Contrat Été 2023

# CARNET DE BORD, UNIVERSITÉ MCGILL

RÉALISÉ DANS LE CADRE
D'UN PROJET POUR

ISMER–UQAR

06/10/2023

Rédaction
Charles-Édouard Lizotte
charles-edouard.lizotte@uqar.ca
ISMER-UQAR

## Table des matières

# 1 DONE Le problème des ondes de Kelvin au bord – <2023-10-03 Tue>

Depuis quelques temps, toutes les simulations numériques non-couplées plantaient. Lorsque nous analysions les *output*, il était évident que quelque chose se passait aux bords. L'épaisseur de la couche de surface atteingnait son minimum au côtes nord et sud, come si une onde de Kelvin beaucoup trop forte s'y était développée.

## 1.1 Partial slip condition

David eu la brillante idée de vouloir « ralentir » l'onde – et donc diminuer son amplitude – en changeant sa vitesse aux frontières. Pour se faire, nous avions choisi de modifier la *free slip condition* pour quelque chose qui retirerait du momentum aux frontières, donc une *partial slip condition*. Aux frontières, la dérivée serait plutôt exprimée selon

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \alpha v\right)\bigg|_{x=0} = 0, \tag{1.1}$$

ce qui se traduit en différence finie par

$$\left(\frac{v(1) - v(0)}{\Delta x}\right) + \alpha\left(\frac{v(1) + v(0)}{2}\right) = 0. \tag{1.2}$$

Et puis le paramètre $\alpha$ devrait représenter l'inverse d'une longueur charactéristique $L_c$, de sorte que

$$\alpha = \frac{1}{L_c}, \qquad \text{tel que} \qquad L_c \sim 5\text{ km}. \tag{1.3}$$

Mais malgré tout, ça n'a pas sembler fonctionner. En effet, avec le temps, le courant et sa dérivée se stabilisent et l'effet devient quasiment similaire à un *free slip* selon David. De plus, notre longueur caractéristique $L_c$ ne peut pas être si grande que ça, ce qui fait en sorte que quelques points plus loin que la frontière et on est revenu à une condition quasi *free slip*. Donc, malgré que la *switch* est présente dans le fichier de paramètres, nous avons abandonné ce chemin.

## 1.2 Changer l'hyperviscosité par une viscosité – <2023-10-04 Wed>

David soupçonnait qu'il y avait un problème relié à l'hyperviscosité dans le modèle. Il aurait été possible que la manière qu'on avait implémenté l'hyperviscosité ne fonctionne pas bien avec les bords – étant donné que ça met en jeu un Laplacien double, etc. C'est pourquoi David m'a proposé de la changer pour une viscosité qui dépend du Laplacien directement. On aurait même pu mettre les deux, au final. La viscosité peut en fait être exprimée mathématiquement par

$$\text{Viscosité} = Ah_2\nabla^2 u - Ah_4\boldsymbol{\nabla}^4 u. \tag{1.4}$$

Bien que nous ayons implémenté une viscosité au lieu d'une hyperviscosité, le résultat était toujours le même. Les couches du modèle atteingnaient des épaisseurs nulles après quelques pas de temps aux frontières nord et sud.

## 1.3 Changer le profil de vent – <2023-10-04 Wed>

Après avoir fait pas mal de recherche sur les ondes de Kelvin dans le (K. Vallis, 2006), David est arrivé à la conclusion que ce n'étaient pas des ondes de Kelvin, mais plutôt de l'*upwelling* induit par le courant de bord. Ce courant était trop fort à cause du vent, donc on est passé d'un vent

$$\tau = -\tau_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi y}{L_y}\right), \tag{1.5}$$

à

$$\tau = \tau_0 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi y}{L_y}\right)\right). \tag{1.6}$$

On a aussi diminué la valeur de $\tau_0$ de moitié et tout fonctionne mieux. Le modèle produit maintenant des instabilités barocliniques sans problème.

# 2 **DONE** Compute Canada – <2023-10-05 Thu>

## 2.1 Introduction

Pour se connecter,

```
ssh -Y celiz2@beluga.computecanada.ca
```

Le mot de passe est laissé à la discrétion du lecteur de ce rapport. En résumé, nous travaillons sur la grappe de calcul de l'ETS, soit Beluga en l'honneur de la baleine qui est en train de crever dans le Saint-Laurent.

## 2.2 Importation des modules sur Compute Canada

Pour faire fonctionner nos modèles, on a besoin d'une couple de modules. Au même titre que sur la grappe de calcul Mingan, il est toujours possible de voir les modules listés à l'aide de la commande

```
module list
```

Et normalement, il est possible de voir les modules disponibles à l'aide de la commande

```
module avail
```

Par contre, il y a tellement de modules qu'on est fortement encouragé d'utiliser le modteur de recherche *spider* pour voir si un module existe. Par exemple,

```
module spider <module name>
```

Pour le modèle *shallow water*, on a besoin de deux modules, soient

```
# Shallow watewr model stull
module load openblas
module load flexiblas
```

qui nous permettent d'avoir *BLAS* et *LAPACK*. Pour ce qui est de *fishpack*, tout s'est installé sans problème et les librairies sont dans le répertoire local. Tandis que pour Wavewatch III, il faut absolument ajouter ces commandes à notre *.bashrc*, soient

```
# Wavewatch III stuff
module load netcdf-fortran
export WWATCH3_NETCDF=NC4
export NETCDF_CONFIG=/cvmfs/soft.computecanada.ca/easybuild/software/2020/avx512/Compiler/intel2020/netc
nc-config
PATH=$PATH:$HOME/projects/def-lpnadeau/celiz2/wavewatch3/bin
PATH=$PATH:$HOME/projects/def-lpnadeau/celiz2/wavewatch3/exe
export PATH
```

## 2.3 Script bash de type SLURM

# 3 **DONE** Nouveau schéma pour l'introduction de la dérive de Stokes dans les équations du mouvement – <2023-10-06 Fri>

Essentiellement, les équations du mouvement de la couche supérieure peuvent être exprimées selon l'expression

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = (f + \zeta)\hat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{u} = -\nabla B + \boldsymbol{D} + \frac{\tau_a}{\rho_o H}, \tag{3.1}$$

où la fonction de Bernouilli est exprimée par $B = p/\rho_o + \boldsymbol{u}^2/2$. Dans leur résumé, Suzuki and Fox-Kemper (2016) expliquent que la dérive de Stokes est une contribution lagrangienne à notre écoulement, de sorte qu'on peut décrire ce courant lagrangien par

$$\boldsymbol{u}_L = \boldsymbol{u} + \boldsymbol{u}_S, \tag{3.2}$$

où $\boldsymbol{u}_S$ est la dérive de Stokes. Lorsqu'on ajoute cette contribution lagrangienne à notre courant, on obtient plutôt l'expression 3.1 devient plutôt

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = (f + \zeta)\hat{\mathbf{k}} \times \underbrace{(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{u}_S)}_{\substack{\text{Courant}\\ \text{Lagrangien}}} = \underbrace{-\nabla B_S}_{\text{B.-Stokes}} + \boldsymbol{D} \quad + \underbrace{\frac{\tau_o}{\rho_o H}}_{\substack{\text{Contribution}\\ \text{Vagues}}}. \tag{3.3}$$

où la nouvelle fonction de Bernouilli qui tient compte de la dérive de Stokes est donnée par

$$B_S = B + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{u}_S + \boldsymbol{u}_S^2/2. \tag{3.4}$$

## Références

G. K. Vallis. *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamic : Fundamentals and Large-scale Circulation.* Cambridge University Press, The Edinburg Building, Cambridge CB2 2RU, UK, second edition edition, 2006. ISBN 13 978-0-521-84969-2.

N. Suzuki and B. Fox-Kemper. Understanding Stokes forces in the wave-averaged equations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(5) :3579–3596, 2016.