

M1: Introduction à l'océanographie physique

Cours 6: Impact des tourbillons océaniques

bruno.deremble@ens.fr

jerome.vialard@ird.fr

Nous avons étudié la circulation océanique moyenne de grande échelle forcée par les vents. À cette circulation grande échelle se superpose une circulation de petite échelle: les tourbillons océaniques. Comme nous l'avons vu en TP, ces tourbillons sont présents à toutes les latitudes et peuvent avoir des propriétés différentes selon les bassins océaniques. Pour répondre aux enjeux climatiques et mieux comprendre le rôle de l'océan, il est important de comprendre l'effet global de ces tourbillons sur la circulation moyenne. Mieux comprendre l'effet moyen des tourbillons peut nous permettre d'une part d'anticiper des changements de régime dans la circulation et d'autre part de proposer des paramétrisations pour les modèles de climat dont la résolution ne permet pas d'avoir la dynamique explicite des tourbillons.

6.1 Retour sur le concept de diffusion turbulente

Nous avons vu lors de la présentation de la couche d'Ekman que l'effet de la turbulence peut être interprété comme un processus qui détruit les gradients. Pour le cas de la couche d'Ekman, la turbulence verticale qui se crée en réponse au forçage du vent a tendance à détruire le gradient vertical de densité et ainsi approfondir la couche de mélange.

6.1.1 Formalisme

L'équation d'advection de la température s'écrit

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} uT + \frac{\partial}{\partial y} vT + \frac{\partial}{\partial z} wT = 0, \quad (6.1)$$

et on rappelle que le fluide est incompressible

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (6.2)$$

On décompose toutes les variables de la manière suivante

$$u = \bar{u} + u', \quad (6.3)$$

avec \bar{u} la partie 'observable' de u et u' la partie 'fluctuante' (non observable) de moyenne nulle (cf. exemple Fig. 6.1). Si on remplace dans l'équation (6.1) toutes les variables écrites sous cette forme, on obtient

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{T} + T') + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u')(\bar{T} + T') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} + v')(\bar{T} + T') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w} + w')(\bar{T} + T') = 0. \quad (6.4)$$

Puis, en prenant la moyenne de cette équation, on obtient

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\bar{T} + \overline{u'T'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}\bar{T} + \overline{v'T'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w}\bar{T} + \overline{w'T'}) = 0. \quad (6.5)$$

que l'on peut encore mettre sous la forme

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\bar{T}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}\bar{T}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w}\bar{T}) = - \left[\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'T'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'T'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'T'}) \right]. \quad (6.6)$$

Pour obtenir les simplifications ci-dessus, on a utilisé les identités

$$\overline{\bar{u}} = \bar{u}, \quad \overline{u'} = 0, \quad \overline{a'b} = \overline{a'}\bar{b} = 0, \quad (6.7)$$

Tout le problème est de savoir quel est l'effet du membre de droite sur la dynamique des variables observables (aussi appelé problème de fermeture). La fermeture la plus classique est de dire que l'effet des petites échelle est de mélanger les propriétés du traceur \bar{T} de manière à lisser les gradients:

$$\begin{aligned} \overline{u'T'} &= -\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \\ \overline{v'T'} &= -\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \\ \overline{w'T'} &= -\kappa \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (6.8)$$

avec κ un coefficient de diffusion turbulente d'unité $[\text{m}^2][\text{s}^{-1}]$. On peut estimer l'ordre de grandeur de κ en supposant que

$$\kappa \sim u'l', \quad (6.9)$$

avec u' l'ordre de grandeur des vitesses turbulentes et l' la taille typique des structures turbulentes. Dans l'océan, si on ne résout aucun tourbillon, il n'est pas surréaliste de choisir $\kappa \sim \mathcal{O}(10^3 - 10^4 \text{m}^2 \text{s}^{-1})$. La forme de l'équation finale s'apparente donc à une équation d'advection-diffusion avec un coefficient de diffusion de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la diffusion moléculaire.

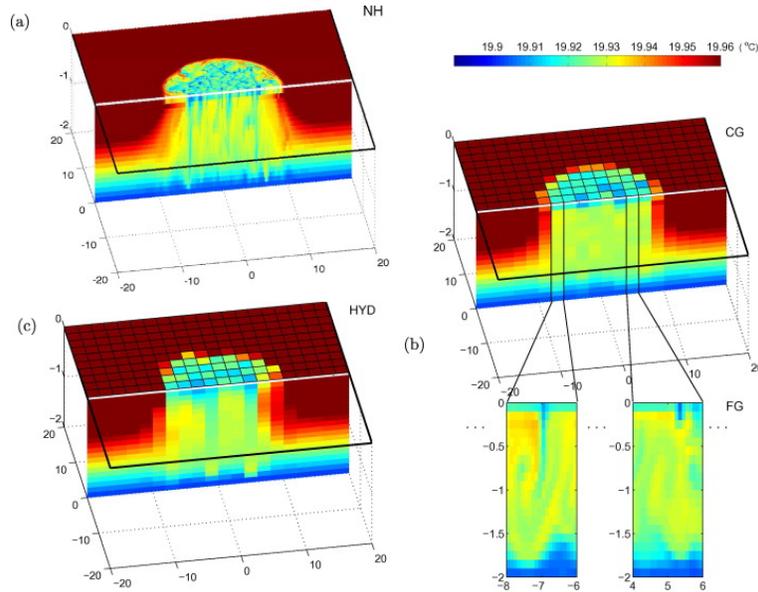


Figure 6.1: Exemple de décomposition $u = \bar{u} + u'$. Le champ total u est représenté sur la figure (a) mais on ne peut observer (modéliser) que la composante grande échelle représentée sur la figure (c). Figure tirée de Campin et al. (2011).

6.1.2 Homogénéisation de la vorticité potentielle

On peut utiliser ce formalisme pour décrire la dynamique de la vorticité potentielle. Dans le contexte du modèle à deux couches de la thermocline, nous avons utilisé la conservation de la vorticité potentielle dans la couche du bas pour en déduire la circulation. Cependant il existe une région pour laquelle les parcelles d'eau ne sont jamais en contact avec l'atmosphère. Dans cette région, il faut absolument rajouter l'effet des tourbillons pour

comprendre la circulation. On considère que l'océan est dans un état (statistiquement) stationnaire; il existe donc un équilibre entre l'advection de la vorticité potentielle et le terme de diffusivité turbulente

$$\nabla(\mathbf{u}q) = \kappa \nabla^2 q. \quad (6.10)$$

On intègre cette équation sur la surface délimitée par le dernier contour de q qui est en contact avec la surface

$$\iint_S \nabla(\mathbf{u}q) dS = \iint_S \kappa \nabla^2 q dS. \quad (6.11)$$

Le terme de gauche se simplifie en une intégrale le long du contour

$$\iint_S \nabla(\mathbf{u}q) dS = \oint (\mathbf{u}q) \mathbf{n} dl, \quad (6.12)$$

\mathbf{n} étant le vecteur orthogonal au contour. Et puisque q est constant le long du contour (on note sa valeur q_c), on peut le sortir de l'intégrale et réappliquer le théorème de la divergence

$$\iint_S \nabla(\mathbf{u}q) dS = q_c \iint_S \nabla(\mathbf{u}) dS = 0, \quad (6.13)$$

On en déduit donc que le terme de droite est nul également et donc que la vorticité potentielle est uniforme à l'intérieur de ce contour. En l'absence de forçage et dissipation, le rôle des tourbillons est donc capital pour déterminer la circulation. Ce concept d'homogénéisation de la vorticité potentielle a été observé dans des modèles réaliste et dans les observations. Il en résulte une région pour laquelle la couche isopycnale est plus épaisse que dans le reste du domaine. L'eau contenue dans cette couche est connue sous le nom d'eau modale. On trouve cette poche d'eau au sud des courants de bord ouest des gyres subtropicales.

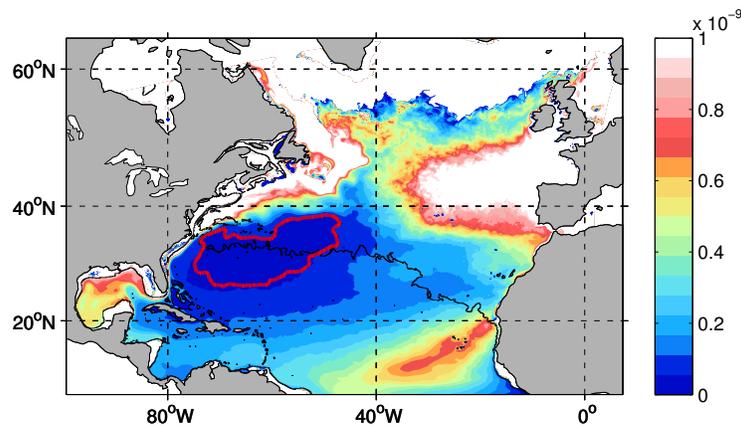


Figure 6.2: Vorticité potentielle sur une surface isopycnale

6.2 La paramétrisation Gent-McWilliams

Le concept de diffusivité turbulente s'applique bien à la surface de l'océan (et au voisinage de la topographie) où on sait que la turbulence est quasi-isotrope. Ce concept s'applique également aux systèmes quasi-2d en couches que nous avons étudié jusqu'à présent. En revanche, cette approche est plus discutable pour la paramétrisation de la turbulence dans l'intérieur de l'océan dans le contexte d'une circulation 3d. En effet, dans l'intérieur de l'océan, la turbulence est régie par l'instabilité barocline qui est un processus adiabatique. Cela signifie que les tourbillons océaniques n'oeuvrent pas à mélanger des couches d'eau de densité différentes mais plutôt à modifier l'étendue spatiale de ces couches. L'étude des fondamentaux de l'instabilité barocline ne sera pas abordée dans ce cours mais il est important de comprendre le mécanisme général. Supposons que la figure 6.3a soit une coupe verticale de stratification océanique (on suppose ici que la densité est fonction de la température uniquement). Si on oublie

la rotation, cette condition initiale va se réorganiser en la structure de la figure 6.3d qui est gravitationnellement stable. L'effet de la rotation ne change pas fondamentalement l'état final même si les transferts d'énergie et les structures des états transitoires sont complètement différents. Dans l'océan ce sont ces structures transitoires turbulentes qui effectuent le travail de convertir l'état (a) en l'état (d). Si le modèle océanique que l'on utilise ne dispose pas d'une assez bonne résolution pour capturer ces tourbillons, alors l'océan reste dans la configuration (a).

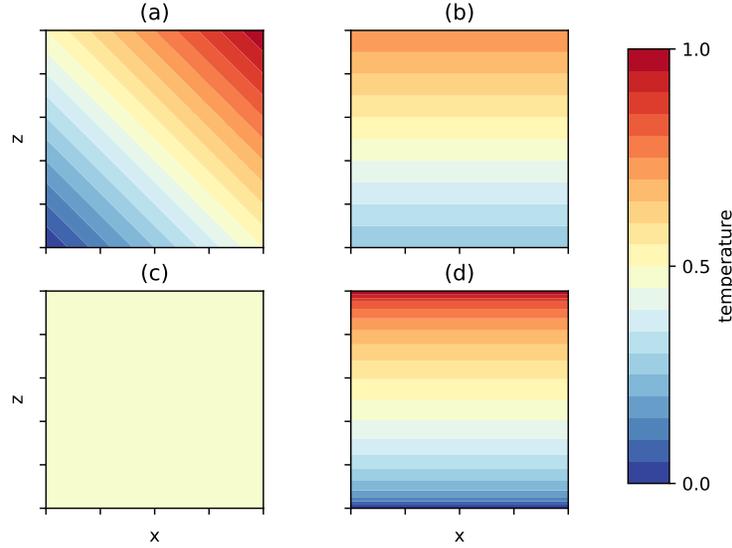


Figure 6.3: (a): stratification initiale, (b): mélange horizontal, (c): mélange uniforme, (d): réorganisation adiabatique

Le fond du problème reste la paramétrisation du membre de droite de l'équation (6.6), mais avec une formulation plus élaborée que la fermeture dans le sens du gradient (Eq. 6.8). Une formulation beaucoup plus générale est

$$\overline{\mathbf{u}'T'} = -\mathbf{K}\nabla\overline{T}, \quad (6.14)$$

avec \mathbf{K} une matrice (3×3) dans notre cas. L'idée de Gent and McWilliams (1990) est de paramétriser ce terme par une pseudo advection dont les vitesses sont fonctions de la pente des surfaces isopycnales. La pente des isopycnes est donnée par

$$\mathbf{s} = (s^x, s^y) = -\frac{1}{\frac{\partial\overline{T}}{\partial z}} \left(\frac{\partial\overline{T}}{\partial x}, \frac{\partial\overline{T}}{\partial y} \right). \quad (6.15)$$

Avec ce vecteur \mathbf{s} , on construit un champ de vitesse 3d non divergent dont les composantes sont

$$\begin{aligned} u^* &= -\frac{\partial}{\partial z}(\kappa s^x) \\ v^* &= -\frac{\partial}{\partial z}(\kappa s^y) \\ w^* &= \frac{\partial}{\partial x}(\kappa s^x) + \frac{\partial}{\partial y}(\kappa s^y), \end{aligned} \quad (6.16)$$

Ce champ de vitesse se superpose au champ des vitesses résolue et l'effet de cette perturbation est d'aplatir les surfaces isopycnales. En ce sens le résultat obtenu est complètement différent d'une diffusion dans le sens du gradient; l'effet de cette paramétrisation est même de renforcer les gradients verticaux de température. L'équation finale d'évolution de la température est

$$\frac{\partial\overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}((\overline{u} + u^*)\overline{T}) + \frac{\partial}{\partial y}((\overline{v} + v^*)\overline{T}) + \frac{\partial}{\partial z}((\overline{w} + w^*)\overline{T}) = 0. \quad (6.17)$$

6.3 Exercices

On considère la coupe verticale dans le plan (y, z) représentée sur la figure 6.4. Les lignes sont les surfaces isopycnales. Tracez l'orientation du vecteurs (v^*, w^*) . Quel est l'effet de cette paramétrisation?

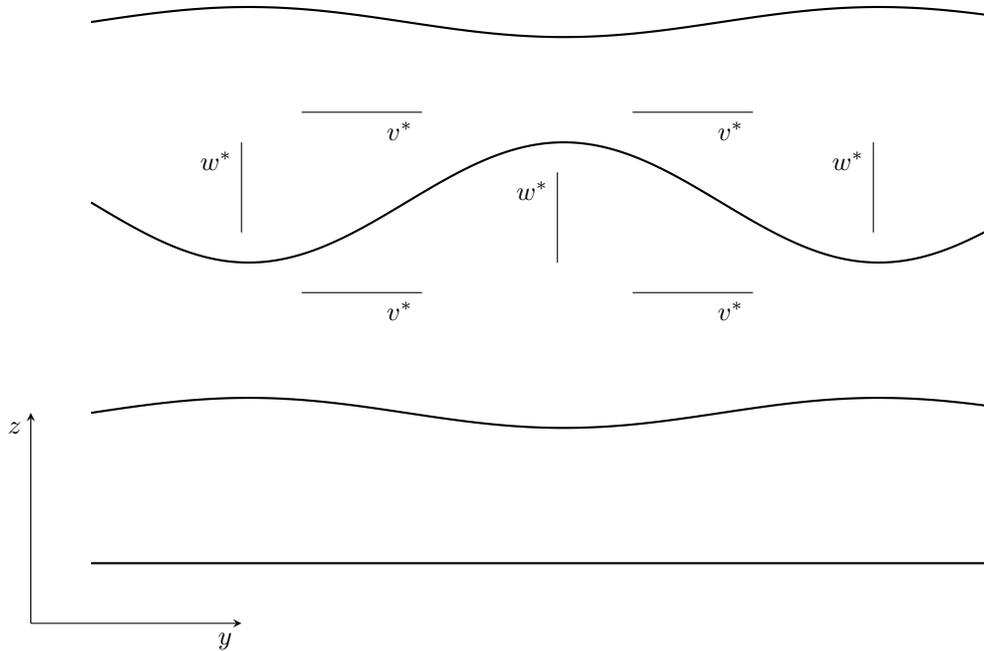


Figure 6.4: Coupe océanique dans le plan (y, z)

Bibliographie

- Campin, J.-M., C. Hill, H. Jones and J. Marshall (2011). “Super-parameterization in ocean modeling: Application to deep convection”. *Ocean Model.* 36, pp. 90–101.
- Gent, P. R. and J. C. McWilliams (1990). “Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models”. *J. Phys. Oceanogr.* 20, pp. 150–160.