

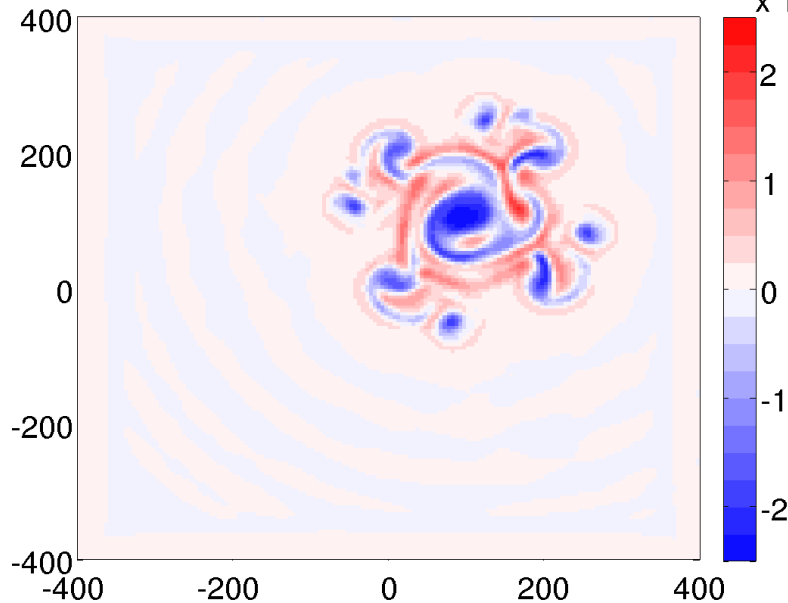
Master 1 d'océanographie Physique et Biogéochimique

Rapport de stage

Étude des caractéristiques hydrodynamiques des structures tourbillonnaires

Rammou Anna-Maria

Relative Vorticity [s⁻¹] depth(m)-150 - day = 12 - M = 3 - $Y = 10^{-5}$



Tuteur : Marion Kersalé
Co-tuteur : Anne Petrenko

Marseille 2012

Remerciements

Je voudrais remercier tout d'abord Mme Marion Kersalé, Mme Anne Petrenko et Mr Andrea M. Doglioli pour m'avoir accepté et encadré pendant ce stage, pour leur patience et leurs conseils.

Ensuite, je tiens à remercier l'équipe d'océanographie physique du MIO et particulièrement Elodie Martinez, Francesco Nencioli et Jérôme Bouffard pour leur disponibilité et leur soutien.

Abstract

In order to gain a better understanding of the eddies, a hydrodynamical model was applied to simulate four anticyclonic eddies and four cyclonic. The surface and subsurface anticyclonic eddies were stable regardless of the approximation chosen, f -plan or β -plan. The lifetime of these eddies was estimated almost to one year, with the surface eddy vanishing completely by the end of one year of simulation. There were differences between the two approximations concerning the relative vorticity ; it diminishes more in the case of an eddy under the influence of the gradient of latitude (β -plan). The vertical velocity results exhibit differences in the places where the upwelling and the downwelling are situated. As far as the Okubo-Weiss parameter and the mixed layer depth are concerned, no significant observations were made. The cyclonic eddies were much more unstable and therefore quickly divided into smaller structures. By the end of one year of simulation they had completely degraded, so their lifetime was smaller than that of the anticyclones.

Résumé

Quatre tourbillons anticycloniques et quatre tourbillons cycloniques ont été créés à l'aide d'un modèle hydrodynamique afin de mieux comprendre ces structures mésoéchelles. Les anticyclones de surface et de subsurface pour une approximation de plan- f et de plan- β ont été stable et ont eu une durée d'un an. Le tourbillon de la subsurface n'a pas été autant affaibli au bout d'un an de simulation. Des différences ont été observées entre les deux approximations par rapport à l'évolution de la vorticité relative. Sa diminution est plus importante dans le cas d'une approximation de plan- β . Quant à la vitesse verticale les différences entre les deux approximations sont situées au lieu où la remontée et la descente des eaux est observées. Par contre l'évolution du paramètre de Okubo-Weiss et de la profondeur de la couche de mélange ne varie pas de manière significative. Les cyclones sont beaucoup plus instables et se divisent rapidement en plusieurs structures plus petites. Au bout d'un an ils sont complètement affaiblis.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Matériels et Méthodes	2
2.1	Modèle Physique	2
2.1.1	Configuration du modèle	4
2.1.2	La campagne BOUM	4
2.2	Création des tourbillons	5
2.3	Grandeurs caractéristiques	6
3	Résultats	8
3.1	Anticyclone	9
3.1.1	Surface et Subsurface	9
3.1.2	plan-f et plan- β	10
3.1.3	Grandeurs caractéristiques pour un anticyclone de subsurface	13
3.2	Cyclone	16
3.2.1	Surface et Subsurface	16
3.2.2	plan-f et plan- β	17
4	Discussion	20

1 Introduction

La Méditerranée étant une mer quasi-fermée à fort intérêt économique, elle est le lieu des plusieurs études. Etant l'une des mers les plus oligotrophes, de multiples recherches ont été réalisées, en particulier, l'influence des structures mésoechelles sur la production primaire. La campagne BOUM (Biochemistry from Oligotrophic to the Ultra-oligotrophic Mediterranean), effectuée durant l'été 2008 (entre le 16 juin et le 20 juillet), avait pour objectif d'étudier les interactions entre les organismes planctoniques et le cycle des éléments biogéniques dans la mer Méditerranée afin de mieux comprendre le rôle de l'océan sur la séquestration du carbone (Moutin et al. [2012], soumit). Dans le cadre de cette campagne, la dynamique de trois tourbillons anticycloniques a été étudiée. Ces tourbillons sont situés dans trois bassins : le bassin Algéro-Provençal (A), le bassin Ionien (B) et le bassin Levantin (C) (Fig. 1).

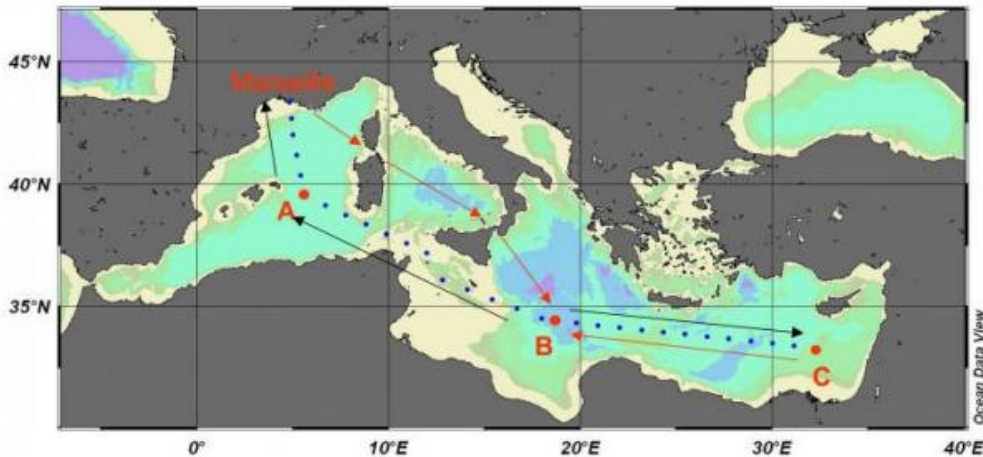


FIGURE 1 – Trajet prévu de la campagne BOUM en Méditerranée occidentale et orientale

Le premier objectif de ce stage est de configurer un modèle idéalisé afin de créer quatre tourbillons ; des anticyclones et des cyclones de surface et de subsurface. Le modèle utilisé est le modèle hydrodynamique ROMS (Regional Ocean Model System). Des variables d'analyse pour chaque simulation ont ensuite été testées et certaines d'entre elles sont proposées afin de mieux expliquer l'effet d'un tourbillon sur la biogéochimie. L'importance de ce travail repose sur le fait qu'à partir de ces tests numériques et résultats préliminaires plusieurs études pourront être éventuellement poursuivies. Par exemple l'étude des tourbillons quasi stationnaires qui sont piégés autour d'une montagne submarine, comme le tourbillon C de la campagne de BOUM au large du bassin Levantin. Ces tourbillons pourront être dans un premier temps simulés avec l'approximation "plan-f" de la force de Coriolis. Le couplage avec un modèle biogéochimique pourra aussi être réalisé afin de mieux comprendre leur importance sur la distribution verticale

et horizontale des éléments nutritifs. Le modèle ROMS propose l'utilisation de trois modèle biogéochimiques, NPZD, PISCES et N2PZD2 (pour plus des détails <http://www.romsagrif.org/index.php/documentation>).

2 Matériels et Méthodes

2.1 Modèle Physique

Le modèle utilisé pour les simulations est le modèle océanique régional ROMS. Il résout les équations primitives couplés avec l'équation internationale d'état de l'eau de mer pour le calcul de la masse volumique. À partir de certaines hypothèses les équations peuvent se simplifier. Les approximations faites sont : l'approximation hydrostatique, l'approximation de Boussinesq qui assume la densité constante dans le temps et dans l'espace (sauf quand elle se multiplie par la pesanteur de la gravité dans le calcul de la pression) et l'hypothèse d' incompressibilité. Reynolds a proposé de remplacer le terme de la vitesse (dans les équations de Navier-Stokes) par une composante moyen et une composante turbulente, $u = \bar{u} + u'$. Ensuite des coefficients de viscosité turbulent sont introduits et les moyennes des produits des composantes turbulentes ont été écrites par de nouveaux en termes de vitesse moyenne. Les équations résolues par le modèle deviennent donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{u} - f\bar{v} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + A_h \nabla_h^2 \bar{u} + A_z \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{v} + f\bar{u} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + A_h \nabla_h^2 \bar{v} + A_z \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \\ 0 = \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \rho g \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{T} = K_h^T \nabla_h^2 \bar{T} + K_z^T \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \bar{S} = K_h^S \nabla_h^2 \bar{S} + K_z^S \frac{\partial^2 \bar{S}}{\partial z^2} \\ \rho = \rho(T, S, z) \end{array} \right.$$

Les deux premières équations sont celles de la préservation de la quantité de mouvement. Le premier terme correspond à la variation locale de la vitesse en fonction du temps. Dans le deuxième terme sont représentées les advections horizontales. Le troisième terme est le terme de Coriolis, qui rend compte de l'influence de la rotation de la Terre. Le première terme après le signe égal correspond au gradient de pression. Les dernières termes présentent la viscosité turbulente où $A_h = A_x + A_y$ les coefficients de viscosité turbulente et K_h et K_z sont celles de diffusivité turbulente. De plus, \bar{u} , \bar{v} et \bar{w} sont les composantes horizontales et verticales non

turbulentes (moyennes) de la vitesse, f est le paramètre de Coriolis, P est la pression et ρ_0 est la densité de référence de l'eau de mer au sens de l'hypothèse de Boussinesq. La troisième équation représente l'équilibre hydrostatique. La quatrième est l'équation de la continuité et les deux suivantes sont elles de la préservation des traceurs. Enfin la masse volumique est calculée à partir de l'équation d'état de l'eau de mer (UNESCO 1980).

En ce qui concerne le terme de la force de Coriolis il y a deux approches possible. Dans le cas où l'échelle d'un écoulement est réduite, la force de Coriolis peut être considérée constante $f=f_0$, c'est l'approximation de plan- f . Par contre pour la majorité des écoulements à grande échelle la force de Coriolis varie linéairement avec les coordonnées méridiennes, $f=f_0+\beta y$, c'est l'approximation de plan-beta où β est la gradient horizontal de f .

Les conditions aux bords sont :

$$z = \eta \left\{ \begin{array}{l} A_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_{sx} \\ A_z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \tau_{sy} \\ K_z^T \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \\ K_z^S \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = \frac{(E-P)S}{\rho_0} \\ \frac{d\bar{\eta}}{dt} = \bar{w} \end{array} \right. \quad z = H \left\{ \begin{array}{l} A_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \tau_{bx} \\ A_z \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = \tau_{by} \\ K_z^T \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0 \\ K_z^S \frac{\partial \bar{S}}{\partial z} = 0 \\ -\bar{u} \frac{\partial H}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial H}{\partial y} = \bar{w} \end{array} \right.$$

Avec $\tau_{sx}, \tau_{sy}, \tau_{bx}, \tau_{by}$ la tension du vent sur la surface et sur le fond, Q le flux solaire incident, C_p le coefficient de chaleur massique et $E-P$ le bilan d'évaporation et de précipitation.

Dans cette étude la salinité n' est pas prise en compte. Le coefficient horizontal de viscosité est égale à $A_h=10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ et le coefficient de diffusivité est considéré nulle ($K_h=0$). Sur la verticale les coefficients de viscosité et de diffusivité sont pris égaux à $A_z=K_z=10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Le mélange vertical est modélisé d'après [Large et al. \[1994\]](#) , schéma KPP (K-profil paramétrisation). La discrétisation des équations sur l'horizontale est faite sur une grille Arakawa C avec un schéma d'advection avant d'ordre 3. Afin d'éviter des problèmes de gradients trop importants aux frontières des conditions de radiation et des conditions de type éponge sont également imposées. Ces procédures numérique déterminant l'afflux et la sortie des informations au niveau des quatre frontières ouvertes sont traitées séparément par le modèle ([Marchesiello et al. \[2001\]](#)). Les conditions sont de type Orlanski ([Orlanski \[1976\]](#)) pour les variables 3D et pour les variables 2D une méthode des caractéristiques a été utilisée.

2.1.1 Configuration du modèle

Les simulations ont été faites dans un domaine de 800 km x 800 km aux quatre frontières ouvertes avec une résolution horizontale de 5 km. Sur la verticale les coordonnées sigma ont été utilisées avec trente niveaux verticaux. La résolution en surface est augmentée en imposant un coefficient $\theta\text{-}\sigma = 4$. La couche éponge (30 km) est caractérisée par une viscosité horizontale plus importante à l'approche des frontières ($200 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) absorbant les perturbations. Les champs de vitesse sont nuls aux abords des frontières. Le flux solaire est considéré comme seul forçage, aucune friction du vent n'a été imposée. Le pas de temps pour le cas d'un anticyclone a été fixé à 10 s ($\Delta t = 480 \text{ s}$) et la viscosité turbulente à $10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Les cyclones étant moins stables une diminution du pas de temps à 6s ($\Delta t = 288 \text{ s}$) a été prise en compte, une augmentation de la viscosité latérale à $300 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ a été imposée et le coefficient de viscosité turbulente a été diminué à $0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Le critère CFL est toujours respecté, $\Delta t = 6 \text{ s} \leq \Delta x / \sqrt{gh} = 5000 / \sqrt{9,81 \cdot 3000} = 30 \text{ s}$.

2.1.2 La campagne BOUM

Lors de la campagne BOUM la position de tourbillons A, B et C a été estimée à partir d'images satellites avant la campagne. La position exacte a été déterminée à bord du navire de recherche Atalante à partir de XBT (Expendable BathyThermograph) et d'un thermosalinographe. Des profils CTD (0-500m) ont été effectués toutes les heures pendant quatre jours d'échantillonnage sur les stations A, B et C. Enfin dans le centre de chaque tourbillon un mouillage équipé des courantmètres a été déployé. D'autres opérations ont aussi été effectuées, par exemple mesures de turbulence avec le Scamp. Pour plus de détails sur la campagne BOUM <http://www.com.univ-mrs.fr/BOUM/>.

2.2 Création des tourbillons

Les caractéristiques des tourbillons ont été choisies à partir des données de la campagne BOUM (Tableau I). Dans le cas d'une approximation de plan- β il faut choisir la position du tourbillon dans le domaine en prenant en compte son déplacement vers le sud-ouest pour un anticyclone et vers le nord-ouest pour un cyclone afin d'éviter l'écrasement prématuré aux frontières.

TABLEAU I - Les caractéristiques des tourbillons

Caractéristiques	Modèle	BOUM-tourbillon C
R noyau	34 km	34 km
Profondeur max	1300 m	923 m
Prof. min-max noyau	200-600 m	0-800 m
Vitesse max à 150 m	0,40 cm s ⁻¹	0,40 cm s ⁻¹

Les formules utilisées pour créer un tourbillon barocline de surface avec une stratification environnante linéaire sont proposées par [Penven et al. \[2002\]](#). Une distribution de Gauss décrit la distribution de la pression due au tourbillon avec un maximum de la vitesse à la surface, ici égale à 0,40 m s⁻¹ :

$$P_{dyn} = P_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} \text{ avec } P_0 = \rho_0 \int_0 u_{max} \lambda \sqrt{e} \text{ et } \lambda = 35 \text{ km représente le rayon du tourbillon.}$$

En imposant un niveau H= 1500 m au-dessous duquel il n'y a aucun mouvement , la pression dynamique devient :

$$P_{dyn} = F(z) e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}}.$$

La fonction F(z) caractérise la variation de la pression selon la profondeur. Les trois conditions générées (I) sur la fonction F(z), conduisent à une solution pour la pression (P). A partir de cette solution des valeurs de la masse volumique environnante et de la surélévation de la surface libre, sont calculées en faisant l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique. Les composantes de la vitesse sont calculées avec la méthode dynamique. (Tableau II).

$$I = \begin{cases} F(0) = P_0 \\ F(-H) = 0 \\ \frac{\partial F(-H)}{\partial z} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} P = P_{atm} + \int \rho dz \\ \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g \\ \frac{du}{dz} = \frac{g}{f_0 \rho_0} \frac{d\rho}{dy} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} P = P_0 \frac{H-1+z+e^{-(z+H)}}{H-1+e^{(-H)}} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} \end{cases}$$

TABLEAU II - Les formules pour initialiser les tourbillons de surface et de subsurface

Surface	Subsurface
$P_{dyn} = F(z) e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}}$	$P_{dyn} = P_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{H^2}}$
$F(z) = P_0 \frac{H-1+z+e^{-(z+H)}}{H-1+e^{-H}} - 1 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}}$	
$P_0 = \rho_0 \int_0 u_{max} \lambda \sqrt{e}$	$P_0 = \rho_0 \int_0 u_{max} \lambda \sqrt{e}$
$\rho_{dyn} = -\frac{P_0}{g} \frac{1-e^{-(z+H)}}{H-1+e^{-H}} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}}$	$\rho_{dyn} = -\frac{P_0}{g} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{H^2}} \frac{2z-2z_c}{H^2}$
$\rho_{back} = \rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\frac{z}{z_{max}}})$	$\rho_{back} = \rho_0 + \Delta\rho(1 - e^{\frac{z}{z_{max}}})$
$\eta = \frac{P_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} + P_0}{g\rho}$	$\eta = \frac{P_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{H^2}}}{g\rho}$
$u = \frac{F(z)}{f_0} \frac{2P_0}{\rho_0} \frac{y}{2\lambda^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}}$	$u = \frac{P_0}{\lambda^2} \frac{y}{f_0 \rho} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\lambda^2}} e^{-\frac{(z-z_c)^2}{H^2}} \frac{2z-2z_c}{H^2}$

2.3 Grandeurs caractéristiques

Les variables étudiées pour chaque simulation permettent d'une part le suivi temporel de la structure et d'autre part peuvent servir à mieux comprendre son impact sur la biogéochimie.

Vorticité Relative

La vorticité relative exprime la tendance des fluides à tourner. Un anticyclone présente des valeurs négatives tandis qu'un cyclone des valeurs positives. Le centre d'un tourbillon anticyclonique (cyclonique) peut être identifié grâce à son minimum (maximum) de vorticité. Elle est un bon indicateur de l'intensité et de la structure dynamique horizontale et verticale d'un tourbillon . Elle est définie comme :

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

À partir de la vorticité nous pouvons déduire la nature d'un vortex idéalisé. Nolan [2008] a décrit différents types de tourbillons ; par exemple un vortex "solid body" , un irrotationnel et un Rankine. Le vortex "solid body" présente une vorticité constante et uniforme pour toutes les parties du tourbillon. Cette caractéristique lui empêche des échanges avec le fluide environnant. Le Rankine vortex est constitué d'un noyau qui tourne comme un "solid body" et sa bordure extérieure est caractérisée par une vorticité nulle (vortex irrotationnel).

Vitesse verticale

La vitesse verticale à l'intérieur du tourbillon se met en place afin de balancer le gradient de pression horizontal. Ceci va provoquer un déplacement des isopycnes. Ainsi des valeurs positives de la vitesse verticale vont induire un mélange des eaux profondes vers la surface et des valeurs négatives de la surface vers le fond. Elle est déduite à partir des vitesses horizontales de l'équation de continuité :

$$w = \int \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz$$

Paramètre d' Okubo-Weiss

Le paramètre de Okubo-Weiss ([Weiss \[1991\]](#), [Okubo \[1970\]](#)) aide à identifier les régions océaniques dominées par la vorticité (W <0) ou par la déformation (W >0). Les échanges entre ces deux régions sont limités car les frontières du noyau constituent des barrières entre ces deux régions. L'eau reste dans le noyau sauf si le tourbillon est détruit. De plus, dans les zones de la déformation intensive, le mélange et les processus d'échanges sont dominants ([Isern-Fontanet et al. \[2004\]](#)). Ce paramètre est mieux appliqué pour la turbulence en 2D ([Weiss \[1991\]](#)) mais il peut aussi être très appliqué pour un champ 3D ([Samuelson et al. \[2012\]](#)). Enfin, aux endroits où les valeurs de W sont positives les particules ont tendance à diverger ([Priovenzale \[1999\]](#)).

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

La première partie de l'équation s'agit de la déformation normale qui représente le déplacement entre les particules d'un corps par rapport à une longueur de référence. Quand il y a une variation de l'angle la contrainte est appelée cission, celle-ci est représentée par la deuxième partie. La troisième est celle due à la rotation.

Couche de Mélange

La turbulence dans l'océan a pour résultat la création d'une couche homogène où les valeurs des traceurs sont quasi-uniformes. Elle joue un rôle prédominant dans la distribution des éléments nutritifs sur la verticale, d'où l'intérêt de cette grandeur pour cette étude. La turbulence verticale est principalement générée par l'action de la quantité du mouvement horizontal et des forçages atmosphériques. L'étude de [Lorbacher et al. \[2006\]](#) propose un critère pour la profondeur de la couche de mélange aux niveaux supérieurs de l'océan. L'évaluation de la couche de mélange dans le modèle ROMS est basée sur ce travail et se fait après le calcul des composantes des vitesses horizontales et des traceurs.

3 Résultats

Dans cette section nous allons présenter les résultats obtenus par le modèle pour les différentes simulations. Les premières simulations sont faites pour un anticyclone de surface et de subsurface pour un plan- f et un plan- β . Ensuite, les grandeurs caractéristiques pour un anticyclone de subsurface vont être présentées. Les quatres cas pour un tourbillon cyclonique seront présentés par la suite.

Un anticyclone de surface est caractérisé par l’approfondissement des pycnoclines (downwelling), la présence des eaux plus chaudes en surface et la surélévation du niveau de la surface. L’anomalie positive de la surface est due au flux convergent d’eau dû à la force de Coriolis. Tandis qu’un anticyclone de subsurface, d’après l’étude de (Sweeney et al. [2003]) dans la mer des Sargasses, est caractérisé simultanément par une remontée des isopycnes en surface et par un approfondissement en profondeur (Fig. 2). Le cyclone de surface est caractérisé par une remontée des pycnoclines (upwelling) ainsi que la présence d’eaux plus froides en surface et une anomalie de surface négative due au flux divergent (Nencioli et al. [2008]). Pour le cas d’un cyclone de subsurface nous observons l’effet inverse que dans le cas d’un anticyclone de subsurface. En effet il y a un approfondissement en surface des isopycnes et une remontée. Nous pouvons clairement constater la différence entre les structures verticales des deux tourbillons. Grâce à cette différence les trajectoires des deux genres de tourbillons diffèrent (Y.G and X.J [1994]). Les tourbillons cycloniques ont tendance à se propager vers le nord-ouest et les anticyclones vers le sud-ouest (Lumpkin [1998]). D’autres études par contre attribuent un mouvement vers le sud pour les cyclones (Dickey et al. [2008], Patzert [1969]).

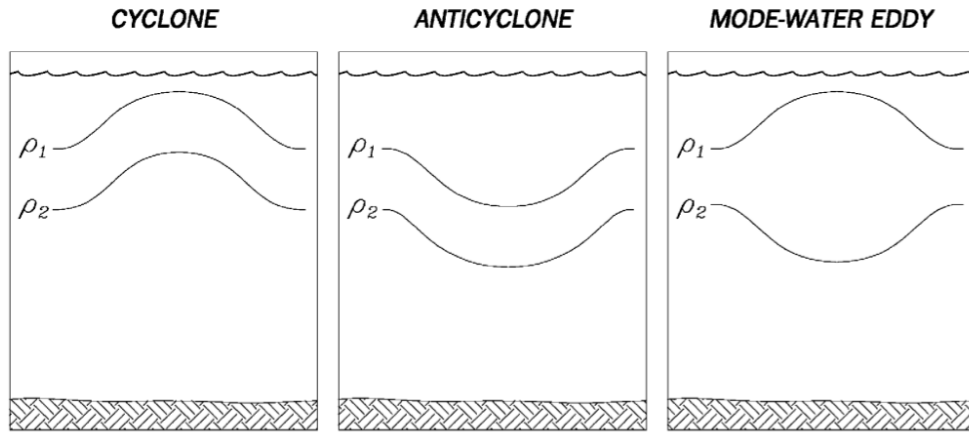


FIGURE 2 – Représentation schématique des déplacements des isopycnes pour les trois types de tourbillons dans la mer de Sargasses (Sweeney et al. [2003])

La surélévation de surface implémentée dans le modèle, génère bien une bosse pour un anticyclone (anomalie de la surélévation du niveau de mer (SSH) positive) et un creux d’un cyclone (anomalie de SSH négative) de surface avec un maximum de 0,2 m (Fig. 3). Enfin la structure caractéristique verticale pour un tourbillon de subsurface a été très bien représentée par le modèle (Fig. 4). Par contre la structure d’un cyclone a été bien représentée qu’au temps initial (Fig. 4). Le maximum de la vorticité relative, négative pour un anticyclone et positive pour un cyclone indique la profondeur maximale de l’intensification du tourbillon. D’après notre simulation l’anticyclone s’intensifie dès son centre (150 m) jusqu’à 1500 m et le cyclone dès 250 m jusqu’à 1500 m.

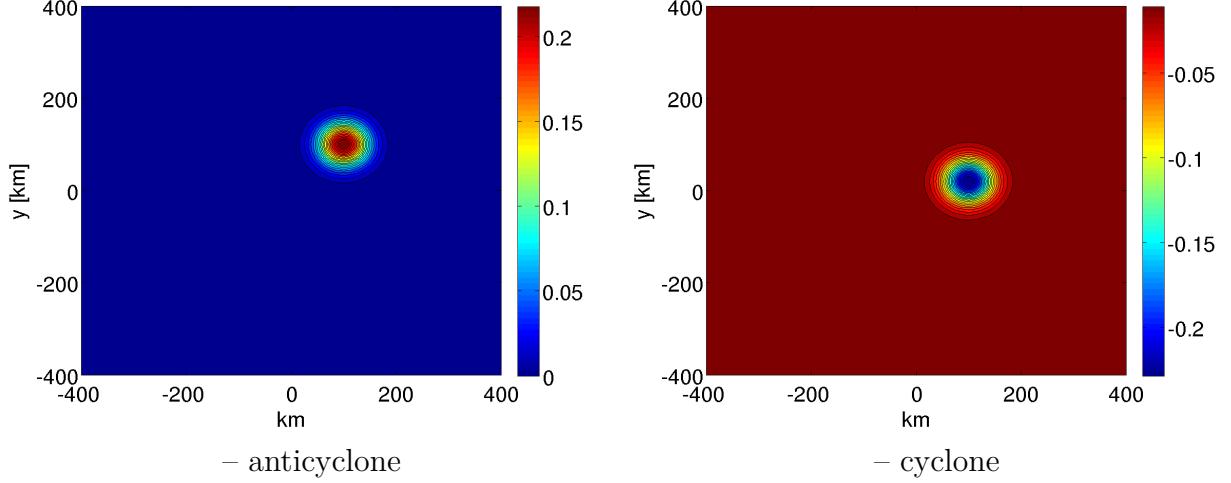


FIGURE 3 – La surélévation pour un anticyclone et un cyclone de la surface

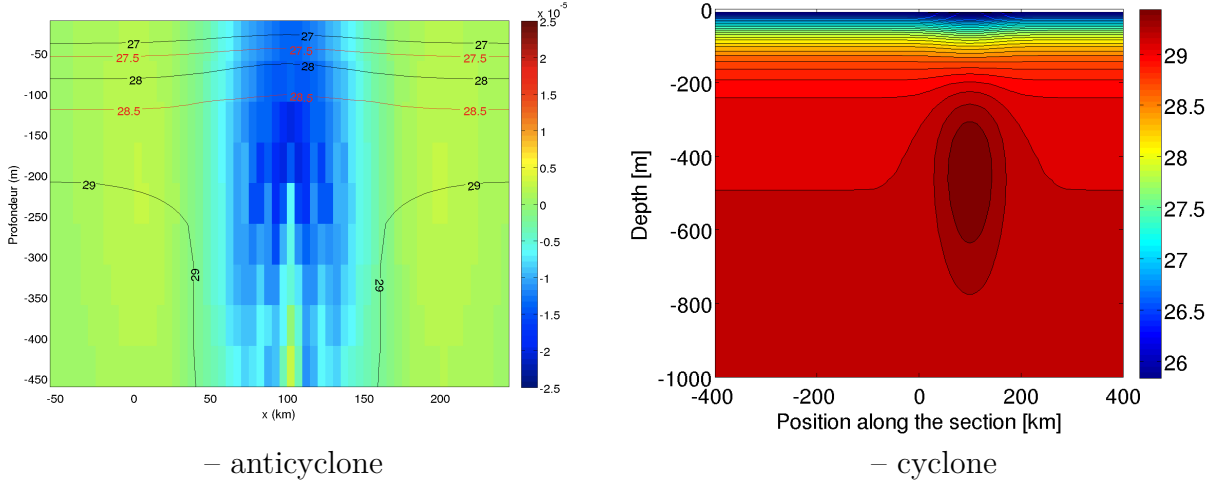


FIGURE 4 – Section verticale de la vorticité relative (s^{-1}) avec les isopycnas et de la masse volumique ($kg\ m^{-3}$) pour les deux tourbillons de subsurface, en temps initial.

3.1 Anticyclone

3.1.1 Surface et Subsurface

Les premières simulations implémentées sont pour des tourbillons anticycloniques typiques de surface et de subsurface. Tout d'abord la comparaison de deux profils verticaux de la masse volumique au dehors et à l'intérieur du tourbillon montre la baisse de la pycnocline (Fig. 5) causée par la présence du tourbillon. Ce déplacement augmente avec la profondeur et indique des eaux moins dense dans le tourbillon. L'effet du tourbillon de surface a un impact important vers 200 m et de subsurface dès 300 m jusqu'à 700 m. De plus, la section de la composante horizontale de la vitesse (u) indique que la rotation du tourbillon se fait dans le sens des aiguilles d'une montre (anticyclone) (Fig. 6). En surface le tourbillon est marqué par des vitesses négatives et positives qui varient entre $-0,003\ m\ s^{-1}$ et $0,003\ m\ s^{-1}$ avec un maximum au centre du tourbillon vers la surface (10 m). Pour le cas de la subsurface le profil de la vitesse est en accord avec la structure verticale d'un "mode water eddy" (Sweeney et al. [2003]). Un "mode water eddy" est un tourbillon créé par une intrusion d'eaux modales qui provoquent l'approfon-

dissement de la thermocline. Le centre à 150 m de profondeur est marqué par un maximum de vitesse atteignant $0,003 \text{ m s}^{-1}$, puis une diminution de la vitesse en dessous de cette profondeur. D'après l'équation de la méthode dynamique quand la masse volumique augmente la vitesse augmente aussi et vice versa.

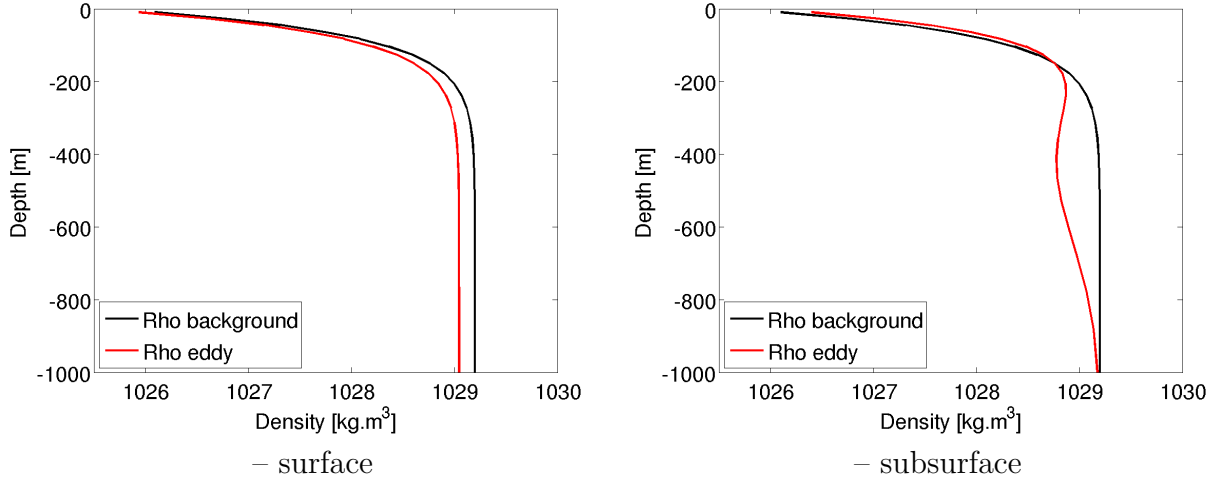


FIGURE 5 – Section verticale de la masse volumique pour le tourbillon anticyclonique de surface et de subsurface. La ligne noire est le profil à l'extérieur du tourbillon et la ligne rouge est le profil au centre du tourbillon.

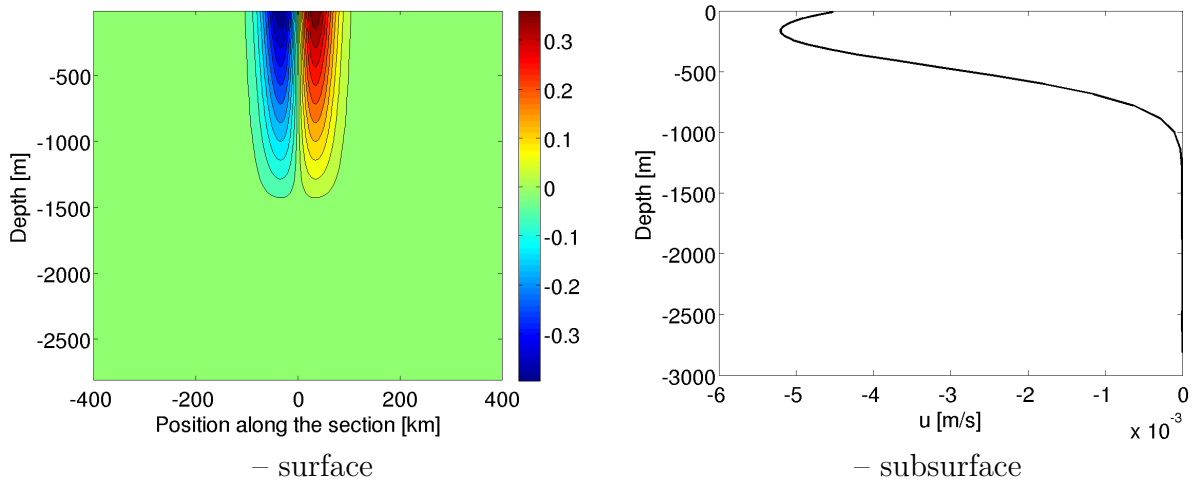


FIGURE 6 – La composante zonale de la vitesse pour un tourbillon anticyclonique de surface et de subsurface

3.1.2 plan-f et plan- β

En surface, la simulation en approximation plan- β génère un tourbillon qui se décompose tout de suite en trois tourbillons anticycloniques. Celui du milieu étant le plus intense nous le considérons comme le tourbillon principal. Ce tourbillon se déplace vers le sud-ouest et à la fin de la première année de simulation il a perdu de son intensité avec des valeurs de la vorticité relative presque nulle (Fig. 7).

Le tourbillon anticyclonique quasi-stationnaire (plan-f) de surface, lors de son évolution, va rapidement se décomposer en plusieurs structures anticycloniques de plus faibles intensité sous l'effet d'instabilité. À partir du cinquième mois le tourbillons devient beaucoup plus faible mais reste détecté jusqu'au onzième mois de la simulation (Fig. 8).

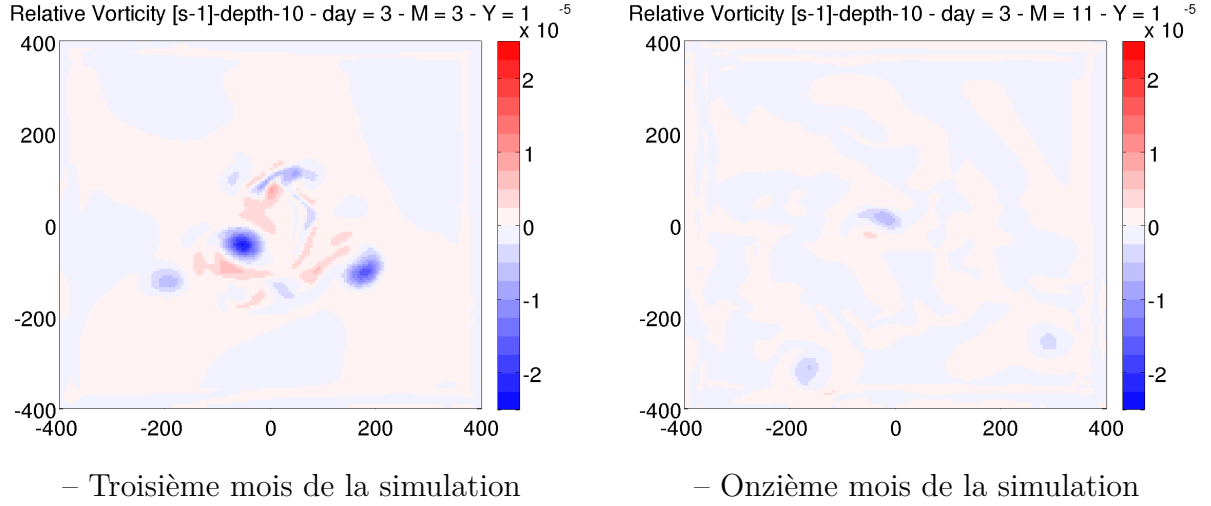


FIGURE 7 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon anticyclonique de la surface pour une simulation de plan- β

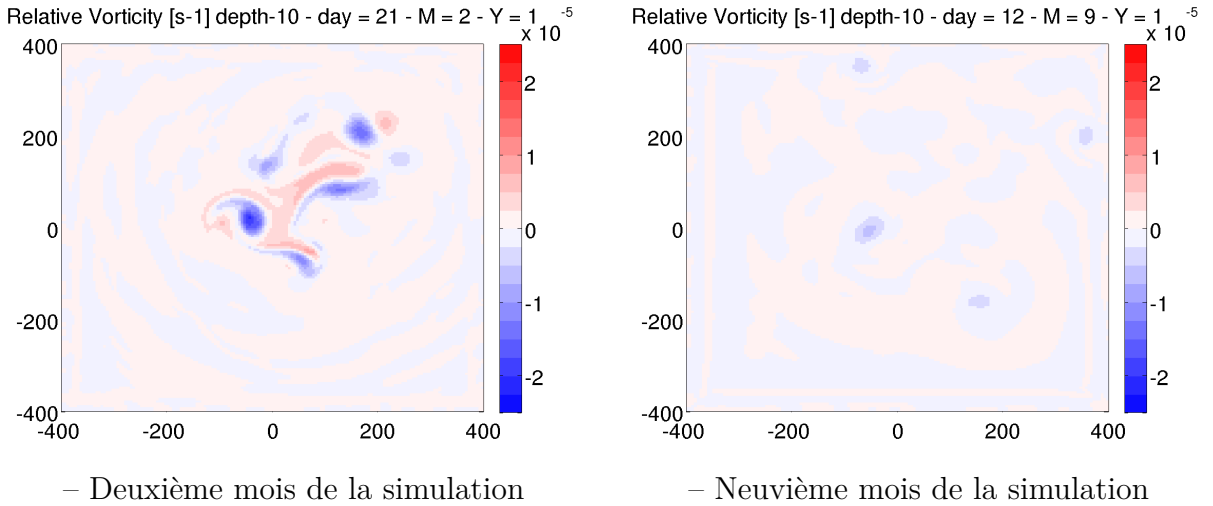
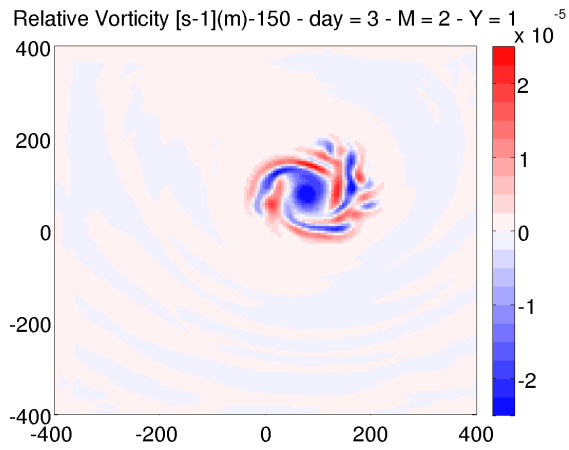


FIGURE 8 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon anticyclonique de surface pour une simulation de plan-f

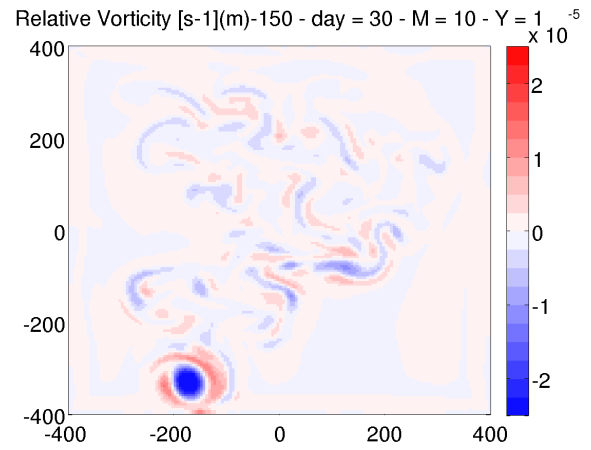
La simulation d'un anticyclone de subsurface pour une approximation de plan- β donne un tourbillon qui se propage vers le sud-ouest. Au bout d'un an il arrive au bord du domaine (Fig. 9).

La simulation pour une approximation de plan-f a généré un tourbillon qui après un an de simulation est encore présent et intense. Il a développé quatre lobes principaux et quatre secondaires qui sont présents, mais plus faibles, jusqu'à la fin de la simulation. Ils se sont aussi éloignés du tourbillon principale. (Fig. 10)

Dans tous les cas les valeurs de la vorticité relative varient entre $-2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et 10^{-5} s^{-1} .

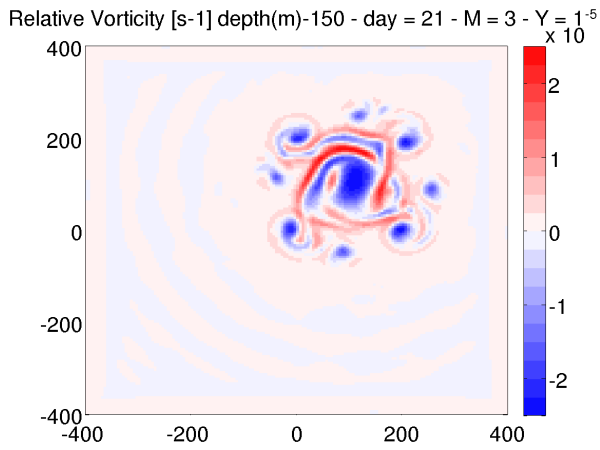


– Deuxième mois de la simulation

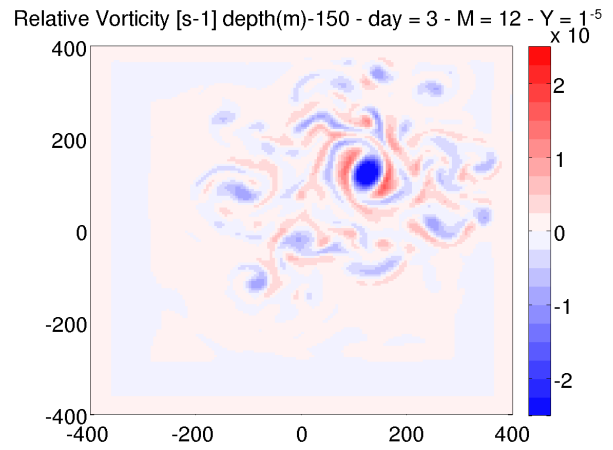


– Dixième mois de la simulation

FIGURE 9 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon anticyclonique de subsurface pour une simulation de plan- β



– Troisième mois de la simulation



– Douzième mois de la simulation

FIGURE 10 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon anticyclonique de subsurface pour une simulation de plan-f

3.1.3 Grandeurs caractéristiques pour un anticyclone de subsurface

Vorticité Relative

Pour un anticyclone de subsurface avec une à l'approximation de plan- β , la profondeur de la vorticité négative au deuxième mois de la simulation atteint la profondeur de 800 m et à la fin du troisième mois s'étend jusqu'à 1000 m. Par contre au neuvième mois la profondeur diminue à 700 m jusqu'à la fin de l'année où elle atteint 500 m (Fig. 11). Pour le plan-f la profondeur de la vorticité négative reste dans la même gamme des valeurs, de 800 m jusqu'à 700 m (non représenté ici).

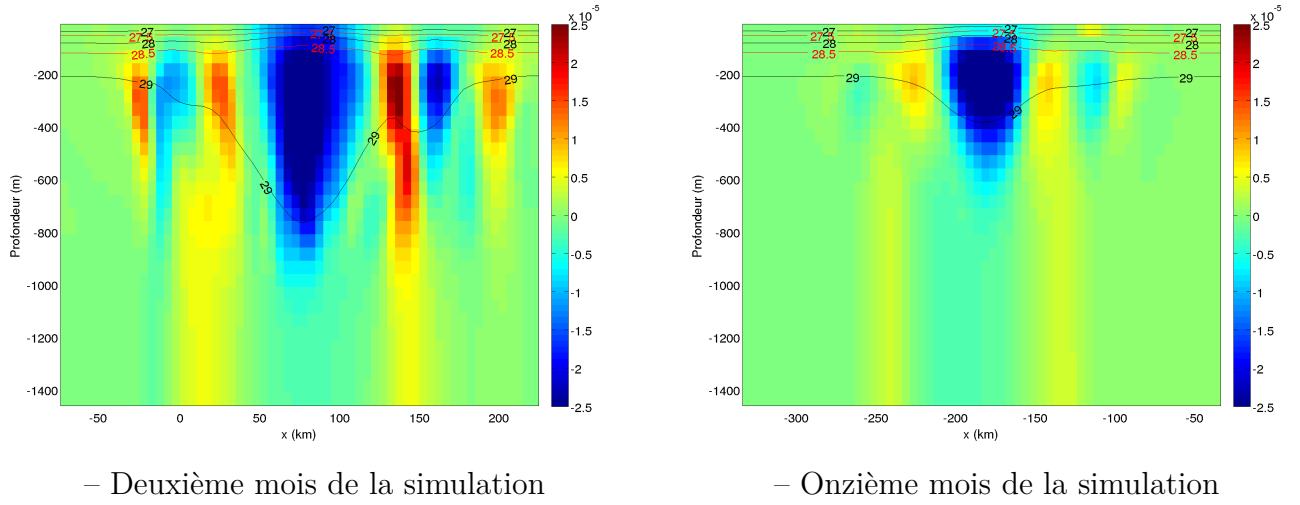


FIGURE 11 – L'évolution de la vorticité relative et des isopycnas dans le temps pour un anticyclone de subsurface en approximation de plan- β

Vitesse verticale

Pour une simulation en approximation de plan- β l'évolution temporelle de la vitesse verticale est caractérisée par des valeurs qui varient entre $-10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ et 10^{-4} m s^{-1} . La vitesse verticale au troisième mois de simulation est ascendante pour la partie à l'est du centre du tourbillon et descendant en bordure est. La partie à l'ouest du centre du tourbillon a une vitesse verticale descendant et sa bordure ouest une vitesse ascendante. A la fin de la simulation le tourbillon est caractérisé par des vitesses verticales plus faibles (Fig. 12). Dans le centre la vitesse est quasiment nulle et seulement sa bordure présente une remontée et une plongée des eaux. Le "vieillissement" du tourbillon et la diminution de la profondeur des isopycnas sont reflétés par la vitesse verticale.

La simulation en approximation de plan-f pour le même temps de simulation est caractérisée par des valeurs de vitesse verticale qui varient encore entre $-10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ et 10^{-4} m s^{-1} . Les valeurs positives ou négatives caractérisent les endroits où un upwelling et un downwelling sont présents. La présence des lobes pour l'approximation de plan-f est reflétée par l'alternance de zones de remontée et de plongée des eaux (Fig. 13). Les valeurs de la vitesse verticales au centre sont beaucoup plus faibles. A la fin de la simulation les valeurs sont quasiment nulles. Seulement un upwelling au niveau de sa bordure ouest et un downwelling sur sa bordure sont encore présents.

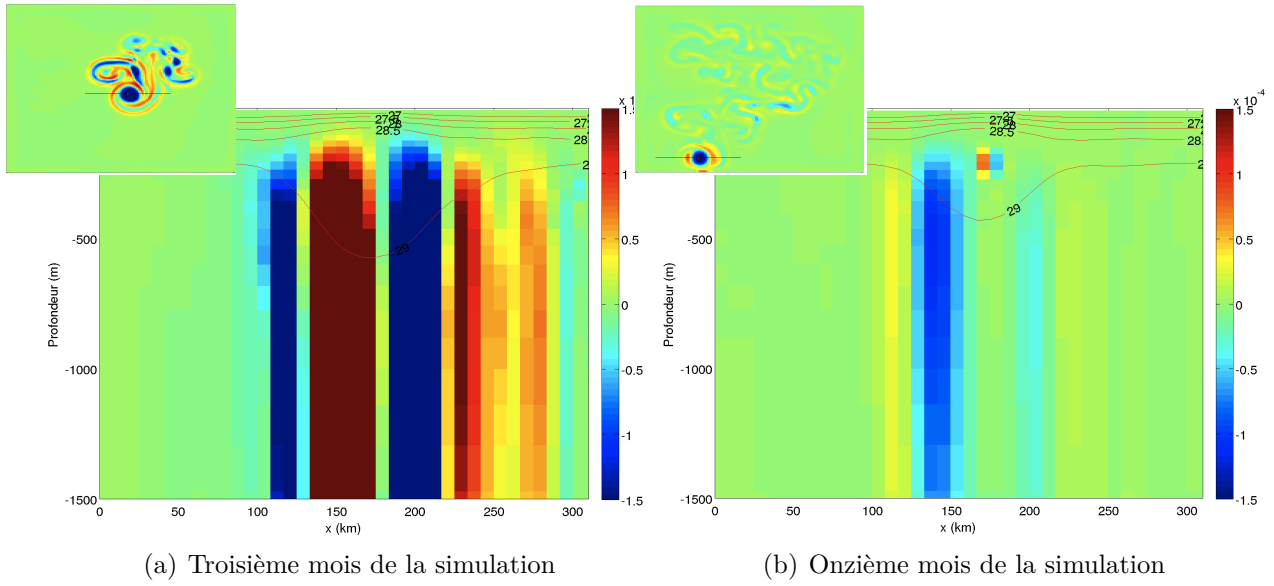


FIGURE 12 – L'évolution de la vitesse verticale du tourbillon anticyclonique de subsurface pour une simulation de plan- β . Les valeurs positives indiquent un upwelling et les valeurs négatives un downwelling.

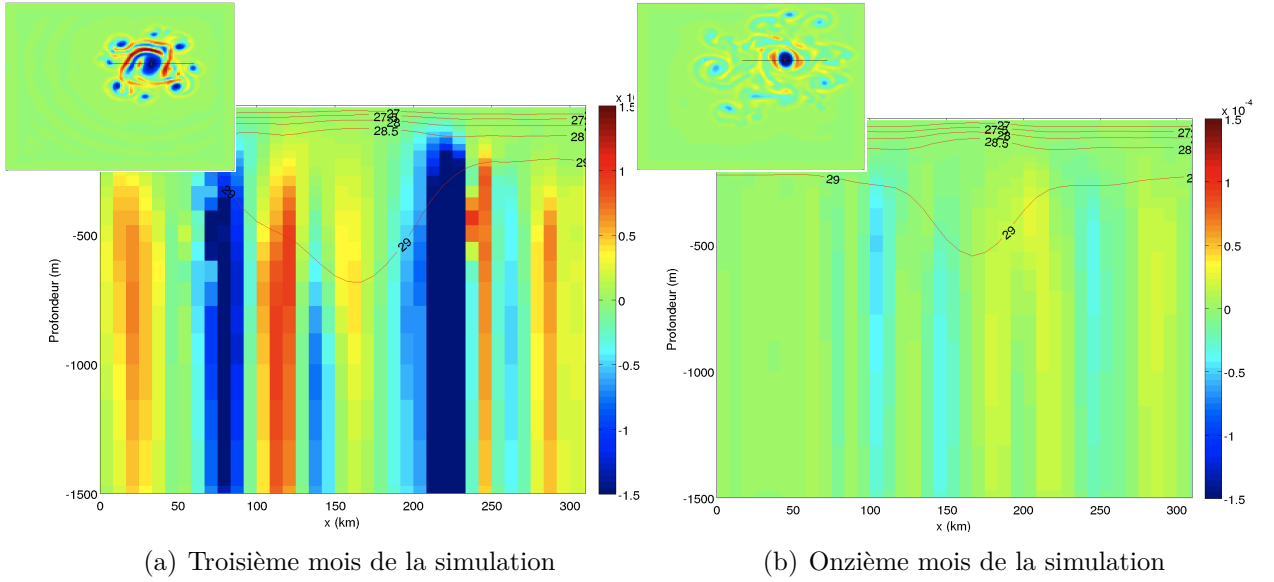


FIGURE 13 – L'évolution de la vitesse verticale du tourbillon anticyclonique de subsurface pour une simulation de plan-f. Les valeurs positives indiquent un upwelling et les valeurs négatives un downwelling.

Paramètre d'Okubo-Weiss

Un anticyclone est caractérisé par des valeurs négatives au centre et des valeurs positives sur sa bordure. Lors de sa création et durant toute sa vie, la partie centrale d'un anticyclone est dominée par la vorticité et sa partie extérieure par la déformation (Fig. 14), pour le plan-f et le plan- β . Les valeurs sont entre -10^{-10} s^{-1} et $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$.

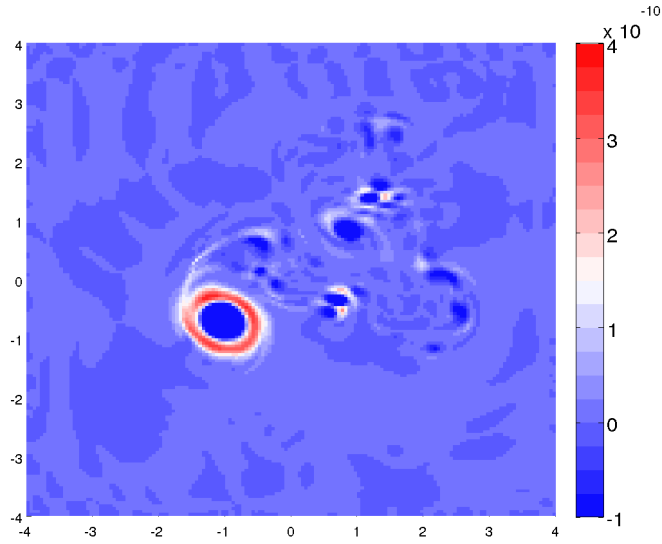


FIGURE 14 – Le paramètre de Okubo-Weiss pour un anticyclone de subsurface. Les valeurs négatives représente les régions dominées par la vorticité et les valeurs positives les régions dominée par la déformation

Couche de Mélange

La couche de mélange durant les premiers six mois d'une simulation en plan- β , varie entre -8,6 m dans le centre du tourbillon et - 8,7 m à l'extérieure. A partir du septième mois une augmentation de la profondeur de la couche de mélange commence et au huitième mois la profondeur est à 9 m (Fig. 15).

La simulation pour un plan-f a généré des valeurs similaires pour la couche de mélange (Fig. 16).

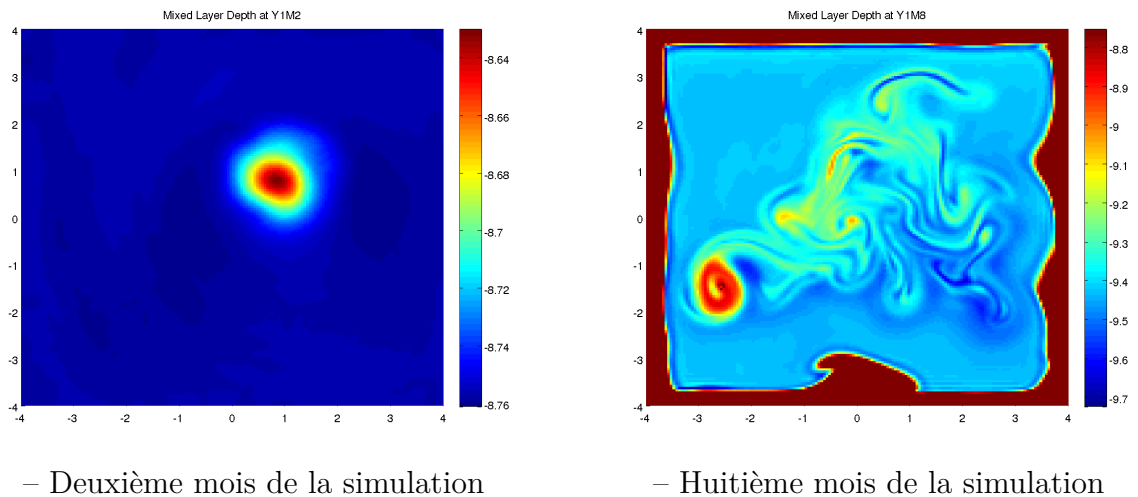
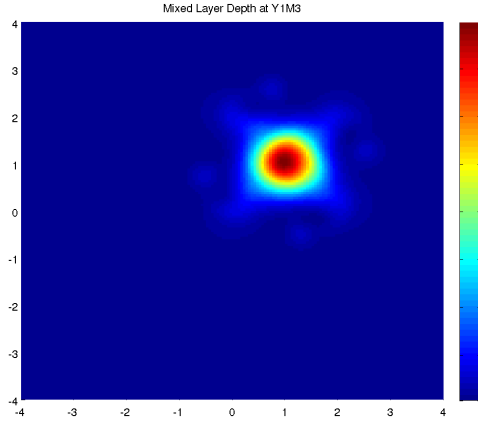
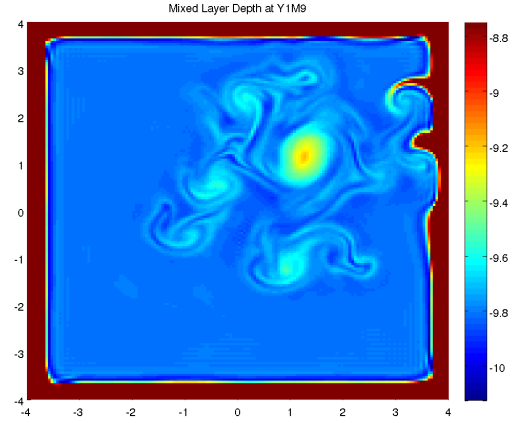


FIGURE 15 – La couche de mélange (m) pour un anticyclone de subsurface pour une simulation de plan- β



– Troisième mois de la simulation



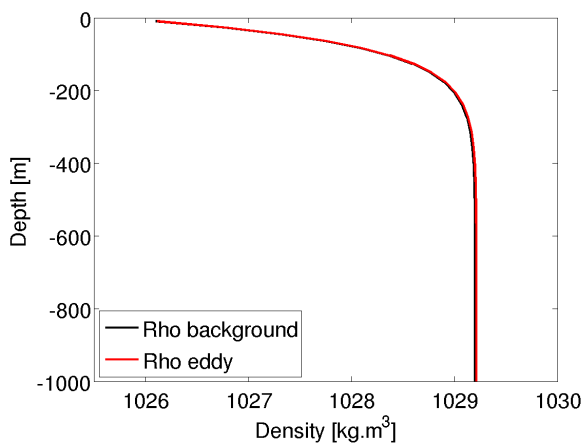
– Douzième mois de la simulation

FIGURE 16 – La couche de mélange (m) pour un anticyclone de subsurface pour une simulation de plan-f

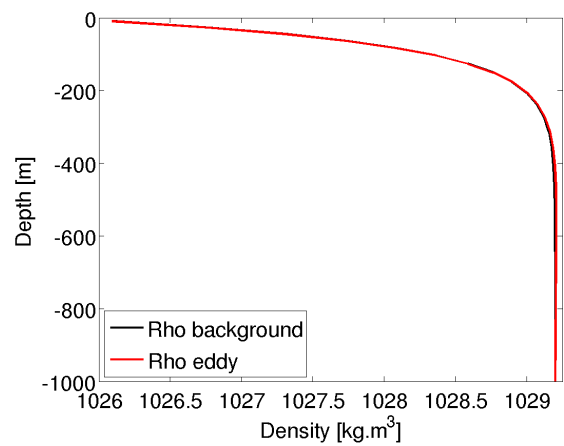
3.2 Cyclone

3.2.1 Surface et Subsurface

Les simulations pour les cyclones de surface et de subsurface ne génèrent pas des structures stables. Par contre pour le temps initial les résultats sont en accord avec les propriétés des cyclones. Les deux profils verticaux de la masse volumique à l'extérieur et à l'intérieur du tourbillon montre une légère remontée de la pycnocline qui correspond aux eaux plus dense du tourbillon (Fig. 17). La section de la composante horizontale de la vitesse (u) indique que la rotation du tourbillon se fait dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (cyclone) (Fig. 18). En surface le tourbillon est marqué par des vitesses négatives et positives qui varient entre $-0,3 \text{ m s}^{-1}$ et $0,3 \text{ m s}^{-1}$ avec un maximum au centre du tourbillon vers la surface (10 m).



– surface



– subsurface

FIGURE 17 – Section verticale de la masse volumique pour le tourbillon cyclonique de surface et de subsurface

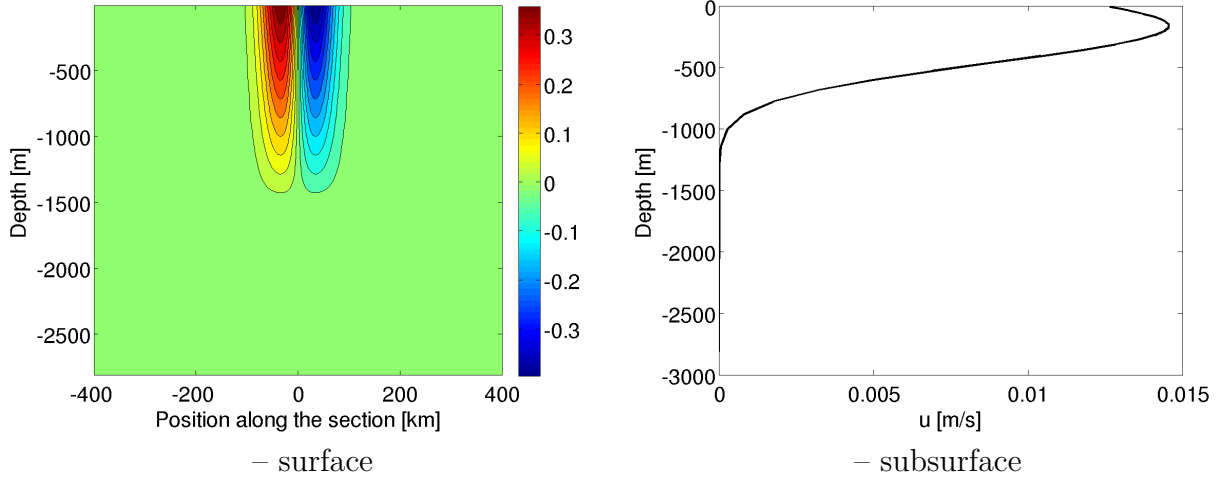


FIGURE 18 – La composante zonale de la vitesse pour un tourbillon anticyclonique de surface et de subsurface

3.2.2 plan-f et plan- β

La comparaison entre les deux diagnostics des simulations d'un anticyclone de subsurface et un cyclone de subsurface en approximation de plan- β montre clairement que le cyclone n'est pas stable. Plus particulièrement les moyennes volumique dans tous le domaine de la masse volumique (volume averaged rho) et de la température (volume averaged temp) sont très instables pour le cyclone (Annexe A). Les résultats reflètent ces instabilités. D'abord le cyclone est instable (nombreuses petites structures) et au cours du temps il arrive à se stabiliser (Fig. 19). Malgré sa stabilisation au niveau dynamique, des propriétés de la structures verticale d'un cyclone ne sont pas respectées.

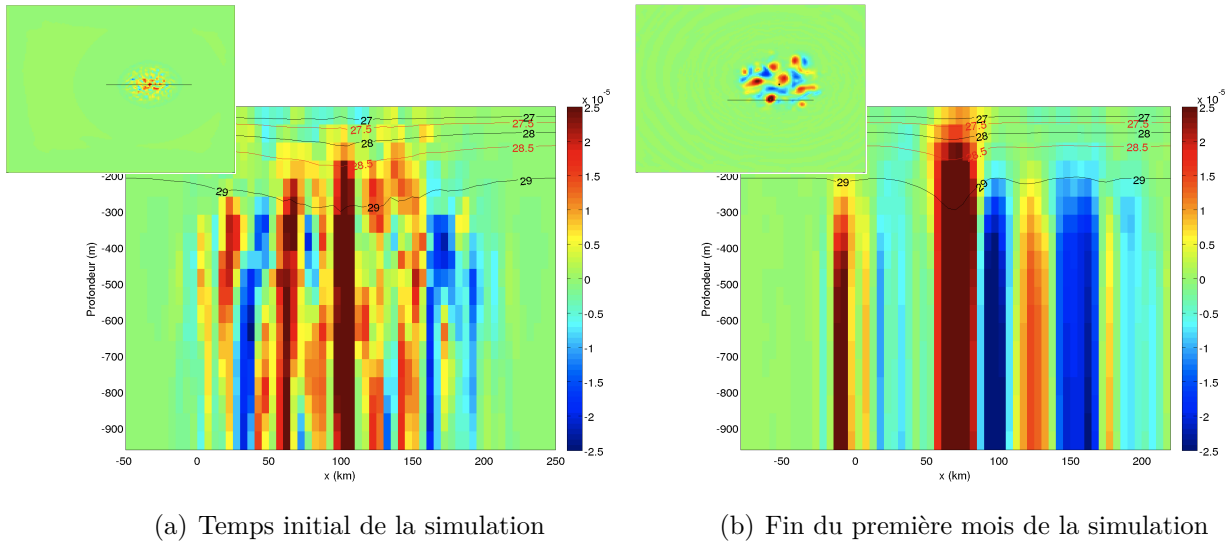


FIGURE 19 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon cyclonique de la subsurface pour une simulation de plan- β

En surface, la simulation en approximation plan- β génère un tourbillon qui se décompose

à partir du troisième mois en deux tourbillons cycloniques stables (Fig. 20). La propagation nord-ouest est bien simulée par le modèle.

Le tourbillon cyclonique de surface pour un plan-f se décompose à partir du deuxième mois en deux cyclones. L'un étant plus intense que l'autre. Ils restent stables tout au long la simulation (Fig. 21).

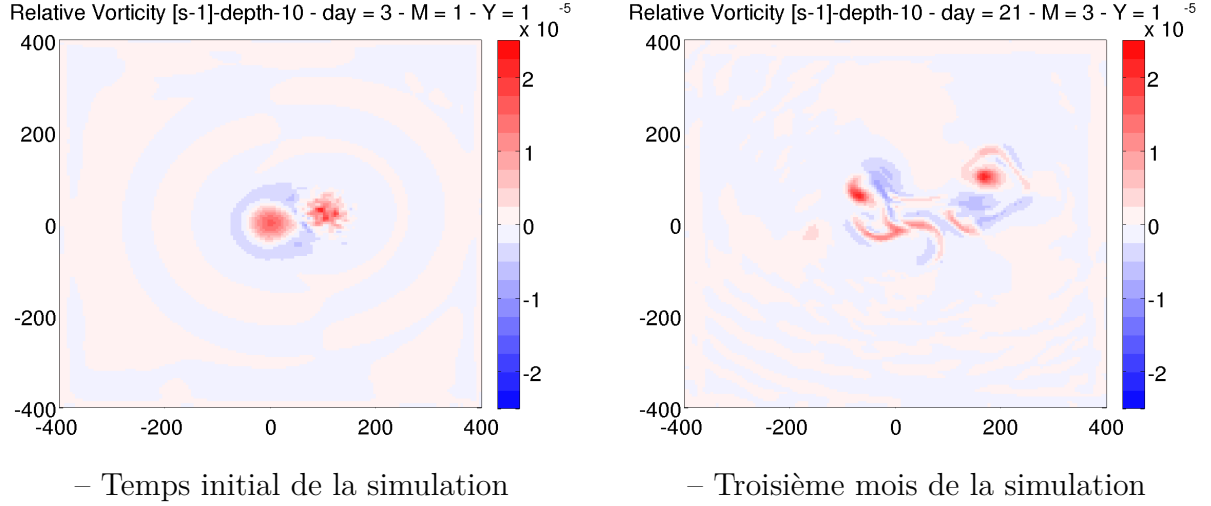


FIGURE 20 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon cyclonique de la surface pour une simulation de plan- β

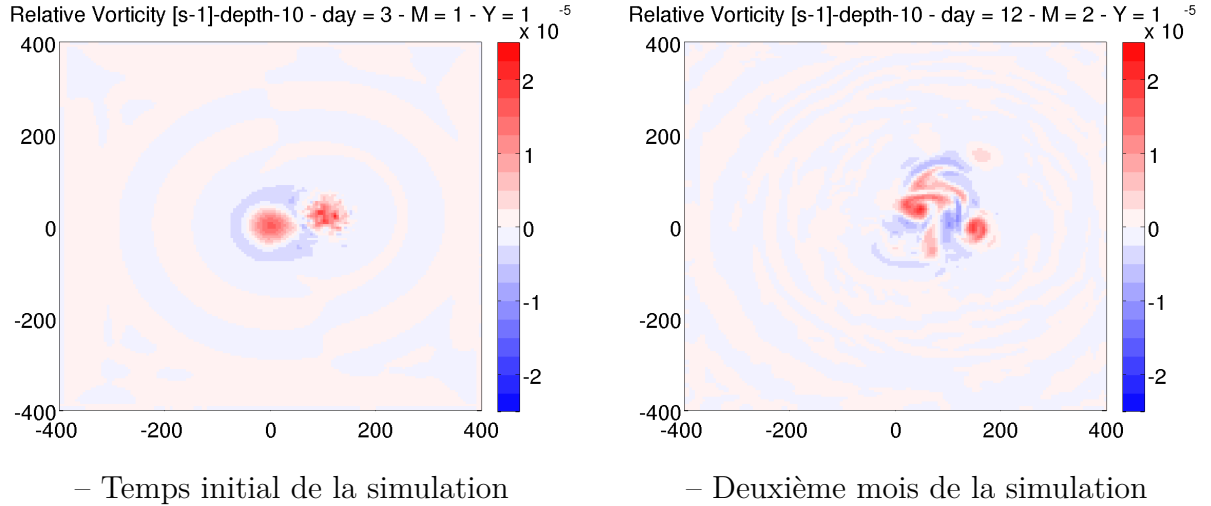
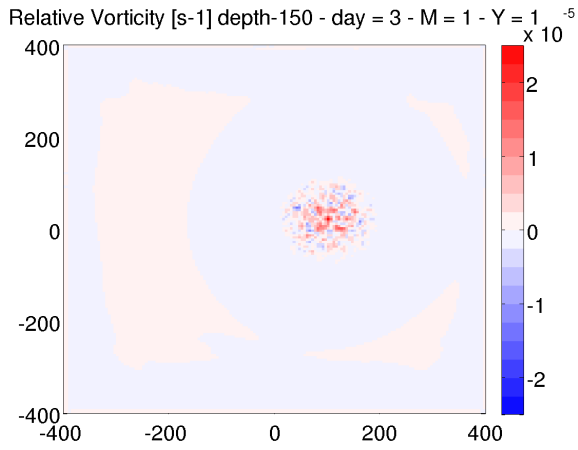
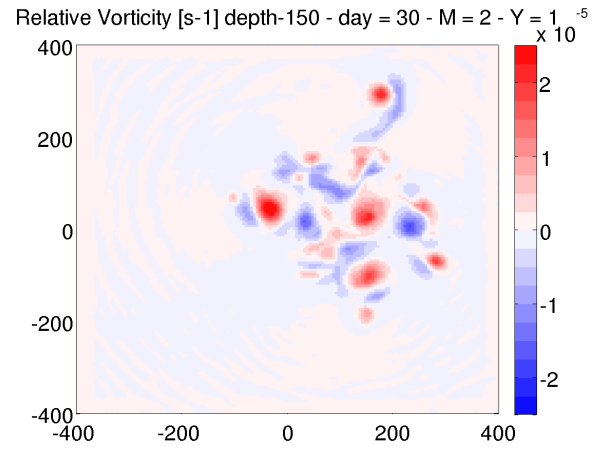


FIGURE 21 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon cyclonique de surface pour une simulation de plan-f

La simulation d'un cyclone de subsurface pour une approximation de plan- β donne dans un première temps, une structure qui se développe. Après, le deuxième mois, elle se divise en quatre tourbillons cyclonique qui se propagent vers le nord-ouest (Fig. 22). La simulation pour une approximation de plan-f produit aussi une structure qui va ensuite générer plusieurs tourbillons cyclonique qui vont se propager dans tout le domaine (Fig. 23). Dans tous les cas les valeurs de la vorticité relative varient entre $-2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et 10^{-5} s^{-1} .

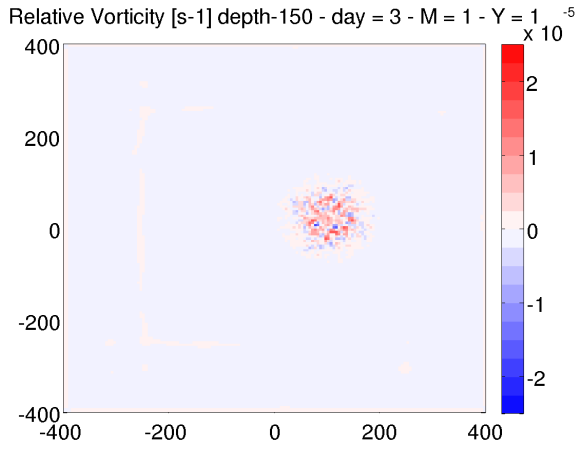


– Temps initial de la simulation

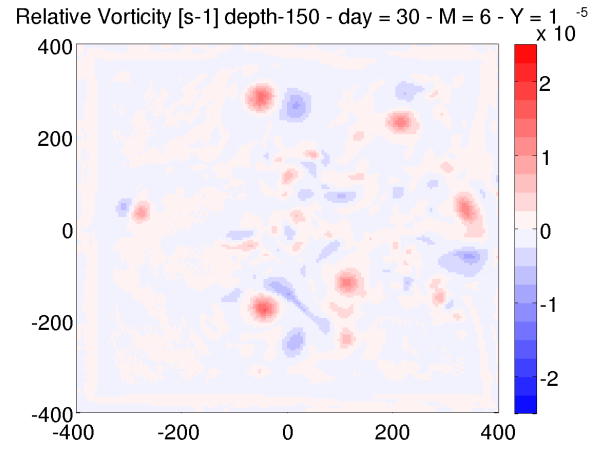


– Deuxième mois de la simulation

FIGURE 22 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon cyclonique de subsurface pour une simulation de plan- β



– Temps initial de la simulation



– Sixième mois de la simulation

FIGURE 23 – L'évolution de la vorticité relative du tourbillon cyclonique de subsurface pour une simulation de plan-f

4 Discussion

Parmi les structures mésoéchelles (courants-jet, méandres, ondes de Rossby) les tourbillons jouent un rôle essentiel dans l’océan grâce à leur capacité à transférer des eaux avec des caractéristiques thermales, salines et biogéochimiques différents. Leur influence sur la biogéochimie est le sujet des nombreuses études. L’idée prédominante est que les anticyclones n’ont pas d’effet sur la production primaire car ils sont caractérisés par un downwelling d’eau de surface pauvre en nutriments et les cyclones la renforce étant dominée par un upwelling d’eau plus riche en nutriments (McGillicuddy and Robinson [1997]). Cette idée a évolué avec le temps, d’autres études supportent le fait que la production primaire peut être renforcée dans les anticyclones générées par le vent (McGillicuddy et al. [2007]). Les tourbillons de subsurface peuvent générer de la biomasse diatomique et de la production dans les eaux profondes (Sweeney et al. [2003]).

D’après nos résultats sur la structure hydrodynamique des tourbillons nous pouvons faire quelques remarques qui peuvent ensuite être combinées avec des résultats d’un modèle biogéochimique. Ces résultats pourraient donc éclairer l’impact de ces structures sur l’import des nutriments, la production, la biomasse et l’exportation de carbone. Tout d’abord tous les tourbillons perdent de leur intensité au cours du temps. La vorticité relative diminue et les isopycnes s’aplatissent. Par exemple, l’affaiblissement de la structure hydrodynamique du tourbillon anticyclonique de subsurface peut être constaté par la diminution progressive de la profondeur de la pycnocline (Fig. 12). Plus précisément l’isopycne 1029 kg m^{-3} située à 800 m au deuxième mois de la simulation est remontée à 400 m à la fin de la simulation. Les anticyclones de subsurface sont les plus stables et les plus intenses. Les anticyclones de surface, étant moins stables, se dissipent presque complètement après un an de simulation. Enfin les cyclones qui sont très instables se décomposent en plusieurs tourbillons jusqu’à approcher d’un état stable. De plus, les régions d’upwelling et de downwelling dans un tourbillon varient beaucoup en fonction de l’approximation choisie, (plan- f ou plan- β). Par contre la profondeur de la couche de mélange et le paramètre d’Okubo-Weiss n’ont pas eu de variations importantes par rapport aux deux cas possibles. Nous pouvons donc émettre l’hypothèse que le tourbillon n’aura pas le même impact sur la biogéochimie au début et à la fin de sa vie. L’impact sera également différent si il se déplace ou il reste quasi-stationnaire.

La trajectoire du tourbillon anticyclonique de subsurface sous l’influence de la variation de latitude (plan- β) se propage vers sud-ouest. Ce résultat est prévisible car, afin que le tourbillon maintienne son équilibre, la vitesse sur sa partie sud doit être plus importante que celle de la partie nord. Cette différence est responsable de la convergence observée à l’ouest du tourbillon qui est par conséquent responsable de son déplacement vers l’ouest (Cushman-Roisin [1994]). Néanmoins l’effet de latitude n’est pas la seule raison de sa trajectoire. L’effet- β crée une circulation secondaire qui s’appelle β -gyre (Morel and McWilliams [1997]). Cette circulation devient évidente grâce à l’analyse des profils verticaux de la vorticité. La présence de vorticité positive en dessous du tourbillon (Fig. 12) indique une circulation cyclonique qui va aussi influencer son trajet (Morel and McWilliams [1997]).

La vie d’un tourbillon est caractérisée par trois stades ; la génération, la maturité et l’affaiblissement. Pendant la phase de sa naissance le tourbillon possède les propriétés de l’eau d’où il se forme. Lors de la phase de maturité il atteint un équilibre quasi-géostrophique et pendant son affaiblissement il se disperse et l’énergie se dissipe. Pour les cyclones de surface présents dans la mer de Sargasse et pendant leur génération, une remontée des nutriments au-dessus la couche euphotique a été observée. Une intensification de la production dans le tourbillon et une augmentation de la biomasse ont suivi (Sweeney et al. [2003]). La deuxième phase de maturité est caractérisée par un maximum de productivité et de concentration de phytoplancton. Ensuite, les isopycnes baissent et durant la troisième phase l’affaiblissement commence. Par conséquent la concentration de phytoplancton diminue à cause d’une limitation en nutriments

dans la couche euphotique. C'est pendant cette phase que [Sweeney et al. \[2003\]](#) émet l'hypothèse que l'exportation du carbone est plus importante. Par contre d'autres études ([Bidigare et al. \[2003\]](#)) montrent une augmentation de l'exportation du carbone pour des cyclones qui ne sont pas à la phase de l'affaiblissement. Il n'y a pas donc que le facteur d'âge d'un tourbillon cyclonique qui varie son influence sur la biogéochimie. Selon [Rii et al. \[2008\]](#) les différentes espèces de phytoplancton observées dans les cyclones d'Hawaii proviennent d'une variation du taux d'apport de nutriments dans la zone euphotique. Par exemple un bloom de diatomées est favorisé quand l'apport de nutriments est plus rapide et celui des coccolithophoridés quand les vitesses sont plus faibles. Ceci peut expliquer pourquoi il y a différentes communautés de phytoplancton dans des tourbillons du même âge et pourquoi dans des tourbillons âgés nous observons des blooms phytoplanctoniques intenses ([Nencioli et al. \[2008\]](#)).

A partir d'analyse de la vorticité relative et du paramètre d'Okubo-Weiss nous constatons que le tourbillon anticyclonique de subsurface a un noyau qui tourne comme un "solid body" dominé par la vorticité et une partie extérieure dominée par la déformation où la vorticité atteint des valeurs quasiment nulles. Nous pouvons donc émettre l'hypothèse qu'il n'y aura pas d'échanges de nutriments et de biomasse entre le noyau et la partie extérieure. Par contre la partie extérieure est caractérisée par des processus des échanges et de mélange avec le milieu environnant ([Isern-Fontanet et al. \[2004\]](#)). Selon [Priovenzale \[1999\]](#) le gradient de vorticité, aux abords du tourbillon, agit comme une barrière pour la propagation des particules vers l'extérieur. D'après [Samuelson et al. \[2012\]](#), à la surface, la concentration la plus élevée en particules est observée aux endroits où la vorticité positive atteint des valeurs maximales. De plus, la vitesse verticale joue en rôle prédominant sur la distribution des particules sur la verticale. Plus particulièrement selon [Omta et al. \[2007\]](#) des concentrations de biomasse importante peuvent se retrouver aux régions d'upwelling cependant elles sont relativement faibles. Ceci peut être attribué aux apports d'eau riche en nutriments mais dépourvu en biomasse. Seulement l'eau qui est déjà remontée vers la surface pendant plusieurs jours montre des valeurs de biomasse vraiment importantes. Enfin, d'après [Omta et al. \[2007\]](#) les régions où la concentration de nutriments est très élevée et le mélange verticale est faible sont les régions optimales pour le développement de phytoplancton.

Références

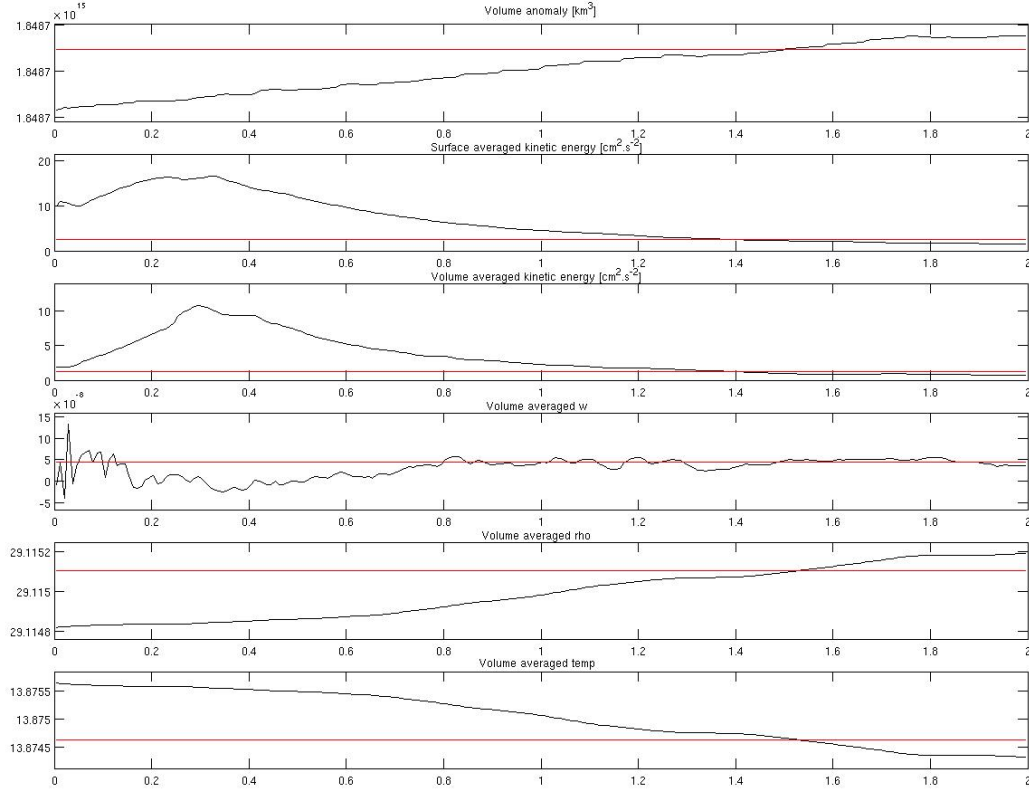
- R. R. Bidigare, C. Benitez-Nelson, C. L. Leonard, P. D. Quay, M. L. Parsons, D. G. Foley, and M. P. Seki. Influence of a cyclonic eddy on microheterotroph biomass and carbon export in the lee of Hawaii. *Geophys. Res. Lett.*, 30(6) :1318, 2003.
- B. Cushman-Roisin. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Prentice Hall, 1994.
- T. D. Dickey, F. Nencioli, V. S. Kuwahara, C. Leonard, W. Black, Y. M. Rii, R. R. Bidigare, and Q. Zhang. Physical and bio-optical observations of oceanic cyclones west of the island of Hawaii. *Deep-Sea Res. II*, 55 :1195–1217, 2008.
- J Isern-Fontanet, J Font, E Garcia-LAdona, M Emelianov, C. Millot, and Taupier-Letage I. Adaptation of secondary flow in nearly-horizontal flow. *Deep-Sea Res. II*, 51 :3009–3028, 2004. doi : 10.1016/j.dsr2.2004.09.013.
- W.G. Large, J. McWilliams, and S.C. Doney. Oceanic vertical mixing : a review and a model with nonlocal K-profil boundary layer parametrization. *Reviews of Geophysics*, pages 363–403, 1994.
- K. Lorbach, D. Dommenges, P.P. Niiler, and Köhl. Ocean mixed layer depth : A subsurface proxy of ocean-atmosphere variability. *J. Geophys. Res.*, 2006.
- C. F. Lumpkin. *Eddies and currents in the Hawaii islands*. PhD thesis, University of Hawaii, 1998.
- P. Marchesiello, McWilliams J. C., and A. Shchepetkin. Open boundary condition for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Model.*, 3 :1–21, 2001. doi : 10.1016/S1463-5003(00)00013-5.
- D. J. McGillicuddy and A. R. Robinson. Eddy-induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea. *Deep-Sea Res. I*, 44(8) :1427 – 1450, 1997. ISSN 0967-0637. doi : DOI:10.1016/S0967-0637(97)00024-1.
- Jr. McGillicuddy, D.J., Laurence A. Anderson, Nicholas R. Bates, Thomas Bibby, Ken O. Buesseler, Craig A. Carlson, Cabell S. Davis, Courtney Ewart, Paul G. Falkowski, Sarah A. Goldthwait, Dennis A. Hansell, William J. Jenkins, Rodney Johnson, Valery K. Kosnyrev, James R. Ledwell, Qian P. Li, David A. Siegel, and Deborah K. Steinberg. Eddy/Wind Interactions Stimulate Extraordinary Mid-Ocean Plankton Blooms. *Science*, 316(5827) : 1021–1026, 2007. doi : 10.1126/science.1136256.
- Y.G Morel and J. McWilliams. Evolution of isolated interior vortices in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 27 :727–748, 1997.
- T. Moutin, F. Van Wambeke, and L. Prieur. Introduction to the biogeochemistry from oligotrophic to the ultraoligotrophic mediterranean (bom cruise). 2012.
- F. Nencioli, V. S. Kuwahara, T. D. Dickey, Y. M. Rii, and R. R. Bidigare. Physical dynamics and biological implications of a mesoscale eddy in the lee of Hawai'i : Cyclone Opal observations during E-FLUX III. *Deep-Sea Res. II*, 55 :1252–1274, 2008.
- K. Nolan. *Characteristics and water properties of mesoscale eddies in the region of station ALOHA*. PhD thesis, University of Hawaii, 2008.

- A. Okubo. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Res.*, 111 :445–454, 1970.
- A.W. Omta, B. Kooijman, and H. Dijkstra. Influence of (sub)mesoscale eddies on the soft-tissue carbon pump. *J. Geophys. Res.*, 112, 2007. doi : doi:10.1029/2007JC004189.
- I. Orlanski. A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, 21 :251–269, 1976.
- W. C. Patzert. Eddies in hawaiian islands. Technical report, Hawaii Institute of Geophysics, University of Hawaii, 1969.
- P. Penven, J. C. McWilliams, P. Marchesiello, and Y. Chao. Coastal Upwelling response to atmospheric wind forcing along the Pacific coast of the United States. *Ocean Sciences Meeting, Honolulu, Hawaii (USA)*, 2002.
- A. Priovenzale. Transport by coherent barotropic vortices. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 31 :55–93, 1999. doi : doi:10.1146/annurev.fluid.31.1.55.
- Y.M. Rii, S.L. Brown, F. Nencioli, V.S. Kuwahara, T.D. Dickey, D.M. Karl, and R. R. Bidigare. The transient oasis : nutrient-phytoplankton dynamics and particle export in hawaiian lee cyclones. *Deep-Sea Res. II*, 55 :1252–1274, 2008.
- A. Samuelsen, S.S. Hjollo, J.A. Johannessen, and R. Patel. Particle aggregation at the edges of anticyclonic eddies and implications for distribution of biomass. *Ocean Sc.*, 8 :389–400, 2012.
- Erin N. Sweeney, Dennis J. McGillicuddy, and Ken O. Buesseler. Biogeochemical impacts due to mesoscale eddy activity in the sargasso sea as measured at the bermuda atlantic time-series study (bats). *Deep-Sea Res. II*, 50(22-26) :3017 – 3039, 2003. ISSN 0967-0645. doi : DOI:10.1016/j.dsr2.2003.07.008. The US JGOFS Synthesis and Modeling Project : Phase II.
- J. Weiss. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, 48 :273–294, 1991.
- Morel Y.G and Carton X.J. Multipolar vortices in two-dimensional incompressible flows. *J. Fluid Mech.*, 267 :23–51, 1994.

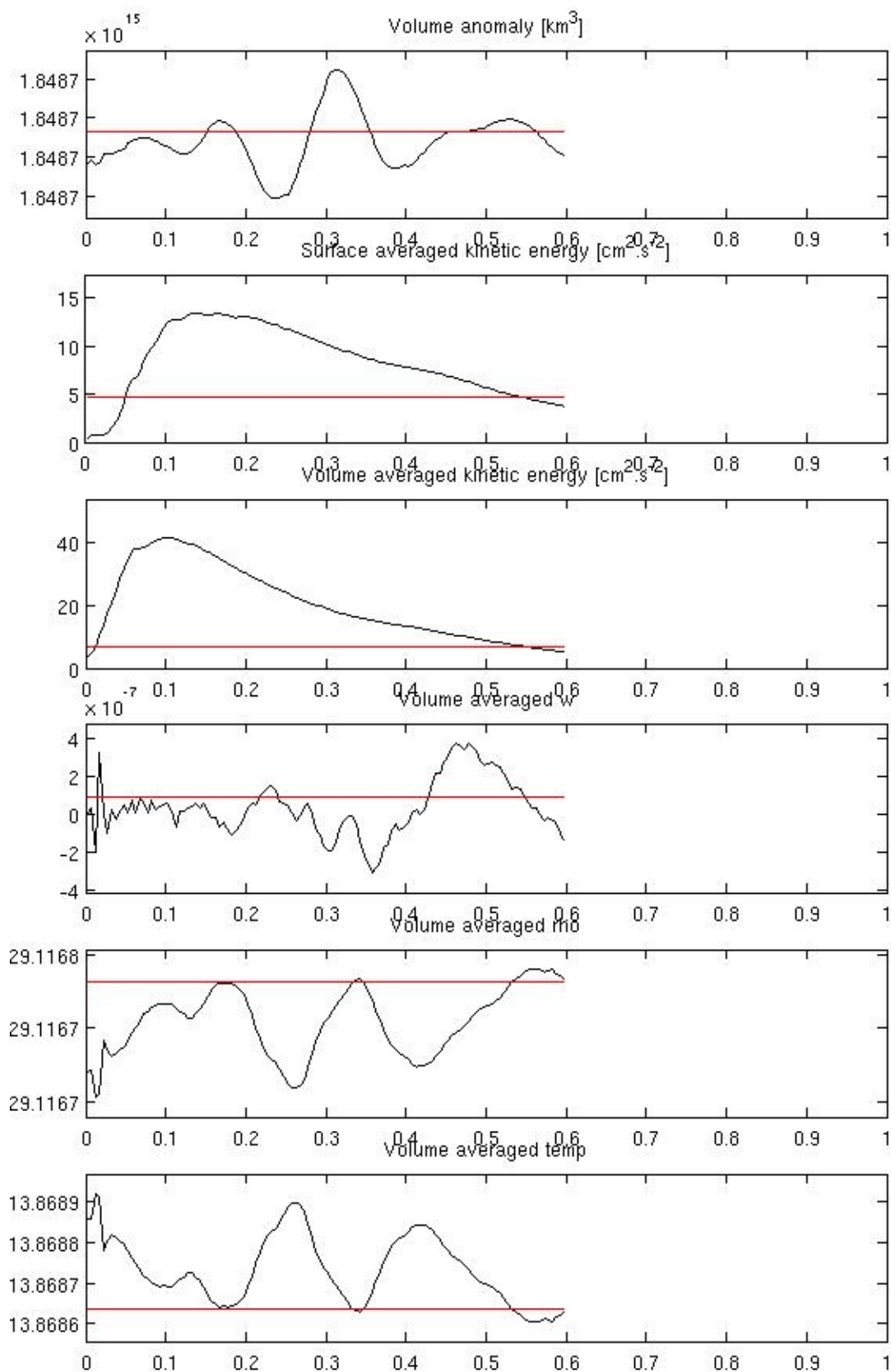
Annexe A

Les deux diagnostics des simulations d'un anticyclone de subsurface et un cyclone de subsurface en approximation de plan- β

La diagnostique pour un anticyclone de subsurface



La diagnostique pour un cyclone de subsurface



Annexe B

Le script pour la création d'un anticyclone de surface en plan- β .

```
% Compute zeta,ubar,vbar,u,v,t for the vortex
%
% Pierrick Penven, IRD, 2005
%
% P1 : pressure at z=0
%
% P1=P0*exp(-r2/lambda2)
%
% P0 such as u(r0)=umax
%
% => P0=rho0 f0 umax lambda sqrt(e/2)

% Choose if the script is used as a fonction of make_eddy.m (0) or not (1)
not_embedded = 0;
if(not_embedded);
    close all
    clear all
    not_embedded = 1;
end

%%% If not_embedded - Definition of the parameters
if(not_embedded);
%
dx=5e3;                % Horizontal resolution
xmax=400e3;            % Domain length
H0=3000;               % Depth
H=1500;                % Level of no-motion
Pa=1013e2;             % Atmospheric pressure
rho0=1024.4;           % Mean ocean density
umax=0.40;             % Max velocity (<0 cyclonic in the northe
lambda=sqrt(2)*34e3;    % Vortex radius (exp(r2/lambda2))
g=9.81;                % Gravity acceleration
rho_surf = 1025.7;     % surface density
delta_rho=3.5;
zmax=72;
%
% Vertical grid parameters
%
```

```

N=30;
theta_s=4;
theta_b=0;
hc=100;
%
% Horizontal Grid
%
x=[-xmax:dx:xmax];
y=x;
[X,Y]=meshgrid(x,y);
%
% Topo
%
h0=H0+0*X;
%Position de tourbillon dans le domaine
idx=100e+03;
idy=100e+03;
%
% Coriolis term (beta plane)
%
f0 = 1e-4; % Latitude
center=80;
level_to_plot=28;
end %if
%
P0=rho0*f0*umax*lambda*sqrt(exp(1)/2);
P1=Pa+P0*exp(-((X-idx).^2+(Y-idy).^2)/lambda^2);
%
% Calcul de rho at z=0
%
a=-P0*(1-exp(-H))/(g*(H-1+exp(-H)));
rho1=rho0+a*exp(-((X-idx).^2+(Y-idy).^2)/lambda^2);
%
% Surface elevation
%
zeta=(P1-Pa)./(g.*rho1);
%
% Vertical grid
%
zw=zlevs(h0,zeta,theta_s,theta_b,hc,N,'w');

```

```

zr=zlevs(h0,zeta,theta_s,theta_b,hc,N,'r');
%
% Density
%
xr=tridim(X,N);
yr=tridim(Y,N);
%
rho=rho_surf+delta_rho.*(1-exp(zr./zmax));
rho_back=rho;
%
%
rhodyn=-P0.*(1-exp(-zr-H)).*exp(-((xr-idx).^2+(yr-idy).^2)/lambda^2)./(g*
rho(zr>-H)=rho_back(zr>-H)+rhodyn(zr>-H);
%
% Temperature
%
% rho=rho0+R0-TCOEF*T
%
R0=33;
TCOEF=0.28;
t=(-rho+1000+R0)/TCOEF;
%
% U and V
%
%
a=2*P0/(f0*rho0*lambda^2);
zu=0.5*(zr(:, :, 1:end-1)+zr(:, :, 2:end));
xu=0.5*(xr(:, :, 1:end-1)+xr(:, :, 2:end));
yu=0.5*(yr(:, :, 1:end-1)+yr(:, :, 2:end));
F=(H-1+zu+exp(-zu-H))./(H-1+exp(-H));
F(zu<-H)=0;
u=a.*F.*yu.*exp(-(xu.^2+yu.^2)/lambda^2);
zv=0.5*(zr(:, 1:end-1, :)+zr(:, 2:end, :));
xv=0.5*(xr(:, 1:end-1, :)+xr(:, 2:end, :));
yv=0.5*(yr(:, 1:end-1, :)+yr(:, 2:end, :));
F=(H-1+zv+exp(-zv-H))./(H-1+exp(-H));
F(zv<-H)=0;
v=-a.*F.*xv.*exp(-(xv.^2+yv.^2)/lambda^2);
%
% Vitesses barotropes

```



```

%
dz=zw(2:end, :, :)-zw(1:end-1, :, :);
dzu=0.5*(dz(:, :, 1:end-1)+dz(:, :, 2:end));
dzv=0.5*(dz(:, 1:end-1, :)+dz(:, 2:end, :));
hu=squeeze(sum(dzu.*u));
hv=squeeze(sum(dzv.*v));
D_u=squeeze(sum(dzu));
D_v=squeeze(sum(dzv));
ubar=squeeze(hu./D_u);
vbar=squeeze(hv./D_v);
%
    pause

    close all
end
%%%%%
return

```

Le script pour la création d'un anticyclone de subsurface plan- β .

```

%
% Compute zeta,ubar,vbar,u,v,t for the vortex
%
%
% Pierrick Penven, IRD, 2005
%
% P1 : pressure at z=0
%
% P1=P0*exp(-r2/lambda2)
%
% P0 such as u(r0)=umax
%
% => P0=rho0 f0 umax lambda sqrt(e/2)

% Choose if the script is used as a fonction of make_vortex_sub.m (0) or
not_embedded = 0;
if(not_embedded);
    close all
    clear all

```

```

    not_embeded = 1;
end
%%% If not_embeded - Definition of the parameters
if(not_embeded);
%
dx=5e3;                                % Horizontal resolution
xmax=400e3;                            % Domain length
H0=3000;                               % Depth
theta=35;                              %Latitude
R=6367442.76;                          % Earth radius
Pa=1013e2;                             % Atmospheric pressure
Hth=400;                               %eddy thickness
Cb=(-1./Hth.^2);
g=9.81;
ig=1/g;
Pa=1013e2;                             % Atmospheric pressure
rho0=1024.4;                           % Mean ocean density
umax=0.40;                             % Max velocity (<0 cyclonic in the northe
lambda=sqrt(2)*34e3;                    % Vortex radius (exp(r2/lambda2))
il=(-0.5/lambda^2);
g=9.81;                                % Gravity acceleration

rho_surf = 1025.7;                     % surface density
delta_rho=3.5;
zmax=72;
z0=-150;                               %eddy central depth
%
% Position of the eddy in the domain
%beta plan
idx = 100e3;
idy = 100e3;
% Vertical grid parameters
%
N=30;
theta_s=4;
theta_b=0;
hc=100;
%
% Horizontal Grid
%
```

```

x=[-xmax:dx:xmax];
y=x;
[X,Y]=meshgrid(x,y);
%
% Topo
%
h0=H0+0*X;
%
%Position of the eddy in the domain
idx=100e03;
idy=100e03;
center=80;
level_to_plot=28
end %if
%
%Coriolis force
if(not_embeded)
    f = 1e-4;          % Latitude
    if0 = 1./f;
else
    %if0 = 1./f;
    fr=tridim(f,N);
    if0 = 1./fr;
end
% Vertical grid
%
zeta=0*X;
zw=zlevs(h0,zeta,theta_s,theta_b,hc,N,'w');
zr=zlevs(h0,zeta,theta_s,theta_b,hc,N,'r');
%
Hz = abs(zw(1:end-1,:,:)-zw(2:end,:,:));
%
xr=tridim(X,N);
yr=tridim(Y,N);
%
%Pression
%
P0=rho0*f0*umax*lambda*sqrt(exp(1)/2);
P=Pa+P0+P0*exp(-((xr-idx).^2+(yr-idy).^2)/lambda^2).*exp(-(zr-z0).^2./Hth
%
```

```

%rho at z=0
rho_0=rho_surf-P0*ig*exp(((X-idx).^2+(Y-idy).^2)*il).*(-Cb*(2*z0)).*exp(-
%
%
%Surface elevation
zeta=(P0*(exp(-((X-idx).^2+(Y-idy).^2)/lambda^2).*exp((Cb.*z0.^2))))./(g.
%
%
% Density
%
%rho_back=rho;
%
rho_back=rho_surf+delta_rho.*(1-exp(zr./zmax));
rhodyn=-P0*ig*exp(((xr-idx).^2+(yr-idy).^2)*il).*(Cb*(2.*zr-2*z0)).*exp(C
rho=rho_back+rhodyn;
%
% Temperature
%
% rho=rho0+R0-TCOEF*T
%
R0=33;
TCOEF=0.28;
t=(-rho+1000+R0)/TCOEF;
%
% U and V
%
v = zr.*0;
F_r=-if0.*(il*2.*(xr-idx)).*exp(((xr-idx).^2+(yr-idy).^2).*il);
F_z=(Cb*(2.*zr-2*z0)).*exp(Cb.*(zr-z0).^2);
v=cumsum(-F_r.*F_z.*Hz);
%
u = zr.*0;
F_r=if0.*(il*2.*(yr-idy)).*exp(((xr-idx).^2+(yr-idy).^2).*il);
F_z=(Cb*(2.*zr-2*z0)).*exp(Cb.*(zr-z0).^2);
u=cumsum(-F_r.*F_z.*Hz);
%
% Vitesses barotropes
%
%
u=0.5*(u(:, :, 1:end-1)+u(:, :, 2:end));

```

```

v=0.5*(v(:,1:end-1,:)+v(:,2:end,:));

dz=zw(2:end, :, :)-zw(1:end-1, :, :);
dzu=0.5*(dz(:, :, 1:end-1)+dz(:, :, 2:end));
dzv=0.5*(dz(:, 1:end-1, :)+dz(:, 2:end, :));

hu=squeeze(sum(dzu.*u));
hv=squeeze(sum(dzv.*v));
D_u=squeeze(sum(dzu));
D_v=squeeze(sum(dzv));
ubar=squeeze(hu./D_u);
vbar=squeeze(hv./D_v);
%
    pause %
    close all
end
%%%%%

return

```