solutions d'écoulement d'une grande complexité. De plus, les processus n'ont pas forcément des influences comparables selon le type d'écoulement. Il est donc judicieux de simplifier ce modèle grâce à diverses hypothèses afin d'arriver à un modèle plus restreint qui présentera des équations plus simples à résoudre. Ce modèle et son outil de résolution seront présentés dans le chapitre 2 (voir 2).

On a vu que les courants océaniques se mettent en place sous l'action de différentes forces (force de Coriolis, force de pression, force gravitationnelle, forces de friction et dissipation). Une partie de l'énergie nécessaire à ces mouvements est fournie par les forçages à ses frontières (échange de chaleur avec l'atmosphère, échange d'eau douce par rivières et évaporation, action du vent, pression atmosphérique). A cause de cette complexité, les courants ne sont pas stationnaires, mais instables et turbulents. Cependant, les processus physiques ne sont pas tous dynamiquement influents à toutes les échelles de grandeur. Certains peuvent s'avérer négligeables à certaines échelles et primordiales à d'autres. Ainsi, une première représentation à grande échelle de l'océan est un océan en équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis (au premier ordre de grandeur et loin des frontières). Dans cette approche géostrophique, les courants sont stationnaires (première description des grands courants océaniques). A partir de cette approche, les océanographes cherchent à comprendre le rôle de phénomènes d'échelle de plus en plus petite. Ces phénomènes, fortement non stationnaires, font intervenir les autres forces du modèle avec des influences diverses. Ils se répartissent sur une gamme d'échelle qui va de la

mésoséchelle (~100km, gros tourbillons océaniques et méandres des grands courants) jusqu'à une très fine échelle (~1m, dissipation turbulente) en passant par la sub-mésoséchelle (~10km, petits tourbillons et processus frontaux).

Cette étude s'inscrit dans une démarche de compréhension des processus à méso et submésoséchelle dans un bassin océanique qui présente une forte activité à ces échelles : la Méditerranée Occidentale.

1.2 La Méditerranée Occidentale

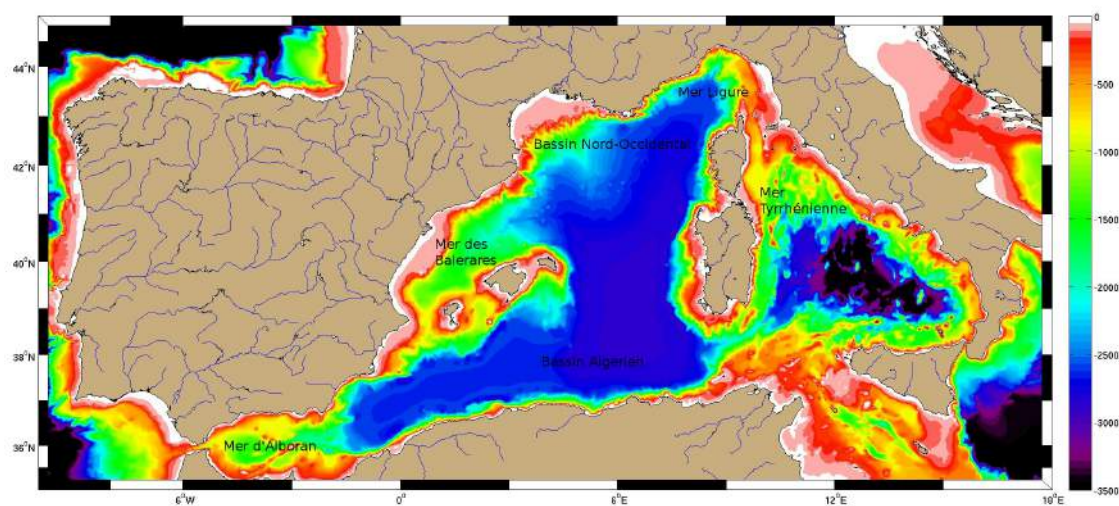


FIGURE 1.5 – Bathymétrie de la Méditerranée Occidentale.

La mer Méditerranée est une mer intérieure qui se divise en deux principaux bassins : la Méditerranée Occidentale et la Méditerranée Orientale. Le bassin occidental est lui-même relativement compartimenté, on y distingue généralement six bassins : la mer d'Alboran, le bassin Algérien, la mer des Baléares, le bassin nord-occidental, la mer Ligure et la mer Tyrrhénienne (fig. 1.5). Cinq principales grandes îles délimitent ces bassins : les trois îles Baléares à l'ouest et la Corse et la Sardaigne à l'Est. La Méditerranée Occidentale n'est pas une mer très profonde (~2600m au maximum) et comporte de vastes zones peu profondes dont le Golfe du Lion est l'exemple le plus évident. Elle est reliée à l'ouest à l'Océan Atlantique par le détroit de Gibraltar (~14km de large et ~300m de profondeur) et à l'est à la Méditerranée Orientale par le détroit de Sicile (~150km de large et ~400m de profondeur). Ces détroits étant peu profonds, la profondeur des échanges est donc restreinte.

La Méditerranée est caractérisée par un climat aride. Il en découle que les apports en eau douce (précipitations, ruissellement, fleuves) et les apports de la mer Noire ne suffisent pas à compenser les pertes par évaporation (Bryden et al. [1994]). Ce déficit est compensé par des échanges d'eau à Gibraltar. Le flux d'eau au niveau du Déroit est la somme d'un flux d'eaux Atlantiques plutôt chaudes et peu salées (~0.78Sv sachant que $1Sv = 10^6 m^3/s$) entrant en surface et d'un flux plus faible d'eaux Méditerranéennes plutôt froides et salées sortant en profondeur (~0.67Sv) (Bryden et al. [1994], Tsimplis and Bryden [2000], Criado-Aldeanueva et al. [2012]). La Méditerranée est un bassin de concentration. Son bilan de chaleur montre qu'elle est également un bassin qui globalement perd de la chaleur.

Selon Bethoux et al. [1999], la mer Méditerranée est comparable à un océan miniature. En effet, elle fait intervenir dans un espace relativement réduit des processus hydrodynamiques similaires à ceux liés au fonctionnement d'un océan global, impliquant des échelles spatiales et temporelles variables. La circulation globale à grande échelle est quasiment stationnaire, alors que la formation d'eaux denses dans le bassin Nord Occidental fait appel à des processus à l'échelle du

kilomètre pendant quelques heures. Entre ces deux bornes, l'ensemble du spectre est représenté avec des variabilités temporelles différentes.

1.2.1 Circulation générale et masses d'eau dans la Méditerranée occidentale

Les masses d'eau en Méditerranée occidentale

En Méditerranée Nord Occidentale, on distingue quatre masses d'eau principales (fig. 1.6) : la MAW (Modified Atlantic Water), la WIW (Winter Intermediate Water), la LIW (Levantine Intermediate Water) et la WMDW (Western Mediterranean Deep Water) (Millot [1999], Send et al. [1999]). On peut également mentionner la TDW (Tyrrhenian dense water).

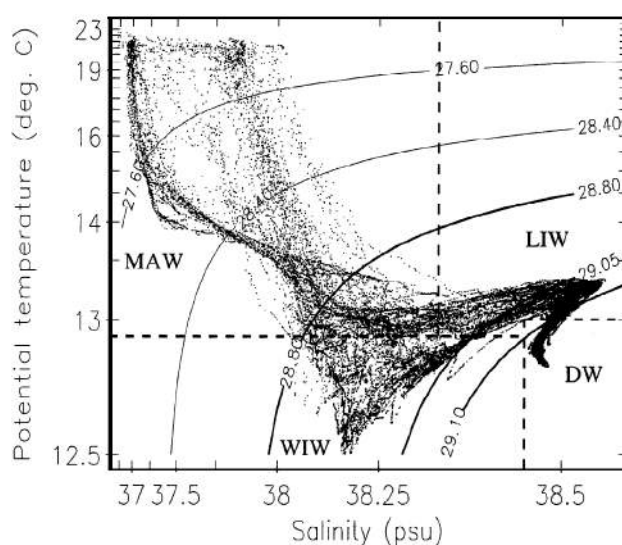


FIGURE 1.6 – Diagramme θ - S réalisé par Pinot and Ganachaud [1999] à partir de données collectées en juin 1993 dans la mer Baléares. La WIW y est très marquée à cette période.

L'eau atlantique (AW) entrant par le détroit de Gibraltar est légère (chaude et peu salée) et s'écoule en surface. Elle est donc directement soumise à l'action des forçages atmosphériques. Ces derniers vont modifier ses caractéristiques sous l'action de flux de chaleur et de flux d'eau. De plus, en surface, la tension du vent accélère un processus qui est normalement relativement lent : le mélange avec les eaux méditerranéennes sous jacentes. L'AW devient ainsi rapidement de la MAW et occupe une couche qui va de la surface jusqu'à environ 300m de profondeur. Elle possède une salinité de l'ordre de 38‰ et une température qui varie entre 14 et 16°C. Ses caractéristiques sont assez variables puisqu'elle est en contact avec l'atmosphère et qu'elle circule dans toute la Méditerranée.

La LIW s'écoule en dessous jusqu'à environ 800m. Il s'agit d'une masse d'eau chaude (~13.5°C) et salée (~38.75‰). Elle est formée en hiver en mer Levantine en Méditerranée orientale (Ovchinnikov and Plakhin [1984], Lascaratos [1993], Nittis and Lascaratos [1998]) et pénètre dans le bassin occidental par le détroit de Sicile. Ses caractéristiques θ - S sont alors très marquées. Elles se dégradent au fur et à mesure du parcours de la LIW dans le bassin mais celle-ci reste identifiable par un maximum de salinité (Wu and Haines [1996]). Plusieurs sites de formation d'autres eaux intermédiaires ont été recensés dans le bassin oriental (Theocharis et al. [1993], Lascaratos [1993]). La masse d'eau qui traverse le détroit de Sicile pour s'écouler dans le bassin occidental est plus exactement le résultat du mélange de ces eaux méditerranéennes orientales. Ainsi récemment, Millot [2013] a proposé de renommer la LIW du bassin occidental en EIW (Eastern Intermediate Water). On conservera dans ce manuscrit le terme de LIW pour l'eau intermédiaire du bassin Est pénétrant en Méditerranée Occidentale.

La WMDW se forme en hiver au large du golfe du Lion et en mer Ligure. Sous l'action de forçages atmosphériques intenses, la MAW se densifie induisant un mélange vertical qui s'approfondit si les flux atmosphériques se maintiennent. Ainsi, lorsque la LIW est totalement impliquée dans ce processus, la couche de mélange peut atteindre les couches profondes renouvelant ainsi la WMDW (description du processus de convection profonde à la section 1.2.2). La salinité de la WMDW se situe entre 38.4 et 38.48‰ et sa température entre 12.7 et 12.9°C (Rixen et al. [2005]).

En hiver, les forçages atmosphériques ne conduisent pas toujours à de la convection profonde. Ils peuvent être trop faibles ou ne pas durer assez longtemps pour ne provoquer qu'un refroidissement de la MAW. La LIW n'est alors pas impliquée dans le mélange vertical. La WIW est alors formée et se retrouve entre 100m et 300m de profondeur. Elle est principalement formée dans le golfe du Lion (Fuda et al. [2000]) et en mer Ligure (Sparnocchia et al. [1995], Gasparini et al. [1999]). Au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de sa zone de formation, elle dégrade ses caractéristiques mais reste identifiable par un minimum de température of ~12-13°C (Pinot and Ganachaud [1999]).

Dans la mer Tyrrhénienne, la TDW est formée par mélange entre la WMDW et la LIW entrant par le détroit de Sicile (Millot [1999], Fuda et al. [2002]). Lorsqu'elle franchit la Sardaigne, elle s'écoule sous la LIW.

La circulation générale en Méditerranée occidentale

Dans une approche générale au premier ordre, la circulation des masses d'eaux est contrainte par la géostrophie et la bathymétrie.

La MAW suit un parcours cyclonique dans le bassin occidental (fig. 1.7). Originnaire du détroit de Gibraltar, elle traverse la mer d'Alboran en longeant la côte Marocaine puis pénètre dans le bassin Algérien formant le courant côtier Algérien transportant environ $1.7 Sv$ (Millot et al. [1997]). Elle suit la côte Algérienne jusqu'au détroit de Sicile où elle se sépare en deux branches. Les deux tiers du courant entrent dans le bassin oriental alors que le reste s'engouffre en mer Tyrrhénienne (Sammari et al. [1999]). La MAW se dirige alors vers le nord en suivant la côte italienne jusqu'au canal de Corse. Une partie rebrousse chemin, longe la Corse et la Sardaigne vers le sud, pénètre dans le bassin Algérien et remonte vers le nord formant le courant Ouest-Corse. Il fusionne en mer Ligure avec l'autre partie qui a traversé le canal de Corse. Le courant Nord ($1.1 - 1.9 Sv$) se forme alors et suit les côtes italiennes, françaises puis espagnoles jusqu'en mer des Baléares (Sammari et al. [1995], Alberola et al. [1995]). Une partie est alors déviée vers le sud et s'écoule à l'est de Minorque puis au sud des îles Baléares alors que l'autre partie forme le courant Catalan qui longe les côtes catalanes (Lopez Garcia et al. [1994], Pinot et al. [1995], Millot [1999]). Une part de ce courant Catalan traverse le canal d'Ibiza et le reste remonte le long des îles pour couler dans le bassin Algérien (Pinot and Ganachaud [1999]). La circulation cyclonique de la MAW est bouclée à l'entrée du bassin Algérien.

La WIW s'écoule sous la MAW après sa formation et suit globalement la circulation des couches supérieures. On la retrouve dans toute la Méditerranée Occidentale (Perkins and Pistek [1990], Benzohra and Millot [1995], Sammari et al. [1999]) avec une assez grande variabilité. Elle est très présente dans la mer des Baléares (Pinot and Ganachaud [1999], Juza et al. [2013]).

La LIW entre en Méditerranée Occidentale par le détroit de Sicile (fig. 1.7). Elle décrit alors une circulation cyclonique en mer Tyrrhénienne à l'image de la MAW. La branche qui contourne la Sardaigne et la Corse est plus importante que celle qui traverse le canal de Corse (Font [1987], Zavatarelli and Mellor [1995], Millot [1999]). Elle est ensuite canalisée en mer Ligure par le courant Nord jusqu'en mer des Baléares. La LIW passe alors le canal d'Ibiza pour une partie tandis que l'autre contourne les îles Baléares. Selon Pinot and Ganachaud [1999], le passage par le canal d'Ibiza serait régulièrement bloqué dynamiquement par une structure tourbillonnaire de WIW. Cette masse d'eau s'échappe ensuite de la Méditerranée par le Détroit de Gibraltar et rejoint l'Atlantique. Une partie recircule dans le bassin en rejoignant les côtes africaines et le courant Algérien.

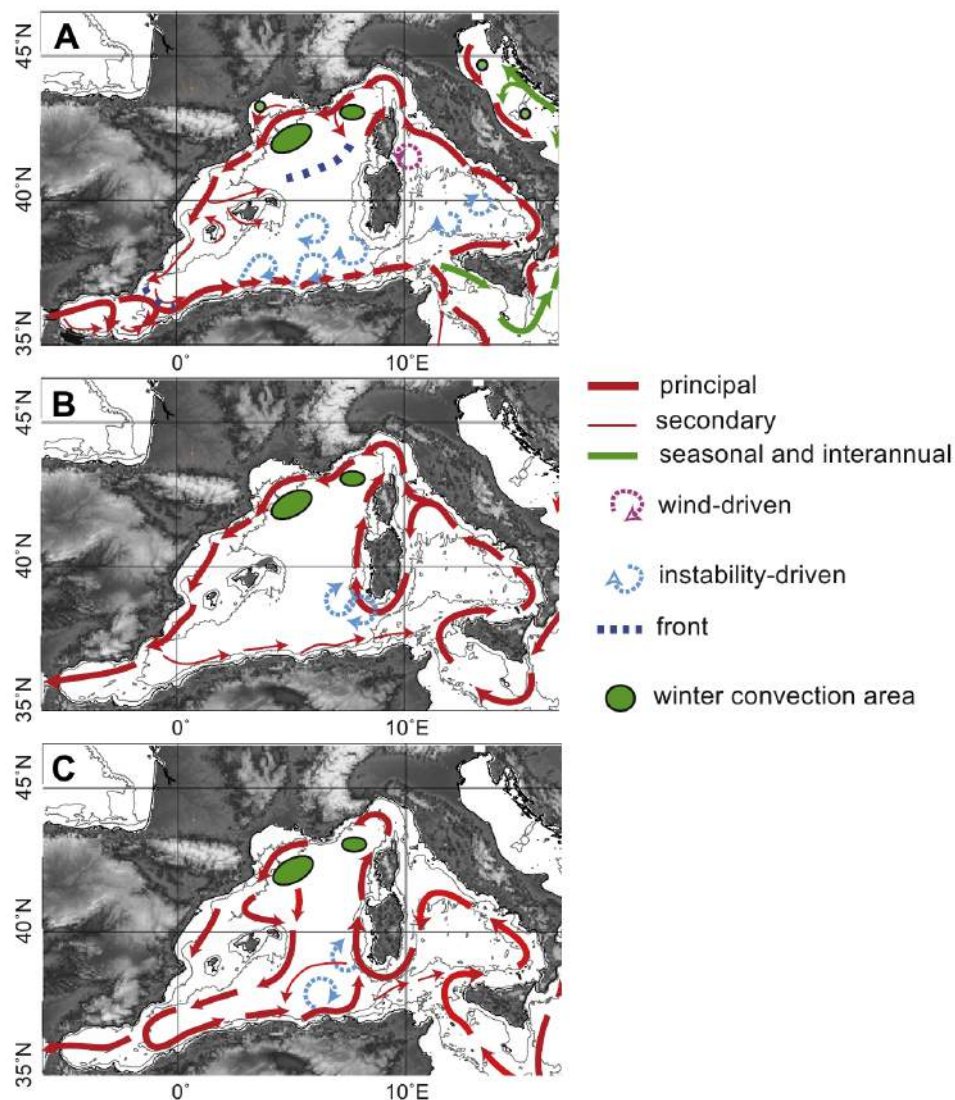


FIGURE 1.7 – Circulation générale des eaux Méditerranéennes selon Millot [1999] revu par Durrieu de Madron et al. [2011] avec (A) les eaux de surface, (B) les eaux intermédiaires et (C) les eaux profondes. Les lignes grises représentent les isobathes 1000m et 2000m.

La TDW est formée en mer Tyrrhénienne et s'y écoule ensuite cycloniquement. A cause de sa densité, elle ne franchit pas le seuil du canal de Corse mais une partie rejoint le bassin Algérien au sud de la Sardaigne (Bouzinac et al. [1999]). Elle suit alors la circulation globale sous la LIW.

La WMDW se forme dans la zone de convection au large du golfe du Lion principalement (fig. 1.7). Une partie de ces eaux s'exporte en s'incorporant au courant Nord (Schott et al. [1996]), s'écoule dans le bassin algérien par le courant à l'est de Minorque et décrit ensuite une circulation cyclonique dans tout le bassin. L'autre partie s'échappe de la zone de convection piégée dans le coeur de tourbillons (Testor and Gascard [2003], Testor and Gascard [2006], Beuvier et al. [2012]). La WMDW finit ainsi par tapisser tout le fond de la Méditerranée Occidentale et est sujette à une circulation thermohaline durant laquelle elle remonte lentement. Son temps de séjour est estimé à 100 ans (Lacombe et al. [1981]). Une petite partie se mélangeant à la LIW en mer d'Alboran rejoint l'Atlantique par le détroit de Gibraltar (Millot [2009]).

La variabilité à méso et sub-mésoéchelle

La mer Méditerranée est une région où la mésoéchelle est active (Gaillard et al. [2000]) et joue un rôle clé dans son fonctionnement général (Spall [2004], Herrmann et al. [2008]). Cette échelle est définie par le rayon interne de Rossby qui est de l'ordre de 10 km dans le bassin nord-ouest méditerranéen (Testor and Gascard [2006]) et sensiblement plus grand dans le bassin Algérien. Cette activité se traduit par une circulation secondaire et une variabilité des grandes tendances précédemment décrites. Certains de ces aspects ont été observés et étudiés et sont détaillés ici.

Au sud, le courant Algérien subit des mécanismes d'instabilités qui donnent naissance à des tourbillons qui ont la particularité d'être anticycloniques (Taupier-Legage, I and Millot, C [1988], Millot [1991]). Ces structures tourbillonnaires ont un diamètre de l'ordre de 100km et s'étendent sur toute la colonne d'eau (Ayoub et al. [1998]). Ils sont assez stables et peuvent subsister pendant plus d'un an (Millot et al. [1997]). Ainsi, ces tourbillons occupent une grande surface du bassin Algérien.

Le long des côtes européennes, le courant Nord subit une forte variation saisonnière. Il est plutôt large et peu profond en été alors qu'il se rétrécit et s'approfondit en hiver passant ainsi de $\sim 0.7 Sv$ à $\sim 1.7 Sv$ (Sammari et al. [1995], Flexas et al. [2002]). Il subit également des mécanismes d'instabilités et développe des méandres d'amplitude variant de quelques dizaines à une centaine de kilomètres (Crépon et al. [1982], Conan and Millot [1995]). Si l'amplitude d'un méandre grandit suffisamment, cela peut donner lieu au détachement d'un tourbillon qui se déplace alors vers le milieu du bassin (Taupier-Letage and Millot [1986], Millot [1991]).

La couche de mélange concerne également la couche supérieure de l'océan ($\sim 100m$). Elle a la particularité d'avoir une stratification faible et repose sur la pycnocline, couche qui, à l'inverse, présente un important gradient de densité sur la verticale. En méditerranée occidentale, sa profondeur est sujette à une importante variabilité spatiale et saisonnière principalement au nord en raison du phénomène de formation d'eau dense (D'Ortenzio et al. [2005], Houpert et al. [2014b]). En raison de son contact direct avec l'atmosphère, cette couche est soumise aux flux exercés sur l'océan et présente donc d'importants gradients latéraux de densité et cisaillements verticaux. Les processus à sub-mésoéchelle qui se développent en réponse à ces contraintes y sont dominants (filaments, méandres, tourbillons) et peuvent induire un mélange turbulent ou au contraire agir comme une barrière dynamique. Associées à ces gradients de vorticité à sub-mésoéchelle, des vitesses verticales se développent. L'accélération du fluide dans un filament mène à un upwelling sur le bord anticyclonique du filament et un downwelling sur le bord cyclonique (Spall [1997]). Ces vitesses verticales découlent de la circulation secondaire suite à la frontogenèse (Spall [1995], Thomas L. N., A. Tandon, A. Mahadevan [2013]). De plus, les travaux de Thomas and Lee [2005] et Thomas [2005] soulignent le rôle important joué par la tension du vent. Selon Klein et al. [2008] et Klein and Lapeyre [2009], la dynamique à (sub)mésoéchelle représenterait plus 50% des vitesses verticales dans la couche de mélange surfacique et Klein et al. [2011] suggèrent une étroite connexion entre la dynamique de surface et la dynamique intérieure de l'océan ayant des conséquences importantes sur les aspects biologiques (Levy, M. [2008]).

Le long de la Sardaigne, l'interaction entre les tourbillons algériens et la veine très marquée de LIW génère des instabilités du courant qui permettent le décrochage de tourbillons d'un rayon d'environ 20km (Testor and Gascard [2005], Taupier-Letage et al. [2003], Millot [1991]). Leur durée de vie étant de plusieurs mois, on peut observer des poches de LIW dans l'ensemble du bassin (Testor et al. [2005]). On les nomme Leddies par analogie avec les Meddies observés en Atlantique. Les angles que forme la côte Sarde pourraient également être à l'origine de la formation de ces tourbillons. La veine s'enroulerait derrière cette singularité de la côte et formerait ainsi la structure tourbillonnaire.

Enfin, une large gamme de processus et de structures à méso et sub-mésoéchelle est impliquée dans la formation d'eaux denses. Une description détaillée est faite dans la section suivante.

1.2.2 La convection profonde en Méditerranée Nord Occidentale

La Méditerranée nord-occidentale est une des rares régions dans le monde où la convection profonde peut avoir lieu. Dans un article de référence, [Marshall and Schott \[1999\]](#) décrivent l'état des connaissances de ce phénomène complexe qui nourrit la circulation thermohaline. Ils détaillent les observations, la théorie, les expériences en laboratoire et la modélisation qui ont permis de mieux comprendre la physique du processus convectif et son effet à grande échelle. Deux éléments conditionnants prédisposent une région à être le siège d'un événement de convection profonde. Premièrement, les forçages atmosphériques doivent y être particulièrement intenses pour déclencher d'important flux de chaleur et d'eau entre l'océan et l'atmosphère. Ils permettent une densification des eaux exposées en surface et dégradent la stratification. Deuxièmement, la stratification initiale de l'océan doit être suffisamment faible pour que les eaux profondes puissent être rapidement exposées au forçage de surface. Cette condition est favorisée par une circulation cyclonique associée à un "doming" des isopycnes. On distingue quatre grandes régions du globe qui réunissent ces conditions : les mers du Labrador et d'Irminger dans l'Atlantique nord, les mers de Norvège et du Groenland dans les régions sub-polaires de l'hémisphère nord, les mers de Weddel et de Ross dans l'hémisphère sud, et la Méditerranée Nord Occidentale. Parmi elles, la dernière est sans aucun doute celle qui offre le plus de facilité à la mise en place de moyen d'observation in-situ en raison de son accessibilité. Ainsi, elle a depuis longtemps grandement contribué à la compréhension du processus convectif ([MEDOC-Group \[1969\]](#), [Gascard \[1978\]](#), [Schott and Leaman \[1991\]](#), [Leaman and Schott \[1991\]](#)).

Dans les années 70, [MEDOC-Group \[1969\]](#) suggéra la première description générale de formation d'eau profonde en la divisant en trois phases consécutives qui peuvent se chevaucher : une phase de préconditionnement suivie d'un violent mélange vertical et enfin une restratification et un étalement des eaux nouvellement formées (fig. 1.8).

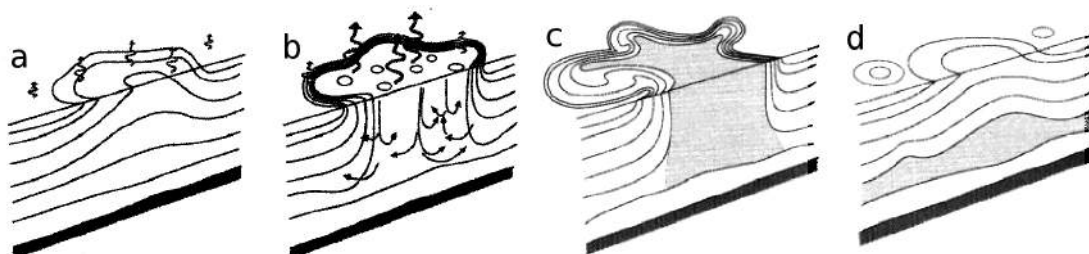


FIGURE 1.8 – Les trois phases du phénomène de convection profonde, a) le préconditionnement, b) le mélange vertical, c) et d) la restratification et l'étalement des eaux nouvellement formées. (source : [Marshall and Schott \[1999\]](#)).

Préconditionnement

La phase de préconditionnement diminue localement la stratification de l'océan. Cela est possible grâce à une circulation cyclonique et par conséquent à un "doming" des isopycnes au centre du gyre. Des eaux moins stratifiées sont ainsi rapprochées de la surface et sont de plus piégées par la barrière dynamique induite par la circulation. En hiver, ces eaux sont soumises de manière prolongée à d'intenses pertes de flottabilité dues à d'importants forçages atmosphériques. La stratification en surface peut être rapidement érodée, exposant les eaux moins stratifiées sous jacentes à la surface ([Swallow and Caston \[1973\]](#)). Cette phase de préconditionnement se fait à l'échelle d'une centaine de kilomètres.

En Méditerranée nord occidentale, la circulation cyclonique est formée par le courant Nord associé au front Baléares. Elle se renforce en hiver, accentuant son effet préconditionnant. Le gyre

est centré généralement sur 42°N, 5°E où la convection profonde est observée. En hiver, d'intenses vents orographiques froids et secs, le Mistral (canalisé par les Alpes et le Massif Central) et la Tramontane (canalisée par le Massif Central et les Pyrénées) soufflent sur la Méditerranée nord occidentale et causent le refroidissement des eaux de surface et de l'évaporation. La perte de chaleur en hiver peut atteindre des pics de valeur très élevée, jusqu'à 1000 W/m^2 (Mertens and Schott [1998]). Swallow and Caston [1973] et Hogg [1973] ont suggéré que la topographie en forme de cône du Rhône pourrait jouer un rôle dans le préconditionnement en initiant une colonne de Taylor. La colonne d'eau au dessus de l'obstacle serait isolée du reste de l'écoulement et donc exposée plus longtemps à la perte de flottabilité. De plus, l'importante activité à méso et subméso-échelle du bassin peut amener à la création de points de préconditionnement plus locaux. En effet, les tourbillons cycloniques et les tourbillons anticycloniques de subsurface présentent un coeur à faible stratification et sont donc des points de préconditionnement privilégiés (Killworth [1979], Lherminier et al. [1999], Legg and McWilliams [2001]).

Convection

Le refroidissement et l'évaporation de l'eau en surface conduit à une augmentation de sa densité. Lorsqu'elle devient plus dense que la couche sur laquelle elle repose, la situation devient instable et un mouvement de convection s'initie. L'amplitude verticale est d'autant plus grande que la différence de densité entre les deux couches est importante. Ce processus convectif tend à rétablir une stabilité statique. Elle implique un mélange sur la vertical à cause de son caractère turbulent et conduit à l'approfondissement de la couche de mélange. L'épaisseur de cette couche grandit durant l'hiver si les flux atmosphériques se maintiennent suffisamment intenses pendant une période suffisamment longue. Lorsque la profondeur de la couche de mélange atteint la pycnocline, la convection peut alors rapidement parvenir à des profondeurs importantes. En effet, la stratification est beaucoup plus faible sous la pycnocline. On parle alors de convection profonde. C'est un épisode de mélange vertical violent qui fait intervenir des vitesses verticales importantes. Des observations in-situ (Voorhis and Webb [1970], Schott et al. [1996], Merkelbach et al. [2010]), des expériences en laboratoire sur plaque tournante (Maxworthy and Narimousa [1994] et des modèles numériques (Jones and Marshall [1993], Paluszkiwicz et al. [1994]) montrent que les eaux denses plongent avec des vitesses verticales de plus de 10 cm.s^{-1} dans des colonnes de très petites échelles ($\sim 100 \text{ m}$, $\sim 1 \text{ j}$) que l'on appelle "plumes" (fig. 1.9). Par conservation de la masse, des vitesses verticales descendantes et ascendantes s'associent et mènent finalement à une zone mélangée plus ou moins homogène. La nouvelle masse d'eau formée correspond alors au mélange des eaux de la colonne initialement stratifiée sous l'action des flux de flottabilité atmosphériques. Elle possède des caractéristiques θ -S inédites.

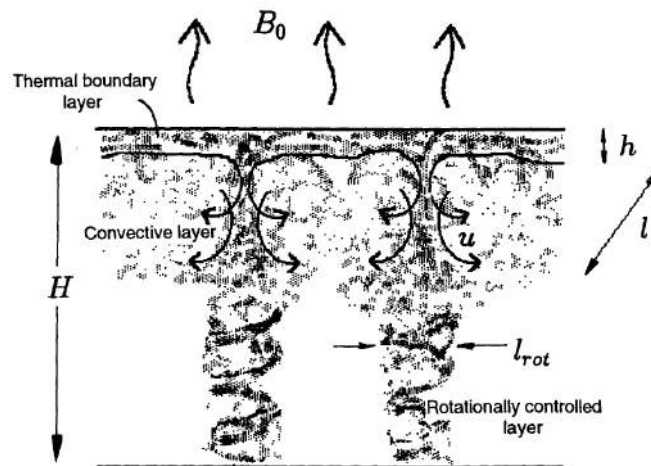


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la phase de convection profonde. Deux plumes de convection sont reproduites. (source : Jones and Marshall [1993]).

Ce mélange vertical a une forte incidence sur la biogéochimie des océans. D'une part, il élimine les phytoplanctons en les entraînant vers le fond où la photosynthèse est impossible, faute de lumière. D'autre part, il ramène en surface des nutriments qui s'accumulent au fond des océans.

Schématiquement, la formation d'eau en Méditerranée nord occidentale peut se diviser en plusieurs phases définies par la profondeur atteinte par la couche de mélange (Gascard [1978]). Premièrement, la couche de mélange s'approfondit jusqu'à environ 300m tandis que sa température diminue sous l'influence du forçage atmosphérique. Durant cette phase, la WIW est formée. Deuxièmement, la couche de mélange s'approfondit jusqu'à 800m et inclus dans la mélange verticale la LIW. Sa température et sa salinité augmentent à cause des caractéristiques chaudes et salées de la LIW. Troisièmement, la convection s'approfondit encore incluant dans le mélange la WMDW. La colonne d'eau peut même être totalement homogène si la convection atteint le fond de l'océan. Le forçage atmosphérique aura alors pour conséquence de refroidir et de densifier toute la colonne.

La figure 1.10 montre l'étendue de la zone de convection durant l'hiver 2011-2012 (22/02/2012). Elle est bien représentée par le "blue hole", zone où la concentration en chlorophylle est quasiment nulle. La section d'un glider permet de distinguer clairement la zone mélangée et la zone stratifiée en périphérie.

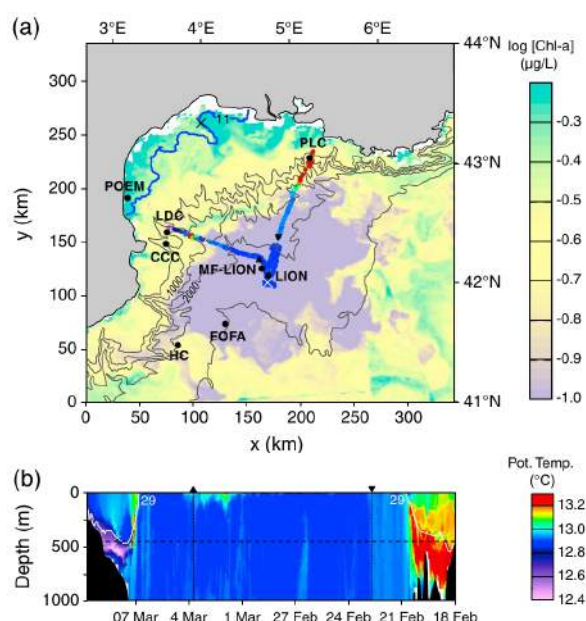


FIGURE 1.10 – (a) Concentration en chlorophylle de surface le 22/02/12 à partir des images satellites MODIS. Les points colorés représentent la trajectoire du glider de la figure (b) entre le 19/02/12 et le 09/03/12 et la couleur est associée à la température potentielle à 450m. (b) Section glider de la température potentielle. (source : Durrieu de Madron et al. [2013]).

Restratification et export des eaux nouvellement formées

L'approfondissement de la couche de mélange dans la zone de préconditionnement induit une augmentation de la pente des isopycnes entre les eaux mélangées et les eaux stratifiées. L'augmentation de cette pente se traduit également par une augmentation de la vitesse horizontale entre ces deux zones. Lorsque la pente des isopycnes devient trop importante, un processus d'instabilité barocline peut se déclencher. Le front développe alors des méandres (~10km) qui peuvent conduire à la formation de tourbillons (Gascard [1978], Marshall and Schott [1999], Boccaletti et al. [2007]). L'instabilité barocline à l'origine de ces structures tend à diminuer l'énergie

potentielle qui s'accumule dans la zone de mélange en la transformant en énergie cinétique (Madec et al. [1991]). Concrètement, elle tend à diminuer la pente des isopycnes. Deux mécanismes de méso et sub-mésoéchelle sont à l'oeuvre pour cela. Premièrement, les méandres s'accompagnent de mouvement verticaux (vers le haut sur le bord cyclonique et vers le bas sur le bord anticyclonique). Ils induisent un effet localement restratifiant (Spall [1995], Thomas and Lee [2005]) qui peut également impliquer un mélange et favoriser par la suite la convection. Deuxièmement, l'évolution des méandres en tourbillons permet l'advection horizontale d'eaux nouvellement formées vers les zones stratifiées et l'advection d'eaux stratifiées vers la zone mélangée. Un export d'eaux nouvellement formées dans le coeur de tourbillons s'ajoute ici à l'effet restratifiant (Herrmann et al. [2008]). Lorsque les intenses forçages atmosphériques d'hiver s'arrêtent, la zone mélangée s'écroule et les eaux nouvellement formées s'exportent latéralement sous l'effet de la rotation et de la gravité. Les expériences numériques de Madec et al. [1991] et Jones and Marshall [1993] montrent la formation de cyclones et d'anticyclones par ajustement géostrophique. Le site de convection est réoccupé au fur et à mesure par les eaux stratifiées (Leaman and Schott [1991] Schott et al. [1996]). Le phénomène de convection océanique implique une hiérarchie de processus et d'échelles résumée sur la figure 1.11.

Lors de la phase de restratification, le mélange vertical s'est arrêté et, suite à la convection, les couches de surface sont riches en nutriment. Les conditions au développement planctonique sont alors réunies et on peut assister à une croissance phénoménale de leur population.

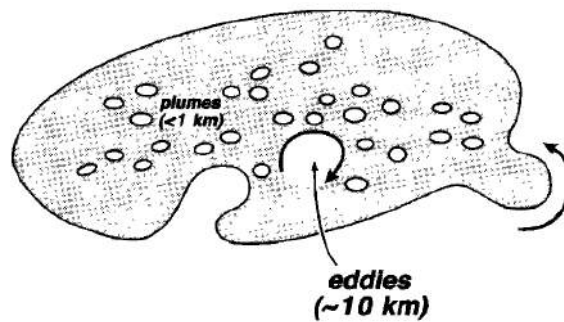


FIGURE 1.11 – Schéma des différentes échelles associées à la convection profonde (source : Marshall and Schott [1999]).

En Méditerranée nord occidentale, les observations de Send et al. [1996] et les simulations numériques de Herrmann and Somot [2008] ont montré qu'une partie des eaux nouvellement formées s'incorpore au courant nord et rejoint ainsi la circulation générale. De plus, une forte activité tourbillonnaire est observée suite à la convection (Testor and Gascard [2003], Testor and Gascard [2006]) et est simulée par les outils numériques (Demirov and Pinardi [2007], Herrmann and Somot [2008]). La modélisation montre l'export d'eaux denses dans le coeur de tourbillons de mésoéchelle cycloniques (Herrmann and Somot [2008], Beuvier et al. [2012]) et une restratification à laquelle participent activement des anticyclones barotropes. En utilisant des flotteurs lagrangiens (RAFOS), Testor and Gascard [2006] ont observé des structures tourbillonnaires anticycloniques et modales de sub-mésoéchelle similaires aux SCV (Submesoscale Coherent Vortices) décrites par McWilliams [1985]. Ces structures étant très cohérentes, elles participent à l'export des eaux denses sur de longues périodes (plus de 6 mois) et sur de longues distances. Testor and Gascard [2003] décrivent des tourbillons dérivant vers le sud jusque dans le bassin Algérien. Send et al. [1996] et Testor and Gascard [2006] estiment qu'environ 50% des eaux nouvellement formées s'incorporeraient directement au courant Nord alors que les autres 50% s'exporteraient dans le coeur de tourbillons.

La dispersion de la WIW met également en jeu des petits tourbillons intermédiaires de WIW, observés dans le bassin (Fuda et al. [2000]). On les appelle Weddies.

Formation d'eaux denses sur le plateau

La formation d'eaux denses peut également se produire sur les plateaux continentaux. Ce phénomène est bien décrit par [Shapiro et al. \[2003\]](#) et a été observé en Méditerranée nord occidentale sur le plateau du Golfe du Lion ([de Madron et al. \[2005\]](#)). En raison de la faible hauteur d'eau et de l'isolement relatif par rapport aux grands courants et dans le cas où les débits fluviaux ne sont pas trop forts, ces plateaux peuvent être le siège de formation d'eaux particulièrement denses sous l'action d'intense forçages atmosphériques. Par gravité, elles s'écoulent vers l'océan profond en passant par les canyons ([Heussner et al. \[2006\]](#) et [Ulses et al. \[2008\]](#)). Ces épisodes de cascading contribuent grandement au transport de matière du plateau vers le large.

La variabilité des masses d'eaux profondes en Méditerranée occidentale

Le processus de convection hivernale subit une forte variabilité inter-annuelle. En effet, on peut observer des années très convectives où la couche de mélange atteint le fond de l'océan (1981-1982 ([Lacombe et al. \[1985\]](#)), 1986-1987 ([Leaman and Schott \[1991\]](#)) où plus récemment 2004-2005, 2005-2006 ([Schroeder et al. \[2006\]](#), [Font et al. \[2007\]](#), [Schroeder et al. \[2008\]](#)) ou 2009-2010 ([Tamburini et al. \[2013\]](#))) comme des années où le renouvellement des eaux denses est très faible. Cette variation s'explique au premier ordre par la variabilité des forçages atmosphériques d'un hiver à l'autre.

La convection profonde en Méditerranée occidentale étant le mécanisme de formation de la WDMW, cette variabilité induit également des changements dans les caractéristiques θ -S des eaux denses. Globalement, on observe un réchauffement et une augmentation de la concentration en sel des WMDW ([Bethoux et al. \[1990\]](#), [Leaman and Schott \[1991\]](#), [Rixen et al. \[2005\]](#)). Cette tendance semble s'accélérer depuis les années 2000 pour plusieurs raisons dont une des principales est l'EMT (Eastern Mediterranean Transcient). Un changement dans la formation d'eau dans le bassin oriental s'est produit au début des années 1990 impliquant une augmentation de la quantité de chaleur et de sel dans les eaux profondes orientales ([Klein et al. \[1999\]](#), [Lascaratos et al. \[1999\]](#)). Cela implique une injection de chaleur et de sel via la LIW dans le bassin occidental plus importante ([Gasparini et al. \[2005\]](#), [Schroeder et al. \[2010\]](#), [Herrmann et al. \[2010\]](#)).

Chapitre 2

SYMPHONIE : un modèle numérique de circulation océanique

L'océanographie physique concerne l'étude des courants, des masses d'eau océaniques et leur évolution. Les processus qui contrôlent cette évolution occupent une très large gamme d'échelles de temps et d'espace. Si les grandes échelles de la circulation générale sont à présent bien connues par les océanographes, les échelles plus petites le sont en revanche beaucoup moins. On sait cependant qu'elles jouent un rôle essentiel en contribuant fortement aux transferts d'énergie, aux transports de chaleur, de sel et de propriétés dissoutes et en rétro-agissant même sur la circulation à plus grandes échelles. La compréhension et la caractérisation de cette méso et sub-mésoéchelle constituent un des principaux enjeux de l'océanographie actuelle. C'est le cas en Méditerranée nord occidentale où, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'activité des processus de petite échelle est particulièrement importante.

Il existe différentes approches, souvent complémentaires, d'étude océanographique autour desquelles s'organise la recherche actuelle. Parmi elles, l'observation au moyen d'outils de mesure constitue un des grands axes. Cependant, elle possède des limitations notamment dans l'observation des petites échelles compte tenu de la difficulté de mesurer leurs propriétés physiques hautement variables en temps et en espace.

L'observation satellitaire a pris depuis une vingtaine d'années une grande place dans l'étude des océans et la résolution des mesures des instruments spatiaux ne cesse d'augmenter (jusqu'à une résolution de l'ordre du kilomètre pour le satellite SWOT envisagé pour 2020). Ce moyen de mesure reste toutefois limité à l'observation de la surface des océans. De plus, malgré les progrès récents des algorithmes de traitement, une partie des observations dans des régions comme la Méditerranée est souvent bruitée en raison de la proximité de la côte.

L'observation in-situ de l'activité (sub-)mésoéchelle est également un challenge pour les océanographes en raison du caractère instantané et/ou local de cette démarche (campagnes de mesure, suivi de flotteurs dérivants). Cependant, de nombreux moyens de mesures ont montré leur efficacité. La mise en place d'un mouillage, comme dans le golfe du Lion (42°02'N et 4°62'E) réalisant des mesures à haute résolution temporelle sur toute la colonne d'eau est particulièrement bien adaptée au suivi de l'évolution de la couche de mélange. Les flotteurs ARGO dont le caractère Lagrangien nuit à une observation ciblée d'une région sur du long terme ont montré également leur efficacité pour la documentation de la convection pendant la SOP2 d'Hymex grâce à une augmentation de la fréquence des profils. Les gliders constituent une des dernières avancées technologiques en matière d'observation des océans et s'avèrent être tout à fait adéquats pour l'observation des petites échelles en raison de leur haute fréquence d'acquisition.

La modélisation permet de fournir une image tridimensionnelle de l'évolution des variables océaniques. Elle repose sur l'adaptation de modèles théoriques aux moyens numériques. Depuis une trentaine d'année, la constante augmentation des ressources en calcul (capacité de stockage et puissance de calcul) permet d'atteindre des résolutions de plus en plus importantes et donc la représentation d'échelles spatio-temporelles de plus en plus petites. Cette approche constitue un

axe majeur dans la recherche sur la méso et sub-mésoéchelle puisqu'on est aujourd'hui capable de les résoudre dans des approches régionales. La limite de cette technique vient du fait que ni le modèle, ni ces forçages ne sont parfaits. La solution est donc une représentation imparfaite de la réalité. C'est cette technique que nous avons mis en œuvre grâce au modèle SYMPHONIE.

SYMPHONIE est un modèle de circulation océanique 3D à surface libre développé au POC (Pôle Océan et Couplage) de l'Observatoire Midi-Pyrénées de Toulouse. Il fait parti du système SIROCCO (Simulation Réaliste de L'Océan Côtier - <http://sirocco.omp.obs-mip.fr>) qui s'est donné pour mission de fournir des outils numériques de modélisation océanique de l'environnement côtier. Afin de représenter les différents processus, il tient compte des forçages relatifs aux zones frontalières (forçages de marée, de vent, de chaleur et de salinité, apport d'eau douce par les fleuves, ...). Le modèle est basé sur les équations de Navier-Stokes adaptées à l'océanographie (voir 1.1.4) sous différentes hypothèses que nous décrirons et justifierons dans ce chapitre. Dans le cadre de cette étude, nous l'utiliserons sous l'hypothèse hydrostatique, mais une version non-hydrostatique est également développée au POC. Le code est écrit en FORTRAN et parallélisé grâce à la bibliothèque MPI. Il a été utilisé et validé sur des études côtières et régionales comme le panache du Rhône en Méditerranée nord occidentale (Estournel et al. [1997], Marsaleix et al. [1998], Estournel et al. [2001]), la circulation sur le plateau du Golfe de Lion (Auclair et al. [2001], Estournel et al. [2003], Auclair et al. [2003], Gatti et al. [2006]), le cascading (Dufau-Julliand et al. [2004], Ulses et al. [2008]), la formation d'eau dense dans le Golfe de Thermaikos (Estournel et al. [2005]) et dans le Golfe du Lion (Herrmann and Somot [2008]), la circulation dans le Golfe de Gascogne (Herbert et al. [2011]). Il a récemment servi à l'estimation de la dispersion des radio-éléments suite à l'accident de la centrale nucléaire de Fukushima (Estournel et al. [2012]). L'implémentation d'un module de vague a également permis d'étudier leur impact sur la circulation littorale lors de tempêtes dans le Golfe du Lion (Michaud et al. [2012], Michaud et al. [2013]). Couplé à un modèle biogéochimique, des études ont été menées sur les écosystèmes méditerranéens (Herrmann et al. [2013], Auger et al. [2011], Auger et al. [2014]). Des études sur les marées externes et internes (Pairaud et al. [2010]) ont été menées ainsi que sur la génération d'ondes solitaires (Dossmann et al. [2013]). Le modèle bénéficie d'une grande expérience dans la simulation côtière et la représentation des petites échelles qui y sont associées, notamment en Méditerranée nord occidentale où de nombreuses études ont été menées. Il semble donc être un outil idéal pour cette étude. Marsaleix et al. [2008] propose une description récente du modèle hydrostatique et des schémas numériques utilisés.

2.1 Les équations du modèle SYMPHONIE

Le modèle SYMPHONIE repose sur les équations de Navier-Stokes adaptées à l'océanographie que nous avons décrits dans le chapitre 1 (1.1.4). Elles découlent de trois hypothèses. Premièrement, elles décrivent l'écoulement d'un fluide newtonien, ce qui est tout à fait adapté à l'eau de mer. Deuxièmement, on assume que la profondeur des océans et que les mouvements horizontaux des fluides sont petits devant le rayon terrestre. Troisièmement, le fluide est supposé incompressible, ce que nous justifierons dans cette section. Cependant, malgré ces hypothèses, la résolution de ce modèle reste difficile en particulier à cause du caractère non linéaire de $\vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v})$. Elle nécessite de grandes ressources informatiques. Sous différentes hypothèses que nous décrirons et justifierons dans ce chapitre, les équations seront réécrites pour être mieux adaptées à la résolution de problèmes côtiers dans des situations réelles. Nous aboutirons au modèle de circulation SYMPHONIE.

2.1.1 Equation d'état

L'équation d'état relie la densité à la température, la salinité et la pression. Le modèle en propose plusieurs et le choix sera celui réalisé par le modèle donnant les forçages à plus grande échelle. En effet, il convient d'utiliser la même pour ne pas créer des instabilités gravitationnelles relatives aux changements fictifs de densité à la frontière. Une équation d'état linéaire est parfois

utilisée (Gill, A.E. [1982]) pour des tests académique (par exemple les cas test de jet ou vortex barocline de l'ANR COMODO (indi.imag.fr/wordpress/))

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0))$$

avec α et β des coefficient d'expansion thermique et de contraction saline et T_0 , S_0 et ρ_0 des constantes.

Une autre équation d'état est basée sur la formulation de Jackett et al. [2006] et McDougall et al. [2003]. Elle est non-linéaire et se présente sous la forme d'une fraction de deux polygones complexes. Elle prend aussi en compte les effets de la pression sur la densité de l'eau de mer. Cela a donné lieu à une écriture particulière du gradient de pression décrite dans Marsaleix et al. [2011].

2.1.2 Hypothèse d'hydrostaticité

En général, la stratification limite les mouvement verticaux. Ainsi, les deux forces verticales principales qui s'exercent sur une particule fluide sont son poids et la poussée d'Archimède. Elles sont bien plus importantes que les autres forces de la projection de l'équation de la dynamique sur l'axe vertical. L'hypothèse hydrostatique affirme que la pression en un point ne dépend pas des mouvements du fluide mais uniquement de l'épaisseur de la colonne d'eau qui se trouve au dessus de lui. La pression en un point est la même que si le fluide eut été au repos. L'équation de la dynamique sur $\vec{z}$ devient :

$$P(z) = P_{atmo} + g \cdot \int_z^\eta \rho \cdot dz$$

où η est l'élévation de la surface de la mer. Elle est déduite de la divergence nulle du mode barotrope :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(H\bar{u}) + \frac{\partial}{\partial t}(H\bar{v}) = 0$$

avec $H = h + \eta$, la hauteur totale de la colonne d'eau (h étant la bathymétrie) et $(\bar{u}, \bar{v}) = \frac{1}{H} \int_{-h}^\eta (u, v) \cdot dz$, les courants moyennés sur la verticale. On voit apparaître le calcul d'un mode barotrope duquel dépend la pression dans le domaine de calcul. La pression permet ensuite de calculer le mode barocline. La vitesse verticale quand à elle permet de boucler le système en assurant la divergence nulle de la vitesse.

Cette approximation hydrostatique est généralement bonne pour reproduire la majorité des phénomènes océaniques. Cependant, elle est incapable de simuler tout phénomène convectif puisque par définition, elle n'est valable que pour des vitesses verticales faibles devant les vitesses horizontales. Pour pouvoir être représentés, les mouvements convectifs vont devoir être paramétrés (voir 2.1.5).

2.1.3 Approximation de Boussinesq et hypothèse d'incompressibilité

La densité de l'eau de mer varie peu autour d'une valeur moyenne. Par exemple, on trouve les valeurs extrêmes de densité à l'embouchure des fleuves où la différence de densité entre l'eau de la rivière ($S \sim 0$ ‰) et l'eau de mer ($S \sim 38$ ‰) ne dépasse pas 3%. Il paraît donc raisonnable d'écrire :

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t) \quad \text{avec} \quad |\rho'| \ll \rho_0$$

Cette approximation autorise à négliger la variation de densité quand elle n'est pas multipliée par la gravité. En fait, dans ce cas, elle est responsable des forces de flottabilité qui causent le mouvement. A la lumière de cette hypothèse, les équations du modèle sont grandement simplifiées.

Si on reprend l'équation de continuité :

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0 \\ \underbrace{\frac{D\rho_0}{Dt}}_{=0} + \underbrace{\frac{D\rho'}{Dt}}_{\approx 0} + \rho_0 \operatorname{div}(\vec{v}) + \underbrace{\rho' \operatorname{div}(\vec{v})}_{\approx 0} &= 0 \\ \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0 \end{aligned}$$

L'approximation de Boussinesq permet de retrouver la conservation du volume de l'hypothèse d'incompressibilité. Elle justifie l'expression du tenseur des contraintes comme proportionnelle au cisaillement de vitesses, élimine le travail des forces de pression mais annihile toute propagation d'ondes sonores qui nécessitent la compressibilité du milieu.

De la même manière, les équation de la dynamique horizontale deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= fv - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \Delta u \\ \frac{Dv}{Dt} &= -fu - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \Delta v \end{aligned}$$

avec $\nu = \mu/\rho_0$ le coefficient de viscosité cinématique.

2.1.4 Turbulence : physique de sous-maille

Un mouvement turbulent peut être interprété comme une population de tourbillons, de différentes tailles et vitesses orbitales, en constante agitation et en interaction les uns avec les autres. Le fluide a alors un aspect chaotique et désordonné. La turbulence mélange et disperse les propriétés du milieu dans lequel elle est active. Elle s'efface une fois produite l'homogénéité qu'elle a favorisée. La théorie pour appréhender la turbulence est celle de Kolmogorov [1941].

L'énergie du mouvement, introduite aux grandes échelles, est transférée vers les petites structures via une fragmentation de l'écoulement en structures de taille décroissante. Il s'agit de la cascade d'énergie de Kolmogorov (fig 2.1). L'énergie est dissipée au niveau des petites structures, suffisamment petites pour être éliminées par les frottements visqueux. Dans le régime inertiel (entre l'échelle d'injection de l'énergie et celle de dissipation), toute l'énergie d'une structure est transférée sans dissipation aux structures plus petites au bout de son temps de vie.

Les écoulements avec une forte composante bidimensionnelle, comme ceux relatifs à l'océanographie, font également apparaître une cascade d'énergie inverse. L'énergie, injectée à une certaine échelle, peut casquer vers des échelles plus grandes. Il s'agit par exemple de la fusion de deux tourbillons pour en former un plus gros. Dans un contexte d'écoulement bidimensionnel horizontal pur, il est impossible de transférer l'énergie vers les petites échelles.

La turbulence est un phénomène qui met en jeu de multiples échelles de longueur, qui vont jus-

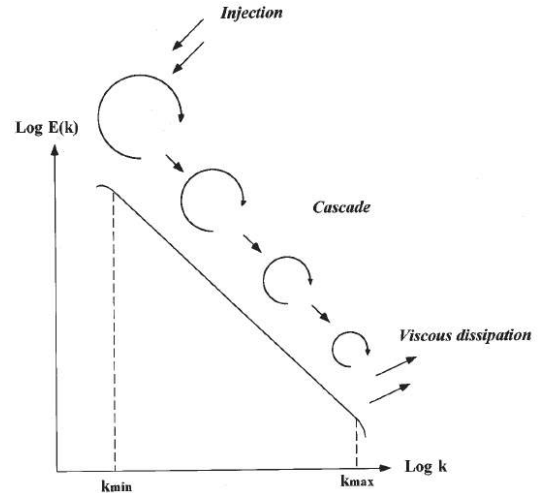


FIGURE 2.1 – Spectre d'énergie de la turbulence isotrope : la cascade de Kolmogorov. k désigne le nombre d'onde qui vaut $\frac{1}{\text{scale}}$ et $E(k)$ l'énergie associée. Pour une turbulence isotrope, l'énergie "cascade" avec une pente en $-5/3$ dans le régime inertiel.

qu'à l'échelle microscopique. Or, les méthodes numériques procèdent par discrétisation pour résoudre les équations, ce qui ne permet pas de représenter les échelles plus petites que celles de la résolution. Il est donc nécessaire d'introduire une paramétrisation qui va représenter le comportement des échelles de sous mailles sans avoir à les résoudre explicitement. L'idée est de résoudre les grandes échelles de manière déterministe et d'ajouter une formulation de l'action dissipative de petites échelles non résolues basée sur celles qui sont résolues.

Pour cela, on décompose les variables du modèle en une valeur moyenne (spatialement) et une fluctuation, selon la décomposition de Reynolds. Pour la vitesse u , cette décomposition donne :

$$u = \bar{u} + u' \quad \text{avec} \quad \overline{u'} = 0$$

Avec cette décomposition, la moyenne des produits de deux variables devient la somme des produits des moyennes et la moyenne du produit des fluctuations :

$$\overline{uv} = \bar{u}.\bar{v} + \underbrace{\overline{u.v'}}_{=0} + \underbrace{\overline{u'.\bar{v}}}_{=0} + \overline{u'.v'}$$

En prenant la moyenne de l'équation de continuité, on trouve :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

En appliquant la décomposition de Reynolds à l'équation de la dynamique projetée sur $\vec{x}$, on obtient :

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = f\bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \nu \Delta \bar{u} - \frac{\partial \overline{u'.u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'.v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'.w'}}{\partial z}$$

L'équation du champ moyen est la même que celle de la vitesse totale à laquelle s'ajoute un effet turbulent. Cet effet peut être considéré comme une friction causée par la turbulence et agit de la même manière que la viscosité. $\overline{u'.u'}$, $\overline{u'.v'}$, $\overline{u'.w'}$ s'appellent la tension de Reynolds. Puisque son effet est principalement dissipatif, elle sera remplacée par une viscosité turbulente qui s'ajoutera à la viscosité classique. Ainsi les deux derniers termes de l'équation précédente se résument ainsi :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} (\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'.u'}) = \frac{\partial}{\partial x} K_h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} (\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'.v'}) = \frac{\partial}{\partial y} K_h \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} (\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{u'.w'}) = \frac{\partial}{\partial z} K_v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{cases}$$

K_h et K_v sont les coefficients de viscosité turbulente et sont différents en raison de l'importante anisotropie entre les mouvements verticaux et horizontaux de l'écoulement. De la même manière, on retrouve l'équation de la dynamique projetée sur $\vec{y}$, ainsi que l'équation de la température et de la salinité avec K_h^T , K_v^T , K_h^S et K_v^S comme coefficients de viscosité turbulente. Ils prennent en compte la dissipation interne (W_e dans l'équation de la température) . Pour plus de clarté dans la suite du chapitre, on s'affranchira de la notation $\bar{u}$ ($\bar{u} = u$).

Pour déterminer ces coefficients, on utilise des schémas de fermeture turbulente. Ils permettent de fermer le système d'équations du modèle. Il en existe de nombreux de complexité plus ou moins importante mais toujours liés à la théorie de Kolmogorov.

Le coefficient de viscosité turbulente horizontale K_h est calculé par une méthode basique proche de celle de [Smagorinsky \[1963\]](#). Il permet également de limiter les bruits numériques induits par les schémas de discrétisation.

$$K_h = C.\Delta x \Delta y \sqrt{(\frac{\partial u}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v}{\partial y})^2 + 0.5(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x})^2}$$

Le coefficient de viscosité turbulente verticale K_v est quand à lui adapté d'un modèle de fermeture de type $k - l_k$ (Gaspar et al. [1990]). Il est lié à l'énergie cinétique turbulente ($E_{eke} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$) et à une longueur de mélange l_k .

$$K_v = C_k l_k \sqrt{E_{eke}}$$

Avec C_k une constante déterminée empiriquement ($= 0.15$). L'équation de l'énergie cinétique turbulente se déduit de manière pronostique de l'équation de la dynamique ($*\vec{u}$) :

$$\underbrace{\frac{\partial E_{eke}}{\partial t}}_{\text{variation temporelle}} + \underbrace{\frac{\partial u E_{eke}}{\partial x} + \frac{\partial v E_{eke}}{\partial y} + \frac{\partial w E_{eke}}{\partial z}}_{\text{advection}} = \underbrace{K_v \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right)}_{\text{cisaillement}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_v \frac{\partial E_{eke}}{\partial z} \right)}_{\text{diffusion verticale}} + \underbrace{\frac{g}{\rho_0} K_v \frac{\partial \rho}{\partial z}}_{\text{flottabilité}} - \underbrace{\frac{C_\epsilon E_{eke}^{3/2}}{l_\epsilon}}_{\text{dissipation}}$$

avec $C_\epsilon = 0.5$ déterminé empiriquement et l_ϵ une longueur de dissipation. l_k et l_ϵ sont calculées à partir des longueurs l_u et l_d qui représentent la conversion d'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle vers le haut et vers le bas (Bougeault and Lacarrere [1989]).

$$\begin{cases} E_{eke}(z) = \frac{g}{\rho_0} \cdot \int_z^{z+l_u} (\rho(z) - \rho(k)) \cdot dz \\ E_{eke}(z) = \frac{g}{\rho_0} \cdot \int_z^{z-l_d} (\rho(z) - \rho(k)) \cdot dz \end{cases}$$

$$l_k = \min(l_u, l_d) \quad \text{et} \quad l_\epsilon = \sqrt{l_u l_d}$$

2.1.5 Paramétrisation de la convection profonde

L'hypothèse hydrostatique empêche le modèle de s'équilibrer à partir de processus convectifs. De plus, même si l'on voulait la résoudre non-hydrostatiquement, il faudrait une très haute résolution permettant le développement des plumes et de la turbulence associée. Pour représenter cette physique, il convient de la paramétrer par un algorithme d'ajustement non pénétratif. La figure 2.2 résume cette paramétrisation. Sous l'influence de perte de flottabilité en surface, la colonne d'eau peut devenir gravitationnellement instable. Dans ce cas, on répartit la perte de flottabilité sur la couche de mélange afin de rétablir la stabilité. On procède comme si le mélange vertical turbulent était instantané et adiabatique.

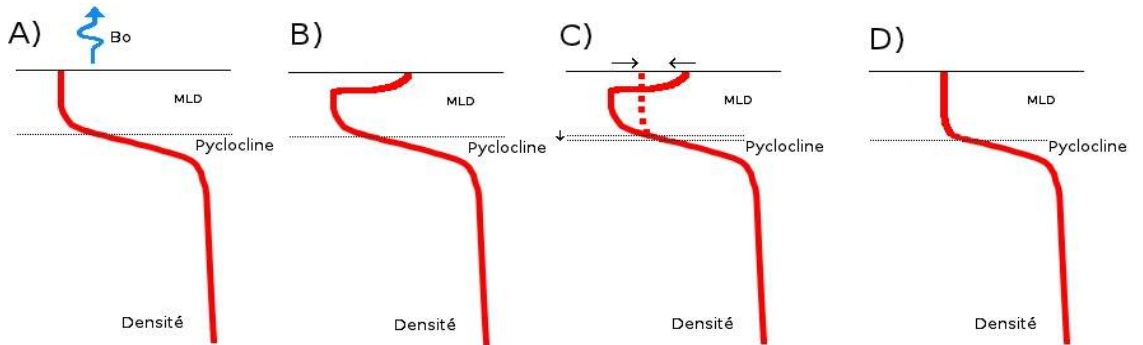


FIGURE 2.2 – Schéma de la paramétrisation d'un processus convectif lors d'un pas de temps. Sous l'influence des flux atmosphériques (A), la surface de la couche de mélange se densifie (B). Dans une approche non hydrostatique à très fine échelle, des processus de convection rétabliraient la stabilité de la colonne d'eau. La paramétrisation de la convection reproduit cet effet en répartissant la perte de flottabilité sur la couche de mélange (C). A la fin du pas de temps, la stabilité de la colonne d'eau est rétablie (D).

2.1.6 Système d'équations du modèle SYMPHONIE

Le modèle SYMPHONIE se présente alors comme un système d'équations fermé que nous résumons ici sous leur formulation conservative (possible car $\text{div}(\vec{v}) = 0$) dans un repère cartésien :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} = fv - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (K_h \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_h \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial u}{\partial z}) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial wv}{\partial z} = -fu - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (K_h \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_h \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial v}{\partial z}) \\ P(z) = P_{atmo} + g \cdot \int_z^\eta \rho \cdot dz \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (H\bar{u}) + \frac{\partial}{\partial t} (H\bar{v}) = 0 \\ \rho = f(T, S, P) \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial uT}{\partial x} + \frac{\partial vT}{\partial y} + \frac{\partial wT}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (K_h^T \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_h^T \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v^T \frac{\partial T}{\partial z}) + \frac{Q_i}{\rho_0 C_v} \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial uS}{\partial x} + \frac{\partial vS}{\partial y} + \frac{\partial wS}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (K_h^S \frac{\partial S}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_h^S \frac{\partial S}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_v^S \frac{\partial S}{\partial z}) \\ \text{schema de fermeture turbulente} \end{array} \right.$$

Le système est ici écrit en coordonnées cartésiennes. En réalité, le modèle est écrit dans un système de coordonnées géographiques (fig. 2.3). Cependant, ce système de coordonnées a l'inconvénient d'avoir un point singulier au pôle nord. La solution pour éviter ce problème consiste à réaliser un nouveau changement de coordonnées qui déplace ce point singulier sur la terre. Cette technique permet également de raffiner certaines zones du domaine de calcul (Estournel et al. [2012]). Pour conclure, le modèle SYMPHONIE est une réécriture du modèle présenté suite à un changement de coordonnées. Il s'exprime dans un système de coordonnées curvilinéaires orthogonales inspiré des coordonnées géographiques.

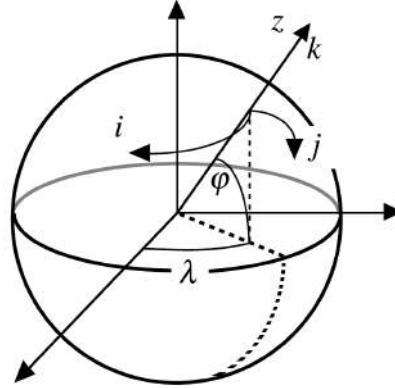


FIGURE 2.3 – Schéma représentant les coordonnées géographiques (δ, ϕ, z) et les coordonnées curvilinéaires (i, j, k) . (Source : Madec et al. [1998])

Les modèles d'océanographie fonctionnent globalement sur le même système d'équations. Par contre, ils diffèrent sur la manière dont les équations sont discrétisées, c'est à dire sur le choix de la grille et des schémas de discrétisation. Ces choix influent grandement sur la stabilité du modèle, la précision des résultats et le temps de calcul.

2.2 La discrétisation des équations

Pour pouvoir être résolu numériquement, le système d'équations présenté dans le domaine continu convient d'être discrétisé. On suppose alors uniforme ses variables dans chaque élément d'une grille et les pas d'espace suffisamment petits pour que les variations puissent être approximées par des décompositions de Taylor suivant une technique de différence finie. La technique de décomposition ainsi que son ordre constitue le schéma de discrétisation.

2.2.1 Discrétisation spatiale : grille de calcul et indexation

L'océan présente en général des bathymétries complexes avec des grands changements de profondeur. Le système de coordonnées verticale σ généralisée permet de décrire la colonne d'eau efficacement dans les régions à faible et grande profondeur (fig. 2.4). De plus, il permet de discrétiser de manière plus fine les couches limites en surface et au fond de manière à bien reproduire leur dynamique particulière.

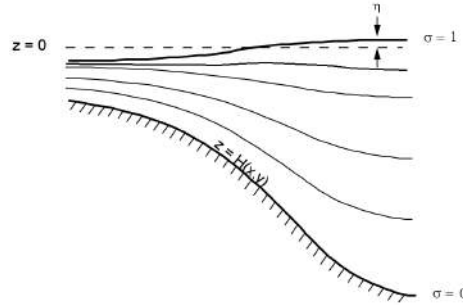


FIGURE 2.4 – Système de coordonnées σ (source : Mellor, G.L. [2004])

La conversion de la coordonnées σ en coordonnées z s'écrit :

$$\sigma = \frac{h+z}{h+\eta} \quad ; \quad \sigma = 1 \text{ en surface} \quad ; \quad \sigma = 0 \text{ au fond}$$

Le système d'équation subit un changement de variable sur la verticale ($z \rightarrow \sigma$).

Les champs de variables sont discrétisés sur une grille de type C-Arakawa (Arakawa and Lamb [1977]). Elle est curviligne et orthogonale. Les variables scalaires (T, S, P, ρ, K_v, K_h) sont définies au centre des mailles alors que les variables vectorielles (u, v, w) sont définies au centre des faces des mailles. La grille et l'indexation des variables sont représentées par la figure 2.5

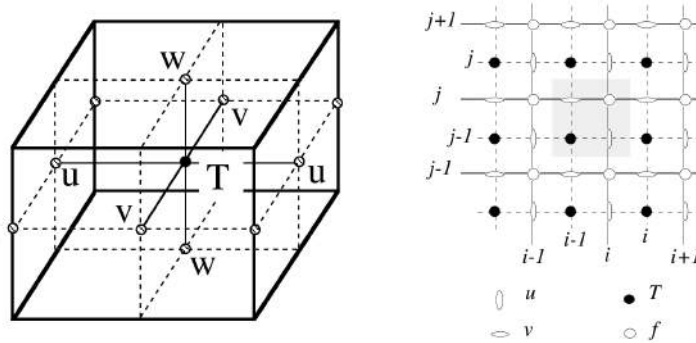


FIGURE 2.5 – Arrangement des variables sur la grille C-Arakawa et son indexation horizontale associée.

2.2.2 Schéma numérique d'advection/diffusion

Les termes d'advection et de diffusion d'un traceur T (la température ou la salinité par exemple) peuvent s'écrire sous la forme d'un flux. En ne considérant qu'une dimension, ils se discrétisent grâce à la technique des différences finies de la manière suivante :

$$-\frac{\partial u T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_h^T \frac{\partial T}{\partial x} \right) = -\frac{1}{\Delta x} \cdot (u_{(i+\frac{1}{2},j)}^t \cdot T_{(i+\frac{1}{2},j)}^t - u_{(i-\frac{1}{2},j)}^t \cdot T_{(i-\frac{1}{2},j)}^t)$$

Ils s'expriment comme la différence de deux flux sur les faces d'une maille. Avec la grille C-Arakawa, les vitesses sont exprimées sur les faces mais pas les grandeurs advectées T . L'expression de $T_{(i+\frac{1}{2},j)}$ constitue le schéma numérique d'advection.

Pour la température et la salinité, il s'agit d'un schéma centré/upwind d'ordre 3 (UP3) (Marchesiello et al. [2009]). Il privilégie l'amont de la direction de l'écoulement.

$$T_{(i+\frac{1}{2},j)} = \frac{1}{2}(T_{(i+1,j)} - T_{(i,j)}) - \begin{cases} \frac{1}{6}(T_{(i+1,j)} - 2T_{(i,j)} + T_{(i-1,j)}) & \text{si } u_{(i+\frac{1}{2},j)} > 0 \\ \frac{1}{6}(T_{(i+2,j)} - 2T_{(i+1,j)} + T_{(i,j)}) & \text{si } u_{(i+\frac{1}{2},j)} < 0 \end{cases}$$

Lee et al. [2002] et Marchesiello et al. [2009] montrent qu'avec des considérations d'échelle, la diffusion effective K_h^T peut être estimée par $\frac{|u|\Delta x^3}{12L^2}$ où $|u|$ est une vitesse et L une longueur typique de mélange (Rayon de Rossby par exemple). Marchesiello et al. [2009] suppose une "hyper" diffusion, autrement dit un opérateur basé sur une dérivée troisième.

Pour l'advection de la vitesse dans les équations de la dynamique, on utilise un schéma centré d'ordre 4.

2.2.3 Schéma numérique temporel

Dans les modèles numériques, le pas de temps du calcul Δt est limité par le critère de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) :

$$CFL = \frac{C \cdot \Delta t}{\Delta x} < CFL_{max}$$

où C est la vitesse de phase. CFL_{max} est obligatoirement inférieur ou égal à 1 et dépend de la méthode utilisée pour résoudre le système. Les équations gouvernant la dynamique de la circulation côtière contiennent des ondes de gravité sur le mode externe qui ont une grande vitesse de propagation et des ondes du mode interne qui ont une vitesse de propagation plus faible. Le critère CFL est donc limité par le mode externe. Il est donc intéressant en terme de temps de calcul de séparer le mode externe ($\eta, \bar{u}, \bar{v}$) et le mode interne. Cette technique s'appelle "time-splitting" (fig. 2.6). Pour chaque pas de temps du mode interne, le modèle calcule plusieurs fois le mode externe puis les deux modes sont ajustés par les vitesses barotropes ($\bar{u}, \bar{v}$) et baroclines (u, v) via un couplage barotrope/barocline qui impose :

$$(\bar{u}, \bar{v}) = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} (u, v) \cdot dz$$

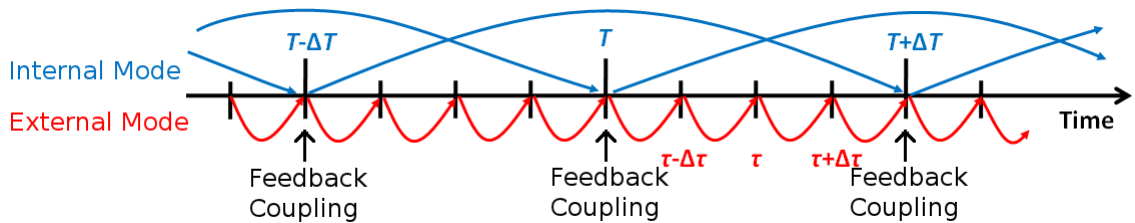


FIGURE 2.6 – Illustration de la technique du "time-splitting" et du couplage barotrope/barocline.

Pour la discrétisation du terme $\frac{\partial T}{\partial t}$, SYMPHONIE utilise un schéma explicite de type "Leap-frog". Il est centré d'ordre 2 et exprime T^{t+1} en fonction de T^t et T^{t-1} :

$$\frac{T^{t+1} - T^{t-1}}{2\Delta t} = RHS(\alpha T^t, \beta T^{t-1})$$

Ce schéma a la particularité de développer un mode physique et un mode numérique qui divergent si on les laisse évoluer. Il doit donc être combiné à un filtre pour limiter ce mode numérique malgré un effet diffusif sur le mode physique. Le filtre utilisé est le filtre Laplacien décrit dans Marsaleix et al. [2012].

2.3 Conditions aux limites

Enfin, pour être résolu, le système nécessite un champs initial et des conditions aux limites du maillage. Le champ initial consiste à assigner une valeur de départ à chaque variable du modèle. Les conditions aux limites définissent le comportement des variables à la limite du domaine. Elles ont une influence déterminante sur la solution à l'intérieur du domaine. On distingue deux types de conditions aux limites : frontières fermées et frontières ouvertes.

2.3.1 Conditions aux frontières fermées

Les variables du modèles sont calculées sur une grille qui comprend des zones de terre, définies préalablement par un masque (masque=0 sur la terre et masque=1 dans l'océan). La multiplication des variables par ce masque à chaque pas de temps permet de s'assurer qu'elles restent nulles sur la terre. La frontière entre les mailles d'eau et les mailles de terre est dite fermée et doit satisfaire plusieurs conditions (fig. 2.7). On retrouve des conditions similaires au fond de l'océan. Premièrement, les flux à la frontière solide sont nulles.

$$\begin{aligned}\vec{x} : \quad & (u)_{mask=0} = 0 \quad ; \quad K_v \left(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial S}{\partial x} \right)_{mask=0} = 0 \\ \vec{y} : \quad & (v)_{mask=0} = 0 \quad ; \quad K_v \left(\frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial S}{\partial y} \right)_{mask=0} = 0 \\ \vec{z} : \quad & (w)_{\sigma=0} = 0 \quad ; \quad K_h \left(\frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial S}{\partial z} \right)_{\sigma=0} = 0\end{aligned}$$

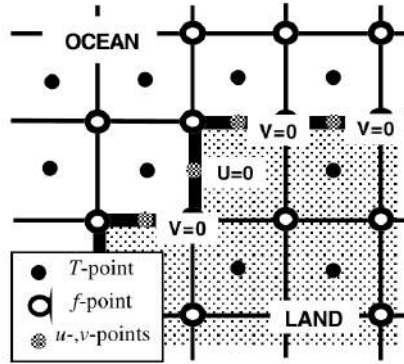


FIGURE 2.7 – Masque et conditions de vitesse aux frontières fermées pour la grille C. (Source : [Madec et al. \[1998\]](#)).

Une couche limite se développe dans un fluide en écoulement à proximité de frontières fermées à cause de sa viscosité. Elle n'est pas reproduite le long des côtes en raison des grands pas de discrétisation horizontale. On a une condition de glissement libre. Par contre, au fond de l'océan, la couche limite s'exprime par une tension particulière qui obéit au schéma suivant :

$$\begin{cases} K_v \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\sigma=0} = \frac{\tau_{bx}}{\rho_0} \quad \text{et} \quad K_v \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\sigma=0} = \frac{\tau_{by}}{\rho_0} \\ (\tau_{bx}, \tau_{by}) = \rho_0 \cdot C_d^b \cdot ||\vec{u}_b|| (u_{bx}, v_{by}) \\ C_d^b = \left(\frac{\kappa}{\ln(z_1/z_0)} \right)^2 \end{cases}$$

où (u_{bx}, v_{by}) sont les vitesses horizontales au premier niveau au dessus du fond (z_1), $\kappa = 0.41$ la constante de Von Karman, z_0 la longueur de rugosité au fond ($\sim 0.01\text{m}$) et C_d^b le coefficient de traînée au fond ([Mellor, G.L. \[2004\]](#)).

2.3.2 Conditions aux frontières ouvertes

Les frontières ouvertes n'ont pas vraiment de réalité physique mais sont dûes à la nécessité de limiter le domaine de calcul. Il faut donc définir des conditions aux limites qui simulent une propagation réelle dans un milieu infini.

A la surface libre

On suppose qu'il n'y a pas de flux de matière à travers l'interface océan-atmosphère et que la vitesse horizontale est conditionnée par la tension du vent sur la surface de l'océan :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} K_v \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{\sigma=1} & = & \left(\frac{\tau_{sx}}{\rho_0}, \frac{\tau_{sy}}{\rho_0} \right) \\ (\Omega)_{\sigma=1} & = & 0 \\ \left(\frac{\tau_{sx}}{\rho_0}, \frac{\tau_{sy}}{\rho_0} \right) & = & \rho_a \cdot C_d^s \cdot \|\vec{W}\| (W_x, W_y) \end{array} \right.$$

où ρ_a est la densité de l'air, C_d^s le coefficient de trainée induite par le vent déduit des formules bulk et $\vec{W}$ est le vent à 10m. Ω est une vitesse verticale perpendiculaire au niveau σ . Elle est sensiblement différente de la vitesse verticale w .

D'autre part, les flux de chaleur et de salinité entre l'océan et l'atmosphère se traduisent en équation de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} K_v^T \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\sigma=0} & = & \frac{1}{\rho_0 C_p} \cdot (Q_{snf} + Q_{shf} + Q_{slhf}) \\ K_v^T \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z \in [0, -z_{ssr}]} & = & \frac{1}{\rho_0 C_p} \cdot Q_{ssr} \\ K_v^S \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)_{\sigma=0} & = & (E - P) \cdot S_{\sigma=0} \end{array} \right.$$

où Q_{shf} est le flux de chaleur sensible, Q_{snf} le flux de chaleur radiatif des grandes longueurs d'onde, Q_{slhf} le flux de chaleur latent, Q_{ssr} le flux solaire des courtes longueurs d'onde, E le taux d'évaporation et P le taux de précipitation. Le flux solaire Q_{ssr} est pénétratif. Il réchauffe une couche de surface d'épaisseur z_{ssr} . En pratique, ces flux proviennent d'un modèle atmosphérique (voir 3.1).

Aux frontières latérales ouvertes

La condition à la limite océanique ouverte force la solution interne par un champ externe. Elle doit également permettre aux ondes générées dans le domaine de calcul de s'échapper sans être réfléchies à l'intérieur du domaine. Comme suggéré par [Blayo and Debreu \[2005\]](#) et [Marsaleix et al. \[2006\]](#), ces conditions sont réalisées en appliquant les schémas de conditions aux limites ouvertes décrits ci-dessous à la différence entre les variables modélisées et les variables forçantes plutôt qu'aux variables modélisées uniquement.

Pour la salinité et la température, le forçage à la limite dépend du sens de la vitesse. Si le flux est entrant, la valeur à la limite est égale à la valeur forcée. Si le flux est sortant, la valeur à la limite est la valeur modélisée à l'intérieur du domaine de calcul.

Pour les vitesses, on distingue le courant barotrope ($\bar{u}, \bar{v}$) et le courant barocline (u, v). A la frontière, le courant barotrope suit une condition de Flather pour la composante orthogonale et une condition de Neumann pour la composante tangentielle :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \eta - \eta^f & = & (+/-) \cdot \frac{H}{g} (\bar{u}_{orth} - \bar{u}_{orth}^f) \\ \frac{\partial H(\bar{u}_{tang} - \bar{u}_{tang}^f)}{\partial x} & = & 0 \end{array} \right.$$

Le courant barocline à la frontière suit une condition radiative de Sommerfeld :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \frac{\partial (u_{orth} - u_{orth}^f)}{\partial t} (+/-) C_c \cdot \frac{\partial (u_{orth} - u_{orth}^f)}{\partial x} & = & 0 \\ \frac{\partial (u_{tang} - u_{tang}^f)}{\partial t} (+/-) C_c \cdot \frac{\partial (u_{tang} - u_{tang}^f)}{\partial x} & = & 0 \end{array} \right.$$

où C_c est une valeur empirique de la vitesse de phase des ondes baroclines. Dans certaines applications, C_c est ajusté à la vitesse de phase du mode barocline numéro 1 à partir de la résolution du problème de Sturm Liouville comme expliqué dans [Marsaleix et al. \[2009\]](#).

Les apports d'eau douce par les rivières

Les fleuves et rivières représentent un apport d'eau douce. La condition s'applique sur des points masqués ($masque = 0$) en contact avec des points non masqués ($masque = 1$). Elle impose une vitesse horizontale orthogonale à la côte ([Estournel et al. \[2001\]](#)) définie par :

$$\int_{-h}^0 u_{orth}(t, z) dz = \frac{D_b(t)}{L}$$

où D_b , L et h représentent le débit, la largeur et la profondeur de la rivière. De plus, on impose une salinité nulle et une température choisie par l'utilisateur.

Chapitre 3

Simulations numériques et observations

Dans le cadre de cette étude numérique, une simulation réaliste à haute résolution de la circulation en Méditerranée Nord Occidentale a été réalisée grâce au modèle Symphonie dans sa version S2010.24 (Marsaleix et al. [2008], Marsaleix et al. [2009], Marsaleix et al. [2011], Marsaleix et al. [2012]). On cherchera ainsi par la suite à caractériser le rôle des processus à petites échelles dans la circulation globale de la région. On simule une période qui démarre le 01 novembre 2010 et finit le 12 décembre 2011. Cette période comprend un épisode de mélange convectif hivernal suivi de sa restratification et de l'export des eaux nouvellement formées.

Une attention particulière a été portée à la validation des champs issus du modèle. En effet, un modèle océanique, comme son nom l'indique, est une représentation approximative des processus qui se jouent dans l'océan. L'erreur entre la réalité et le modèle a de nombreuses et diverses causes. La première est sans doute l'état des connaissances humaines sur le sujet et la difficulté à modéliser et paramétriser des processus complexes voir même non déterministes comme la turbulence en mécanique des fluides. On peut également citer les erreurs inhérentes à l'aspect numérique, au passage du domaine continu au domaine discrétisé (approximation des schémas numériques, diffusion numérique, erreurs de troncature de temps et d'espace). Et enfin, les incertitudes sur les conditions initiales et aux limites jouent un rôle également important.

Il s'agit donc dans ce chapitre de confronter l'information fournie par le modèle à des observations. On cherche ainsi à évaluer dans quelle mesure elle reflète une réalité décrite par les outils observationnels. Différentes configurations de simulation de l'année 2010-2011 seront réalisées et comparées aux observations disponibles sur cette période. Ce travail doit permettre de définir une configuration de travail la plus optimale possible.

3.1 Simulations

Cette étude numérique a été configurée de manière à remplir les objectifs fixés : une simulation réaliste à haute résolution.

Maillage

Puisque l'on cherche à caractériser le rôle des processus à méso et subméso échelle, la résolution de la grille de calcul doit être assez fine pour permettre de décrire cette gamme d'échelle. Elle peut être évaluée par le rayon interne de déformation. En Méditerranée Nord Occidentale, lorsque la colonne d'eau est stratifiée, cette échelle est d'environ 10km (Testor and Gascard [2006]). En conséquence, on choisit de construire une grille régulière avec un pas de 1km sur une zone qui s'étend de Majorque jusqu'à la mer Thyrrénienne (fig. 3.1). Elle compte un total de 764*556 mailles sur l'horizontale et 40 niveaux sigma sur la verticale.

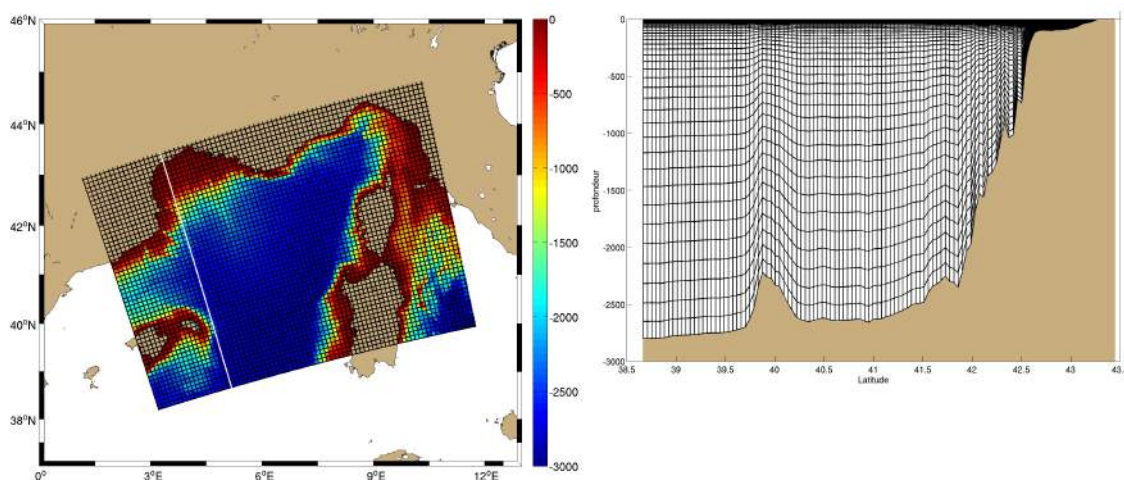


FIGURE 3.1 – Domaine de calcul avec bathymétrie et maillage. Pour la lisibilité de la figure, la grille dessinée est grossière. Chaque maille représentée équivaut à 10×10 mailles. Une coupe le long de la ligne blanche montre le maillage vertical avec une résolution 5 fois moindre.

Conditions initiales et forçages

L'aspect réaliste de la simulation est apporté par les conditions initiales que l'on impose au système et par ses conditions aux frontières ouvertes. Elles forcent la valeur des variables aux limites du système et se doivent donc d'être elles-mêmes le plus réalistes possible.

La première frontière ouverte du domaine est l'interface océan-atmosphère où le modèle est forcé par des flux de chaleur, des flux d'eau et une tension de surface due au vent. Ces forçages sont évalués grâce à des champs issus de simulation atmosphérique de l'année 2010-2011. Deux forçages atmosphériques ont été configurés et testés, ECMWF et ARPERA.

— Les produits opérationnels du Centre Européen de Prévision (ECMWF) ont été utilisés. Ils fournissent la valeur de variables atmosphériques sur une grille de résolution $1/4^\circ$ ($\sim 25\text{km}$) avec un pas de temps de 3h. Pour chaque pas de temps du modèle, les variables météorologiques sont recalculées par interpolation linéaire. La condition aux limites consiste à calculer les flux de quantité de mouvement, de chaleur et d'eau à partir des variables ECMWF (vitesse du vent à 10m, pression de surface, température à 2m, humidité spécifique à 2m, précipitation, flux solaire (ssr) et flux radiatif thermique (snsf)). On utilise pour cela des formules bulk ([Geernaert and Plant \[1990\]](#)) qui font également intervenir la température de surface de la mer fournie par le modèle. Le flux de quantité de mouvement influe sur la vitesse de l'eau à la surface par la tension qu'exerce le vent. C'est une force de frottement. Le flux d'eau est un bilan d'eau douce qui soustrait l'évaporation à la précipitation. Le flux de chaleur se décompose en quatre termes :

1. Le flux solaire (ssr) représente le rayonnement solaire absorbé par la surface des océans, principalement contenue dans des longueurs d'ondes visibles. Il est pénétratif, c'est à dire qu'il modifie le contenu de chaleur d'une couche d'eau de surface.
2. Le flux radiatif thermique (snsf) est la différence entre le flux de chaleur rayonné par la surface de la mer vers l'atmosphère et celui rayonné par l'atmosphère vers la mer. C'est un flux radiatif de grande longueur d'onde qui globalement entraîne un refroidissement des océans.
3. Le flux de chaleur sensible (sshf) représente la chaleur échangée entre la mer et l'atmosphère par conduction et convection. Il est fonction du gradient de température entre l'air et l'eau et du vent.
4. Le flux de chaleur latent (slhf) constitue le flux de chaleur échangé par l'évaporation de

l'eau. Il est lié au gradient de contenu de vapeur d'eau dans l'air près de la surface de la mer et au vent.

- Les forçages ARPERA proviennent d'un downscaling dynamique initialement prévu pour la réanalyse ERA40 puis appliqué aux analyses ECMWF (Barnier et al. [1995]). Il est réalisé à une résolution horizontale de 50km environ et stockées avec un pas d'espace de $1/8^\circ$ (~ 10km) et un pas de temps de 24h par l'équipe Arpege-Climat du CNRM-GAME (Herrmann and Somot [2008]). Les conditions sont fournies au modèle océanique par une interpolation linéaire. En revanche, ces simulations fournissent directement les flux océan atmosphère, qui sont donc en théorie totalement découplés du modèle. En pratique, on ajoute un terme de relaxation lié à la différence entre la température de surface (SST) du modèle et la SST fournie par les forçages. Ces forçages contiennent la tension du vent, le flux d'eau et un flux de chaleur qui se décompose en deux termes : un flux radiatif solaire et un flux de chaleur non solaire (somme des trois composantes vues précédemment).

L'autre frontière où des champs réalistes externes doivent être imposés est la frontière ouverte sur l'océan. Ces champs de température, salinité et courant proviennent de simulations à plus grande échelle. Deux forçages océaniques ont été configurés et testés : les analyses MERCATOR et NEMOMED8.

- Le centre d'océanographie opérationnelle MERCATOR-Océan (Lellouche et al. [2013]) développe à l'échelle globale et régionale des analyses et des prévisions océaniques. La version utilisée, PSY2V4R3, met en oeuvre l'assimilation de données. Les profils de température et de salinité archivés au centre Coriolis sont assimilés, ainsi que des données altimétriques. Les champs utilisés pour le forçage proviennent de sorties journalières dont la résolution spatiale est de $1/12^\circ$ (~ 7km).
- NemoMed8 (Herrmann et al. [2010]) est une configuration du modèle océanique NEMO appliquée à la mer Méditerranée développée au CNRM. Il constitue un forçage intéressant puisqu'il est lui même forcé par les champs atmosphériques issus du modèle ARPERA et contribue donc au calcul des flux air-mer des forçages ARPERA. Ce sont des simulations à $1/8^\circ$ (~ 10km) de résolution avec des sorties journalières.

Ces simulations servent également à initialiser le modèle avant la première itération temporelle. Le "spin up" est le temps en début de simulation où le modèle s'ajuste. Il évacue les ondes créées par l'interpollation des champs initiaux et développe sa propre dynamique en relation avec sa résolution spatiale. Initialiser avec des champs réalistes à plus grande échelle réduit ce temps par rapport à une initialisation climatologique. L'échelle de temps du spin-up est de l'ordre de quelques semaines au moins.

On précise enfin que 5 apports de rivières du Golfe du Lion ont été pris en compte dans ces simulations. Il s'agit du Grand et du Petit Rhône, de l'Hérault, de l'Orb et de l'Aude. Les débits journaliers proviennent du site <http://www.hydro.eaufrance.fr>. C'est un forçage qui n'est pas à négliger, surtout dans l'étude de processus convectifs puisque leur source d'eau non salée constitue un apport en flottabilité de la colonne d'eau.

Simulations réalisées : plusieurs simulations ont été menées sur la période du 01 novembre 2010 au 12 décembre 2011 suivant différentes configurations décrites dans le tableau (tab. 3.1). Chacune d'entre elles possède un couple "forçage atmosphériques - forçages océaniques" unique. Ces simulations seront par la suite évaluées par confrontation aux observations. On cherchera à trouver la configuration de travail la plus optimale possible.

Nom de la simulation	Convec 1km ECM	Convec 1km ARP	convec obc ARP
Résolution	1km*1km	1km*1km	1km*1km
Forçage atmosphérique	ECMWF	ARPERA	ARPERA
Forçage océanique	Mercator PSY2V4R3	Mercator PSY2V4R3	NEMOMED8

TABLE 3.1 – Description des configurations du modèle utilisé.

3.2 Observations

L'étude de l'épisode de convection 2010-2011 en Méditerranée Nord Occidentale est particulièrement intéressante puisqu'un grand nombre d'observations in situ sont disponibles. En effet, la campagne CASCADE a eu lieu du 01 au 23 mars 2011 et a permis la mise en place d'outils observationnels variés. Cette croisière a été soutenue par le programme national MERMEX (Marine Ecosystem's Response in the Mediterranean Experiment, <http://mERMEX.pytheas.univ-amu.fr>) et le programme européen HERMIONE (Hotspot Ecosystem Research and Man's Impact on European Seas, <http://www.eu-hermione.net>). Le service d'observation MOOSE (Mediterranean Ocean Observing System on Environment) a permis également le déploiement de nombreux instruments. Nous décrivons dans cette section les données traitées ainsi qu'une succincte présentation des outils de mesure qui ont permis leur acquisition.

Flotteurs Argo

Un flotteur Argo est un instrument autonome qui permet de réaliser des profils de température et de salinité jusqu'à 2000m de profondeur. Il dérive au gré des courants à ~350m en Méditerranée et réalise un profil à intervalle de temps programmé (généralement une dizaine de jours). Grâce au programme international Argo, plus de 3600 flotteurs dérivent actuellement dans les océans du globe et envoient leurs données en continu par satellite. Le projet Coriolis en représente la branche française (<http://www.coriolis.eu.org>). 9 flotteurs ont été présents en Méditerranée Nord Occidentale entre le 01/10/10 et le 12/12/11 et ont réalisé 260 profils dans le domaine de calcul (fig. 3.2).

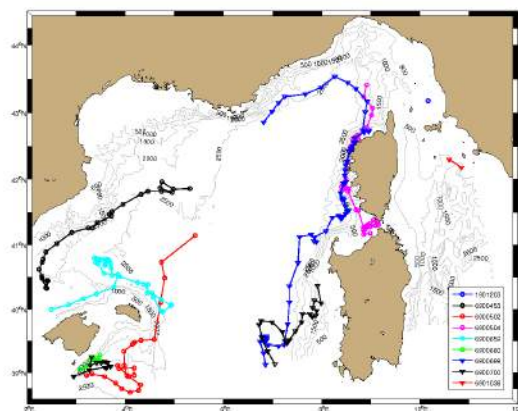


FIGURE 3.2 – Carte des trajectoires des flotteurs Argo utilisés dans l'étude.

Profils CTD

La sonde CTD (Conductivity Temperature Depth) permet d'accéder à la profondeur, la température et la salinité de l'eau. Elle est mise à l'eau à partir d'un navire en différentes stations grâce à un câble et fournit un profil de température et de salinité en fonction de la profondeur à un instant donné en un point donné. La campagne CASCADE, sous la direction de X. Durrieu de Madron, a permis notamment de décrire la transition entre la période de convection et de restratification dans le bassin profond après l'épisode convectif de l'hiver 2010-2011. 26 profils CTD ont été réalisés suivant deux radiales Ouest-Est (Radiale L) et Sud-Nord (Radiale M) (fig. 3.3).

Mouillage LION

La ligne de mouillage LION est située à 42.02°N et 4.62°E (fig. 3.3), point considéré comme le centre de la zone de convection en Méditerranée Nord occidentale par Schott and Leaman [1991].

Durant l'hiver 2010-2011, la ligne était équipée de 11 capteurs CTD et 5 courantomètres répartis entre 150 et 2300 mètres de profondeur (Tamburini et al. [2013]; Stabholz et al. [2013]). La couche de surface (150-650m) est suréchantillonnée grâce à 10 capteurs de température. Ce système permet donc d'observer à haute fréquence les caractéristiques T-S et les courants de toute la colonne d'eau en un point. Des données dans la couche de surface sont également disponibles puisque la bouée Lion de Mété-France, située à moins de 5km, enregistre la température grâce à 20 capteurs répartis entre 5 et 250m de profondeur.

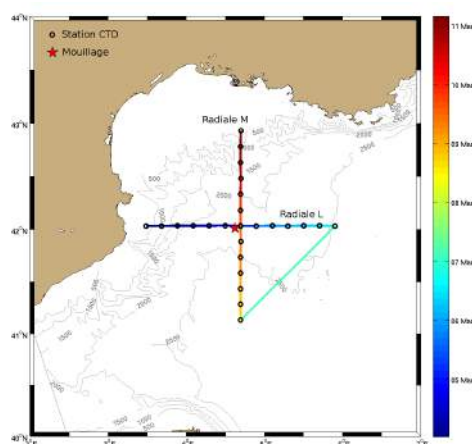


FIGURE 3.3 – Carte des stations CTD de la campagne Cascade utilisées dans l'étude et position du mouillage.

Images satellite Modis

Les images satellites de l'instrument Aqua Modis (NASA) montrent la couleur de l'eau et permettent ainsi d'accéder à une estimation de la concentration de chlorophylle de surface avec une résolution d'environ 9km. D'un point de vue physique et malgré des images souvent bruitées par la présence de nuages, on est capable de définir de manière assez précise l'étendue de la zone de convection (caractérisée par une concentration en chlorophylle proche de zéro : blue hole) grâce à des images composites de 3 jours. Deux images composites de bonne qualité sont disponibles durant la phase de convection de l'hiver 2010-2011.

Gliders

Le glider représente une relativement récente avancée technologique dans l'observation des océans (<http://www.ego-network.org>). C'est un planeur sous-marin autonome et téléguidé dont l'intérêt principal est la haute fréquence de ses acquisitions. En effet, il permet de réaliser des profils de température, salinité jusqu'à 1000m de profondeur espacés de quelques kilomètres. Il est aussi capable de mesurer une vitesse moyenne des courants sur une plongée. Les quatre gliders déployés durant l'hiver 2010-2011 dans le Golfe du Lion et en mer Ligure (fig. 3.4) ont permis de décrire à haute résolution l'approfondissement de la couche de mélange de l'épisode de convection.

3.3 Comparaisons modèle-observations

La principale limite des observations, qu'elles soient in-situ ou satellitaires, reste leur caractère local, instantané et/ou partiel. Au contraire, la modélisation numérique fournit une image quadri-mensionnelle de l'évolution des variables océaniques. De plus, dans notre étude, on cherche à la placer dans un contexte le plus proche possible de la réalité. Cependant, elle n'est pas parfaite.

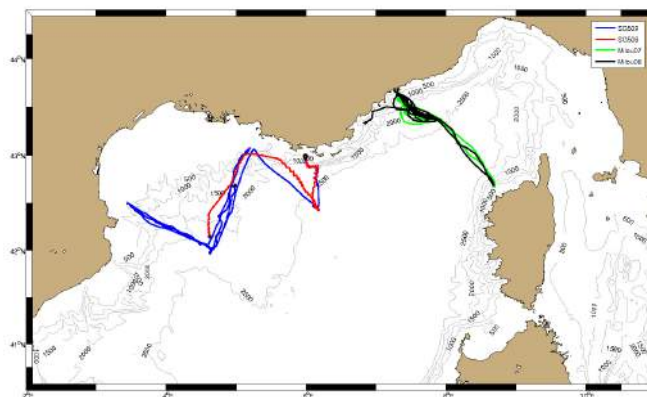


FIGURE 3.4 – Carte des trajectoires des gliders utilisés dans l'étude.

Ces deux approches présentent un caractère complémentaire évident pourvu que la modélisation numérique soit de bonne qualité. Nous proposons une évaluation par comparaison des simulations aux observations qui doit permettre de définir une configuration de travail la plus optimale possible. Cette évaluation sera présentée de la manière la plus concise possible. Le lecteur pourra se référer à l'annexe A pour y trouver des éléments de comparaison et d'évaluation complémentaires.

Caractéristiques des masses d'eau

Un premier objectif d'une modélisation réaliste de la circulation en Méditerranée Nord Occidentale est de reproduire des masses d'eau avec des bonnes caractéristiques de température et de salinité. En regroupant l'ensemble des profils réalisés dans le domaine modélisé par les profileurs Argo et les sondes CTD de la campagne Cascade (fig.3.3), on obtient une photographie très générale des masses d'eau en Méditerranée Nord Occidentale (fig.3.5).

Les profils in-situ montrent clairement la MAW qui s'étend de la surface jusqu'à une profondeur d'environ 150-350m. Elle se caractérise principalement par sa salinité de l'ordre de 38 ‰. Sa température est en revanche plus dispersée (de 13.5 jusqu'à 25°C) en raison de l'action des flux atmosphériques dans la couche de mélange. La LIW est caractérisée sur le diagramme θ -S par un pic à environ 450m de profondeur avec une salinité de 38.7‰ et une température de 14°C. Les WMDW représentées sur cette figure sont celles observées juste après l'évènement de convection de l'hiver 2010-2011 par les CTD de la campagne Cascade ; les profileurs Argo ne permettant pas de monitorer de telles profondeurs. La couche la plus profonde a une salinité d'environ 38.49‰ et une température d'environ 12.88°C.

Les configurations Convec1kmEcm et Convec1kmArp présentent des eaux aux caractéristiques très similaires. C'est très logique puisque les champs θ -S de ces deux configurations ont été initialisés de la même manière et sont forcés aux frontières par les mêmes valeurs. Leurs valeurs θ -S sont tout très proches des valeurs observées, ceci probablement en partie en raison de l'assimilation de données réalisée dans le système MERCATOR. La MAW a une salinité de l'ordre de ~38‰, et une température dispersée entre 13.5 et 25°C. On peut remarquer cependant des profils présentant une salinité plus faible. La LIW est légèrement moins salée et plus chaude que la LIW observée (~-0.02‰ et ~+0.1°C). Les WMDW de la configuration Convec1kmEcm se caractérisent par une salinité de ~38.475‰ et une température de ~12.83°C (~-0.015‰ et ~-0.05°C par rapport à l'observation) et celle de la configuration Convec1kmArp par une salinité de ~38.48‰ et une température de ~12.85°C (~-0.01‰ et ~-0.03°C par rapport à l'observation). Cette légère différence peut s'expliquer avec une convection profonde qui modifie les caractéristiques des couches profondes de WMDW et qui se déroule différemment dans les deux configurations (voir suite du chapitre). On remarque également que Convec1kmEcm reproduit des eaux de surface avec des densités de l'ordre de 29.1. La configuration ConvecObsArp est initialisée et forcée

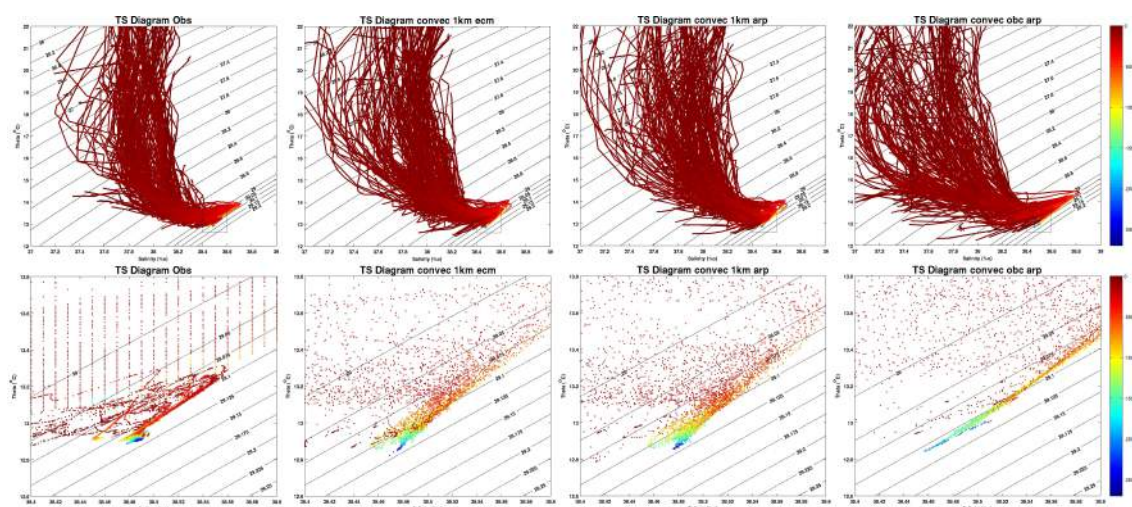


FIGURE 3.5 – Diagrammes Température Salinité sur tout le domaine modélisé regroupant les données Argo et CTD de la campagne Cascade dans la zone de convection (fig.3.3). Les points du modèle sont colocalisés en temps et en espace avec les points d'observations. On représente (en haut) le diagramme TS sur toute la colonne d'eau et (en bas) celui sur les eaux plus dense définies par le rectangle en trait pointillé (de gauche à droite) des eaux observées, des eaux de la configuration Convec1kmEcm, des eaux de la configuration Convec1kmArp et des eaux de la configuration ConvecObcArp. La couleur des points correspond à la profondeur associée.

différemment et présente des biais plus importants sur les masses d'eaux, en raison de l'absence d'assimilation de données. Sa MAW est encore plus dispersée et moins salée (de l'ordre de $\sim 37.8\text{‰}$ soit $\sim 0.02\text{‰}$ par rapport aux profils in-situ). La LIW est très marquée ($\sim 38.8\text{‰}$ et $\sim 14.3^\circ\text{C}$, soit $\sim +0.1\text{‰}$ et $\sim +0.3^\circ\text{C}$). Les WMDW de cette configuration changent graduellement de caractéristiques avec la profondeur. On verra que les eaux observées à cet instant ont déjà subi un épisode de convection. On peut ainsi distinguer clairement des "vieilles" WMDW ($\sim 38.455\text{‰}$ et $\sim 12.82^\circ\text{C}$) et des "nouvelles" WMDW ($\sim 38.51\text{‰}$ et $\sim 12.98^\circ\text{C}$).

Les caractéristiques θ -S des masses d'eaux sans distinction de temps et d'espace ne sont qu'un premier élément de comparaison qui permet de se faire une idée globale de la qualité des masses d'eaux représentées. En effet, les observations montrent qu'en réalité elles ne sont pas réparties de manière homogène dans le bassin et qu'elles évoluent au fur et à mesure de leur parcours par mélange avec les eaux environnantes. L'ensemble des profils réalisés pendant la période modélisée permet d'avoir une vision composite de leur répartition, notamment pour la MAW (fig. 3.6) et pour la LIW (fig. 3.7).

Les trajectoires des flotteurs profileurs ARGO durant la période simulée montrent bien que la MAW (fig. 3.6) suit un parcours cyclonique dans le bassin nord occidental. Durant ce trajet, elle passe d'environ 38‰ (à l'ouest de la Sardaigne) à 38.15‰ (au sud des Baléares). Le courant Nord est échantillonné en amont de la zone de convection par le flotteur 6900453 durant une période allant du 5 janvier 2011 au 14 juin 2011 et en aval de la zone de convection par le flotteur 6900699 durant une période allant du 1 janvier 2011 au 12 mars 2011. Il est donc observé durant une période hivernale, ce qui explique qu'il soit relativement froid et salé sous l'influence des flux atmosphériques intenses à cette période. Les deux radiales Cascade montrent des eaux homogènes ayant été mixées verticalement avec les eaux sous jacentes par convection. Elles sont donc plus salées ($\sim 38.45\text{‰}$) et plus froides ($\sim 13^\circ\text{C}$) que la MAW. Les simulations reproduisent bien ces observations, aussi bien la variabilité des caractéristiques θ -S que les valeurs elles mêmes. Comme on l'a remarqué auparavant, on notera tout de même des biais plus importants pour la simulation forcée avec NEMOMED8.

La figure 3.7 représente le maximum de salinité entre 150m et 800m de profondeur et la température potentielle associée à la profondeur du maximum de salinité. Il s'agit d'un critère pour

détecter la LIW et ses caractéristiques. Les observations montrent une étroite veine de courant salée (~38.7 ‰) et chaude (~13.9°C) qui suit une trajectoire cyclonique longeant les côtes de la Sardaigne puis de la Corse. Les caractéristiques de cette LIW évoluent au fur et à mesure de son parcours dans le bassin par mélange avec les eaux environnantes. De ce fait, elle présente une forte variabilité Ouest-Est passant d'une LIW très marquée le long de la Sardaigne à une LIW érodée (~38.5‰ et ~13.3°C) au sud des Baléares. Elle est quasiment absente des profils Cascade car impliquée dans le mélange vertical. Les profils Cascade les plus au sud et à l'est montrent un début de restratification de la zone de convection. Les simulations reproduisent bien la veine de LIW entrant dans le bassin. Les configurations Convec1kmEcm et Convec1kmArp conservent cette étroite veine de LIW à l'ouest de la Sardaigne mais ont tendance à éroder de manière trop importante ses caractéristiques θ -S entre la Sardaigne et la Corse. On a ainsi une composante LIW du courant Nord, au niveau du bassin Ligure, moins salée (~0.1 ‰) et trop froide (~-0.3°C). Par la suite, la dégradation des caractéristiques θ -S de la LIW lors de son parcours est bien reproduite, ainsi que le début de la phase de restratification visible sur certains profils des radiales Cascade. D'autre part, la configuration ConvecObcArp montrent une LIW très marquée, aussi bien à l'est du bassin qu'à l'ouest (au sud des Baléares). Dynamiquement, cette configuration reproduit l'érosion de la LIW lors de son parcours dans le courant Nord et le début de la phase de restratification.

Pour évaluer la qualité des configurations, deux paramètres statistiques sont évalués. L'erreur quadratique moyenne (RMSE) est une mesure de l'erreur moyenne (tab. 3.2). Elle est définie par :

$$rmse = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - y_i)^2}$$

où x_i les variables simulées et y_i les variables observées. L'écart type (STD) mesure la dispersion de la masse d'eau (tab. 3.3). Il est définie par :

$$std = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

où $\bar{x}$ représente la moyenne de la variable x . Ces paramètres confirment les remarques faites précédemment.

RMSE	Convec 1km ECM	Convec 1km ARP	convec obc ARP
rmse temp. pot. MAW	0.9498	1.0094	0.9996
rmse temp. pot. LIW	0.3228	0.3263	0.3944
rmse salinité MAW	0.1648	0.1776	0.3001
rmse salinité LIW	0.0818	0.0797	0.1051
rmse prof. pycnocline	38.031	37.620	38.437
rmse flottabilité	0.9097	0.9599	1.1382

TABLE 3.2 – Tableau de comparaison RMSE entre modèle et observations.

STD	Observations	Convec 1km ECM	Convec 1km ARP	convec obc ARP
std temp. pot. MAW	0.6898	0.7704	0.8395	0.8346
std temp. pot. LIW	0.2721	0.1956	0.1886	0.2500
std salinité MAW	0.1537	0.1681	0.1702	0.3006
std salinité LIW	0.0706	0.0454	0.0420	0.0673
std prof. pycnocline	25.090	27.756	27.557	30.753
std flottabilité	0.7181	0.7542	0.7967	0.9267

TABLE 3.3 – Tableau de comparaison des STD du modèle et des observations.

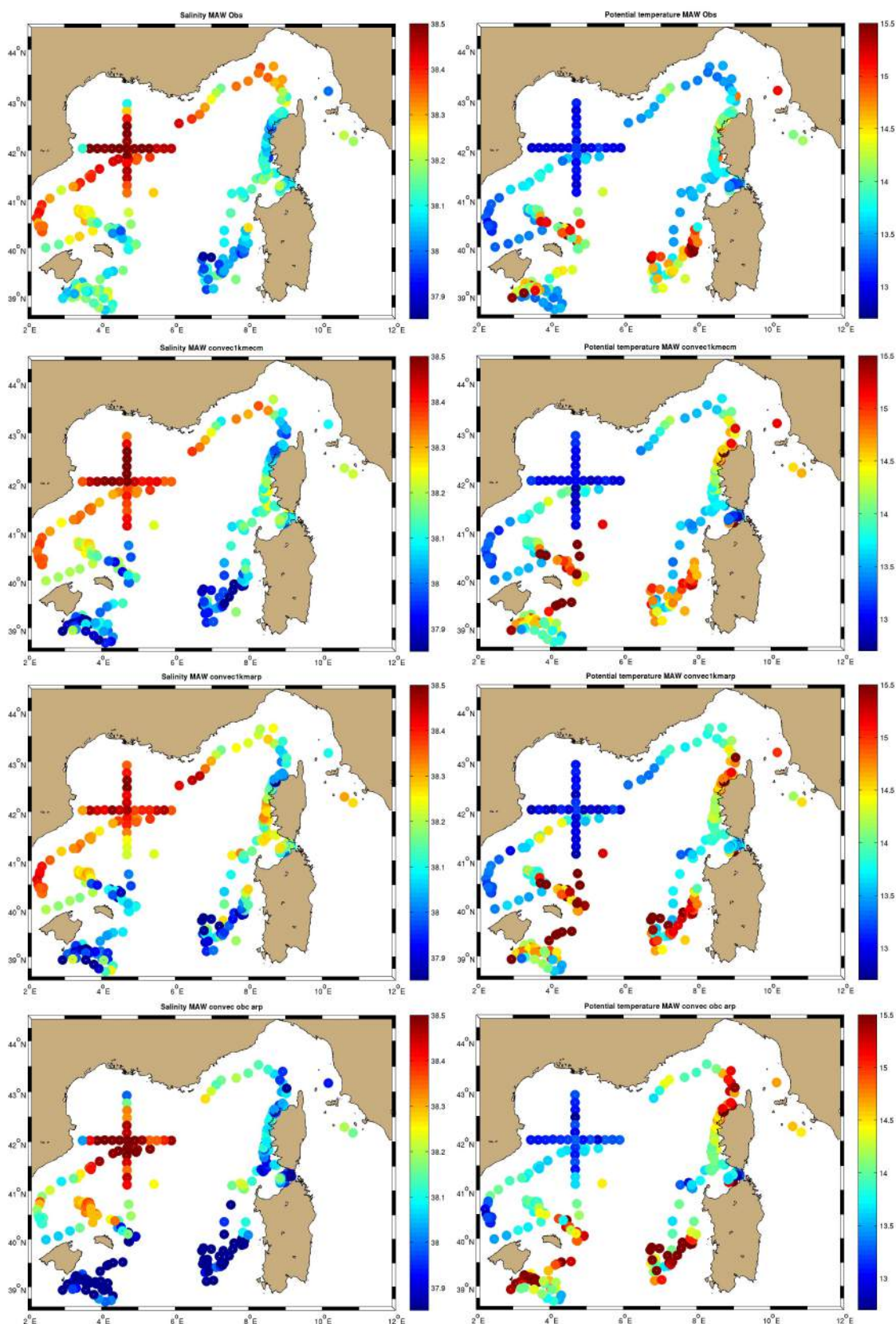


FIGURE 3.6 – Carte de MAW avec (gauche) la salinité (moyenne de salinité entre 50 et 150m de profondeur) et (droite) la température potentielle (moyenne de température potentielle entre 50 et 150m de profondeur) des eaux issues (de haut en bas) de l'observation, de la configuration Convec1kmEcm, de la configuration Convec1kmArp et de la configuration ConvecObcArp.

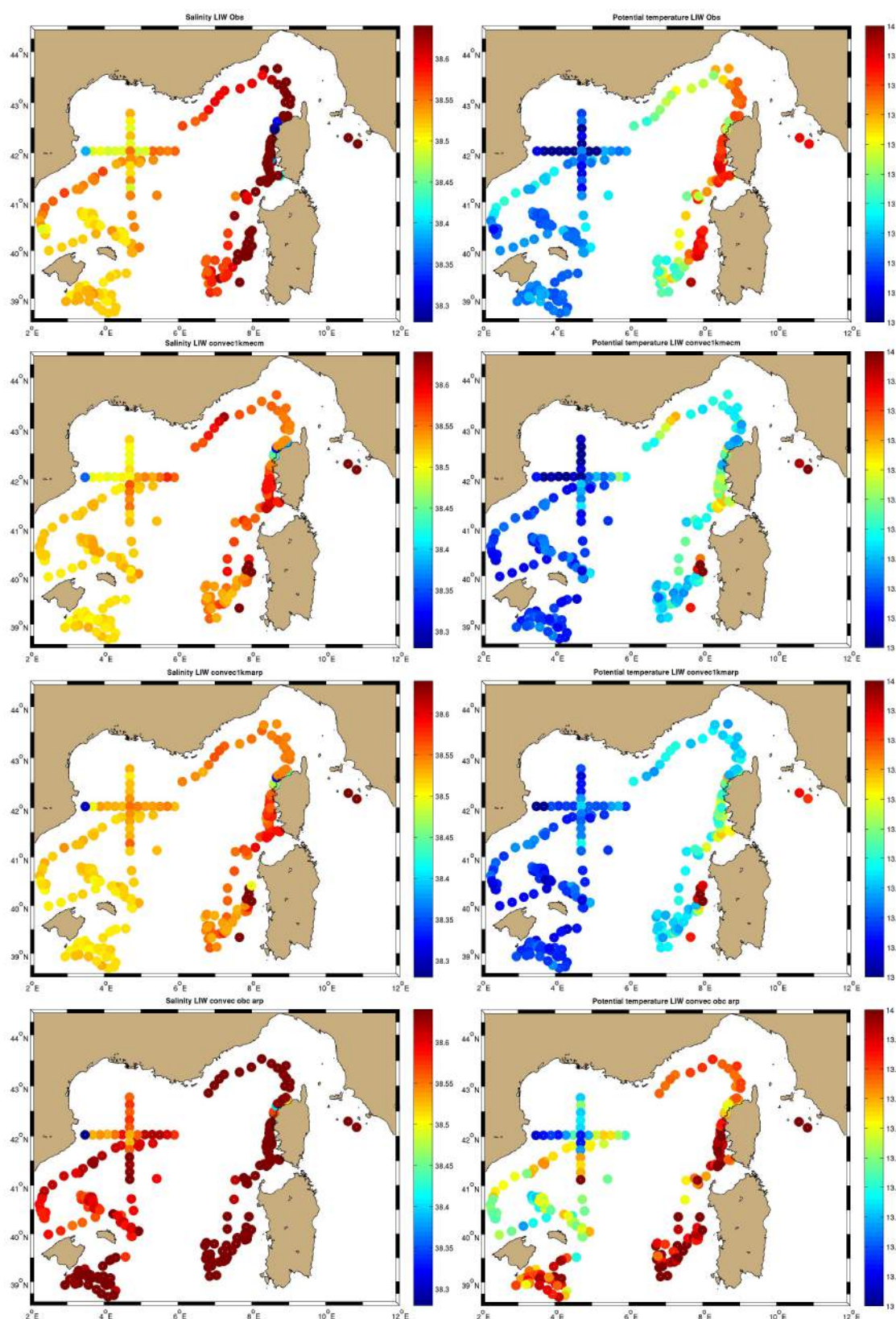


FIGURE 3.7 – Carte de LIW avec (gauche) la salinité (maximum de salinité entre 150 et 800m de profondeur) et (droite) la température potentielle (température associée au maximum de salinité) des eaux issues (de haut en bas) de l'observation, de la configuration Convec1kmEcm, de la configuration Convec1kmArp et de la configuration ConvecObsArp.

Représenter des masses d'eau réalistes est un point important de l'étude. Cela l'est d'autant plus que l'on cherche à simuler des phénomènes convectifs. En effet, on sait que la convection profonde en Méditerranée nord occidentale est déclenchée par des flux de flottabilité à l'interface océan-atmosphère intenses en hiver mais l'état initial de la colonne d'eau est tout aussi primordial. Ainsi, les conditions océaniques doivent être favorables localement pour permettre à la convection profonde d'avoir lieu (Marshall and Schott [1999]). On sait que la circulation cyclonique à l'échelle de bassin nord occidental permet d'amener des eaux localement moins stratifiées vers la surface. Le contenu en chaleur et en sel ainsi que la stratification de la colonne d'eau sont dynamiquement importants et doivent donc être modélisés de manière la plus réaliste possible. Les simulations sont évaluées à l'aide de deux paramètres décrivant l'état de la colonne d'eau : la stratification et la flottabilité de la colonne d'eau.

La fréquence de stratification N (ou fréquence de Brunt-Väisälä) est la fréquence à laquelle oscille une particule fluide qui subirait un petit déplacement pour retrouver son niveau d'équilibre. Cette fréquence, liée aux forces de gravité et d'Archimède que subit une particule par rapport à son entourage, décrit la stratification de la colonne d'eau à une profondeur donnée. On la définit par son carré :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dz}$$

N^2 est en général positif puisque le fluide est organisé avec les eaux légères en surface et les eaux denses au fond. Cependant il arrive que N^2 soit négatif, par refroidissement des couches supérieures par exemple. La particule fluide, subit alors une instabilité gravitationnelle, qui lorsqu'elle est maintenue, amène au processus convectif. La manière dont le modèle traite ce processus est décrit dans le chapitre 2 (2.1.5). La figure 3.8 présente le profil moyen de N^2 , calculé sur les points d'observation des flotteurs Argo et des CTD Cascade durant la période de simulation, sur les 500 premiers mètres. Le profil issu des observations montre une pycnocline, la couche de forte variation de densité et caractérisée par un maximum de N^2 , à environ 50m de profondeur. En comparaison, la pycnocline simulée est un peu moins marquée et plus "diffusée" sur la verticale. On remarque également que la stratification a tendance à être plus importante sous la pycnocline dans les simulations.

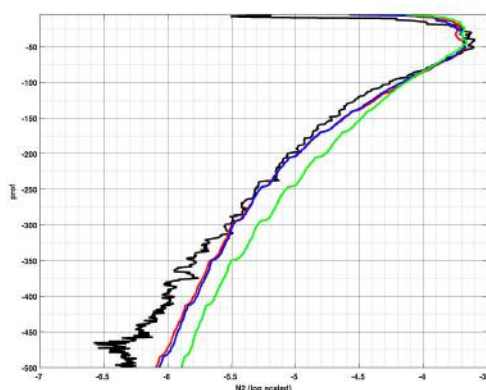


FIGURE 3.8 – Profil de la fréquence de stratification N^2 moyenne (échelle logarithmique décimale) des observations (noir) et des configurations Convec1kmEcm (bleu), Convec1kmArp (rouge) et ConvecObsArp (vert).

Spatialement, la figure 3.9 (ligne du haut) représente la profondeur de la pycnocline. Les résultats des simulations représentent bien la réalité (tab. 3.2 et 3.3). Les radiales Cascade ne présentent pas un grand intérêt dans cette comparaison puisque la colonne d'eau, ayant subi une convection, ne présente pas de pycnocline très marquée. La deuxième partie de la figure montre la flottabilité de la colonne d'eau. Sous hypothèse unidimensionnelle, la stratification d'une colonne d'eau peut être reliée à un flux de flottabilité $B(t)$ (Lascaratos and Nittis [1998], Herrmann

et al. [2008]) par la formule suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{B(t)}{N^2(h).h}$$

ou h est la profondeur et t le temps. En intégrant et toujours sous hypothèse unidimensionnelle, on obtient le flux de flottabilité à imposer à une colonne d'eau pendant un certain temps T pour parfaitement la mélanger jusqu'à la profondeur H :

$$\int_0^H N^2(h).h.dh = \int_0^T B(t).dt$$

La figure 3.9 (ligne du bas) décrit la répartition de $\int_0^{H=800} N^2(h).h.dh$ dans les observations et dans les simulations. Il s'agit de la perte de flottabilité à laquelle doit être soumise la colonne d'eau pour qu'elle se retrouve totalement homogène sur les 800 premiers mètres. Les profils des CTD Cascade montrent des valeurs très faibles ($\sim 0.1 m^2.s^{-2}$) parce qu'ils décrivent des colonnes d'eau qui viennent de subir un mélange vertical. Sur ces deux radiales, les valeurs plus élevées des profils les plus au sud et à l'ouest de la configuration ConvecObcArp décrivent une restratification qui n'a pas encore lieu dans les observations. Globalement, ces comparaisons confirment la bonne capacité des simulations à reproduire le contenu en flottabilité (tab. 3.2 et 3.3). Ce contenu est plus élevé dans la configuration ConvecObcArp possiblement à cause d'une LIW très marquée mais les variations relatives sont bien reproduites.

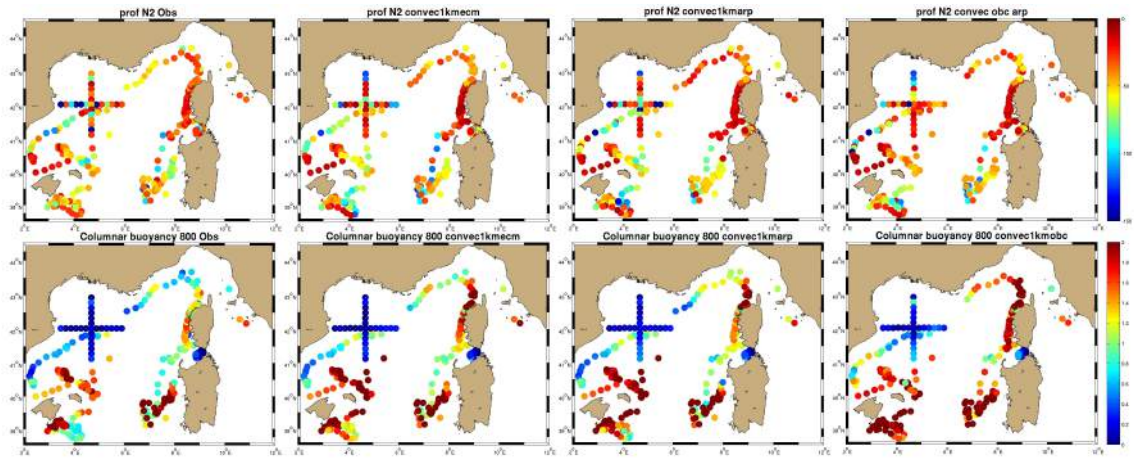


FIGURE 3.9 – Carte de la profondeur de la pycnocline (haut) et du contenu de flottabilité de la colonne d'eau jusqu'à 800m (bas) pour (de gauche à droite) les profils issus des observations et les profils co-localisés des configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

Ces comparaisons montrent que des simulations Convec1kmEcm et Convec1kmArp reproduisent bien les caractéristiques θ -S des masses d'eau, ainsi que leur contenu global en chaleur et sel, leur répartition sur la verticale aussi bien dans le temps que dans l'espace. Par contre, la simulation ConvecObcArp présente une LIW très marquée. Cette différence est due au forçage océanique des différentes configurations. Convec1kmEcm et Convec1kmArp sont forcées avec PSY2V4R3 de Mercator-Ocean qui utilise un système d'assimilation de données. Les masses d'eau sont donc régulièrement ramenées à des valeurs réelles et ne divergent pas. En revanche, NemoMed8 qui force la configuration ConvecObcArp a pu s'écarter de la réalité et présenter une LIW très marquée. Le contenu global en chaleur et en sel de la colonne d'eau est donc logiquement plus important. Cependant, ces variations relatives dans l'espace et le temps sont tout à fait en accord avec les observations.

Episode de convection

Dans cette étude, on cherche à modéliser l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011. Il s'agit donc d'en reproduire la chronologie (approfondissement progressif de la couche de mélange suivi de la restratification), la profondeur atteinte et l'étendue. Pour évaluer nos simulations sur les deux premiers points, les données issues du mouillage sont adéquates (communication personnelle de Loic Houpert). En effet, elles décrivent l'évolution de la salinité (fig. 3.10 en haut) et de la température potentielle (fig. 3.11 en haut) de la colonne d'eau au mouillage. Les séries temporelles montrent qu'une convection profonde a eu lieu dans le Golfe de Lion. En effet, on voit que la LIW est progressivement dégradée à partir de 16 décembre jusqu'au 28 janvier où la colonne d'eau est complètement homogène ($\sim 38.495\text{‰}$ et $\sim 12.93^\circ\text{C}$). A partir du 12 février, la phase de restratification est mise en évidence par la couche de LIW qui reprend sa place progressivement au niveau du mouillage. Durant cet épisode, la couche la plus dense des eaux profondes est passée de $\sim 38.485\text{‰}$ et $\sim 12.895^\circ\text{C}$ à $\sim 38.496\text{‰}$ et $\sim 12.907^\circ\text{C}$. Le contenu en sel et en chaleur de la LIW a été réparti par mélange sur toute la colonne d'eau créant ainsi la nWMDW qui se retrouve au fond après restratification de la zone de convection. La figure 3.12 présente deux photographies satellites (composites sur 3 jours) permettant de calculer la concentration en chlorophylle dans la couche superficielle de l'océan. La zone où la concentration est faible (blue hole) est une bonne représentation de la zone où la convection dépasse les 200m de profondeur (Herrmann et al. [2013]). Les images du 14 janvier et du 4 février prouvent que le mouillage se trouve au milieu de la zone impliquée dans le mélange vertical. Elles seront comparées à la densité de surface du modèle aux mêmes dates. Ces images permettent d'appréhender l'étendue de la zone de convection.

Les séries temporelles de salinité (fig. 3.10) et de température potentielle (fig. 3.11) des simulations montrent également un mélange vertical au niveau du mouillage. On définit le critère de couche de mélange (MLD) comme la profondeur à laquelle la densité potentielle est égale à la densité potentielle à 10m plus 0.01kg.m^{-3} .

La simulation Convec1kmEcm montre que la MAW a été complètement refroidie au niveau du mouillage à partir du 9 décembre formant ainsi de la WIW. Cependant, les flux atmosphériques ne semblent pas suffisamment intenses pour permettre l'approfondissement de la couche de mélange à la même date que les observations. La LIW est mélangée le 12 février sans que la MLD n'atteigne le fond. La figure 3.12 permet de se rendre compte que dans cette configuration le mouillage se trouve en limite de la zone impactée par la convection. Une convection profonde a bien lieu mais plus au nord.

Les simulations Convec1kmArp et ConvecObcArp représentent un approfondissement rapide de la MLD. Si la dégradation de la MAW est bien phasée dans le temps, la LIW est par contre trop rapidement impliquée dans le mélange. La convection atteint ensuite rapidement le fond. On remarque également que la zone mélangée est rapidement soumise à une intense activité restratifiante qui a tendance à advecter de la LIW au niveau du mouillage. Ceci peut s'expliquer par le fait que, comme pour la configuration Convec1kmECM, le mouillage se trouve en limite sud de la zone de convection modélisée (fig. 3.12). La phase de restratification reste cependant très réaliste avec la LIW qui se ré-installe progressivement au niveau du mouillage. Le modèle reproduit bien l'activité de mésoéchelle, mise en évidence par la forte variabilité de la LIW, durant cette phase de la convection (Gelderloos et al. [2011], Herrmann et al. [2008]).

Globalement, en analysant la figure 3.12, on remarque que la zone de convection est délimitée nettement au nord par le courant Nord. Les simulations reproduisent très bien cette particularité. Les frontières sud et est sont beaucoup moins nettes car soumises à une forte activité de (sub-)mésoéchelle liée aux processus restratifiants. Les simulations montrent une zone de convection moins étendue vers le sud. Cela peut expliquer certaines différences entre les séries temporelles des observations et du modèle au niveau du mouillage. L'annexe A (A.8) montre comment on peut améliorer ces comparaisons en prenant en compte la variabilité induite par mésoéchelle.

Les différences dans la représentation de la convection entre les simulations s'expliquent par des différences dans la stratification initiale (comme vu précédemment) mais aussi et dans une plus grande mesure par des différences dans les forçages atmosphériques (voir 3.20). Afin de conclure cette évaluation, on représente graphiquement en fin de chapitre (fig. 3.17) comment ces simulations correspondent aux observations au niveau du mouillage.

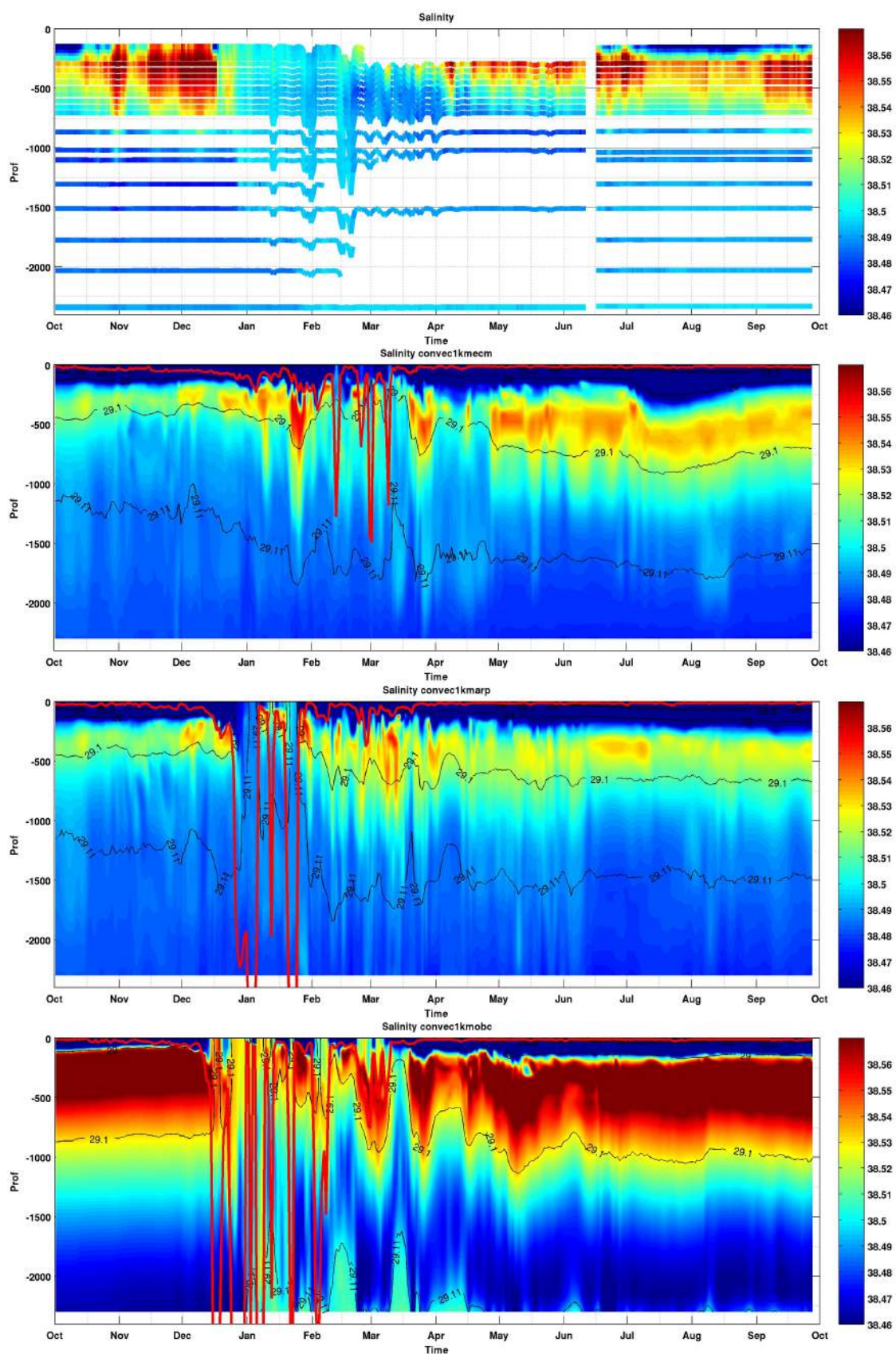


FIGURE 3.10 – Serie temporelle de la salinité au mouillage issue (de haut en bas) des observations et des configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp. La courbe rouge indique la profondeur de la couche de mélange avec un critère de densité à $10m + 0.01kg.m^{-3}$.

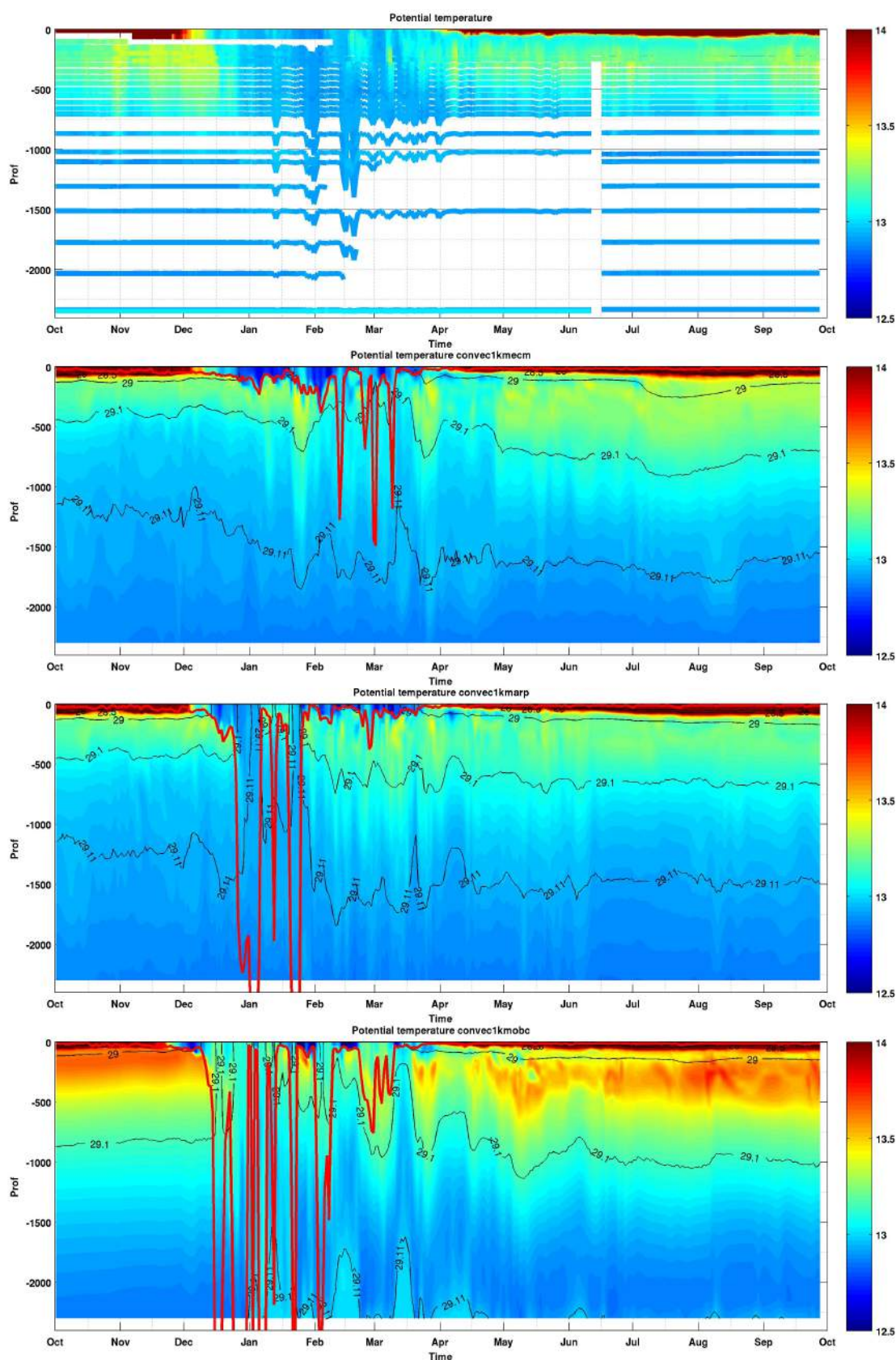


FIGURE 3.11 – Serie temporelle de la température potentielle au mouillage issue (de haut en bas) des observations et des configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp. La courbe rouge indique la profondeur de la couche de mélange avec un critère de densité à $10m + 0.01kg.m^{-3}$.

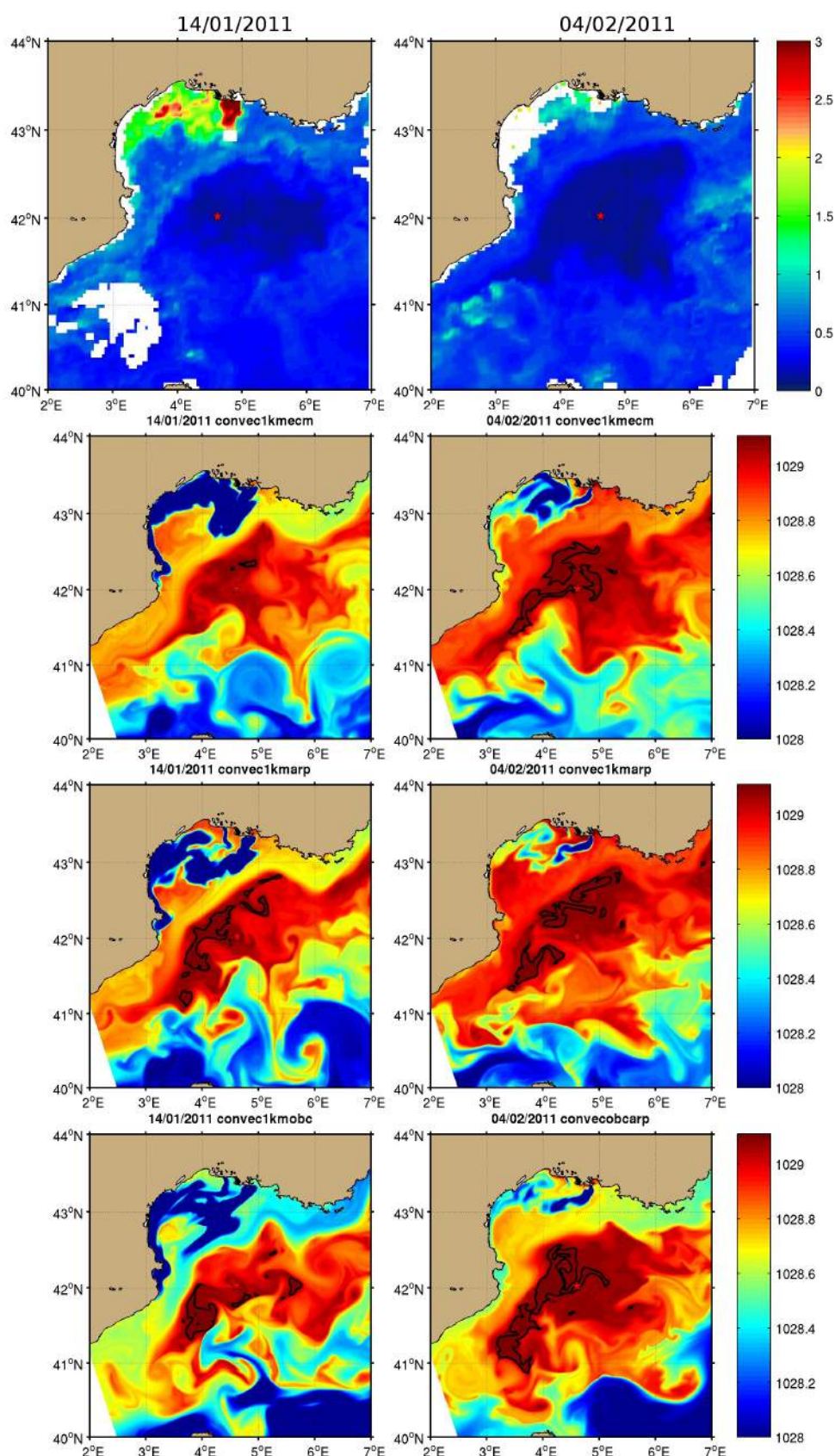


FIGURE 3.12 – (ligne du haut) Champ de concentration en Chlorophylle dans la couche de surface calculé à partir des données du satellite Modis. (lignes inférieures) Champ de densité en surface calculé par les simulations (de aut en bas) Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp. L'étoile rouge indique la localisation du mouillage et les lignes noires sont les isocontours de la densité 1029.1 kg.m^{-3} .

Méso et submésoséchelles

Le mouillage produit des observations à haute fréquence et permet donc d'évaluer l'activité des petites échelles en un point donné. Lilly and Rhines [2002] et Lilly et al. [2003] ont montré qu'il est possible de détecter le passage d'une structure tourbillonnaire de méso ou submésoséchelle près d'un mouillage par les relevés de vitesses horizontales. Durant ses travaux de thèse, L. Houpert a appliqué cette méthode et a montré que le mouillage Lion permet en effet d'observer cette activité tourbillonnaire. L'activité de méso et submésoséchelle est visible par la variabilité temporelle de la couche de LIW qui semble bien reproduite par le modèle (fig. 3.10 et fig. 3.11).

Une des raisons du développement des gliders est leur capacité à relever des profils à haute fréquence. Parmi les quatre déploiements de l'hiver 2010-2011, deux nous intéressent particulièrement et fourniront une excellente référence pour comparer les simulations.

Les observations de température potentielle du glider Milou sur le déploiement Moose T00-07 sont représentées sur la figure 3.13 (communication personnelle de Anthony Bosse). La salinité est présentée en annexe A. C'est un déploiement qui suit une trajectoire Nice-Calvi (fig. 3.4). Le glider part de Nice le 18 novembre 2010, atteint Calvi le 25 novembre après avoir traversé le bassin Ligure. Il fait un demi tour et rejoint Nice le 2 décembre. Puis, il réalise 4 aller-retours entre Nice et le milieu du bassin Ligure jusqu'au 24 décembre. Il permet ainsi de suivre le refroidissement et la densification des eaux de surface au milieu du bassin (jusqu'à $\sim 12.15^\circ\text{C}$ en fin de déploiement). Cela constitue la première étape d'un mélange vertical plus profond. On remarque que le courant Nord est séparé du milieu du bassin par un front très marqué. En ce qui concerne la mésoéchelle, il est intéressant de relever la présence d'une lentille chaude et salée au milieu du bassin pendant les deux premiers passages du glider. Il s'agit probablement d'un tourbillon anticyclonique de type SCV contenant de la LIW. De plus, des masses d'eaux aux caractéristiques proches d'une WIW ($\rho \sim 28.9$ et $T \sim 13.25^\circ\text{C}$) peuvent être observées entre la LIW et la couche de surface à différents moments du déploiement. Ils peuvent provenir d'un premier refroidissement de la MAW au début de novembre 2010 ou de WIW formée l'hiver précédent. En effet, il n'est pas impossible que cette masse d'eau ait subsisté durant une année à condition qu'elle ait été piégée dans le cœur d'un tourbillon (McWilliams [1985], Fuda et al. [2000]). Si l'on compare ce déploiement à des déploiements fictifs colocalisés dans les simulations (fig. 3.13), on remarque que le modèle représente très bien les fronts, aussi bien leur positionnement que leur intensité. Comme nous l'avons vu précédemment, ConvecObsArp présente un gros biais en température et salinité. Cependant, elle représente relativement bien le refroidissement et la densification des eaux de surface sur les deux derniers aller-retour. En comparaison, les configurations convec1kmEcm et Convec1kmArp refroidissent de manière trop importante les eaux de surface. On peut donc s'attendre à un épisode de convection prématuré dans ces configurations. Un point important est la bonne représentation de la mésoéchelle. En effet, des lentilles de WIW sont présentes entre la MAW et la LIW. Cela laisse supposer que le modèle fonctionne bien du point de vue de la dynamique.

La flottabilité des 500 premiers mètres de la colonne d'eau ($\int_0^{H=500} N^2(h).h.dh$) au niveau du glider apporte un nouvel éclairage (fig. 3.14). Pour les configurations Convec1kmEcm et Convec1kmArp, elle est similaire à celle des observations en novembre. A partir de janvier, un biais se crée et ne cesse de croître entre les valeurs de ces configurations et celles des observations. En revanche, la configuration ConvecObsArp présente en novembre une stratification plus importante que les observations. Il semble que la perte trop importante de flottabilité dans les simulations soit moins dommageable pour cette configuration puisqu'elle tend à corriger un défaut initial. Etant donné que les différentes configurations présentent des couples "stratification initiale - forçage atmosphérique" différents, il semble probable que la difficulté du modèle à représenter le processus convectif en mer Ligure soit plutôt liée à un isolement des masses d'eau trop important. La phase de préconditionnement du processus convectif serait donc accentuée dans les simulations. Au contraire, les observations montreraient des eaux de surface qui se renouvellent plus.

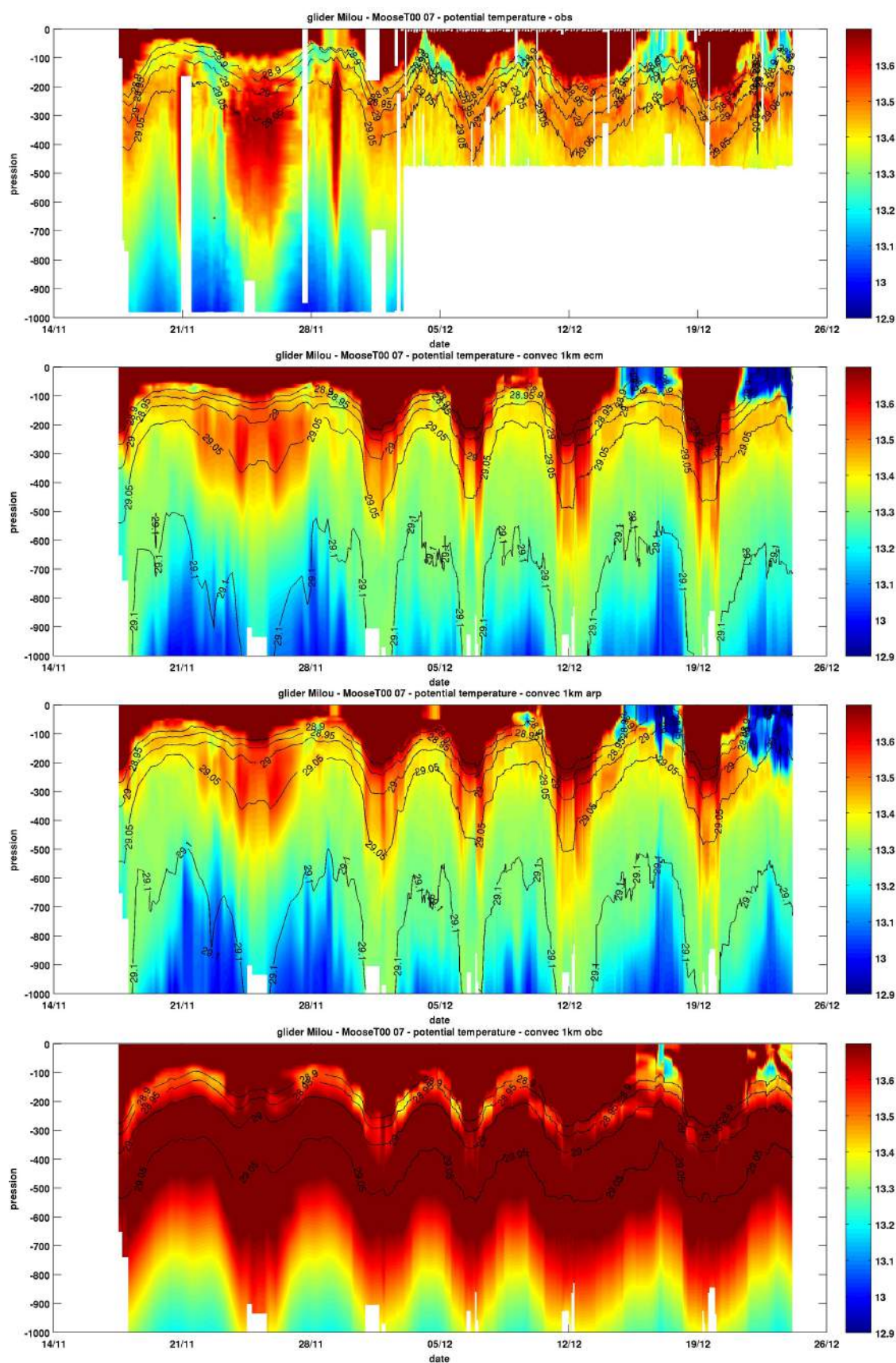


FIGURE 3.13 – Section de température potentielle du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-07. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

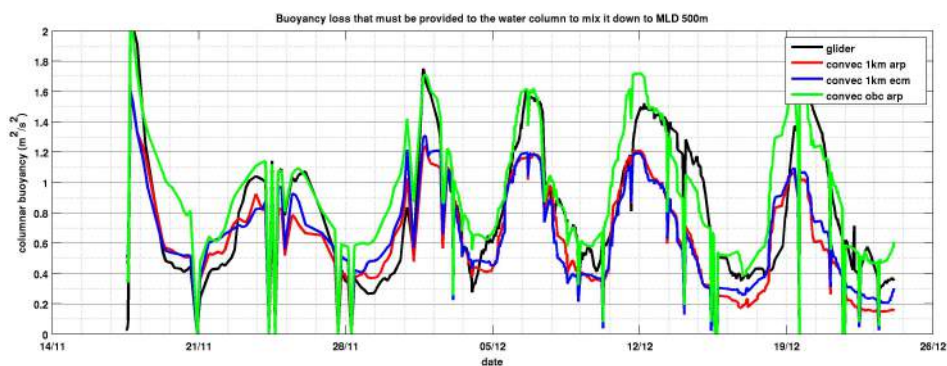


FIGURE 3.14 – Flottabilité des 500 premiers mètres de la colonne d'eau au niveau du glider Milou pendant le déploiement Moose T00-07 en mer Ligure.

Le déploiement MooseT00-08 est présenté en annexe A et comparé aux simulations. Le glider Milou suit une trajectoire similaire à celle du précédent déploiement entre le 2 janvier 2011 et le 13 mars 2011 (fig. 3.4). Comme on s'y attendait, les configurations Convec1kmEcm et Convec1kmArp présentent une convection profonde, ce qui n'est pas le cas des observations. En revanche, la configuration ConvecObcArp se comporte beaucoup mieux dynamiquement et ne prévoit pas de convection profonde.

Dans le bassin Nord Occidental, le glider SG509 a permis d'échantillonner le mélange vertical pendant le déploiement MooseT02-02. La trajectoire (fig. 3.4) réalise plusieurs aller-retour entre le centre de la zone de convection et la côte entre le 20 novembre 2010 et le 05 février 2011. La figure 3.16 représente les relevés de température potentielle. La salinité est présentée en annexe A. L'approfondissement progressif de la couche de mélange est clairement mis en évidence. Le premier passage au centre du bassin (~24 novembre 2010) montre le préconditionnement par le doming des isopycnes. Lorsque le glider franchit le front pour la troisième fois, la MAW se refroidit progressivement sous l'effet des flux atmosphériques mais ne se mélange pas avec la LIW. Une semaine plus tard, le phénomène de convection est passé à une autre phase. On observe un bassin avec une forte variabilité puisque des zones de WIW très froide ($< 12.9^{\circ}\text{C}$) qui repose sur une couche de LIW alternent avec des zones où la LIW a été incluse dans le mélange vertical. Par la suite, sous l'action des flux atmosphériques, la zone de convection devient beaucoup plus homogène. La LIW a alors totalement disparu. On observe également des mouvements verticaux de WIW au niveau des fronts. D'une manière générale, les simulations montrent des fronts bien localisés ainsi que des aspects à submésoséchelle similaires à ceux observés (notamment les mouvements verticaux au niveau du front). La configuration Convec1kmEcm reproduit bien l'approfondissement progressif de la couche de mélange. Cependant, la LIW n'est jamais totalement dégradée. Il semblerait que les flux atmosphériques ne soient pas assez intenses pour permettre une zone de convection homogène. Au contraire, la configuration Convec1kmArp reproduit la chronologie de l'épisode de convection parfaitement bien. Sur ces deux dernières configurations, on peut remarquer une masse d'eau froide au niveau du talus le 22 janvier 2011. Il s'agit d'eau dense froide formée sur le plateau. Elle cascade à la sortie du Golfe du Lion (Ulses et al. [2008]). Quant à la configuration ConvecObcArp, elle représente bien un épisode de convection mais pas une zone de mélange profond homogène. Il semblerait que la couche de LIW trop marquée crée une stratification trop forte que les flux atmosphériques n'arriveraient pas à totalement dégrader.

La flottabilité des 1000 premiers mètres de la colonne d'eau ($\int_0^{H=1000} N^2(h) \cdot h \cdot dh$) au niveau du glider confirme les conclusions précédentes (fig. 3.15). La configuration ConvecObcArp pâtit d'une stratification initiale trop importante, ce qui se traduit par des valeurs de flottabilité supérieures aux observations. Cependant, les forçages atmosphériques semblent suffisamment intenses pour compenser en partie ce défaut pendant les phases convectives. Les stratifications initiales des configurations Convec1kmEcm et Convec1kmArp sont très similaires. Par contre, les

différences de forçages atmosphériques sont visibles pendant les phases de convection. Alors que Convec1kmEcm peine à reproduire une zone mélangée homogène, Convec1kmArp donne des résultats plus satisfaisants sur ce point. Dans ce cas, ce dernier offre le couple "stratification initiale - forçages atmosphériques" le plus performant.

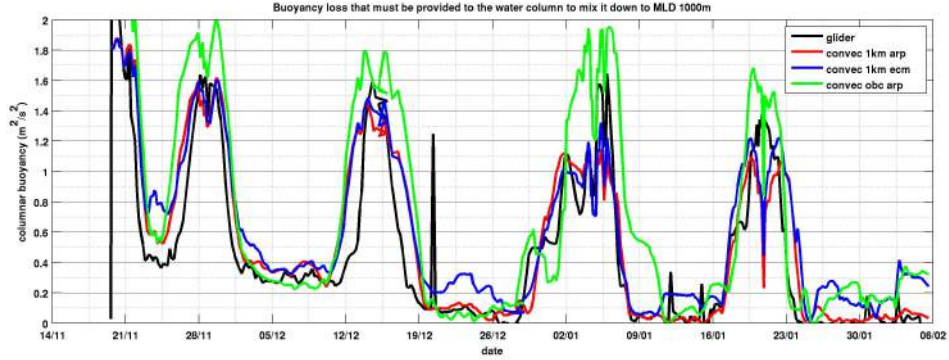


FIGURE 3.15 – Flottabilité des 1000 premiers mètres de la colonne d'eau au niveau du glider SG509 pendant le déploiement Moose T02-02 au large du golfe du Lion.

3.4 Evaluation des configurations

Le diagramme de Taylor ([Taylor \[2001\]](#)) fournit un outil graphique concis de représentation du degré de similitude entre une simulation et des observations. Cette similitude est quantifiée par leur corrélation (R), l'erreur quadratique moyenne ($RMSE$) et l'écart type (STD). On exprime la corrélation par la formule suivante :

$$R = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}}$$

où $\bar{x}$ représente la moyenne de la variable x et $\bar{y}$ celle de la variable y . L'erreur quadratique moyenne et l'écart type sont définis en paragraphe 3.3. Sur les diagrammes, plus la position du point représentant la configuration est proche du point représentant les observations, plus leur degré de similitude est important.

Trois jeux de diagrammes de Taylor sont présentés. Ils permettront de résumer de manière concise les comparaisons réalisées dans ce chapitre et de conclure l'évaluation des configurations. Les modèles n'étant jamais parfaits, on désignera comme meilleure configuration celle qui sera la plus proche (ou la moins éloignée) des observations sur le diagramme de Taylor. Le premier jeu de diagrammes a pour référence les observations du mouillage (fig. 3.17). Ensuite, le deuxième se réfère aux deux déploiements glider en Ligure (fig. 3.18). Enfin, les observations du troisième correspondent au glider SG509 au large du golfe du Lion (fig. 3.19).

Les premiers diagrammes de Taylor (fig. 3.17) montrent que la configuration Convec1kmArp représente le mieux les observations au niveau du mouillage. Les biais en salinité et température de la configuration ConvecObcArp se traduisent par sa forte valeur de RMSE. De plus, elle représente moins bien la variabilité spatiale que les deux autres configurations. Convec1kmArp a un meilleur facteur de corrélation que Convec1kmEcm avec les observations puisqu'elle représente mieux l'approfondissement de la couche de mélange au mouillage.

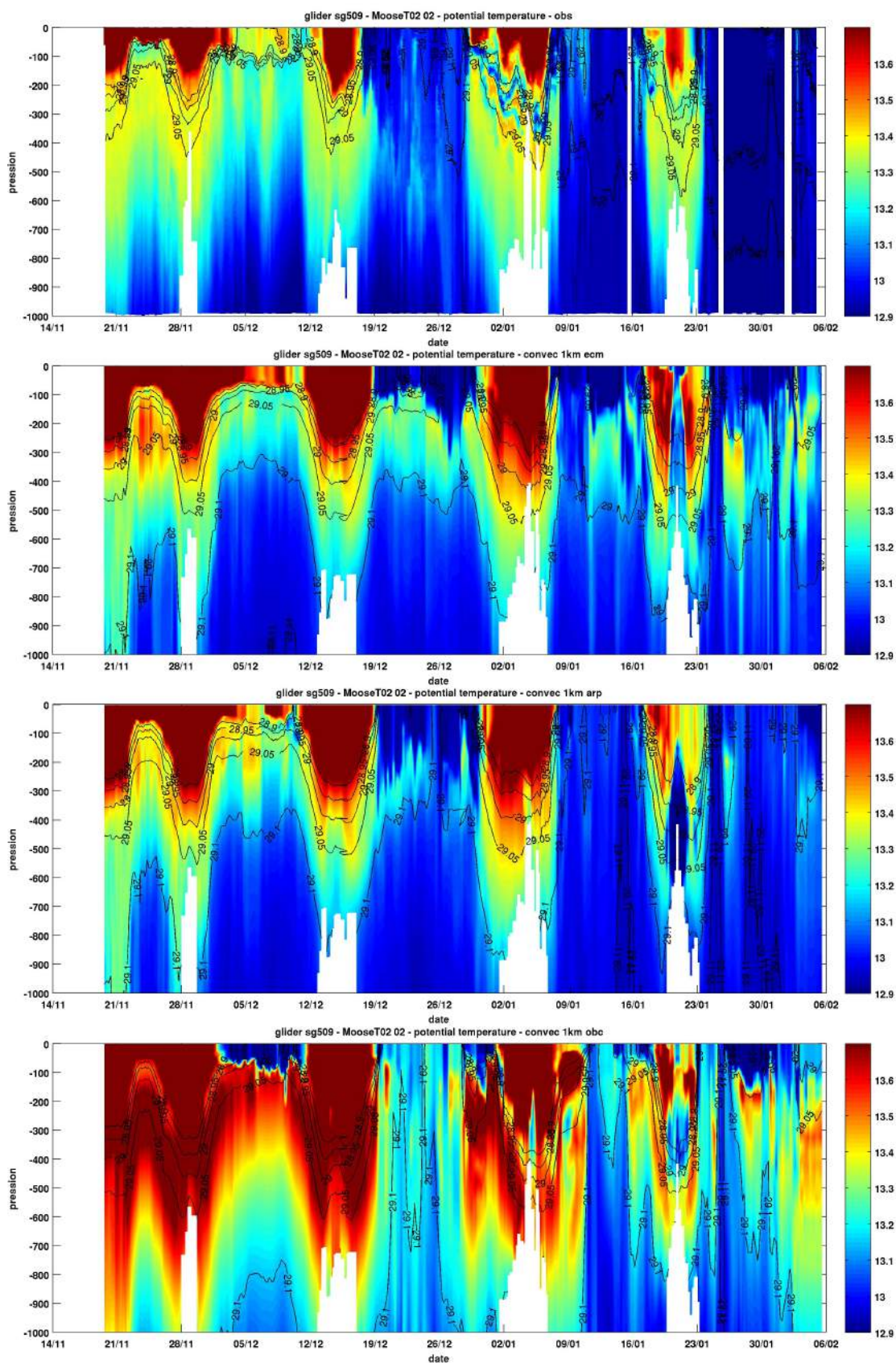


FIGURE 3.16 – Section de température potentielle du glider SG509 au large du golfe du Lion pendant le déploiement Moose T02-02. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

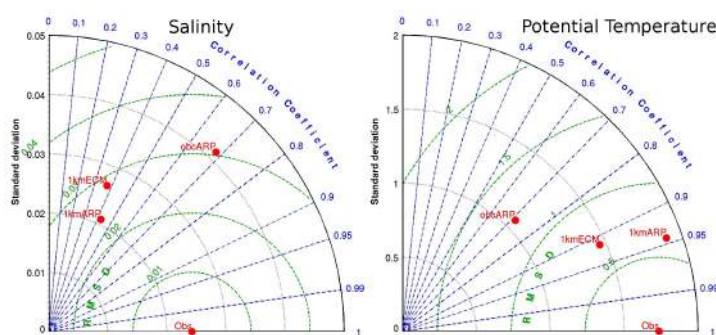


FIGURE 3.17 – Diagramme de Taylor avec les observations du mouillage comme référence.

Comme nous l'avons vu, les biais que présentent les masses d'eau de la configuration ConvecObcArp par rapport aux observations sont compensés en mer Ligure. Ainsi, comme le montrent les diagrammes en mer Ligure (fig. 3.18), cette configuration représente le mieux les observations. Les deux autres configurations présentent des phénomènes convectifs plus importants que les observations, ce qui se traduit par leur plus faible valeur de variabilité. Les fronts étant cependant bien positionnés, elles présentent de bons facteurs de corrélation.

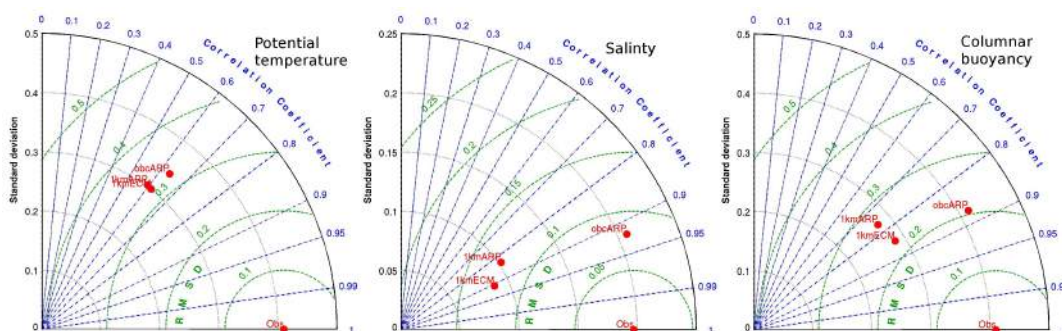


FIGURE 3.18 – Diagramme de Taylor avec les observations des déploiements glider en mer Ligure comme référence.

Au large du Golfe du Lion, les diagrammes de Taylor confirment que les simulations sont proches des observations du Glider (fig. 3.19). Comme nous l'avons souligné précédemment, la configuration Convec1kmArp est celle qui reproduit le mieux la dynamique relevée par les observations.

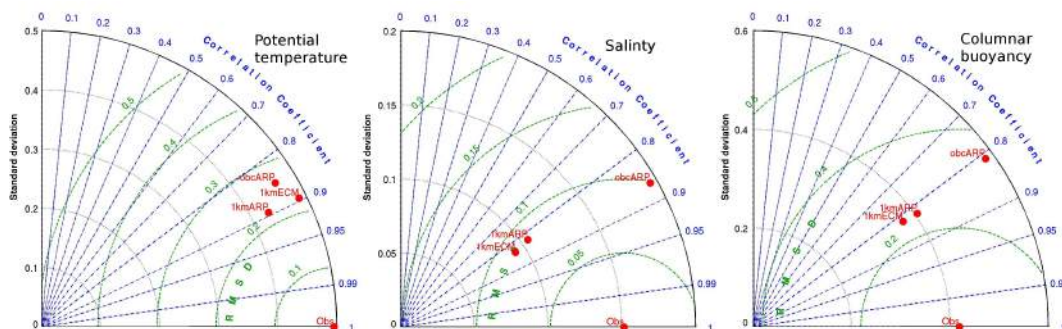


FIGURE 3.19 – Diagramme de Taylor avec les observations du glider SG509 au large du Golfe du Lion comme référence.

3.5 Forçages atmosphériques

On a vu que les comparaisons Convec1kmEcm et Convec1kmArp sont forcées par le même modèle océanique. Les masses d’eaux qu’elles représentent ont donc des caractéristiques très similaires, surtout celles de sub-surface qui ne sont pas directement en contact avec l’atmosphère. Les figures 3.6 et 3.7 permettent de s’en assurer, ainsi que la proximité des points les représentant sur les diagrammes de Taylor (fig. 3.17, 3.18, 3.19). Cependant, la configuration Convec1kmArp prévoit un épisode de convection plus intense que la configuration Convec1kmEcm, mais surtout plus représentatif de la réalité. Puisque les deux configurations se différencient par leurs forçages atmosphériques, il est intéressant de conclure ce chapitre sur ce point.

La figure 3.20 représente l’évolution des quatre composantes du flux atmosphérique des modèles Arpera et Ecmwf et leur comparaison.

Le flux solaire est représenté de la même manière entre les deux modèles. On n’observe que de très petites différences entre les deux.

Le flux de chaleur total est similaire dans les deux modèles dans des conditions atmosphériques normales ($> -300W/m^2$). Cependant pour les événements extrêmes, Arpera prévoit des pics de plus forte intensité que Ecmwf. Certains de ces événements ont lieu avant et pendant l’épisode de convection et jouent donc un rôle dans l’approfondissement de la couche de mélange. Cumulée sur les mois d’octobre, novembre et décembre 2010 (mois de préconditionnement), la différence entre les deux flux de chaleur s’élève à $\sim 1.5 \cdot 10^5 kJ/m^2$. On peut en déduire qu’il est probable que la différence dans la représentation de la convection entre les deux configurations s’explique en grande partie par des flux de chaleur plus importants lors d’événements extrêmes dans le forçage Arpera.

Les flux d’eau jouent un rôle moins important que les flux de chaleur dans le flux de flottabilité total. Ils n’en demeurent pas pour autant négligeables. Si les événements extrêmes de précipitations (flux d’eau positif) sont plus importants dans le modèle ECMWF, l’évaporation (flux d’eau négatif) est plus importante dans le modèle ARPERA (ce qui va avec le fait que le flux de chaleur latente soit plus élevé), et surtout lors des événements extrêmes. Ainsi, cumulée sur les mois d’octobre, novembre et décembre 2010, la différence entre les deux flux d’eau s’élève à $\sim 20cm$. L’évaporation densifie les couches supérieures de l’océan et a donc pour conséquence de favoriser la convection.

Enfin, la tension du vent présente des disparités beaucoup plus importantes entre les deux modèles. Cependant, si leurs variabilités et leurs intensités respectives sont tout à fait comparables à faible amplitude, le forçage Arpera a tendance à accentuer les valeurs extrêmes.

Le forçage Arpera favorise la configuration Convec1kmArp par rapport à la configuration Convec1kmEcm dans sa représentation de la convection profonde. En effet, il présente des flux de flottabilité de plus fortes intensités que le forçage Ecmwf, notamment lors des événements extrêmes. Ces derniers semblent avoir une importance particulière dans la dégradation de la stratification de la colonne d’eau puis dans la représentation de la convection profonde comme nous le verrons dans le chapitre suivant et en annexe B

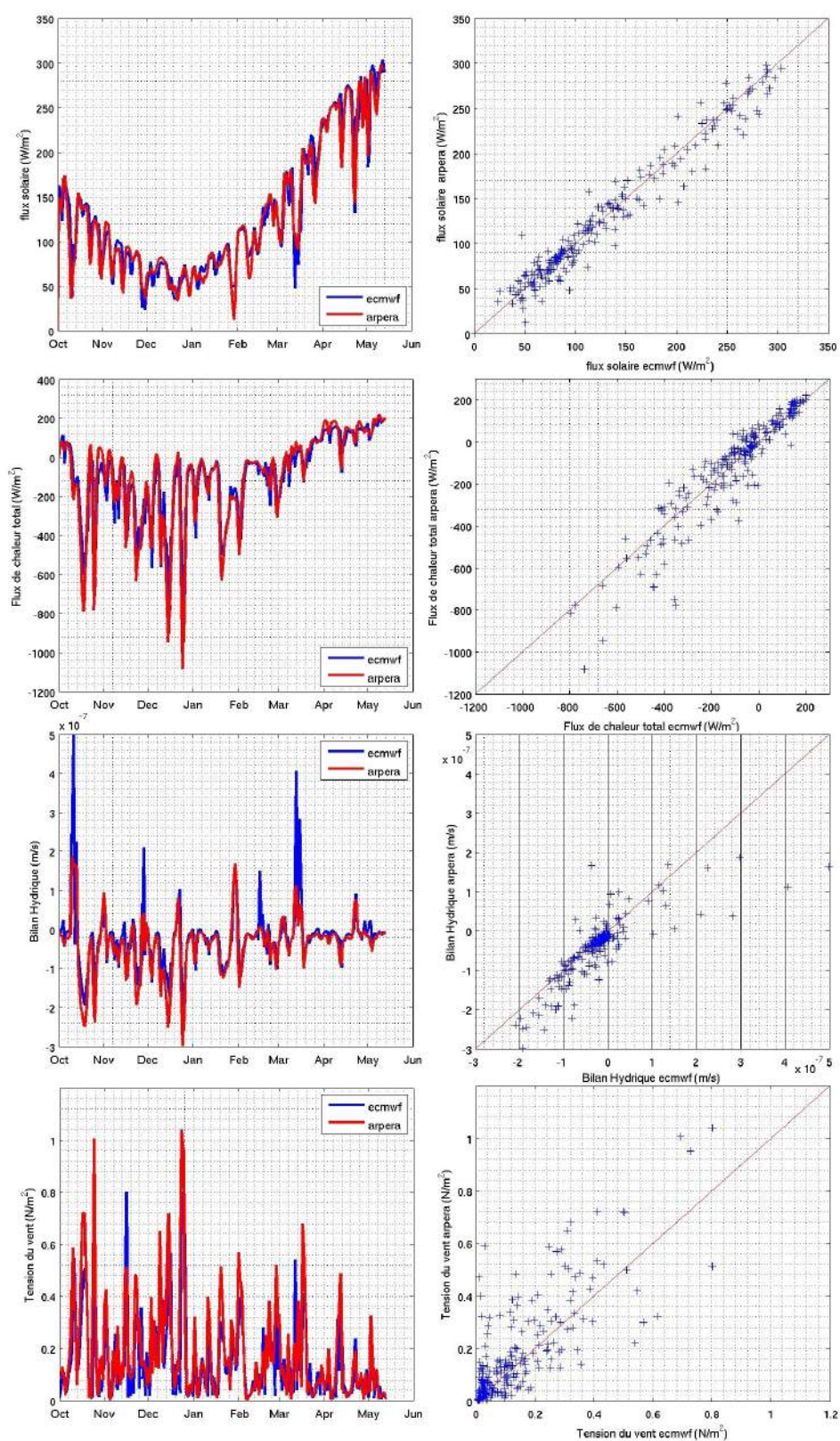


FIGURE 3.20 – Comparaison des moyennes des flux atmosphériques en sortie du modèle utilisés dans les configurations dans un rectangle centré sur la zone de convection ($150\text{km} \times 100\text{km}$). On représente les évolutions respectives (à gauche) et les comparaisons (à droite) du flux solaire, du flux de chaleur total, du bilan hydrique (précipitation - évaporation) et de la tension du vent (de haut en bas).

3.6 Conclusion

En conclusion, on choisira la configuration **Convec1kmArp** comme configuration de travail par la suite. En effet, on a montré qu'elle est la plus représentative de la réalité en 2010-2011 décrite par les diverses observations utilisées dans ce chapitre. Elle offre le couple "stratification initiale - forçage atmosphérique" le plus performant. Les masses d'eau présentent de bonnes caractéristiques probablement car le forçage imposé (Mercator PSY2V4R3) utilise un système d'assimilation qui permet de limiter les biais en température et salinité. En comparaison, les biais des eaux représentées dans la configuration ConvecObsArp sont beaucoup plus importants. En plus de la représentation d'une bonne stratification initiale, le forçage atmosphérique ARPERA permet de mieux représenter la convection que le forçage ECMWF. On remarque que, à stratification initiale similaire, la configuration Convec1kmArp représente mieux le mélange vertical que la configuration Convec1kmEcm. La cause de cette différence réside dans les forçages atmosphériques imposées.

Chapitre 4

Etude de la circulation en Méditerranée Nord-Occidentale à haute résolution spatiale pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011

La convection profonde est un élément majeur de la circulation en Méditerranée Nord Occidentale. Physiquement, elle est à l'origine de la formation des eaux profondes du bassin et de leur ventilation. Biologiquement, elle permet la remontée de nutriments depuis l'océan profond vers la couche euphotique, permettant l'efflorescence planctonique printanière. Elle joue également un rôle important dans l'enfouissement du carbone atmosphérique au fond de l'océan, directement par un pompage physique et plus indirectement par un pompage biologique.

Une compréhension fine de ce phénomène est donc un enjeu scientifique important. Elle est cependant rendue difficile par les petites échelles qui y sont mises en jeu. [Gascard \[1978\]](#), [Testor and Gascard \[2003\]](#) et [Testor and Gascard \[2006\]](#) ont observé des instabilités baroclines de mésoéchelle (~10km) qui naissent et gagnent en intensité au bord de la zone de convection en réponse aux importants gradients latéraux de densité. Elles déstabilisent le front et donnent naissance à des tourbillons qui contribuent à la dispersion des eaux nouvellement formées dans le bassin. Elles jouent également un rôle de premier ordre dans les processus de restratification en advectant des masses d'eaux stratifiées dans la zone homogène convectée, comme l'ont montré [Jones and Marshall \[1997\]](#), [Katsman et al. \[2004\]](#) et [Boccaletti et al. \[2007\]](#) par des études numériques. Des structures à plus petites échelles (sub-mésoéchelles) sont également partiellement responsables de la profondeur atteinte par la couche de mélange, du volume et des caractéristiques θ -S des eaux nouvellement formées. En effet, les structures frontales et la frontogenèse mènent au développement d'une circulation secondaire "cross-front" qui augmente la dispersion et le mélange latéral ([Capet et al. \[2008b\]](#), [Capet et al. \[2008c\]](#), [Capet et al. \[2008a\]](#)) ainsi qu'au développement de vitesses verticales pouvant induire des échanges entre la couche de surface et l'océan intérieur ([Thomas and Lee \[2005\]](#), [Thomas \[2005\]](#), [Paci et al. \[2007\]](#)).

Plusieurs études numériques de la convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale ont été réalisées. Grâce à une simulation académique sur une grille de résolution 4.5km, [Madec et al. \[1991\]](#) ont modélisé la formation d'eaux denses ainsi que les transferts d'énergie qui s'opèrent via les instabilités baroclines. Dans des configurations plus réalistes, [Demirov and Pinardi \[2007\]](#) et [Beuvier et al. \[2012\]](#) ont étudié le rôle des tourbillons de mésoéchelle sur la formation et la dispersion des eaux nouvellement formées en utilisant un modèle une résolution horizontale de respectivement $\frac{1}{8}^\circ$ (~12km) et $\frac{1}{12}^\circ$ (~7km). La variabilité de la circulation de mésoéchelle et la for-

mation de tourbillons ont été observées dans des modèles à plus haute résolution ($\frac{1}{16}^\circ$, $\sim 5\text{-}6\text{km}$) sur des configurations réalistes d'années convectives, notamment dans le golfe du Lion (Mounier et al. [2005]), dans la mer Catalane et à l'ouest de la Sardaigne et de la Corse (Echevin et al. [2003]). En utilisant le modèle SYMPHONIE, Herrmann et al. [2008] réalisent une étude numérique réaliste de la convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale pendant l'hiver 1986-1987. En comparant les résultats de deux modèles de résolution spatiale différente (10km et 3km), ils montrent l'influence de la mésoéchelle et quantifient la contribution de ses processus. Ces structures de mésoéchelle facilitent l'advection des eaux nouvellement formées vers l'extérieur de la zone de convection et contribuent grandement à la restratification. Elles limitent l'extension et l'approfondissement de la zone de convection.

L'étude décrite dans ce chapitre se présente comme un prolongement des travaux de Herrmann et al. [2008]. L'évolution des moyens numériques en capacité de calcul et de stockage permet de réaliser la simulation réaliste décrite et validée dans le chapitre précédent. La haute résolution (1km) sur tout le domaine de calcul laisse à la turbulence la possibilité de se développer librement sur une très large gamme d'échelle incluant la mésoéchelle et une partie de la sub-mésoéchelle. Nous étudierons dans un premier temps l'influence de la haute résolution sur la représentation des différentes phases de la convection pendant l'hiver 2010-2011 en comparant les résultats de deux modèles de résolution spatiale 1km et 5km. Ensuite, nous montrerons l'évolution annuelle de l'activité de (sub-)mésoéchelle et son implication sur la dynamique. Enfin, nous évaluerons le transport des masses d'eaux entre la zone de convection et l'extérieur.

4.1 Evolution des forçages atmosphériques

Les flux entre l'océan et l'atmosphère sont un élément majeur de la convection en Méditerranée Nord Occidentale. L'évolution temporelle des flux journaliers (flux de chaleur totale Q_{tot} , tension du vent τ et flux de flottabilité B) moyennés spatialement sur la zone de convection (fig. 4.2) sont représentés sur la figure 4.1 durant une période d'un an entre le 01 novembre 2010 et le 01 novembre 2011. Le flux de chaleur totale Q_{tot} est le gain de chaleur atmosphérique par l'océan à travers les processus radiatifs, latents et sensibles. Lorsqu'il est positif (respectivement négatif), l'océan gagne (resp. perd) de la chaleur aux dépens (resp. profit) de l'atmosphère. Son évolution fait apparaître clairement un mode annuel dû en grande partie à l'inclinaison de l'axe de rotation propre de la terre par rapport à son axe de rotation autour du soleil. Entre le 7 mars 2011 et le 04 octobre 2011, la période est estivale et le flux de chaleur est globalement positif (rouge). Les deux premiers mois de cette phase sont soulignés sur la figure 4.1 par une bande jaune. Le reste de l'année, la période est hivernale et le flux de chaleur est négatif (bleu). A plus haute fréquence, on peut observer des événements météorologiques particuliers faisant intervenir des pics de flux de chaleur négatif. Ils sont souvent corrélés à des maxima de tension du vent, sont plus fréquents en hiver et peuvent être reliés à des passages de tempête sur la zone de convection. La figure 4.1 souligne quatre d'entre eux par des bandes bleues. Ils se produisent pendant la période hivernale et se caractérisent par leur intensité et/ou leur isolement des autres pics. Le premier atteint un flux de chaleur minimum de -820W/m^{-2} le 15 décembre 2010. Le deuxième se produit le 25 décembre 2010. Il est très bref (~ 6 jours) et dépasse les -910W/m^{-2} . Le troisième atteint son minimum à -600W/m^{-2} le 21 janvier 2011. Enfin, le quatrième se produit le 28 février 2011 en fin de période hivernale. L'intensité de son pic est de -285W/m^{-2} . Ces extrema sont sensiblement du même ordre d'intensité que les minima utilisés dans l'étude de Herrmann et al. [2008] ($\sim -800\text{W/m}^{-2}$) et plus faibles que ceux de l'étude de Mertens and Schott [1998] ($\sim -1500\text{W/m}^{-2}$). Entre ces événements extrêmes, on observe des périodes durant lequel le flux de chaleur reste faible, allant même jusqu'à devenir positif (07 et 22 décembre 2010). Deux de ces périodes sont indiquées sur la figure 4.1 par des bandes vertes et ont pour caractéristiques communes de se produire à une date avancée dans la période hivernale. La première se produit le 07 janvier 2011 et la deuxième le 07 février 2011. Dans les deux cas, le flux de chaleur devient presque nul (respectivement 0W/m^{-2} et -7W/m^{-2}).

De plus, nous notons que les forçages que nous utilisons ont une résolution spatiale plus importante que ceux utilisés dans les précédentes études numériques réalisées en Méditerranée

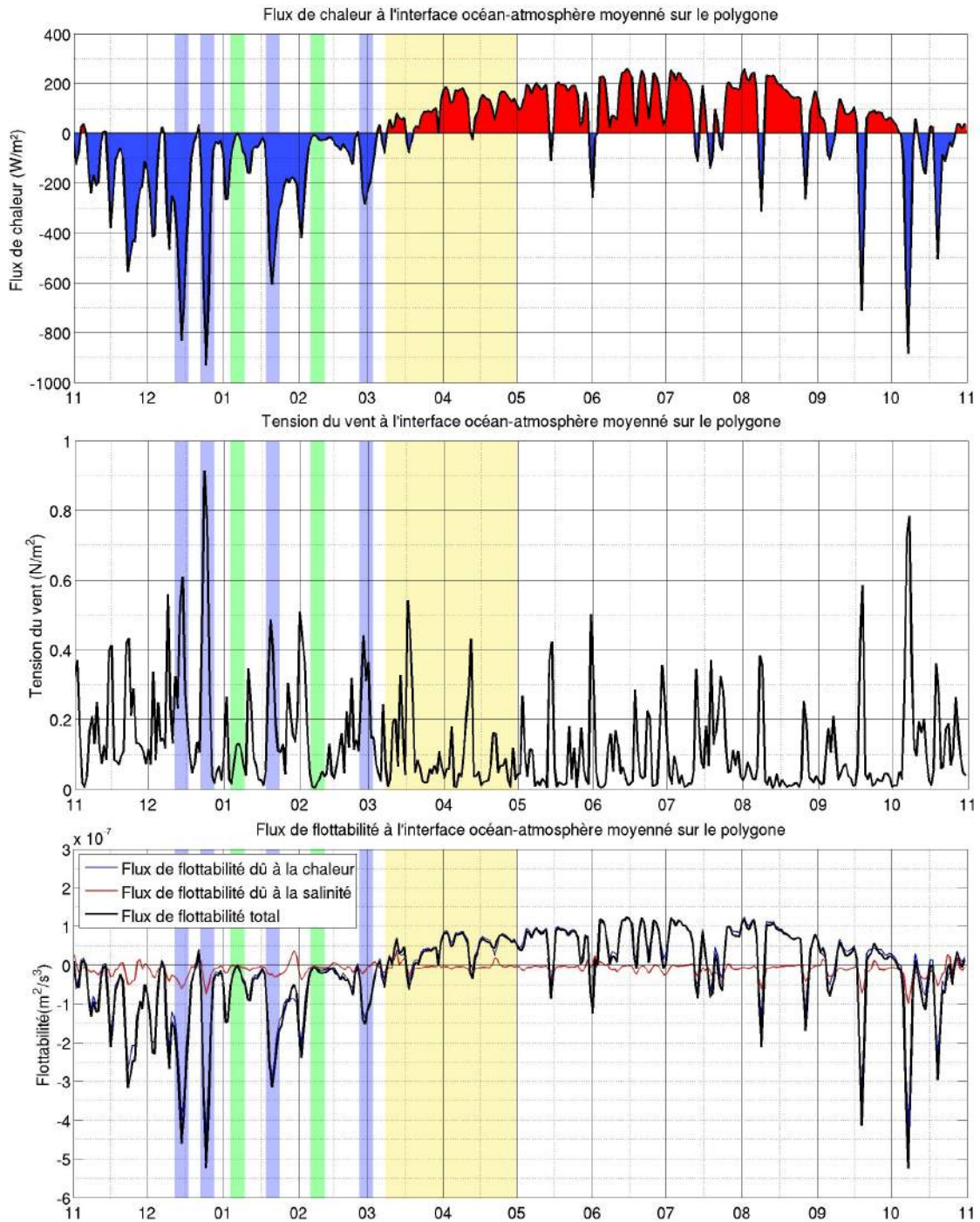


FIGURE 4.1 – Evolution des flux atmosphériques moyennés sur la zone de convection (fig. 4.2). En haut, l'évolution du flux de chaleur totale Q_{tot} (W/m^2). Au milieu, l'évolution de la tension exercée par le vent sur la surface de l'océan τ (N/m^2). En bas, le flux de flottabilité B (m^2/s^3). Les bandes bleues soulignent quatre événements extrêmes durant lesquels le flux de chaleur atteint un minimum local. A l'opposé, les bandes vertes indiquent deux événements avancés dans la phase hivernale durant lesquels le flux de chaleur devient très faible. Le début de la phase estivale est souligné par la bande jaune.

Nord-Occidentale. Comme montré par [Herrmann and Somot \[2008\]](#), la bonne représentation des extrêmes spatiaux-temporels météorologiques est de première importance pour la représentation

de la convection.

Le flux de flottabilité est calculé en suivant la formule citée dans [Mertens and Schott \[1998\]](#) et utilisé par [Herrmann et al. \[2008\]](#) :

$$B = g \cdot \frac{\alpha \cdot Q_{tot}}{\rho_0 \cdot C_p} - g \cdot \beta \cdot SSS \cdot (E - P)$$

où $g = 9.81 m/s^2$ est l'accélération de la gravité, $\alpha = 2.0 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ et $\beta = 7.6 \cdot 10^{-4}$ sont respectivement les coefficients d'expansion thermique et saline, $C_p = 4000 J.kg^{-1}.K^{-1}$ la chaleur spécifique, $\rho_0 = 1020 kg.m^{-3}$ une densité de référence, SSS la salinité de surface (Sea Surface Salinity), E le taux d'évaporation et P le taux de précipitation. La figure 4.1 montre l'évolution de la composante du flux de flottabilité total due à la température et celle due à la salinité. En moyenne, la composante due à la température (respectivement salinité) représente 97% (resp. 3%) du flux de flottabilité total. Il en résulte que son évolution est étroitement corrélée à celle du flux de chaleur total.

4.2 Importance de la résolution sur la représentation des différentes phases de la convection

L'objectif de cette section est de mettre en évidence l'importance de la haute résolution dans la représentation des processus de formation d'eaux profondes en Méditerranée Nord Occidentale. Pour cela, une simulation de résolution spatiale de $5km \times 5km$ a été réalisée. Exceptée la grille horizontale, cette simulation est en tous points identiques à la simulation décrite dans le chapitre 3 (étendue du domaine de calcul, forçages atmosphériques et océaniques, conditions initiales, résolution verticale). On peut supposer que la différence essentielle entre les modèles de résolution $5km$ et $1km$ se trouve dans la représentation de la (sub)mésoéchelle. En effet, le modèle à plus haute résolution reproduit objectivement des petites échelles dont l'effet intégré est paramétrisé dans le modèle à plus basse résolution par une diffusion horizontale de sous-maille.

Dans cette section, nous examinons l'évolution de la zone de convection pour ces deux modèles et les comparons entre eux pour déterminer l'influence de la résolution. Nous travaillerons sur le domaine limité par le polygone dessiné sur la figure 4.2. Il est choisi de manière à contenir l'intégralité de la zone impactée par des processus de convection profonde pour les deux simulations.

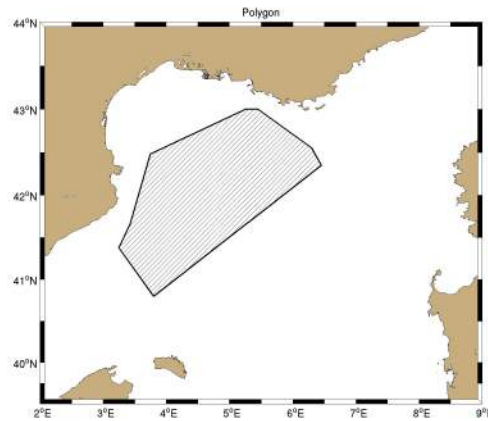


FIGURE 4.2 – Représentation du polygone (zone hachurée) limitant le domaine de convection profonde.

La profondeur de la couche de mélange, l'étendue de la zone impactée par des processus convectifs, la stratification moyenne ainsi que le volume d'eaux denses formées en surface sont

des variables qui décrivent l'évolution du processus de convection profonde et de le quantifier. Leurs évolutions temporelles dépendent grandement des flux atmosphériques.

La profondeur de la couche de mélange (MLD pour "Mixed Layer Depth") est définie en chaque point du maillage comme la profondeur à laquelle la densité est égale à la densité à 10m + 0.01 $kg.m^{-3}$. La figure 4.3 représente l'évolution de la MLD moyennée sur la zone de convection (a) et le maximum de MLD observé sur la zone (b). Elle montre également l'évolution de la surface impactée par des processus de convection profonde (c). On définit cette surface comme la superficie des points de grille où la densité est supérieure ou égale à 1029 $kg.m^{-3}$ en surface. L'évolution de la stratification moyenne dans toute la zone de convection est représentée en bas de la figure 4.3 (d). Elle est quantifiée par la fréquence de Brünt-Väisälä : $N^2 = -\frac{g}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}$.

Globalement, ces variables décrivent le même comportement dans les deux modèles. Sous l'influence des forçages atmosphériques, la couche de surface de l'océan se densifie, la MLD s'approfondit et la stratification moyenne se dégrade. Lorsque la couche de mélange atteint la profondeur de l'isopycne 29.1, c'est à dire à environ -600m, on entre dans la phase de convection profonde et la surface de la zone de convection commence à croître. L'approfondissement de la couche de mélange et l'accroissement de la zone impactée par les processus de convection profonde ne se font pas de manière linéaire. Au début de la phase hivernale, la MLD s'accroît lentement car elle est rapidement bloquée par la pycnocline qui agit comme une barrière à cause de sa forte stratification. Les flux de chaleur à la surface océan-atmosphère érode cette pycnocline petit à petit en densifiant la couche de mélange. N^2 décroît au fur et à mesure. Lorsque la tempête du 15 décembre 2010 se produit (première bande bleue), la forte perte de flottabilité que subit la colonne d'eau suffit alors à casser ce qu'il reste de la pycnocline et la couche de mélange s'approfondit brutalement (+ 900 m/jour). En effet, sous la pycnocline, la stratification est faible ($< 10^{-4} s^{-2}$). On remarque que l'évolution de la MLD moyenne et de la surface de la zone de convection sont très fortement corrélées à l'évolution des forçages atmosphériques. Lors des pics de flux de chaleur négatif (bandes bleues), ces variables atteignent également un extremum local (avec un léger retard d'environ 2 jours). Par contre, dès que les forçages atmosphériques décroissent en intensité, des processus restratifiants se déclenchent induisant une remontée de la couche de mélange moyenne et une diminution de la zone de convection profonde. Ceci est particulièrement visible lors des deux périodes indiquées par les bandes vertes. Plus spécifiquement, à partir du 05 février (deuxième bande verte), le flux de chaleur entre l'océan et l'atmosphère diminue et reste faible pendant un peu moins d'un mois. La restratification se déclenche alors et la superficie de la zone de convection diminue d'environ 90% alors que la profondeur maximum atteinte par la couche de mélange dans la zone de convection diminue. Cependant, il ne s'agit que d'une restratification très faible. En effet, N^2 ne montre aucune variation et reste très faible. La pycnocline n'a donc pas le temps de se reformer et le pic de perte de chaleur en surface suivant (quatrième bande bleue) déclenche instantanément une convection profonde. Une restratification durable (bande jaune) est un processus long (>3mois) qui intervient à partir du 07 mars 2011, comme le montre la lente augmentation de la stratification moyenne dans la zone de convection à partir de cette date.

Pour résumer, on observe que d'une manière globale les deux modèles décrivent une chronologie de l'épisode de convection 2010-2011 similaire. Ils font apparaître l'importance des événements atmosphériques extrêmes dans l'approfondissement de la couche de mélange et dans l'augmentation de la zone de convection. De plus, on voit que le phénomène de convection océanique dévoile l'existence d'une forte compétition entre les pertes de chaleur en surface qui tendent à approfondir la MLD et des processus restratifiant. Enfin, on observe qu'après un épisode de convection profonde qui dégrade complètement la stratification initiale de la zone, la restratification totale de la Méditerranée Nord Occidentale est un processus long.

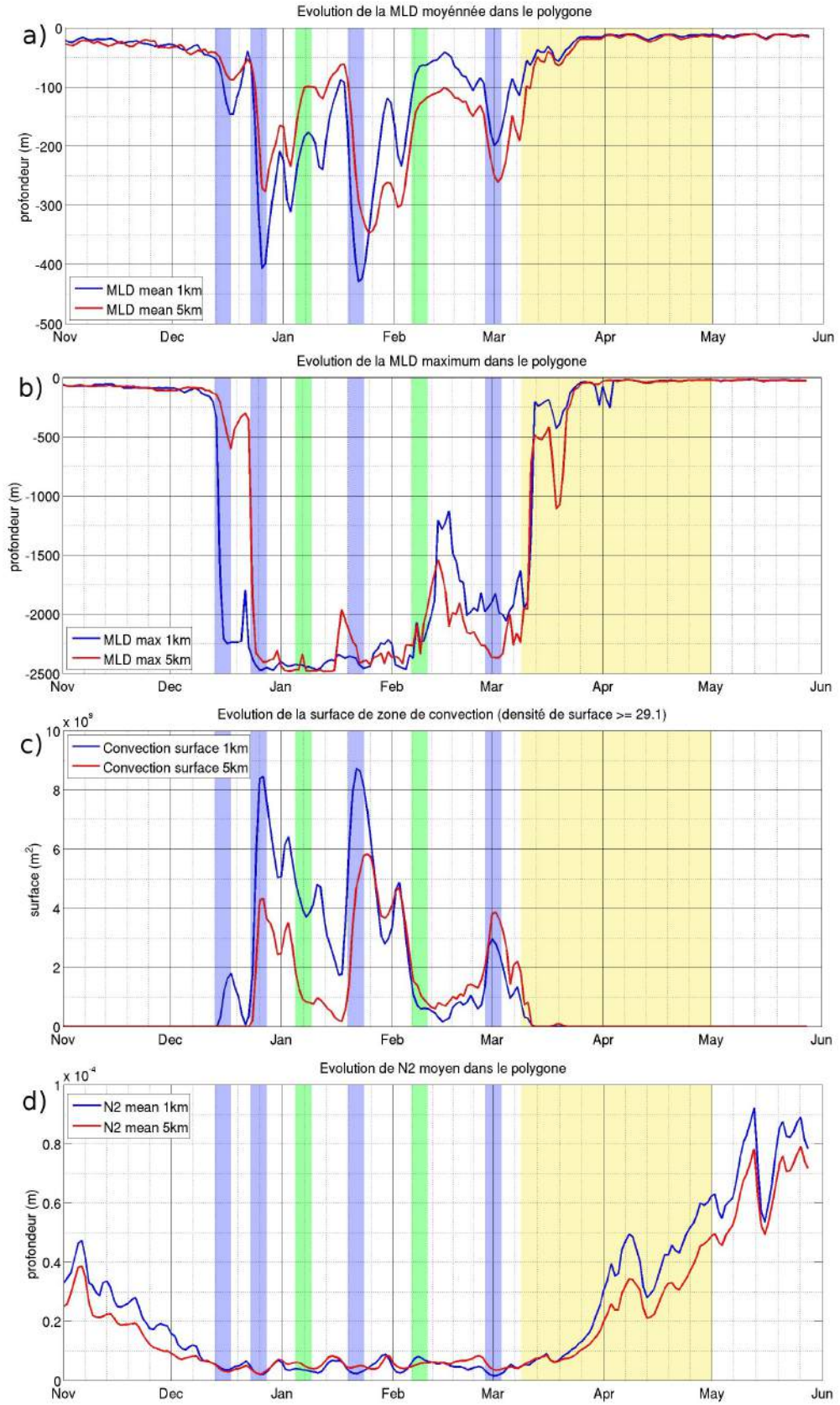


FIGURE 4.3 – Evolution des moyennes journalières de (a) la MLD moyenne, (b) de la MLD maximum, (c) de la surface impactée par la convection profonde ($\rho_{surf} > 1029 kg.m^{-3}$) et (d) de la stratification moyenne (N_{mean}^2) dans la zone de convection (fig. 4.2) pour le modèle de résolution 1km (bleu) et 5km (rouge).

Ensuite, au delà de ces points communs, on note que les deux modèles présentent des différences. Premièrement, le modèle de résolution 1km montre un approfondissement de la couche de mélange plus rapide. Dans ce modèle, la convection profonde se produit lors de la tempête indiquée par la première bande bleue. La couche de mélange dépasse les -2000m et la surface impactée atteint $1.8 * 10^3 km^2$. Il faut attendre 8 jours avant que cet événement se produise dans le modèle à 5km de résolution, lors de la tempête indiquée par la deuxième bande bleue. De plus, la réponse de l'océan aux pics de perte de flottabilité en surface est plus rapide dans le modèle à 1km de résolution. Sur les quatre événements extrêmes indiqués, on observe en moyenne un décalage du maximum atteint par la MLD moyenne de 1.5 jour entre les deux modèles. Depuis le début de l'épisode de convection jusqu'au 25 janvier, la MLD moyenne et la surface impactée par la convection profonde sont plus importantes dans le modèle à haute résolution. A partir du 25 janvier, l'inverse se produit. Les flux atmosphériques se font moins intenses, excepté deux événements dont la tempête du 28 février. La phase de restratification commence et est beaucoup plus active dans le modèle à haute résolution.

On peut en déduire que le modèle à haute résolution représente des processus, qui ne sont pas ou sont moins bien représentés dans le modèle à 5km de résolution et qui permettent principalement deux choses :

- Au début de l'épisode de convection, ils permettent un approfondissement de la couche de mélange et une réponse de la colonne d'eau aux forçages atmosphériques plus rapide et plus intense.
- A la fin de l'épisode de convection, ils permettent à la restratification de se développer plus rapidement.

Ces deux effets peuvent être imputés aux petites échelles qui se développent librement dans le modèle à haute résolution. Pour le deuxième point, on sait que la restratification et l'export des eaux denses sont initiés par des instabilités baroclines qui se développent autour de la zone de convection (Gascard [1978], Herrmann et al. [2008]). Elles ont pour échelle caractéristique le rayon interne de déformation et sont donc typiques de la mésoéchelle (~10km). Une résolution suffisamment grande est donc primordiale pour pouvoir représenter correctement ces structures. La résolution effective des modèles étant environ 10 fois la résolution réelle, le modèle à haute résolution (1km) est donc tout à fait adapté pour bien représenter la mésoéchelle. L'effet de la résolution des modèles sur la représentation de la restratification en Méditerranée Nord-Occidentale a été étudié par Herrmann et al. [2008] avec des résultats similaires. Pour le premier point, la haute résolution permet une initiation plus rapide de la convection. Nous proposons une explication dans la suite de la section.

La figure 4.4 représente l'évolution du champ de densité en surface dans un contexte d'approfondissement de la couche de mélange entre le 29 novembre 2010 et le 17 décembre 2010. Chronologiquement, il s'agit d'une période où la MLD ne dépasse pas encore la profondeur de la pycnocline et durant laquelle on assiste à une densification des eaux de surface. L'impact de résolution kilométrique sur le champ de densité surfacique est important. Elle permet de représenter des gradients beaucoup plus importants et des structures beaucoup plus fines qui ont des conséquences sur la circulation à plus grande échelle. La différence est par exemple particulièrement visible pour la représentation du courant Nord à la date du 29 novembre 2010. Le modèle de résolution 1km montre un front bien marqué de l'Italie jusqu'à l'Espagne alors que le modèle de résolution 5km montre un front qui s'estompe au fur et à mesure du parcours du courant Nord dans le bassin. Cette observation se confirme et s'explique aux dates suivantes. Il est important de souligner qu'à la date du 29 novembre 2010, le maximum de densité de surface dans la zone de convection est de $1028.95 kg.m^{-2}$ dans le modèle à 1km de résolution alors qu'il n'est que de $1028.83 kg.m^{-2}$ dans le modèle à 5km de résolution. De plus, ce maximum est atteint au sein de petites structures de type filaments qui ne sont pas représentées dans le modèle à 5km de résolution. Cette tendance se confirme par la suite puisque le 7 décembre 2010, la densité de surface maximum est de $1028.97 kg.m^{-2}$ dans le modèle à 1km de résolution et de $1028.95 kg.m^{-2}$ dans le modèle à 5km de résolution. Comme nous l'avons montré précédemment, la modèle le plus fin a déjà atteint un état de convection profonde le 17 décembre 2010 et présente une densité de surface maximum de $1029.113 kg.m^{-2}$ alors qu'elle n'est que de $1029.096 kg.m^{-2}$ pour le

modèle à 5km de résolution.

La principale différence entre ces deux modèles est la représentation des petites structures (filaments, petits tourbillons, fronts). Elles sont parfaitement observables sur la figure 4.4. Or, le maximum de densité est précisément atteint au sein de ces petites structures. On peut donc en déduire qu'elles favorisent la densification, au moins à petite échelle, de la couche de surface de l'océan dans un contexte de perte de flottabilité sous l'action des flux atmosphériques. Ainsi, la convection profonde se déclenche plus précocement dans le modèle représentant cette petite échelle.

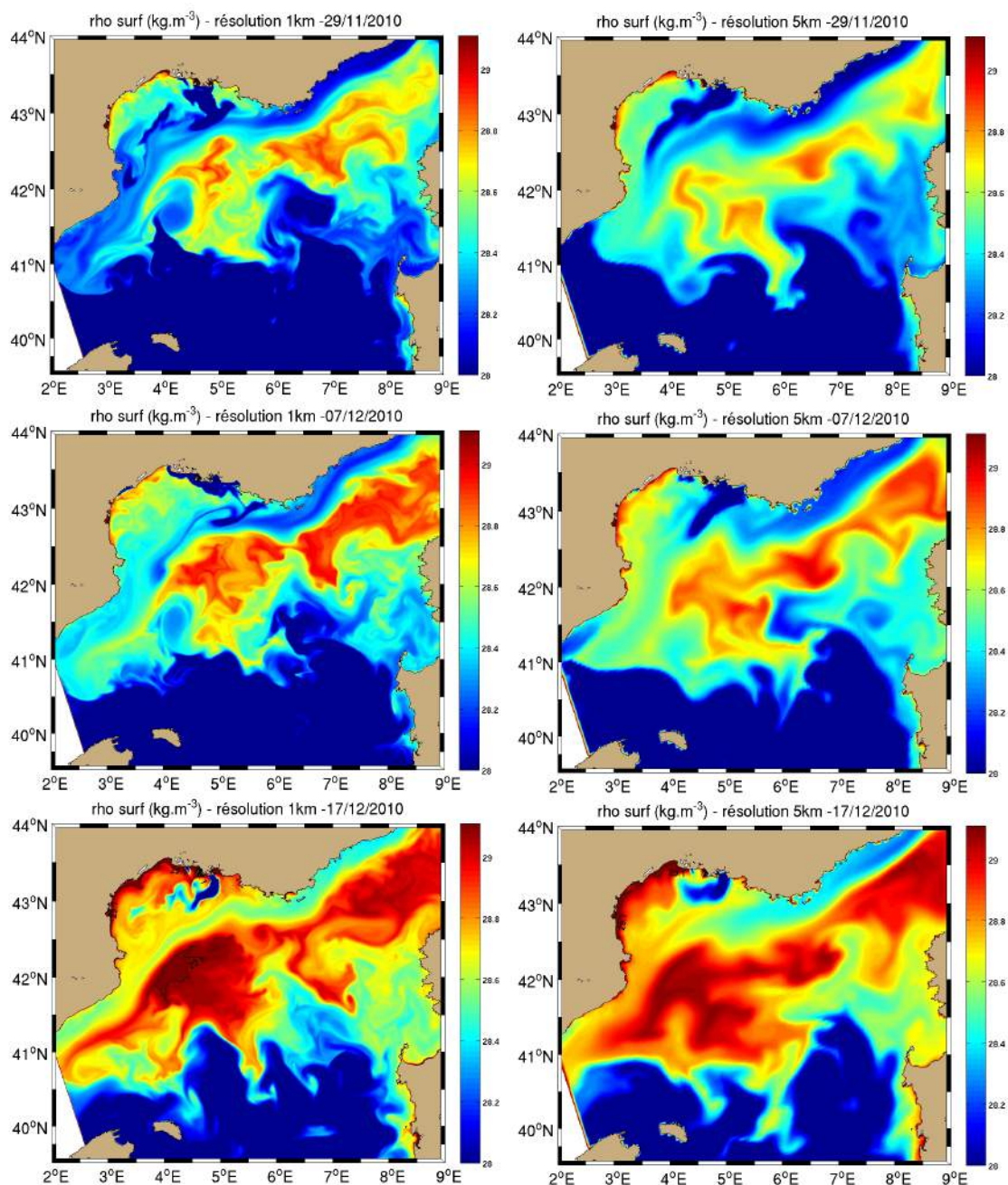


FIGURE 4.4 – Evolution comparée de la densité de surface dans les deux modèles (à gauche la résolution 1km et à droite la résolution 5km) dans un contexte d'approfondissement de la couche de mélange (de haut en bas : 29/11/2010, 07/12/2010 et 17/12/2010). L'isocontour 1029.1 kg.m^{-2} est superposé au champ.

De manière à quantifier cette densification à plus grande échelle, l'évolution de la masse dans la zone de convection ($kg.m^{-2}$) dans la couche de surface (0-150m) est représentée sur la figure 4.5 pour les deux modèles. La masse initiale a été soustraite. Les deux modèles montrent que la perte de flottabilité en surface mène à une densification de la couche de surface (+113 $kg.m^{-2}$ entre octobre 2010 et mars 2011 pour le modèle à 1km de résolution). A partir du 1 décembre 2010, cette densification devient plus importante pour le modèle plus haute résolution. La différence de densité atteint son maximum le 6 janvier avec un rapport de masse de 11% avant de décroître. Elle ne sera comblée que pendant la phase de restratification.

Au début de l'épisode de convection, les petites échelles représentées dans le modèle à 1km de résolution permettent globalement une densification de la couche de surface qui peut être jusqu'à environ 10% supérieure au modèle qui ne les représente pas.

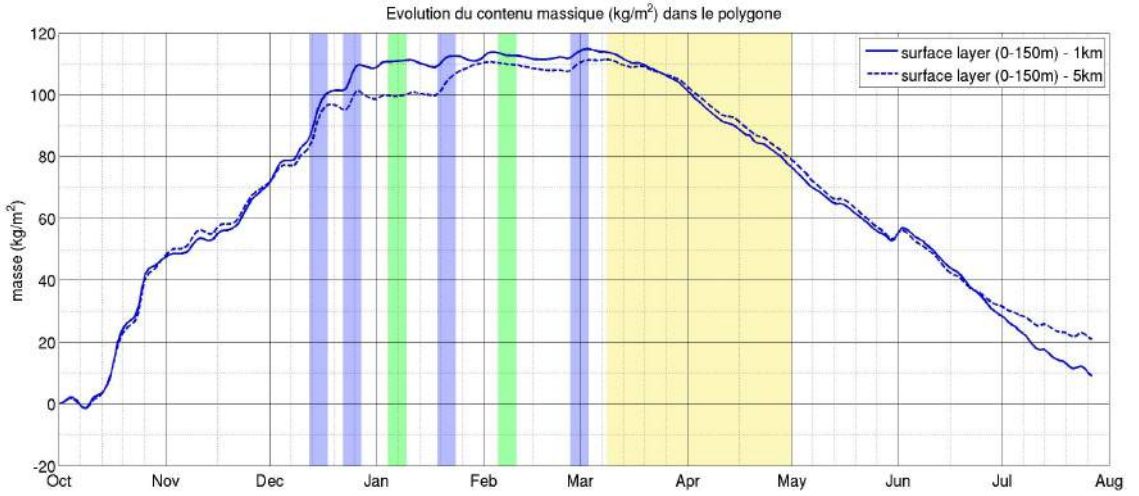
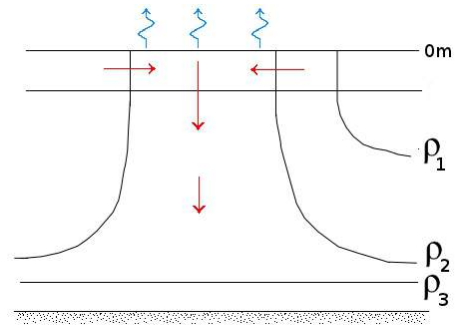


FIGURE 4.5 – Evolution comparée du contenu massique ($kg.m^{-2}$) de la couche de surface (bleu : 0-150m) dans la zone de convection pour les deux modèles (1km : trait plein et 5km : trait pointillé). L'état initial a été soustrait.

Il existe deux processus qui permettent de modifier la densité d'une particule d'eau dans l'océan : ce sont les échanges entre la mer et l'atmosphère à la surface et le mélange induit par les petites échelles dans l'océan intérieur. Le volume d'eau dense ($\rho > 1029.1 kg.m^{-3}$) formée en surface sous l'influence des flux atmosphériques peut être quantifié par la méthode de Walin [1982]. Comme indiqué sur le schéma, un volume d'eau exposé à la surface et de densité $\rho_1 < \rho < \rho_2$ est refroidi et sa densité devient $\rho_2 < \rho < \rho_3$. Il existe un flux d'eau qui traverse l'isopycne ρ_2 ($=1029.1 kg.m^{-3}$ dans notre cas) qui affleure en surface. Cette méthode a été utilisée par Tziperman [1986], Speer and Tziperman [1992] et Herrmann et al. [2008]. Pendant un temps Δt , le volume est évalué selon la formule de Tziperman [1986] :



$$V_{surf} = \frac{-\rho_0}{g \cdot \Delta \rho} \sum_{\rho(x,y) \in [1029.1 \pm \frac{1}{2} \Delta \rho]} B(x, y, t) \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta t$$

avec B le flux de flottabilité en surface, Δx et Δy le pas d'espace et $\Delta \rho = 0.01 kg.m^{-3}$. La figure 4.6 représente ce volume intégré dans le temps. On obtient ainsi le volume total de nWMDW formée à la surface pendant l'épisode de convection 2010-2011.

Comme nous l'avons vu, la convection s'approfondit plus rapidement dans le modèle à 1km de résolution. Ce modèle présente donc une formation de nWMDW plus précoce que le modèle à

5km de résolution (9 jours plus tôt). Les grands événements de formation se produisent lors des pics de flux de flottabilité. On observe une formation maximum d'environ $1600km^3/jour$ lors de la tempête du 25 décembre 2010. La différence entre les deux modèles est importante. Le retard pris par le modèle à basse résolution au début de l'épisode de convection dans la formation d'eaux denses n'est jamais comblé. Elle atteint jusqu'à $3200km^3$ le 20 décembre 2010 pour finir à $1750km^3$ à la fin de l'épisode de convection. Durant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011, un volume de $12600km^3$ a été formé par le modèle à 1km de résolution et seulement un volume de $10850km^3$ par le modèle à 5km de résolution. Cela représente une différence de 14%.

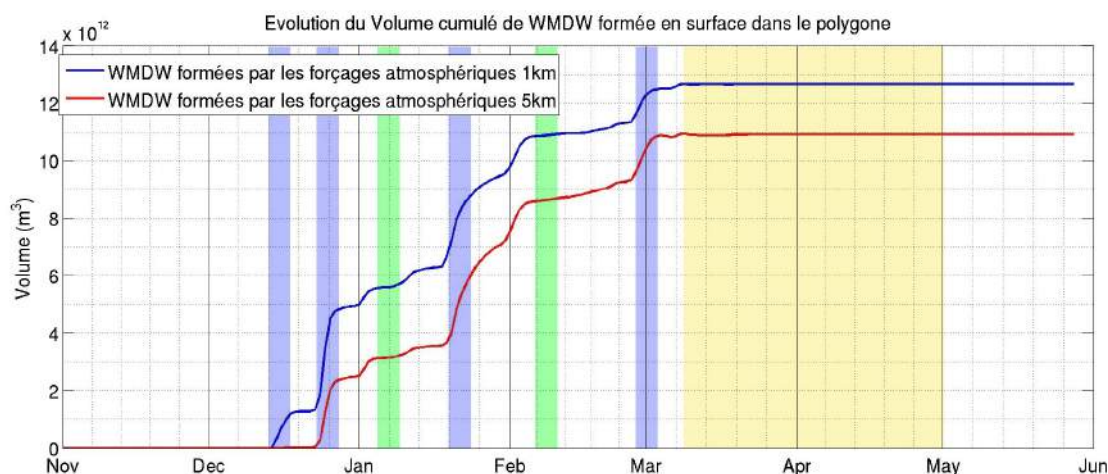


FIGURE 4.6 – Evolution comparée du volume de nWMDW ($\rho > 1029.1kg.m^{-3}$) formées en surface sous l'influence des flux atmosphériques depuis le 1 novembre 2010 pour le modèle à 1km de résolution (bleu) et celui à 5km de résolution (rouge).

La représentation des structures de (sub-)mésoséchelle par le modèle à 1km de résolution a des conséquences importantes sur la modélisation de l'épisode de convection 2010-2011. Elles ont été mises en évidence au travers de comparaisons entre ce modèle à haute résolution et un modèle à plus basse résolution (5km) dans lequel elles ne sont pas (ou sont moins bien) représentées. Tout d'abord, les petites structures (fronts, filaments et petits tourbillons) favorisent la densification de la couche supérieure de l'océan. Nous verrons par la suite comment. Elles favorisent ainsi l'approfondissement de la couche de mélange et la formation d'eaux denses. Ensuite, lorsque les flux atmosphériques diminuent en intensité, elles aident à la restratification de la zone de convection. Cette phase fait intervenir des instabilités baroclines du front séparant la zone convectée de la zone stratifiée qui évoluent en structures tourbillonnaires. Les échelles mises en jeu sont sensiblement plus importantes (10-20km) selon [Gascard \[1978\]](#), [Testor and Gascard \[2003\]](#) et [Herrmann et al. \[2008\]](#). Cela peut expliquer que les différences entre les deux modèles soient moins importantes pendant la phase de restratification que pendant la phase d'approfondissement de la couche de mélange.

4.3 Quantification de l'activité de (sub-)mésoséchelle

Nous avons vu que la (sub-)mésoséchelle jouaient un rôle important dans la représentation de la convection profonde durant l'hiver 10-11. Cette section est consacrée à l'évaluation et à l'évolution de l'intensité de l'activité des petites échelles à partir du modèle à 1km de résolution.

On propose de décomposer le champ de vitesse horizontale comme la somme de sa moyenne temporelle et de sa fluctuation.

$$\begin{cases} u(x, y) &= \bar{u}(x, y) + u'(x, y) \\ v(x, y) &= \bar{v}(x, y) + v'(x, y) \end{cases}$$

où la barre fait référence à une moyenne temporelle suffisamment longue pour que :

$$\begin{cases} \overline{u'}(x, y) = 0 \\ \overline{v'}(x, y) = 0 \end{cases}$$

Il s'agit de la décomposition de Reynolds, introduite dans le chapitre 2 (2.1.4). Le terme moyenné est associé aux grandes échelles, alors que le terme fluctuant est associé aux petites échelles. Pour quantifier l'activité du champ fluctuant par rapport au champ moyenné, on peut regarder l'énergie contenue dans chacun. En effet, la (sub-)mésosécherelle contient une grande partie de l'énergie contenue dans le champ fluctuant. On fait alors apparaître une énergie cinétique tourbillonnaire (EKE pour Eddy Kinetic Energy) et une énergie cinétique du champ moyen :

$$\begin{cases} \overline{K}(x, y) \equiv \frac{1}{2}\rho_0(\overline{u^2}(x, y) + \overline{v^2}(x, y)) \\ K'(x, y) \equiv \frac{1}{2}\rho_0(\overline{u'^2}(x, y) + \overline{v'^2}(x, y)) \end{cases}$$

avec ρ_0 une densité de référence que l'on prendra ici égale à 1028.7 kg.m^{-3} . Cela correspond à la densité à 100m moyennée spatialement sur tout le domaine et temporellement sur une année de simulation. On choisit de se focaliser sur des champs à 100m car cette profondeur présente l'avantage d'être à la fois suffisamment profonde pour éviter la dynamique liée à la couche limite d'Ekman et suffisamment superficielle pour présenter une importante activité de (sub-)mésosécherelle.

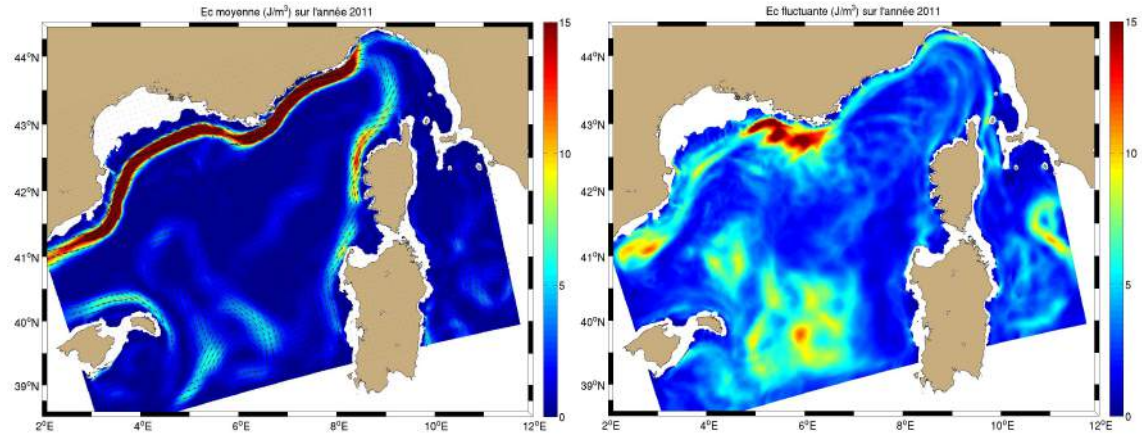


FIGURE 4.7 – (A gauche) Champ moyen de vitesse à 100m sur une période d'un an allant du 15 décembre 2010 au 14 décembre 2011 avec l'énergie cinétique moyenne $\overline{K}$ qui lui correspond. (A droite) L'énergie cinétique turbulente K' associée.

Le champ de vitesse à 100m moyenné sur une durée d'un an (15/12/2010 → 14/12/2011) est représenté sur la figure 4.7 associé à son énergie cinétique $\overline{K}$. On peut observer les caractéristiques de la circulation générale : le courant Nord est très marqué et la circulation moyenne dans le milieu du bassin est très faible. Le front Baléares est cependant visible. Le champ d'énergie cinétique fluctuante qui lui est associé est présenté sur la même figure. Il permet d'avoir un aperçu des régions où l'activité tourbillonnaire de (sub-)mésosécherelle est importante. Premièrement, il est à noter que K' peut être localement plus important que $\overline{K}$. C'est le cas au centre de bassin car la circulation associée au champ moyen y est presque nulle et, plus particulièrement, au nord-est et à l'est de Minorque. Ces deux régions sont marquées par la présence de tourbillons de mésoécherelle présentant des structures verticales plutôt barotropes. A l'est de Minorque, il s'agit de tourbillons Algériens qui ne sont pas forcément très bien représentés en raison de leur proximité avec la frontière sud du domaine. Au nord-est de l'île, une structure tourbillonnaire de rayon environ égal à 18km à 100m de profondeur se déplace dans une région très restreinte. En raison de sa circulation anticyclonique, elle est associée à un déplacement des isopycnes vers le bas. En hiver, cela a des conséquences importantes puisqu'il s'agit d'une zone où la convection ne se

produit pas facilement en raison de cette structure verticale, à l'inverse de la zone de préconditionnement. Elle représente donc souvent une frontière sud à l'étendue de la zone de convection (voir l'image satellite de chlorophylle 3.12 à la date 04/02/2011). En raison des instabilités baroclines et des méandres qu'il développe (Crépon et al. [1982]), le courant Nord présente également une signature de K' importante tout au long de son parcours le long des côtes. Elle devient très importante au niveau de la côte Varoise qui est, dans nos simulations, le siège d'importantes instabilités qui mènent à la formation de tourbillons. Cet élément a également été observé dans l'étude numérique de Rubio et al. [2009] qui font de cette région un point privilégié pour la formation de tourbillons de mésoéchelle dans le bassin Nord-Occidental. La génération de structure tourbillonnaire serait liée à un décollement du courant en raison de la variation d'orientation de la côte.

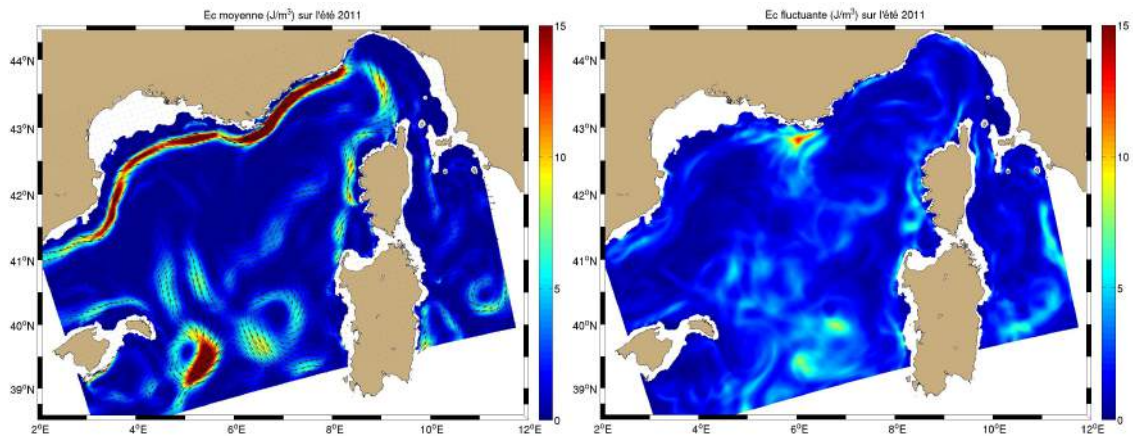


FIGURE 4.8 – (A gauche) Champ moyen de vitesse à 100m sur une période estivale de 3 mois allant du 15 juin 2011 au 14 septembre 2011 avec l'énergie cinétique moyenne $\bar{K}$ qui lui correspond. (A droite) L'énergie cinétique turbulente K' associée.

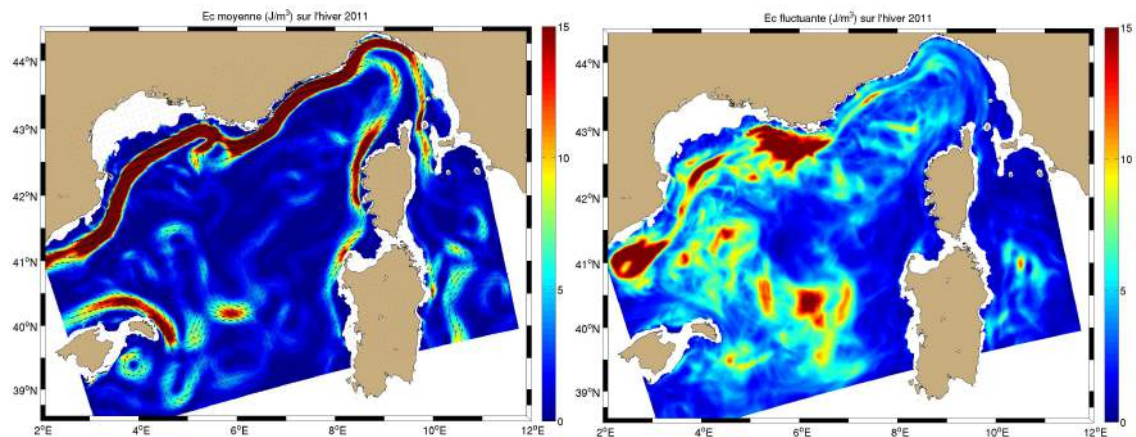


FIGURE 4.9 – (A gauche) Champ moyen de vitesse à 100m sur une période hivernale de 3 mois allant du 15 décembre 2010 au 14 mars 2011 avec l'énergie cinétique moyenne $\bar{K}$ qui lui correspond. (A droite) L'énergie cinétique turbulente K' associée.

La Méditerranée Nord-Occidentale est un bassin qui présente une forte variabilité saisonnière. Pour s'en persuader, la figure 4.8 (respectivement 4.9) représente le champ de vitesse modélisé à 100m et moyenné sur une période estivale (resp. hivernale) allant du 15 juin 2011 au 14 septembre 2011 (resp. 15/12/2010 → 14/03/2011) ainsi que les champs de $\bar{K}$ et K' associés. Les différences entre les deux saisons sont importantes. Tout d'abord, on observe une augmentation

de l'énergie cinétique des grandes et des petites échelles en hiver. Dans les grandes échelles, l'énergie cinétique du bassin à 100m de profondeur est multipliée par environ 2.6 en hiver par rapport à l'été. Elle se traduit par une intensification de l'énergie cinétique transportée par le courant Nord qui s'intensifie et s'élargit. Il en est de même pour le courant Nord Baléares et pour les courants Corse et Sarde. Il y a une augmentation de la circulation de bord en hiver. L'énergie cinétique tourbillonnaire qui est globalement faible dans l'ensemble du bassin en été, devient très importante en hiver. En moyenne sur tout le domaine de calcul, elle est multipliée par 2.4. Ce découplage de K' en hiver se produit aussi bien au centre du bassin et dans la zone de convection qu'au niveau de la circulation de bord. Durant cette saison, le courant Nord présente une très forte variabilité à mésoéchelle.

Nous voyons qu'il existe une augmentation de l'énergie cinétique en hiver et que cette augmentation se produit de manière particulièrement spectaculaire dans la (sub-)mésosécherelle au milieu du bassin. De manière à se faire une idée de la répartition de l'énergie cinétique dans la gamme d'échelle développée par le modèle et de son évolution au cours du cycle saisonnier, on souhaite s'intéresser aux spectres d'énergie cinétique sur des champs de vitesses journaliers.

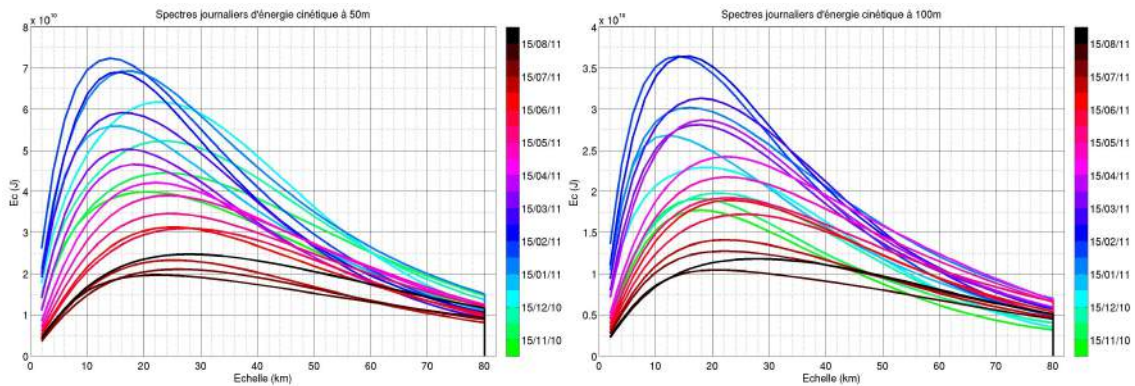


FIGURE 4.10 – Spectres d'énergie cinétiques réalisés au 15 de chaque mois entre le 15 octobre 2010 et le 15 août 2011 à la profondeur (gauche) 50m et (droite) 100m).

Leur réalisation repose sur une méthode simple mais qui fait appel à un autre type de décomposition de Reynolds. Au lieu de calculer un champ moyen sur une base temporelle, le champ moyen est ici calculé sur une base spatiale :

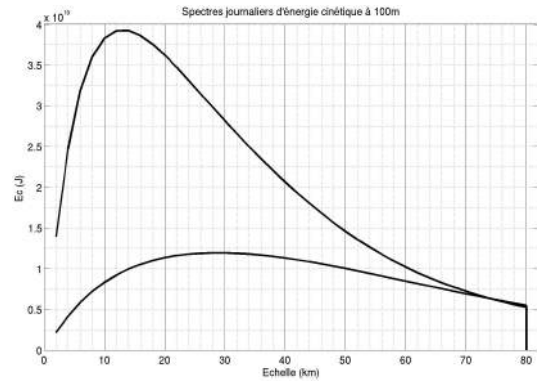
$$\begin{cases} u(x, y) &= \langle u(x, y) \rangle_k + u'(x, y)_k \\ v(x, y) &= \langle v(x, y) \rangle_k + v'(x, y)_k \end{cases}$$

Dans cette notation, $\langle \cdot \rangle_k$ représente une moyenne horizontale sur une échelle de k km. Pour chaque échelle, l'énergie cinétique se divise en une partie associée aux plus grandes échelles et une partie fluctuante par rapport à cette échelle. Le spectre se construit alors par soustractions successives. L'énergie cinétique contenue dans la gamme d'échelle $k_1 \rightarrow k_2$ ($k_1 < k_2$) s'écrit :

$$Ec_{k_1 \rightarrow k_2} = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot [(\langle u \rangle_{k_1}^2 + \langle v \rangle_{k_1}^2) - (\langle u \rangle_{k_2}^2 + \langle v \rangle_{k_2}^2)]$$

Dans le domaine de calcul, les spectres sont calculés à 50 et 100m de profondeur (fig. 4.10). Pour ces deux profondeurs, on remarque une augmentation de l'énergie cinétique à toutes les échelles en hiver. Pour des échelles d'environ 50km, l'énergie cinétique est augmentée de ~110% à la profondeur de 50m entre l'hiver et l'été (respectivement ~35% à 100m). L'accroissement est encore plus important aux petites échelles. A 15km, elle est augmentée de ~250% aux deux profondeurs représentées. Cette augmentation s'accompagne d'une diminution de l'échelle contenant le maximum d'énergie cinétique. A 50m, elle passe progressivement d'environ 28km en août à 22km en décembre. Ensuite, elle diminue brusquement jusqu'à atteindre 14km en février. Cette brusque diminution est liée aux événements violents de perte de chaleur en

surface et à l'approfondissement de la couche de mélange qui s'en suit. La phase de restratification intervient à partir de mars. On observe d'abord une diminution de l'intensité du pic d'énergie accompagnée d'une légère augmentation de l'échelle à laquelle il est associé. Puis, à partir du 15 avril, l'augmentation de l'échelle du maximum d'énergie se fait de manière plus rapide alors que la baisse globale d'énergie cinétique se stabilise. Globalement, les commentaires sont identiques à 100m de profondeur, excepté l'énergie cinétique qui y est plus faible. La figure additionnelle (ci-contre) présente les deux spectres extrêmes à 100m de profondeur. Le maximum d'énergie cinétique est associé à 29km le 10 septembre 2011 et à 12km le 7 février 2011. Ce décalage vers les petites échelles s'accompagne d'une augmentation de l'énergie contenue à son pic d'environ 230%. Le spectre estival contient moins d'énergie, un pic très peu marqué qui s'étend sur une grande gamme d'échelle. En revanche, le spectre hivernal contient beaucoup plus d'énergie dont l'essentiel se trouve dans une bande étroite de petites échelles.



Notes : Deux opérateurs de moyenne différents ont été utilisés pour réaliser la décomposition de Reynolds. Dans un premier temps, une moyenne temporelle sur un temps suffisamment grand a été utilisée, puis dans un second temps, une moyenne spatiale a servi à la réalisation des spectres. Pour que la décomposition de Reynolds soit juste, l'opérateur de moyenne doit vérifier la linéarité et la commutativité. De plus, lorsqu'on l'applique à la fluctuation de la variable, le résultat doit être nul. Plus l'espace spatial et/ou temporel sur lequel on l'applique est grand, plus la décomposition sera juste. Cependant, lorsque l'on restreint cet espace, on atteint la limite de validité. De plus, on peut remarquer que $\langle u \rangle \neq \bar{u}$. En effet, l'hypothèse d'ergodicité n'est pas vérifiée notamment à cause de l'inhomogénéité des variables.

La méthode utilisée pour réaliser les spectres permet de voir la variabilité saisonnière de l'activité de (sub-)mésoséchelle sur une année de simulation. Cependant, elle représente des spectres très "lissés". Pour approfondir cette étude, on propose de réaliser trois indices reflétant cette activité et d'étudier leurs évolutions dans le temps.

- **Indice basé sur la curvilinearité :** La (sub-)mésoséchelle a une grande influence sur les champs de traceurs physiques comme la température, la salinité ou la densité. Ces derniers présentent une variabilité beaucoup plus importante en sa présence. Par exemple, sur la figure 4.4, un contour de densité de surface sera beaucoup plus long et présentera beaucoup plus de circonvolutions et de sinuosités sur le modèle à 1km de résolution que sur le modèle à 5km de résolution à la même date. Pour traduire cette différence dans un indice, on sélectionne un contour de densité adapté à la zone. On choisit sa valeur moyenne à une profondeur donnée. Puis, on calcule la courbure du contour obtenu. Après application d'un filtre pour éliminer le bruit, le nombre d'inversion de signe donne le nombre de méandres le long du contour sélectionné. L'indice s'exprime en méandres par 100km (km^{-1}). Pour limiter les biais associés au choix de la valeur de l'isopycne, l'indice de curvilinearité final est le résultat de la moyenne des 3 indices associés aux isopycnes $\langle \rho \rangle$, $(\langle \rho \rangle + 2.std(\rho))$ et $(\langle \rho \rangle - 2.std(\rho))$. std représente l'opérateur d'écart type. Cette méthode est largement inspirée de la méthode proposée par Capet [2010]. Appliquée à la simulation sur deux profondeurs (50 en noir et 100 en rouge), elle donne les résultats exposés sur la figure 4.11 (en haut) et commentés par la suite.
- **Indice basé sur la vorticité :** La (sub-)mésoséchelle développe une circulation secondaire qui s'organise en fronts, filaments et tourbillons. Ces structures présentent des signatures de vorticité verticale relative particulières. A une profondeur donnée, la vorticité est le rota-

tionnel du champ des vecteurs vitesse projeté sur la verticale :

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Pour construire cet indice, on balaye le champ de vorticité et on inc  mente un compteur à chaque changement de signe . L'indice de vorticité correspond à la valeur finale de ce compteur que l'on divise par la surface balayée ; il s'exprime en (km^{-2}). De manière à limiter un biais éventuellement causé par une anisotropie du champ de vorticité, l'indice de vorticité final est la moyenne de deux indices calculés avec deux balayages orthogonaux du champ. Appliquée à la simulation sur deux profondeurs (50 en noir et 100 en rouge), elle donne les résultats exposés sur la figure 4.11 (au milieu) et commentés par la suite.

- **Indice basé sur l'EKE** : Cette indice reprend la décomposition de Reynolds. Il s'agit de la moyenne sur toute la zone de l'énergie cinétique turbulente : $\langle K'_k \rangle$. On choisit k égal à 10km. L'évolution de l'indice de EKE est présenté sur la figure 4.11 (en bas)    quatre profondeurs : 10m (bleu), 50m (noir), 100m (rouge) et 500m (vert).

Le cycle saisonnier est révélé par les trois indices aux différentes profondeurs sur lesquelles on les a appliqués. Leurs valeurs sont environ doublées entre l'hiver et l'été, ce qui démontre une nouvelle fois la forte activité des petites échelles en hiver. A partir du mois de mars (bande jaune), la phase de restratification s'accompagne d'une diminution progressive de la valeur des indices. Pendant la phase de convection, la submésoéchelle serait très active alors que pendant la phase de restratification, ce serait plutôt la mésoéchelle qui prendrait progressivement le relai. En effet, il faut souligner que l'évolution de ces indices est fortement corrélée à la stratification de la zone (fig. 4.3) et donc au rayon interne de déformation. On sait que la restratification est initiée par des méandres qui se développent autour de la zone de convection et qui mènent au développement de tourbillons de mésoéchelle (Gascard [1978], Madec et al. [1991], Herrmann et al. [2008])

Pendant l'hiver, on remarque une importante réponse des indices aux épisodes d'intenses pertes de chaleur en surface (bandes bleues). La réponse est d'autant plus importante que l'indice est calculé à une profondeur proche de la surface. Elle traduit une brusque augmentation de l'activité de submésoéchelle, principalement localisée dans la couche de mélange, suite à ces   v  nements. A l'inverse, quand les flux atmosphériques perdent en intensité pendant certaines périodes (bandes vertes), les indices tendent à diminuer également : la submésoéchelle perd en activité.

L'utilisation de ces indices s'avère instructive puisqu'à l'inverse des spectres, ils traduisent relativement bien l'impression qu'un observateur peut avoir en observant le champ d'une variable. Même s'ils ne permettent pas de faire clairement la distinction entre submésoéchelle et mésoéchelle, ils permettent de présumer de l'importance de la submésoéchelle dans l'approfondissement de la couche de mélange à grande échelle et de la mésoéchelle dans l'exportation des eaux nouvellement formées vers l'extérieur de la zone de convection et dans la restratification de cette zone.

Ces constatations nous renseignent sur les mécanismes à l'origine du développement de la (sub-)mésoéchelle. Sans apports extérieurs, l'énergie contenue dans les petites échelles tend à se dissiper sous l'action de la viscosité. Pour la maintenir, elle doit donc être alimentée. Dans l'océan, cette énergie est fournie par deux mécanismes (Robinson, A.R. [1983] p.381) :

- Un transfert d'énergie contenue dans le flux moyen via la tension de Reynolds $\overline{u'v'}$. Intégré sur tout le bassin, il peut s'écrire $\langle \overline{K} \rangle \rightarrow \langle K' \rangle$. Dans ce cas, on parle d'instabilités barotropes. Ce transfert est intimement lié à la cascade d'énergie de Kolmogorov.
- Un transfert d'énergie contenue dans l'énergie potentielle moyenne $\overline{P}$ faisant intervenir des vitesses verticales. Intégré sur le bassin, il s'écrit $\langle \overline{P} \rangle \rightarrow \langle K' \rangle$; on parle alors d'instabilités baroclines.

Dans un contexte hivernal d'approfondissement de la couche de mélange en Méditerranée Nord-Occidentale, les forçages atmosphériques contribuent au stockage d'énergie potentielle dans la couche de surface des océans. Ils déclenchent des processus de submésoéchelle via un transfert $\langle \overline{P} \rangle \rightarrow \langle K' \rangle$. Les indices sont tout à fait révélateurs de ce phénomène puisque leurs valeurs augmentent brusquement suite aux   v  nements extrêmes de perte de flottabilité en surface (bandes

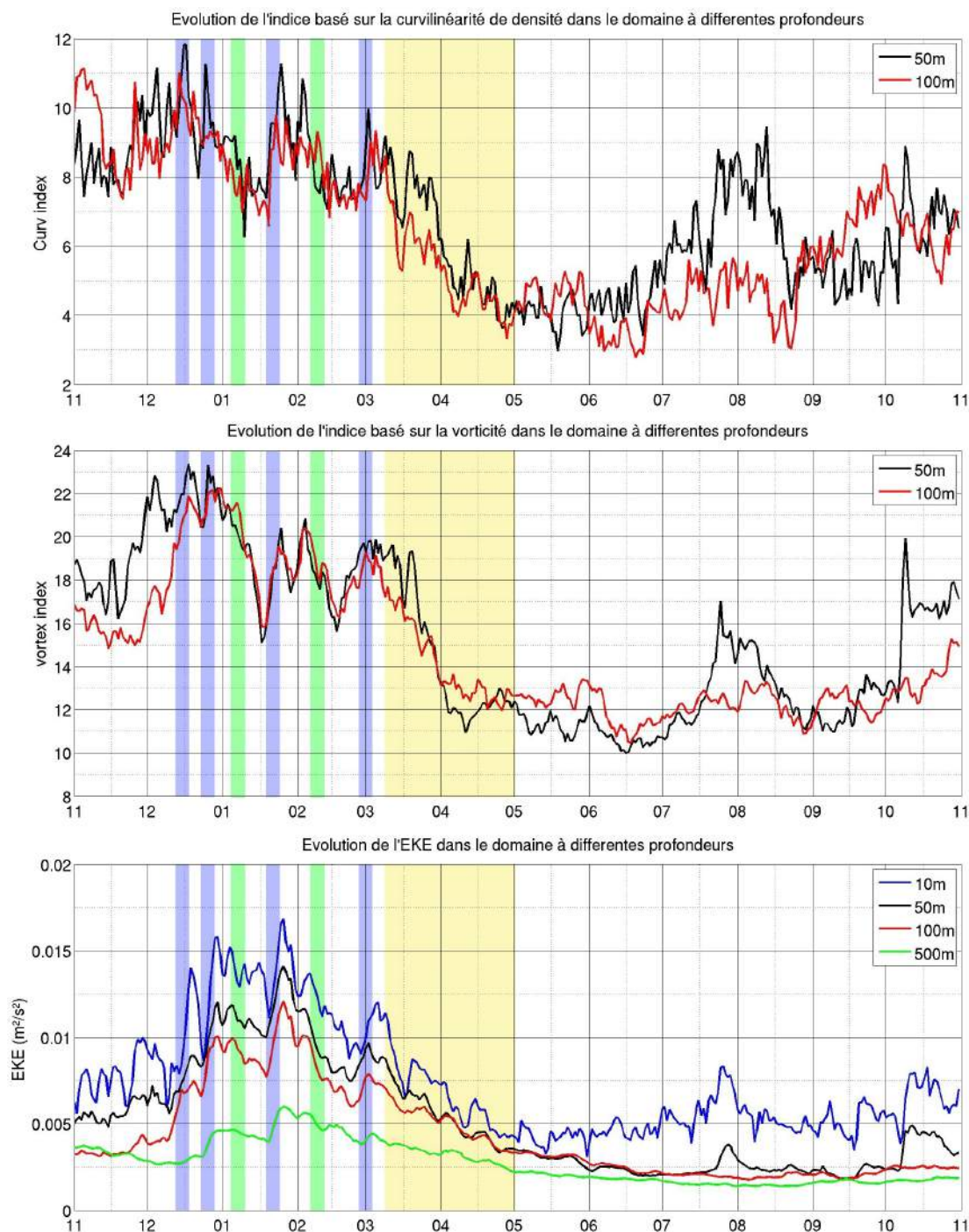


FIGURE 4.11 – Evolution des indices de (sub-)mésoséche dans le domaine de calcul : (En haut) l'indice de curvilinéarité, (au milieu) l'indice de vorticité et (en bas) l'indice de EKE. Elle est représentée sur une période d'un an, du 1 novembre 2010 au 1 novembre 2011, à différentes profondeurs : 10m (bleu), 50m (noir), 100m (rouge) et 500m (vert).

bleues). En effet, ces évènements injectent de l'énergie potentielle dans l'océan. Lorsque le milieu n'a plus (ou moins) d'apport en énergie potentielle (bandes vertes), la submésoséche diminue rapidement sous l'effet de la dissipation. Ce résultat est en accord avec les travaux de Boccaletti et al. [2007], Fox-Kemper et al. [2008] et Fox-Kemper and Ferrari [2008] qui montrent que l'activité

de submésoséche dans la couche de mélange provient principalement d'un transfert d'énergie potentielle ($\overline{P}$). Au début de la phase de restratification, un stock important d'énergie potentielle est disponible. Comme l'a montré [Madec et al. \[1991\]](#) par des simulations numériques, on assiste alors à une conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique horizontale à mésoéche. L'étape finale de cette conversion est la formation de certains tourbillons qui advectent de l'eau légère dans la zone de convection (restratification) et d'autres qui advectent de l'eau dense en dehors de la zone de convection (export de nWMDW).

Cette section fait apparaitre plusieurs régimes d'activité des petites échelles en Méditerranée Nord-Occidentale. En hiver, sous l'influence des forçages atmosphériques, la couche de mélange se densifie et mène au phénomène de convection profonde. Cette étape est associée à une diminution de l'éche contenant le maximum d'énergie cinétique, jusqu'à la submésoséche. Elle devient particulièrement importante dans la couche de mélange en réponse aux violents événements de perte de chaleur en surface. A la fin de l'hiver, la phase de restratification totale de la zone de convection s'accompagne d'une augmentation progressive de l'éche contenant le maximum d'énergie en passant par la mésoéche. L'activité des petites échelles est fortement corrélée aux forçages atmosphériques et à la stratification de la colonne d'eau. Elle est fortement alimentée par un transfert d'énergie potentielle.

4.4 Implication de la submésoséche sur la dynamique

Il est clair que la (sub-)mésoéche est très active en Méditerranée Nord-Occidentale. Localement, elle peut même être plus énergétique que les plus grandes échelles. Elle a des conséquences importantes sur la circulation générale, comme les comparaisons du modèle à 1km de résolution avec celui à 5km de résolution le prouvent. Avant la convection profonde, elle favorise la densification et l'approfondissement de la couche de mélange. Le déclenchement de la convection profonde est donc plus rapide. Ensuite, elle joue un rôle restratifiant, en facilitant l'export des eaux denses nouvellement formées et l'import d'eaux plus légères en surface. Dans cette section, nous exposerons les implications de la submésoséche sur la dynamique avant et pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011. La phase de restratification et d'export des eaux denses dans un contexte post convection sera traitée dans le chapitre 5.

Un ensemble de structures complexes apparait lorsque la résolution du modèle permet la représentation de la submésoséche. Les gradients des traceurs tels que la température, la salinité ou la densité peuvent alors atteindre des valeurs très importantes au niveau des fronts. A une profondeur donnée, on peut détecter les fronts et leurs intensités grâce au gradient de densité horizontal qui les définit :

$$|\nabla_h \rho| = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial y}\right)^2}$$

L'activité de submésoséche se caractérise également par une grande vorticité verticale :

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

et un grand taux de déformation qui est la somme d'une déformation induite par un étirement ou une compression et celle induite par un cisaillement :

$$Strain = \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2$$

De plus, elle contient une forte composante agéostrophique qui développe une circulation secondaire et induit des vitesses verticales w . Ces quatre variables sont représentées à 10 et 100m de profondeur à quatre dates différentes (fig. [4.12](#), [4.13](#), [4.14](#), [4.15](#), [4.16](#), [4.17](#), [4.18](#), [4.19](#)).

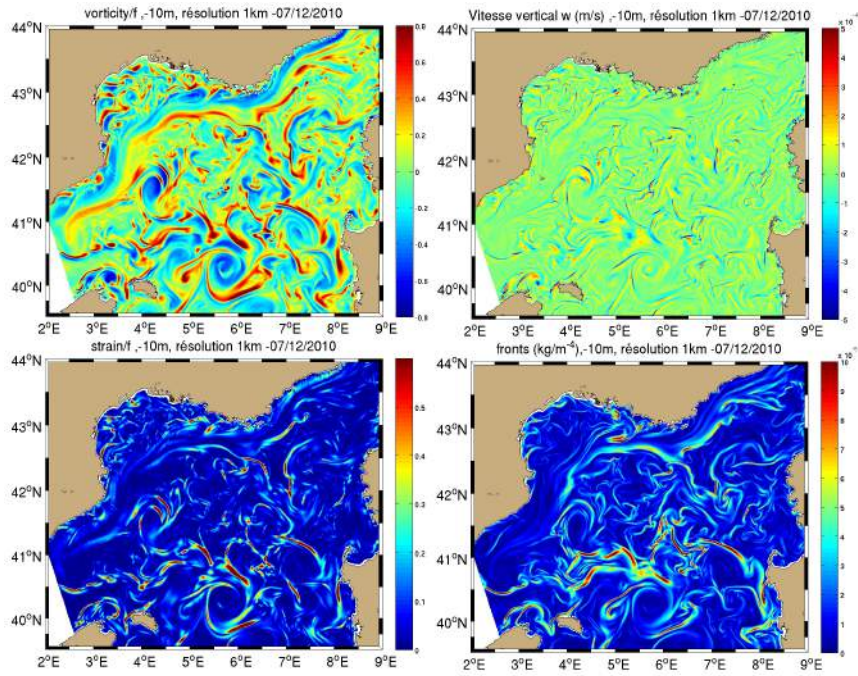


FIGURE 4.12 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 10m de profondeur le 07/12/2010.

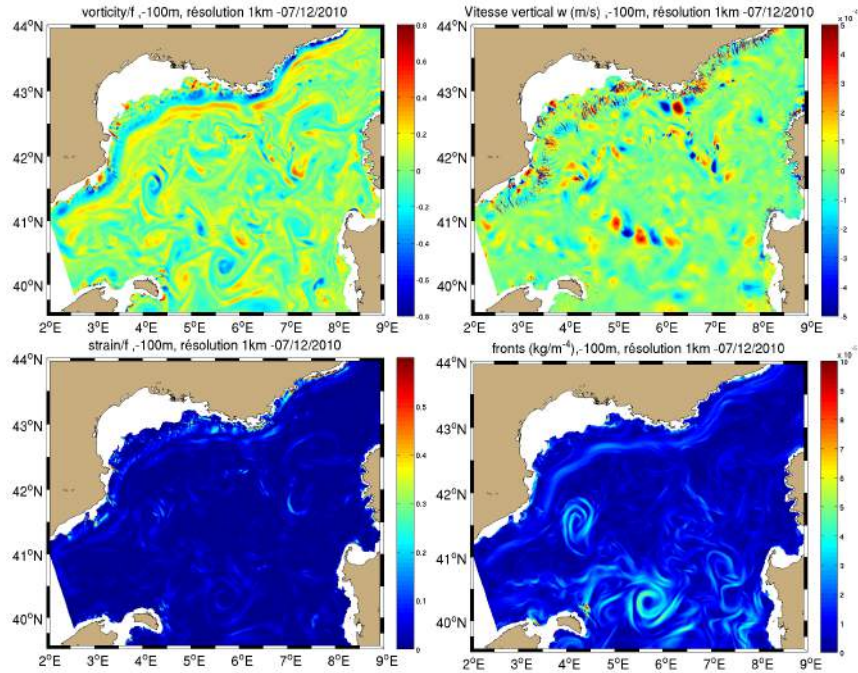


FIGURE 4.13 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 100m de profondeur le 07/12/2010.

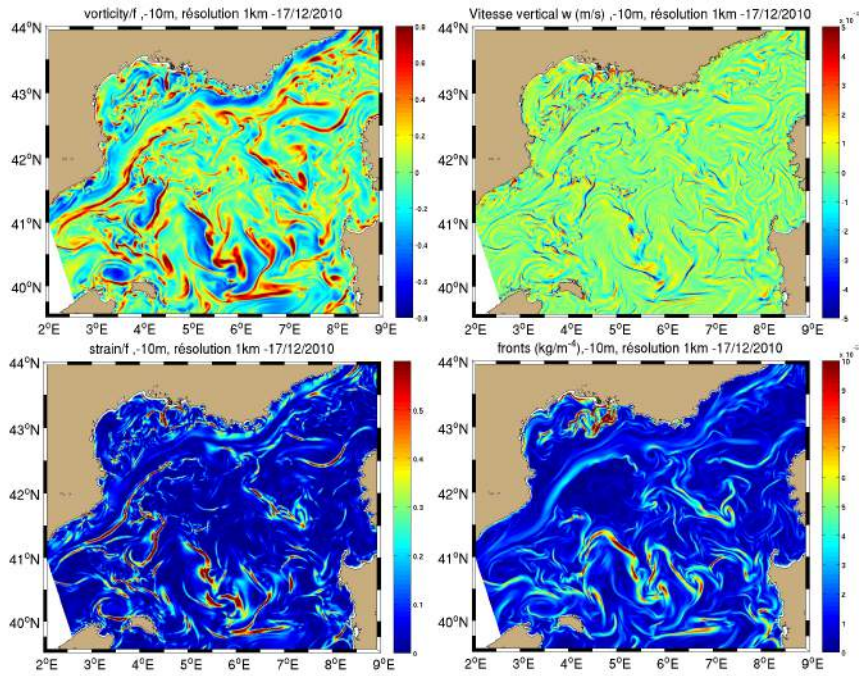


FIGURE 4.14 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta_f}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 10m de profondeur le 17/12/2010.

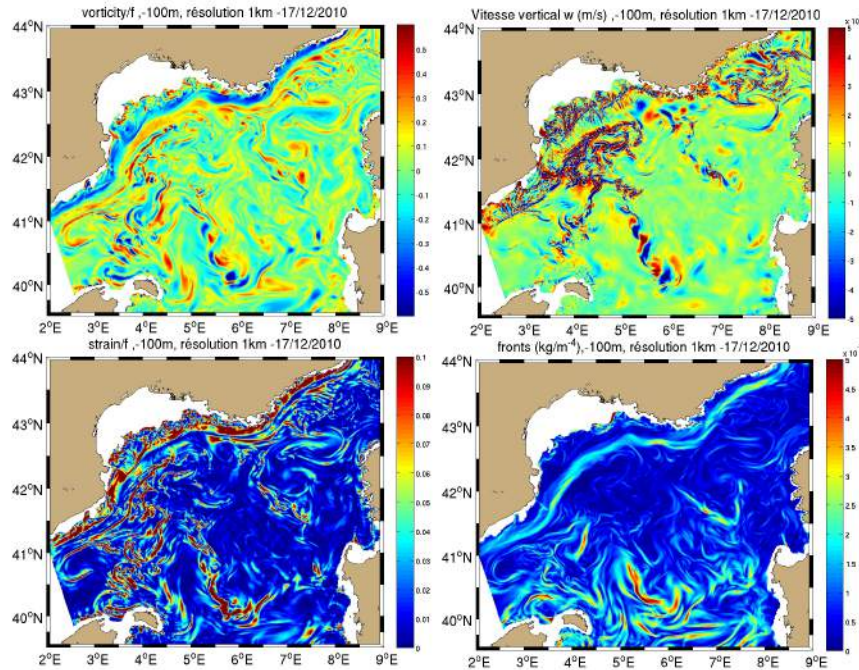


FIGURE 4.15 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta_f}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 100m de profondeur le 17/12/2010.

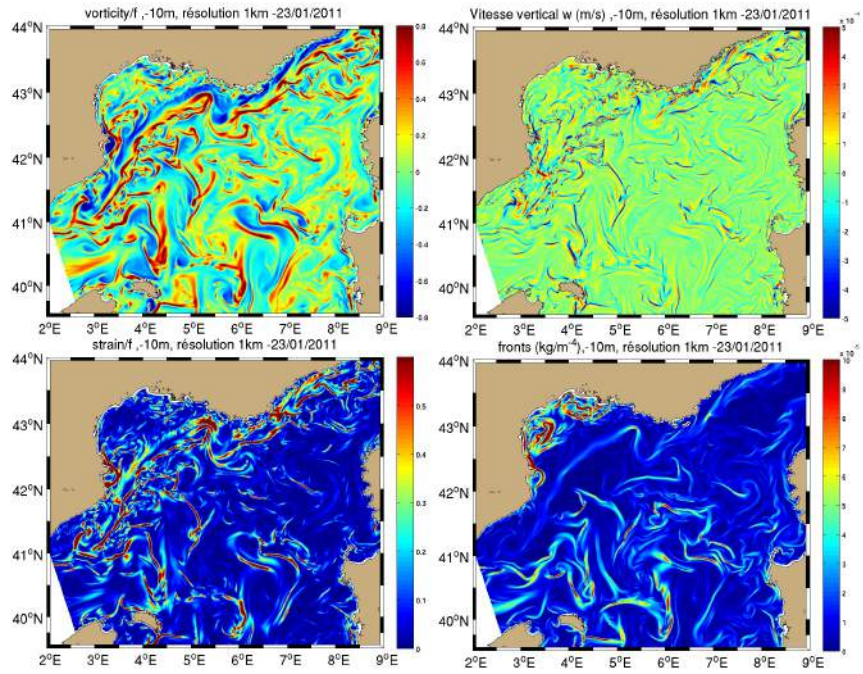


FIGURE 4.16 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 10m de profondeur le 23/01/2011.

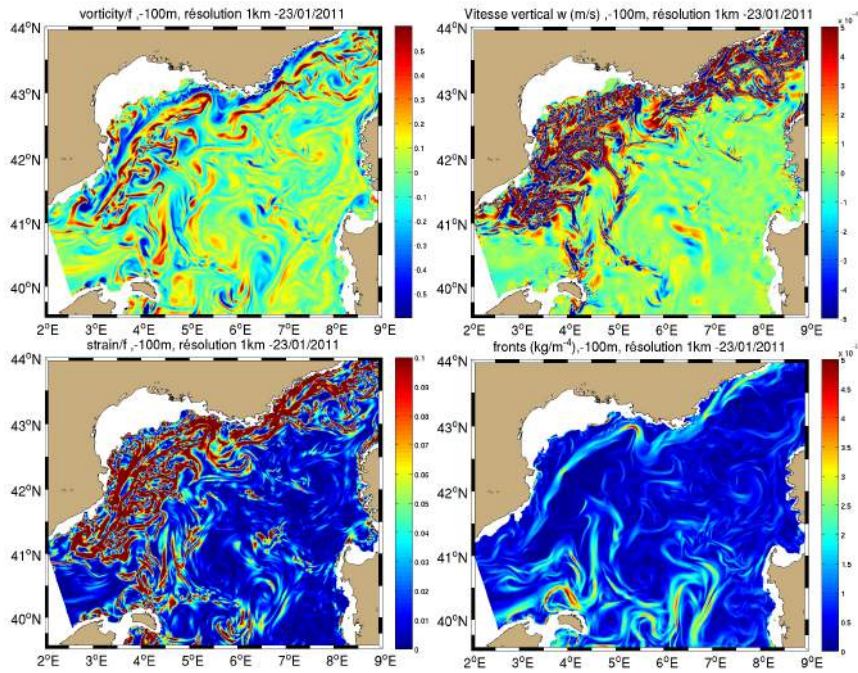


FIGURE 4.17 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 100m de profondeur le 23/01/2011.

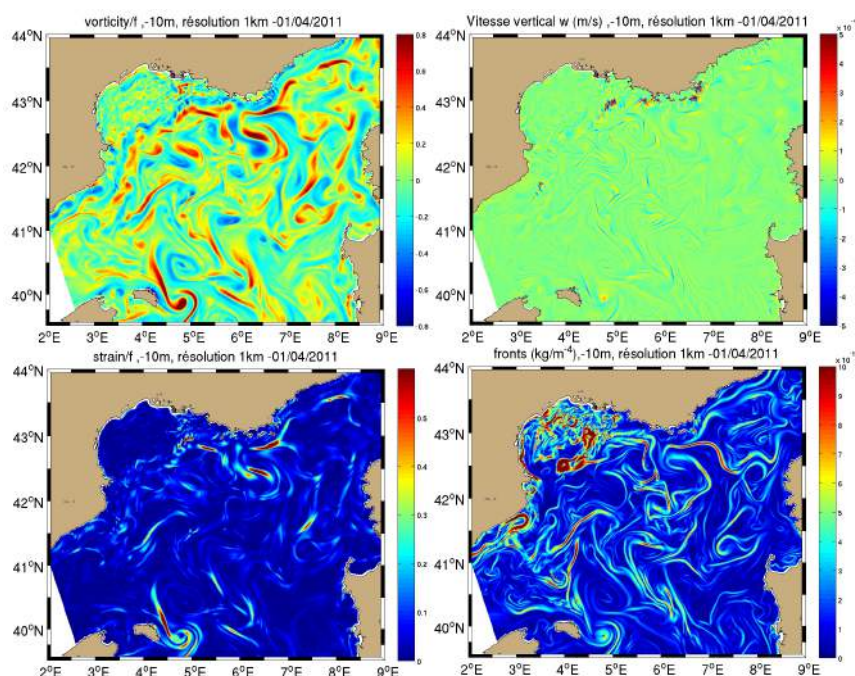


FIGURE 4.18 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta_f}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 10m de profondeur le 01/04/2011.

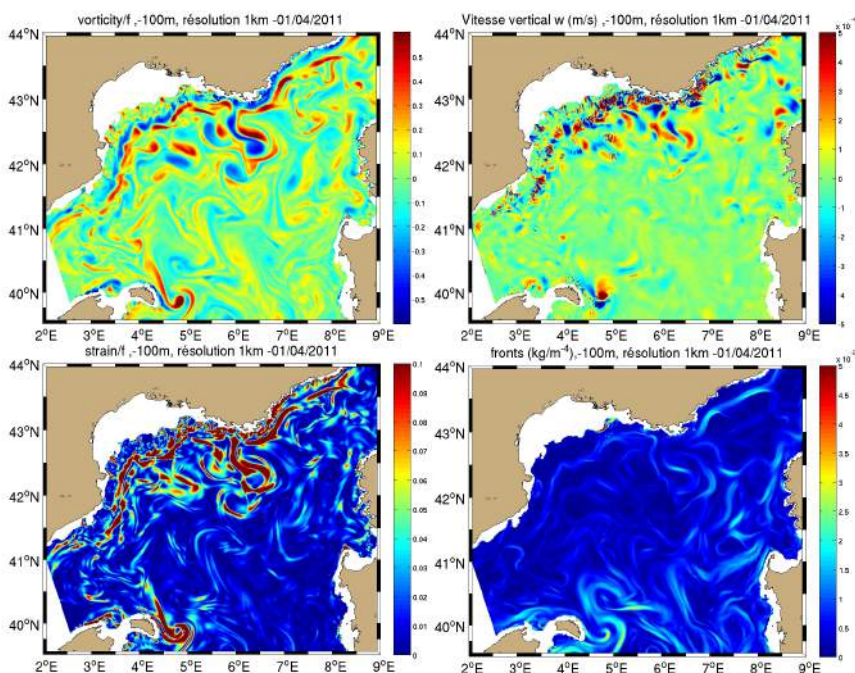


FIGURE 4.19 – Représentation de la moyenne journalière (en haut à gauche) de la vorticité verticale relative $\frac{\zeta_f}{f}$, (en haut à droite) de la vitesse verticale w ($m.s^{-1}$), (en bas à gauche) du taux de déformation $\frac{Strain}{f^2}$ et (en bas à droite) des fronts $|\nabla_h \rho|$ ($kg.m^{-4}$) à 100m de profondeur le 01/04/2011.

La vorticité verticale d'une structure de submésosécherelle se caractérise par un nombre de Rossby ($\frac{\zeta}{f}$) de l'ordre de 1. Pratiquement, on adimensionne la vorticité relative par la vorticité planétaire et on représente $\frac{\zeta}{f}$ de manière à faire apparaître ces structures. De même, on adimensionne le taux de déformation par la vorticité planétaire au carré ($\frac{Strain}{f^2}$).

Les petites échelles font apparaître des champs de structures complexes. Elles sont particulièrement visibles sur les champs de vorticité. On observe toute une hiérarchie de structures, allant de tourbillons de mésoéchelle aux petits tourbillons de submésosécherelle.

La mésoéchelle se présente sous la forme de structures tourbillonnaires de 10km rayon environ. Elles ont une vorticité qui ne dépasse pas $0.5f$ et leur influence s'étend sur une grande partie de la colonne d'eau. Une déformation importante des isopycnes est associée à ces tourbillons (± 400 m, chapitre 5). Elle est associée à l'équilibre (cyclo-)géostrophique. Ainsi, si un cyclone s'intensifie en surface ou qu'un anticyclone s'atténue, une vitesse verticale positive se développe au milieu du tourbillon. A l'inverse, si un anticyclone s'atténue en surface ou qu'un cyclone s'intensifie, on peut s'attendre à des vitesses verticales négatives dans le coeur du tourbillon. A 100m de profondeur, les simulations reproduisent des tourbillons avec des vitesses verticales dans leur coeur. Si on se place en dehors des dates durant lesquelles la convection profonde est active (fig. 4.13, 4.19), leurs extrema sont de l'ordre de ± 1 mm/s. A cet effet s'ajoute celui du pompage d'Ekman en surface (McGillicuddy et al. [2003]).

La submésosécherelle se concentre principalement dans la couche de mélange (voir à 10m de profondeur le 07 décembre 2010 (fig. 4.12), avant l'épisode de convection, par rapport à la profondeur de 100m à la même date (fig. 4.13)). L'épisode de convection approfondit la couche de mélange et étend l'influence de ces petites structures à des profondeurs plus grandes (fig. 4.15, 4.17). Soumises à une forte variabilité temporelle, ces structures interagissent entre elles et avec la mésoéchelle créant des zones d'étirement où le flux a tendance à diverger et des zones où le flux converge. Certaines zones d'étirement présentent un important taux de déformation et donnent naissance à des hétérogénéités horizontales comme les fronts (fig. 4.20). Associées à ces fronts, on observe également la formation de filaments qui concentrent des gradients de vorticité. La formation de fronts s'appelle la "frontogenèse" (Hoskins [1982], Lapeyre and Klein [2006], Capet et al. [2008c]).

En raison de leur nombre de Rossby élevé, la dynamique de ces régions diffère de la dynamique géostrophique des plus grandes échelles. En effet, une circulation secondaire se développe et tend à restorer l'équilibre géostrophique en inclinant les isopycnes vers une position horizontale. Elle a un rôle localement restratifiant et s'accompagne de vitesses verticales. Du côté léger et anticyclonique du front, une vitesse verticale dirigée vers le haut est créée. Du côté dense et cyclonique du front, une vitesse verticale dirigée vers le bas boucle cette circulation. Dans le modèle, cette circulation verticale produite au niveau des fronts est bien reproduite dans la couche de mélange (fig. 4.12, 4.14, 4.16, 4.18). A 10m de profondeur, les extrema se situent dans les zones frontales et prennent des valeurs comprises entre -1.4 et 0.6 mm/s aux dates représentées. Les vitesses au niveau des upwellings sont plus faibles que celles au niveau des downwellings et elles sont presque nulles entre les deux comme prédit par la théorie de Hoskins [1982]. Selon Klein et al. [2008], la submésosécherelle serait responsable de plus de 50% des vitesses verticales dans une couche de surface de 300m de profondeur. On trouve un résultat proche de ces estimations en comparant les extrema des vitesses verticales à 10 et 100m de profondeur simulées dans le modèle à 1km de résolution et ceux dans le modèle à 5km de résolution (fig 4.21). Entre le 15 novembre 2010 et le 01 juin 2011, on observe des vitesses de downwelling plus importantes que celles d'upwelling de environ 60% à 10m et 80% à 100m. L'influence de

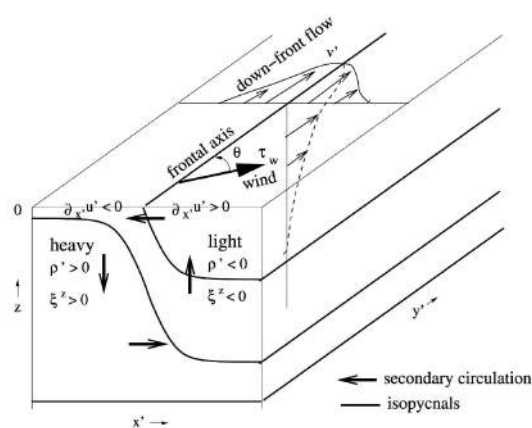


FIGURE 4.20 – Représentation schématique d'un front et de la circulation secondaire associée (source : Capet et al. [2008c]).

la submésoséchelle sur l'intensité des vitesses verticales est évidente. En excluant la phase de convection profonde allant du 10 décembre 2010 au 10 mars 2011, leurs valeurs maximales sont sous estimées d'environ 300% à 10m et 200% à 100m lorsque les zones frontales ne sont pas bien résolues.

De plus, il faut noter que les travaux de [Thomas and Lee \[2005\]](#) et [Thomas \[2005\]](#) ont montré que les vitesses verticales au niveau des fronts peuvent être amplifiées par des flux de flottabilité induits par la dérive d'Ekman.

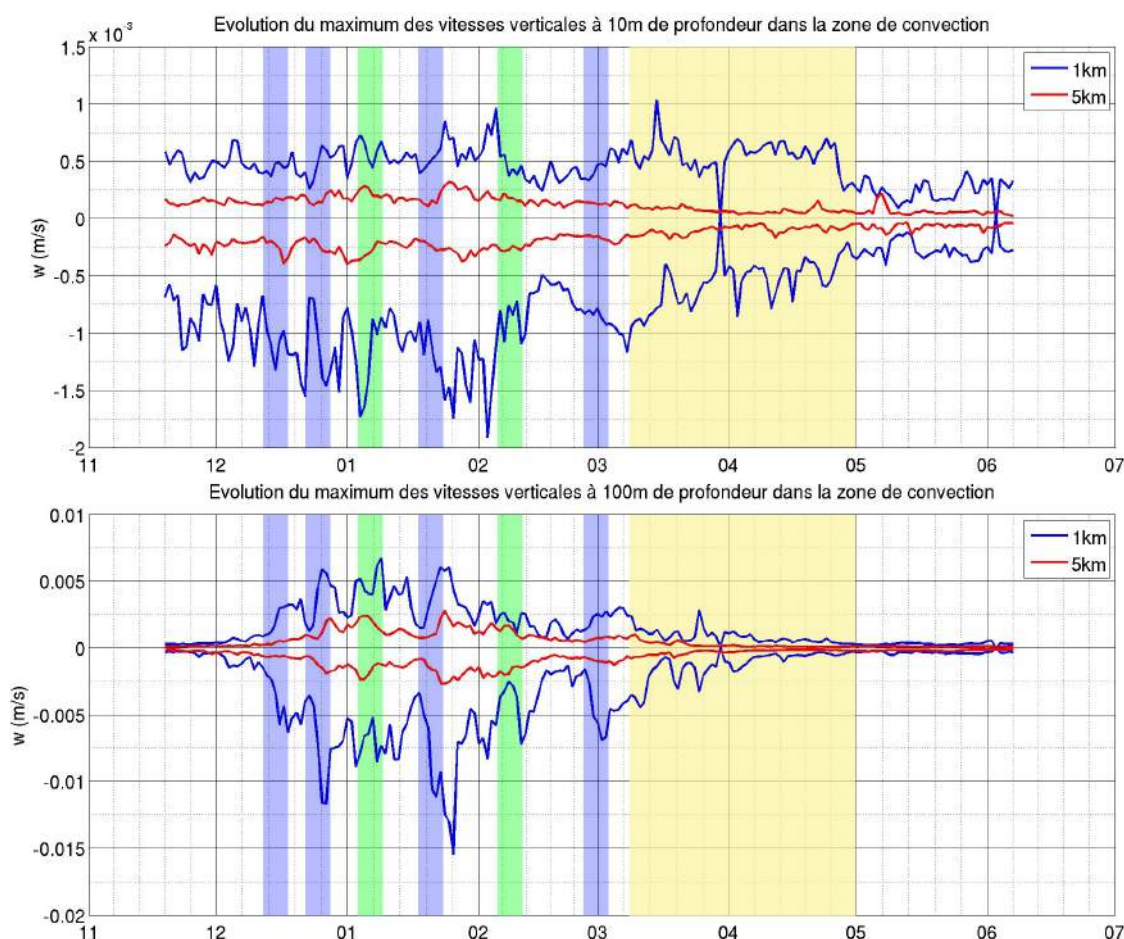


FIGURE 4.21 – Evolution des extrema de vitesses verticales à (en haut) 10m de profondeur et à (en bas) 100 m de profondeur pour le modèle à 1km de résolution (bleu) et pour le modèle à 5km de résolution (rouge) dans la zone de convection.

On notera que la submésoséchelle ne se concentre pas que dans la couche de surface des océans. Dans l'océan profond, des tourbillons cohérents de submésoséchelle (SCVs) jouent un rôle important dans l'advection de traceurs ([McWilliams \[1985\]](#)). Nous traiterons ces SCVs dans le chapitre 5.

Pendant la phase de convection active (fig. 4.14, 4.15, 4.16, 4.17), on observe des vitesses verticales importantes dans la zone de convection à 100m de profondeur. Ces vitesses verticales sont déduites par le modèle à partir du champ de vitesses horizontales de manière à respecter la divergence nulle. Le modèle reproduit comme il peut les vitesses verticales associées à la convection. Il n'a cependant ni la résolution nécessaire pour produire les cheminées de convection (sub-kilométrique), ni la physique non-hydrostatique associée à ce phénomène. De plus, on note qu'à 10m de profondeur les vitesses verticales ne montrent pas de phénomène convectif contrairement à 100m. L'explication n'est pas d'ordre physique mais d'ordre numérique et algo-

rithmique. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 (2.1.5), à chaque pas de temps, le flux de chaleur est d'abord réparti sur la couche de mélange. On obtient alors une colonne d'eau dont la couche de mélange a une stratification nulle. Dans un deuxième temps, on lui applique le flux solaire. Celui-ci est pénétratif et tend à restratifier très légèrement les premiers mètres de la colonne d'eau. Cette technique a pour avantage d'aider à stabiliser le calcul. Dans la zone de convection et pendant la phase active de mélange, les mouvements verticaux ne sont donc pas réalistes et nous n'en tiendrons donc pas compte.

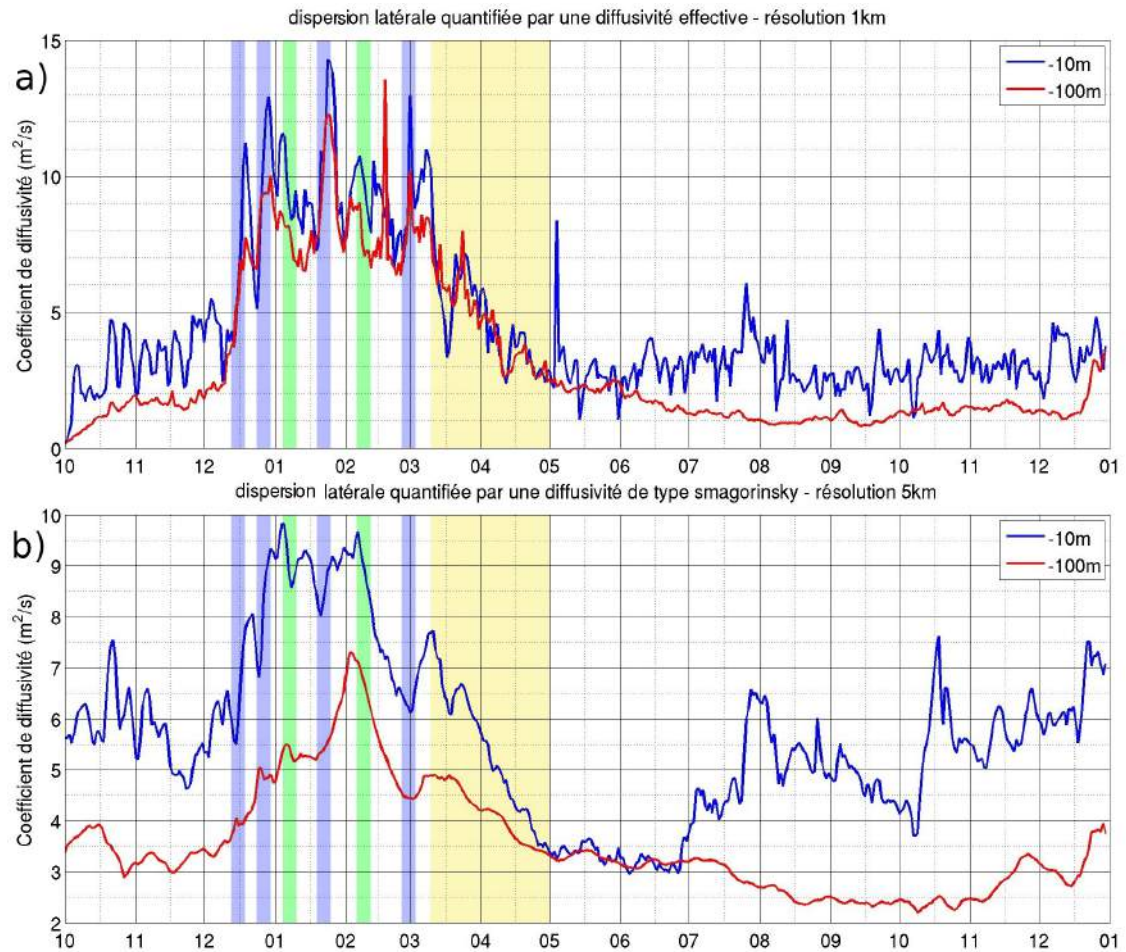


FIGURE 4.22 – Evolution du coefficient de diffusivité moyenné sur la zone de convection à (bleu) 10m et (rouge) 100m de profondeur. En haut, le coefficient κ_{5km} est calculé de manière effective dans le modèle à 1km de résolution. En bas, il est calculé comme un coefficient de diffusivité de sous maille de type Smagorinsky dans le modèle à 5km de résolution.

La submésoséchelle est donc responsable de mouvements verticaux. Elle engendre également au niveau des fronts des vitesses horizontales qui tendent à restratifier continuellement la couche de mélange en surface. Boccaletti et al. [2007] montrent l'importance de cette dynamique d'ajustement de submésoséchelle initiée par des instabilités baroclines. Elle est encore plus importante dans un contexte de perte de flottabilité où des gradients horizontaux de densité importants sont créés en surface. En permettant la résolution de ces fronts et la circulation secondaire associée ainsi que le "stirring" dû aux vitesses horizontales résolues explicitement, la submésoséchelle mène à une augmentation de la diffusion horizontale. Dans les modèles à basse résolution, l'hypothèse traditionnelle est de décrire le champ de (sub-)mésoséchelle sous la forme d'une viscosité, exprimée grâce aux variables du champ moyen, dont les propriétés sont

essentiellement diffusives (2.1.4). Le modèle à haute résolution permet de décrire précisément le mélange horizontal, qui peut être quantifié par un coefficient de diffusion effective κ_k (Capet et al. [2008a]). Pour la température T , il s'écrit :

$$\kappa_k = - \frac{\langle \mathbf{u}'T' \rangle \cdot \nabla_h \langle T \rangle_k}{|\nabla_h \langle T \rangle_k|^2}$$

La figure 4.22 représente l'évolution de ce coefficient moyenné sur la zone de convection (fig. 4.2) à 10m et 100m de profondeur. En prenant $k=5\text{km}$, on peut comparer l'évolution de ce coefficient à l'évolution d'un coefficient de diffusivité de sous maille de type Smagorinsky (chapitre 2) dans le modèle à 5km de résolution. Dans le modèle à haute résolution, la diffusivité horizontale moyenne est stabilisée autour d'une valeur de $\sim 3\text{m}^2/\text{s}$ à 10m de profondeur et $\sim 1.5\text{m}^2/\text{s}$ à 100m de profondeur dans des conditions stratifiées. Avec l'épisode de convection profonde, elle est rapidement multipliée par 3 à 10m et 6 à 100m pour fluctuer autour d'une valeur de $\sim 9\text{m}^2/\text{s}$. Pendant cette période, ces fluctuations sont fortement corrélées à l'activité de submésoséchelle à 10m et 100m de profondeur. Elle se maintient à une valeur haute, atteignant un maximum de $14.2\text{m}^2/\text{s}$ à 10m, jusqu'à la phase de restratification (bande jaune). Le coefficient de diffusivité de sous maille calculé pour le modèle à 5km de résolution fait apparaître des variations beaucoup moins importantes entre les périodes hivernales et estivales. Il met plus de temps à croître au début de la convection et décroît plus rapidement à la fin. Si la corrélation avec les événements extrêmes de flux de flottabilité en surface est visible à 10m, elle l'est beaucoup moins à 100m de profondeur. Lorsque l'océan est stratifié, le coefficient de diffusivité moyen est plus grand dans le modèle à 5km de résolution que dans le modèle à 1km de résolution. Les figures ci-contre représentent les champs de ce coefficient à 10m de profondeur le 07 décembre 2010. Si la valeur moyenne est plus importante pour le modèle à 5km de résolution, la haute résolution montre des valeurs beaucoup plus importantes localement (maximum de $500\text{m}^2/\text{s}$ contre $30\text{m}^2/\text{s}$ à 10m de profondeur et $200\text{m}^2/\text{s}$ contre $11\text{m}^2/\text{s}$ à 100m de profondeur). Ces maxima se situent au niveau des fronts et ont donc un effet de mélange horizontal très efficace. Ces valeurs élevées de diffusion tendent à restratifier les zones frontales et à diminuer la pente des isopycnes qui leur est associée.

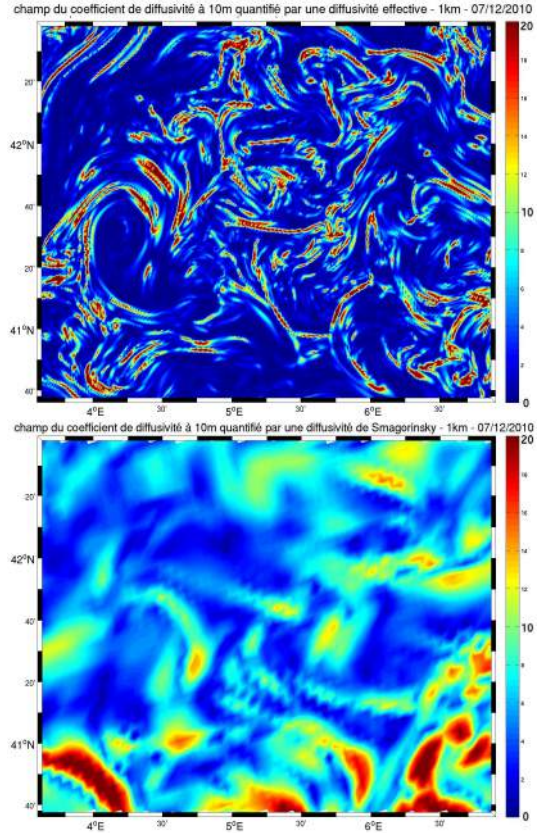


FIGURE 4.23 – Représentation du champs du coefficient de diffusivité calculé à 10m à la date du 07 décembre 2010, dans un contexte de densification de la couche de surface. (En haut) coefficient de diffusivité calculé dans le modèle de résolution 1km de manière effective. (en bas) coefficient de diffusivité calculé dans le modèle de résolution 5km de type Smagorinsky.

On voit donc que la submésoséchelle a un impact très important sur le mélange horizontal et la diffusion latérale des traceurs tels que la température, la salinité et la densité. Elle permet la formation de petites structures (filaments et tourbillons) qui induisent des zones frontales dans la couche de mélange. Des mécanismes de mélange agissent pour constamment restratifier la surface de l'océan. Ces mécanismes sont largement sous estimés par le modèle à faible résolution et la dynamique de sous maille qui lui est appliquée. Cette restratification en surface est compensée par une destratification plus en profondeur (Klein et al. [2008]). Associé aux importantes vitesses verticales développées par la submésoséchelle, le mélange horizontal explique la densifi-

cation plus importante de la couche de surface de l'océan dans le modèle à haute résolution dans un contexte d'approfondissement de la couche de mélange ou de pertes de flottabilité en surface.

Dans cette section, nous avons montré que la résolution de la submésoséchelle permet de représenter la complexité de la circulation à fine échelle. Des zones frontales se forment alors dans la couche de mélange et ont pour effet de générer une augmentation des vitesses verticales et de la diffusion horizontale. Ainsi, on assiste à un processus de restratification en surface compensé par une destratification plus en profondeur (Klein et al. [2008]). Dans un contexte de flux atmosphériques négatifs, la représentation de la sub-mésoséchelle permet alors une densification plus rapide de la couche de mélange (fig. 4.5). En Méditerranée Nord Occidentale, la convection profonde pourra donc se produire plus tôt et en plus grande ampleur comme le montre la simulation de l'hiver 2010-2011. Il faut également signaler que les petites échelles peuvent fournir des sites de préconditionnement plus locaux.

4.5 Retour sur la circulation générale pendant l'épisode de convection 2010-2011

Avant de conclure ce chapitre, nous allons revenir sur la circulation générale pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011 en Méditerranée Nord Occidentale. Le modèle à haute résolution (1km) permet de produire une circulation à (sub-)mésoséchelle qui, comme nous l'avons vu, rétroagit sur la circulation à plus grande échelle. De plus, les comparaisons de ce modèle avec les observations (voir chapitre 3) ont montré qu'il reproduisait relativement bien la réalité. Dans cette section, nous allons évaluer le transport des masses d'eau entre la zone de convection et l'extérieur. Cette zone est définie par le polygone décrit sur la figure 4.2. La circulation de la LIW et de la WMDW est décrite sur la figure 4.25.

Entre le 15 décembre 2010 et le 15 mars 2011, il y a eu une formation d'un volume total de 12600 km^3 de nWMDW dans la zone de convection (fig. 4.25 A). On définit la WMDW comme les eaux de densité supérieure à 1029.1 kg.m^{-3} . Dans la suite de cette section, on nommera cette période "la période de convection". Cette formation augmente le volume de WMDW présent dans la zone de convection. Le flux advecté hors de la zone de convection est important durant cette période. Il vaut en moyenne $-87 \text{ km}^3/\text{jour}$ et atteint jusqu'à $-230 \text{ km}^3/\text{jour}$ le 12 février 2010. On trouve le volume perdu ou créé par mélange par différence : $V_{mix} = V - V_{surf} - V_{adv}$. Durant cette période de convection, environ 3000 km^3 de WMDW sont dégradées sous l'effet du mélange avec des eaux plus légères. La forte activité des petites échelles joue probablement un rôle important dans cette diffusion. Entre le 15 mars 2011 et le 15 juin 2011, il n'y a plus de formation de nWMDW en surface et on assiste à une phase de restratification. Les flux de WMDW à travers la zone de convection sont plus faibles ($-45 \text{ km}^3/\text{jour}$ en moyenne). De plus, on assiste à une formation d'environ 800 km^3 de WMDW dans le polygone, certainement dû à l'advection préalable dans la zone de convection de WMDW formée en mer Ligure. Il faut noter que la simulation surestime la formation d'eaux denses en mer Ligure (3.18) et annexe A. Cette formation de WMDW par mélange pendant la phase de restratification est donc probablement exagérée.

La figure 4.25 B représente l'évolution des flux (m^3/jour) de LIW et WMDW sur les transects amont (coupe bleue sur les figures c et d) et aval (coupe rouge sur les figures c et d). La LIW est définie par une température supérieure à 13.2°C et une salinité supérieure à 38.5% . On observe tout d'abord que les flux sont plus importants pendant la phase de convection. Cela montre une activation du courant Nord pendant la phase de convection comme l'ont montré Herrmann et al. [2008]. De plus, les flux entrant par le transect amont (bleu) oscillent à une période d'environ deux semaines. Cette fluctuation est le résultat de détachements de tourbillons au niveau de Toulon. Le flux n'est pas régulier mais subit des pulsations dépendantes des méandres développés par le courant Nord. La figure 4.24 représente des champs de densité et de vitesse à 100m pendant la formation d'un tourbillon. Un "train" de tourbillons est également visible sur la figure 4.19. Le flux de WMDW en aval du courant subit des fluctuations relatives à l'export dans le courant Nord

qui n'est pas régulier. On peut supposer qu'il s'agisse de structures tourbillonnaires contenant des WMDW dans leur coeur et advectées dans le courant Nord (voir chapitre 5). On remarque également l'appauvrissement du courant Nord lors de son passage au large du Golfe du Lion pendant et après l'épisode de convection.

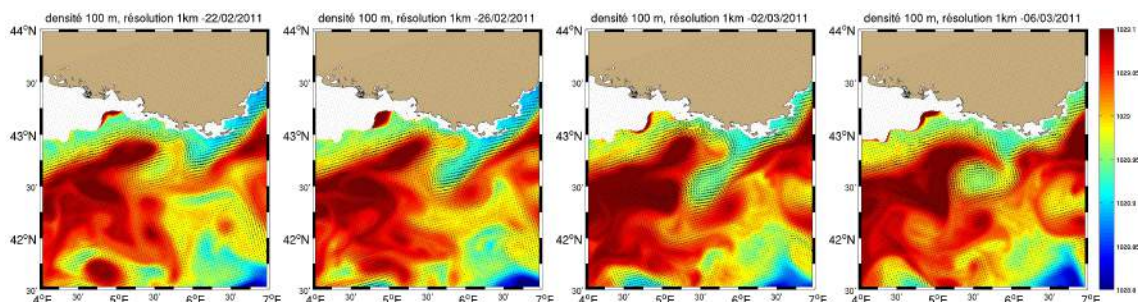


FIGURE 4.24 – Champs de densité et de vitesse horizontale à 100m de profondeur montrant la génération d'un tourbillon au large de Toulon suite à l'instabilité du courant Nord.

La figure 4.25 C (respectivement D) résume les volumes intégrés (km^3) dans le temps de LIW (resp. WMDW) ayant traversé les différentes faces du polygone schématisant la zone de convection pendant les deux phases. La direction des flèches donnent la convention du signe ; ainsi une valeur positive indique un volume globalement entrant et une valeur négative un volume globalement sortant. Les coupes des flux massiques moyens ($kg.m^{-2}.s^{-1}$) pour ces faces sont également représentées : E pour la coupe aval (rouge), F pour la coupe "bassin" (verte), G pour la coupe "amont-bassin" (jaune) et H pour la coupe amont (bleu). Elles ont pour convection de signe : (+) pour entrant et (-) pour sortant.

Pendant la phase de convection, le flux de LIW entrant dans la zone de convection est composé à 65% d'un flux issu du courant Nord et à 35% d'un flux issu du centre du bassin. Les $\frac{2}{3}$ de la LIW présente dans la zone sont impliqués dans le mélange vertical. On peut remarquer que plus de 63% du flux entrant, ne sort pas. Après la phase de convection, la LIW se réinstalle dans la zone de convection. En effet, les flux sortant sont largement plus faibles que les flux entrant et se font principalement par le courant Nord (voir 4.24). A la date du 15 juin 2011, le volume de LIW dans la zone de convection a atteint la moitié du volume présent avant la convection. On notera la faible valeur du flux de LIW à travers le transect ouvert sur le bassin. Ceci est potentiellement dû à une sous-estimation des échanges de LIW entre l'intérieur du bassin et le courant à l'ouest de la Sardaigne. La frontière sud du domaine de calcul peut éventuellement être à l'origine de cette sous-estimation et un domaine plus étendu vers le bassin Algérien pourrait mieux reproduire ces échanges (voir D).

De plus, on peut observer que, pendant la phase de convection, le flux de WMDW dans le courant à l'est de Minorque est doublé par rapport à sa valeur pendant la phase de restratification. On peut supposer qu'il est un passage privilégié des WMDW pour se répandre dans tout le bassin (Beuvier et al. [2012]). Le courant Nord contribue grandement à l'export des eaux denses hors de la zone de convection (4.25 D, E). Il faut noter qu'un flux de WMDW entrant par la frontière ouverte sur le bassin n'est pas négligeable ; comme mentionné précédemment, il est principalement dû à la formation d'un volume d'eaux denses exagéré en mer Ligurie dans cette simulation (3.18) et annexe A). Les coupes (F) montrent un flux entrant à l'est de la frontière alors qu'à l'ouest il est soumis à une forte variabilité spatiale. Testor and Gascard [2006] ont montré que cette frontière participait grandement à l'export des eaux nouvellement formées au moyen de structures tourbillonnaires. Le chapitre 5 porte sur ce sujet.

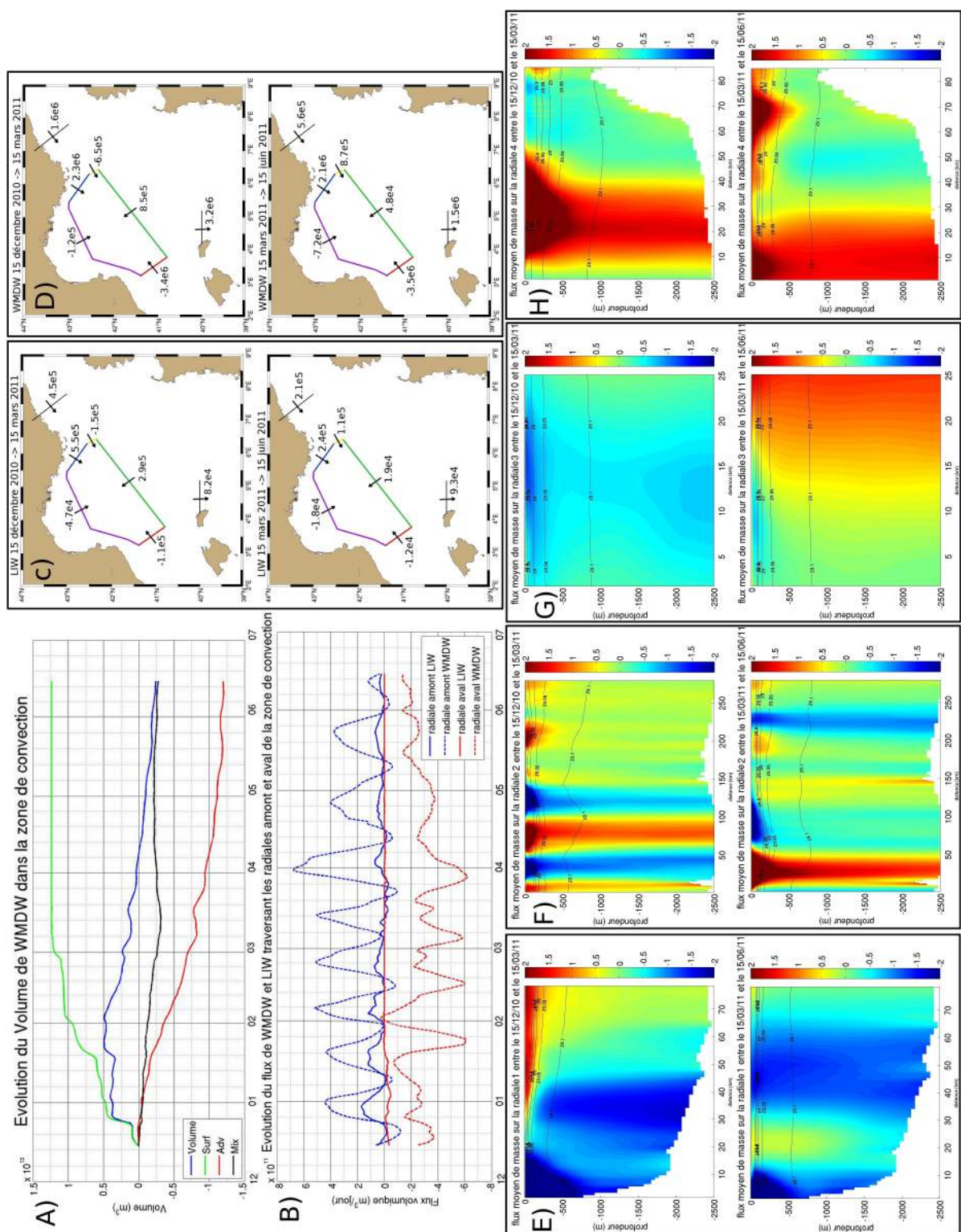


FIGURE 4.25 – Résumé des flux de LIW et WMDW entre la zone de convection et l'extérieur pendant l'épisode de convection 2010-2011. (A) Evolution de WMDW dans le polygone et les flux de WMDW. (B) Evolution du flux de (trait pointillé) WMDW et (trait plein) LIW à travers le transect amont (transect bleu sur les figures c) et d)) du polygone (trait bleu) et à travers le transect aval (transect rouge sur les figures c) et d)) du polygone (trait rouge). (C) Bilan du volume cumulé (km^3) de LIW exporté de la zone de convection pendant la période de convection (15/12/10 → 15/03/11) et la période de restratification (15/03/11 → 15/06/11). (D) Bilan du volume cumulé (km^3) de WMDW exporté de la zone de convection pendant la période de convection et la période de restratification. (E),(F),(G),(H) Coupe des flux de masse moyens ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) pendant les périodes de convection et de restratification pour les transects du polygone (respectivement) (rouge) aval, (vert) bassin, (jaune) amont-bassin, (bleu) amont.

4.6 Conclusion

La modélisation de la circulation en Méditerranée Nord-Occidentale à haute résolution spatiale a permis de mettre en évidence le rôle des petites échelles dans la représentation d'un épisode de convection.

Très active pendant l'approfondissement de la couche de mélange, la submésoséchelle favorise les vitesses verticales et la diffusion horizontale dans la couche de mélange grâce notamment à la représentation de structures frontales et à la dynamique agéostrophique qui lui est associée. On peut remarquer que son activité dans la couche de surface est fortement liée aux événements extrêmes de perte de chaleur (type tempêtes). Elle participe ainsi à la densification globale de la couche de surface de l'océan dans un contexte de perte de flottabilité en surface par les forçages atmosphériques. La formation d'eaux denses (nWMDW) et la ventilation de l'océan profond sont favorisées. Les modèles de plus grandes échelles paramétrisent cette dynamique par une diffusion de sous maille. Elle est calculée en fonction de la dynamique des grandes échelles. Les comparaisons entre le modèle à 1km de résolution et celui à 5km de résolution montrent que cette diffusion est sous estimée lorsque la submésoséchelle n'est pas résolue, conduisant à une sous estimation de la formation d'eaux denses. Cet effet a des conséquences sur le contenu massique de cette couche. De plus, lors de l'activation de la convection profonde, elle peut fournir des sites de préconditionnement à petites échelles.

Lorsque l'intensité des flux atmosphériques décroît, la phase de restratification commence et met en jeu des structures d'échelles de plus en plus grandes. Ceci explique que pendant cette phase le modèle à 1km de résolution présente moins de différences avec celui à 5km de résolution. L'export des eaux nouvellement formées par des structures de submésoséchelle cohérentes fait l'objet du chapitre suivant.

Les études de [Herrmann et al. \[2008\]](#) réalisées à partir d'un modèle à 3km de résolution ont montré que la présence de structures de mésoséchelle ralentissaient l'approfondissement de la couche de mélange, réduisaient le volume d'eaux nouvellement formées et participaient grandement aux processus de restratification. Notre étude fait apparaître une gamme d'échelles plus fines et donne des résultats qui diffèrent de ces conclusions. En effet, si la mésoséchelle semble bien participer aux processus de restratification, le développement de processus de submésoséchelle semble au contraire favoriser l'approfondissement de la couche de mélange en raison de sa dynamique agéostrophique.

Chapitre 5

Formation et circulation de tourbillons cohérents de submésoséchelle en Méditerranée Nord Occidentale

La circulation en Méditerranée Nord Occidentale présente une grande variabilité spatio-temporelle. Elle est due à des mécanismes liés à la mécanique des fluides géophysiques qui associe rotation terrestre et stratification. En particulier, les études, qu'elles soient observationnelles ou numériques, ont montré l'importante activité de structures tourbillonnaires cohérentes de (sub-)mésoséchelle dans ce bassin. Elle est fortement influencée par les forçages atmosphériques, la morphologie du bassin, la circulation de grande échelle ou la tendance naturelle d'un fluide à conserver sa vorticité potentielle. Ces structures représentent une proportion importante de l'énergie cinétique turbulente (EKE) ([Hristova et al. \[2014\]](#), [Dong et al. \[2012\]](#), [Chelton et al. \[2011b\]](#)), contribuent au transport horizontal de température, salinité et traceurs ([Bosse et al. \[2014\]](#), [Dong et al. \[2014\]](#), [Chelton et al. \[2011a\]](#), [Testor and Gascard \[2006\]](#)) et induisent des vitesses verticales qui ont un rôle dans le transport de nutriments et donc sur les processus écologiques et biogéochimiques ([Siegel et al. \[2011\]](#), [Klein and Lapeyre \[2009\]](#), [Levy et al. \[2001\]](#)).

Nous décrirons dans un premier temps certaines observations de ces tourbillons réalisées en Méditerranée Nord Occidentale au cours de ces dernières années. L'étude numérique présentée dans ce chapitre a pour ambition de modéliser la formation et la propagation de structures tourbillonnaires comparables à celles décrites par les observations dans une configuration réaliste. La vision quadridimensionnelle de l'outil numérique permettra ensuite de caractériser la formation et la propagation de ces structures et de quantifier leur contribution moyenne dans la circulation générale.

5.1 Observations de tourbillons cohérents de submésoséchelle en Méditerranée Nord Occidentale

En mécanique des fluides géophysiques, la rotation terrestre ajuste les hétérogénéités latérales qui sont imposées à l'océan par les courants de grandes échelles ou par des forçages atmosphériques. Elle crée ainsi des structures en équilibre géostrophique (ou presque) et maintient donc ces hétérogénéités en les réorganisant. Les écoulements qui en résultent se font sur des échelles de l'ordre du premier rayon interne de déformation (ou barocline) et qualifiées de mésoséchelle. C'est l'échelle spatiale à laquelle s'ajuste naturellement les hétérogénéités en mécanique des fluides géophysiques (telles que les fronts).

Les rayons de déformation de Rossby peuvent être obtenus par les valeurs propres d'un problème de Sturm-Liouville pour la structure verticale de la vitesse verticale ([Chelton et al. \[1998\]](#)).

Il en existe une infinité et [Chelton et al. \[1998\]](#) montrent qu'une bonne approximation de la vitesse de phase du premier mode des ondes de gravité peut s'écrire :

$$c_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-H}^0 N(z).dz$$

où H est la profondeur de l'océan et $N(z)$ la fréquence de stratification. En dehors de la zone équatoriale, le premier rayon de déformation de Rossby est déterminé par :

$$R_1 = \frac{c_1}{f}$$

f étant le paramètre de Coriolis. La figure 5.1 représente la distribution du premier rayon de déformation calculée à partir des sorties journalières de la configuration Convec1kmArp (décrite et validée dans le chapitre 3) moyennée sur la période du 1^{er} novembre 2010 au 1^{er} novembre 2011.

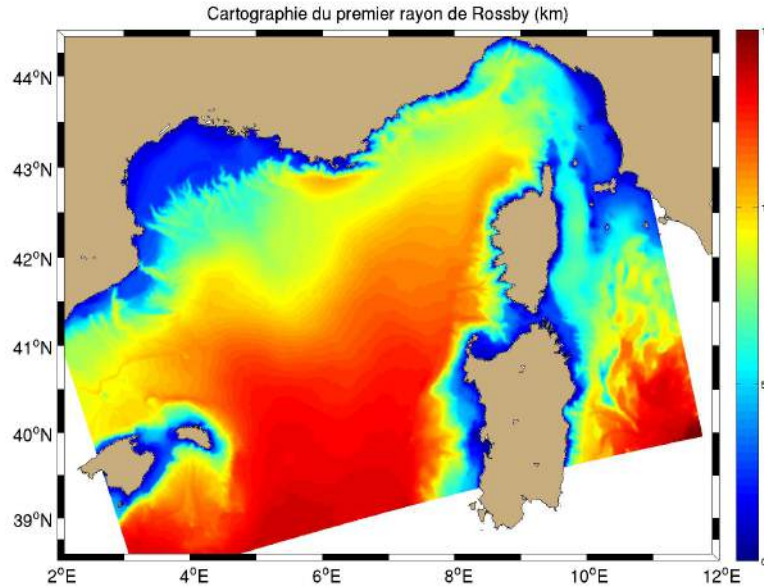


FIGURE 5.1 – Rayon interne de déformation dans le bassin Méditerranéen Nord Occidental (km) calculé suivant la méthode de [Chelton et al. \[1998\]](#) appliquée aux sorties journalières de la simulation Convec1kmArp (3) et moyenné sur une durée de un an (01/11/10 → 01/11/11)

Le rayon de déformation est de l'ordre de 10km dans le bassin Nord Occidental. La zone du Golfe du Lion indique des valeurs plus faibles (~7km) en raison du mélange vertical qui atteint le fond et réduit la stratification.

Aux échelles plus petites, une variété de structures (fronts, filaments, ...) se développe et est qualifiée de submésoséchelle. La stratification et la rotation ont des influences comparables dans la dynamique ; celle-ci est non quasi-géostrophique et se distingue par un nombre de Rossby de l'ordre de l'unité. Parmi ces structures, plusieurs observations ont montré l'existence d'intenses tourbillons présentant une longue durée de vie (~1 an). Ils ont été nommés SCVs (pour **S**ubmesoscale **C**oherent **V**ortices) par [McWilliams \[1985\]](#). Ils se caractérisent par une structure verticale isolée et particulière. Elle est associée à un champ de vitesse qui possède un maximum d'intensité en profondeur. Ils ont la capacité de conserver les caractéristiques des masses d'eau piégées dans leur coeur en raison de la présence d'une barrière dynamique due au champ de vitesse. Leur temps de vie est particulièrement long (~1 an), par conséquent les SCVs jouent un

rôle particulier dans le transport de traceurs dans l'océan (Armi et al. [1988], McWilliams [2008]). Les observations de SCVs ont principalement montré des structures anticycloniques avec un coeur présentant un minimum de stratification.

Plusieurs plateformes observationnelles ont révélé la présence de SCVs en Méditerranée Occidentale.

En utilisant des flotteurs quasi-lagrangiens (RAFOS), Testor and Gascard [2003] et Testor and Gascard [2006] ont relevé la formation de tourbillons cycloniques et anticycloniques qui advectent des eaux profondes nouvellement formées. En particulier, des anticyclones particulièrement cohérents (durée de vie > 0.5 année) et présentant les caractéristiques typiques de SCVs (rayon ~5km et faible vorticité potentielle) ont été observés. Ils semblent jouer un rôle clé dans le transport et la dispersion des nWMDW dans le bassin Nord Occidental. Certaines trajectoires de SCV montrent qu'ils peuvent dériver jusqu'au bassin Algérien participant activement à la circulation thermohaline de grande échelle et à la ventilation des eaux profondes en Méditerranée Occidentale. Dans sa thèse, Houpert et al. [2014a] montre que des tourbillons cycloniques possédant un coeur d'eau dense traversent occasionnellement la ligne du mouillage Lion. La figure 5.2 représente un cyclone de submésoscale à la date du 21 octobre 2010.

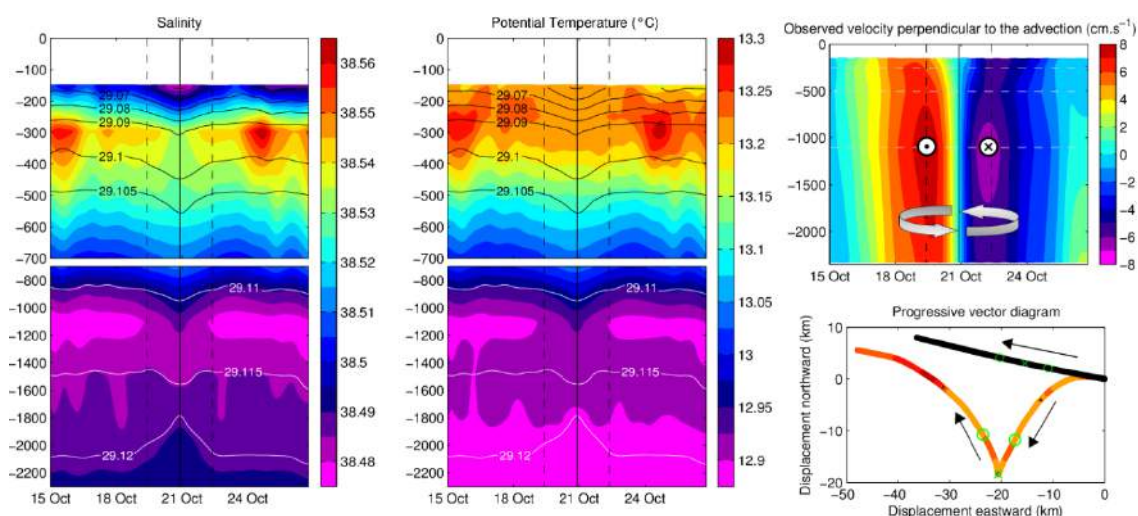


FIGURE 5.2 – Coupe de température potentielle, de salinité, du champs de vitesse d'un cyclone de submésoscale traversant la ligne du mouillage Lion le 21 octobre 2010 (source : Houpert et al. [2014a])

Depuis 2010, des gliders sont déployés en Méditerranée dans le cadre du programme MOOSE (<http://www.moose-network.fr>) permettant d'échantillonner régulièrement les 1000 premiers mètres de l'océan le long de radiales plus ou moins régulières. De part leur haute fréquence d'échantillonnage, ils sont tout à fait adaptés à l'observation de structures de submésoscale. Plusieurs SCVs ont été observés dans le bassin ; la figure 5.3 en représente trois exemples le long de la radiale régulière reliant Nice à Calvi (Bosse et al. [2014], Bosse et al. [2015]). Ces coupes montrent l'anomalie de θ -S associée à ces structures, que ce soit dans le cas d'un coeur de LIW (fig. 5.3, colonne de gauche) ou d'un coeur issu d'une masse d'eau créée par convection (fig. 5.3, colonne de droite). Leur rayon est de l'ordre de 5km et la vitesse maximale atteinte à la profondeur du coeur du tourbillon se situe entre 10 et 20 $cm.s^{-1}$. Leur nombre de Rossby est donc compris entre 0.4 et 0.6. On note également l'anomalie de stratification qui accompagne ces SCVs. Elle est positive pour le cyclone et négative pour l'anticyclone. De plus, leur structure fortement barocline ne présente pas de signature en surface (ou faiblement), ce qui rend leur détection difficile par satellite.

McWilliams [1985] propose comme premier mécanisme de formation de SCV un évènement de mélange vertical suivi d'un ajustement géostrophique, faisant des régions où se produisent des phénomènes de convection profonde des zones privilégiées de formation de telles structures. En plus de la zone du Golfe du Lion en Méditerranée, d'autres mers du globe présentant ces phé-

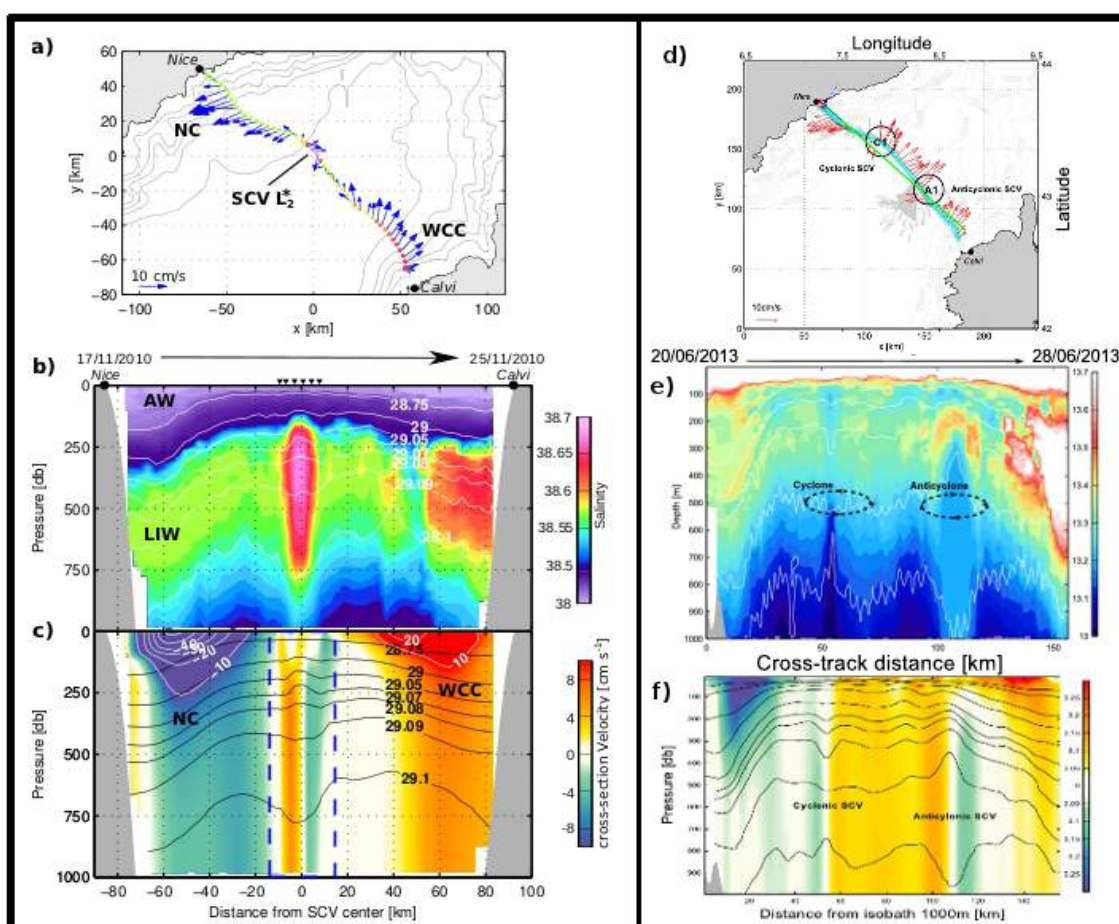


FIGURE 5.3 – (Colonne de gauche) Une section Nice-Calvi montrant la présence d'un SCV de LIW dans le bassin Ligure pendant le mois de novembre 2010 (source : Bosse et al. [2015]) : (a) la trajectoire du glider dont les points de chaque profil sont colorés en fonction du maximum de salinité ainsi que les vitesses horizontales moyennes, (b) la section représentant la salinité ainsi que les contours de densité en blanc, (c) la vitesse orthogonale à la coupe avec les contours lissés de densité en noir. (colonne de droite) Une section glider sur le long d'une trace similaire en mer Ligure montrant la présence d'un SCV cyclonique et d'un SCV anticyclonique durant le mois de juin 2013 (source : Bosse et al. [2014]) : (d) la trajectoire du glider ainsi que la vitesse horizontale moyenne durant un profil, (e) la section de température potentielle avec les contours de densité en blanc, (f) la vitesse orthogonale à la coupe avec les contours lissés de densité en noir.

nomènes ont montré la présence de SCVs aux caractéristiques similaires : la mer du Groenland (Gascard et al. [2002], Budeus et al. [2004]), la mer du Labrador (Pickart et al. [1996], Lilly et al. [2003]) ou l'océan Arctique (Timmermans et al. [2008], Carpenter and Timmermans [2012]).

Enfin, les "Meddies" (Mediterranean eddies) ont été observés plusieurs fois dans l'océan Atlantique Nord à une profondeur d'environ 1000m (Armi et al. [1989], Tychensky and Carton [1998]). Ces tourbillons de submésoséchelle possèdent un coeur d'eaux denses et salées issues du détroit de Gibraltar et correspondent à la description de SCVs.

5.2 Simulation SIMED et algorithme de détection et de suivi des tourbillons

Les méthodes observationnelles offrent des informations précieuses sur la présence et les caractéristiques des SCVs. Cependant, ces structures sont petites, se déplacent et ne présentent pas de signature à la surface de l'océan ; cela pose des difficultés pour échantillonner précise-

ment leur formation et pour les suivre sur de longues durées et distances. Pour comprendre les mécanismes et/ou valider des hypothèses de formation et de propagation des tourbillons, les simulations numériques se présentent comme un outil complémentaire à leur étude. Dans des configurations très idéalisées, Jones and Marshall [1993] et Akitomo [2010] ont étudié la formation de telles structures par ajustement géostrophique, initié par une instabilité barocline, d'une colonne d'eau homogène dans un environnement stratifié suite à un phénomène convectif. Grâce à une configuration plus réaliste (bathymétrie, masses d'eaux et circulation générale réalistes) mais toujours simplifiée de la mer du Groenland, Oliver et al. [2008] propose un schéma de propagation des SCVs dans le bassin.

Dans cette étude, nous modéliserons la formation et la propagation de SCVs comparables à ceux décrits par les observations dans une configuration réaliste de la Méditerranée Nord Occidentale. Nous nous baserons sur une simulation à très haute résolution (1km) de trois années (2008, 2009, 2010) présentant des hivers convectifs en utilisant une bathymétrie, des conditions initiales, des forçages réalistes. Le but de l'étude est de caractériser la formation et la propagation de ces structures et de quantifier leur contribution moyenne dans la circulation générale.

La configuration, nommée SIMED, utilise le modèle Symphonie décrit dans le chapitre 2 et la même grille que celle utilisée dans les chapitres 3 et 4 (fig. 3.1). Les flux à l'interface océan-atmosphère sont fournis par le modèle ALADIN-Climat à 12km de résolution (Herrmann et al. [2011]). Les conditions initiales et aux frontières ouvertes sont données par le modèle NEMO à $\frac{1}{12}^\circ$ (~7km) de résolution, lui même forcé par ALADIN-Climat (Beuvier et al. [2012]). Des rejets d'eau douce basés sur des observations sont également imposés au niveau des 5 principales rivières du Golfe du Lion (Grand Rhône, Petit Rhône, Hérault, Orb et Aude). La simulation commence en janvier 2008 et dure 3 ans. Afin d'étudier les structures post-convectives, nous nous focaliserons sur les événements de convection des hivers 2008-2009 et 2009-2010 laissant au modèle un temps de spin-up d'environ 1 an.

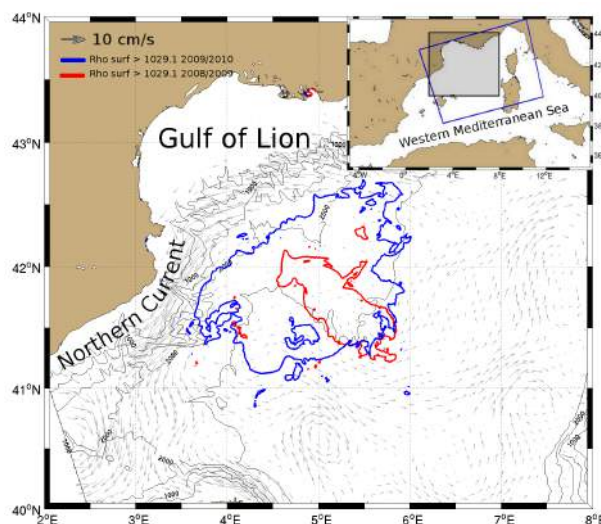


FIGURE 5.4 – Champ de vitesse moyen à 100m de profondeur entre le 1^{er} novembre 2008 et le 30 octobre 2010. Les zones de convection sont définies comme les zones où l'isopycne 1029.1 kg.m^{-3} atteint la surface pendant les hivers 2008-2009 (en rouge) et 2009-2010 (en bleu).

La simulation présente deux hivers convectifs (fig. 5.4) durant lesquels de nouvelles masses d'eaux Méditerranéennes sont créées. A partir d'octobre 2008, la stabilité de la colonne d'eau se dégrade progressivement sous l'effet d'un intense refroidissement et de l'évaporation imposés par les flux atmosphériques. Un mélange vertical se produit et induit dans un premier temps une couche de mélange homogène entre 0 et 300m de profondeur. En raison de la présence de la pycnocline vers 300m de profondeur, la couche de mélange s'approfondit alors plus lentement ; en revanche, elle se densifie principalement par refroidissement. La WIW (winter intermediate water)

est ainsi formée et se caractérise par un minimum de température ($\theta < 12.9$ °C et $S < 38.4\%$). Les flux atmosphériques continuant à densifier la couche de mélange, celle-ci atteint la densité de la pycnocline et s'approfondit jusqu'à environ 700m. La LIW (ligurian intermediate water), chaude et salée, est alors impliquée dans le mélange vertical ; la température de la couche de mélange cesse alors de diminuer et sa salinité augmente. La couche de mélange s'approfondissant encore, atteint les 2000m et implique des eaux plus denses que 1029.1 kg.m^{-3} . Cela arrive après environ 4 mois de flux de flottabilité négatifs en surface. Les observations confirment que la couche de mélange a atteint ~2300m de profondeur pendant l'hiver 2009 (Tamburini et al. [2013]). Les nWMDW (new Western Mediterranean Dense Waters) sont caractérisées par une densité supérieure à 1029.1 kg.m^{-3} ; il s'ensuit une phase de restratification. Durant l'hiver suivant, le phénomène de convection reproduit une chronologie similaire.

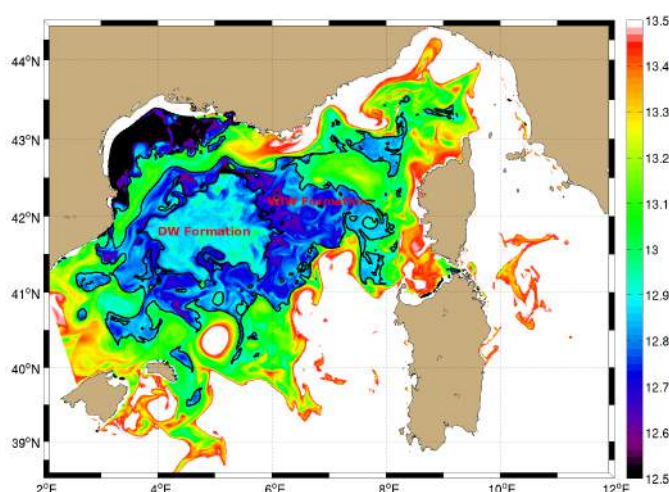


FIGURE 5.5 – Champ de température potentielle à 50m de profondeur à la date du 13/02/2010. La ligne noire entoure les eaux présentant les caractéristiques de la WIW. Elle est formée en périphérie de la zone de formation de nWMDW qui s'étend progressivement. On remarquera également la formation d'eaux très froide ($\theta < 12.5$ °C) sur le plateau ainsi que les méandres du courant Nord induits par des instabilités baroclines.

L'évolution des volumes de WMDW et de WIW dans la zone de convection confirme cette chronologie (fig. 5.6). Pour chaque épisode de convection, les volumes d'eaux de WMDW nouvellement formées par les pertes de flottabilité en surface sont estimés dans le modèle par la méthode de Walin [1982] et utilisée par Speer and Tziperman [1992] et Herrmann et al. [2008]. Ils sont reportés dans le tableau 5.1. Pour le volume de WIW formé, on l'évalue par la différence entre le volume d'eau présent dans la zone de convection avant et après le mélange vertical.

On observe d'abord une formation de WIW suivie d'une formation de WMDW. L'épisode de convection de l'hiver 2008-2009 n'est pas très intense et favorise la formation de WIW par rapport à la nWMDW. A contrario, celui de l'hiver 2009-2010 est plus intense et on observe l'inverse. La répartition des zones de formation des masses d'eaux hivernales montrent que la WIW est formée en périphérie de la zone de formation de nWMDW (fig. 5.5). La nWMDW est formée au centre de la circulation cyclonique en raison d'un meilleur préconditionnement dû à la conjonction de deux éléments : le doming des isopycnes et un meilleur isolement des masses d'eaux. La zone de formation de nWMDW est donc centrale et s'étend progressivement. Il est intéressant de calculer l'évolution du volume de WIW qui a subi une restratification et se retrouve isolé de la surface et des flux atmosphériques qui y sont associés (fig. 5.6). Il s'agit d'une masse d'eau qui évoluera à sa profondeur de flottabilité et qui se dégradera uniquement par des processus diffusifs.

Pour détecter les tourbillons, une méthode basée sur la géométrie des vecteurs de vitesse 2D et développée par Nencioli et al. [2010] a été utilisée. Elle a été mise en oeuvre dans plusieurs études basées sur des modèles à haute résolution (Dong et al. [2012], Barbosa Aguiar et al. [2013]). Une région où le champ de vitesse horizontal produit un mouvement de rotation autour

Episode de convection	2008-2009	2009-2010
WIW ($S < 38.4$ et $\theta < 12.9$)	$4.80 * 10^3 km^3$	$3.80 * 10^3 km^3$
nWMDW ($\rho > 1029 kg.m^{-3}$)	$4.83 * 10^3 km^3$	$18.68 * 10^3 km^3$

TABLE 5.1 – Volumes d'eaux formées par convection pendant les deux hivers simulés.

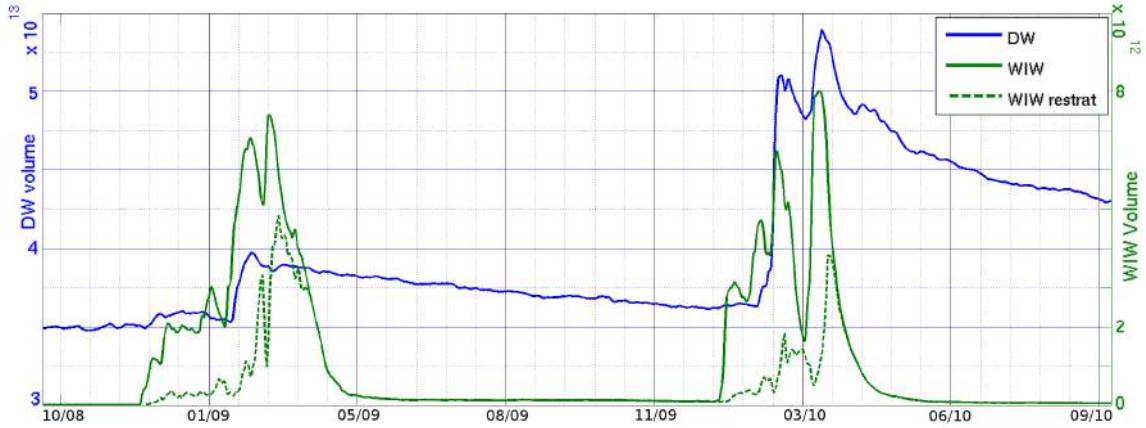


FIGURE 5.6 – Evolution du volume de WMDW (en bleu) et WIW (en vert, trait plein) dans la zone de convection. L'évolution du volume WIW "restratifiée" (en vert, trait pointillé) est également représentée ; elle est définie par le volume de WIW qui a subi une subduction sous la surface et qui est donc isolée des flux atmosphériques.

d'un point est identifiée comme un tourbillon. Il y a un minimum de vitesse à proximité du centre du tourbillon et des vitesses tangentielles qui augmentent de manière approximativement linéaire en s'éloignant du centre ; après avoir atteint un maximum, elle diminue. L'algorithme de détection repose sur ces considérations géométriques : un point du champ de vitesse est identifié comme le centre d'un tourbillon s'il vérifie les quatres points suivants :

1. Le long d'une section est-ouest, la vitesse orthogonale à la section v change de signe au passage du point et son amplitude augmente en s'éloignant.
2. Le long d'une section nord-sud, la vitesse orthogonale à la section u change de signe au passage du point et son amplitude augmente en s'éloignant. De plus, le sens de rotation est le même que celui du point 1.
3. La norme de la vitesse est minimale au niveau de ce point.
4. La direction des vecteurs de vitesse tourne toujours dans le même sens autour du point et jamais de manière trop brutale.

L'algorithme est défini et expliqué de manière plus précise par [Nencioli et al. \[2010\]](#). Deux paramètres lui donnent de la flexibilité. Pour cette étude, nous avons choisi de fixer $a=4$ et $b=3$ en suivant les recommandations faites par l'auteur suite à l'utilisation de cette algorithme sur une simulation à haute résolution ROMS et après avoir effectué quelques tests de sensibilité.

Cette définition du centre d'un tourbillon est consistante avec celle de méthodes basées sur des considérations plus physiques dont un exemple est le paramètre d'Okubo-Weiss ([Okubo \[1970\]](#), [Weiss \[1991\]](#)). Il se définit par $W = S_{sh}^2 + S_{st}^2 - \zeta^2$ où S_{sh} et S_{st} sont des déformations induites par le cisaillement (sh), la compression et l'élongation (st) et la vorticité verticale (ζ). W compare l'importance de la rotation par rapport à la déformation. Un tourbillon peut ainsi se définir par une zone où la valeur de ζ suffisamment importante et donc une valeur de W suffisamment négative.

En plus de détecter les tourbillons, l'algorithme permet de suivre leurs trajectoires grâce à une technique analogue à celle proposée par [Doglioli et al. \[2007\]](#). Après avoir trouvé les centres

pour chaque instant de la simulation et sur toute sa durée, les trajectoires sont déterminées en comparant leur position à des instants successifs. La trajectoire d'un tourbillon à l'instant t est actualisée à l'instant $t + \Delta t$ s'il existe un tourbillon dont la vorticité est de même signe dans une zone de recherche relativement restreinte (29 par 29 points de grille numérique) centrée sur sa position à l'instant t .

L'algorithme détecte également la taille du tourbillon en définissant sa frontière comme la ligne de courant fermée la plus éloignée de son centre et au travers de laquelle la vitesse augmente dans la direction du rayon. Cet outil ne sera cependant pas utilisé dans l'étude. En revanche, un algorithme de coupe verticale des tourbillons a été développé et permettra d'étudier les caractéristiques hydrologiques et dynamiques de ces structures. A partir de la trajectoire d'un tourbillon détectée par la méthode de [Nencioli et al. \[2010\]](#), il produit automatiquement une coupe verticale dans la direction nord-sud et une coupe verticale dans la direction est-ouest passant par la position de son centre à chaque instant t . On obtient ainsi une vision 4D de chaque structure tourbillonnaire.

La méthode suivie dans l'étude de la formation et de la propagation des SCVs en Méditerranée Nord Occidentale proposée dans ce chapitre se décompose ainsi :

1. Projection de la température potentielle, de la salinité et des vitesses horizontales de chaque sortie journalière de la configuration SIMED sur une isopycne de manière à obtenir des champs 2D de ces variables. La valeur de l'isopycne fixée pour la projection présage de la nature hydrologique des tourbillons qui y seront détectés. La structure d'un SCV étant fortement barocline, il n'est pas forcément détectable par l'algorithme à toute les profondeurs. Ainsi, les champs 2D des variables projetées sur l'isopycne $1029.00 \text{ kg.m}^{-3}$ seront utilisés pour détecter les tourbillons avec un coeur de WIW, ceux projetés sur l'isopycne $1029.09 \text{ kg.m}^{-3}$ pour détecter les tourbillons avec un coeur de LIW et enfin ceux projetés sur l'isopycne $1029.10 \text{ kg.m}^{-3}$ pour détecter les tourbillons avec un coeur de nWMDW.
2. Application de l'algorithme de détection et de suivi.
3. Sélection des tourbillons cohérents à longue durée de vie. La méthode de suivi est parfois mise en défaut et la trajectoire d'un seul tourbillon peut être confondue avec plusieurs trajectoires de plusieurs tourbillons. Un travail de correction manuelle par assemblage des trajectoires est donc parfois nécessaire.
4. Utilisation de l'algorithme de coupe sur les tourbillons sélectionnés.

5.3 SCVs d'eaux nouvellement formées en Méditerranée Nord Occidentale

La simulation des deux hivers de convection 2008-2009 et 2009-2010 à laquelle on a appliqué la méthode décrite précédemment révèle la formation de trois types de structures tourbillonnaires de submésoséchelle qui contribuent à l'export des eaux formées par le mélange vertical.

5.3.1 Formation pendant le phénomène de convection

Selon [McWilliams \[1985\]](#) et [McWilliams \[1988\]](#), les SCVs pourraient être créés par un mélange diapycnal suivi d'un ajustement (cyclo-)géostrophique. L'hypothèse est séduisante puisque ces structures ont souvent été observées dans des zones présentant des phénomènes de convection profonde, comme en Méditerranée Nord-Occidentale. Pour étudier la formation de SCVs dans la simulation, on se focalisera sur l'épisode de convection de l'hiver 2008-2009. Des sorties horaires ont été réalisées pendant cette période afin de limiter le phénomène de lissage causé par le moyennage des variables dans les sorties du modèle. Les événements menant à la formation des tourbillons d'eaux formées durant la phase de convection sont retracés chronologiquement à des instants clés par la figure 5.7.

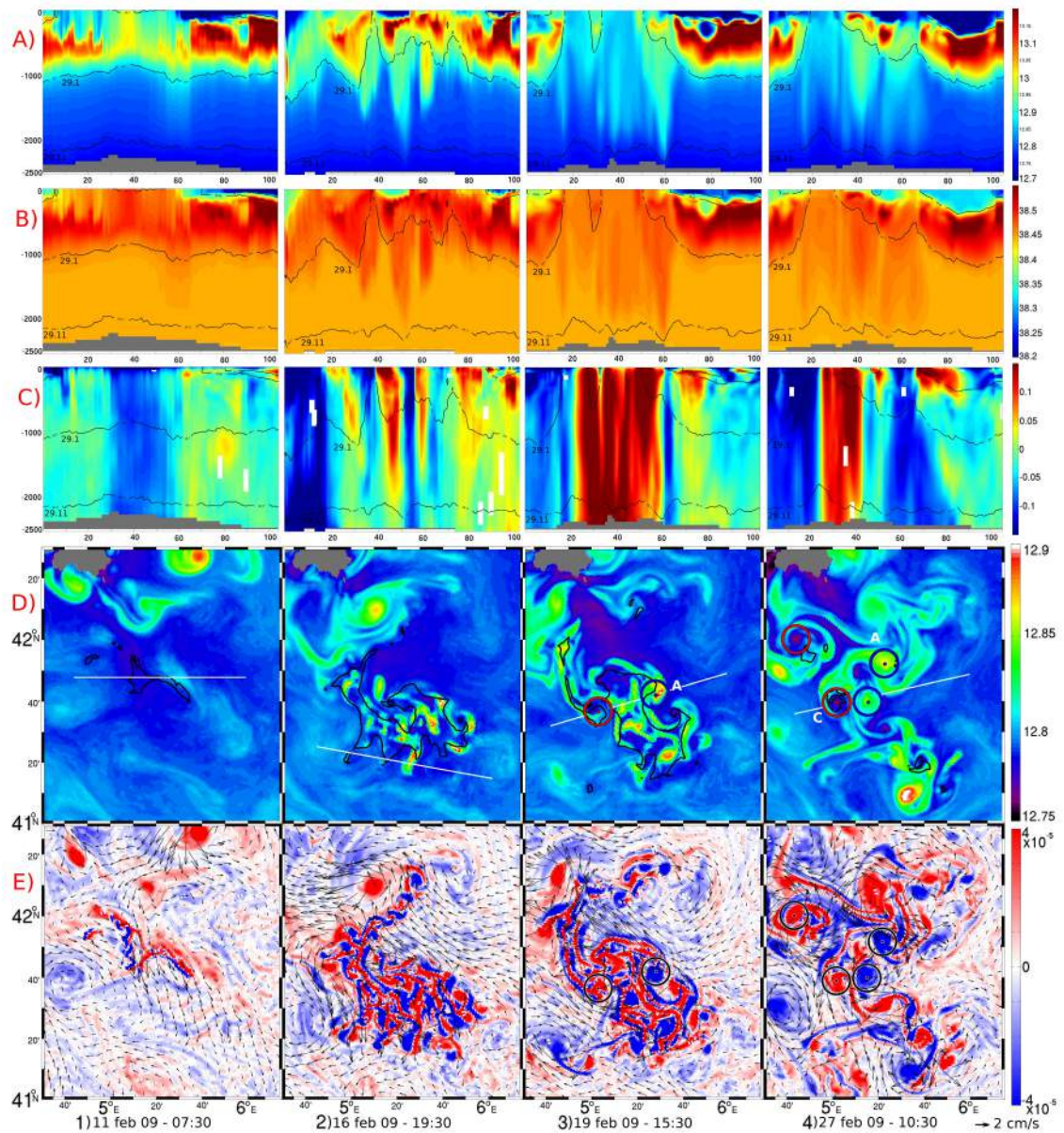


FIGURE 5.7 – Evolution temporelle à des instants importants de la formation des SCVs post-convection (1,2,3,4) de (D) le champ de température potentielle à 1800m de profondeur et de (E) le champ de vorticité relative sur l'isopycne 1029.1 kg.m^{-3} . Sur la ligne D, le contour (ligne noire) de MLD supérieure à 2000m est superposé (critère : $MLD = Prof_{\rho=\rho(10m+0.01)}$). Sur la ligne E, les vecteurs gris représentent le champ de vitesse sur l'isopycne 1029.1 kg.m^{-3} . Les cercles (en rouge pour les cyclones et en bleu pour les anti-cyclones) représentent deux paires de tourbillons formés simultanément. L'anticyclone noté A et le cyclone noté C seront décrits en détail par la suite. La zone grise est une zone où la hauteur de la colonne d'eau est inférieure à 1800m (bathymétrie). Les segments blancs montrent la position des coupes réalisées. Elles représentent (A) la température potentielle, (B) la salinité et (C) la vitesse orthogonale à l'axe de la coupe.

Après s'être approfondie progressivement sous l'effet des flux atmosphériques, la couche de mélange atteint la profondeur de 2000m le 11 février 2009 (fig. 5.7-1). La stratification de la colonne d'eau est alors très faible. Durant la phase de mélange vertical actif, des fronts de densité très intenses séparent la zone mélangée de la zone stratifiée qui l'entoure (fig. 5.7-2,3). Les isopycnas sont presque verticales autour de la zone de convection et sont maintenues dans cette position par les forçages atmosphériques. Lorsque ces derniers diminuent en intensité ou que le

front s'étend sur une hauteur trop importante, il commence à subir des instabilités baroclines. La colonne d'eau homogène tend alors à s'effondrer. La figure 5.7-2, correspondant à la date du 16 février 2009, montre que le front développe des méandres de longueur d'onde approximativement égale à 10km alternant une vorticité relative intensément positive et intensément négative ($|f| > 0.4f$, f étant la vorticité planétaire). L'agrandissement de deux zones frontales représentées sur la figure 5.7-2 permet de mieux observer le développement des méandres (fig. 5.8).

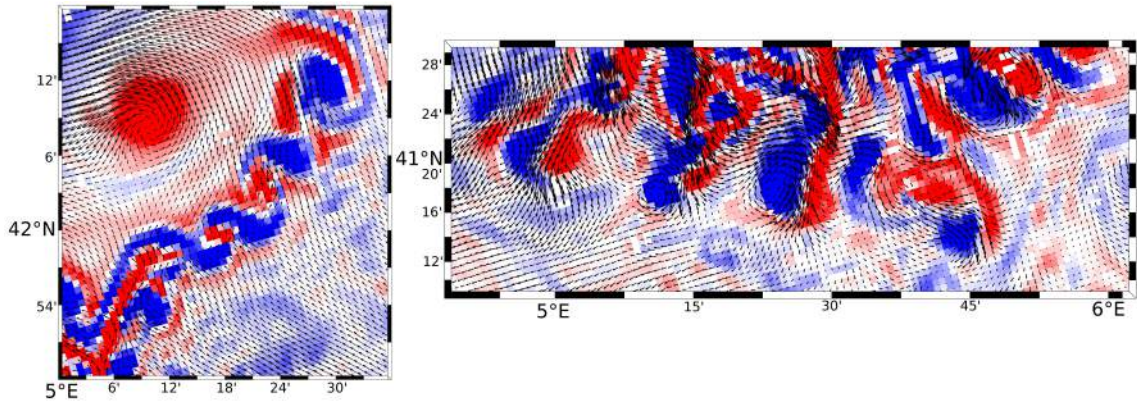


FIGURE 5.8 – Champs de vorticité relative sur l'isopycne 1029.1 kg.m^{-3} le 16 février 2009 à 19h30. Il s'agit de deux agrandissements de zones frontales représentées sur la figure 5.7 (2) permettant de mieux apprécier le développement des méandres suite aux instabilités baroclines développées par le front.

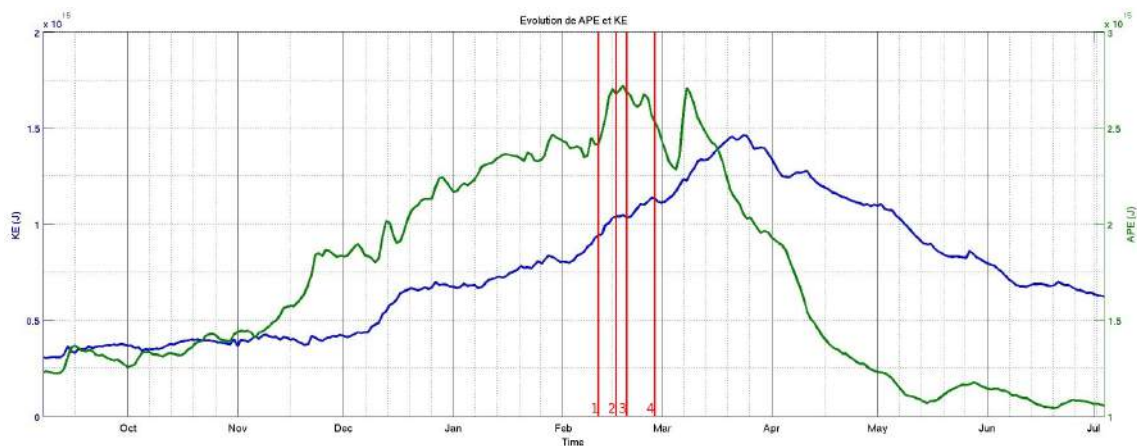


FIGURE 5.9 – Evolution de l'énergie potentielle disponible (APE en vert) et de l'énergie cinétique horizontale (KE en bleu) dans le domaine de calcul. Les dates 1,2,3 et 4 correspondent aux dates de la figure 5.7.

La perturbation croît en intensité au fur et à mesure que l'énergie potentielle fournie au système par les forçages atmosphériques se convertit en énergie cinétique horizontale. Cette conversion est intrinsèque à l'instabilité barocline. La figure 5.9 représente l'évolution de l'énergie potentielle disponible (APE pour available potential energy) dans le domaine de calcul. C'est la différence entre l'énergie potentielle totale contenue dans le système à un instant t et l'énergie potentielle minimale que pourrait contenir le système s'il se trouvait dans une configuration parfaitement stratifiée horizontalement suite à une redistribution parfaitement adiabatique de sa masse (Lorenz [1954]). L'APE augmente régulièrement pendant l'hiver au fur et à mesure que la couche de surface se densifie et que la couche de mélange s'approfondit. Lorsqu'elle atteint un maximum et que les forçages atmosphériques ne sont plus assez intenses pour la maintenir, elle se convertit rapidement en énergie cinétique via les instabilités baroclines.

Les figures 5.7-3 et 5.7-4 montrent que ce scénario conduit à la génération de tourbillons cycloniques et anticycloniques autour de la zone de convection. Il s'agit du début de la phase de restratification et d'export des eaux nouvellement formées.

Avant que la couche de mélange n'atteigne le fond de l'océan, une partie des eaux mélangées traverse la zone frontale par un phénomène de subduction et s'introduit dans un environnement stratifié. Elle développe alors une circulation anticyclonique par ajustement (cyclo)géostrophique qui l'isole du fluide environnant. En effet, au cours de cet ajustement, la colonne d'eau transférée d'une couche de surface à un océan intérieur stratifié est aplatie et étirée latéralement. Par conservation de sa vorticité potentielle, elle développe alors une vorticité relative négative :

$$\frac{f}{h_{mix}} = \frac{f + \zeta}{h_{vortex}},$$

h_{mix} étant la hauteur de la couche de mélange avant le phénomène de subduction et h_{vortex} la hauteur de la structure tourbillonnaire. Ce phénomène est cohérent avec celui décrit par Spall [1995] et l'anticyclone A (fig.5.7-3) le représente bien. Le 19 février 2009 à 15 :30, il a commencé sa subduction sous le front et son centre se situe dans la zone stratifiée. Il se caractérise par une anomalie chaude et salée à 1800m dans une colonne d'eau qui présente une couche de mélange superficielle. Il correspond à un SCV anticyclonique avec un coeur de nWMDW. A la même date, on peut observer sur les coupes la présence d'une lentille froide (<12.7°C) à 300m de profondeur et au kilomètre 80 associée à une circulation anticyclonique. Il s'agit d'un SCV anticyclonique avec un coeur de WIW qui a été formé suivant le même phénomène appliqué à une couche de mélange moins profonde. Comme le représente une coupe du front au nord de la zone de convection (fig. 5.10), une parcelle de WIW subit une subduction sous le front et développe une circulation anticyclonique.

Quant aux cyclones, il semble que leur formation soit liée à une couche de mélange qui atteint le fond. En effet, les deux cyclones détectés sur la figure 5.7 indiquent que leur coeur est situé au niveau d'une colonne d'eau dont la couche de mélange est supérieure à 2000m et présente une anomalie de température froide à 1800m. Dans un premier temps, et sous l'action des pertes de flottabilité en surface, la couche de mélange s'approfondit et atteint le fond de l'océan dans une colonne dense étroite et homogène (~plume). Dans un deuxième temps, le forçage tend principalement à refroidir la colonne d'eau qui développe une circulation cyclonique. Enfin, lorsque la colonne d'eau s'effondre sous son poids et s'isole de la surface, le tourbillon devient cohérent et un SCV cyclonique présentant un coeur de nWMDW reposant au fond est formé.

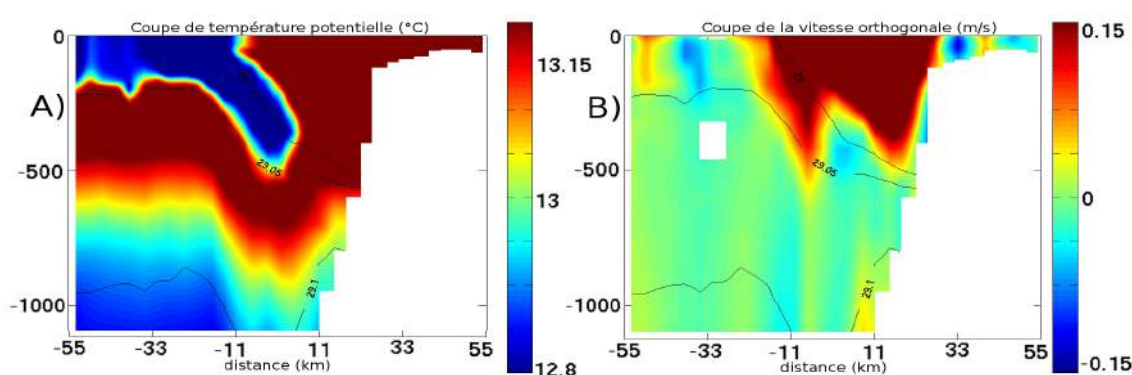


FIGURE 5.10 – Formation d'un tourbillon de submésoscale de WIW au nord de la zone de convection par subduction d'une parcelle d'eau sous le front. Une coupe de température potentielle (A) et de la vitesse orthogonale à la coupe (B) sont représentées.

Les SCVs ainsi formés se déplacent et transportent dans leur coeur des eaux aux caractéristiques similaires à celles de leur lieu de formation. En effet, une barrière dynamique induite par le champ de vitesse que génère ces tourbillons isole efficacement le coeur des eaux environnantes. Le schéma 5.11 résume la formation des trois types de SCVs contenant des eaux issues

du mélange vertical hivernal en Méditerranée Nord-Occidentale. Il est en accord avec les modèles de structures tourbillonnaires décrites par Flierl [1979], Ikeda [1982] et McWilliams [1985]. Il concorde également avec la formation de telles structures dans les simulations des cas idéalisés de Akitomo [2010]. Dans la suite de l'étude, on s'attardera sur les caractéristiques de chacun de ces SCVs.

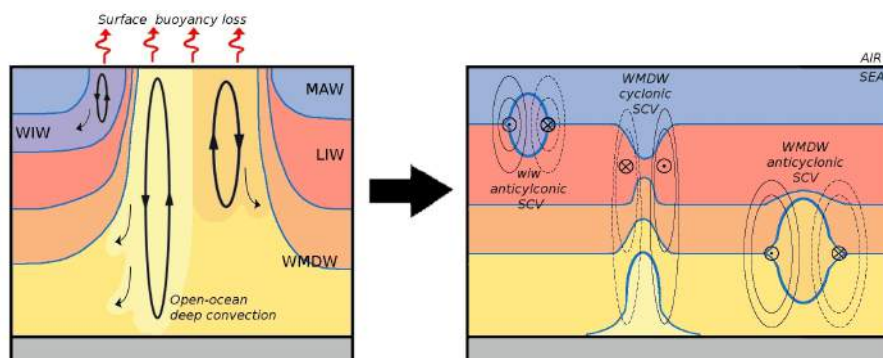


FIGURE 5.11 – Schéma de formation des SCVs suite à la convection en Méditerranée Nord-Occidentale.

5.3.2 Anticyclones possédant un coeur de nWMDW

Un total de 4 tourbillons anticycloniques de submésoscale possédant un coeur de nWMDW a été détecté et suivi sur des périodes de plus de 1 mois pendant la durée de la simulation : 1 créé pendant l'épisode de convection de l'hiver 2008-2009 et 3 pendant celle de 2009-2010. Leur temps de vie est particulièrement long (en moyenne 270 jours (tab. 5.2)), leur trajectoire est représentée sur la figure 5.12. Ces tourbillons sont advectés par les courants moyens à une vitesse de l'ordre de 3cm/s. En 2009, ils ne s'éloignent pas plus de 150km de leur lieu de formation et en 2010, leur propagation vers le sud est endiguée par la frontière du domaine de calcul. Le rayon moyen de ces structures est de l'ordre de la submésoscale du bassin (~7.25km) et la vitesse orbitale moyenne vaut 8.60cm/s. Elles présentent une forme lenticulaire fortement barocline avec un maximum de vitesse dans la colonne d'eau. Elles correspondent typiquement aux SCVs anticycloniques introduits par McWilliams [1985]. Leurs caractéristiques moyennes sont résumées dans le tableau 5.2. Afin de décrire plus en détails les propriétés de telles structures dans le bassin Méditerranéen Nord-Occidentale, nous nous focaliserons sur celle formée le 19 février 2009 et notée A sur la figure 5.7. Sa trajectoire est celle représentée en rouge sur la figure 5.12. Elle est confinée dans le bassin Nord-Occidental puisqu'un plus gros anticyclone possédant une structure plus barotrope localisée à l'est des îles Baléares empêche le SCV A de dériver vers le sud. Ce tourbillon de mésoéchelle (R ~15km) ne se meut presque pas, ainsi il peut être visualisé par la signature de son champ de vitesse moyenné sur

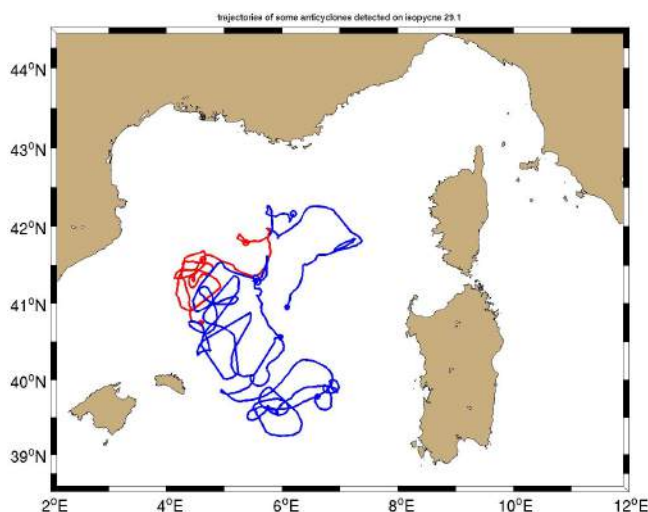


FIGURE 5.12 – trajectoires des anticyclones cohérents détectés et suivis sur une période de plus de 1 mois possédant un coeur de nWMDW formés durant l'épisode de convection 08/09 (rouge) et 09/10 (bleu). Le rond représente la localisation initiale du SCV lors de sa formation et l'étoile représente sa localisation lors de sa destruction.

deux années de simulation (fig. 5.4). La suite de la section sera consacrée au SCV anticyclonique A.

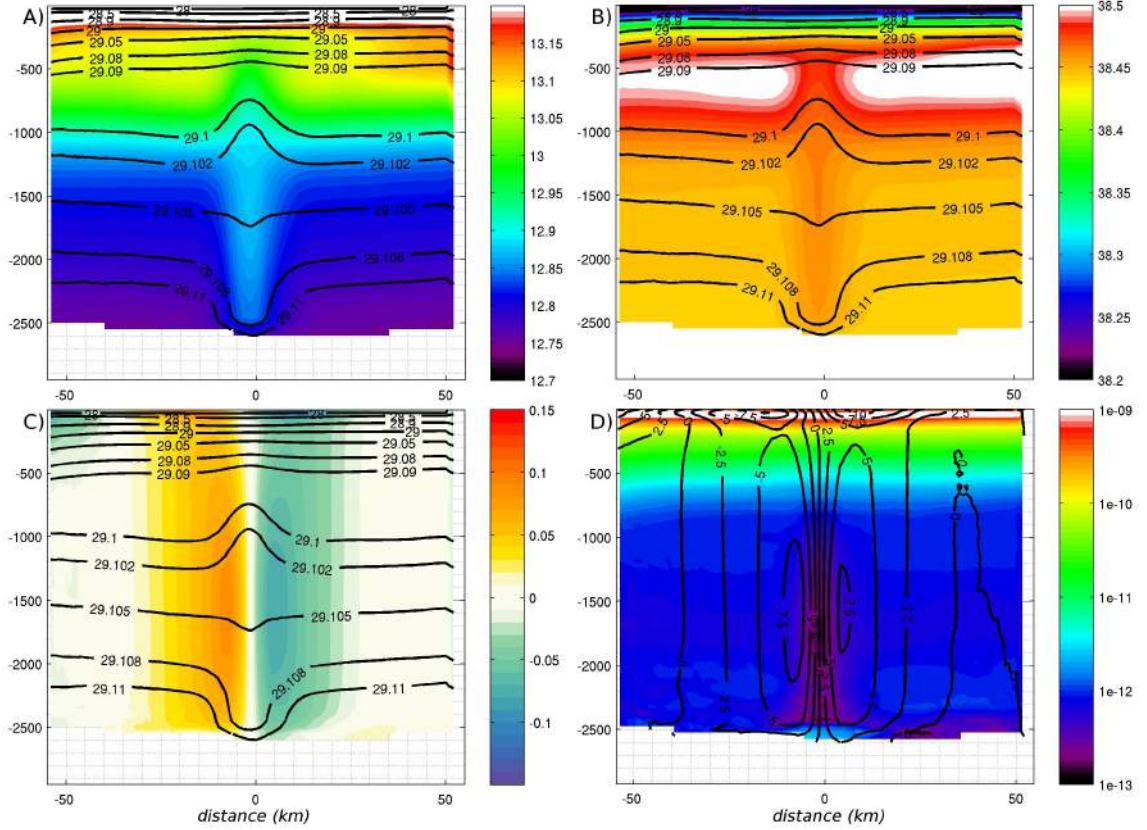


FIGURE 5.13 – Transects zonaux et méridionaux traversant l'anticyclone A moyennés sur sa durée de vie : (A) température potentielle, (B) salinité, (C) vitesse orbitale avec les contours de densité potentielle et (D) la vorticité potentielle avec les contours de vitesse orbitale.

Pour décrire ses propriétés, les transects ouest-est et sud-nord traversant son coeur sur chaque sortie journalière de la simulation ont été moyennés entre eux et sur le temps de vie du tourbillon (fig. 5.13). Le SCV A possède un rayon moyen de 6.5km, une hauteur de 2150m et un coeur localisé à 1450m de profondeur. Son centre est défini par la profondeur à laquelle une isopycne ne subit aucun déplacement en le traversant. En revanche, une isopycne située au dessus (respectivement en dessous) subit un déplacement vers le haut (respectivement vers le bas) au contact du SCV. Cette structure lui confère un aspect lenticulaire typique ainsi qu'un coeur faiblement stratifié indiquant une masse d'eau homogène. En l'absence de forçage et de dissipation, la vorticité potentielle d'Ertel définie par $\vec{\text{grad}}(\rho) \cdot (f \cdot \vec{z} + \vec{\zeta})$ est une variable lagrangienne conservative (Ertel and Rossby [1949]). On peut constater que le coeur du SCV A possède un minimum de vorticité potentielle, ce qui confirme son origine convective. Sa température potentielle est égale $\sim 12.88^\circ\text{C}$ et sa salinité à $\sim 38.46\text{‰}$ soit plus chaud ($+ 0.05^\circ\text{C}$) et plus salé ($+ 0.012\text{‰}$) que les eaux environnantes à la même profondeur. Cette anomalie de θ -S est clairement visible au moment de la formation (fig. 5.7-3). Elle correspond à une nWMDW produite par le mélange vertical durant l'hiver simulé à un moment et endroit où la couche de mélange n'a pas atteint le fond de l'océan. La couche de LIW est cependant totalement mélangée, ce qui confère au SCV anticyclonique A cette anomalie positive de θ -S à la profondeur de son coeur. On notera qu'elle est encore plus marquée à des profondeurs plus importantes ($+ 0.08^\circ\text{C}$ et $+ 0.016\text{‰}$ au fond).

D'un point de vue dynamique, la structure barocline du tourbillon est remarquable et présente un maximum de vitesse V_{max} égal à 6.9cm/s localisé au niveau de son coeur. La circulation

tourbillonnaire induit une forte vorticité relative suivant la verticale et donc un nombre de Rossby associé au SCV important ($R_o = \zeta/f$). En moyenne sur sa durée de vie, il équivaut à -0.23 ; ce qui est relativement proche de l'unité. Un R_o si élevé implique que le SCV n'est pas totalement en équilibre géostrophique. La force centrifuge joue un rôle significatif en diminuant la force de Coriolis d'environ 10% pour contrebalancer la force induite par le champ de pression et établir l'équilibre dynamique de la structure. En d'autres termes, la vitesse géostrophique associée au tourbillon anticyclonique sous-estime d'environ 10% sa vitesse réelle. Des résultats similaires ont été mis en évidence par Penven et al. [2014] pour des structures tourbillonnaires dans le canal du Mozambique. Le champ de vitesse du SCV A près de son centre est bien reproduit par le modèle de Rayleigh (McWilliams [1985]) qui est associé à une anomalie localisée du géopotentiel. La vitesse vérifie alors l'équilibre entre la force de pression, la force de Coriolis et la force centrifuge. Des écarts plus importants apparaissent entre le modèle de Rayleigh et le SCV A en s'éloignant du centre (au delà du rayon). Ils sont possiblement dus à l'importance de la force centrifuge dans de telles structures.

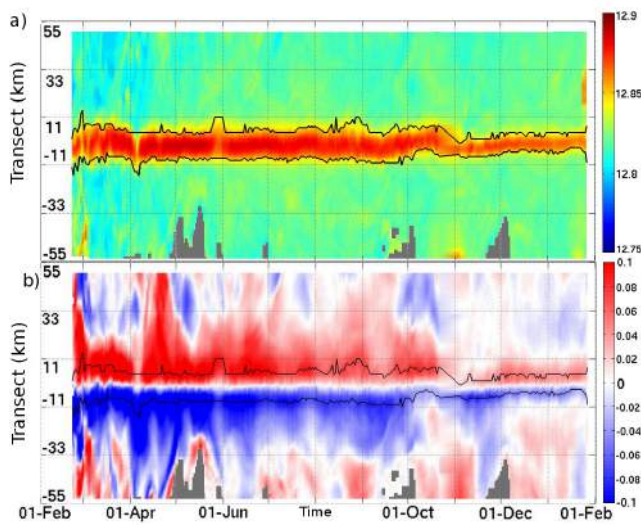


FIGURE 5.14 – Diagrammes de hovmöller de la moyenne des transects zonaux et méridionaux traversant le cœur de l'anticyclone A à 1500m de profondeur : (a) température potentielle et (b) vitesse orbitale. La localisation du maximum et du minimum de vitesse orbitale est superposée (lignes noires).

Un aspect crucial des SCVs est leur temps de vie qui se révèle être particulièrement long, impliquant de lents processus de diffusion des caractéristiques du cœur. Cela fait de ces structures des éléments très efficaces pour le transport de traceurs physiques et biogéochimiques dans le temps et dans l'espace. La figure 5.14 montre la lente évolution du cœur du SCV A. Il ne perd seulement que 0.02°C et 0.008‰ durant son temps de vie de 339 jours. Si son rayon reste stable (~6.5km), sa vitesse orbitale décroît en revanche au cours du temps d'environ 1cm/s par mois. Cette décroissance, probablement causée par le frottement visqueux, implique une diminution du nombre de Rossby du tourbillon (de 0.4 au moment de sa formation à 0.1 en octobre 2009) le rendant de moins en moins résistant aux perturbations extérieures. Pendant une longue partie de son existence, ce tourbillon de subsurface ne possède pas de signature en surface. Cependant 5 mois après sa formation, un courant apparaît dans la couche surfacique et induit une augmentation du niveau de la mer (jusqu'à +7cm). Ce courant est visible sur la coupe de la vitesse orbitale moyenne du SCV (fig. 5.13-C). La barotropisation de la structure peut être causée par une interaction avec la bathymétrie au fond (transport d'Ekman), une diffusion verticale de ces propriétés ou une interaction avec un tourbillon de surface.

On peut noter une diminution drastique du rayon du SCV A à la fin du mois d'octobre : de 6.5km à 4km (fig. 5.14). Cet événement est dû à l'interaction du SCV avec un tourbillon anticyclonique de mésoéchelle (mentionné précédemment) caractérisé par une vorticité relative comparable ($\zeta = 0.32f$). McWilliams [1985] suggère qu'un SCV survit à une interaction avec une perturbation extérieure si, à échelle similaire, sa vorticité domine celle de la perturbation. Le nombre de Rossby reflète donc la capacité d'un SCV à survivre dans l'océan. Or, nous avons vu que la vorticité du SCV diminue au cours de sa vie. Il devient de moins en moins résistant vis à vis des perturbations externes. A la fin du mois d'octobre 2009, son nombre de Rossby est trop faible ($R_o = 0.15$) et l'interaction avec l'anticyclone de mésoéchelle lui cause alors une sérieuse altération de sa structure. Il survit cependant en diminuant son rayon et en réajustant ainsi son nombre de Rossby sur une valeur plus élevée ($R_o = 0.23$). Finalement, il est détruit 2

mois et demi plus tard (environ 11 mois après sa formation) quand les courants horizontaux dans son environnement gagnent en intensité. En effet, l'épisode convectif de l'hiver 2009-2010 fournit beaucoup d'énergie produisant des contraintes importantes sur le SCV A.

	temps de vie (jours)	Rayon (km)	Vitesse orbitale (cm/s)	H (m)	Aspect Ratio (h/R)	Distance parcourue (km)	Nombre de Rossby (ζ/f)	Volume (km^3)
Moyenne	270	7.25	8.6	1680	0.23	1000	-0.26	$1.57 * 10^2$
Ecart-type	104	0.65	2.9	420	0.07	370	0.08	$0.45 * 10^2$

TABLE 5.2 – Tableau résumant les caractéristiques moyennes des SCVs anticycloniques possédant un coeur de nWMDW détectés et suivis.

La structure du tourbillon A est similaire à celle des tourbillons observés et suivis en Méditerranée Nord-Occidentale par Testor and Gascard [2003] et Testor and Gascard [2006]. Elle est également comparable à celle du SCV observé lors du passage d'un glider en mer Ligure (5.3-d,e,f) (Bosse et al. [2014]).

A la fin de l'épisode de convection 2008-2009, au moins 4 SCVs anticycloniques additionnels comparables au SCV A peuvent être identifiés (5.7-4D, 4E). Cependant, aucun d'entre eux n'est suivi par l'algorithme de détection sur une période supérieure à un mois. Ils sont tous rapidement détruits par les interactions avec les nombreuses et énergétiques structures dynamiques présentes dans la zone de convection au début de la phase de restratification. L'étude de l'hiver de convection 2009-2010 présente des résultats similaires : au moins 4 SCVs anticycloniques additionnels et similaires hydrologiquement et dynamiquement aux 3 détectés sur une longue période de temps peuvent être identifiés. Aucun d'entre eux ne reste cohérent sur une période supérieure à un mois.

5.3.3 Cyclones possédant un coeur de nWMDW

Un total de 12 tourbillons cycloniques de submésoséchelle possédant un coeur de nWMDW a été détecté et suivi sur des périodes de plus de 1 mois pendant la période de simulation : 5 créés pendant l'épisode de convection de l'hiver 2008-2009 et 7 pendant celle de 2009-2010. Leur temps de vie est en moyenne moins long que celui des SCV anticycloniques : 134 jours (tab. 5.3). La figure 5.15 représente leur trajectoire : elles commencent toutes en périphérie de la zone de convection et une grande partie se termine dans le courant Nord ou dans le courant des Baléares. Les tourbillons dérivent dans les courants moyens à une vitesse moyenne de 3.5cm/s, ce qui leur permet de parcourir une distance moyenne d'environ 510km. Le rayon moyen de ces structures est de 7.6km, soit du même ordre de grandeur que la submésoséchelle, et la vitesse orbitale vaut 9.20cm/s. Ces caractéristiques, résumées dans le tableau 5.3, sont comparables à celles des anticyclones. Afin de décrire plus en détails les propriétés de telles structures dans le bassin Méditerranéen Nord-Occidentale, nous nous focaliserons sur une particulière formée le 25 février 2009 et notée C sur la figure 5.7. Elle présente une trajec-

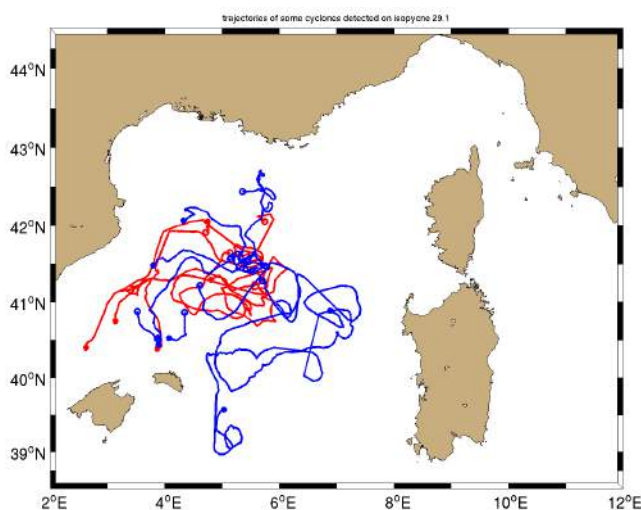


FIGURE 5.15 – trajectoires des cyclones cohérents détectés et suivis sur une période de plus de 1 mois possédant un coeur de nWMDW formés durant l'épisode de convection 08/09 (rouge) et 09/10 (bleu).

toire qui reste confinée dans le bassin Nord-Occidental et elle reste cohérente sur une durée particulièrement longue d'environ 350 jours. Sa dynamique est représentative de la dynamique des autres cyclones suivis. De plus, sa zone de propagation ainsi que son long temps de vie en font une structure "symétrique" au SCV A décrit précédemment. La suite de la section sera donc consacrée au cyclone de submésoséchelle C.

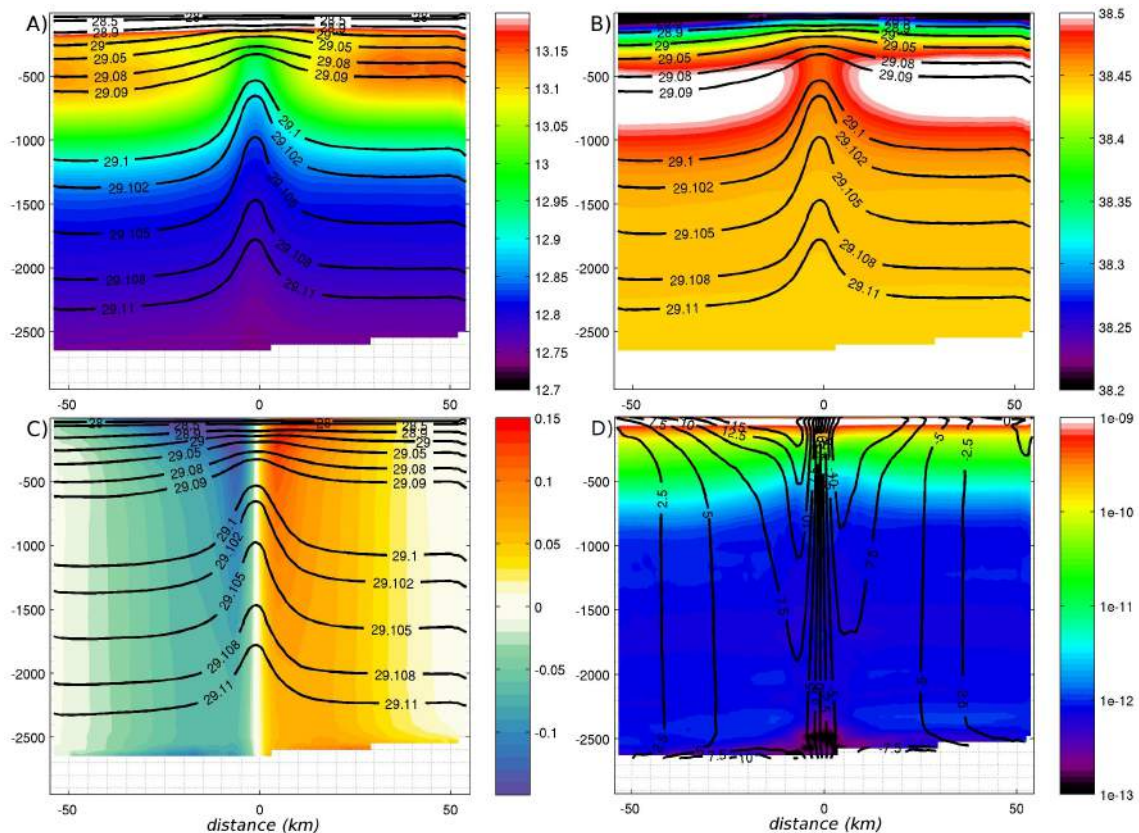


FIGURE 5.16 – Transects zonaux et méridionaux traversant le cyclone C moyennés sur sa durée de vie : (A) température potentielle, (B) salinité, (C) vitesse orbitale avec les contours de densité potentielle et (D) la vorticité potentielle avec les contours de vitesse orbitale.

Les transects ouest-est et sud-nord traversant le cœur du tourbillon C sur chaque sortie journalière de la simulation ont été moyennés entre eux et sur son temps de vie (fig. 5.16). La structure présente un rayon de 6.1km et une hauteur de 2000m. Son cœur, localisé au fond de l'océan, montre une masse d'eau assez homogène et peu stratifiée. Il a une température potentielle de 12.8°C et une salinité de 38.45 ‰, ce qui correspond aux caractéristiques des nWMDW formées par convection dans la simulation. Ces eaux sont plus froides et moins salées que celles formant le cœur de l'anticyclone A, ce qui est cohérent avec la formation du cyclone C impliquant une couche de mélange qui atteint le fond de l'océan. Le cyclone présente donc une anomalie de température négative dans les couches profondes de l'océan (fig. 5.7-3d,4d). Le minimum de vorticité potentielle de son cœur semble confirmer son origine convective. Le doming des isopycnes qui lui est associé est remarquable (élévation de ~800m dans les couches profondes) et ressemble fortement à celui des cônes de convection décrits par [Send and Marshall \[1995\]](#).

Par rapport au SCV A, le tourbillon cyclonique C acquiert dès sa formation une structure beaucoup plus barotrope associée à une signature forte en surface. En effet, il présente une anomalie négative de l'élévation de la surface de l'eau de ~5cm durant tout son temps de vie. En revanche, à l'inverse de l'anticyclone A, cette composante barotrope tend à s'effacer au fur et à mesure que le cyclone évolue et que le doming de ces isopycnes s'écroule. En plus de

son coeur hydrologique, on remarque également la présence d'un coeur dynamique à 200m de profondeur au dessus du coeur hydrologique. Il induit une composante barocline qui s'exprime par un maximum de vitesse cyclonique interne. La vitesse orbitale moyenne sous ce coeur dynamique (entre -400m et le fond) est de 8.8cm/s. Associée à un rayon de 6.1km, cela correspond à une valeur de vorticité relative importante et à un nombre de Rossby de 0.26. Il est dynamiquement en équilibre cyclo-géostrophique : la force centrifuge équivaut à environ 10% de la force de Coriolis et s'ajoute à celle ci pour équilibrer la force induite par le gradient de pression.

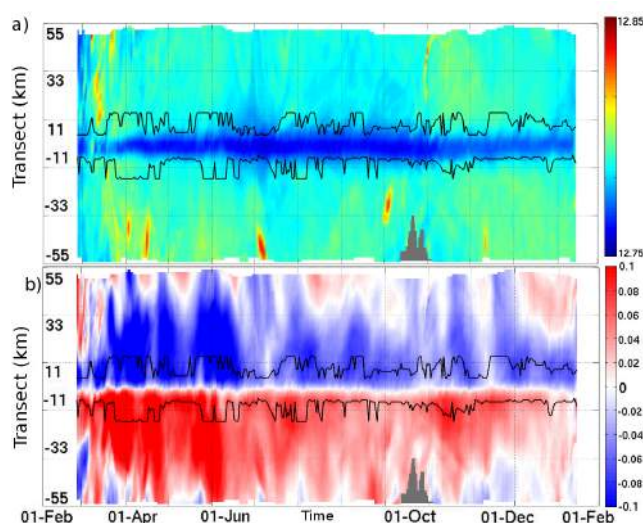


FIGURE 5.17 – Diagrammes de hovmöller de la moyenne des transects zonaux et méridionaux traversant le coeur du cyclone C à 2000m de profondeur : (a) température potentielle et (b) vitesse orbitale. La localisation du maximum et du minimum de vitesse orbitale est superposée (lignes noires).

Tout comme le SCV anticyclonique A, le tourbillon C reste cohérent durant presque une année entière (fig. 5.17). Son rayon est stable mais sa vitesse orbitale diminue et passe de 15cm/s en avril 2009 à 6cm/s en février 2010, soit une perte linéarisée de 0.9cm/s par mois. Son nombre de Rossby passe, durant cette période, de 0.4 à 0.2. La température potentielle (respectivement salinité) moyenne de son coeur (entre -400m et le fond) augmente de seulement $\sim +0.03^{\circ}\text{C}$ (respectivement $\sim +0.005\text{‰}$) durant sa durée de vie. Ce processus diffusif n'est cependant pas linéaire ; on peut remarquer l'augmentation brusque de la température potentielle à 2000m suite à l'interaction du tourbillon avec la bathymétrie en octobre 2009 (fig. 5.17). Cette interaction induit probablement une augmentation des contraintes par des frottements visqueux qui dégradent le coeur profond de la structure.

Restant proche de la zone de convection, il est dissipé d'une manière similaire à celle de l'anticyclone A, par des interactions avec les courants intenses qui se développent suite à l'épisode de convection de l'hiver 2009-2010.

	temps de vie (jours)	Rayon (km)	Vitesse orbitale (cm/s)	H (m)	Aspect Ratio (h/R)	Distance parcourue (km)	Nombre de Rossby (ζ/f)	Volume (km^3)
Moyenne	134	7.6	9.2	1980	0.28	510	0.20	$1.55 * 10^2$
Ecart-type	117	2.5	1.7	170	0.07	400	0.05	$1.40 * 10^2$

TABLE 5.3 – Tableau résumant les caractéristiques moyennes des SCVs cycloniques possédant un coeur de nWMDW détectés et suivis.

Après avoir examiné toutes les caractéristiques du cyclone de submésoséchelle C, on peut considérer qu'il appartient à la catégorie des SCVs comme nous l'avons suggéré lors de l'étude de sa formation (5.3.1). Les SCVs cycloniques n'ont pas encore fait l'objet de beaucoup d'études contrairement aux SCVs anticycloniques. Ils sont en effet plus difficiles à échantillonner en raison de la profondeur de leur coeur et de leur formation qui semble associée à un mélange vertical qui atteint le fond de l'océan suivi d'un ajustement cyclo-géostrophique, comme le suggère Akitomo [2010]. Cependant, ils commencent à être plus clairement identifiés en Méditerranée Nord-Occidentale par les moyens observationnels, comme nous l'avons montré au début du chapitre que ce soit par la ligne de mouillage (fig.5.2) ou par les gliders (fig.5.3-d,e,f).

A la fin de l'épisode de convection 2008-2009, au moins 4 SCVs cycloniques additionnels com-

parables au SCV C peuvent être identifiés (5.7-4D, 4E). Ils sont détectés et suivis par l'algorithme sur des périodes de plus d'un mois (90 jours en moyenne). Ils ne restent pas dans le centre du bassin mais interagissent beaucoup plus avec les courants de grandes échelles (courants Nord et Baléares). Leur structure s'érode alors beaucoup plus rapidement, leur vitesse orbitale diminue d'environ 9cm/s par mois soit dix fois plus que le SCV C. Cette forte diffusion peut résulter des effets de friction causés par l'interaction avec la topographie (pente continentale ou fond de l'océan) et le courant de grande échelle (Vandermeirsh et al. [2002]). Comme résultats de ces interactions, les SCVs cycloniques sont détruits et le volume de nWMDW qu'ils transportent dans leur coeur et libéré dans le courant et s'écoule vers le bassin Algérien.

5.3.4 Anticyclones possédant un coeur de WIW

Un total de 14 tourbillons anticycloniques cohérents de submésoséchelle possédant un coeur de WIW a été détecté et suivi sur une période supérieure à un mois : 10 créés pendant l'épisode de convection de l'hiver 2008-2009 et 4 pendant celle de 2009-2010. Ils sont formés autour de la zone de convection, principalement au sud, excepté 2 qui se forment au sud de Minorque. Environ autant de tourbillons de submésoséchelle anticycloniques présentant un coeur d'eaux froides peuvent être observés dont certains se forment au nord, par subduction sous le front du courant Nord (fig. 5.10), cependant ils sont détruits rapidement, en moins d'un mois et ne figurent pas dans cette étude. Les trajectoires des tourbillons d'une durée de vie supérieure à un mois sont représentées sur la figure 5.18 et montrent qu'ils se répartissent dans tout le bassin Nord Occidental advectés par les courants moyens pendant leur durée de vie moyenne (~160 jours). Une dérive éventuelle vers le bassin Algérien est cependant rendue impossible par la limitation spatiale du domaine de calcul. Le rayon moyen de ces anticyclones est de l'ordre de la submésoséchelle du bassin (~7.4km) et leur vitesse orbitale moyenne vaut 10.2cm/s. Ils présentent une lentille d'eau froide possédant les caractéristiques de la WIW à environ 500m de profondeur qui repose sur la couche de LIW. A l'instar des SCVs anticycloniques de nWMDW, ils correspondent typiquement aux SCVs introduits par McWilliams [1985] et leurs caractéristiques moyennes sont résumées dans le tableau 5.4. On les a parfois appelé "wedgies" en raison du coeur de WIW. Afin de décrire plus en détails les propriétés de telles structures dans le bassin Méditerranéen Nord-Occidental, nous nous focaliserons sur un SCV que nous appellerons Aw formé le 11 mars 2009 et évoluant pendant 350 jours au nord-ouest de la Sardaigne (trajectoire rouge sur la figure 5.18).

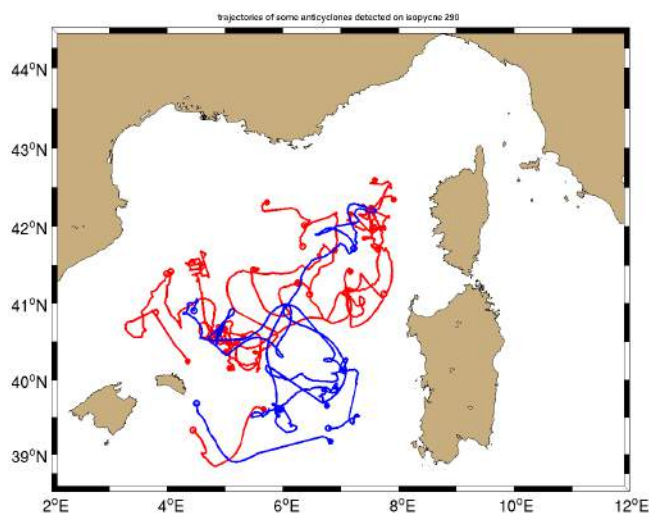


FIGURE 5.18 – trajectoires des anticyclones cohérents détectés et suivis sur une période de plus de 1 mois possédant un coeur de WIW formés durant l'épisode de convection 08/09 (rouge) et 09/10 (bleu).

Les transects ouest-est et sud-nord traversant le coeur du tourbillon Aw sur chaque sortie journalière de la simulation ont été moyennés entre eux et sur son temps de vie (fig. 5.19). La structure présente un rayon de 7.5km et une hauteur de 800m. Son coeur, évoluant à 300m de profondeur, est constitué d'une masse d'eau assez homogène dont la température potentielle est égale à 12.87°C et la salinité à 38.4‰, valeurs caractéristiques de la WIW. La structure dynamique est fortement barocline et possède un maximum de vitesse interne au niveau du coeur. Le nombre de Rossby qui lui est associé est de 0.36, ce qui correspond à une vitesse orbitale de 12.2cm/s. La force centrifuge équilibre environ 25% de la force de Coriolis dans l'équilibre cyclogéostrophique

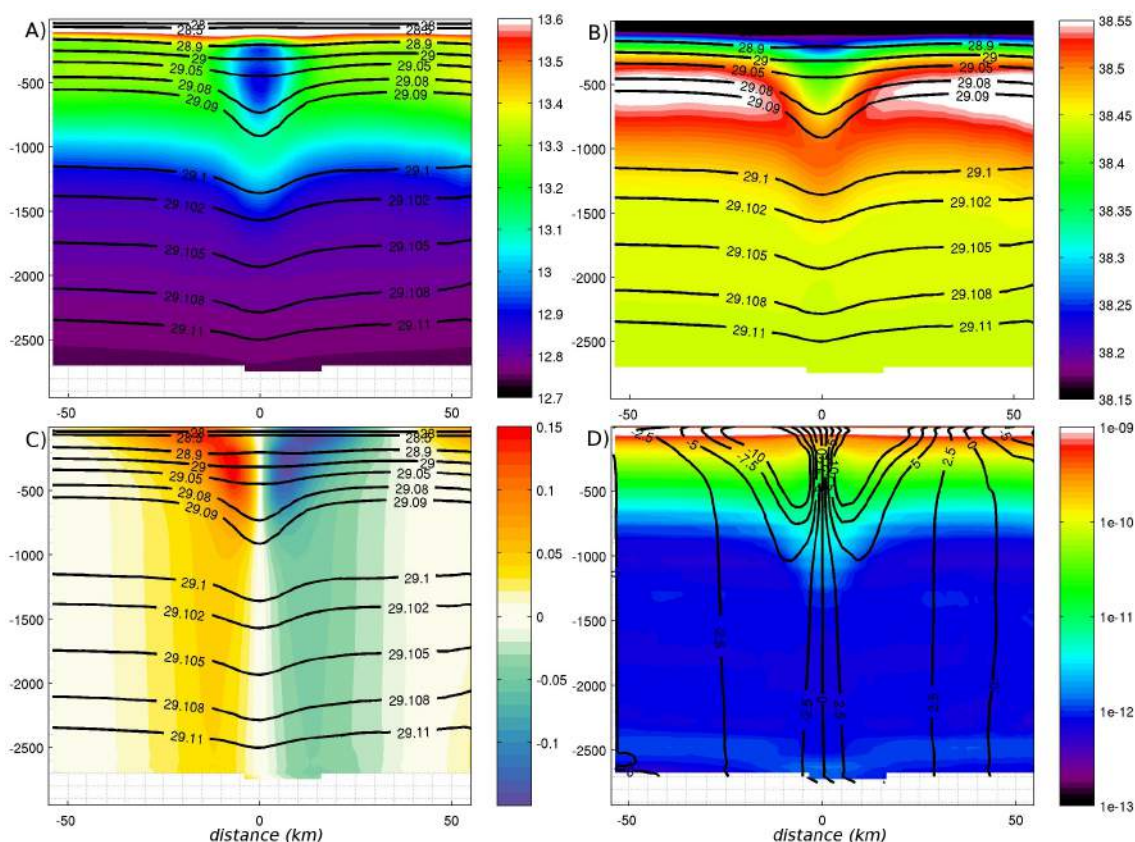


FIGURE 5.19 – Transects zonaux et méridionaux traversant l’anticyclone Aw de WIW moyennés sur sa durée de vie : (A) température potentielle, (B) salinité, (C) vitesse orbitale avec les contours de densité potentielle et (D) la vorticité potentielle avec les contours de vitesse orbitale.

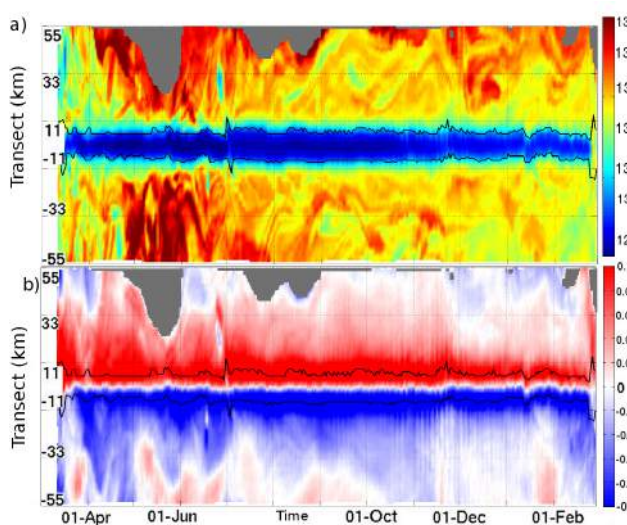


FIGURE 5.20 – Diagrammes de hovmöller de la moyenne des transects zonaux et méridionaux traversant le cœur de l’anticyclone Aw à 500m de profondeur : (a) température potentielle et (b) vitesse orbitale. La localisation du maximum et du minimum de vitesse orbitale est superposée (lignes noires).

du SCV.

L’anomalie de température que présente le SCV Aw est très marquée. Les écarts de température potentielle entre les eaux formant le cœur du SCV et les eaux environnantes peuvent atteindre jusqu’à 1 °C et pourtant le tourbillon présente des propriétés de conservation remarquable (fig. 5.20). La température potentielle du cœur augmente seulement de 0.15°C en 11 mois. Comme pour les deux autres types de SCV détectés, le rayon de la structure reste stable dans le temps mais sa vitesse orbitale diminue (de 14cm/s à 9cm/s). Il est détruit de la même manière que l’anticyclone A et le cyclone C, par des interactions avec les courants intenses qui se développent suite à l’épisode de convection de l’hiver 2009-2010.

A la fin de l’épisode de convection 2008-2009, environ 10 tourbillons pos-

	temps de vie (jours)	Rayon (km)	Vitesse orbitale (cm/s)	H (m)	Aspect Ratio (h/R)	Distance parcourue (km)	Nombre de Rossby (ζ/f)	Volume (km^3)
Moyenne	160	8	11.8	630	0.09	560	0.36	$0.91 * 10^2$
Ecart-type	150	3.7	5.4	200	0.03	440	0.07	$0.89 * 10^2$

TABLE 5.4 – Tableau résumant les caractéristiques moyennes des SCVs anticycloniques possédant un coeur de WIW détectés et suivis.

sédant un coeur de WIW peuvent être observés en plus des 10 SCVs détectés et suivis sur des longues périodes. Ils sont cependant tous rapidement détruits par les interactions avec le courant Nord et les nombreuses structures dynamiques présentes dans la zone de convection. L'étude de l'hiver de convection 2009-2010 présente des résultats similaires. La WIW qui ne s'échappe pas de la zone de convection dans le coeur d'un SCV est advectée par le courant Nord et s'accumule dans la mer des Baléares (Pinot and Ganachaud [1999]). Une partie est ensuite emportée par le courant des Baléares et s'écoule à l'est de Minorque vers le bassin Algérien. On note la formation de deux SCVs de WIW au sud-est de l'île qui semble résulter de cet écoulement (un chaque année, voir fig. 5.18). Dasaro [1988] propose un mécanisme de formation suite au couple qui s'exerce sur une masse d'eau par des effets de friction avec la bathymétrie. Lorsque la masse d'eau cesse de longer la pente continentale, comme c'est le cas au sud de Minorque, elle acquiert par conservation de sa vorticité potentielle une circulation anticyclonique qui donne naissance à un SCV.

5.3.5 Rôle des SCVs post-convection dans la propagation des eaux nouvellement formées et dans le préconditionnement à submésoséchelle

Les SCVs sont connus pour participer à l'export des eaux formées par convection au large du Golfe du Lion dans tout le bassin Méditerranéen Occidental (Testor and Gascard [2006]). En revanche, il est difficile d'évaluer par les techniques observationnelles dans quelles proportions. Send et al. [1996] et Testor and Gascard [2006] suggèrent qu'ils représenteraient 50% de l'export global. La simulation est utilisée pour évaluer leur contribution, en particulier pour l'hiver de 2008-2009. Les volumes d'eau produits sont indiqués dans le tableau 5.1 : $4.83 * 10^3 km^3$ de nWMDW et $4.80 * 10^3 km^3$ de WIW. Quant aux volumes d'eaux transportés par chaque SCV, ils sont estimés par la somme du volume de deux demi ellipses de révolution pour les anticyclones et comme une demi ellipse de révolution pour les cyclones. Chaque SCV anticyclonique (respectivement cyclonique) de nWMDW piège en moyenne un volume de $1.57 * 10^2 km^3$ (respectivement $1.55 * 10^2 km^3$) dans son coeur : cela correspond à $\sim 3.25\%$ (respectivement $\sim 3.21\%$) de la production totale. Si l'on considère les 10 SCVs détectés par l'algorithme juste après l'évènement de convection, on propose qu'environ 30% des nWMDW sont exportées hors de la zone de convection dans le coeur de telles structures. Pour la WIW, chaque SCV anticyclonique contient en moyenne un volume de $0.91 * 10^2 km^3$. En considérant les 20 SCVs anticycloniques détectés, on suggère que leur rôle dans l'export de cette masse d'eau froide s'élève à environ 35%.

Une grille à 1km de résolution horizontale semble tout à fait adéquate pour représenter des tourbillons ayant un rayon minimal de 5km. Néanmoins, si ces masses d'eau sont en réalité également transportées par des structures plus petites, le volume d'export additionnel qu'elles représentent ne serait pas pris en compte dans nos estimations. Les proportions de 30% de nWMDW et 35% de WIW sont donc probablement des pourcentages minimaux de la part que représentent les SCVs dans le transport des eaux nouvellement formées. Des résultats similaires sont obtenus pour l'hiver 2009-2010.

Ces structures ont également un rôle important dans les processus de ventilation des eaux profondes, notamment la ventilation à grandes distances. C'est un élément important pour les modèles climatologiques qui n'ont pas une résolution assez haute pour les résoudre mais qui nécessite une bonne simulation de la ventilation des océans. Une approche basée sur des modèles

imbriqués pourrait être un premier pas vers une paramétrisation de l'effet des SCVs. Un modèle à haute résolution sur la zone de convection, couplé avec un modèle à plus basse résolution sur un plus grand domaine, permettrait de représenter leur formation. Cependant, les SCVs se dissiperaient artificiellement lors de l'advection dans le domaine à la plus basse résolution et leur rôle dans la dynamique serait erroné. Le domaine à haute résolution doit donc être suffisamment grand pour représenter l'advection des SCVs sur des distances réalistes vis à vis des parcours observés ou simulés avec les modèles à haute résolution.

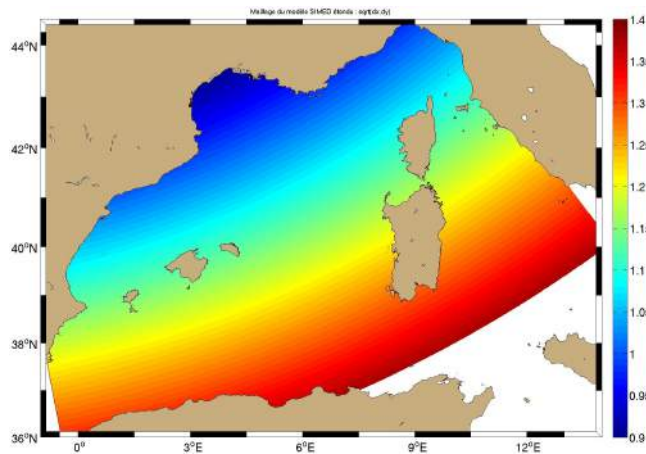


FIGURE 5.21 – Représentation de la résolution en km ($\sqrt{\Delta x \cdot \Delta y}$) du maillage de la simulation SIMED étendue (fig. 5.21) qui permet de résoudre la submésoséchele dans les deux bassins ($\sqrt{\Delta x \cdot \Delta y} < 1.5 \text{ km}$).

Dans la configuration SIMED, les SCVs sont advectés dans le domaine du modèle durant plusieurs mois (jusqu'à une année) avant d'être dissipés. Ils relâchent alors la masse d'eau qui était piégée dans leur cœur. Les observations de [Testor and Gascard \[2003\]](#) montrent des SCVs anticycloniques qui dérivent vers le sud jusqu'au bassin Algérien. Ce transport vers le bassin sud est impossible dans la configuration SIMED de l'étude. Anfin de le simuler, une configuration similaire a été mise en place; elle repose sur un domaine de calcul étendu jusqu'aux côtes Algériennes. Cette configuration appelée "SIMED étendue" repose sur un maillage de dimension 1028*708*40

Avec cette configuration, une simulation de l'hiver 2012-2013 présentant un épisode de convection en Méditerranée Nord Occidentale montre la formation de SCVs cycloniques et anticycloniques de nWMDW. On relève pendant cette période la formation de 5 SCVs (3 cycloniques et 2 anticycloniques) en périphérie de la zone de convection dont la trajectoire dérive vers le bassin Algérien (fig. 5.22). Le courant situé à l'est de Minorque semble être un passage privilégié emprunté par les SCVs cycloniques pour rejoindre le bassin Sud. Ils longent le talus et suivent globalement la circulation cyclonique générale. Un des deux SCVs anticycloniques atteint presque les côtes Algériennes en dérivant jusqu'à une distance de plus de 450km de son lieu de formation sur une distance totale de plus de 600km. En raison de leur cohérence, l'influence de telles structures de submésoséchele ne se limite donc pas au seul bassin Nord-Occidental. Ils participent bien à la ventilation des eaux profondes de toute la Méditerranée Occidentale.

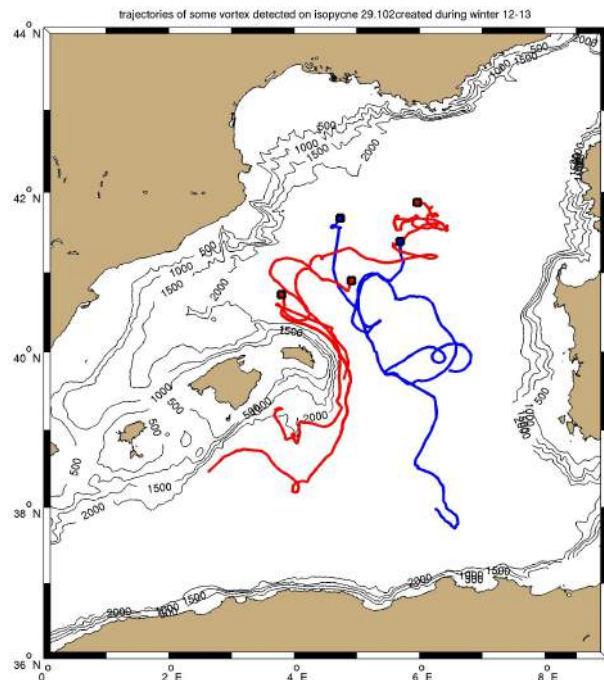


FIGURE 5.22 – Trajectoires de SCVs cycloniques (rouge) et anticycloniques (bleu) formés pendant l'épisode de convection 2012-2013 dérivant vers le bassin Algérien.

[Lherminier et al. \[1999\]](#) et [Budeus et al. \[2004\]](#) suggèrent que les SCVs qui restent dans la zone de convection pourraient être des points préférentiels d'initiation de convection profonde

pour l'hiver suivant et agiraient comme des préconditionneurs locaux. En se basant sur les coupes moyennes des tourbillons simulés dans le modèle, on peut estimer leur effet préconditionnant en calculant la flottabilité de la colonne d'eau (Herrmann et al. [2008]). Comparé à son environnement, la flottabilité de la colonne d'eau sur les 2000 premiers mètres est réduite d'environ 2.5% (respectivement 12.1%) dans le coeur du SCV anticyclonique A (respectivement SCV cyclonique C). Cette différence est équivalente à une perte de flottabilité qu'exercerait un flux de chaleur en surface d'intensité $1000W/m^{-2}$ pendant une journée ; c'est approximativement l'effet du passage d'une tempête hivernale intense. On peut en conclure que les SCVs peuvent tout à fait être des éléments importants du déclenchement d'événements de convection profonde en Méditerranée Nord-Occidentale.

5.4 Conclusion

L'étude numérique présentée dans ce chapitre se focalise sur la formation et la propagation de structures tourbillonnaires en Méditerranée Nord-Occidentale. Les tourbillons de submésosécherelle formés présentent de fortes similitudes avec ceux observés jusqu'à présent de le bassin. Leur structure barocline et leur temps de vie particulièrement élevés permettent de les catégoriser comme SCVs.

Suite à la convection hivernale trois types de SCVs se forment et participent à l'export des eaux formées : des SCVs cycloniques et anticycloniques possédant un coeur de nWMDW et des SCVs anticycloniques possédant un coeur de WIW. Ils sont générés par ajustement cyclogéostrophique suite au mélange diapycnal et sont responsables d'environ un tiers de l'export global des eaux nouvellement formées. Si les SCVs anticycloniques sont des structures dynamiques connues et souvent observées dans les zones de convection, il semble que le rôle des SCVs cycloniques ait été jusqu'à présent souvent négligé. Leur formation serait liée à une couche de mélange hivernale qui atteint le fond. Ces structures participent ensuite à l'export de nWMDW et de WIW dans toute la Méditerranée occidentale et contribuent ainsi activement à la ventilation des couches profondes du bassin loin de la zone de convection profonde.

D'autres tourbillons de submésosécherelle peuvent être observés en Méditerranée Nord-Occidentale. En effet, des instabilités de la veine de LIW le long de la Sardaigne mènent également aux détachements de tourbillons de submésosécherelle. Il sont advectés vers le centre du bassin jouant un rôle important dans la dispersion de sel et de chaleur de cette masse d'eau. Le modèle SIMED étendue permet de mettre en évidence certaines zones préférencielles de formation (voir D).

Conclusion et perspectives

Cette étude s'appuie principalement sur des configurations à haute résolution du modèle SYMPHONIE appliquées à la Méditerranée Occidentale. La construction d'une grille de calcul avec un pas d'espace kilométrique permet à la turbulence océanique modélisée de se développer naturellement sur une gamme d'échelles qui inclue la mésoéchelle et la submésoéchelle.

Différentes configurations du modèle ont été mises en oeuvre présentant différents couples de "forçages océaniques - forçages atmosphériques". Chacun d'entre eux induit un couple "stratification initiale - flux atmosphériques" unique qui modifie la représentation du phénomène de convection de l'hiver 2010-2011. Les configurations ont été évaluées en mettant à profit l'ensemble des observations disponibles sur le bassin nord-occidental. On s'est attaché à reproduire de manière la plus réaliste possible la circulation océanique lors de l'évènement convectif, en particulier la profondeur atteinte par la couche de mélange ainsi que la zone impactée. La configuration Convec1kmArp a été choisie suite à cette évaluation et a servi de configuration de travail pour l'étude présentée dans le chapitre 4. Elle est forcée aux frontières océaniques par la configuration PSY2V4R3 du modèle opérationnel de MERCATOR-Océan qui utilise un système d'assimilation de données limitant ainsi les biais de température et de salinité. Les forçages atmosphériques sont imposés par ARPERA issus des procédures de downscaling dynamique réalisées à partir de ARPEGE-Climat initialement pour la réanalyse ERA40 puis appliquée aux analyses ECMWF.

Cette configuration a permis de mettre en évidence le rôle des petites échelles dans la représentation d'un épisode de convection en Méditerranée Nord-occidentale. Leur activité suit un cycle annuel durant lequel elles sont très énergétiques pendant l'approfondissement de la couche de mélange. Elles induisent une forte variabilité de submésoéchelle, principalement dans la couche de surface, qui entraîne la formation de structures filamenteuses, frontales et tourbillonnaires. D'un point de vue dynamique, elles accentuent globalement la diffusion horizontale et les vitesses verticales. Dans un contexte hivernal de perte de chaleur par les forçages atmosphériques, cette dynamique agéostrophique de submésoéchelle amplifie la densification de la couche de surface de l'océan et favorise la formation d'eaux denses et la ventilation du bassin.

Les modèles à plus basse résolution paramétrisent la diffusion induite par les échelles non-résolues grâce à un effet visqueux de sous-maille calculé en fonction de la dynamique des grandes échelles. Cependant les comparaisons entre le modèle à 1km et 5km de résolution montrent que cette diffusion est sous-estimée, ce qui a des conséquences sur les volumes d'eaux formées suite au processus de convection.

Lorsque l'intensité des flux atmosphériques décroît, la phase de restratification commence et met en jeu des structures d'échelles de plus en plus grandes. Pendant cette phase, des tourbillons cohérents de submésoéchelle participent à l'export des eaux nouvellement formées.

L'étude des petites échelles en Méditerranée nord-Occidentale fait apparaître des SCVs qui se caractérisent par leur structure barocline et leur temps de vie particulièrement long. Ces tourbillons ont été observés en Méditerranée Nord Occidentale et dans les principales zones de formation d'eaux denses. S'ils ont déjà fait l'objet d'études numériques, c'est la première fois que leur formation et leur propagation sont reproduites numériquement dans des conditions totalement réalistes. Les principales caractéristiques des SCVs modélisés sont en accord avec celles des structures observées dans le bassin. L'outil numérique permet de caractériser la formation

et la propagation de ces structures et de quantifier leur contribution moyenne dans la circulation générale.

Trois types de SCVs contenant des eaux nouvellement formées sont observés suite au mélange diapycnal hivernal : des SCVs cycloniques et anticycloniques possédant un cœur de nWMDW et des SCVs anticycloniques possédant un cœur de WIW. Ces structures acquièrent une vorticité relative importante suite à l'intrusion d'une masse d'eau homogène issue de la convection dans un environnement stratifié. C'est un processus d'ajustement géostrophique qui conserve la vorticité potentielle des masses d'eau isolées des échanges d'énergie avec l'atmosphère. Si les SCVs anticycloniques sont des structures dynamiques connues et souvent observées dans les zones de convection, il semble que la formation de SCVs cycloniques ait été jusqu'à présent peu considérée. Leur formation serait liée à une couche de mélange hivernale qui atteint le fond. Malgré leur petite taille ($R \sim 5 - 10$ km), ces structures jouent un rôle considérable dans l'export des eaux nouvellement formées puisque cette étude montre qu'ils sont responsables de l'export d'environ 1/3 de la nWMDW et de la WIW formée. Leur temps de vie particulièrement long (~ 1 an) fait de ces structures dynamiques des objets particulièrement efficaces dans le transport des propriétés physiques sur de longues distances et sur de longues durées de temps participant ainsi activement à la ventilation sur de grandes distances des couches profondes du bassin. Les conclusions de cette étude constituent un élément important pour les modèles climatologiques qui n'ont pas une résolution assez haute pour résoudre les SCVs mais qui nécessitent une bonne simulation de la ventilation des océans.

Ce travail de thèse suggère un certain nombre d'ouvertures et de perspectives :

Tout d'abord, les comparaisons entre les configurations du modèle SYMPHONIE en M dit ran e Nord Occidentale et les observations sont très encourageantes. Nous avons montré que le réalisme des simulations est tout à fait satisfaisant même s'il est nécessaire de l'améliorer constamment. Le modèle est capable de jouer un rôle important dans la mise en place de campagnes en mer, dans le déploiement d'instruments de mesure ou à leur support opérationnel, comme ce fut le cas en avril 2013 pour le leg 2 de la campagne Dewex.

La haute résolution fait apparaître un ensemble de structures dont la dynamique agéostrophique a des conséquences à grandes échelles. Des champs de température potentielle, salinité et vitesses à haute fréquence (~ 1 h) pourraient être intéressants pour étudier la dynamique propre à chaque structure (filament, front et tourbillon) et leur impact relatif dans des conditions réalistes. On sait par exemple que la dérive d'Ekman induite par le vent impacte fortement les vitesses verticales au niveau des fronts (Thomas and Lee [2005]). Il peut éventuellement être nécessaire d'augmenter la résolution verticale, principalement en surface, pour caractériser la profondeur de la couche impactée par les processus de submésoéchelle.

De plus, le phénomène de convection ainsi que les processus de submésoéchelle font intervenir une dynamique qui n'est pas hydrostatique. Il serait intéressant d'évaluer l'erreur commise par la paramétrisation du modèle hydrostatique dans la représentation de cette dynamique, peut être par l'utilisation de la version non-hydrostatique du modèle. Des solutions hybrides existent également (Campin et al. [2011]) et pourraient également être expérimentées.

Nous avons vu que la formation de SCVs constituait un élément important de l'export des eaux formées par convection en M dit rran e Occidentale. Leur représentation dans les modèles numériques nécessite une grille suffisamment résolue. Dans cette étude, une grille à 1 km de résolution a été utilisée cependant il est possible que l'utilisation d'une grille avec des mailles plus petites mène à la formation de tourbillons plus petits dans des simulations similaires. Cette possibilité mériterait d'être testée afin d'affiner l'estimation de la part des SCVs dans l'export des eaux nouvellement formées. On pourrait construire une configuration avec un modèle à très haute résolution centré sur la zone de convection imbriqué dans un modèle à plus basse résolution qui s'étendrait sur une zone plus large. En plus, de donner la possibilité au modèle de former d'éventuelles structures plus petites, cette configuration présenterait l'avantage de permettre l'étude de la réaction d'un tourbillon lors de son advection dans la grille à basse résolution. Se dissipe-t-

il artificiellement ou parvient-il à conserver ses propriétés ? Si oui, dans quelles mesures ? Ces questions sont importantes pour permettre la représentation de ces structures et de la ventilation des eaux profondes qu'elles induisent dans des modèles climatiques de plus grande étendue.

Des plus, les SCVs étant des structures très cohérentes, ils sont advectés sur de longues périodes de temps et interagissent avec les autres structures dynamiques du bassin. On peut observer des interactions avec la topographie, les courants de grande échelle mais également d'autres SCVs. Ces interactions pourraient être étudiées dans des configurations réalistes telles que celles utilisées dans l'étude. Elles nous éclaireraient sur la propagation de ces SCVs et sur les processus de diffusion qu'ils subissent. Une augmentation de la résolution verticale pourrait alors être nécessaire, principalement au fond de l'océan pour caractériser l'interaction avec la topographie. La figure 5.23 représente deux diagrammes Hovmöller de la salinité à 500m de profondeur centrés sur un SCV de nWMDW dont le cœur se situe environ 800m sous la profondeur de coupe. Il est intéressant de voir que ce SCV interagit avec un autre SCV anticyclonique de WIW qui signe sa présence par un minimum de salinité ($<38.45\%$). Ils sont attirés l'un par l'autre et le tourbillon de WIW décrit une trajectoire horizontale en forme de spirale convergente centrée sur le cœur du SCV plus profond de nWMDW. Leurs mouvements relatifs induisent finalement un alignement des cœurs sur la même verticale.

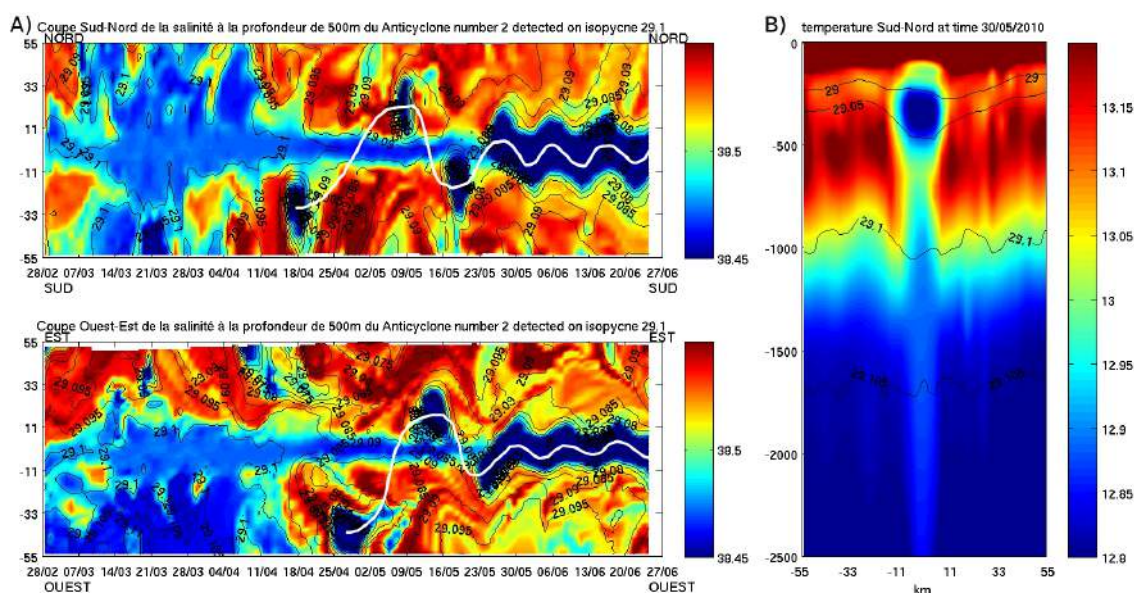


FIGURE 5.23 – (A) Diagrammes Hovmöller de la salinité à 500m de profondeur centrés sur le cœur d'un SCV anticyclonique de nWMDW formé durant l'hiver 2009-2010 dont le cœur se situe environ 800m en dessous de la profondeur de coupe. Celui du dessus (respectivement dessous) montre la coupe nord-sud (respectivement est-ouest). La courbe blanche représente la trajectoire d'un SCV de WIW par rapport à la position du SCV de nWMDW. (B) Transects sud-nord de la température potentielle traversant le cœur des deux SCVs anticycloniques moyennés sur une semaine centrée sur la date du 30/05/2010, lorsque les deux cœurs sont alignés sur la même verticale

Enfin, on sait que les SCVs sont des structures caractéristiques des zones de convection. Des études similaires à celle présentée dans le chapitre 5 pourraient être menées dans d'autres zones de convection profonde de la planète. Les SCVs y prennent-ils une proportion similaire à celle qu'ils prennent en Méditerranée Occidentale ? Observe-t-on la formation de SCVs cycloniques ?

Ce travail montre la complémentarité qu'il existe entre les systèmes d'observation de l'océan et la modélisation. A titre personnel, j'estime que l'effort porté en Méditerranée sur le déploiement de gliders, sur le maintien de la ligne de mouillage Lion et sur la réalisation de simulation à haute résolution, avec Symphonie par exemple, est tout à fait intéressante pour l'étude de processus de submésoséchelle.

Pour finir, les processus dynamiques développés en Méditerranée Occidentale dans cette étude sont basés sur des notions d'océanographie physique mais ont de fortes implications sur la biogéochimie. Le modèle SYMPHONIE est couplé à un modèle biogéochimique (ECO3M-S) ; il serait intéressant d'analyser les conséquences de cette étude sur le couplage. La représentation de la submésoséchelle et des vitesses verticales associées sont connues pour contribuer significativement à la production biologique et à l'exportation du carbone.

Annexe A

Complément du chapitre 3 sur les comparaisons observations-modèles

Cette annexe est un complément d'informations du chapitre 3. Elle comporte des comparaisons entre les observations et les simulations qui permettent de valider le modèle. Toutes n'ont pas été insérées directement dans le chapitre 3 par soucis de clareté et de concision des informations. En effet, le travail de validation et d'évaluation d'une simulation numérique en la confrontant à la réalité est souvent long et fastidieux ; il est pourtant indispensable. Le lecteur intéressé trouvera ici des comparaisons additionnelles entre la simulation de l'épisode de convection 2010-2011 et les données in-situ :

- A.1** : comparaisons des valeurs de salinité observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations.
- A.2** : comparaisons des valeurs de température potentielle observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations.
- A.3** : comparaisons des valeurs de densité potentielle observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations.
- A.4** : comparaisons des valeurs de salinité observées pendant la radiale L de CASCADE avec celles modélisées par les configurations.
- A.5** : comparaisons des valeurs de température potentielle observées pendant la radiale L de CASCADE avec celles modélisées par les configurations.
- A.6** : comparaisons des valeurs de salinité observées pendant la radiale M de CASCADE avec celles modélisées par les configurations.
- A.7** : comparaisons des valeurs de température potentielle observées pendant la radiale M de CASCADE avec celles modélisées par les configurations.
- A.8** : proposition de comparaisons des données issues du mouillage avec la simulation Convec1kmArp prenant en compte la variabilité induite par la mésoéchelle. On compare la série temporelle observée au mouillage à une zone circulaire de rayon de 5km autour du point du mouillage dans la simulation Convec1kmArp. On choisira successivement :
 - le profil du point de la zone dont la MLD est la plus profonde,
 - le profil moyen dans la zone,
 - le profil du point de la zone dont la MLD est la plus proche de celle observés au mouillage.
- A.9** : section de salinité du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-07.
- A.10** : section de température potentielle du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-08.

- A.11** : section de salinité du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-08.
- A.12** : flottabilité des 1000 premiers mètres de la colonne d'eau au niveau du glider Milou pendant le déploiement Moose T00-08 en mer Ligure.
- A.13** : section de salinité du glider SG509 a large du golfe du Lion pendant le déploiement Moose T02-02.

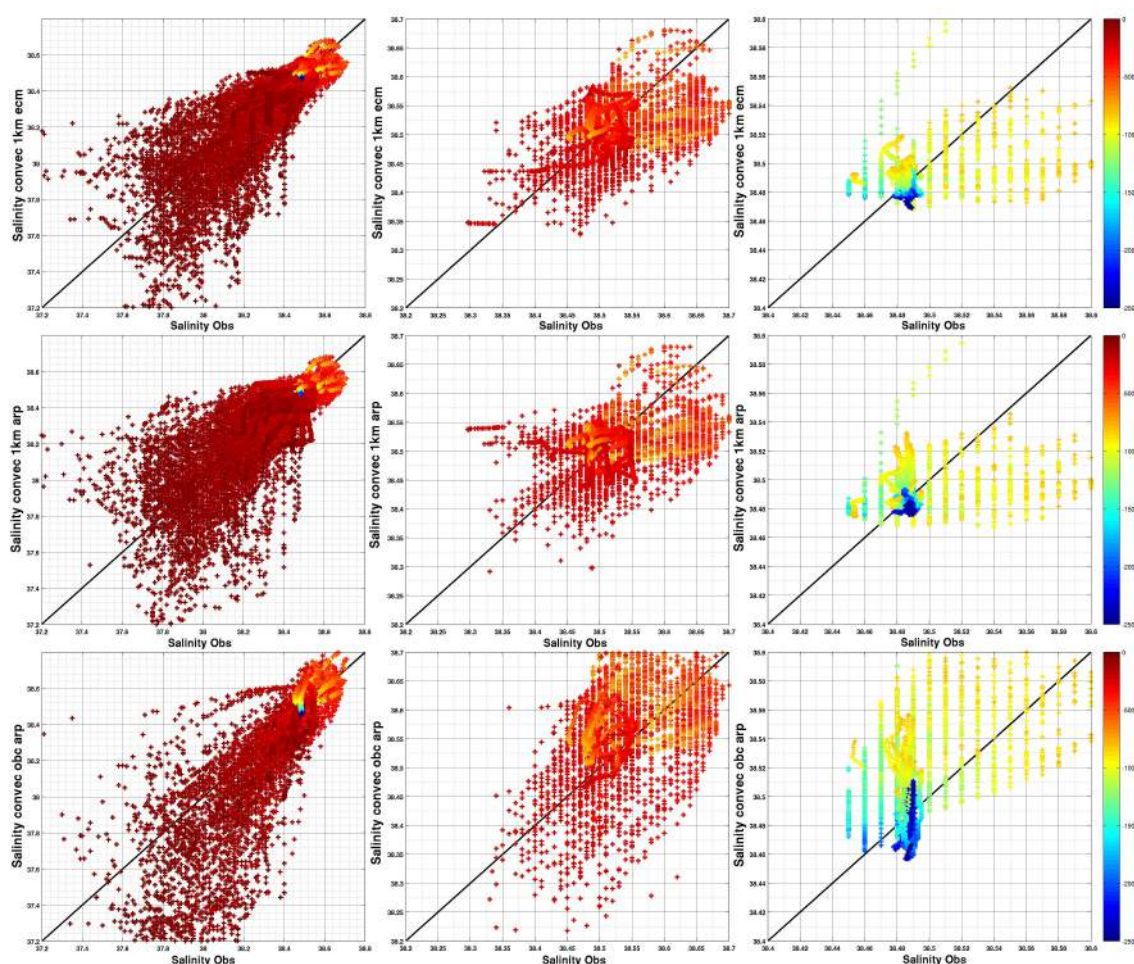


FIGURE A.1 – Comparaisons des valeurs de salinité observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations : (ligne du haut) Convec1kmEcm, (ligne du milieu) Convec1kmArp, (ligne du bas) ConvecObsArp sur (colonne de droite) toute la colonne d'eau, dans (colonne du milieu) une couche d'eau intermédiaire 200-600m et dans (colonne de gauche) une couche de fond 600m-fond.

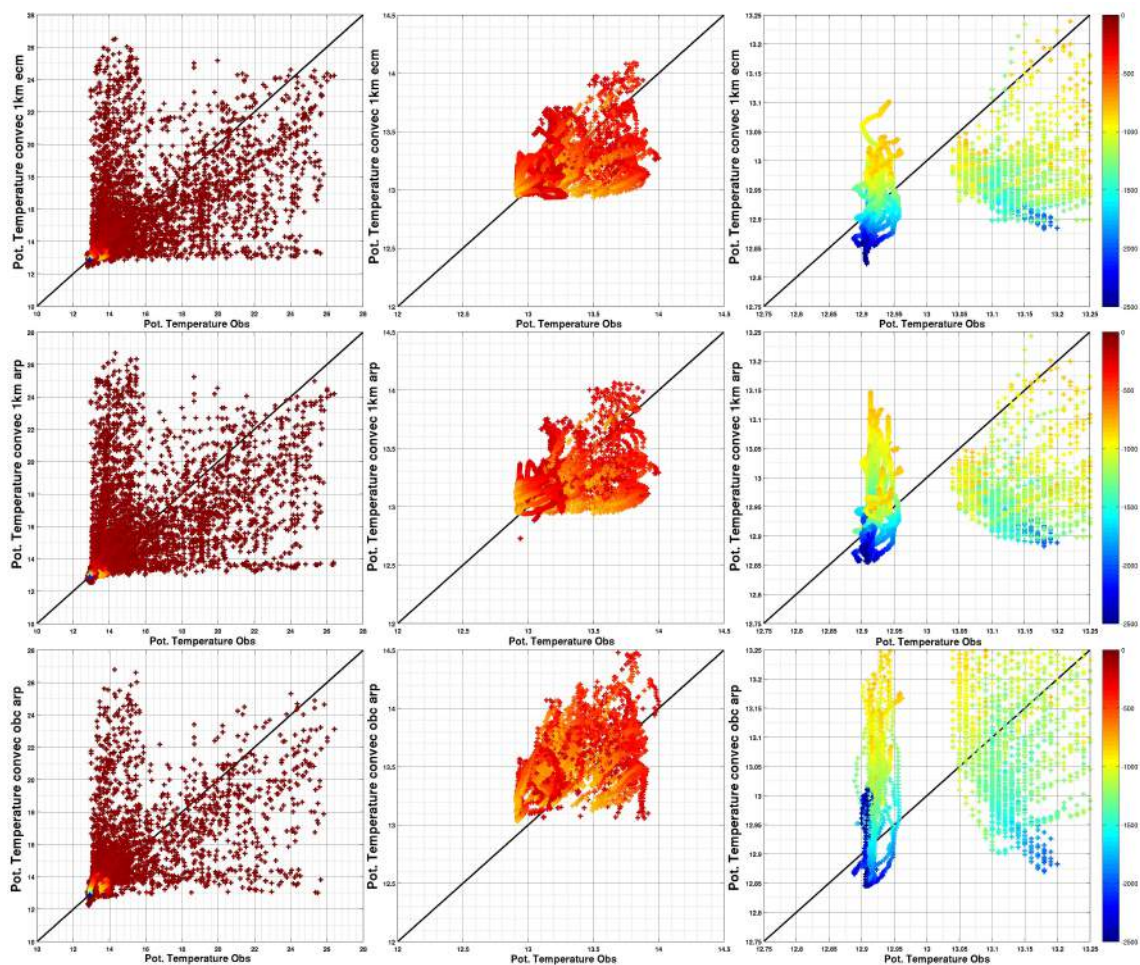


FIGURE A.2 – Comparaisons des valeurs de température potentielle observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations : (ligne du haut) Convec1kmEcm, (ligne du milieu) Convec1kmArp, (ligne du bas) ConvecObsArp sur (colonne de droite) toute la colonne d'eau, dans (colonne du milieu) une couche d'eau intermédiaire 200-600m et dans (colonne de gauche) une couche de fond 600m-fond.

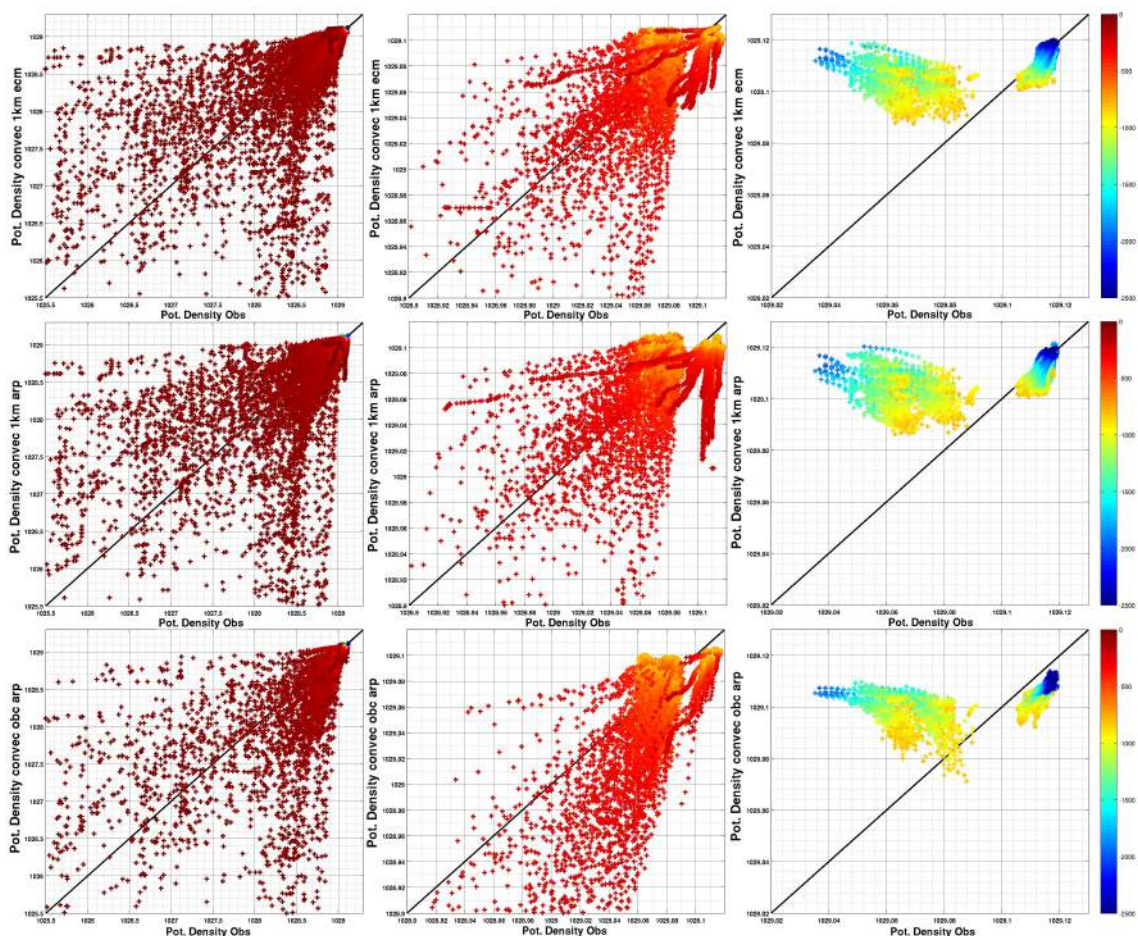


FIGURE A.3 – Comparaisons des valeurs de densité potentielle observées par les CTD CASCADE et les flotteurs profileurs ARGO par rapport à celles représentées par les différentes configurations : (ligne du haut) Convec1kmEcm, (ligne du milieu) Convec1kmArp, (ligne du bas) ConvecObsArp sur (colonne de droite) toute la colonne d'eau, dans (colonne du milieu) une couche d'eau intermédiaire 200-600m et dans (colonne de gauche) une couche de fond 600m-fond.

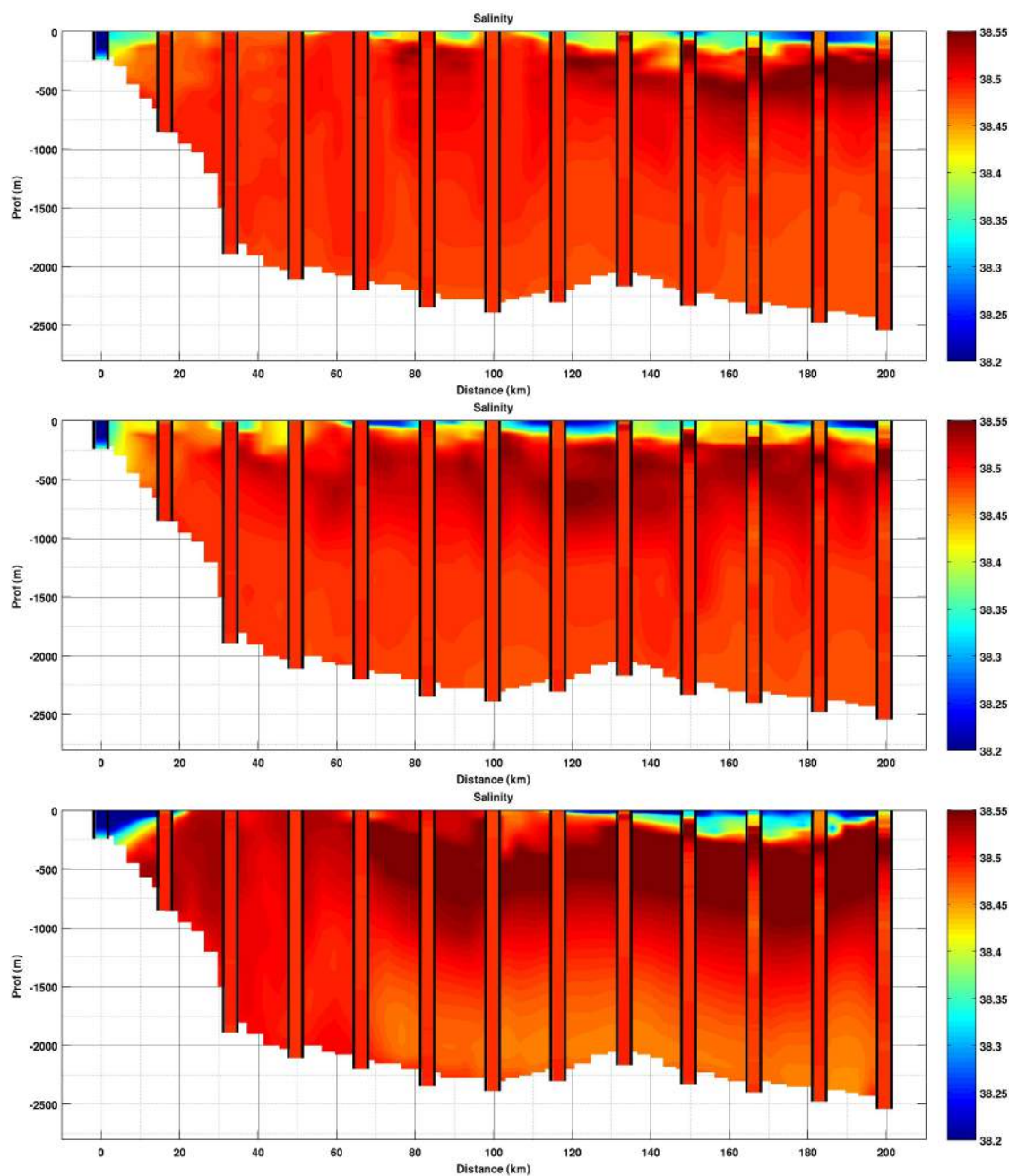


FIGURE A.4 – Comparaisons des valeurs de salinité observées pendant la radiale L de CASCADE avec celles modélisées par les configurations : (en haut) Convec1kmEcm, (au milieu) Convec1kmArp, (en bas) ConvecObcArp. Les profils CTD le long de la radiale sont superposés au champ de salinité modélisé et co-localisé.

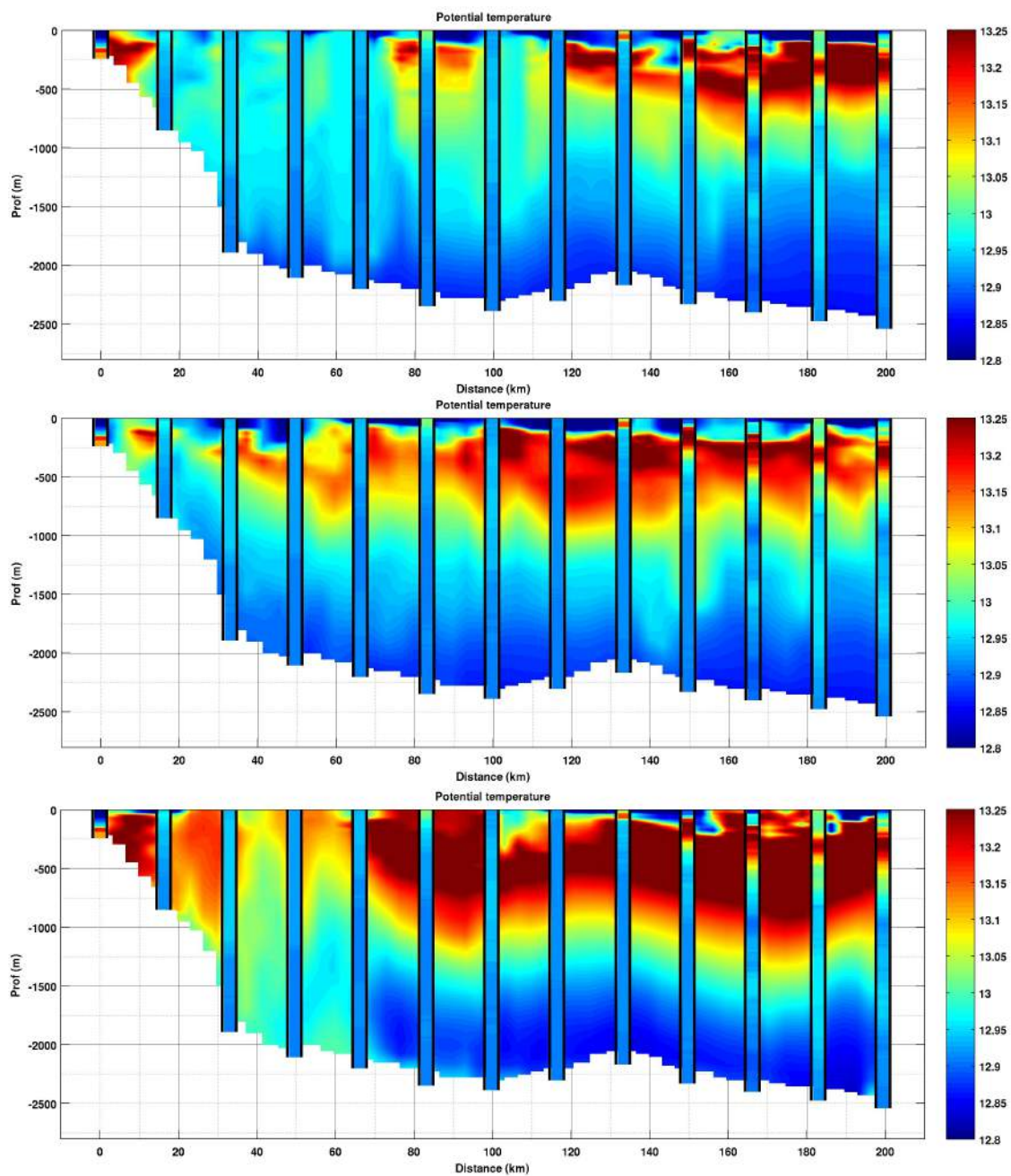


FIGURE A.5 – Comparaisons des valeurs de température potentielle observées pendant la radiale L de CASCADE avec celles modélisées par les configurations : (en haut) Convec1kmEcm, (au milieu) Convec1kmArp, (en bas) ConvecObsArp. Les profils CTD le long de la radiale sont superposés au champ de température potentielle modélisé et co-localisé.

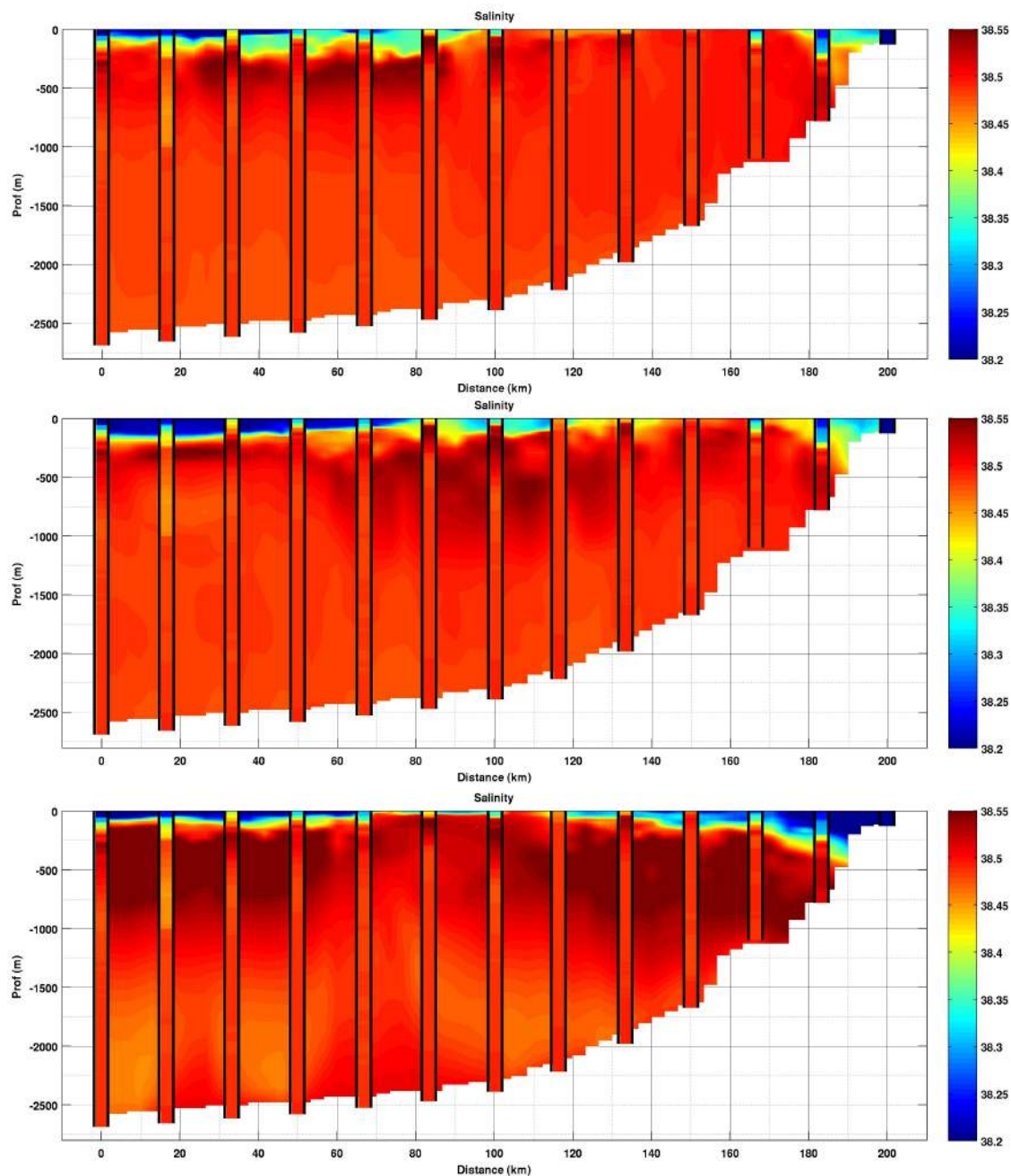


FIGURE A.6 – Comparaisons des valeurs de salinité observées pendant la radiale M de CASCADE avec celles modélisées par les configurations : (en haut) Convec1kmEcm, (au milieu) Convec1kmArp, (en bas) ConvecObsArp. Les profils CTD le long de la radiale sont superposés au champ de salinité modélisé et co-localisé.

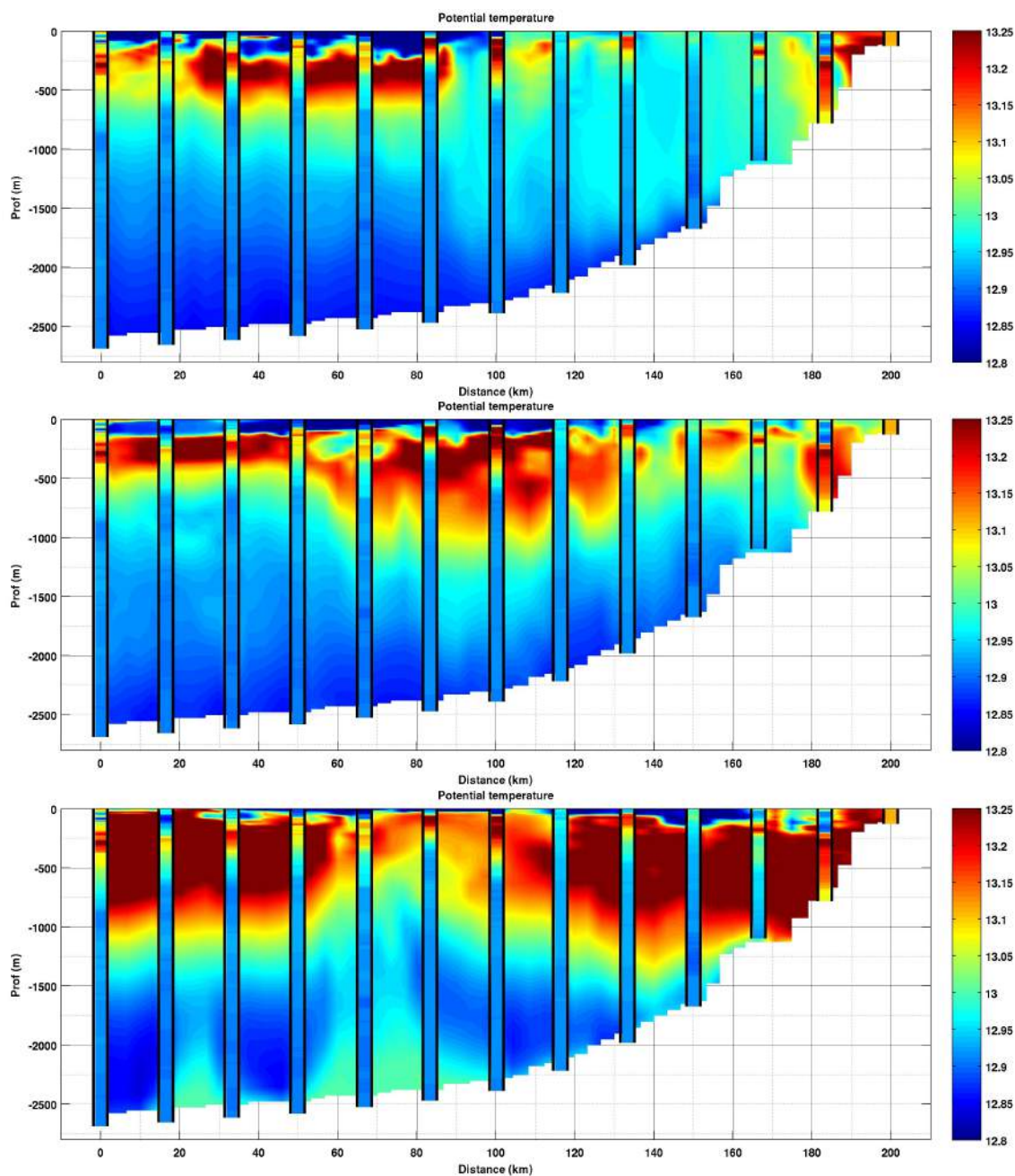


FIGURE A.7 – Comparaisons des valeurs de température potentielle observées pendant la radiale M de CASCADE avec celles modélisées par les configurations : (en haut) Convec1kmEcm, (au milieu) Convec1kmArp, (en bas) ConvecObsArp. Les profils CTD le long de la radiale sont superposés au champ de température potentielle modélisé et co-localisé.

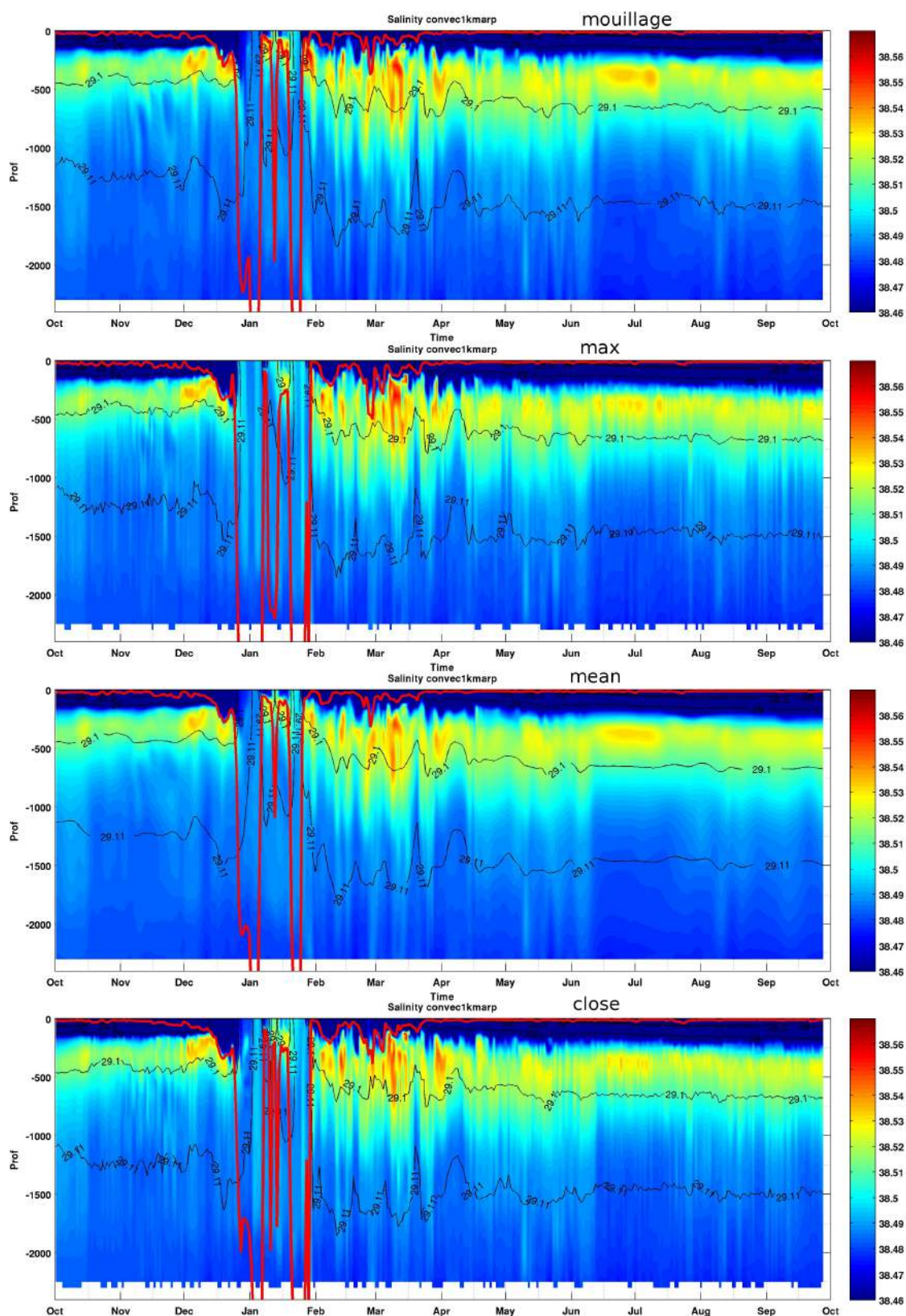


FIGURE A.8 – Proposition de comparaisons des données issues du mouillage avec la simulation Convec1kmArp prenant en compte la variabilité induite par la mésoéchelle. Les series temporelles de température potentielle sont représentées auxquelles sont superposés (ligne rouge) les profondeurs de la couche de mélange. Elles proviennent (de haut en bas) des observations, du profil modélisé présentant la couche de mélange la plus profonde dans un rayon de 5km autour du mouillage, du profil modélisé moyennant un rayon de 5km autour du mouillage et du profil modelisé présentant la MLD la plus proche de celle du mouillage.

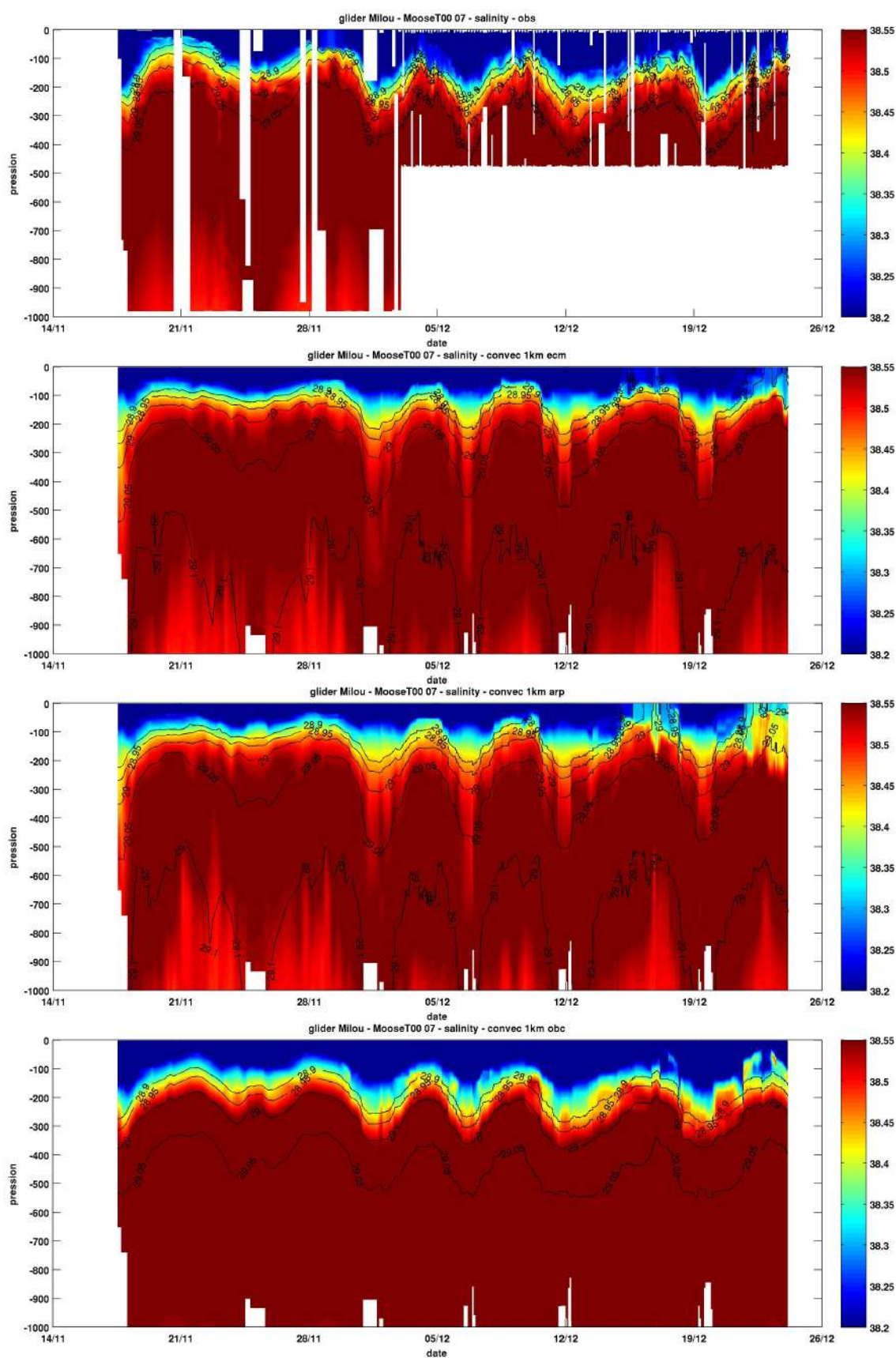


FIGURE A.9 – Section de salinité du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-07. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

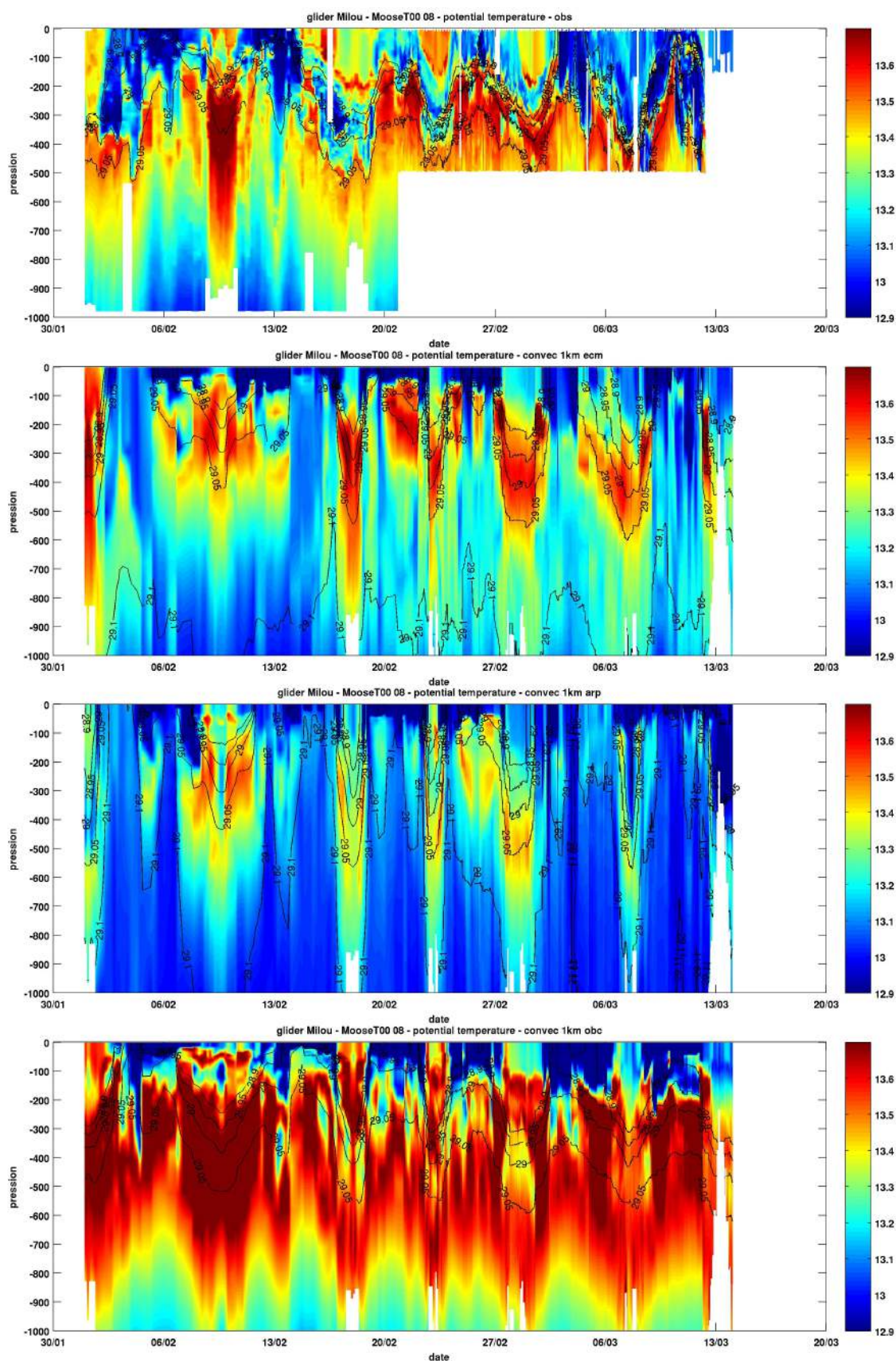


FIGURE A.10 – Section de température potentielle du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-08. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

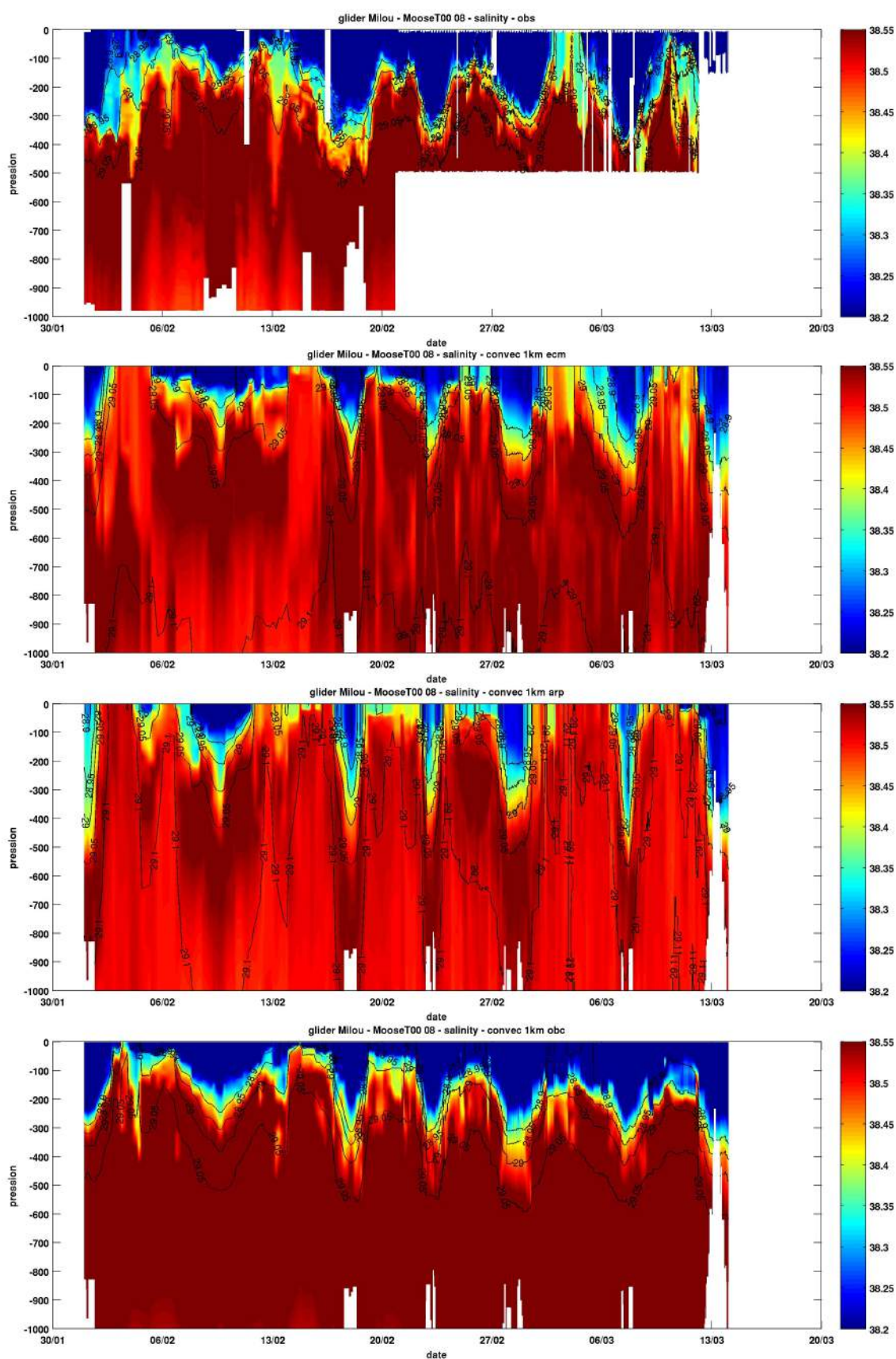


FIGURE A.11 – Section de salinité du glider Milou en mer Ligure pendant le déploiement Moose T00-08. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

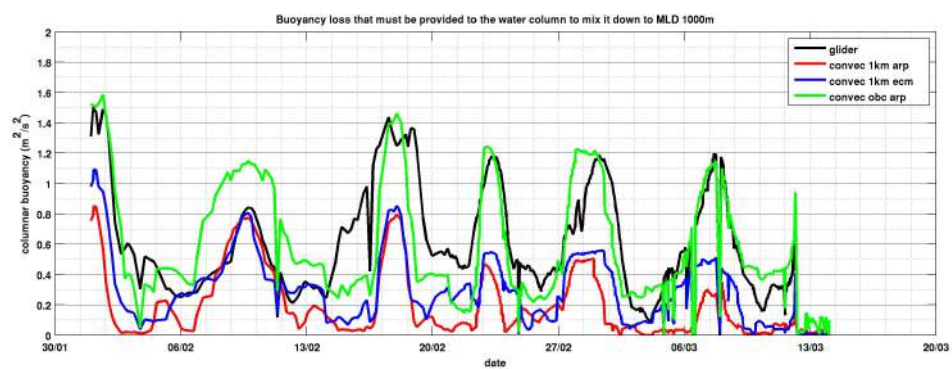


FIGURE A.12 – Flottabilité des 1000 premiers mètres de la colonne d'eau au niveau du glider Milou pendant le déploiement Moose T00-08 en mer Ligure.

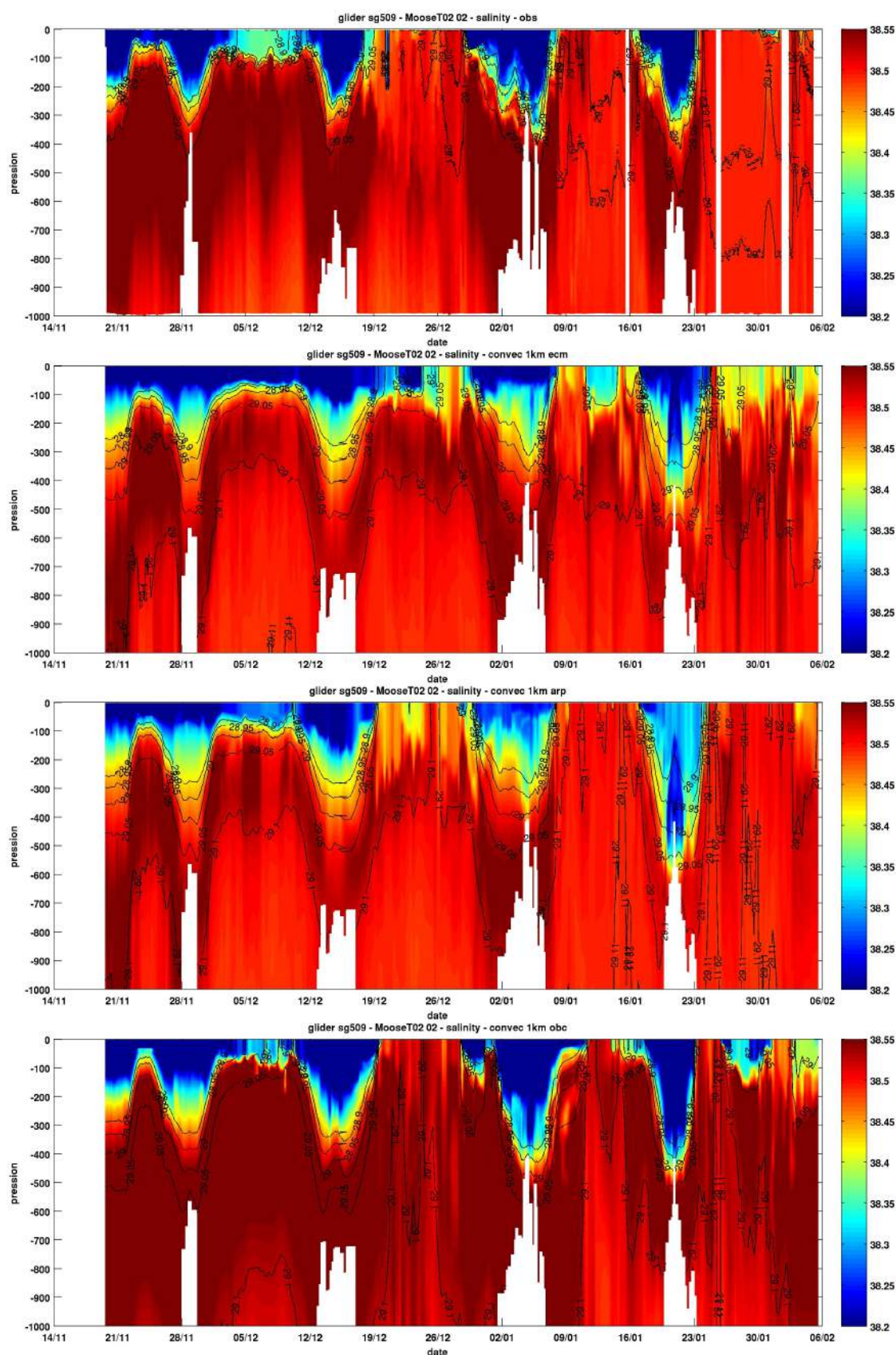


FIGURE A.13 – Section de salinité du glider SG509 au large du globe du Lion pendant le déploiement Moose T02-02. On représente (de haut en bas) les observations et les configurations Convec1kmEcm, Convec1kmArp et ConvecObcArp.

Annexe B

Etude de l'influence des événements extrêmes de perte de chaleur en surface sur la représentation de l'approfondissement de la couche de mélange dans un contexte de convection hivernale en Méditerranée Nord-Occidentale

Les flux de chaleur entre l'océan et l'atmosphère présentent une importante variabilité à haute fréquence temporelle. Ils font apparaître des événements extrêmes de type tempêtes pouvant atteindre des intensités supérieures à $900W/m^{-2}$ (4.1). L'étude de la circulation en Méditerranée Nord-Occidentale pendant l'hiver 2010-2011 à l'aide de la simulation Convec1kmArp (3.1) réalisée dans le chapitre 4 a montré que la convection profonde se déclenchait lors de l'un de ces événements, le 15 décembre 2010. Ils montrent la forte compétition qu'il existe dans la zone de convection en hiver entre les flux atmosphériques qui tendent à approfondir la couche de mélange et les processus restratifiants internes à l'océan. Chacun de ces pics de perte de flottabilité s'accompagne d'un approfondissement rapide de la couche de mélange, puis est suivi d'une restratification partielle. De manière à quantifier plus précisément leur influence, trois simulations sont réalisées :

- la première est la simulation de référence qui a servi à l'étude du chapitre 4. Le flux de chaleur est réaliste et provient de la simulation ARPERA. Son évolution journalière intégrée sur la zone de convection est représentée sur la figure B.1 (bleu).
- pour la deuxième simulation, le flux de chaleur a été modifié. L'année est divisée en deux phases : une phase hivernale allant du 10 octobre 2010 au 6 mars 2011 durant laquelle le flux est négatif et une phase estivale allant du 7 mars 2011 au 3 octobre 2011 durant laquelle le flux est positif. Pendant chacune de ces phases, le flux de chaleur est constant sur la zone de convection et est fixé de manière à ce qu'intégré sur la cette zone et dans le temps, la quantité de chaleur échangée entre l'océan et l'atmosphère soit la même que celle de la simulation de référence à la fin de chaque phase. Ainsi, le flux de chaleur est fixé à $-194.7W/m^{-2}$ pendant la phase hivernale et à $100.2W/m^{-2}$ pendant la phase estivale. Son évolution journalière intégrée sur la zone de convection est représentée sur la figure

B.1 (noir). Le flux d'eau est quand à lui inchangé.

- pour la troisième simulation, le flux est également modifié en suivant la même démarche que la deuxième simulation. Il est construit de manière à faire apparaître deux phases durant lesquelles il est constant sur tout le domaine de calcul (et non seulement sur la zone de convection). Son intensité est choisie de manière à ce que la quantité de chaleur échangée à la fin de chaque phase soit égale à celle échangée dans la simulation de référence. A la différence de la deuxième simulation, ce n'est pas le flux intégré sur la zone de convection qui sert de référence mais le flux intégré sur tout le domaine. Les intensités de ces flux sont légèrement plus faibles que celles de la simulation 2 : $-157.7W/m^{-2}$ pendant la phase hivernale et à $89.7W/m^{-2}$ pendant la phase estivale. Son évolution journalière intégrée sur la zone de convection est représentée sur la figure B.1 (rouge). Le flux d'eau est également inchangé.

Ces différents forçages impliquent différentes réponses de l'océan que nous quantifierons en terme de profondeur moyenne de la couche de mélange dans la zone de convection, de profondeur maximale atteinte par la couche de mélange dans cette zone et de volume de WMDW formés en surface (B.1).

Juqu'au 10 décembre 2010, la couche de mélange s'approfondit petit à petit et de manière similaire dans les trois simulations. A partir de cette date, la convection profonde s'initie dans la simulation de référence en raison du pic de perte de chaleur en surface. La couche de mélange s'approfondit alors très rapidement ($\sim 900m/jour$). Les simulations 2 et 3 montrent que l'approfondissement de la couche de mélange est plus lent en l'absence de ces événements. Dans la simulation 2, elle dépasse les 400m à partir du 29 décembre 2010 et à partir du 7 janvier 2011 dans la simulation 3. De plus, l'approfondissement se fait plus lentement (moins de $350m/jour$). On peut supposer que l'absence des pics laisse la possibilité aux processus de restratification de se développer. La convection profonde se met donc en place plus tardivement. En revanche, la couche de surface se densifie et sa stratification se dégrade de manière plus homogène. Ainsi, si les flux se maintiennent, la phase de convection profonde finit par s'installer sans que l'on n'observe de processus de restratification partielle, comme c'est le cas dans la simulation de référence.

On relève que les 3 simulations présentent un événement de restratification à la fin du mois de janvier 2011. Il est causé par un épisode de précipitation qui induit une baisse d'intensité du flux de flottabilité. En effet, les flux d'eau sont les mêmes dans les trois simulations.

Enfin, on peut apprécier les différences importantes produites par ces flux sur la production de nWMDW en surface. Le modèle montre une sur-production de 10% pour la simulation 2 et une sous-production de 13% pour la simulation 3 par rapport à la simulation de référence. Ces différences sont dues à la possibilité laissée aux processus de restratification de se développer ou non et cela dépend de l'intensité du flux de chaleur en surface.

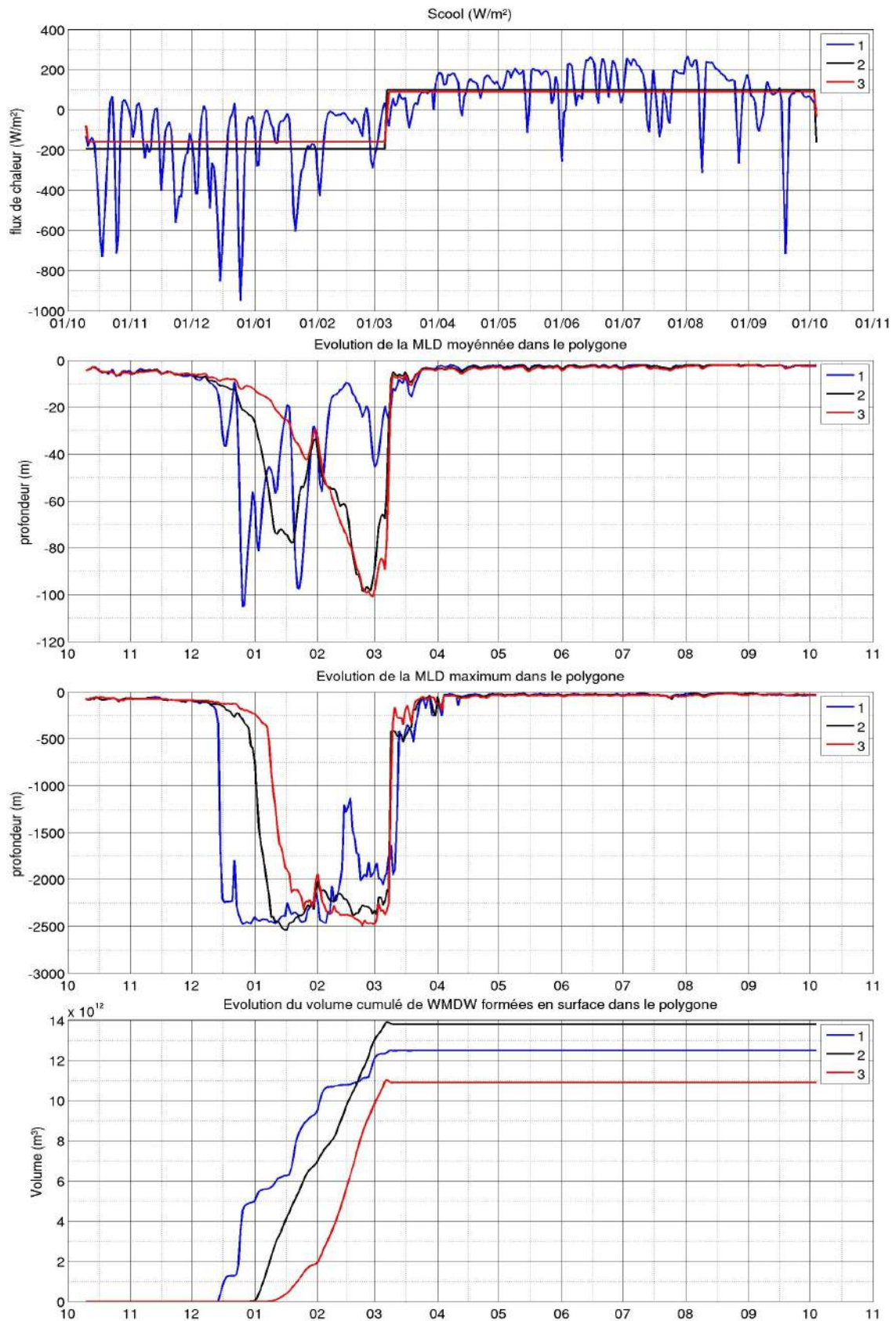


FIGURE B.1 – Evolution (de haut en bas) des flux de chaleur totaux moyennés spatialement Q_{tot} (W/m²), de la MLD moyenne, de la MLD maximum et du volume intégré de nWMDW ($\rho > 1029.1 \text{ kg.m}^{-3}$) formées en surface sous l'influence des flux atmosphériques dans la zone de convection pour les 3 simulations.

Annexe C

Taux de detrainement/entrainement en Méditerranée Nord-Occidentale à haute résolution spatiale pendant l'épisode de convection de l'hiver 2010-2011

Etant donné les vitesses verticales importantes induites par la submésoséchéelle, plusieurs auteurs ont montré qu'elle contribuait au transfert de propriétés entre la couche de surface de l'océan et l'intérieur au travers de la pycnocline (Giordani et al. [2005], Paci et al. [2007], Levy, M. [2008]). Ce transport joue un rôle important dans l'apport de nutriments pour la production planctonique en surface et les échanges entre l'atmosphère et l'océan profond. Le flux d'eau traversant la base de la couche de mélange vers la pycnocline s'appelle le detrainement. Le taux de detrainement instantané (Paci et al. [2007]) s'écrit :

$$D = - \left(\underbrace{w(-h)}_{\text{pompage vertical}} + \underbrace{u(-h) \cdot \nabla h}_{\text{induction lateral}} + \underbrace{\frac{\partial h}{\partial t}}_{\text{variation MLD}} \right)$$

où h représente la profondeur de la couche de mélange et w la vitesse verticale. Lorsque D est positif le flux est dirigé de la base de la couche de mélange vers la pycnocline et on parle effectivement de detrainement. A l'inverse, lorsque le flux d'eau est dirigé vers la couche de mélange, D est négatif et on parle d'entrainement. La configuration à haute résolution du modèle produit la dynamique de submésoséchéelle et les mouvements verticaux qu'elle induit. Elle peut donc permettre d'évaluer les flux traversant la pycnocline.

La simulation Convec1kmArp (4) présente une intense activité de submésoséchéelle et les vitesses verticales qu'elles développent. On peut donc supposer qu'elle joue un rôle dans le taux de detrainement. La figure C.1 représente l'évolution intégrée dans le temps de D et de ces différentes composantes dans la zone de convection. On remarque que le cycle annuel n'est pas fermé. On peut en déduire que la zone de convection telle que définie par le polygone 4.2 est une zone d'entrainement. En novembre 2011, l'entrainement cumulé sur l'année représente 140m. L'approfondissement de la couche de mélange dans cette zone de convection en hiver est la principale responsable de ce résultat. L'évolution de D est largement dominée par les variations de MLD. Cependant, le pompage vertical et l'advection horizontale jouent un rôle significatif et agissent très localement, principalement au niveau des fronts. A plus grande échelle, on peut décrire leur effet moyen. Avant l'épisode de convection, ils agissent dans des directions opposées. Intégrés sur la zone de convection, le pompage vertical est négatif (entrainement) alors que l'advection est positive (detrainement). Ils favorisent ainsi la densification de la couche de mélange.

Pendant la phase de convection profonde, ces deux composantes sont très actives. On note la forte variation négative de l'induction latérale qui résulte de l'advection dans la zone de convection d'une masse d'eau mélangée en amont du courant Nord (23 janvier 2011). Avec la baisse de l'activité de submésoséchelle à la fin de la convection, le taux de detrainement qu'elles induisent devient plus faible. La composante due aux vitesses verticales est faiblement positive ($\sim 1\text{ cm/jour}$) entre 10 mai 2011 et le 5 octobre 2011. Puis elle redevient légèrement négative pour atteindre une valeur cumulée sur l'année de -120 m le 30 octobre 2011. La composante due à l'induction latérale a quand à elle une participation nulle pendant l'été ; puis elle redevient positive à partir du 1 août 2011. Son detrainement cumulé sur l'année est de -41 m , en grande partie causée par l'évènement du 23 janvier 2011 où son taux atteint -20 m/jour .

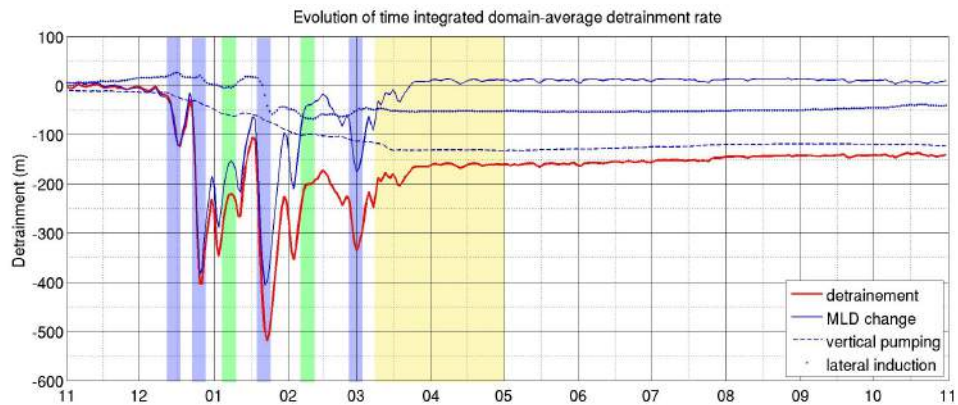


FIGURE C.1 – Evolution du (rouge) taux du detrainement moyenné sur la zone de convection et intégré dans le temps et de (bleu) ses différentes composantes : les variations de MLD, le pompage vertical et l'induction latérale.

Annexe D

SCVs de LIW en Méditerranée Nord Occidentale

En se basant sur la simulation SIMED étendue de la Méditerranée Nord-Occidentale, on peut observer la formation d'autres tourbillons de submésoséchelle que ceux décrit dans le chapitre 5.

A l'ouest de la Sardaigne, la LIW forme une veine qui s'écoule cycloniquement vers le Nord en suivant la pente continentale. Des échanges entre cette veine et l'intérieur du bassin Algérien et causés par une interaction avec les tourbillons Algériens de mésoéchelle ont été mis en évidence (Millot and Taupier-Letage [2005]). Testor and Gascard [2005] et Testor et al. [2005] montrent des décollements de la veine de LIW qui aboutissent à la formation de tourbillons barotropes appelés "tourbillons Sardes" qui se déplacent dans le bassin Algérien. Dans le bassin Nord-Occidental, Bosse et al. [2015], en utilisant des systèmes d'observations récents, montrent la présence de SCVs portant une importante signature de LIW dans leur cœur (fig. 5.3-a,b,c). Ils se formeraient au nord-ouest de la Sardaigne par détachement de la veine de LIW et participent ainsi à la propagation de la LIW dans le bassin. Ils ont donc une importance considérable en terme d'apport de chaleur et de sel et donc peuvent influencer le phénomène de convection profonde et les caractéristiques des masses d'eaux formées durant ces événements.

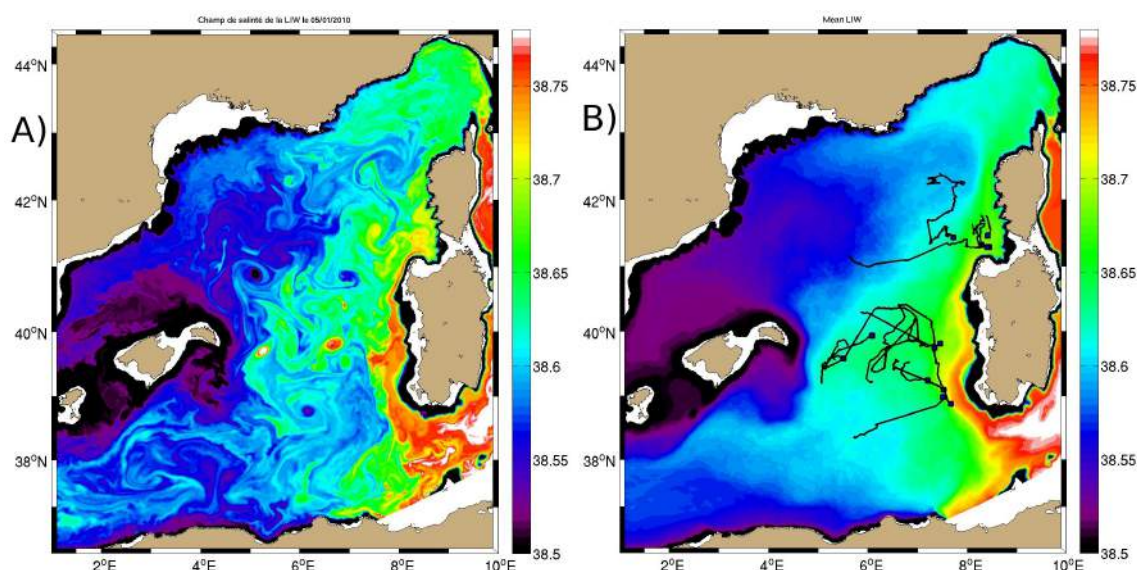


FIGURE D.1 – Champs de salinité de la LIW définis par le maximum de salinité entre -150m et -800m : (a) un champ instantané le 05/01/2010 et (b) le champ moyen sur les 3 années de simulation sur lequel sont superposés les trajectoires des tourbillons de LIW détectés (lignes noires).

La configuration SIMED étendue permet de simuler le champ de LIW pendant 3 années (2008, 2009, 2010). La figure D.1-b représente la distribution moyenne de la salinité de la LIW ; elle montre clairement la veine de LIW qui s'écoule le long de la pente continentale Sarde vers le Nord et caractérisée par une importante salinité ($\sim 38.73\text{‰}$). Au fur et à mesure de son parcours vers le nord, elle subit un phénomène d'érosion et voit sa salinité diminuer. La figure D.1-a montre un champ instantané de LIW le 05 janvier 2010. On peut y apprécier la forte variabilité spatiale que présente cette masse d'eau. On note la présence de lentilles de LIW plus ou moins marquées au milieu du bassin. Elles trahissent la présence de tourbillons de submésoséchelle de LIW. L'algorithme de détection et de suivi des tourbillons permet de mettre en évidence deux points privilégiés de décrochage de structures, toutes anticycloniques, de la veine de LIW.

Le premier est situé au coin sud-ouest de la Sardaigne. A cet endroit, l'interaction avec les tourbillons Algériens produit un décollement de la veine de LIW qui aboutit à la formation de tourbillons. Elle peut également produire la constitution de filaments qui s'enroulent autour du gyre et peuvent éventuellement s'organiser sous la forme d'un tourbillon au centre du bassin. Les trois ans de simulation permettent la génération de 8 tourbillons cohérents, c'est à dire ayant une durée de vie de plus d'un mois. Ils sont caractérisés par un coeur très marqué de LIW et jouent un rôle fondamental dans la dispersion de chaleur et de sel dans les couches intermédiaires du bassin Algérien. Une relativement forte valeur de salinité ($\sim 38.65\text{‰}$) peut être observée sur le champ moyen entre les îles Baléares et la Sardaigne (fig. D.1-b). Elle résulte de la formation de ces tourbillons appelés "tourbillons Sardes" (Testor and Gascard [2005], Testor et al. [2005]).

Le deuxième endroit important de génération de tourbillons de LIW est le coin nord-ouest de la Sardaigne. La forme de la côte permet la formation d'une zone de recirculation anticyclonique en aval de la corne de la Sardaigne qui est favorable à la formation de structures tourbillonnaires. On observe la génération de 4 tourbillons anticycloniques ayant une durée de vie de plus d'un mois durant les 3 années de simulation. Grâce à des considérations hydrologiques et dynamiques, Bosse et al. [2015] font de cette zone un endroit privilégié de formation des SCVs de LIW qu'ils ont pu observer en mer Ligure (fig. 5.3). Cependant, ils proposent que le taux de formation s'élève à une dizaine de tourbillons par année alors que notre simulation n'en montre qu'un peu plus de un. De plus, des tourbillons de LIW cohérents sont observés parfois loin de ce site de formation. Notre étude ne semble pas représenter correctement la conservation de ces structures qui se dissipent rapidement. Il est possible que cela soit la cause d'une trop forte érosion de la veine de LIW alors qu'elle s'écoule vers le nord le long de la pente continentale Sarde puis Corse.

Annexe E

Article soumis au Geophysical Research Letters : Modeling post convective submesoscale coherent vortices in the Mediterranean Sea

P. Damien¹, A. Bosse², P. Testor², P. Marsaleix¹, and C. Estournel¹

corresponding author : Pierre Damien, Laboratoire d'Aérodologie, Toulouse, France,
(pierre.damien@aero.obs-mip.fr)

¹ Laboratoire d'Aérodologie, UMR 5560, Université de Toulouse – CNRS, Toulouse, France

² LOCEAN, UMR 7159, CNRS-IRD-UPMC, MNHN, Paris, France

Abstract

For the first time, the formation of Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) during deep convection events is documented in a realistic high resolution (1 km) numerical simulation of the oceanic circulation in the north-western Mediterranean Sea. There are anticyclonic and cyclonic eddies presenting lifetimes exceeding one year and reflecting very slow diffusive processes between their core and the surroundings. The anticyclonic eddies are typical of SCVs observed in deep convection areas so far. They are characterized by a small radius (~5 km) and peak velocities of about 7cm/s located at great depth (~1500 m). The cyclonic vortex shows very similar characteristics, such as a high Rossby number (~0.3), but with a much more barotropic structure. These long-lived eddies are found to participate in the spreading of a significant proportion (~30%) of the newly formed deep waters and are of much importance for the ventilation of the deep basin.

Introduction

The northwestern Mediterranean Sea (Gulf of Lions area) is, with the Weddell, Labrador and Greenland Seas, known to be one of the few sites in the world where open-ocean deep convection can occur (Marshall and Schott [1999]). In all these places, the phenomenon is similar : during wintertime, intense dry, cold winds can blow over an area preconditioned by a basin-scale cyclonic circulation that lifts isopycnals toward the surface and facilitates the vertical mixing of the water column. These wind events induce particularly strong buoyancy losses at the surface, which progressively erode the stratification of the water column and lead to the deepening of the mixed layer depth (MLD) to great depths. The mixed patch, composed of the newly formed deep waters, breaks up by baroclinic instability (Gascard [1978]). The deep waters are thus laterally exchanged with the surrounding stratified environment, during the so-called spreading/restratification phase of the deep convection phenomenon (MEDOC-Group [1969]).

A significant proportion of the newly formed deep waters can be trapped within submesoscale eddies. Such eddies have been observed in the Greenland Sea (Gascard et al. [2002], Budeus et al. [2004]), the Labrador Sea (Pickart et al. [1996], Lilly et al. [2003]) and the Mediterranean Sea (Testor and Gascard [2003], Testor and Gascard [2006]) with similar characteristics. These so-called Submesoscale Coherent Vortices (SCVs) (McWilliams [1985]) are mostly anticyclonic with a singular vertical structure : a very homogeneous temperature-salinity layer associated with a lens-shaped isopycnal deformation and a weakly stratified core. Their horizontal size is often smaller than the first baroclinic deformation radius. They are qualified as coherent as they have been observed to survive for more than one year (Armi et al. [1988]).

To understand the formation and propagation of post convective eddies, numerical simulations have already been carried out in very idealized (Jones and Marshall [1993], Akitomo [2010] or more realistic but still simplified (Oliver et al. [2008]) configurations. Based on a simulation at very high resolution of a convective winter in the northwestern Mediterranean Sea using realistic bathymetry, initial oceanic conditions and air/sea fluxes for the first time, the present paper examines the spreading of the newly formed Western Mediterranean Deep Waters (nWMDW) by SCVs. More specifically, we describe a pair of eddies (a cyclone and an anticyclone), from their generation at the edge of the convective patch to their dissipation.

Method

We used the 3D ocean circulation model SYMPHONIE (Marsaleix et al. [2008], Marsaleix et al. [2009], Marsaleix et al. [2011], Marsaleix et al. [2012]) based on the primitive Navier-Stokes equations simplified by the hydrostatic and the Boussinesq approximations and solved on an Arakawa C grid. The model domain extended from the Balearic Sea to the Tyrrhenian Sea and thus encompassed a significantly larger region than only the deep convection zone (fig. E.1). The grid had 40 generalized σ -levels on the vertical. A horizontal resolution of 1 km was chosen, so the model could resolve sub- and mesoscale eddies. The internal deformation radius is only ~ 10 km in this area due to the low stratification (Testor and Gascard [2006]). Radiative, momentum, heat and salt fluxes at the air-sea interface were provided by the ALADIN-Climat model at 12 km horizontal resolution (Herrmann et al. [2011]). Initial conditions and the open boundary conditions were given by the NEMO model at $1/12^\circ$ (~ 7 km) resolution itself forced by ALADIN-Climat (Beuvier et al. [2012]). Realistic runoff of the 5 major rivers of the Gulf of Lions were prescribed based on observations (<http://www.hydro.eaufrance.fr>). The simulation started on January 2008 and was run for three years. In the present study, we focus on eddies formed during the deep convection events of winter 2008-2009. The model was allowed to spin up for one year and overtake transient processes.

The eddy detection and tracking algorithm developed by Nencioli et al. [2010] was applied

to daily-averaged model outputs. The algorithm was run on a specific isopycnal level ($\sigma_0 = 1029.1 \text{ kg.m}^{-3}$) approximately corresponding to the lowest values of density of the nWMDW. Eddies detected at this level have a rotational structure that extends into the deep waters layer and therefore potentially impact the transport of the nWMDW. Here, we focused on a pair of submesoscale vortices (a cyclone and an anticyclone) carrying nWMDW out of the convection area. These two vortices were well representative of all the other long-lived eddies formed just after the convective event of winter 2008-2009 and detected in the simulation by the eddy-tracking algorithm.

Results and discussion

Formation of two eddies of newly formed deep waters

From October 2008, the water column stability gradually weakened under the strong buoyancy loss imposed by the intense atmospheric cooling and evaporation. The mixed layer deepened progressively, reaching 2000m on February 11, 2009 (fig. E.2) and involving waters denser than the threshold of 1029.1 kg.m^{-3} . This happened after approximately 4 months of negative heat budget at the air-sea interface. Observations confirmed that the mixed layer reached ~2300 m depth during the winter of 2009 (Tamburini et al. [2013]). During this first active phase of mixing, a very sharp density front separated the mixed patch from the surrounding stratified waters. Isopycnals were almost vertical at the rim of the convection area and this front became baroclinically unstable. The mixed patch then started to break up. In E.2-b, corresponding to February 16, the front has already developed meanders of ~10 km wavelength with alternation of intense positive and negative relative vorticity patches ($|\zeta| = |dv/dx - du/dy| > 0.4f$, f being the planetary vorticity, (u,v) the north and east components of the current and (x,y) the geographic coordinates). The perturbation grew through the conversion of potential energy into horizontal kinetic energy. Figures E.2-c and E.2-d show that it led to the generation of cyclonic and anticyclonic vortices. This scenario is consistent with the idealized simulations of Akitomo [2010] describing the formation of eddies by baroclinic instability in a similar context. Once formed, these eddies propagate and transport, within their core, waters with characteristics similar to those of their formation site. Dynamical barriers efficiently isolate the core from the surrounding waters. Two of these eddies, hereafter labelled C for the cyclone and A for the anticyclone, are highlighted on Figures E.2-c and E.2-d. Their characteristics are detailed in the next sections.

Characteristics of the anticyclonic SCV

The formation of the anticyclonic eddy was consistent with the generation process described by McWilliams [1988], who described the diapycnal mixing followed by a geostrophic adjustment phase as a possible generation mechanism for anticyclonic SCVs. When baroclinic instability waves grew at the margin of the deep convection zone, parts of the mixed patch intruded into the stratified surroundings. The dynamical adjustment generated an anticyclonic circulation that further preserved the weak stratification of the fluid parcel and its low potential vorticity (PV). In the absence of forcing and dissipation, Ertel's potential vorticity defined as $\overrightarrow{\text{grad}}(\rho) \cdot (f \cdot \vec{z} + \vec{\zeta})$ is a Lagrangian conservative variable Ertel and Rossby [1949] where ρ is the density.

Figure 1 presents the trajectory of the anticyclone A during its lifetime of 339 days. It did not deviate more than 140 km from its starting point and was advected at a mean velocity of ~3.0 cm/s. A larger mesoscale anticyclonic eddy with a barotropic structure located to the east of the Balearic Islands prevented it from drifting southward. This larger eddy did not move much. This can be clearly seen from the annual mean velocity at 100m depth (Fig. E.1).

To describe the properties of the anticyclone A, west-east and south-north transects crossing

its core were averaged over its life time (Fig. E.3). The eddy had a mean radius of 6.5 km, a thickness of 2150 m and its core was located at 1450 m depth. The core center was defined by the depth at which isopycnals were flat while a downward (resp. upward) displacement of isopycnals with respect to the background stratification occurred below (resp. above) this depth. The core was weakly stratified with quite homogeneous characteristics of potential temperature (~ 12.88 °C, Figure 3.1a) and salinity (~ 38.46 , not shown). It was warmer ($+ 0.05$ °C) and saltier ($+0.012$) than its surroundings at the depth of its center, and this positive heat/salt anomaly was even more marked below ($+0.08$ °C, $+0.016$).

During its formation, a warm anomaly at 1800 m associated with a relative negative vorticity was clearly visible (Figures E.2-c and E.2-d). The temperature and salinity characteristics of its core were close to those of the newly formed deep waters eventually produced during the year in question but slightly warmer and saltier. This eddy was formed during the early stages of the deep mixing. At that time, the vertical mixing had not yet reached the bottom, although it had already completely mixed the warm and salty Levantine Intermediate Waters (LIW) characterized by a temperature/salinity maximum between 300 and 800 m depth.

The anticyclone A exhibited a remarkable lens-shaped density structure and a peak velocity V_{max} of 6.9 cm/s located at ~ 1500 m depth. It was characterized by a radius R of 6.5 km at which this peak velocity was observed. Its high vorticity corresponded to a Rossby number at its center ($Ro = \zeta/f$) of -0.23 on average over its whole lifetime. Such a high Rossby number, relatively close to unity, means that the eddy was not completely in geostrophic balance. The centrifugal force played a significant role in the eddy dynamical balance by decreasing the Coriolis force by nearly 10% to balance the pressure force. The eddy showed a local minimum of PV. Considering all these features, this anticyclonic submesoscale eddy qualifies as an SCV as described by McWilliams [1985] and its simulated dynamical characteristics make it very similar to SCVs observed in the Mediterranean Sea (Testor and Gascard [2006]).

A crucial aspect of these eddies is their long life time associated with very slow diffusion of their core properties. It makes SCVs particularly effective in transporting physical and biogeochemical tracers over long periods of time and long distances. The lifetime of the simulated SCV was about one year. This is consistent with the findings of Testor and Gascard [2003] and Testor and Gascard [2006], who, by using isobaric and quasi Lagrangian floats (RAFOS), were able to observe and follow such eddies in the Mediterranean Sea for more than 5 months or even a year and a half. Figure E.4 shows the slow evolution of the core properties of the anticyclone A at 1500 m depth. The core only loses 0.02 °C and 0.008 of salinity during its whole lifetime. Its radius remains stable at 6.5 km. However, the orbital velocity decreases by about 1 cm/s per month which progressively lowers its Rossby number (from 0.4 to 0.1). During a large part of its life, the subsurface eddy has no surface signature. However, after 5 months, surface currents appear (visible on the time-average velocities of Figure E.3). The barotropization of the eddy possibly results from interaction with the bottom or vertical diffusion and in a positive anomaly of the Sea Surface Height (SSH) of ~ 7 cm.

Furthermore, a drastic diminution of the eddy radius can be seen in late October (from 6.5 km to 4 km). This event was due to its interaction with a larger mesoscale anticyclone (previously mentioned) characterized by comparable relative vorticity ($\zeta = 0.32f$). McWilliams [1985] suggested that an SCV could survive an interaction with another flow if its vorticity dominates. We have seen that the vorticity of an SCV decreases during its lifetime, thus making it less and less able to resist external perturbations. The large anticyclone thus led to a drastic alteration of the dynamical structure of the SCV, which was nevertheless able to survive by diminishing its radius and so readjusting its Rossby number to a greater value. Finally, the SCV was destroyed 2.5 months later (about 11 months after its formation), when the horizontal currents became much more energetic in response to the initiation of the following convective event of winter 2009-2010. The SCV was not able to survive to the vertical mixing and the strong horizontal shear and strain during this period.

At the end of the convective event of 2008-2009, at least four additional anticyclonic eddies comparable to the one studied above could be identified (Fig.E.2-d) but none of them could be followed by the eddy-tracking algorithm for more than one month as they were rapidly destroyed by interactions with other dynamical structures.

Characteristics of the cyclonic SCV

Figure E.1 presents the trajectory of cyclone C, which is advected by the large scale circulation at a mean velocity of 3.5 cm/s like anticyclone A. The cyclone stayed in the same area as the anticyclone, bounded to the south by the large mesoscale barotropic anticyclone and to the north and the west by the continental slope. The cyclone dissipated 353 days after its formation. Time-average transects across the eddy are shown in Figure E.3-2.

The deep core of the eddy extending to the bottom of the ocean was weakly stratified. The eddy had a mean radius of 6.1 km and a thickness of about 2000 m. Its core, located near the seafloor, had a potential temperature of 12.80 °C and a salinity of 38.45, corresponding to the characteristics of the nWMDW eventually formed during the year in our simulation. These waters were colder and fresher than the waters forming the core of the anticyclone A. This is consistent with the origin of the cyclone C involving a deeper mixing of the water column : the warm/salty LIW was then mixed with a greater amount of less salty deep waters below. The cold anomaly seen at 1800 m depth was associated with a mixed layer depth greater than 2000 m during its formation (Figure E.2-d). It confirms that the water column at the origin of the cyclone C was completely mixed just before it formed. Under the action of intense buoyancy losses at the air-sea interface, the mixed layer progressively deepened. It eventually reached the bottom of the ocean (about 2300 m) in a narrow homogeneous column that developed a cyclonic circulation. In a second step, the surface fluxes mainly acted to cool this completely homogeneous water column. Finally, the dense water column collapsed and the cyclonic eddy started to become coherent and isolated from the surface. A doming of the isopycnals was noteworthy (uplift of ~800 m in deep layers) and looked similar to the cones of convected waters described by Send and Marshall [1995].

Compared to the anticyclonic SCV, the cyclonic eddy quickly gained a much more barotropic structure with a surface signature (negative anomaly of the SSH of ~-5 cm) which persisted during almost its whole lifetime. The mean orbital velocity of the eddy below the high stratified core (from - 400 m to the bottom) was 8.8 cm/s. Associated with a radius of 6.1 km, it corresponded to a high relative vorticity and a high Rossby number of 0.26. Its low PV core confirmed that it was formed during the wintertime deep convection. Like the anticyclonic SCV A, this cyclonic eddy remained very coherent for almost a year. Wandering close to the convective site throughout its lifetime, it dissipated in a similar way to the anticyclonic SCV, through interactions with strong currents when the next convective event of winter 2009-2010 started. As for anticyclone A, the horizontal scale of cyclone C was of the order of the internal deformation radius or slightly smaller below the thermocline and its aspect ratio was high unlike those of classical mesoscale eddies. This long-lived submesoscale cyclonic eddy can also be considered as an SCV.

Four more cyclonic vortices similar to C also formed after the convective event and were tracked by the algorithm. Their radii ranged between 5.5 and 6.5 km and their orbital velocities between 5.9 and 11.8 cm/s. Their average life time was 90 days. Compared to the cyclone C, these cyclonic vortices did not stay in the center of the basin and interacted much more with large-scale strong currents. They thus lived for shorter periods of time. Two of them were advected into the Northern Current (see pathway in Figure E.1). Their radius and core temperature and salinity remained stable (not shown) but their orbital velocity decreased rapidly (~9 cm/s per month). This corresponds to a momentum dissipation 9 times greater than for the other SCVs. This strong diffusion might have resulted from frictional effects due to strong interactions with the topography (continental slope and sea floor) and the intense Northern Current (Vandermeirsh et al. [2002]). As a result of these interactions, the eddies were finally dissipated and the volume of nWMDW they transported was then released in the Northern Current flowing toward the southern basin.

Spreading of newly formed deep waters and local preconditioning

Submesoscale coherent eddies are known to participate in the large scale spreading of the nWMDW toward the whole Western Mediterranean Sea (Testor and Gascard [2006]). The simulation discussed here is used to estimate this contribution during the particular winter of 2008-2009. First, we estimate the amount of the nWMDW as the volume that crosses the 1029.1 kg.m^{-3} isopycnal due to air-sea buoyancy fluxes using the method of Walin [1982] as done by Speer and Tziperman [1992] and Herrmann and Somot [2008]. This corresponds to a volume of $4.83 \cdot 10^3 \text{ km}^3$. The anticyclonic SCV A (respectively cyclonic SCV C) traps $1.57 \cdot 10^2 \text{ km}^3$ of nWMDW (respectively $1.55 \cdot 10^2 \text{ km}^3$) in its core, corresponding to $\sim 3.25\%$ of the total production (respectively $\sim 3.21\%$). If we consider the 10 SCVs detected by the eddy tracking algorithm just after the convective event, we suggest that $\sim 30\%$ of the nWMDW are exported out of the deep water formation zone in the cores of such submesoscale eddies. A grid with a 1km horizontal resolution seems to be able to correctly represent eddies with a minimum radius of 5 km. However, if nWMDW is, in fact, also transported within smaller eddies, this additional volume would not be taken into account in our estimation. So, the estimated 30% is probably a lower bound estimate for the volume of nWMDW transported within such coherent eddies.

The simulated SCVs are advected throughout the model domain for several months or even up to one year, until they collapse. This is consistent with observations by Testor and Gascard [2003] of eddies drifting southward and reaching the Algerian basin. A larger numerical domain extending to the southern basin with the same very high resolution would then be required to simulate this effect in a convenient way.

Lherminier et al. [1999] and Budeus et al. [2004] suggested that eddies staying in the convection zone could be preferential spots for the initiation of deep convection the next winter and act as local preconditioners. Based on the average density section of Figure E.3, we estimated the preconditioning effect of the anticyclonic SCV A (respectively cyclonic SCV C) by computing the columnar buoyancy at 2000m depth (Herrmann and Somot [2008]) : the buoyancy loss required to mix the initially stratified water column down to 2000 m depth. Compared to the surroundings, it was found to be decreased by 2.5% (resp. 12.1%) within the core of the anticyclonic SCV (resp. cyclonic SCV). This difference represents the buoyancy loss of a 1000 W/m^2 surface heat flux lasting for about one day, which is about the effect of an intense cooling event. In conclusion, SCVs could very well be important spots of the initiation of a new deep convection event even one year after their formation

Conclusions and perspectives

This study shows results of the first realistic numerical simulation able to generate SCVs having a lifetime of several months in a region of oceanic deep convection. This major breakthrough allows quantitative aspects related to the role of such eddies to be addressed. A significant proportion of newly formed deep waters is exported in the cores of such small eddies. Their formation is associated with convective events and the instability of the front bounding the mixed patch. Cyclonic SCVs would be linked to bottom-reaching convection, whereas anticyclonic SCVs would be generated by the geostrophic adjustment of mixed waters introduced into the stratified environment, when deep convection has still not reached the bottom.

In this simulation, these SCVs could export about 1/3 of the newly formed deep waters over large distances and during long periods of time. Even if they are small eddies, they had a great impact on the dynamics of the ventilation processes and deep waters dispersion. Due to their small scale, a high resolution (at least 1km) was required to resolve them. This is an issue for climate models that do not have sufficient resolution to represent them but do strongly need to properly simulate the ventilation of the ocean.

A first step towards parametrization of these processes could be to use a two-way nesting approach, with a very high resolution model for the deep convection area embedded in a coarser model. This would allow the integral effects of deep convection to be compared with twin, but low resolution, simulations on an interannual basin. However, sensitivity studies are necessary to address this point, as care must be taken with the domain definitions because, even if the high resolution nested model is able to create SCVs, they will dissipate artificially as soon as they are advected into the lower resolution model. Their dynamical role could thus be largely obliterated. The high resolution nested domain would need to be large enough to fully represent the deep convection phenomena and the advection of SCVs as far as necessary, if erroneous conclusions are to be avoided.

Acknowledgements : We would like to thank Dr. Beuvier and Mercator Ocean for Nemo-Med12 model outputs, Dr. Somot and Météo-France for Aladin model outputs, and Dr Nencioli for the eddy detection and tracking algorithm. This study was supported by ANR-11-MONU-005 (COMODO) and the PERSEUS project (European Union FP7 Grant Agreement 287600).

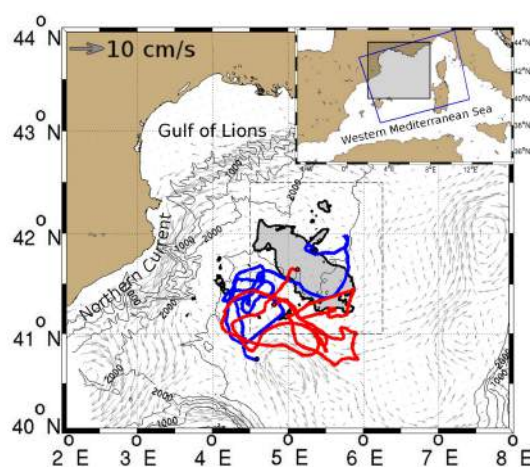


FIGURE E.1 – Bathymetric map of the Gulf of Lions. The area where deep convection occurs in the north-western Mediterranean Sea is indicated by the grey patch. It represents the area where the MLD is $> 1000\text{m}$ during winter 2008-2009. The trajectories of the two post convective anticyclone A (in blue) and cyclone C (in red) are drawn. The modeled annual average velocity field at 100 m depth is also represented by grey arrows. The dotted box sets the limits of the map presented in figure E.2. The insert delineates the modeling domain (big blue box) and the location of the map (small grey box).

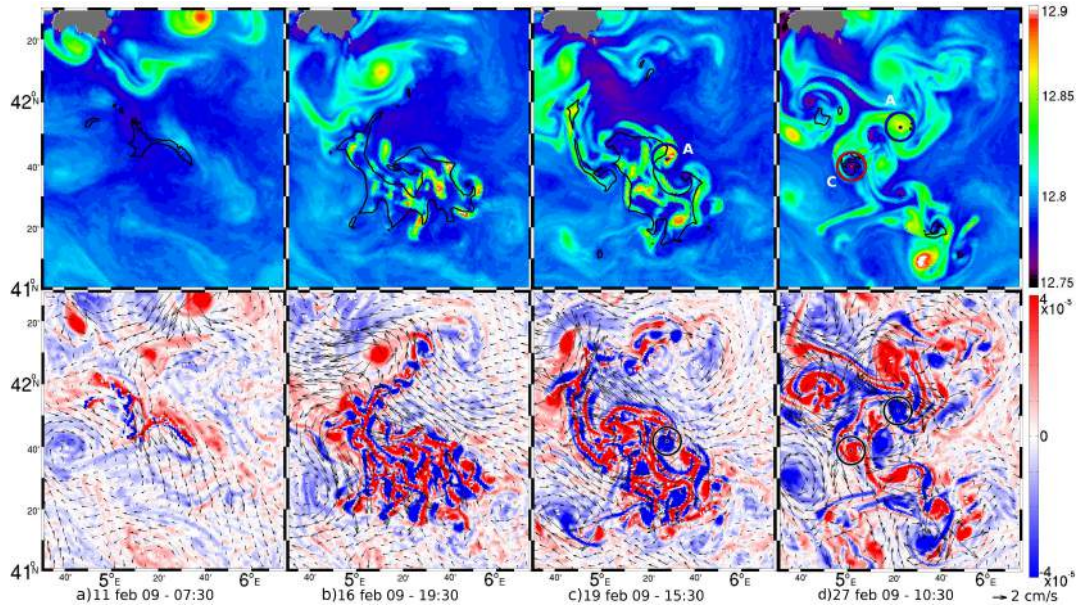


FIGURE E.2 – Temporal evolution at important stages of the formation of the eddies, with (top row) potential temperature at 1800 m depth and (bottom row) relative vorticity on isopycnal $\sigma_{0.0}=1029.1 \text{ kg.m}^{-3}$ and (grey arrows) velocity field. In the top row, (black line) the 2000 m mixed layer depth contour is superimposed. Circles represent (red) the cyclone labelled C and (blue) the anticyclone labelled A, described in greater detail. The grey shaded area shows where the bottom is above 1800 m.

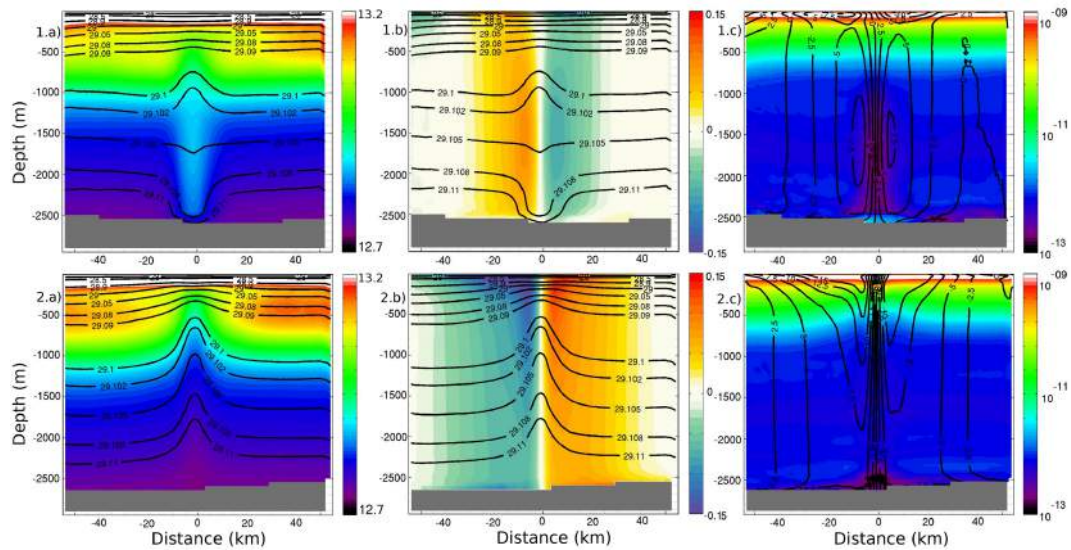


FIGURE E.3 – Zonal and meridional transects crossing the core of the anticyclone A (top row) and the cyclone C (bottom row) averaged over their life time : (a) Potential temperature, (b) orbital velocity with potential density contours and (c) the potential vorticity with orbital velocity contours. The grey shaded area shows the bathymetry.

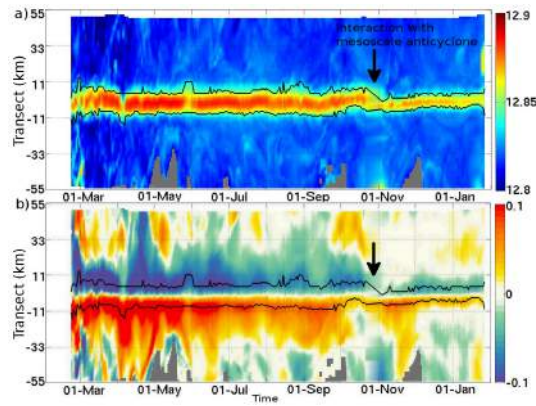


FIGURE E.4 – Hovmöller diagrams of (a) potential temperature and (b) orbital velocity from the average of the zonal and meridional transects crossing the core of the anticyclone A at 1500m depth. The black lines show the location of the maximum and minimum of the orbital velocities and are an indication of the eddy diameter at this depth.

Bibliographie

- Akitomo, K. (2010). Baroclinic instability and submesoscale eddy formation in weakly stratified oceans under cooling. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 115.
- Alberola, C., Millot, C., and Font, J. (1995). On the Seasonal and Mesoscale Variabilities of the Northern Current during the PRIMO-O Experiment in the Western Mediterranean-Sea. *Oceanologica Acta*, 18(2) :163–192.
- Arakawa, A. and Lamb, V. (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the ucla general circulation model. *Method in Comoutational Physics*, 17 :174–267.
- Armi, L., Hebert, D., Oakey, N., Price, J., Richardson, P., Rossby, H., and Ruddick, B. (1989). 2 Years in the Life of a Mediterranean Salt Lens. *Journal Of Physical Oceanography*, 19(3) :354–370.
- Armi, L., Hebert, D., Oakey, N., Price, J., Richardson, P., Rossby, T., and Ruddick, B. (1988). The History and Decay of a Mediterranean Salt Lens. *Nature*, 333(6174) :649–651.
- Auclair, F., Marsaleix, P., and De Mey, P. (2003). Space-time structure and dynamics of the forecast error in a coastal circulation model of the Gulf of Lions. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 36(4) :309–346.
- Auclair, F., Marsaleix, P., and Estournel, C. (2001). The penetration of the Northern Current over the Gulf of Lions (Mediterranean) as a downscaling problem. *Oceanologica Acta*, 24(6) :529–544.
- Auger, P. A., Diaz, F., Ulses, C., Estournel, C., Neveux, J., Joux, F., Pujo-Pay, M., and Naudin, J. J. (2011). Functioning of the planktonic ecosystem on the Gulf of Lions shelf (NW Mediterranean) during spring and its impact on the carbon deposition : a field data and 3-D modelling combined approach. *Biogeosciences*, 8(11) :3231–3261.
- Auger, P. A., Ulses, C., Estournel, C., Stemmann, L., Somot, S., and Diaz, F. (2014). Interannual control of plankton communities by deep winter mixing and prey/predator interactions in the NW Mediterranean : Results from a 30-year 3D modeling study. *Progress in Oceanography*, 124 :12–27.
- Ayoub, N., Le Traon, P., and De Mey, P. (1998). A description of the Mediterranean surface variable circulation from combined ERS-1 and TOPEX/POSEIDON altimetric data. *Journal of Marine Systems*, 18(1-3) :3–40.
- Barbosa Aguiar, A. C., Peliz, A., and Carton, X. (2013). A census of Meddies in a long-term high-resolution simulation. *Progress in Oceanography*, 116 :80–94.
- Barnier, B., Siefridt, L., and Marchesiello, P. (1995). Thermal Forcing for a Global Ocean Circulation model using a 3-Year Climatology of ECMWF analyses. *Journal of Marine Systems*, 6(4) :363–380.
- Benzohra, M. and Millot, C. (1995). Characteristics and circulation of the surface and intermediate water masses off Algeria. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 42(10) :1803–&.

- Bethoux, J., Gentili, B., Morin, P., Nicolas, E., Pierre, C., and Ruiz-Pino, D. (1999). The Mediterranean Sea : a miniature ocean for climatic and environmental studies and a key for the climatic functioning of the North Atlantic. *Progress in Oceanography*, 44(1-3) :131–146. International Conference on Progress in Oceanography of the Mediterranean Sea, ROME, ITALY, NOV 17-19, 1997.
- Bethoux, J., Gentili, B., Raunet, J., and Tailliez, D. (1990). Warming Trend in the Western Mediterranean Deep-Water. *Nature*, 347(6294) :660–662.
- Beuvier, J., Beranger, K., Lebeaupin Brossier, C., Somot, S., Sevault, F., Drillet, Y., Bourdalle-Badie, R., Ferry, N., and Lyard, F. (2012). Spreading of the Western Mediterranean Deep Water after winter 2005 : Time scales and deep cyclone transport. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 117.
- Blayo, E. and Debreu, L. (2005). Revisiting open boundary conditions from the point of view of characteristic variables. *Ocean Modelling*, 9(3) :231–252.
- Boccaletti, G., Ferrari, R., and Fox-Kemper, B. (2007). Mixed layer instabilities and restratification. *Journal Of Physical Oceanography*, 37(9) :2228–2250.
- Bosse, A., Testor, P., Mortier, L., and Houpert, L. (2014). Observations of anticyclonic and cyclonic SCVs : a case study in the Northwestern Mediterranean Sea. In *2014 EGU Conference - Session NP6.1/OS5.2*, number Poster B870, Vienna, Austria.
- Bosse, A., Testor, P., Mortier, L., Prieur, L., Taillandier, V., D'Ortenzio, F., and Coppola, L. (2015). Spreading of Levantine Intermediate Waters by Submesoscale Coherent Vortices in the Northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders. *Journal Of Geophysical Research*.
- Bougeault, P. and Lacarrere, P. (1989). Parametrization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. *Monthly Weather Review*, 117 :1872–1890.
- Bouzinac, C., Font, J., and Millot, C. (1999). Hydrology and currents observed in the channel of Sardinia during the PRIMO-1 experiment from November 1993 to October 1994. *Journal of Marine Systems*, 20(1-4) :333–355.
- Bryden, H., Candela, J., and Kinder, T. (1994). Exchange through the strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 33(3) :201–248.
- Budeus, G., Cisewski, B., Ronski, S., Dietrich, D., and Weitere, M. (2004). Structure and effects of a long lived vortex in the Greenland Sea. *Geophysical Research Letters*, 31(5).
- Campin, J. M., Hill, C., Jones, H., and Marshall, J. (2011). Super-parameterization in ocean modeling : Application to deep convection. *Ocean Modelling*, 36 :90–101.
- Capet, X. (2010). Upper Ocean Submesoscale frontal turbulence : manifestations, processes and effects. In *Eur-Oceans / Europôle mer conférence 2010*, Aber Wrac'h.
- Capet, X., Campos, E. J., and Paiva, A. M. (2008a). Submesoscale activity over the Argentinian shelf. *Geophysical Research Letters*, 35(15).
- Capet, X., McWilliams, J. C., Mokemaker, M. J., and Shchepetkin, A. F. (2008b). Mesoscale to submesoscale transition in the California current system. Part I : Flow structure, eddy flux, and observational tests. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(1) :29–43.
- Capet, X., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., and Shchepetkin, A. F. (2008c). Mesoscale to submesoscale transition in the California current system. Part II : Frontal processes. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(1) :44–64.
- Carpenter, J. R. and Timmermans, M. L. (2012). Deep mesoscale eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 39.

- Chassaing, P. (2010). *Mécanique des fluides - Elément d'un premier parcours - 3e édition revue et augmentée*. Cépaduès Editions.
- Chelton, D., DeSzoeke, R., Schlax, M., El Naggar, K., and Siwertz, N. (1998). Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. *Journal Of Physical Oceanography*, 28(3) :433–460.
- Chelton, D. B., Gaube, P., Schlax, M. G., Early, J. J., and Samelson, R. M. (2011a). The Influence of Nonlinear Mesoscale Eddies on Near-Surface Oceanic Chlorophyll. *Science*, 334(6054) :328–332.
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., and Samelson, R. M. (2011b). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2) :167–216.
- Conan, P., P. and Millot, C. C. (1995). Variability of the Northern Current off Marseilles, Western Mediterranean-Sea, from February to June 1992. *Oceanologica Acta*, 18(2) :193–205.
- Crépon, M., Wald, L., and Monget, J. (1982). Low-Frequency Waves in the Ligurian Sea during December 1977. *Journal Of Geophysical Research - Oceans and atmospheres*, 87(NC1) :595–600.
- Criado-Aldeanueva, F., Javier Soto-Navarro, F., and Garcia-Lafuente, J. (2012). Seasonal and interannual variability of surface heat and freshwater fluxes in the Mediterranean Sea : budgets and exchange through the Strait of Gibraltar. *International Journal Of Climatology*, 32(2) :286–302.
- Cushman-Roisin, Benoit, J.-M. B. (2011). *Introduction to physical fluid dynamics, physical and numerical aspects.*, volume 2. Elsevier.
- Dasaro, E. A. (1988). Generation of Submesoscale Vortices - A New Mechanism. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 93(C6) :6685–6693.
- de Madron, X., Zervakis, V., Theocharis, A., and Georgopoulos, D. (2005). Comments on "Cascades of dense water around the world ocean". *Progress in Oceanography*, 64(1) :83–90.
- Demirov, E. K. and Pinardi, N. (2007). On the relationship between the water mass pathways and eddy variability in the Western Mediterranean Sea. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 112(C2).
- Doglioli, A. M., Blanke, B., Speich, S., and Lapeyre, G. (2007). Tracking coherent structures in a regional ocean model with wavelet analysis : Application to Cape Basin eddies. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 112(C5).
- Dong, C., Lin, X., Liu, Y., Nencioli, F., Chao, Y., Guan, Y., Chen, D., Dickey, T., and McWilliams, J. C. (2012). Three-dimensional oceanic eddy analysis in the Southern California Bight from a numerical product. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 117.
- Dong, C., McWilliams, J. C., Liu, Y., and Chen, D. (2014). Global heat and salt transports by eddy movement. *Nature Communications*, 5.
- D'Ortenzio, F., Iudicone, D., Montegut, C., Testor, P., Antoine, D., Marullo, S., Santoleri, R., and Madec, G. (2005). Seasonal variability of the mixed layer depth in the Mediterranean Sea as derived from in situ profiles. *Geophysical Research Letters*, 32(12).
- Dossmann, Y., Auclair, F., and Paci, A. (2013). Topographically induced internal solitary waves in a pycnocline : Primary generation and topographic control. *Physics of fluids*, 25(6).
- Dufau-Julliand, C., Marsaleix, P., Petrenko, A., and Dekeyser, I. (2004). Three-dimensional modeling of the Gulf of Lion's hydrodynamics (northwest Mediterranean) during January 1999 (MOO-GLI3 Experiment) and late winter 1999 : Western Mediterranean Intermediate Water's (WIW's) formation and its cascading over the shelf break. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 109(C11).

- Durrieu de Madron, X., Guieu, C., Sempere, R., Conan, P., Cossa, D., D'Ortenzio, F., Estournel, C., Gazeau, F., Rabouille, C., Stemmann, L., Bonnet, S., Diaz, F., Koubbi, P., Radakovitch, O., Babin, M., Baklouti, M., Bancon-Montigny, C., Belviso, S., Bensoussan, N., Bonsang, B., Bouloubassi, I., Brunet, C., Cadiou, J.-F., Carlotti, F., Chami, M., Charmasson, S., Charriere, B., Dachs, J., Doxaran, D., Dutay, J.-C., Elbaz-Poulichet, F., Eleaume, M., Eyrolles, F., Fernandez, C., Fowler, S., Francour, P., Gaertner, J. C., Galzin, R., Gasparini, S., Ghiglione, J.-F., Gonzalez, J.-L., Goyet, C., Guidi, L., Guizien, K., Heimbuerger, L.-E., Jacquet, S. H. M., Jeffrey, W. H., Joux, F., Le Hir, P., Leblanc, K., Lefevre, D., Lejeusne, C., Leme, R., Loye-Pilot, M.-D., Mallet, M., Mejanelle, L., Melin, F., Mellon, C., Merigot, B., Merle, P.-L., Migon, C., Miller, W. L., Mortier, L., Mostajir, B., Mousseau, L., Moutin, T., Para, J., Perez, T., Petrenko, A., Poggiale, J.-C., Prieur, L., Pujo-Pay, M., Pulido-Villena, Raimbault, P., Rees, A. P., Ridame, C., Rontani, J.-F., Pino, D. R., Sicre, M. A., Taillandier, V., Tamburini, C., Tanaka, T., Taupier-Letage, I., Tedetti, M., Testor, P., Thebault, H., Thouvenin, B., Touratier, F., Tronczynski, J., Ulses, C., Van Wambeke, F., Vantrepotte, V., Vaz, S., Verney, R., and Grp, M. (2011). Marine ecosystems' responses to climatic and anthropogenic forcings in the Mediterranean. *Progress in Oceanography*, 91(2) :97–166.
- Durrieu de Madron, X., Houpert, L., Puig, P., Sanchez-Vidal, A., Testor, P., Bosse, A., Estournel, C., Somot, S., Bourrin, F., Bouin, M. N., Beauverger, M., Beguery, L., Calafat, A., Canals, M., Cassou, C., Coppola, L., Dausse, D., D'Ortenzio, F., Font, J., Heussner, S., Kunesch, S., Lefevre, D., Le Goff, H., Martin, J., Mortier, L., Palanques, A., and Raimbault, P. (2013). Interaction of dense shelf water cascading and open-sea convection in the northwestern Mediterranean during winter 2012. *Geophysical Research Letters*, 40(7).
- Echevin, V., Crepon, M., and Mortier, L. (2003). Simulation and analysis of the mesoscale circulation in the northwestern Mediterranean Sea. *Annales Geophysicae*, 21(1, 2) :281–297.
- Ertel, H. and Rossby, C. (1949). A new Conservation Theorem of Hydrodynamics. *Geofiscia pura e applicata*, (Milano) :189–193.
- Estournel, C., Bosc, E., Bocquet, M., Ulses, C., Marsaleix, P., Winiarek, V., Osvath, I., Nguyen, C., Duhaut, T., Lyard, F., Michaud, H., and Auclair, F. (2012). Assessment of the amount of cesium-137 released into the Pacific Ocean after the Fukushima accident and analysis of its dispersion in Japanese coastal waters. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 117.
- Estournel, C., Broche, P., Marsaleix, P., Devenon, J., Auclair, F., and Vehil, R. (2001). The Rhone river plume in unsteady conditions : Numerical and experimental results. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, 53(1) :25–38.
- Estournel, C., de Madron, X., Marsaleix, P., Auclair, F., Julliand, C., and Vehil, R. (2003). Observation and modeling of the winter coastal oceanic circulation in the Gulf of Lion under wind conditions influenced by the continental orography (FETCH experiment). *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 108(C3).
- Estournel, C., Kondrachoff, V., Marsaleix, P., and Vehil, R. (1997). The plume of the Rhone : Numerical simulation and remote sensing. *Continental Shelf Research*, 17(8) :899–&.
- Estournel, C., Zervakis, V., Marsaleix, P., Papadopoulos, A., Auclair, F., Perivoliotis, L., and Tragou, E. (2005). Dense water formation and cascading in the Gulf of Thermaikos (North Aegean), from observations and modelling. *Continental Shelf Research*, 25(19-20) :2366–2386.
- Flexas, M., de Madron, X., Garcia, M., Canals, M., and Arnau, P. (2002). Flow variability in the Gulf of Lions during the MATER HFF experiment (March-May 1997). *Journal of Marine Systems*, 33 :197–214.
- Flierl, G. (1979). Simple-Model for the Structure of Warm and Cold Core Rings. *Journal Of Geophysical Research - Oceans and atmospheres*, 84(NC2) :781–785.
- Font, J. (1987). The Path of the Levantine Intermediate Water to the Alboran Sea. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 34(10) :1745–1755.

- Font, J., Puig, P., Salat, J., Palanques, A., and Emelianov, M. (2007). Sequence of hydrographic changes in NW Mediterranean deep water due to the exceptional winter 2005. *Scientia Marina*, 71(2) :339–346.
- Fox-Kemper, B. and Ferrari, R. (2008). Parameterization of mixed layer eddies. Part II : Prognosis and impact. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(6) :1166–1179.
- Fox-Kemper, B., Ferrari, R., and Hallberg, R. (2008). Parameterization of mixed layer eddies. Part I : Theory and diagnosis. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(6) :1145–1165.
- Fuda, J., Etiope, G., Millot, C., Favali, P., Calcara, M., Smriglio, G., and Boschi, E. (2002). Warming, salting and origin of the Tyrrhenian Deep Water. *Geophysical Research Letters*, 29(19).
- Fuda, J., Millot, C., Taupier-Letage, I., Send, U., and Bocognano, J. (2000). XBT monitoring of a meridian section across the western Mediterranean Sea. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 47(11) :2191–2218.
- Gaillard, F., Gascard, J., and Klein, P. (2000). A methodology for assessing the postconvection mesoscale dynamics in the Gulf of Lion from composite datasets. *Journal Of Physical Oceanography*, 30(12) :3113–3133.
- Gascard, J. (1978). Mediterranean deep water formation, baroclinic eddies and ocean eddies. *Oceanologica Acta*, 1 :311–315.
- Gascard, J., Watson, A., Messias, M., Olsson, K., Johannessen, T., and Simonsen, K. (2002). Long-lived vortices as a mode of deep ventilation in the Greenland Sea. *Nature*, 416(6880) :525–527.
- Gaspar, P., Gregoris, Y., and Lefevre, J. (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. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 95(C9) :16179–16193.
- Gasparini, G., Ortona, A., Budillon, G., Astraldi, M., and Sansone, E. (2005). The effect of the Eastern Mediterranean Transient on the hydrographic characteristics in the Strait of Sicily and in the Tyrrhenian Sea. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 52(6) :915–935.
- Gasparini, G., Zodiatis, G., Astraldi, M., Galli, C., and Sparnocchia, S. (1999). Winter intermediate water lenses in the Ligurian Sea. *Journal of Marine Systems*, 20(1-4) :319–332.
- Gatti, J., Petrenko, A., Devenon, J.-L., Leredde, Y., and Ulses, C. (2006). The Rhone river dilution zone present in the northeastern shelf of the Gulf of Lion in December 2003. *Continental Shelf Research*, 26(15) :1794–1805.
- Geernaert, G. L. and Plant, W. J. (1990). *Surface Waves and Fluxes : Current Theory*.
- Gelderloos, R., Katsman, C. A., and Drijfhout, S. S. (2011). Assessing the Roles of Three Eddy Types in Restratifying the Labrador Sea after Deep Convection. *Journal Of Physical Oceanography*, 41(11) :2102–2119.
- Gill, A.E. (1982). *Atmosphere-Ocean dynamics*. academic press edition.
- Giordani, H., Caniaux, G., Prieur, L., Paci, A., and Giraud, S. (2005). A 1 year mesoscale simulation of the northeast Atlantic : Mixed layer heat and mass budgets during the POMME experiment. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 110(C7).
- Herbert, G., Ayoub, N., Marsaleix, P., and Lyard, F. (2011). Signature of the coastal circulation variability in altimetric data in the southern Bay of Biscay during winter and fall 2004. *Journal of Marine Systems*, 88(2) :139–158.

- Herrmann, M., Diaz, F., Estournel, C., Marsaleix, P., and Ulses, C. (2013). Impact of atmospheric and oceanic interannual variability on the Northwestern Mediterranean Sea pelagic planktonic ecosystem and associated carbon cycle. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 118(10) :5792–5813.
- Herrmann, M., Sevault, F., Beuvier, J., and Somot, S. (2010). What induced the exceptional 2005 convection event in the northwestern Mediterranean basin ? Answers from a modeling study. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 115.
- Herrmann, M., Somot, S., Calmanti, S., Dubois, C., and Sevault, F. (2011). Representation of spatial and temporal variability of daily wind speed and of intense wind events over the Mediterranean Sea using dynamical downscaling : impact of the regional climate model configuration. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 11(7) :1983–2001.
- Herrmann, M., Somot, S., Sevault, F., Estournel, C., and Deque, M. (2008). Modeling the deep convection in the northwestern Mediterranean Sea using an eddy-permitting and an eddy-resolving model : Case study of winter 1986-1987. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 113(C4).
- Herrmann, M. J. and Somot, S. (2008). Relevance of ERA40 dynamical downscaling for modeling deep convection in the Mediterranean Sea. *Geophysical Research Letters*, 35(4).
- Heussner, S., de Madron, X. D., Calafat, A., Canals, M., Carbonne, J., Delsaut, N., and Saragoni, G. (2006). Spatial and temporal variability of downward particle fluxes on a continental slope : Lessons from an 8-yr experiment in the Gulf of Lions (NW Mediterranean). *Marine Geology*, 234(1–4) :63 – 92. {EUROSTRATAFORM} VOL. 1 : Source to Sink Sedimentation on the European Margin.
- Hogg, N. (1973). The preconditioning phase of MEDOC 1969, II, Topographic effects. *Deep-Sea Research*, 20 :449–459.
- Hoskins, B. (1982). The Mathematical-Theory of Frontogenesis. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14 :131–151.
- Houpert, L., Durrieu de Madron, X., Bosse, A., and Mortier, L. (2014a). High Resolution Monitoring of Deep Water Formations in the Northwestern Mediterranean over the recent period (2007-2012). In *2014 Ocean Sciences Meeting*, number Session : 156, Poster : 2145, Honolulu, USA.
- Houpert, L., Testor, P., de Madron, X. D., Somot, S., D'ortenzio, F., Estournel, C., and Lavigne, H. (2014b). Seasonal cycle of the upper-ocean heat rate in the Mediterranean Sea : an observational approach. *Progress in Oceanography*.
- Hristova, H. G., Kessler, W. S., McWilliams, J. C., and Molemaker, M. J. (2014). Mesoscale variability and its seasonality in the Solomon and Coral Seas. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 119(7) :4669–4687.
- Ikeda, M. (1982). A Simple-Model of Subsurface Mesoscale Eddies. *Journal Of Geophysical Research - Oceans and atmospheres*, 87(NC10) :7925–7931.
- Jackett, D. R., McDougall, T. J., Feistel, R., Wright, D. G., and Griffies, S. M. (2006). Algorithms for density, potential temperature, conservative temperature, and the freezing temperature of seawater. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 23(12) :1709–1728.
- Jones, H. and Marshall, J. (1993). Convection with rotation in a neutral ocean - a study of open-ocean deep convection. *Journal Of Physical Oceanography*, 23(6) :1009–1039.
- Jones, H. and Marshall, J. (1997). Restratification after deep convection. *Journal Of Physical Oceanography*, 27.
- Juza, M., Renault, L., Ruiz, S., and Tintore, J. (2013). Origin and pathways of Winter Intermediate Water in the Northwestern Mediterranean Sea using observations and numerical simulation. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 118(12) :6621–6633.

- Katsman, C. A., M.A., S., and Pickart, R. (2004). Boundary Current Eddies and their Role in the Restratification of the Labrador Sea. *Journal Of Physical Oceanography*, 34 :67–83.
- Killworth, P. (1979). On chimney formation in the ocean. *Journal Of Physical Oceanography*, 9 :531–554.
- Klein, B., Roether, W., Manca, B., Bregant, D., Beitzel, V., Kovacevic, V., and Luchetta, A. (1999). The large deep water transient in the Eastern Mediterranean. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 46(3) :371–414.
- Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S., and Sasaki, H. (2008). Upper ocean turbulence from high-resolution 3D simulations. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(8) :1748–1763.
- Klein, P. and Lapeyre, G. (2009). The Oceanic Vertical Pump Induced by Mesoscale and Submesoscale Turbulence. *Annual Review of Marine Science*, 1 :351–375.
- Klein, P., Lapeyre, G., Roulet, G., Le Gentil, S., and Sasaki, H. (2011). Ocean turbulence at meso and submesoscales : connection between surface and interior dynamics. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 105(4-5, SI) :421–437. 2nd International Conference on High-Reynolds Number Vortex Interactions, Brest, FRANCE, AUG 31-SEP 02, 2009.
- Kolmogorov, A. (1941). Dissipation of Energy in locally isotropic turbulence. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 32 :19–21.
- Lacombe, H., Gascard, J., Gonella, J., and Bethoux, J. (1981). Response of the Mediterranean to the Water and Energy Fluxes across its Surface, on Seasonal And Interannual Scales. *Oceanologica Acta*, 4(2) :247–255.
- Lacombe, H., Tchernia, P., and Gamberoni, L. (1985). Variable Bottom Water in the Western Mediterranean Basin. *Progress in Oceanography*, 14(1-4) :319–338.
- Lapeyre, G. and Klein, P. (2006). Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasi-geostrophy theory. *Journal Of Physical Oceanography*, 36(2) :165–176.
- Lascaratos, A. (1993). Estimation of Deep and Intermediate Water Mass Formation Rates in the Mediterranean-Sea. *Deep-Sea Research Part II-Topical Studies in Oceanography*, 40(6) :1327–1332.
- Lascaratos, A. and Nittis, K. (1998). A high-resolution three-dimensional numerical study of intermediate water formation in the Levantine Sea. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 103(C9) :18497–18511.
- Lascaratos, A., Roether, W., Nittis, K., and Klein, B. (1999). Recent changes in deep water formation and spreading in the eastern Mediterranean Sea : a review. *Progress in Oceanography*, 44(1-3) :5–36. International Conference on Progress in Oceanography of the Mediterranean Sea, ROME, ITALY, NOV 17-19, 1997.
- Leaman, K. and Schott, F. (1991). Hydrographic Structure of the Convection Regime in the Gulf of Lions - Winter 1987. *Journal Of Physical Oceanography*, 21(4) :575–598.
- Lee, M., Coward, A., and Nurser, A. (2002). Spurious diapycnal mixing of the deep waters in an eddy-permitting global ocean model. *Journal Of Physical Oceanography*, 32(5) :1522–1535.
- Legg, S. and McWilliams, J. (2001). Convective modifications of a geostrophic eddy field. *Journal Of Physical Oceanography*, 31(4) :874–891.
- Lellouche, J. M., Le Galloudec, O., Drevillon, M., Regnier, C., Greiner, E., Garric, G., Ferry, N., Desportes, C., Testut, C. E., Bricaud, C., Bourdalle-Badie, R., Tranchant, B., Benkiran, M., Drillet, Y., Daudin, A., and De Nicola, C. (2013). Evaluation of global monitoring and forecasting systems at Mercator Ocean. *Ocean Science*, 9(1) :57–81.

- Levy, M., Klein, P., and Treguier, A. (2001). Impact of sub-mesoscale physics on production and subduction of phytoplankton in an oligotrophic regime. *Journal of Marine Research*, 59(4) :535–565.
- Levy, M. (2008). The modulation of biological production by oceanic mesoscale turbulence. *Transport and mixing in geophysical flows*, pages 219–261.
- Lherminier, P., Gascard, J., and Quadfasel, D. (1999). The Greenland Sea in Winter 1993 and 1994 : preconditioning for deep convection. *Deep-Sea Research Part II-Topical Studies in Oceanography*, 46(6-7) :1199–1235.
- Lilly, J. and Rhines, P. (2002). Coherent eddies in the Labrador Sea observed from a mooring. *Journal Of Physical Oceanography*, 32(2) :585–598.
- Lilly, J., Rhines, P., Schott, F., Lavender, K., Lazier, J., Send, U., and D'Asaro, E. (2003). Observations of the Labrador Sea eddy field. *Progress in Oceanography*, 59(1) :75–176.
- Lopez Garcia, M., Millot, C., Font, J., and Garcialadona, E. (1994). Surface Circulation Variability in the Balearic Basin. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 99(C2) :3285–3296.
- Lorenz, E. N. (1954). Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *TELLUS VII*.
- Madec, G., Chartier, M., Delecluse, P., and Crepon, M. (1991). A 3-Dimensional Numerical Study of Deep-Water Formation in the Northwestern Mediterranean-Sea. *Journal Of Physical Oceanography*, 21(9) :1349–1371.
- Madec, G., Delecluse, P., Imbard, M., and Lévy, C. (1998). *OPA 8.1 - Ocean General Circulation Model Reference Manual*. Institut Pierre Simon Laplace - LODYC.
- Marchesiello, P., Debreu, L., and Couvelard, X. (2009). Spurious diapycnal mixing in terrain-following coordinate models : The problem and a solution. *Ocean Modelling*, 26(3-4) :156–169.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Duhaut, T., Estournel, C., Nguyen, C., and Ulses, C. (2012). Alternatives to the Robert-Asselin filter. *Ocean Modelling*, 41 :53–66.
- Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C. (2006). Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 23(11) :1604–1613.
- Marsaleix, P., Auclair, F., and Estournel, C. (2009). Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models : The seamount test revisited. *Ocean Modelling*, 30(2-3) :169–177.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Estournel, C., Nguyen, C., and Ulses, C. (2011). An accurate implementation of the compressibility terms in the equation of state in a low order pressure gradient scheme for sigma coordinate ocean models. *Ocean Modelling*, 40(1) :1–13.
- Marsaleix, P., Auclair, F., Floor, J. W., Herrmann, M. J., Estournel, C., Pairaud, I., and Ulses, C. (2008). Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*, 20(1) :61–89.
- Marsaleix, P., Estournel, C., Kondrachoff, V., and Vehil, R. (1998). A numerical study of the formation of the Rhone River plume. *Journal of Marine Systems*, 14(1-2) :99–115.
- Marshall, J. and Schott, F. (1999). Open-ocean convection : Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, 37(1) :1–64.
- Maxworthy, T. and Narimousa, S. (1994). Vortex generation by convection in a rotating fluid. *Ocean Modelling*, 92 :1007–1008.
- McDougall, T., Jackett, D., Wright, D., and Feistel, R. (2003). Accurate and computationally efficient algorithms for potential temperature and density of seawater. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20(5) :730–741.

- McGillicuddy, D., Anderson, L., Doney, S., and Maltrud, M. (2003). Eddy-driven sources and sinks of nutrients in the upper ocean : Results from a 0.1 degrees resolution model of the North Atlantic. *Global Biogeochemical Cycles*, 17(2).
- McWilliams, J. C., J. (1988). Vortex Generation Through Balanced Adjustment. *Journal Of Physical Oceanography*, 18(8) :1178–1192.
- McWilliams, J. C. (1985). Submesoscale, Coherent Vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, 23(2) :165–182.
- McWilliams, J. C. (2008). *The Nature and Consequences of Oceanic Eddies, in Ocean Modeling in an Eddying Regime*. American Geophysical Union, Washington, D. C.
- MEDOC-Group (1969). Observations of formation of deep-water in the Mediterranean Sea. *Nature*, 227 :1037–1040.
- Mellor, G.L. (2004). *User guide for A Three Dimensional Primitive Equation, Numerical Ocean Model*. Program in Atmospheric and Oceanic Sciences, Princeton University.
- Merckelbach, L., Smeed, D., and Griffiths, G. (2010). Vertical Water Velocities from Underwater Gliders. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(3) :547–563.
- Mertens, C. and Schott, F. (1998). Interannual variability of deep-water formation in the northwestern Mediterranean. *Journal Of Physical Oceanography*, 28(7) :1410–1424.
- Michaud, H., Leredde, Y., Estournel, C., Berthebaud, E., and Marsaleix, P. (2013). Modelling and in-situ measurements of intense currents during a winter storm in the Gulf of Aigues-Mortes (NW Mediterranean Sea). *Comptes Rendus Geoscience*, 345(9-10) :361–372.
- Michaud, H., Marsaleix, P., Leredde, Y., Estournel, C., Bourrin, F., Lyard, F., Mayet, C., and Ardhuin, F. (2012). Three-dimensional modelling of wave-induced current from the surf zone to the inner shelf. *Ocean Science*, 8(4) :657–681.
- Millot, C. (1999). Circulation in the Western Mediterranean Sea. *Journal of Marine Systems*, 20(1-4) :423–442.
- Millot, C. (2009). Another description of the Mediterranean Sea outflow. *Progress in Oceanography*, 82(2) :101–124.
- Millot, C. (2013). Levantine Intermediate Water characteristics : an astounding general misunderstanding ! *Scientia Marina*, 77(2) :217–232.
- Millot, C., Benzohra, M., and Taupier-Letage, I. (1997). Circulation off Algeria inferred from the Mediprod-5 current meters. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 44(9-10) :1467–&.
- Millot, C. and Taupier-Letage, I. (2005). Additional evidence of LIW entrainment across the Algerian subbasin by mesoscale eddies and not by a permanent westward flow. *Progress in Oceanography*, 66(2-4) :231–250.
- Millot, C. (1991). Mesoscale and Seasonal Variabilities of the Circulation in the Western Mediterranean. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 15(3-5) :179–214. Symp at the 14th General Assembly of the European Geophysical SOC - The Mediterranean Basin : A Case Study for General Circulation, Mesoscale Dynamics and Convection, Barcelona, Spain, Mar, 1989.
- Mounier, F., Echevin, V., Mortier, L., and Crepon, M. (2005). Analysis of the mesoscale circulation in the occidental Mediterranean Sea during winter 1999-2000 given by a regional circulation model. *Progress in Oceanography*, 66(2-4) :251–269.

- Nencioli, F., Dong, C., Dickey, T., Washburn, L., and McWilliams, J. C. (2010). A Vector Geometry-Based Eddy Detection Algorithm and Its Application to a High-Resolution Numerical Model Product and High-Frequency Radar Surface Velocities in the Southern California Bight. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(3) :564–579.
- Nittis, K. and Lascaratos, A. (1998). Diagnostic and prognostic numerical studies of LIW formation. *Journal of Marine Systems*, 18(1-3) :179–195.
- Okubo, A. (1970). Horizontal dispersion of floatable particles in vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Research*, 17 :445–454.
- Oliver, K. I. C., Eldevik, T., Stevens, D. P., and Watson, A. J. (2008). A Greenland Sea Perspective on the Dynamics of Postconvective Eddies. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(12) :2755–2771.
- Ovchinnikov, I. and Plakhin, E. (1984). Formation of Mediterranean Intermediate Water in the Rhodes Cyclonical Gyre. *Okeanologiya*, 24(3) :417–420.
- Paci, A., Caniaux, G., Giordani, H., Levy, M., Prieur, L., and Reverdin, G. (2007). A high-resolution simulation of the ocean during the POMME experiment : Mesoscale variability and near surface processes. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 112(C4).
- Pairaud, I. L., Auclair, F., Marsaleix, P., Lyard, F., and Pichon, A. (2010). Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the Bay of Biscay. Part 2 : Baroclinic tides. *Continental Shelf Research*, 30(3-4) :253–269.
- Paluszkievicz, T., Garwood, R., and Denbo, D. (1994). Deep convective plumes in the ocean. *Oceanography*, 7 :37–44.
- Penven, P., Halo, I., Pous, S., and Marie, L. (2014). Cyclogeostrophic balance in the Mozambique Channel. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 119(2) :1054–1067.
- Perkins, H. and Pistek, P. (1990). Circulation in the Algerian Basin during June 1986. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 95(C2) :1577–1585.
- Pickart, R., Smethie, W., Lazier, J., Jones, E., and Jenkins, W. (1996). Eddies of newly formed upper Labrador Sea water. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 101(C9) :20711–20726.
- Pinot, J. and Ganachaud, A. (1999). The role of winter intermediate waters in the spring-summer circulation of the Balearic Sea - 1. Hydrography and inverse box modeling. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 104(C12) :29843–29864.
- Pinot, J.-M., Tintore, J., and Gomis, D. (1995). Multivariate analysis of the surface circulation in the Balearic Sea. *Progress in Oceanography*, 36(4) :343–376.
- Rixen, M., Beckers, J., Levitus, S., Antonov, J., Boyer, T., Maillard, C., Fichaut, M., Balopoulos, E., Iona, S., Dooley, H., Garcia, M., Manca, B., Giorgetti, A., Manzella, G., Mikhailov, N., Pinardi, N., and Zavatarelli, M. (2005). The Western Mediterranean Deep Water : A proxy for climate change. *Geophysical Research Letters*, 32(12).
- Robinson, A.R. (1983). *Eddies in Marine Science*. Springer.
- Rubio, A., Barnier, B., Jorda, G., Espino, M., and Marsaleix, P. (2009). Origin and dynamics of mesoscale eddies in the Catalan Sea (NW Mediterranean) : Insight from a numerical model study. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 114.
- Sammari, C., Millot, C., and Prieur, L. (1995). Aspects of Time Seasonal and Mesoscale Variabilities of the Northern Current in the Western Mediterranean-Sea inferred from the PROLIG-2 and PROS-S Experiments. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 42(6) :893–917.

- Sammarì, C., Millot, C., Taupier-Letage, I., Stefani, A., and Brahim, M. (1999). Hydrological characteristics in the Tunisia-Sardinia-Sicily area during spring 1995. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 46(10) :1671–1703.
- Schott, F. and Leaman, K. (1991). Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion. *Journal Of Physical Oceanography*, 21(4) :558–574.
- Schott, F., Visbeck, M., Send, U., Fischer, J., Stramma, L., and Desaubies, Y. (1996). Observations of deep convection in the Gulf of Lions, northern Mediterranean, during the winter of 1991/92. *Journal Of Physical Oceanography*, 26(4) :505–524.
- Schroeder, K., Gasparini, G. P., Tangherlini, M., and Astraldi, M. (2006). Deep and intermediate water in the western Mediterranean under the influence of the Eastern Mediterranean Transient. *Geophysical Research Letters*, 33(21).
- Schroeder, K., Josey, S. A., Herrmann, M., Grignon, L., Gasparini, G. P., and Bryden, H. L. (2010). Abrupt warming and salting of the Western Mediterranean Deep Water after 2005 : Atmospheric forcings and lateral advection. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 115.
- Schroeder, K., Ribotti, A., Borghini, M., Sorgente, R., Perilli, A., and Gasparini, G. P. (2008). An extensive western Mediterranean deep water renewal between 2004 and 2006. *Geophysical Research Letters*, 35(18).
- Send, U., Font, J., Krahmann, G., Millot, C., Rhein, M., and Tintore, J. (1999). Recent advances in observing the physical oceanography of the western Mediterranean Sea. *Progress in Oceanography*, 44(1-3) :37–64. International Conference on Progress in Oceanography of the Mediterranean Sea, ROME, ITALY, NOV 17-19, 1997.
- Send, U., Font, J., and Mertens, C. (1996). Recent observation indicates convection role in deep water circulation. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 77(7) :61–65.
- Send, U. and Marshall, J. (1995). Integral Effects of Deep Convection. *Journal Of Physical Oceanography*, 25(5) :855–872.
- Shapiro, G., Huthnance, J., and Ivanov, V. (2003). Dense water cascading off the continental shelf. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 108(C12).
- Siegel, D. A., Peterson, P., McGillicuddy, Jr., D. J., Maritorena, S., and Nelson, N. B. (2011). Bio-optical footprints created by mesoscale eddies in the Sargasso Sea. *Geophysical Research Letters*, 38.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Monthly Weather Review*, 91 :99–164.
- Spall, M. (1995). Frontogenesis, Subduction, and Cross-Front Exchange at upper Ocean Fronts. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 100(C2) :2543–2557.
- Spall, M. (1997). Baroclinic jets in confluent flow. *Journal Of Physical Oceanography*, 27(6) :1054–1071.
- Spall, M. (2004). Boundary currents and watermass transformation in marginal seas. *Journal Of Physical Oceanography*, 34(5) :1197–1213.
- Sparnocchia, S. S., Picco, P., Manzella, G., Ribotti, A., Copello, S., and Brasey, P. (1995). Intermediate Water Formation in the Ligurian Sea. *Oceanologica Acta*, 18(2) :151–162.
- Speer, K. and Tziperman, E. (1992). Rates of Water Mass Formation in the North-Atlantic Ocean. *Journal Of Physical Oceanography*, 22(1) :93–104.

- Stabholz, M., de Madron, X. D., Canals, M., Khripounoff, A., Taupier-Letage, I., Testor, P., Heusser, S., Kerherve, P., Delsaut, N., Houpert, L., Lastras, G., and Dennielou, B. (2013). Impact of open-ocean convection on particle fluxes and sediment dynamics in the deep margin of the Gulf of Lions. *BIOGEOSCIENCES*, 10(2) :1097–1116.
- Swallow, J. and Caston, G. (1973). The preconditionning phase of MEDOC 1969, 1, Observations. *Deep-Sea Research*, 20 :429–448.
- Tamburini, C., Canals, M., de Madron, X. D., Houpert, L., Lefevre, D., Martini, V., D’Ortenzio, F., Robert, A., Testor, P., Aguilar, J. A., Al Samarai, I., Albert, A., Andre, M., Anghinolfi, M., Anton, G., Anvar, S., Ardid, M., Jesus, A. C. A., Astraatmadja, T. L., Aubert, J.-J., Baret, B., Basa, S., Bertin, V., Biagi, S., Bigi, A., Bigongiari, C., Bogazzi, C., Bou-Cabo, M., Bouhou, B., Bouwhuis, M. C., Brunner, J., Busto, J., Camarena, F., Capone, A., Carloganu, C., Carminati, G., Carr, J., Cecchini, S., Charif, Z., Charvis, P., Chiarusi, T., Circella, M., Coniglione, R., Costantini, H., Coyle, P., Curtil, C., Decowski, P., Dekeyser, I., Deschamps, A., Donzaud, C., Dornic, D., Dorosti, H. Q., Drouhin, D., Eberl, T., Emanuele, U., Ernenwein, J.-P., Escoffier, S., Fermani, P., Ferri, M., Flaminio, V., Folger, F., Fritsch, U., Fuda, J.-L., Galata, S., Gay, P., Giacomelli, G., Giordano, V., Gomez-Gonzalez, J.-P., Graf, K., Guillard, G., Halladjian, G., Hallewell, G., van Haren, H., Hartman, J., Heijboer, A. J., Hello, Y., Hernandez-Rey, J. J., Herold, B., Hossli, J., Hsu, C.-C., de Jong, M., Kadler, M., Kalekin, O., Kappes, A., Katz, U., Kavatsyuk, O., Kooijman, P., Kopper, C., Kouchner, A., Kreykenbohm, I., Kulikovskiy, V., Lahmann, R., Lamare, P., Larosa, G., Lattuada, D., Lim, G., Lo Presti, D., Loehner, H., Loucatos, S., Mangano, S., Marcellin, M., Margiotta, A., Martinez-Mora, J. A., Meli, A., Montaruli, T., Moscoso, L., Motz, H., Neff, M., Nezri, E. N., Palioselitis, D., Pavalas, G. E., Payet, K., Payre, P., Petrovic, J., Piattelli, P., Picot-Clemente, N., Popa, V., Pradier, T., Presani, E., Racca, C., Reed, C., Riccobene, G., Richardt, C., Richter, R., Riviere, C., Roensch, K., Rostovtsev, A., Ruiz-Rivas, J., Rujoiu, M., Russo, V. G., Salesa, F., Sanchez-Losa, A., Sapienza, P., Schoeck, F., Schuller, J.-P., Schussler, F., Shanidze, R., Simeone, F., Spies, A., Spurio, M., Steijger, J. J. M., Stolarczyk, T., Taiuti, M. G. F., Toscano, S., Vallage, B., Van Elewyck, V., Vannoni, G., Vecchi, M., Vernin, P., Wijnker, G., Wilms, J., de Wolf, E., Yepes, H., Zaborov, D., Zornoza, J. D. D., and Zuniga, J. (2013). Deep-Sea Bioluminescence Blooms after Dense Water Formation at the Ocean Surface. *PLOS ONE*, 8(7).
- Taupier-Letage, I and Millot, C (1988). Surface Circulation in the Algerian Basin during 1984. *Oceanologica Acta*, 9 :119–131.
- Taupier-Letage, I. and Millot, C. C. (1986). General Hydrodynamical Features in the Ligurian Sea Inferred from the DYOME Experiment. *Oceanologica Acta*, 9(2) :119–131.
- Taupier-Letage, I., Puillat, I., Millot, C., and Raimbault, P. (2003). Biological response to mesoscale eddies in the Algerian Basin. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 108(C8).
- Taylor, K. (2001). Summarizing multiple aspects of model performance in a single diagram. *Journal Of Geophysical Research - Atmospheres*, 106(D7) :7183–7192.
- Testor, P., Beranger, K., and Mortier, L. (2005). Modeling the deep eddy field in the southwestern Mediterranean : The life cycle of Sardinian eddies. *Geophysical Research Letters*, 32(13).
- Testor, P. and Gascard, J. (2003). Large-scale spreading of deep waters in the Western Mediterranean sea by submesoscale coherent eddies. *Journal Of Physical Oceanography*, 33(1) :75–87.
- Testor, P. and Gascard, J. (2005). Large scale flow separation and mesoscale eddy formation in the Algerian Basin. *Progress in Oceanography*, 66(2-4) :211–230.
- Testor, P. and Gascard, J. C. (2006). Post-convection spreading phase in the Northwestern Mediterranean Sea. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 53(5) :869–893.
- Theocharis, A., Georgopoulos, D., Lascaratos, A., and Nittis, K. (1993). Water Masses and Circulation in the Central Region of the Eastern Mediterranean - Eastern Ionian, South Aegean and Northwest Levantine, 1986-1987. *Deep-Sea Research Part II-Topical Studies in Oceanography*, 40(6) :1121–1142.

- Thomas, L. (2005). Destruction of potential vorticity by winds. *Journal Of Physical Oceanography*, 35(12) :2457–2466.
- Thomas, L. and Lee, C. (2005). Intensification of ocean fronts by down-front winds. *Journal Of Physical Oceanography*, 35(6) :1086–1102.
- Thomas L. N., A. Tandon, A. Mahadevan (2013). Submesoscale processes and dynamics. *Ocean Modelling in an Eddying Regime*.
- Timmermans, M. L., Toole, J., Proshutinsky, A., Krishfield, R., and Plueddemann, A. (2008). Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers. *Journal Of Physical Oceanography*, 38(1) :133–145.
- Tsimplis, M. and Bryden, H. (2000). Estimation of the transports through the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 47(12) :2219–2242.
- Tychensky, A. and Carton, X. (1998). Hydrological and dynamical characterization of Meddies in the Azores region : A paradigm for baroclinic vortex dynamics. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 103(C11) :25061–25079.
- Tziperman, E. (1986). On the Role of Interior Mixing and Air-Sea Fluxes in Determining the Stratification and Circulation of the Oceans. *Journal Of Physical Oceanography*, 16(4) :680–693.
- Ulses, C., Estournel, C., Puig, P., de Madron, X. D., and Marsaleix, P. (2008). Dense shelf water cascading in the northwestern Mediterranean during the cold winter 2005 : Quantification of the export through the Gulf of Lion and the Catalan margin. *Geophysical Research Letters*, 35(7).
- Vallis, G.K. (2006). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics, fundamentals and large-scale circulation*. Cambridge University Press.
- Vandermeirsh, F., Morel, Y., and Sutyrin, G. (2002). Resistance of a coherent vortex to a vertical shear. *Journal Of Physical Oceanography*, 32(11) :3089–3100.
- Voorhis, A. and Webb, D. (1970). Large vertical currents observed in a winter sinking region of the northwestern Mediterranean. *Cahiers Océanographiques*, 22 :571–580.
- Walín, G. (1982). On the Relation between Sea-Surface Heat-Flow and Thermal Circulation in the Ocean. *TELLUS*, 34(2) :187–195.
- Weiss, J. (1991). The dynamics of enstrophy transfer in 2-dimensional hydrodynamics. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 48((2-3)) :273–294.
- Wu, P. and Haines, K. (1996). Modeling the dispersal of Levantine Intermediate Water and its role in Mediterranean deep water formation. *Journal Of Geophysical Research - Oceans*, 101(C3) :6591–6607.
- Zavatarelli, M. and Mellor, G. (1995). A Numerical Study of the Mediterranean-Sea Circulation. *Journal Of Physical Oceanography*, 25(6, 2) :1384–1414.