

Contrat Été 2023

CARNET DE BORD, UNIVERSITÉ MCGILL

RÉALISÉ DANS LE CADRE
D'UN PROJET POUR

ISMER–UQAR

13/10/2023

Table des matières

| | | |
|-------|--|---|
| 1 | Épaisseur nulle pour le modèle non-couplée – <2023-10-12 Thu> | 2 |
| 1.1 | Solutions : Filtre de Robert plus fort ? – <2023-10-12 Thu> | 3 |
| 1.2 | Solution : pas de temps plus faible ? – <2023-10-13 Fri> | 3 |
| 1.3 | Le besoin d'un transfert de masse et/ou d'un Laplacien sur l'épaisseur des couches ? | 3 |
| 2 | Retour rapide sur la « partial slip » – <2023-10-13 Fri> | 3 |
| 3 | « Spin up » de la dérive de Stokes – <2023-10-12 Thu> | 5 |
| 4 | Problème de dérive de Stokes | 5 |
| 5 | Solutions à l'étude – <2023-10-13 Fri> | 5 |
| 5.1 | Résultats – <2023-10-16 Mon> | 7 |
| 5.1.1 | Enlever la dérive de Stokes | 7 |
| 5.1.2 | Changer le type de vent | 7 |

1 Épaisseur nulle pour le modèle non-couplée – $\langle 2023-10-12 \text{ Thu} \rangle$

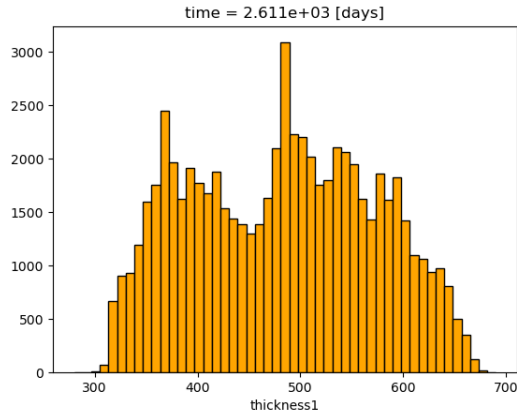


FIGURE 1 – Histogramme de l'épaisseur de la première couche du dernier output avant que l'épaisseur atteigne zéro.

Comme ajouté dans le dernier rapport, le modèle *shallow water* dit maintenant à quel point spatial l'épaisseur a atteint une valeur nulle. Pour diagnostiquer l'erreur, on a maintenant un moyen d'observer ce qui se passe, comme illustré à la figure 2. Dans ce cas précis, le modèles *shallow water* non couplé semble encore montrer des signes d'instabilités assez aléatoires. En somme, nous étions parti d'une *run* précédente qui avait (elle aussi) atteint une épaisseur nulle pour voir ce qui se passait. Par contre, la *run* n'a pas explosée immédiatement, ce qui vient confirmer que c'est probablement de l'erreur numérique. À la figure 2, c'est pas mal ce qu'on peut voir. Un point bleu apparaît très rapidement en haut à droite des quatres quadrants (1 *output* aux deux heures).

Malheureusement, l'histogramme n'est pas très évocateur, comme il manque définitivement des pas de temps (voir fig. 1). Malgré tout, aux vue de l'animation de la figure 2, je pense que c'est une erreur de type numérique.

Principalement pour ces trois raisons :

1. Ça apparaît de nulle part ;
2. On voit presque un motif qui ressemble à de l'instabilité numérique dans la figure ;
3. Ça se produit dans une zone où les courants sont extrêmement forts.

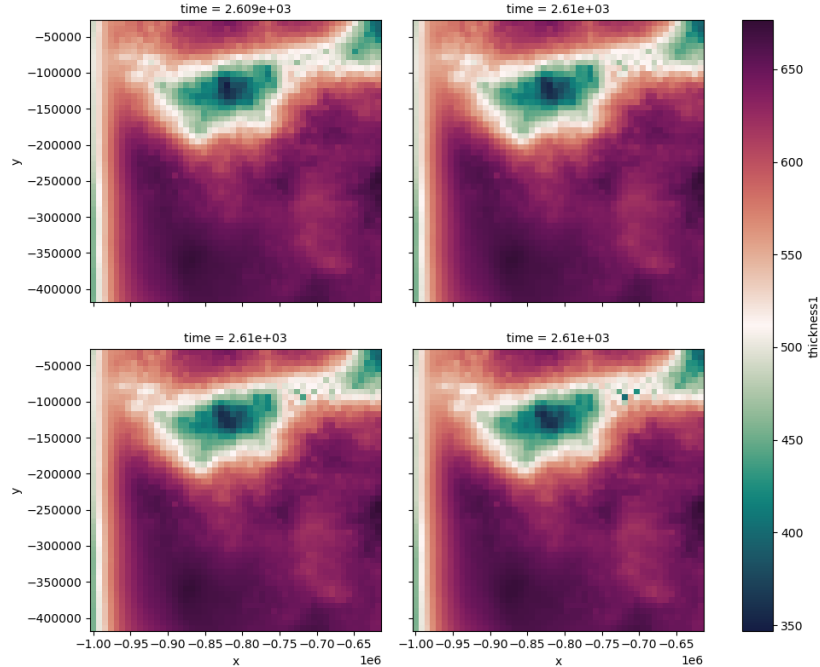


FIGURE 2 – Diagnostique de l'épaisseur d'une run précise du modèle *shallow water*. On peut voir sur ce zoom que l'instabilité dans l'épaisseur apparaît dans le haut à droite de tous les quadrant avant que le modèle s'arrête. De gauche à droite les temps -4, -3 et en bas : -2, -1.

1.1 Solutions : Filtre de Robert plus fort ? – <2023-10-12 Thu>

On peut diminuer les pas de temps ou augmenter la puissance du filtre de Robert ? Il faudrait voir avec David pour ça. pour l’instant, j’ai testé plusieurs amplitudes pour le filtre de Robert. Les valeurs utilisées sont illustrées dans le tableau 1 et l’on y retrouve aussi le nombre de pas de temps que le modèle s’est rendu avant de lâcher à cause d’une instabilité numérique causant une épaisseur nulle.

TABLE 1 – Résumé des valeurs utilisées comme filtre de Robert, dans le but de « smoother » les instabilités numériques.

| Robert [–] | L_d/dx [–] | $\max(c_{bc})$ [m/s] | $ \tau $ [N/m^2] | Temps [–] |
|-----------------|-------------------|-----------------------------|-------------------------|--------------------|
| 0.001 | 5.363 | 2.6 | 0.1 | 362 712 et 362 664 |
| 0.005 | 5.363 | 2.6 | 0.1 | 613 656 |
| 0.010 | 5.363 | 2.6 | 0.1 | 445 904 |
| 0.050 | 5.363 | 2.6 | 0.1 | 633 240 |
| 0.100 | 5.363 | 2.6 | 0.1 | 746 663 |

Donc, je pourrais dire que ça n’a pas vraiment marché. On va passer à une autre solution.

1.2 Solution : pas de temps plus faible ? – <2023-10-13 Fri>

Une autres solution proposée par David. Si notre diagnostique d’erreur numérique est bon, ça devrait régler le problème. J’ai donc relancé les tests à plusieurs couches pour voir si l’on arrivait à quelque chose de concluant. Tous ces tests sont réalisés avec un pas de temps de 200 secondes au lieu du 300 secondes généralement utilisé.

Après avoir tenté l’expérience, j’ai vu que le pas de temps ne change arbitrairement rien. Au fond, il semble qu’il y ait des incursions lorsque deux « blobs » se séparent et il faudrait trouve un moyen de gérer ces incursions. Un résumé des expériences se retrouve dans le tableau 2.

TABLE 2 – Résumé des expériences lancées avec un pas de temps de 200 secondes au lieu de 300.

| Nombre de couches | $\min(L_d/dx)$ | $\max(c_{bc})$ | Dernier pas de temps |
|-------------------|----------------|----------------|----------------------|
| 3 | 5.363 | 2.6 | 583 092 |
| 4 | 3.488 | 2.5 | 391 284 |
| 5 | 2.459 | 2.5 | 226 584 |
| 6 | 1.852 | 2.5 | 133 056 |

Mentionnons que les incursions se produisent généralement sur le bord ouest ou à la jonction entre deux tourbillons. Par exemple, à la figure 3 on observe une incursion à l’intérieur du domaine pour l’expérience à trois couches. Tandis qu’on observe une incursion à la frontière pour l’expérience à 4 couches (Voir figure 4).

1.3 Le besoin d’un transfert de masse et/ou d’un Laplacien sur l’épaisseur des couches ?

2 Retour rapide sur la « partial slip » – <2023-10-13 Fri>

La *partial* et la *free slip* est maintenant contrôlée par la même sous-routine *partial free slip.f90*. Tout passe maintenant par le paramètre « α » qui décrit la proportion de la dérivée qui doit passer dans l’équation

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \alpha \cdot u = 0 \quad \Big|_{\forall y \in \{0, L_y\}}. \quad (2.1)$$

Donc, si l’on fixe une valeur nulle à « α », on obtient une condition *free slip*. Simple comme ça.

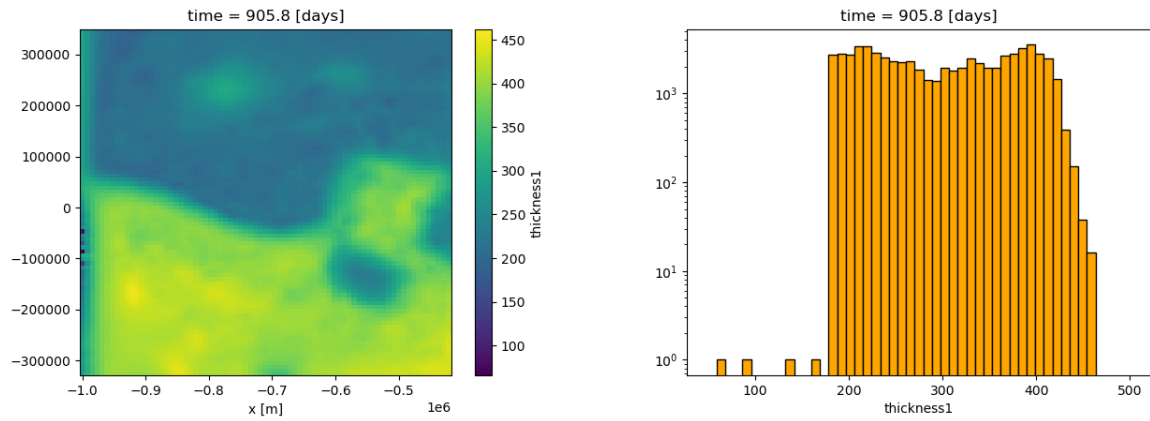


FIGURE 3 – « Snapshot » de l'épaisseur de la couche supérieure en zoom sur la zone où cette dernière devient nulle. Et histogramme de l'épaisseur de la première couche au même moment. Tirée de l'expérience à 4 couches.

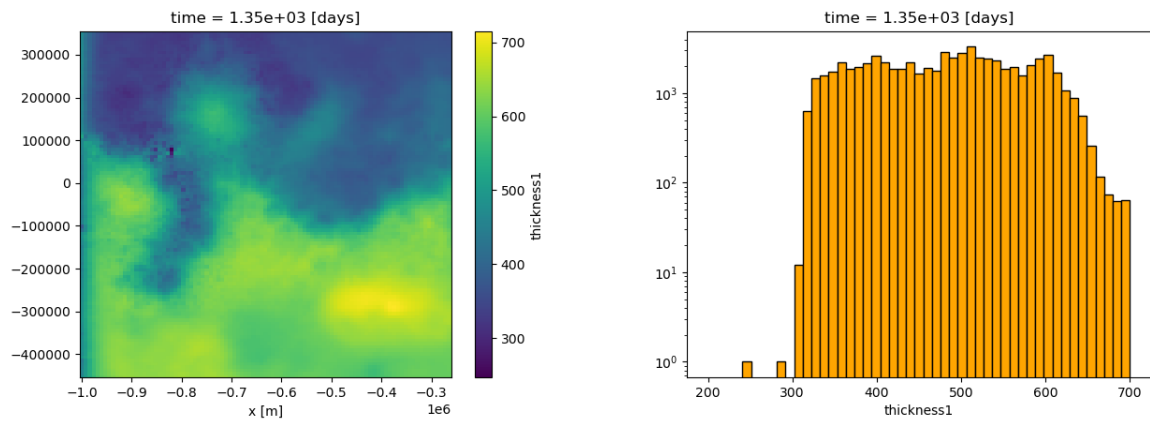


FIGURE 4 – « Snapshot » de l'épaisseur de la couche supérieure en zoom sur la zone où cette dernière devient nulle. Et histogramme de l'épaisseur de la première couche au même moment. Tirée de l'expérience à 3 couches.

3 « Spin up » de la dérive de Stokes – <2023-10-12 Thu>

En somme, le modèle de vagues a un *spin up* extrême, pas en terme d'amplitude, mais en terme de vitesse et ça fait tout sauter – l'épaisseur de la première couche atteint 0 en moins de 90 pas de temps. Donc, ce qu'on va faire, c'est une rampe différente que *saute par dessus* le *spin up* du modèle de vagues. Quelque chose qui ressemble à la figure 5.

Bien que je croyais que cette solution serait suffisante, il semble que la dérive de Stokes soit encore trop forte. Nous allons donc essayer d'autres avenues dans les sections suivantes.

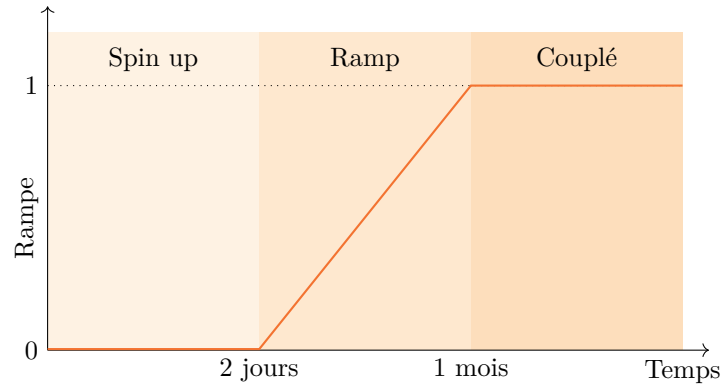


FIGURE 5 – Illustration conceptuelle de la rampe pour éviter le spin up du modèle de vagues.

4 Problème de dérive de Stokes

Après avoir tenté la solution proposée dans la section précédente, on voit qu'il faudra bien plus qu'une rampe pour satisfaire le modèle *shallow water*. Sommairement, le modèle *shallow water* ne tient pas le coups car la dérive de Stokes induit un gradient extrême dans la partie droite du domaine (Voir figure 6).

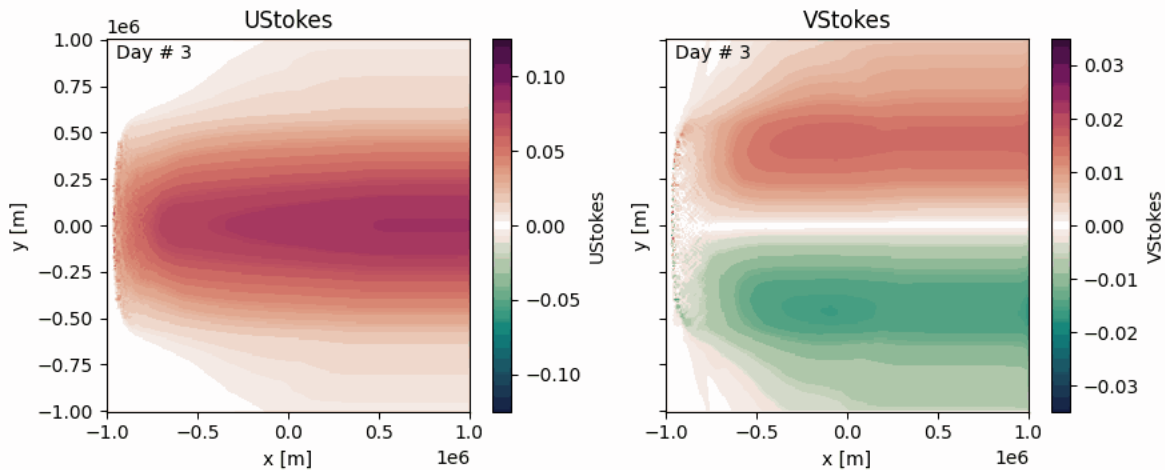


FIGURE 6 – Figure instantanée du profil associé au transport de Stokes après trois jours.

Lors de ma maîtrise, nous n'avions pas ce problème, car les zones primaires de productions de vagues (ZPPV) étaient à l'extérieur du domaine périodique, de sorte qu'on évitait le gradient élevé dans cette zone (Voir figure 7)

Le même délire arrive aussi avec le τ_{wave} et $\tau_{dissipation}$, mais à moindre échelle.

5 Solutions à l'étude – <2023-10-13 Fri>

- ⇒ **Ramener le coefficient de réflexion aux murs dans le modèle de vagues.** Ça permettrait d'avoir des vagues déjà formées dans la partie ouest et ça viendrait diminuer le chaos dans la zone primaire de production de vagues.

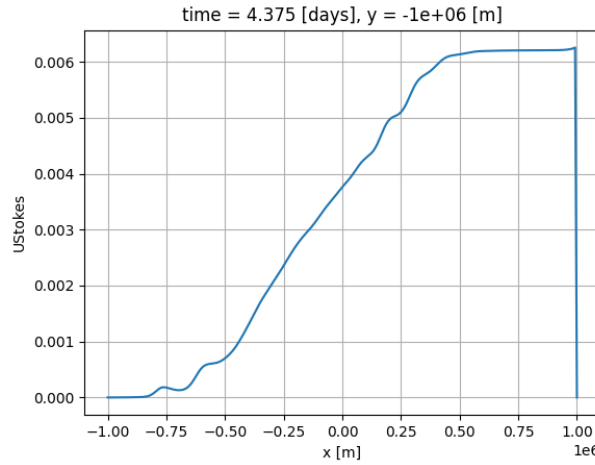


FIGURE 7 – Coupe horizontale du transport de Stokes après 4 jours.

⇒ **Essayer un schéma de vent différent**, tel que

$$\tau_{atm} = \left(\frac{\tau_0}{2}\right) \cdot \left(1 - \cos \frac{2\pi y}{L_y}\right) \cdot \left(\sin \frac{\pi x}{L_x}\right). \quad (5.1)$$

De cette manière, le gradient de vent devrait changer aussi. Ça devrait avoir été testé cette fin de semaine.

⇒ **Diminuer ou moyenner une partie de la grille de Wavewatch**. Cette solution nous permettrait aussi de rouler le modèle Wavewatch plus rapidement. Il faudrait seulement avoir un genre de stencil qui moyenne chaque partie, mais c'est facilement faisable.

| | | | | | |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| 1,2 | 1,2 | 1,2 | 2,2 | 2,2 | 2,2 |
| 1,2 | 1,2 | 1,2 | 2,2 | 2,2 | 2,2 |
| 1,2 | 1,2 | 1,2 | 2,2 | 2,2 | 2,2 |
| 1,1 | 1,1 | 1,1 | 2,1 | 2,1 | 2,1 |
| 1,1 | 1,1 | 1,1 | 2,1 | 2,1 | 2,1 |
| 1,1 | 1,1 | 1,1 | 2,1 | 2,1 | 2,1 |

FIGURE 8 – « Stencil » utilisé pour obtenir le champs aux plus grandes échelles.

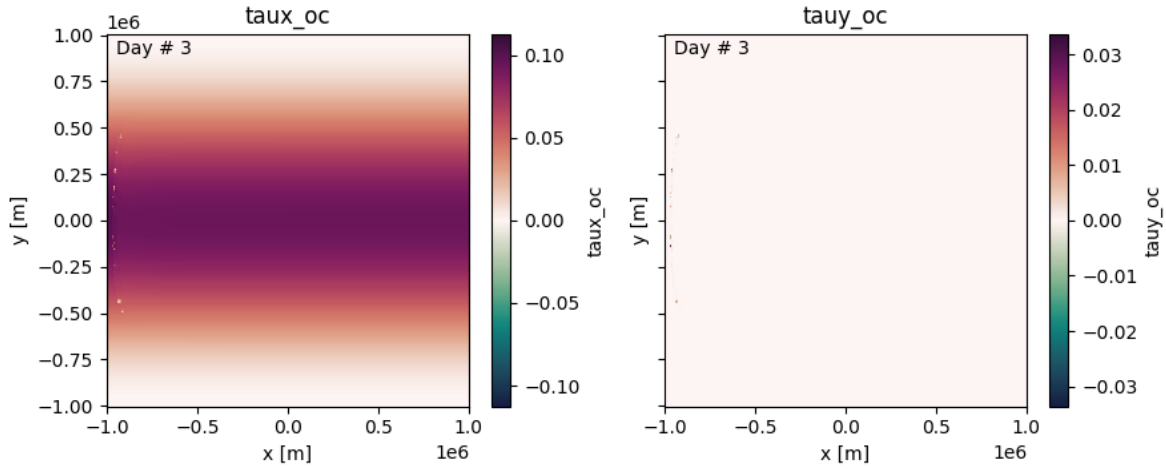
5.1 Résultats – *<2023-10-16 Mon>*

5.1.1 Enlever la dérive de Stokes

Ce test nous a permis de voir qu'au fond ce sont les variations dans la zone primaire de production de vagues qui viennent mettre à mal la circulation. Même si la dérive de Stokes est absente, on a toujours le même problème avec la variation de l'interface. On se souvient que

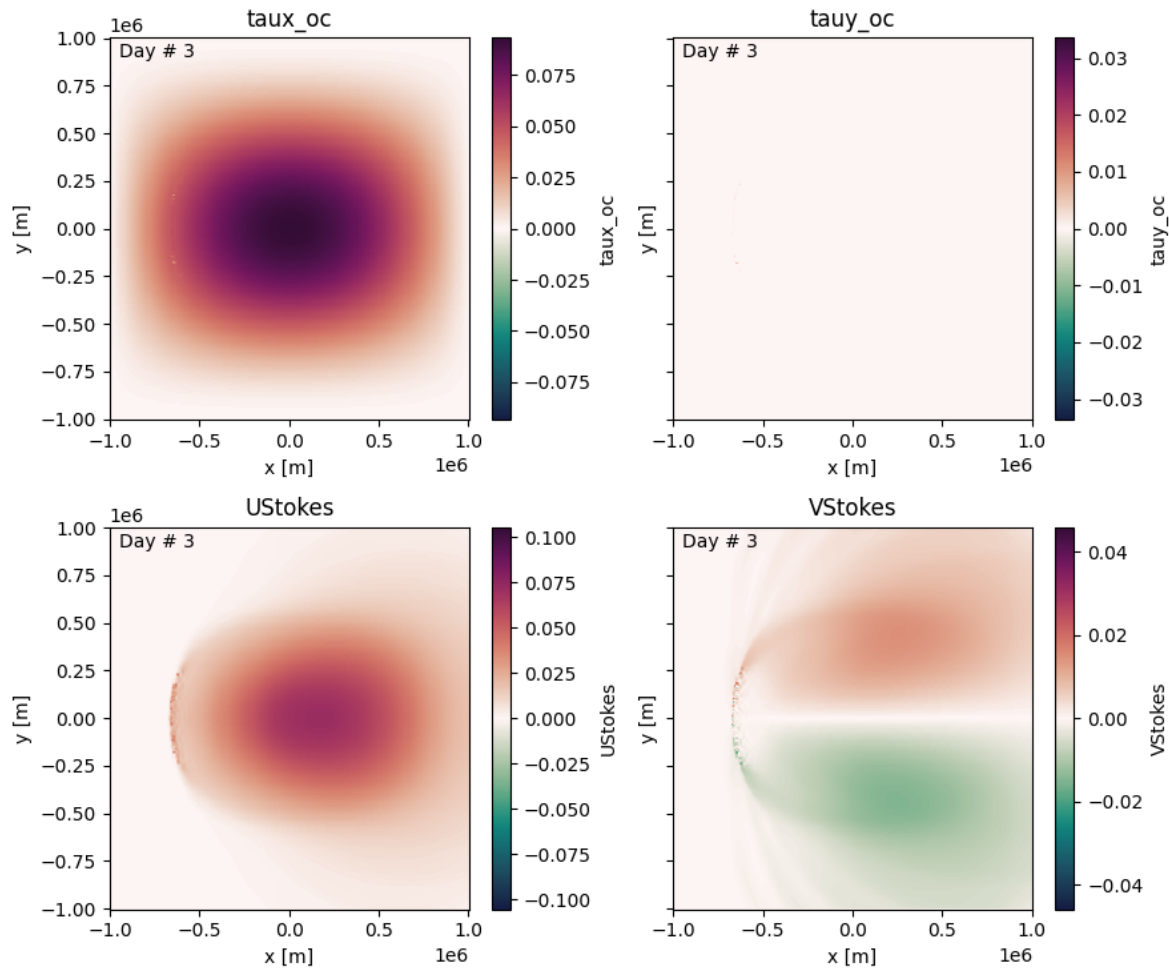
$$\tau_{oc} = \underbrace{\rho_{atm} |\mathbf{u}_*| \mathbf{u}_*}_{\text{F. velocity}} - \underbrace{(\tau_{in} - \tau_{ds})}_{\text{Champ de vagues}} \quad \text{où} \quad \mathbf{u}_* \equiv c_d(x, y) \cdot \mathbf{u}_{10} \quad (5.2)$$

comme illustré dans (BREIVIK et al. 2015). Mentionnons que $c_d(x, y)$ est dépendant du champ de vagues.



5.1.2 Changer le type de vent

J'ai implémenté le nouveau schéma pour le vent, mais sans succès



Références

BREIVIK, Øyvind et al. (2015). « Surface wave effects in the NEMO ocean model: Forced and coupled experiments ». In : *Journal of Geophysical Research: Oceans* 120.4, p. 2973-2992.