
Final Project - Arabian Sea

-Numerical Modelling -

COPPIN Max

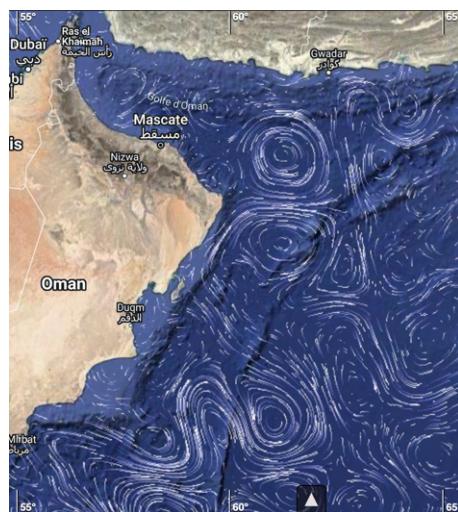


FIGURE 1 – Snapshot of the geostrophic surface current streamline of the domain from CMEMS the 30 august 2014 using ocean data lab

1. Choix de la Région

La mer d'Arabie est une région très riche en processus physique dont la dynamique est principalement forcée par les vents de mousson qui s'inversent deux fois par ans, par une forte évaporation et par les échanges avec la mer Rouge et le Golfe Persique qui sont deux mers marginales parmi les plus salées au monde. En particulier, le nord de cette mer concentre une très forte dynamique tourbillonnaire de meso-échelle, un upwelling sur la côte de Somalie et d'Oman, des courants côtiers et jets. Ainsi cette région est idéale pour une première utilisation du code CROCO car il y a une multitude de phénomènes à la méso-échelle qui ont une durée de vie assez longue pour être correctement observés. Ma modélisation se focalisera sur la dynamique tourbillonnaire du Nord de la mer d'Arabie et le Golfe d'Oman (voir figure 1).

2. Configuration de la simulation

Le domaine de la simulation englobe le golf d’Oman et le nord de la mer d’Arabie (longitude $\in [56E - 65E]$; latitude $\in [16N - 28N]$)

Dans cette région, le rayon de déformation est de l’ordre de $Rd \sim 40km$ [7, 4] ainsi, un choix cohérent de résolution horizontale est $\delta x = \delta y = 10km$ Soit une résolution $0.1 deg \times 0.1 deg$, soit une grille 89×129 ce qui reste raisonnable pour la puissance de calcul (8 cores).

Le pas de temps est de 16 s, avec une sortie des fichiers d’historique tous les 7 jours moyennée sur cette période. La simulation à modélisé au total 3 ans, soit 93312 itérations. Dans la dimension verticale, la colonnes d’eau à été discrétisé sur 20 niveaux verticaux en coordonnée S.

Consistance entre pas de temps et résolution horizontal

Étant donnée que l’on utilise un schéma d’advection UP5 associer avec un nombre de Courant $\alpha = 0.89$ et que la résolution en x et en y est identique, la condition de stabilité barotrope de la modélisation s’écrit :

$$\Delta t \leq \frac{\alpha}{U_{max}} \times \frac{\delta x}{2}$$

Donc

$$\Delta t \leq \frac{0.89}{4} \times \frac{10^4}{2} \sim 1270$$

Ainsi le pas de temps $dt = 1000$ est consistant avec la résolution horizontale de mon domaine. et avec $Ndtfast = 60$; $\delta_t = 1000/60 \sim 16.6s$

3. Évolution de l’énergie cinétique de surface :

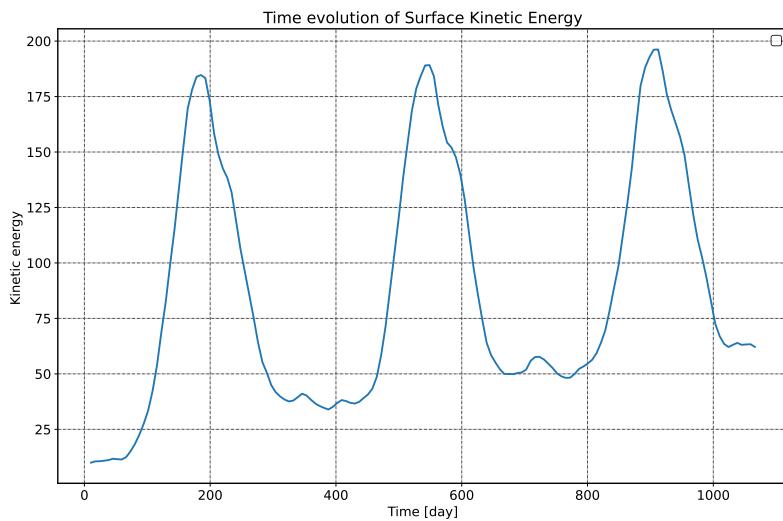


FIGURE 2 – Time Evolution of surface kinetic Energy (KE) intégré over the north of the Arabian sea

Pour calculer L’énergie cinétique de surface intégré sur le domaine, il a fallut d’abord re-centrer les vitesses u, v au centre des mailles, en effectuant la somme des valeurs aux bord des mailles divisé par deux. Cette opération permet de sommer $u^2 + v^2$ mais à pour inconvénient,

négligeable ici de perdre un point sur les bordure (en y pour v , en x pour u). Enfin sommer toutes les valeurs de $u^2 + v^2$ pour chaque mailles, et ce pour chaque instant t de la simulation.

La série temporelle de l'énergie cinétique intégré sur tout le domaine est représenté figure 2. On observe un fort cycle saisonnier avec un pic énergétique en été , ce qui est consistant avec la région que l'on a choisi qui es soumise à un retournement de vent lié à la mousson comme montré figure 3 reprise de [6]. L'écart des valeurs observé s'explique dans la taille du domaine qui est sensiblement plus petite dans notre cas. On observe également figure 3 que sur les trois premier cycle augmentent avant d'atteindre le régime établie ainsi pour notre cas, même si dès le 200ème jours on retrouve un comportement générale cohérent, notre modélisation ne semble pas être tout à fait stabilisé d'un point de vue énergétique après 3 ans simulés.

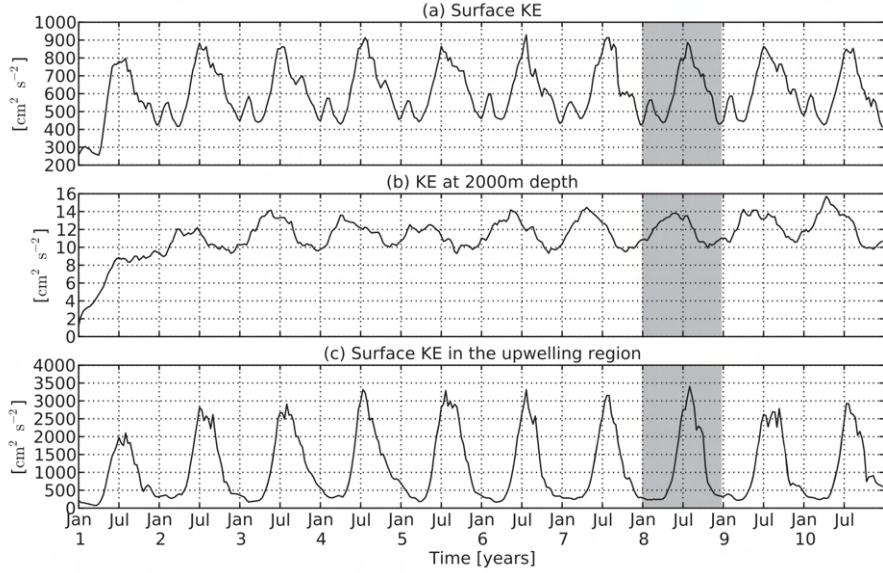


FIGURE 3 – Time Evolution of surface kinetic Energy (EKE) integrated over the of the Arabian sea from Vic et al. 2014 [6]

4. Snapshot de la vorticité relative :

La distance entre chaque points à été convertie en mètre afin d'obtenir les pas d'espace pour calculer les gradients horizontaux (le pas d'espace zonal étant variant avec la latitude). Ainsi j'ai pu calculer les gradient de u et v selon chaque axes ($\partial_x u$, $\partial_x v$, $\partial_y u$, $\partial_y v$). A partir de ces données, j'ai pu calculer la vorticité ($\zeta = \partial_x v - \partial_y u$) que j'ai normalisé par le paramètre de Coriolis (f). Mais j'ai aussi pu calculer le critère d'Okubo-Weiss

$$Q = shear^2 + stretching^2 - vorticity^2$$

avec

$$shear = \partial_x u - \partial_y v \quad stretching = \partial_x v + \partial_y u$$

Ce paramètre est un indicateur de la nature de la dynamique, négatif dans les régions où la rotation domine et positif dans les régions où la déformation est dominante. Ce paramètre est remarquablement utile quand à la détection de tourbillons cohérents.

Les figures 4,5 montre la vorticité relative normalisé par le paramètre de Coriolis et le critère d'Okubo-weiss au jour 10,30,90,360,720 et 1080. On observe que les premières structures tourbillonnaires commencent à apparaître vers le 90ème jours, effet les données qui sont implémentées en entrée du code sont seulement des données climatologiques contenant des données sur les courants moyens. C'est pourquoi on remarque sur les premiers jours seulement le courant côtier sur la côte Omanaise, puis les instabilités de ce courant forment des tourbillons qui se détachent et s'éloignent de la côte.

Ainsi en terme de dynamique tourbillonnaire, la simulation nécessite au minimum 90 jours pour commencer à former une turbulence géostrophique. Et au minimum 1 ans pour atteindre une dynamique réaliste.

Nous n'observons pas de dominance de polarité en terme de vorticité même si on remarque que les structures les plus marquées par la rotation (?? ?? pannel de droite) sont majoritairement des tourbillons cycloniques (à vorticité positive)

On remarquera également que les maxima de vorticité normalisées ζ/f atteint n'excèdent pas 10^{-5} ce qui est loin de l'ordre de valeur obtenu par *Vic et al.* [7] et *Morvan et al.* [4]. Cet écart de valeur peut soit s'expliquer par l'écart de résolution des simulations (ces deux études s'intéressent aux tourbillons cohérents de sous-méso échelle SCV) ou à une erreur de ma part lors du calcul de vorticité.

Les lignes noires représentent le transect sélectionné pour effectuer une section ($x-z$) développé dans la partie 6.

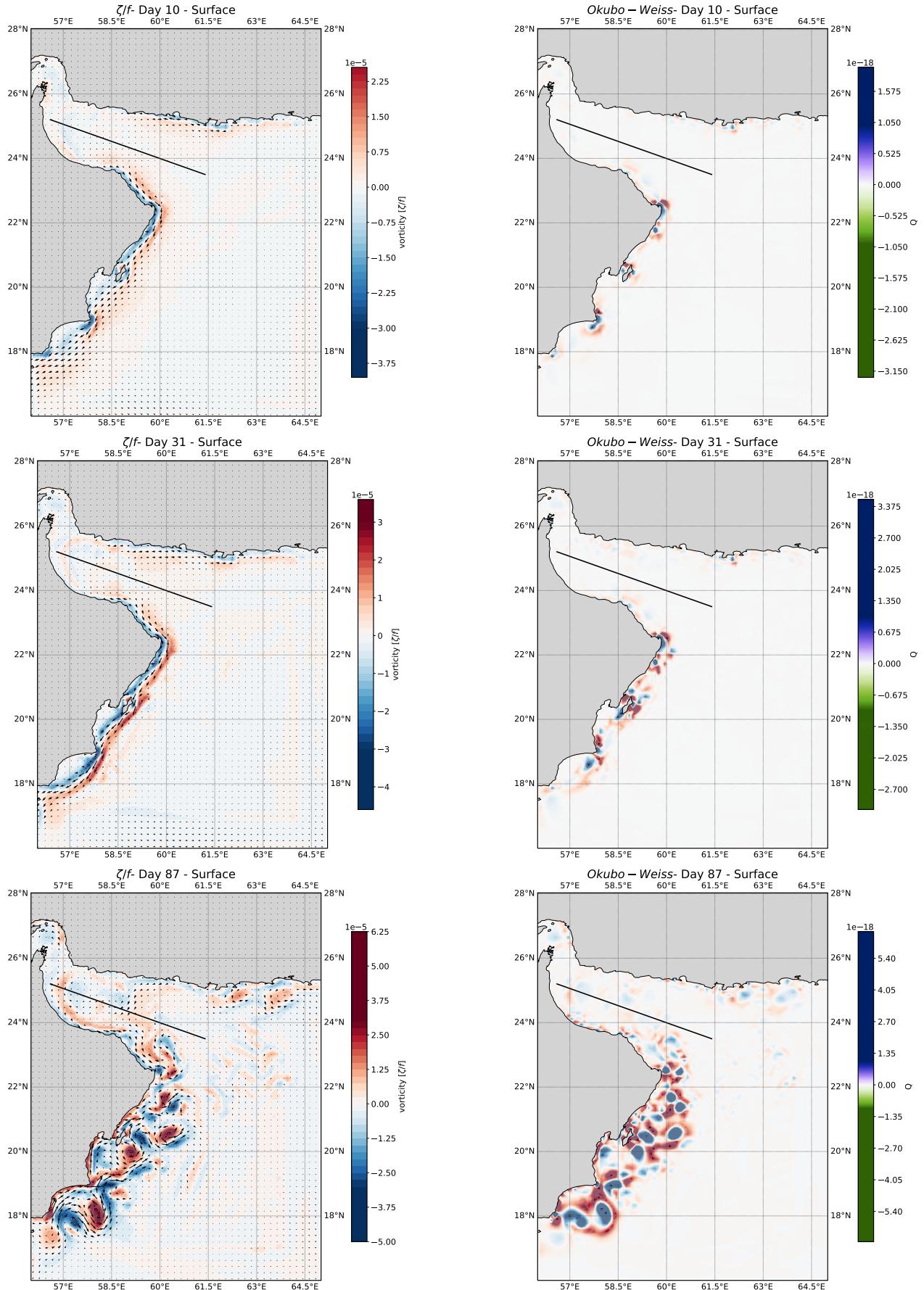


FIGURE 4 – left panel : relative vorticity for different time ; Right panel : Okubo-Weiss parameter for days 10-31-90

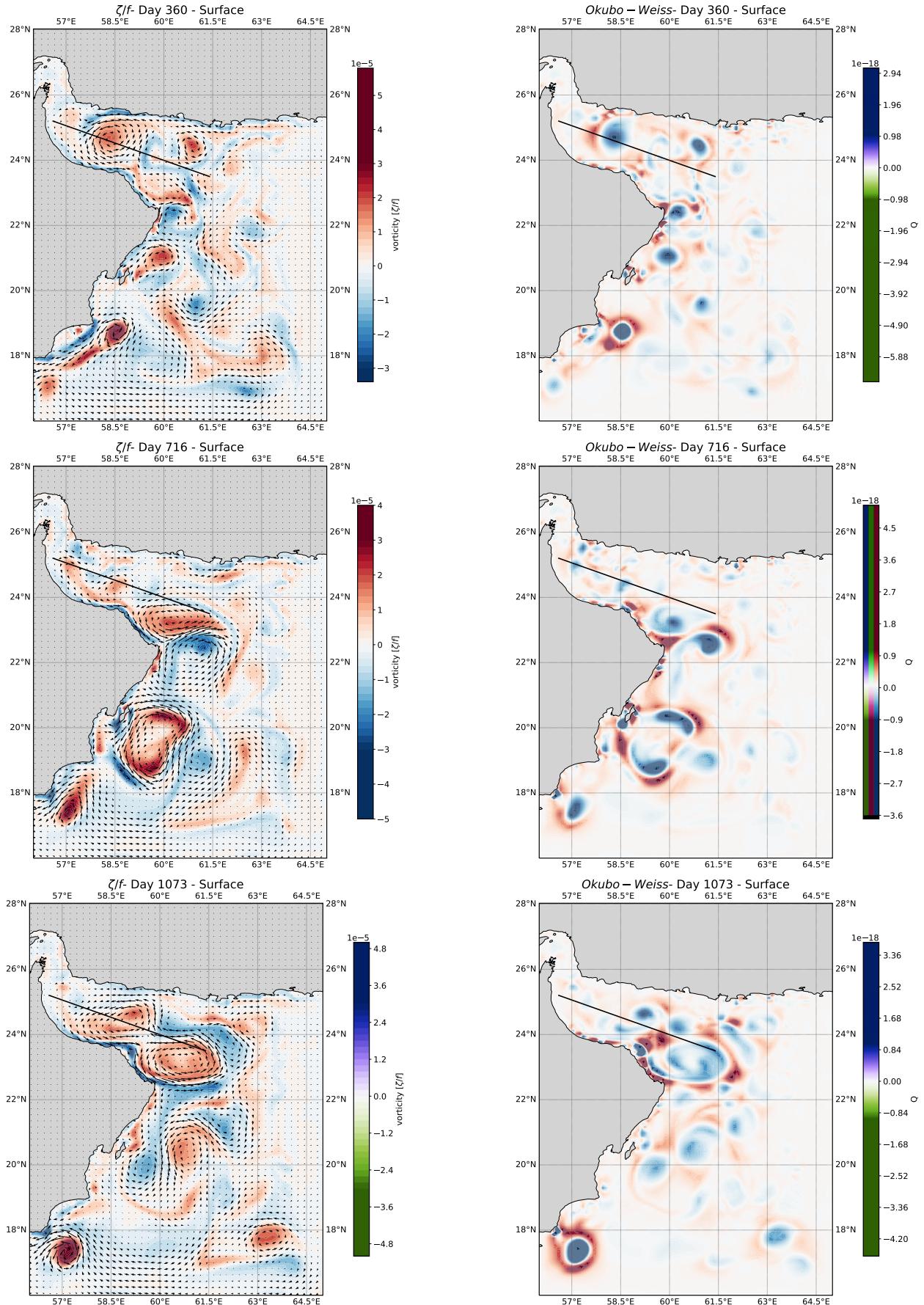


FIGURE 5 – left panel : relative vorticity ; Right panel : Okubo-weiss parameter for day 360-720-1080

5. Snapshot de la Température à -400 m :

Je n'ai pas réussi à interpoler verticalement les données pour sélectionner seulement le niveau $z = -400$, non plus avec la méthode fournie dans le document example-croco-xarray.ipynb car le module XGSM ne fonctionne pas sur mon ordinateur

J'ai essayé de sélectionner les niveaux les plus proches du niveau $z = -400m$ mais cette méthodes est bien trop grossière et fait apparaître des sauts de température trop important et fait apparaître la topographie de fond (figure 6).

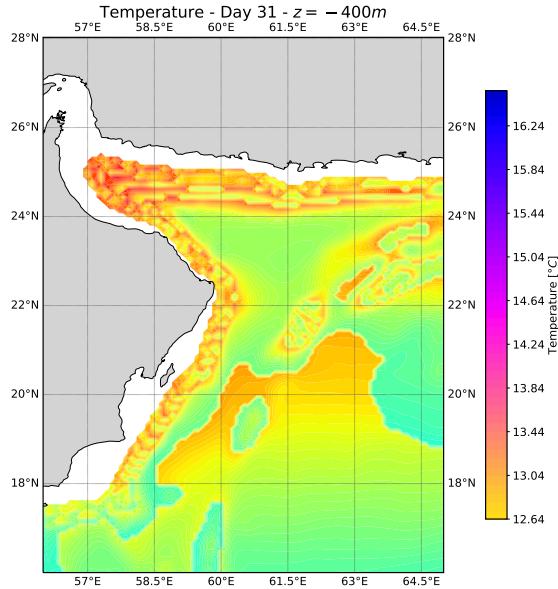


FIGURE 6 – Snapshot of the temperature using the nearest level from -400 m method

6. Section of density - vitesse :

J'ai choisi de prendre une section qui suit l'axe du golf d'Oman car c'est une partie très intéressante d'un point de vue de la dynamique de méso et sous méso-échelle ([4], [5], [7]).

Pour représenter la section, une interpolation verticale a été effectué sur chaque points de grille correspondant au transecte.

Étant donné que la section que j'ai choisi est incliné (ni méridienne, ni zonal) j'ai crée un fonction qui projette les vitesses sur l'axe de ma section. Ainsi les vitesses que représente la figure 7, sont les vitesses normales à l'axe de la section en dessous de la représentation des isopycnes au même instant. On remarque que à l'instar de la vorticité de surface, il n'y a au 10 eme jours, aucune structure dynamique remarquable. En effet les vitesses sont d'un ordre inférieure à celle modélisé au jours 360 et plus de la simulation est les isopycnes sont quasi horizontales. En revanche la structure au jours 360 est la plus remarquable observé figure 7, 5. Situé entre les 150- 250 km du transect, le tourbillon cyclonique relève les isopycne au centre de la structure, les maxima de vitesse radiale se situe entre 150 et 200 m de profondeur ce qui est consistant avec la fonction de probabilité de densité de la vorticité relative maximum tracé par Vic *et al.* 2015 [7].

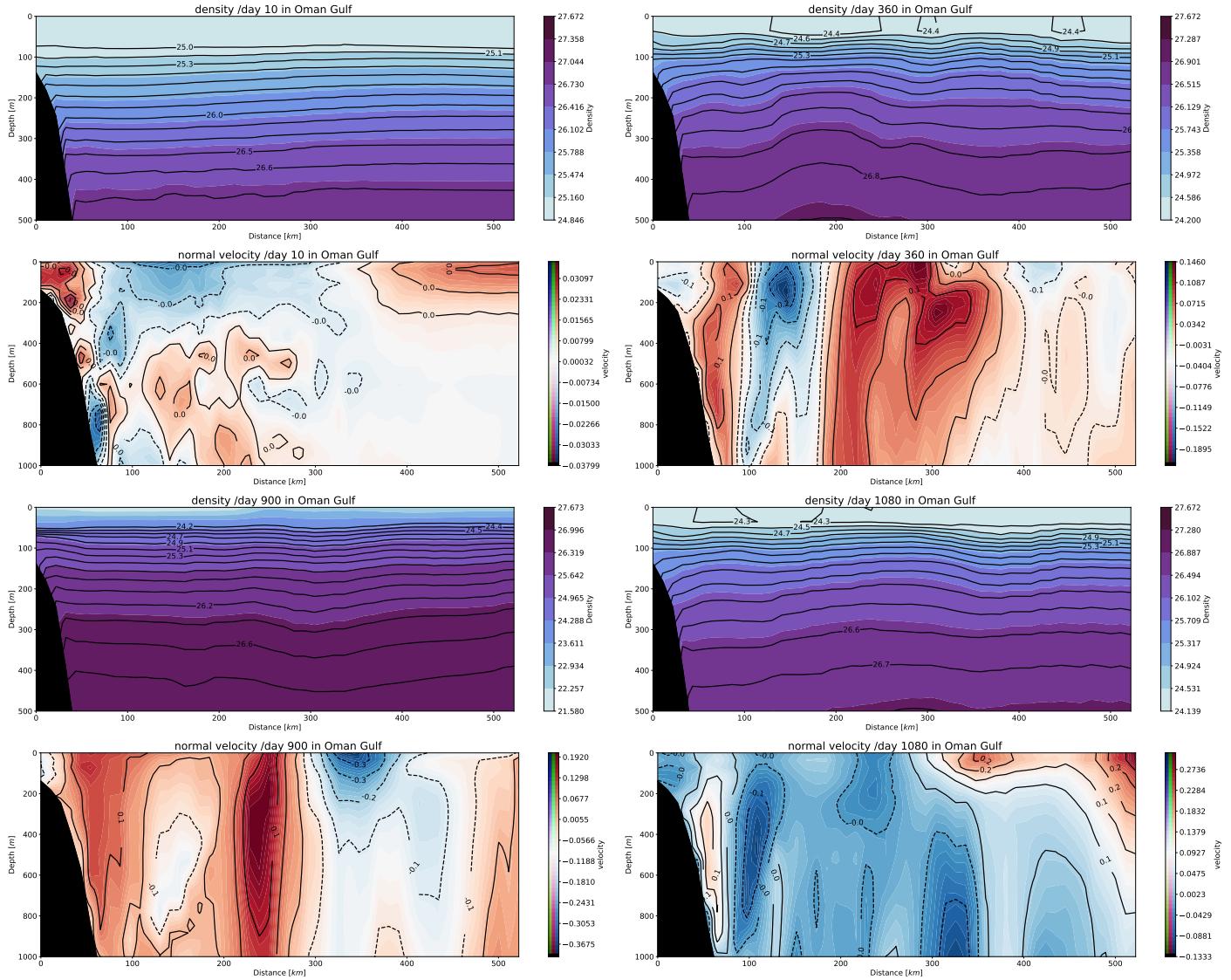


FIGURE 7 – Section of the 500 first meters of density in the Oman gulf above section of the 1000 first meters of the normal velocity to the axis of the gulf in the Oman gulf at day 10 (upper left), day 360(upper right), day 900 (lower left) and day 1080 (lower right)

7. Mean surface velocity :

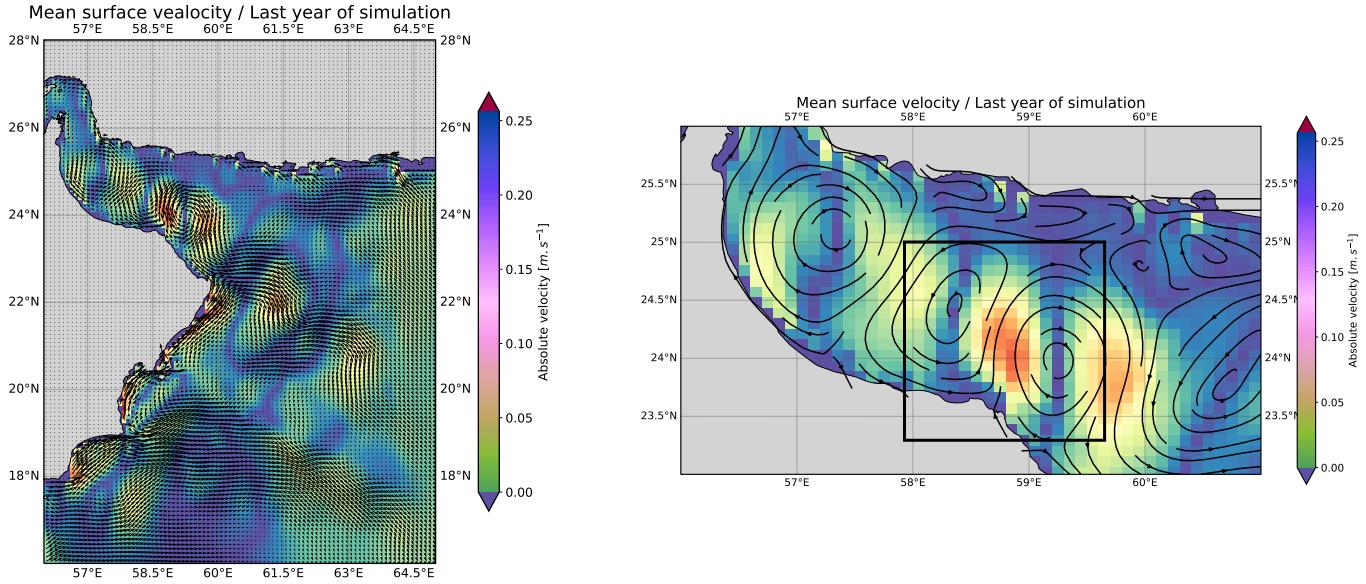


FIGURE 8 – Mean surface velocity and current averaged over the last year of simulation, left panel : North Arabian circulation and absolute velocity ; right panel Absolute velocity and mean streamline in the Oman sea

La dynamique moyenne des courants de surface est clairement tourbillonnaire dans le golfe d’Oman avec en moyenne trois tourbillons alignés sur l’axe du golfe (et du transect) et en particulier le dipôle de Ras al Hamra (encadré noir figure 8 panel droit) [3]. Toutefois, bien que le régime de la mousson ait une période de 6 mois, on se serait attendu à mieux observer le dipôle de Ras as Hadd [1],[2] car on ne peut observer figure 8 qu’un courant s’étend de 22°N à 23°N et qui pourrait être le jet de Ras al Hadd associé au dipôle qui s’est déplacé au cours de la dernière année de la simulation en raison de sa saisonnalité. Pour essayer d’isoler la variabilité saisonnière j’ai moyenné sur seulement la période de la mousson d’été mais les résultats ne montrent pas plus les structures attendues et ne sont donc pas représentés ici.

Pour le reste de la mer d’Arabie le maximum des vitesses calculées se trouve sur la côte d’Oman associé à un courant vers le nord.

8. SSH variance :

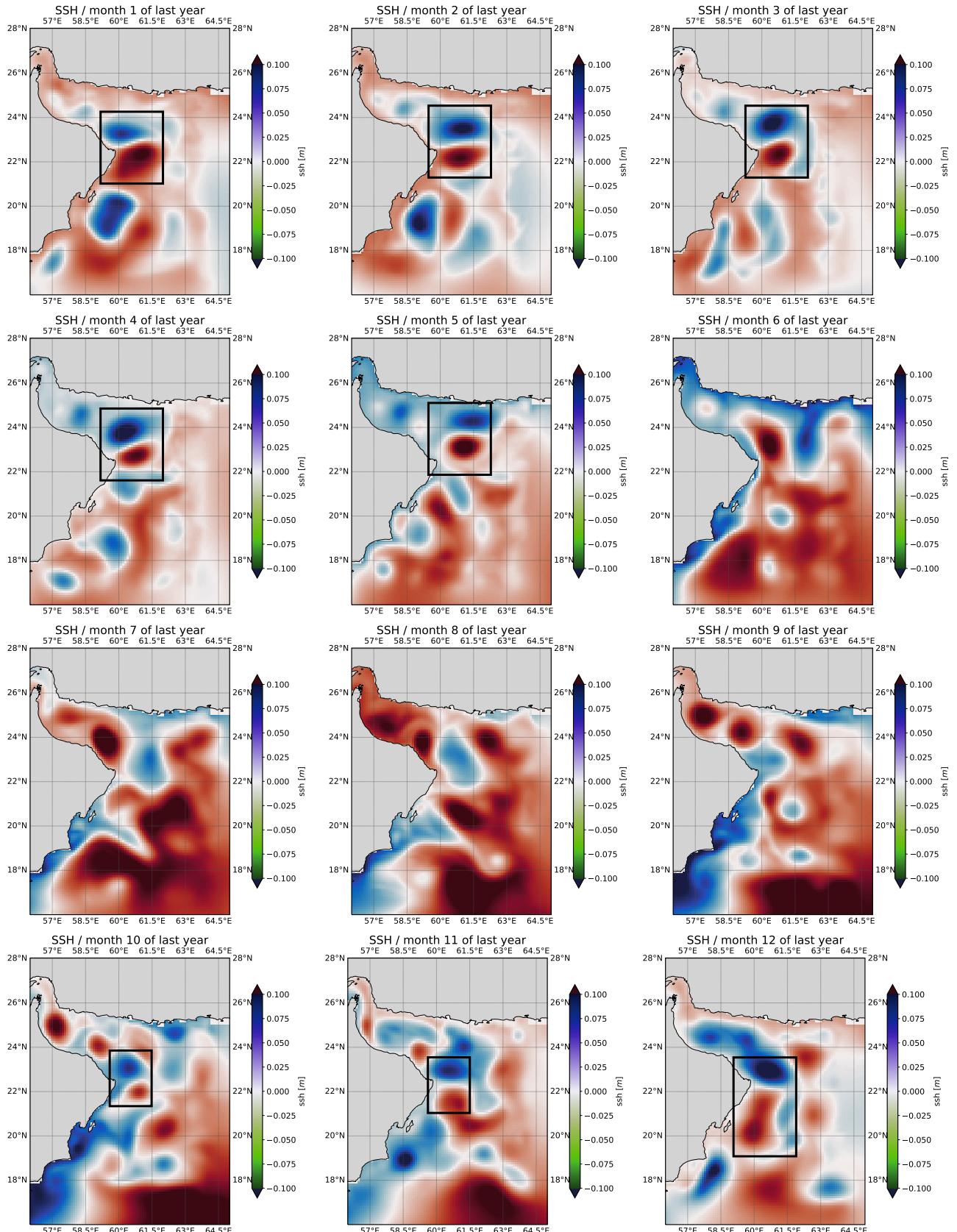


FIGURE 9 – SSH variance over the domain monthly averaged for each month of the last year. Black boxes highlight dipole SSH anomaly near the Ras al Hadd cap

Comme expliqué dans la partie précédente, si l'on regarde l'anomalie de l'élévation de la surface de la mer les principales structures que l'on s'attend à observer de façon saisonnées sont les deux structures du dipôle de Ras al Hadd et l'upwelling saisonnier sur les côtes d'Oman.

On observe bien figure ?? du mois 6 jusqu'au mois 10 une anomalie négative de l'élévation de la mer sur les côtes omanaises ce qui est consistant avec la direction des vents lors de la mousson d'été (vers le nord est dans l'océan indien). Toutefois on remarque que les anomalies d'élévation près du cap Ras al Hadd sont plus prononcés et dans une disposition (négative au nord et positive au sud du cap) la plus fréquente pour les mois 1-4 et 10-12. Or les observations et plusieurs études [2, 1] ont montré que ce dipôle est plutôt intensifié lors de la mousson d'été et s'atténue jusqu'à disparaître de Octobre à septembre.

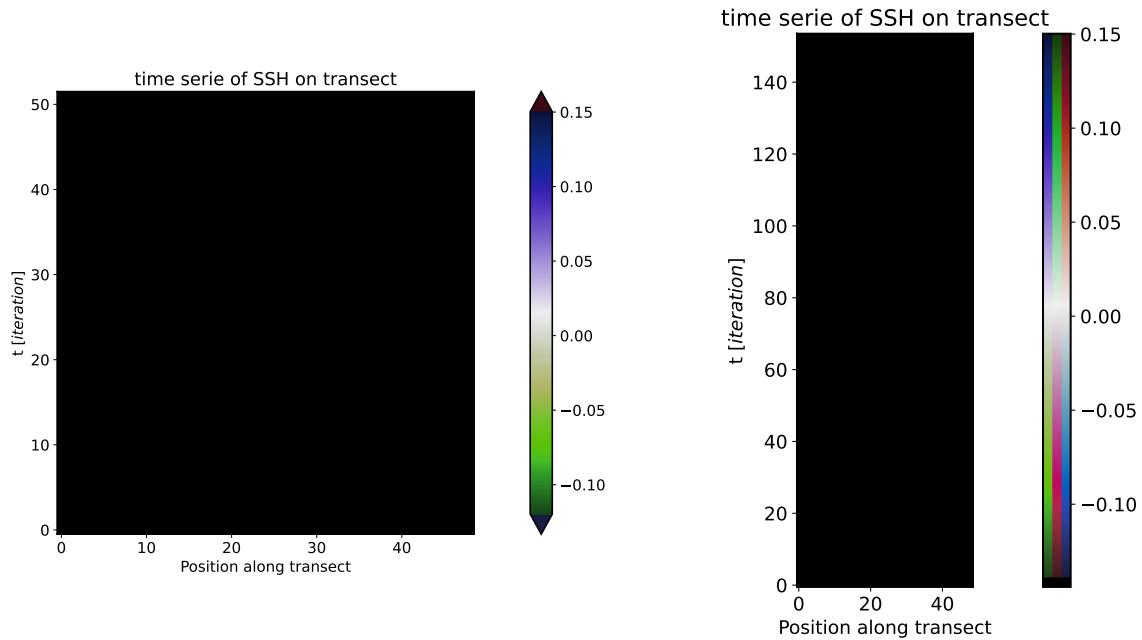


FIGURE 10 – Hovmöller diagram of the sea surface height along the Oman Gulf

Si on effectue un diagramme de Hovmöller le long du transect que l'on a défini. On remarque que les anomalies de la surface de la mer ont une forme allongée avec une pente négative figure ?? Cela traduit le fait que les tourbillons de méso-échelle ont tendance à se propager le long de la section en direction du détroit d'Hormuz. C'est un résultat cohérent avec ceux obtenus [7] et [3], à l'instar de *l'Hegaret et al., 2013* on observe clairement une saisonnalité (sur trois saisons) avec un patch cyclonique qui remonte le Golfe de fin septembre jusqu'au début de l'hiver pour les trois années, toutefois le patch anticyclonique (bleu) n'est observé clairement qu'une fois lors de la seconde année de notre modélisation.

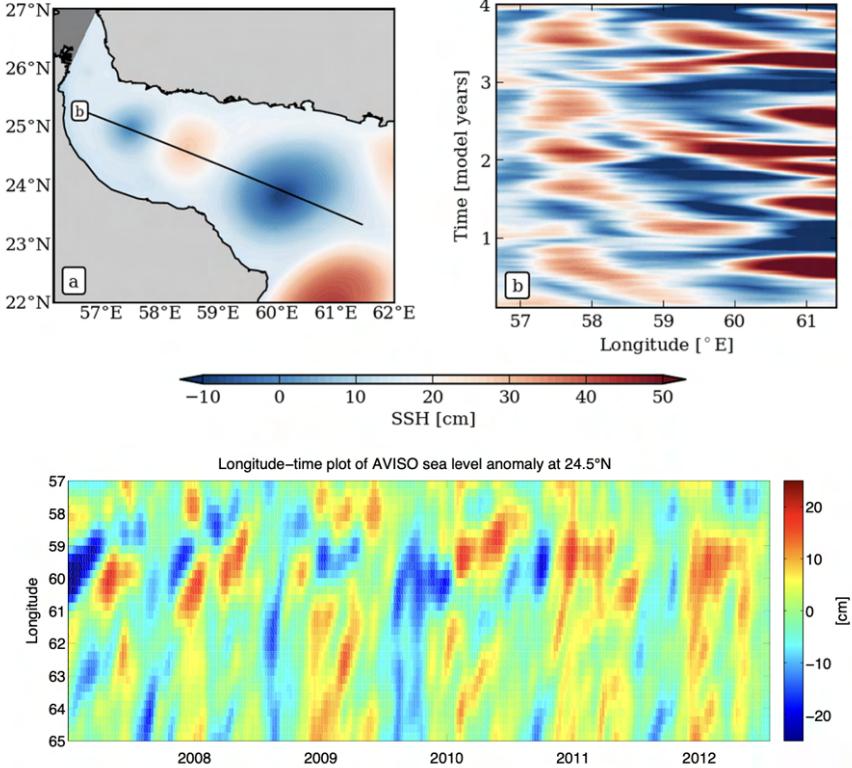


FIGURE 11 – Hovmöller diagram of the sea surface height along the Oman Gulf from *Vic et al., 2015* [7] and *L'Hegaret et al., 2013* [3]

9. Map of EKE :

Le calcul de l'EKE est basé sur la décomposition de Reynolds utilisant des données de sortie de diagnostic "eddy" avec pour règles de calculs :

$$\overline{u'^2} = \overline{u'u'} = \overline{uu} - \bar{u}\bar{u}$$

$$\overline{v'^2} = \overline{v'v'} = \overline{vv} - \bar{v}\bar{v}$$

avec \bar{u} resp \bar{v} la moyenne des vitesses et \overline{uu} resp \overline{vv} les vitesses de sortie du fichier diagnostic "eddy".

Comme nous l'avons vu dans les précédentes parties, les côtes d'Oman sont le lieu de plusieurs phénomènes physiques intenses qui interagissent entre eux, en particulier le cap de Ras al Hadd et de Ras al Hamra. Ainsi, le fait que l'EKE soit plus importante près des côtes est cohérent avec les résultats obtenus par *Vic et al., 2015* [7] figure 13. Toutefois nous pouvons voir figure 11 que le point le plus énergétique est la pointe Ras-Madrakah ce qui n'est pas le cas figure 13 mais ce qui est cohérent sachant que c'est la zone où la vitesse absolue en moyenne sur la dernière année est la plus élevée.

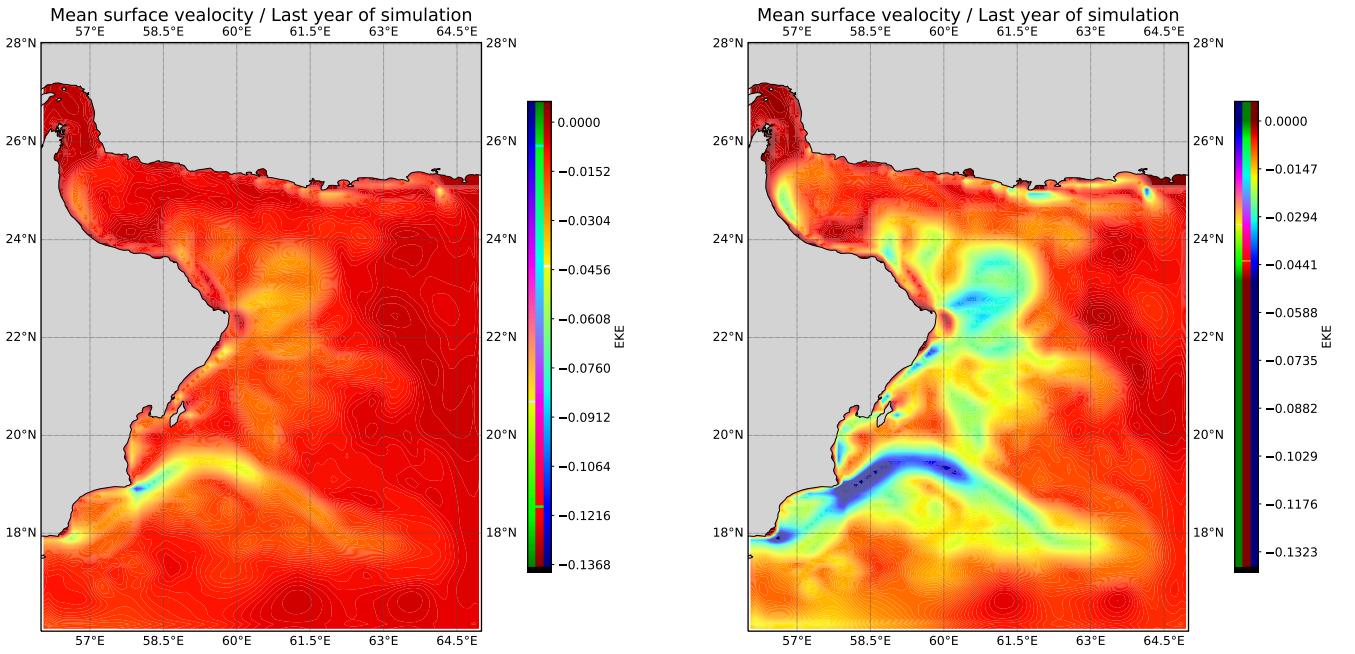


FIGURE 12 – Surface EKE averaged over the last year of simulation in the north of the Arabian Sea. Both plot are identical, only the color bar is retrained in right pannel

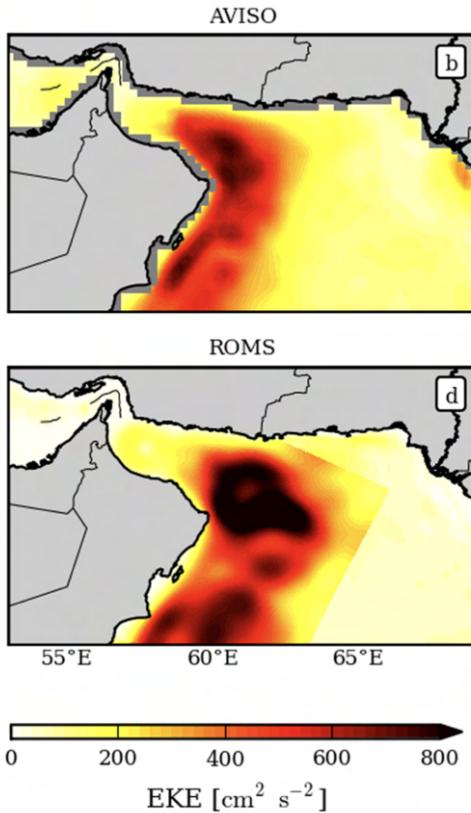


FIGURE 13 – Surface EKE computed from ; top panel : AVISO measurment, lower panel : ROMS modelisation. From *Vic et al., 2015* [7]

10. Réalisme - Conclusion :

La simulation que nous avons effectuer avec CROCO à permis de modéliser fidèlement les processus physiques en jeux de la région bien qu'il y ai des aspects divergent avec la réalité. Ces divergences peuvent être imputé à une paramétrisation de la simulation trop simpliste et/ ou une simulation trop courte pour atteindre un tel degré de réalisme.

Le spin-up du modèle semble dépendre de ce que l'on souhaite étudier. D'un point de vue énergétique et dynamique, 90 jours semble suffisant pour observer qualitativement les processus, mais nous avons vu que l'énergie cinétique totale ne s'est pas tout a fait stabilisé à 3 ans de simulation. Ainsi si l'étude vise à observer des processus avec précision, la simulation doit être modélisé au minimum 3 ans, mais si l'objectif est d'observer qualitativement les processus dynamiques et climatologiques, les résultats obtenus au bout d'une année de simulation sont clairement satisfaisant.

Bibliographie

- [1] Adam AYOUCHE et al. “Structure and Dynamics of the Ras al Hadd Oceanic Dipole in the Arabian Sea”. en. In : *Oceans* 2.1 (fév. 2021), p. 105-125. ISSN : 2673-1924. DOI : 10.3390/oceans2010007. URL : <https://www.mdpi.com/2673-1924/2/1/7> (visité le 12/02/2023).
- [2] Yassine BENNANI, Adam AYOUCHE et Xavier CARTON. “3D Structure of the Ras Al Hadd Oceanic Dipole”. en. In : *Oceans* 3.3 (juin 2022), p. 268-288. ISSN : 2673-1924. DOI : 10.3390/oceans3030019. URL : <https://www.mdpi.com/2673-1924/3/3/19> (visité le 12/02/2023).
- [3] Pierre L’HÉGARET et al. “A seasonal dipolar eddy near Ras Al Hamra (Sea of Oman)”. en. In : *Ocean Dynamics* 63.6 (juin 2013), p. 633-659. ISSN : 1616-7341, 1616-7228. DOI : 10.1007/s10236-013-0616-2. URL : <http://link.springer.com/10.1007/s10236-013-0616-2> (visité le 12/02/2023).
- [4] Mathieu MORVAN et Xavier CARTON. “Sub-Mesoscale Frontal Instabilities in the Omani Coastal Current”. en. In : *Mathematics* 8.4 (avr. 2020), p. 562. ISSN : 2227-7390. DOI : 10.3390/math8040562. URL : <https://www.mdpi.com/2227-7390/8/4/562> (visité le 12/02/2023).
- [5] Mathieu MORVAN et al. “Submesoscale Dynamics in the Gulf of Aden and the Gulf of Oman”. en. In : *Fluids* 5.3 (août 2020), p. 146. ISSN : 2311-5521. DOI : 10.3390/fluids5030146. URL : <https://www.mdpi.com/2311-5521/5/3/146> (visité le 12/02/2023).
- [6] C. VIC et al. “Mesoscale dynamics in the Arabian Sea and a focus on the Great Whirl life cycle : A numerical investigation using ROMS”. en. In : *J. Geophys. Res. Oceans* 119.9 (sept. 2014), p. 6422-6443. ISSN : 21699275. DOI : 10.1002/2014JC009857. URL : <http://doi.wiley.com/10.1002/2014JC009857> (visité le 12/02/2023).
- [7] C. VIC et al. “Eddy-topography interactions and the fate of the *jspan style=*”font-variant :small-caps;”*;**Pj/span* ersian *jspan style=*”font-variant :small-caps;”*;**Gj/span*ulf *jspan style=*”font-variant :small-caps;”*;**Oj/span*utflow”. en. In : *J. Geophys. Res. Oceans* 120.10 (oct. 2015), p. 6700-6717. ISSN : 2169-9275, 2169-9291. DOI : 10.1002/2015JC011033. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JC011033> (visité le 12/02/2023).