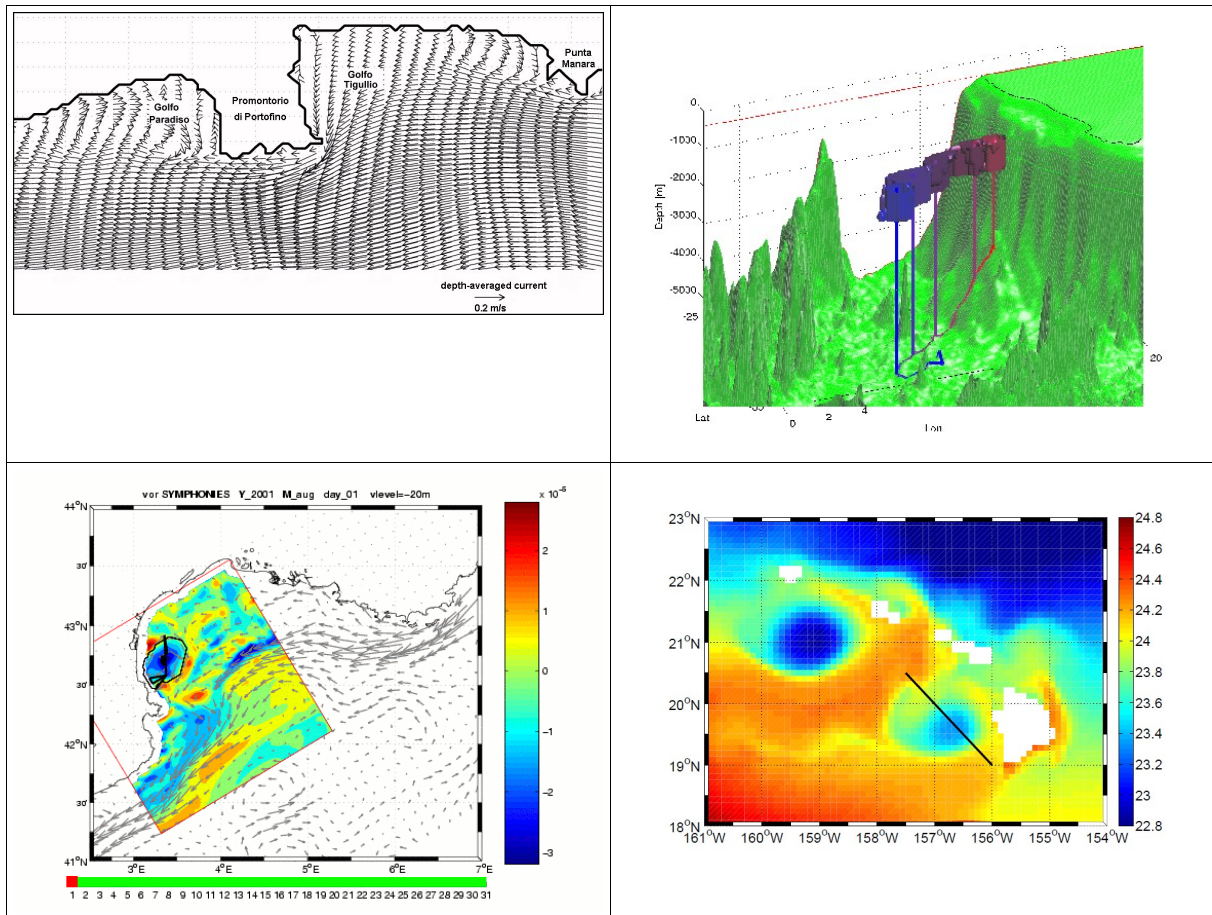


Andrea M. Doglioli

Notes du Cours

Mesoéchelle Océanique



BROUILLON

dernière révision 27 octobre 2011

OPCB341	<i>Master d'Océanographie</i>	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

Remerciements

Je désire remercier tous mes étudiants et mes collègues pour leur commentaires, questions, corrections et suggestions.

En particulier ces polycopies bénéficient des contributions de M. Kersalé, F. Nencioli, A. Petrenko .

Doglioli, A.M. (2011), *Notes du Cours Mesoéchelle Océanique*, Centre de Océanologie de Marseille, Université de la Méditerranée, Marseille, France.

http://www.com.univ-mrs.fr/~doglioli/Doglioli_NotesCours_MesoechelleOceanique.pdf

Ce matériel est distribué selon la licence Créative Commons [<http://creativecommons.org/>]

Vous êtes libres :

- * de reproduire, distribuer et communiquer cette création au public
- * de modifier cette création

Selon les conditions suivantes :

- * Paternité. Vous devez citer le nom de l'auteur original de la manière indiquée par l'auteur de l'oeuvre ou le titulaire des droits qui vous confère cette autorisation (mais pas d'une manière qui suggérerait qu'ils vous soutiennent ou approuvent votre utilisation de l'oeuvre).
- * Pas d'Utilisation Commerciale. Vous n'avez pas le droit d'utiliser cette création à des fins commerciales.
- * Partage des Conditions Initiales à l'Identique. Si vous modifiez, transformez ou adaptez cette création, vous n'avez le droit de distribuer la création qui en résulte que sous un contrat identique à celui-ci.



Cet ouvrage a été réalisé avec le logiciel libre OpenOffice <http://www.openoffice.org>

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

Table des matières

1. Introduction
circulation générale et méso-échelle, échelles temporelles et spatiales, Rayon de Rossby
2. Tourbillons cotiers
Formation, Décollement
Exemples: Portofino Hawaii
3. Tourbillons du large
Dynamique des tourbillons isolée
Vorticité portentielle
Exemples
4. Techniques d'identification et de suivi
Methode ondelette
Okubo weiss
Altimetrie
Nencioli
Spin

OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

Bibliographie et Liens utiles

Carton, X. (2001), *Hydrodynamical modeling of oceanic vortices*. *Surv. Geophys.*, 22,179-263.

Doglioli, A. M., Griffa, A., Magaldi, M.G. (2004), *Numerical study of a coastal current on a steep slope in presence of a cape: The case of the Promontorio di Portofino*. *J. Geophys. Res.*, 109, C12033, doi:10.1029/2004JC002422.

Lévy, M. (2008). *The modulation of biological production by oceanic mesoscale turbulence*, *Lect. Notes Phys.*, 744, 219-261, DOI 10.1007/978-3-540-75215-8_9, *Transport in Geophysical flow: Ten years after*, J. B. Weiss and A. Provenzale (Eds), Springer ([pdf](#))

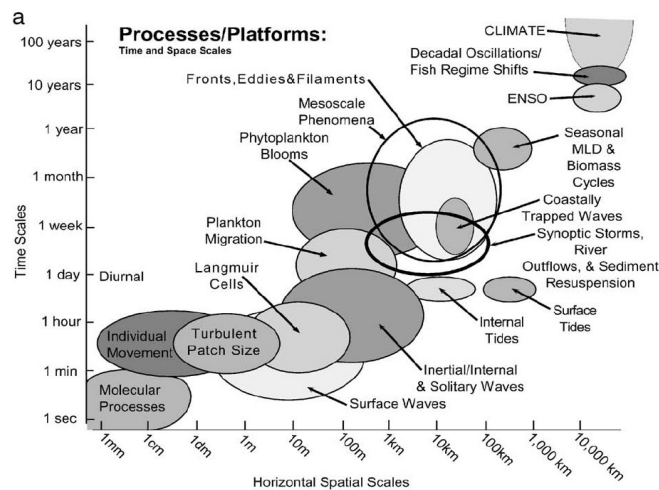
Kersalé, M., Doglioli, A.M., Petrenko, A.A. (2010), *Sensitivity study of wind forcing in a numerical model of mesoscale eddies in the lee of Hawaii Islands*. *Ocean Sci. Discuss.*, 7, 477-500.

Signell, R. e Geyer, W. (1991). *Transient eddy formation around headlands*. *J. Geophys. Res.*, 96(C2):2561–2575.

1. Introduction

Les processus physiques ont une forte variabilité spatio-temporelle et, même dans l'océan hauturier, peuvent avoir lieu en même temps au même endroit. Ceci nous amène à utiliser le terme d'« imbrication » des processus. Des essais ont été faits pour tenter d'organiser, éventuellement en la simplifiant, la perception de tous les phénomènes en présence. S'inspirant de graphes pionniers de Stommel (1963), Dickey (1991) avait illustré l'imbrication des processus physiques et biologiques dans l'océan avec un graphique espace-temps, souvent réutilisé par la suite par la communauté océanographique. Ci-dessous est reproduite la nouvelle version (Dickey, 2003) :

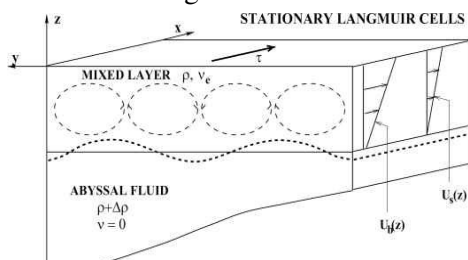
T.D. Dickey / *Journal of Marine Systems* 40–41 (2003) 5–48



NB : MLD = Mixing Layer Depth

Sur ce graphique, il est efficacement montré comment les processus ont tendance à être localisés selon la diagonale ascendante : plus les échelles temporelles d'un processus sont courtes ou longues, plus celui-ci a tendance à se produire sur des échelles spatiales respectivement petites ou grandes. Il faut aussi noter que, malgré les simplifications effectuées, il y a beaucoup d'ovales qui se superposent.

Circulation de Langmuir



<http://www.ceps.unh.edu/news/releases04/chini304.htm>



http://sealevel2.jpl.nasa.gov/jr_oceanographer/oceanographer-dgiacomo.html

Initialement décrite par Irving Langmuir en 1938, la circulation de Langmuir est entraînée par le vent et se compose de spirales horizontales de courant (Langmuir Cells). Ces spirales adjacentes tournent en sens inverse les unes par rapport aux autres et ainsi créent des allées où tout ce qui flotte à la surface y si accumule. La circulation de Langmuir est importante car elle agit comme un gigantesque mixeur dans la couche supérieure de l'océan, i.e. À l'interface entre l'atmosphère et l'océan profond. Cette couche contrôle l'échange de chaleur et des gaz comme le CO₂, un des principaux gaz à effet serre. Dans la photo ci-dessous on voit bien des nappes en couleur pâle qui correspondent aux zones de convergence créés par la circulation de Langmuir.

Ondes piégées par la topographie

Zamudio et al., (2002) ont étudié les forts vents en surface générés par l'ouragan Juliette, qui ont créée une aspiration d'Ekman qui a soulevé la thermocline de ~25 m dans le modèle, abaissé la SSH de ~20 cm et abaissé le SST ~5° C .

En outre, les vents de Juliette ont stimulé une très forte mélange océanique entraînant une augmentation spectaculaire de la couche de mélange, qui est passée de ~10 m à ~80 m. Sur la côte, les vents vers le pôle de Juliette a conduit un transport d'Ekman vers la côte et généré une forte convergence côtière . La convergence a diminué le thermocline ~40 m et a soulevé la SSH de 28 cm, en générant une onde barocline piégée entre Acapulco et Cabo Corrientes, qui est clairement reconnaissable dans les résultats du modèle et les mesures du niveau de la mer.

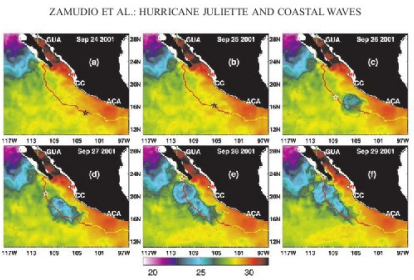
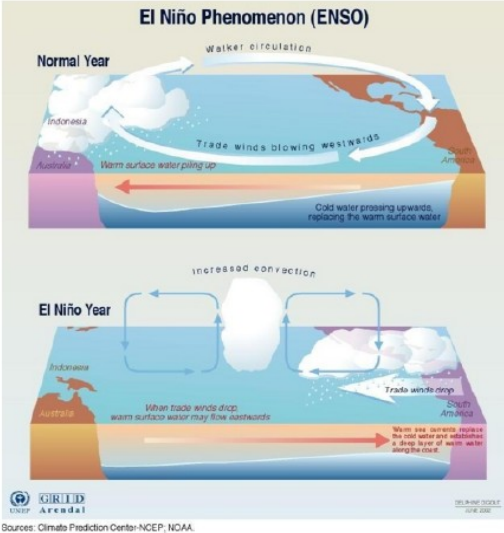


Plate 2. Sea surface temperature snapshots (color contours in °C) for six different dates in September 2001 as determined from operational NLOM. Juliette's center is indicated with a black or white star in all the panels. Juliette's path is represented with yellow, red and green lines for tropical storm, hurricane and tropical depression, respectively.

El Niño -ENSO



El Niño (littéralement courant de l'Enfant Jésus, ainsi nommé parce qu'il apparaît peu après Noël), désigne à l'origine un courant côtier saisonnier au large de l'Equateur et du Pérou, et par extension le phénomène climatique particulier qui diffère du climat usuel et qui se caractérise par une élévation anormale de la température de l'océan dans la partie est de l'océan Pacifique sud. Il a été relié à un cycle de variation de la pression atmosphérique globale entre l'est et l'ouest du Pacifique que l'on nomme l'oscillation australe et l'on unit souvent les deux sous le titre de ENSO (El Niño-Southern Oscillation).

<http://maps.grida.no/go/graphic/el-ni-o-southern-oscillation-enso-phenomenon>

La méso-échelle et la sous-méso-échelle

Comme expliqué par Levy (2008), la (sous)-méso-échelle océanique présente des similitudes avec la turbulence 2D. Elle est caractérisée par la présence de recirculations en interaction, en général dénommé tourbillons (analogue aux systèmes météorologiques dans l'atmosphère). Les échelles sont fortement corrélés avec le 1^{er} rayon de déformation de Rossby (voir ci-dessous), suggérant que l'instabilité barocline est la principale source de méso-échelle. Ce fait est également cohérent avec les niveaux élevés de l'énergie méso-échelle que l'on trouve le long des courants de bord à mi-latitudes, et le long des fronts. Alors que les minima se trouvent à l'intérieur des gyres. La turbulence océanique est aussi caractérisée par la présence de filaments allongés. L'action à grande échelle de ces filaments est complexe. Certains mouvements à (sous)-méso-échelle génèrent de la diffusion turbulente. D'autres agissent comme des barrières dynamiques et ils inhibent

localement la diffusion et renforcent la cohérence des tourbillons [Pasquero et al., 2007 ; Martin et al., 2011]. Réciproquement, les structures de (sous)-mésos-échelle sont guidés par la rotation et la déformation des tourbillons. L'activité de (sous)-mésos-échelle a une forte variabilité spatiale, liée à la variabilité des champs de déformation et de rotation, et les travaux récents par Hua et al. [98] et Lapeyre et al. [99, 01] fournissent des moyens de séparer l'écoulement dans des régions peu dispersives dominées par la rotation et d'autres très dispersives dominées par l'étirement.

Outre ces caractéristiques-2D, de la turbulence océanique se caractérise également par sa structure verticale. Les tourbillons ont souvent des structures verticales du premier mode barocline avec les cyclones caractérisés par une remontée des isopycnes et les anticyclones par une descente.

Ces phénomènes ont une grande influence sur la biologie et en particulier sur la distribution du phytoplancton.

À l'échelle de bassin, la distribution de la production primaire est fortement liée au pompage d'Ekman et les régimes classiques entre concentration de chlorophylle et épaisseur de la couche de mélange sont présents. Avec le développement des capteurs tractés et l'apparition de la mesure satellite de la couleur de l'océan, les scientifiques ont commencé à observer une forte variabilité aux niveaux de la méso-échelle.

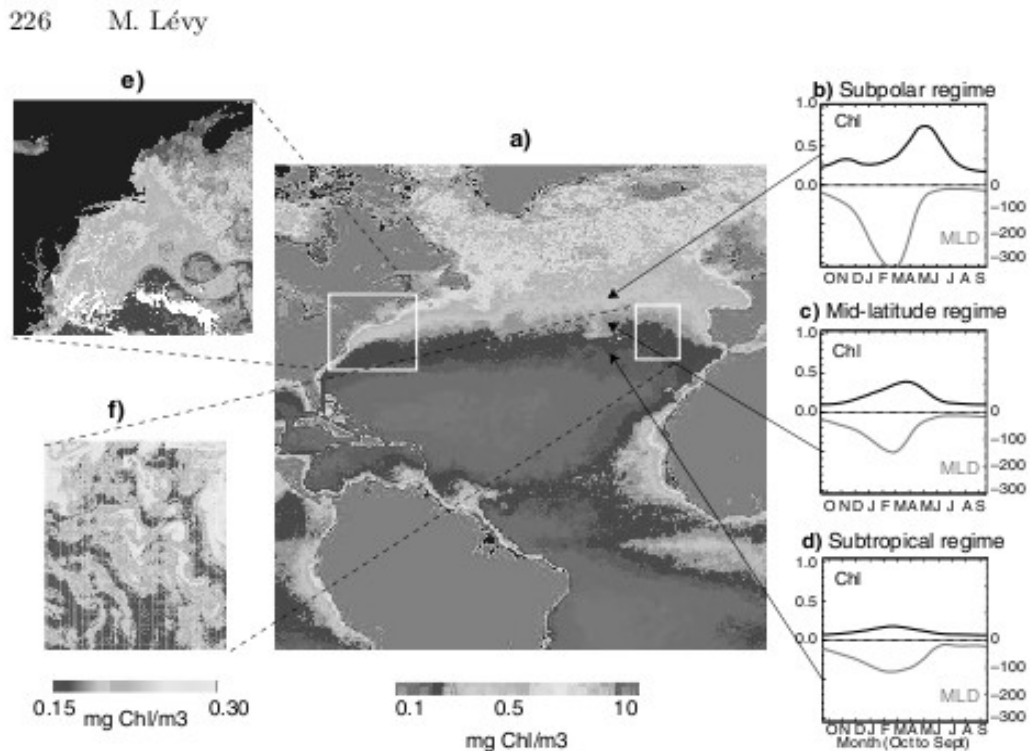
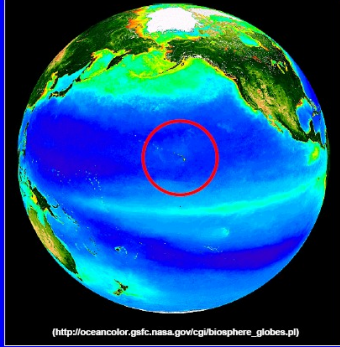


Fig. 2. (a) Climatology of sea-surface chlorophyll from space (Classic CZCS scene, from NASA Web site). (b)–(d) Typical seasonal cyclings of sea-surface chlorophyll versus mixed-layer depth in the northeast Atlantic [67]. The grey line shows the seasonal cycle of the mixed-layer depth, and the black line the seasonal cycle of the surface chlorophyll concentration. (e) and (f) High-resolution snapshot of sea-surface chlorophyll from space (e: classic CZCS scene, NASA Web site; f: Lehahn, personal communication). Locations of the cyclings and of the high-resolution images are indicated on the climatological map

Présentation de F. Nencioli

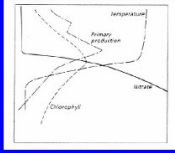
Intro

North Pacific Subtropical Gyre



(http://oceanscolor.gsfc.nasa.gov/cgi/biosphere_globes.pl)

Oligotrophic region:



- Nutrient Limited
- Low biomass and primary productivity
- Small size phytoplankton
- High regeneration rates (recycled nutrients)

Intro

Primary Production and the Biological Pump

Regenerated Production: primary production supported by recycled nutrients

New Production: primary production supported by input of nutrients from outside the euphotic zone
(Dugdale and Goering, 1967)

Biological Pump: Steady state over seasonal time scales: **New Production = Carbon Export**
(Volk and Hoffert, 1985)

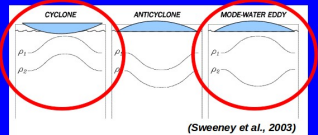
Subtropical Gyres:

- New P. small fraction of Total P.
- They cover 75% of world oceans


Important sink term for the global carbon cycle!!!

Intro


The Role of Mesoscale Eddies



(Sweeney et al., 2003)

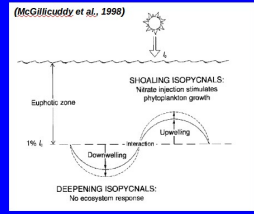


Cyclonic in N.H.



Mode water eddy

(McGillicuddy et al., 1998)

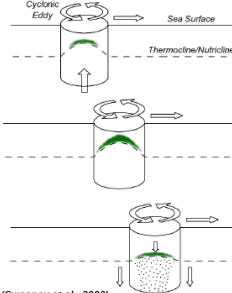


- Uplift of the seasonal thermocline
- Nutrients into the euphotic zone
- Downwelling of nutrient depleted SW
- Net vertical flux of nutrients

• 1/2 of "new" production due to cyclonic or mode water eddies!!

Intro

The "closed" system model



- 1. Intensification Phase (0-1 month):**
 - Upwelling of nutrients into the euphotic zone
 - Increase of primary productivity
- 2. Mature Phase (1-2 months):**
 - Phytoplankton bloom after the nutrient injection and shift in community
 - DCM follows the eddy (no lateral exchanges of waters)
- 3. Decay Phase (>2 months):**
 - As the eddy relax and nutrients are depleted the bloom decay
 - Increase in carbon export within the eddy

(Sweeney et al., 2003)

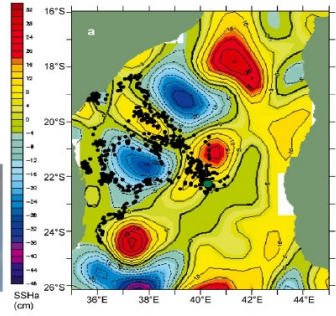
- One single nutrient injection
- Physical and biogeochemical characteristics tightly coupled and strongly related to the age of the eddy

NB : mode water—A term for water of exceptionally uniform properties over an extensive depth range, caused in most instances by convection. Mode waters represent regions of water mass formation; they are not necessarily water masses in their own right but contribute significant volumes of water to other water masses. Because they represent regions of deep sinking of surface water, mode water formation regions are atmospheric heat sources.

D'autres exemples...

en milieu hauturier :

Foraging strategy of a top predator in tropical waters: great frigatebirds in the Mozambique Channel

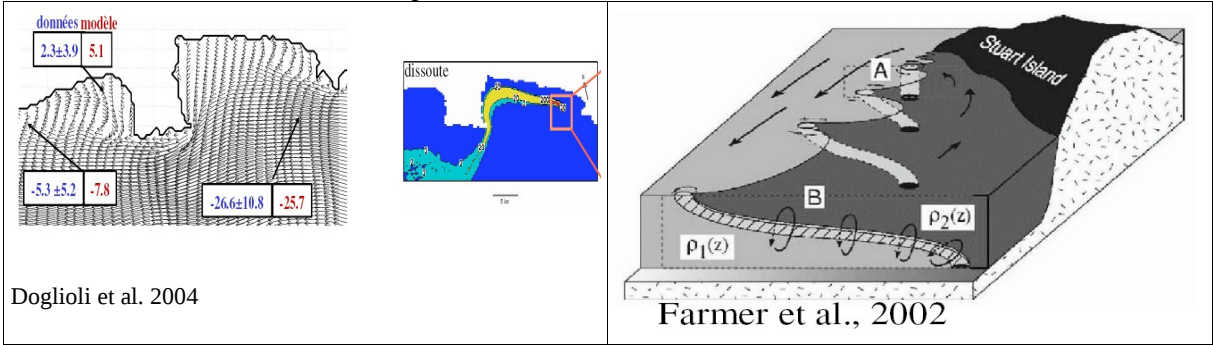


personnel.univ-reunion.fr/lecorre/papers/Weimerskirchetal2004.pdf
www.legos.obs-mip.fr/fr/evenements/actualite/actu16.fr.pdf

Des prédateurs supérieurs marins qui suivent les structures cohérentes de l'océan superficiel voir

<http://www.legos.obs-mip.fr/fr/evenements/actualite/actu16.fr.pdf>

En milieu côtier :
 effet des tourbillons en aval des capes sur la redistribution des solutés



Les rayons de Rossby

Le rayon de déformation barotropique ou externe est le rapport entre la vitesse de propagation des ondes de gravité en eaux peu profonde et le paramètre de Coriolis :

$$\delta_R = \frac{\sqrt{gh}}{f}$$

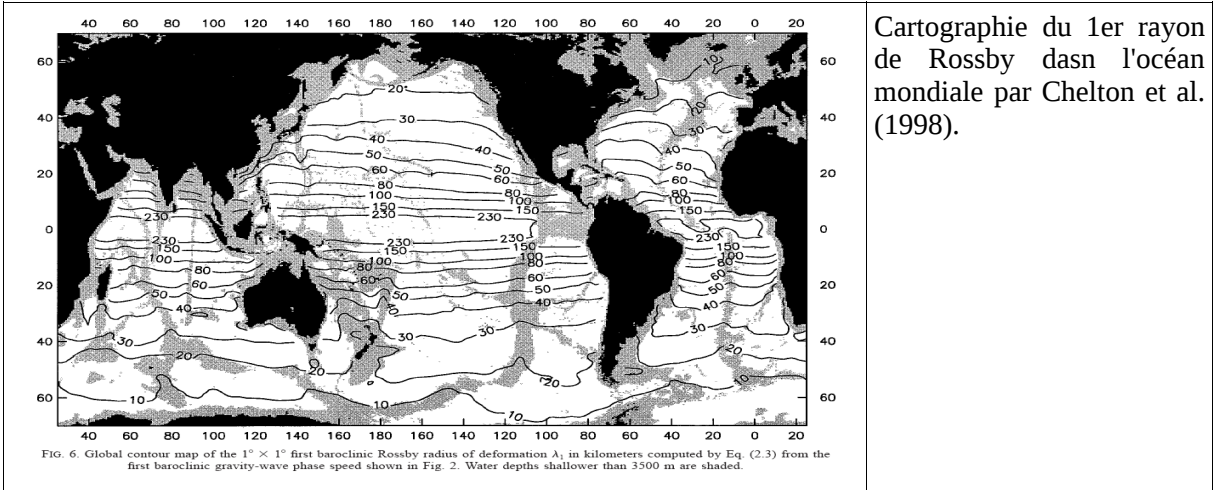
avec h profondeur de l'océan. Il représente l'échelle spatiale typique à laquelle pour une onde de gravité barotrope les effets de la rotation terrestre deviennent importants comme ceux de la gravité .

$$\delta'_R = \frac{\sqrt{g'D}}{f} \text{ avec } g' = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \text{ gravité reduite}$$

est le premier rayon de déformation baroclinique ou interne ; il concerne une onde de gravité qui se propage dans la première couche de un océan stratifié, où $\rho_2 > \rho_1$ et plus profond .

Le rayon de déformation externe de Rossby est de l'ordre de 2000 km à mi-latitude sur des fonds de 4000 m (pour des ondes longues de célérité $c \sim 200$ m/s), tandis qu'il ne sera plus que de 300 km pour des profondeurs de 100m (c de l'ordre de 30 m/s). Quant au rayon interne de Rossby, il passera de 10-30 km en hauturier à quelques kilomètres (5-7 km) en milieu côtier.

Ce rayon interne de Rossby est l'échelle spatiale naturelle à laquelle s'ajustent les processus physiques avec frontières, tels que les fronts et les courants de pente. On peut donc définir comme phénomène de méso-échelle ceux qui se développent sur des échelles spatiales du même ordre de grandeur du δ'_R local.



<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

Tourbillons côtiers en aval d'un cape

Fondements

Les écoulements potentiels satisfaisaient simultanément les relations

$$\nabla \times \vec{v} = 0 \quad \text{et} \quad \nabla \cdot \vec{v} = 0$$

i.e. le champ de vitesse est irrotationnel et incompressible.

Si le champ de vitesse est irrotationnel (ou conservatif), vu que par définition $\nabla \times (\nabla \phi) = 0$, il doit exister un champ scalaire ϕ dit potentiel des vitesses tel que

$$\vec{v} = \nabla \phi \quad (5.1)$$

Si le champ de vitesse est solénoïdale (ou incompressible), vu que par définition $\nabla \cdot (\nabla \times \vec{\Psi}) = 0$, il doit exister un champ vectoriel $\vec{\Psi}$ dit potentiel vecteur des vitesses tel que

$$\vec{v} = \nabla \times \vec{\Psi} \quad (5.2)$$

Si l'écoulement est plan (bidimensionnel horizontal), on a $\vec{\Psi} \equiv (0, 0, \Psi)$ et le champ scalaire $\Psi \equiv \Psi(x, y)$ est dit fonction de courant.

Les écoulements potentiels sont équivalents à des problèmes d'électrostatique dans le vide. Ces écoulements interviendront toutes les fois qu'on pourra négliger les effets de la viscosité.

Exemples

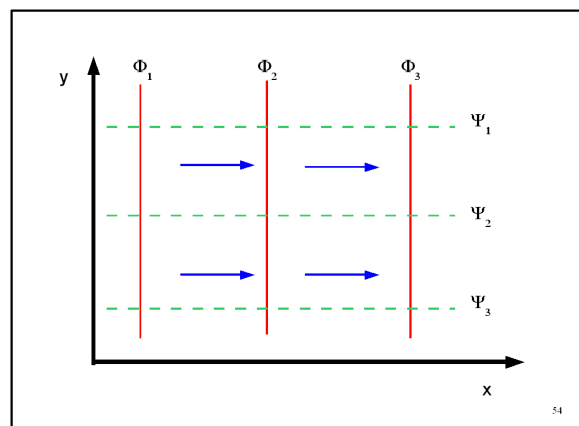
Écoulement parallèle uniforme

$$v_x = U \quad v_y = 0$$

D'après les définitions (5.1) et (5.2)

$$v_x = \partial_x \phi = \partial_y \Psi \quad \text{et} \quad v_y = \partial_y \phi = -\partial_x \Psi \quad \text{d'où}$$

$$\phi = Ux \quad \text{et} \quad \Psi = Uy$$

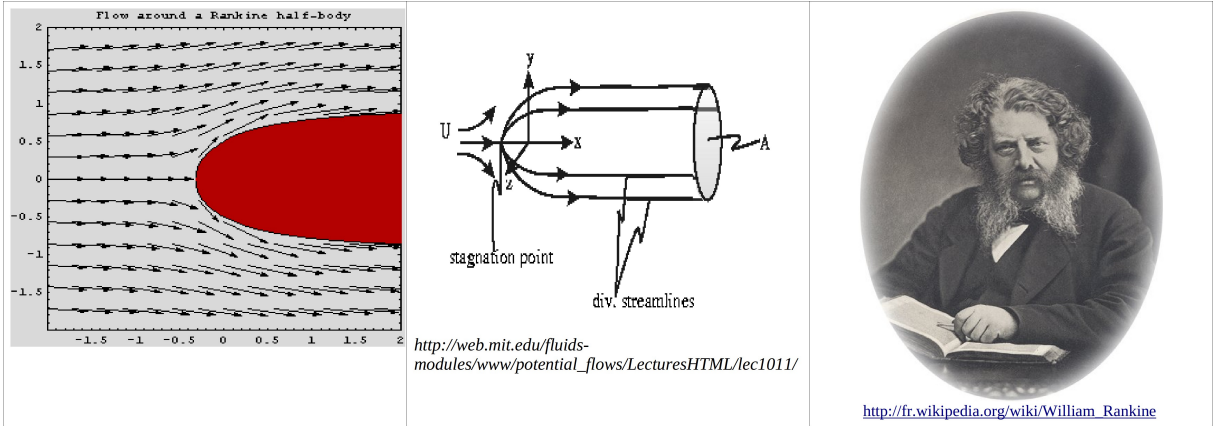


Source ou puits	$v_r = \frac{Q}{2 \pi r} \quad v_\theta = 0$ $\Phi = \frac{Q}{2 \pi} \log\left(\frac{r}{r_o}\right)$ $\Psi = \frac{Q}{2 \pi} \theta$	
Tourbillon	$v_r = 0 \quad v_\theta = \frac{\Gamma}{2 \pi r}$ $\Phi = \frac{\Gamma}{2 \pi} \theta$ $\Psi = \frac{\Gamma}{2 \pi} \log\left(\frac{r}{r_o}\right)$	
Dipôle	$v_r = \frac{p \cos \theta}{2 \pi r^2} \quad v_\theta = \frac{p \sin \theta}{2 \pi r^2}$ $\Phi = -\frac{Qd \cos \theta}{2 \pi r}$ $\Psi = \frac{Qd \sin \theta}{2 \pi r}$	

La superposition des écoulements simples ci-dessus permet d'introduire des écoulements toujours potentiels mais un un peu plus compliqués.

Écoulement uniforme + Source/Puits	
Écoulement uniforme + Dipôle	

Dans ce type d'écoulement il y a des point où la vitesse est nulle dites point d'arrêt. La courbe qui représente la ligne de courant qui comprend le/les point/points d'arrêt sépare l'espace en deux régions où le fluide est apporté par chacun des deux écoulements de base. On peut la remplacer par un obstacle solide, sans modifier l'écoulement déterminé. En 3D on parle de « Solides de Rankine » depuis le nome du chercheur qui a développé cette technique pour l'étude de l'architecture des bateaux.

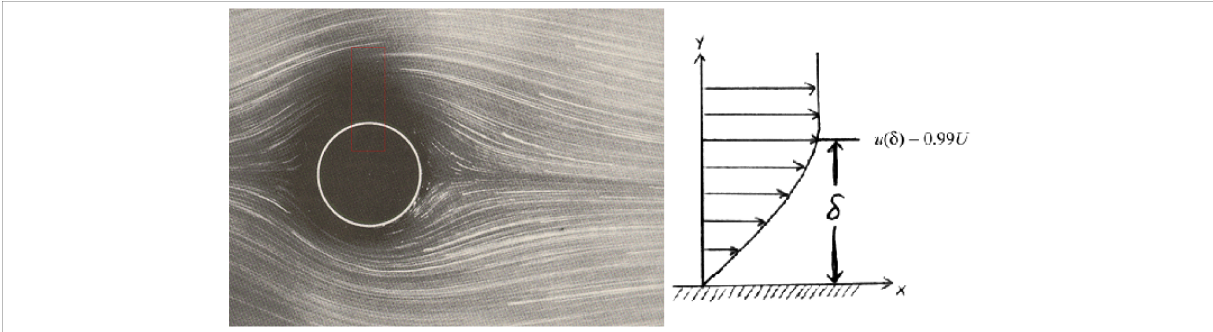


Couche limite laminaire

Loin du corps et tant que l'écoulement incident n'est pas turbulent, les termes des forces de viscosité de l'équation du mouvement (eq. Navier -Stokes)

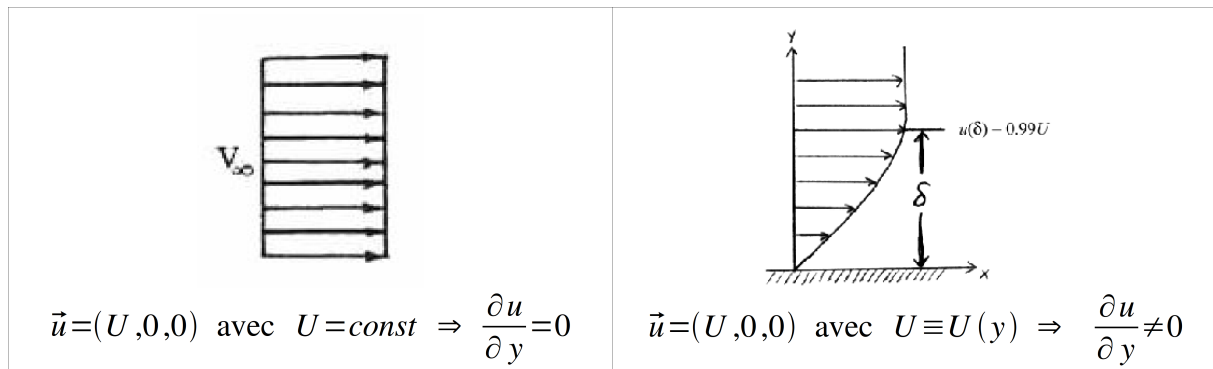
$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \nu \nabla^2 \vec{u}$$

sont négligeables et l'écoulement a pratiquement le même profil de celui d'un fluide parfait. Le raccordement entre la solution de fluide parfait et la condition de vitesse nulle sur les parois solides se fait dans une zone appelée couche limite, d'épaisseur d'autant plus faible que le nombre de Reynolds $Re = \frac{UL}{\nu}$ est grand. Dans cette région les termes de viscosité et de convection sont à prendre en compte simultanément. La notion de couche limite est la liaison entre 2 domaines de la mécanique de fluides l'écoulement potentiels des fluides parfaits et l'étude expérimentale de l'écoulement des fluides visqueux.



Création de vorticité

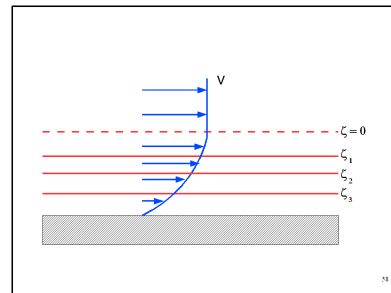
Dans la couche limite a cause de la condition de vitesse nulle sur la paroi solide on a création de vorticité. Faisons un parallèle entre le cas visqueux et celui non visqueux



Dans la couche limite il y a donc création de vorticité

$$\zeta = [\nabla \times \vec{v}]_z = \partial_x v - \partial_y u$$

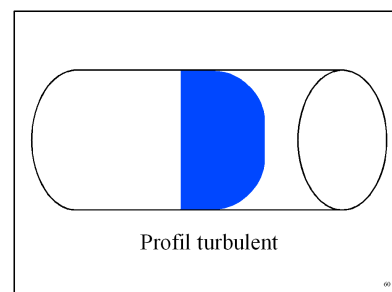
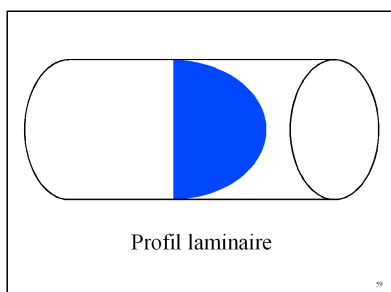
si on dessine les isolignes on peut mettre en évidence comme la vorticité est concentré dans la couche limite



Couche limite turbulente

Jusqu'à maintenant on a parlé de viscosité en pensant à la viscosité moléculaire donc on a été dans des couche limites laminaires. Prandtl a adapté la notion de couche limite au cas turbulent.

Dans le cas laminaire le transport de quantité de mouvement est du à la viscosité moléculaire, il s'agissait donc d'un transport diffusif. Quand le transport convectif de quantité de mouvement joue un rôle plus important que le transport diffusif on est dans un écoulement turbulent. Les profils de vitesse changent considérablement de forme. L'expérience de Reynolds a bien montré ce changement dans le cas d'un tube cylindrique: dans le cas laminaire on a le profil parabolique de l'écoulement de Poiseuille tandis que dans le cas turbulent, le profil est plus plat



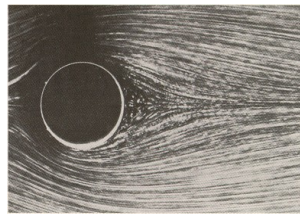
Mais dans tout les deux cas il y a une couche limite. Dans le cas turbulent il s'agisse d'une couche limite turbulente et dans cette couche il y a création de vorticité.

Différents régime d'écoulement

Selon les vitesses et les géométrie des écoulements, le transport de la quantité de mouvement d'un fluide peut être dominé par des phénomènes diffusifs ou convectifs. L'ordre de grandeur relatif de ces termes est le nombre de Reynolds qui peut être aussi interprété comme rapport entre le temps caractéristique de la diffusion de la quantité de mouvement et celui de la convection de celle ci.

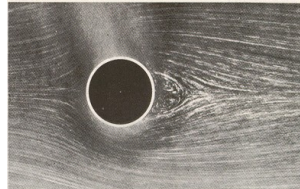
Une expérience pour visualiser les différents régimes d'écoulement est la suivante: on pose un cylindre de diamètre D aligné le long de l'axe z dans un écoulement de vitesse U suivant la direction Ox perpendiculaire à son axe. En réalité en laboratoire en générale le fluide est a repos et on fait avancé le cylindre à la vitesse U , ce qui est équivalent. Pour visualiser les ligne de courant on peut mettre dans le fluide des particules fines et éclairer le dispositif par une nappe de lumière perpendiculaire. En fonction de la valeur de Re on distingue différent régimes.

Pour $Re \ll 1$ la vitesse est faible (ou le fluide très visqueux, mais ça nous intéresse pas trop en océanographie), l'écoulement laminaire, parfaitement symétrique entre l'amont et l'aval du cylindre. On a une situation très similaire à la solution du solide de Rankine.

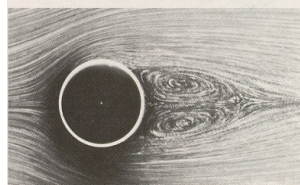


$Re = 1.54$

Pour $Re \approx 1$ on commence à observer deux tourbillons contrarotatifs fixes en aval du cylindre (écoulement de récirculation). La longueur de la zone de récirculation croît à l'augmenter de Re



$Re = 13.1$



$Re = 26$

Pour $Re \approx 50$ l'écoulement cesse d'être stationnaire et la vitesse du fluide dépend du temps: des tourbillons sont émis périodiquement en aval de l'écoulement. Ils forment une double rangée de tourbillons appelée allée de Von Karman. La fréquence d'émission est caractérisée par le nombre de Strouhal

$$Sr = f \frac{D}{u}$$

avec f fréquence d'émission des tourbillons .

Physiquement, il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité. Si $Sr \ll 1$, l'écoulement est dit quasi-stationnaire. Dans ce cas est constant et de l'ordre de 1 .



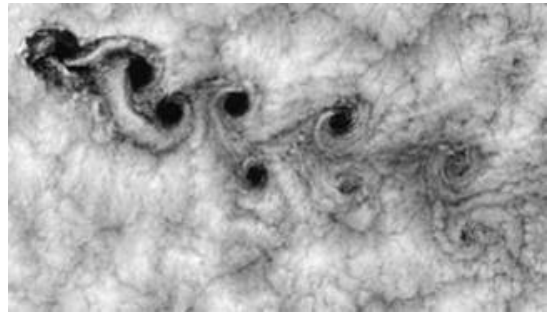
$Re = 105$

$Re = 150$

<http://www.media.mit.edu/physics/pedagogy/nmm/student/95/aries/mas864/obstacles.html>

Pour $Re \gg 1$ il y a superposition entre ces grandes structures cohérentes et des mouvements incohérents, à des échelles spatiales plus faibles, autant plus petites que Re est grand. En pratique leur taille minimale décroît comme $1/\sqrt{Re}$

L'allée de Von Karman peut être observée jusqu'à très grand nombre de Re dans des écoulements océanographiques ou atmosphériques, derrière des îles ou des obstacles de grande taille.

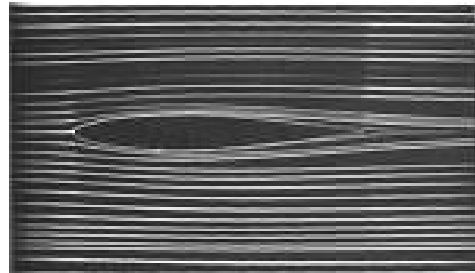


Ci-contre une allée de tourbillons de Von Kármán observé dans l'atmosphère au large de la côte chilienne près de l'île Juan Fernandez

Décollement

Qu'est-ce qu'il arrive à la vorticité une fois qu'elle a été générée?

La vorticité générée près des parois est entraînée par l'écoulement dans un sillage en aval de l'obstacle. Dans le cas d'un profil d'aile placé sous incidence nulle dans un écoulement uniforme on peut voir un tout petit sillage en aval.



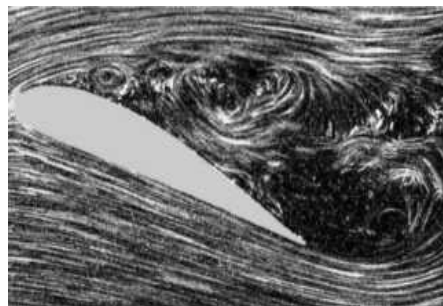
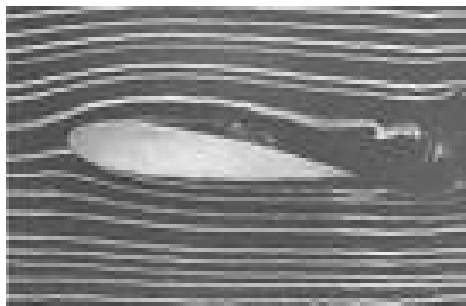
Quand on met un corps mal profil   il y a des changements importants. Re change parce que L change.

Prenons par exemple un cylindre. Dans ce cas la couche limite n'existe alors que sur la partie en amont de la surface du corps. En aval il y a un sillage turbulent de longueur comparable au corps même.



Ce phénomène est appelé décollement des couches limites. Dans ce cas l'écoulement en aval n'a plus rien à voir avec celui d'un fluide parfait et la dissipation d'énergie ainsi que la force de traînée sur le corps sont considérablement augmentées.

Ci-dessous deux exemples de décollement en aval d'une aile. Qu'est-ce que fait varier le nombre de Reynolds?



OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

Équation de la vorticité intégrée sur la verticale

La formation et l'évolution des tourbillons en aval des caps peut être expliqués plus « simplement » en termes de production, advection et dissipation de vorticité.

Pour décrire les phénomènes qui nous intéressent les équations les plus simples sont celle en eaux peu profondes. Dans ces équations, malgré les approximations faites il y a encore toute la physique qui nous intéresse.

Pour un fluide homogène et en approximation hydrostatique les équations de la quantité de mouvement et de continuité peuvent s'écrire [Signell et Geyer, 91] :

$$\partial_t \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + f(\vec{k} \times \vec{u}) = -g \nabla \eta - \frac{c_D \vec{u} |\vec{u}|}{h + \eta} + A_H \nabla^2 \vec{u} \quad (\text{A})$$

$$\partial_t \eta + \nabla \cdot [\vec{u}(h + \eta)] = 0 \quad (\text{B})$$

L'équation de la vorticité moyennée sur la verticale est obtenue en calculant le rotationnel de l'équation (A).

Dans la suite on analyse chaque terme de l'équation

Le premier terme devient

$$\nabla \times \partial_t \vec{u} = \partial_t \nabla \times \vec{u} = \partial_t \omega \quad \text{où} \quad \omega = \partial_x v - \partial_y u$$

Le deuxième devient (voir aussi http://en.wikipedia.org/wiki/Vorticity_equation#cite_ref-0)

$$\begin{aligned} \nabla \times (\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}) &= \vec{u} \cdot \nabla (\nabla \times \vec{u}) - (\nabla \times \vec{u}) \cdot \nabla \vec{u} + (\nabla \cdot \vec{u}) (\nabla \times \vec{u}) = \\ &= \vec{u} \cdot \nabla \omega + (\nabla \cdot \vec{u}) \omega = \vec{u} \cdot \nabla \omega - \frac{\omega}{H} (\partial_t \eta + \vec{u} \cdot \nabla H) \end{aligned}$$

où on a substitué la divergence de la vitesse obtenue à partir de (B) et $H = h + \eta$

Le terme de Coriolis peut s'écrire

$$\nabla \times f(\vec{k} \times \vec{u}) = f[\vec{k}(\nabla \cdot \vec{u}) - \vec{u}(\nabla \cdot \vec{k}) + (\vec{k} \cdot \nabla) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{k}] = f \nabla \cdot \vec{u} = -\frac{f}{H} (\partial_t \eta + \vec{u} \cdot \nabla H)$$

Le terme de gravité est nul parce que il est le rotationnel d'un gradient

$$\nabla \times (g \nabla \eta) = 0$$

Le terme de frottement sur le fond pour le moment on l'écrit simplement dans la façon suivante

$$\nabla \times \frac{c_D \vec{u} |\vec{u}|}{h + \eta}$$

et enfin le terme visqueux devient

$$\nabla \times A_H \nabla^2 \vec{u} = A_H \nabla^2 (\nabla \times \vec{u}) = A_H \nabla^2 \omega$$

L'équation pour la vorticité s'écrit alors

$$\partial_t \omega + \vec{u} \cdot \nabla \omega = \frac{\omega + f}{H} [\partial_t \eta + \vec{u} \cdot \nabla H] - \left[\nabla \times \left(\frac{c_D \vec{u} |\vec{u}|}{H} \right) \right] \cdot \vec{k} + A_H \nabla^2 \omega$$

Dans cette équation, la partie gauche décrit la vitesse de changement de la vorticité et son advection, i.e. le changement de vorticité en suivant une particule de fluide avec masse fixée.

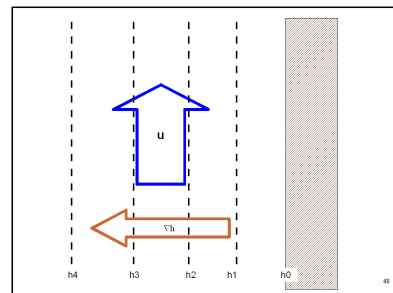
La partie droite représente les processus qui provoquent ces changements:

- i) le premier terme est la production de vorticité due à la compression (ou à l'étirement) et à la vorticité planétaire;
- ii) le deuxième est la production et dissipation due à la friction sur le fond.
- iii) le troisième est la diffusion de la vorticité due au processus de mélange turbulent.

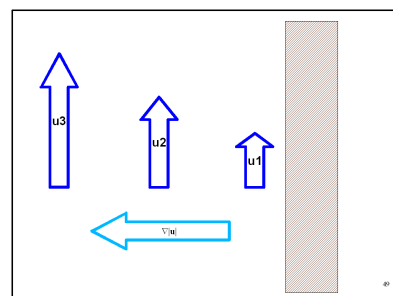
À cause de la petite profondeur des zones côtières le deuxième terme peut être très important. Si on développe ce terme on obtient encore une fois trois termes:

$$\left[\nabla \times \left(\frac{C_D \vec{u} |\vec{u}|}{H} \right) \right] \cdot \vec{k} = \frac{c_D |\vec{u}|}{H^2} (\vec{u} \times \nabla H) \cdot \vec{k} - \frac{c_D (\vec{u} \times \nabla |\vec{u}|)}{H} + \frac{c_D |\vec{u}| \omega}{H}$$

a) « slope torque »: création de vorticité quand il y a une composante de la vitesse perpendiculaire au gradient de la bathymétrie. Physiquement on peut expliquer ça en pensant que l'eau plus proche de la côte subie un frottement intégré sur la verticale plus fort que l'eau au large.



b) « speed torque »: il y a création de vorticité quand il y a une composante de la vitesse perpendiculaire au gradient de la vitesse même. Ce phénomène est lié au fait que le frottement obéit à une loi quadratique. Un écoulement plus rapide est beaucoup plus retardé que un écoulement un peu plus lent.



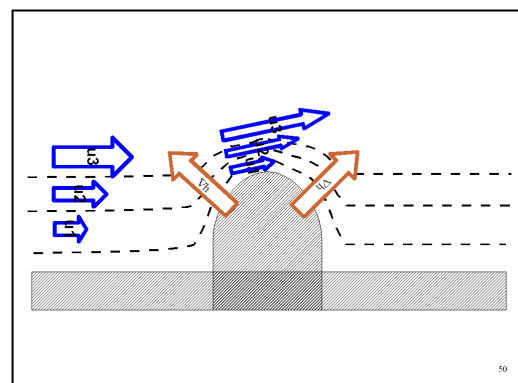
c) dissipation de la vorticité à cause du frottement. L'échelle temporelle du phénomène est

$$\tau = \frac{H}{c_D |\vec{u}|}$$

En proximité d'un cape il y a plusieurs mécanismes qui peuvent générer de la vorticité.

La faible profondeur et les forts gradients de bathymétrie peuvent correspondre au mécanisme a) comme aussi au mécanisme b). En effet, l'écoulement le long des isobathes subit des forts gradients de bathymétrie, mais aussi des forts gradients de vitesse perpendiculaires à la direction de l'écoulement générale.

Un troisième source de vorticité sera aussi la condition latérale de vitesse nulle à la côte.



En proximité d'un cape, on a donc un fluide généralement très riche en vorticité, mais on n'a pas forcément des tourbillons. Afin que ces derniers puissent se former il faut que le fluide riche en vorticité ne reste pas confiné dans la couche limite mais il puisse rejoindre l'intérieur du fluide. Si l'écoulement reste parallèle à la côte, le phénomène ne peut pas se passer, en revanche s'il y a un décollement oui. Il faut alors étudier les conditions de décollement.

Décollement en proximité d'un cape

Dans la couche limite, si on adopte un système de coordonnées qui suit l'écoulement, les dérivées par rapport à la coordonnée parallèle à la côte x_1 sont beaucoup plus petites que celles par rapport à la coordonnée perpendiculaire x_2 .

L'équation de la composante parallèle et celle de continuité s'écrivent:

$$\partial_t u_1 + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x_1} - \frac{c_D U_o u_1}{h} + A_H \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} \quad (C)$$

$$\partial_{x_1} u_1 h + \partial_{x_2} u_2 h = 0 \quad (D)$$

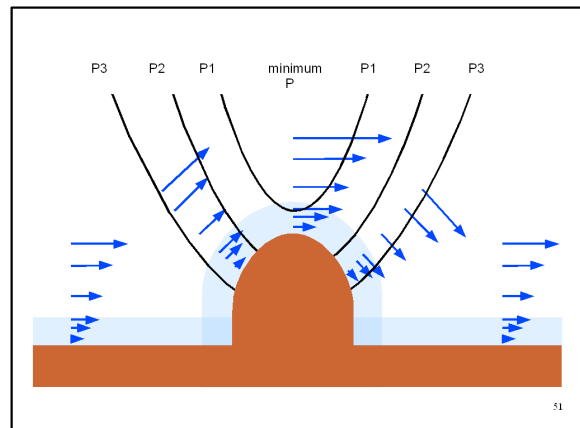
En absence de frottement au fond et de topographie, ces équations sont équivalentes aux équations de Prandtl pour la couche limite d'un écoulement bidimensionnel.

On considère d'abord le cas d'un écoulement stationnaire et sans frottement.

En dehors de la couche limite l'écoulement accélère en s'approchant à la pointe du cape.

En suite il ralentit dès que la pointe a été dépassée.

Selon la loi de Bernoulli cela génère un minimum local de pression à l'extrémité du cap. Le long de la frontière de la couche limite il y a donc un gradient de pression favorable (dans le sens que P diminue dans la direction de l'écoulement) en amont et défavorable en aval.

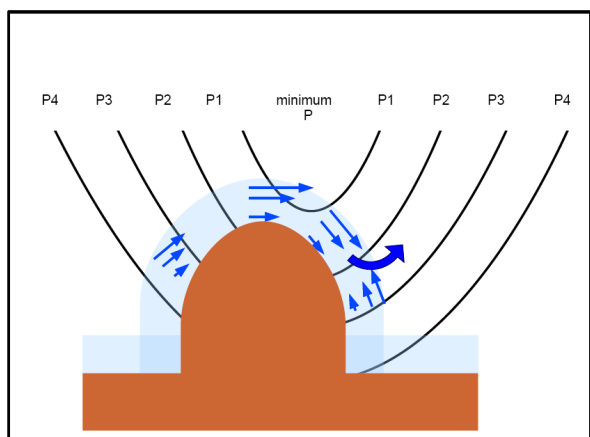


En amont, le gradient de pression favorable maintient le mouvement de l'amont à l'aval du fluide dans la couche limite, parce qu'il compense la perte de quantité de mouvement dans la couche limite.

En revanche, en aval, le gradient de pression défavorable soustrait de la quantité de mouvement à la couche limite.

Quand dans la couche limite il n'y a plus assez d'advection de quantité de mouvement de l'amont, l'écoulement commence à virer en arrière.

Par continuité la décélération de l'écoulement parallèle à la côte doit être accompagnée par un flux vers le fluide intérieure, loin de la couche limite.



Le point le long de la frontière de la couche limite où l'écoulement parallèle à la côte devient nul est dit point de décollement.

Ici la ligne de courant à la frontière avec la couche limite part vers l'intérieur de l'écoulement.

La distance entre le point de pression minimale et le point de décollement dépend du flux de quantité de mouvement et de l'intensité du gradient de pression défavorable (donc, de l'écoulement).

Pour un fluide visqueux sans frottement les termes d'advection sont tous petits proche de la couche limite et le bilan de la quantité de mouvement (équation C) est fait entre le gradient de pression et le

termes d'étirements

$$g \frac{\partial \eta}{\partial x_1} = A_H \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} \quad (C')$$

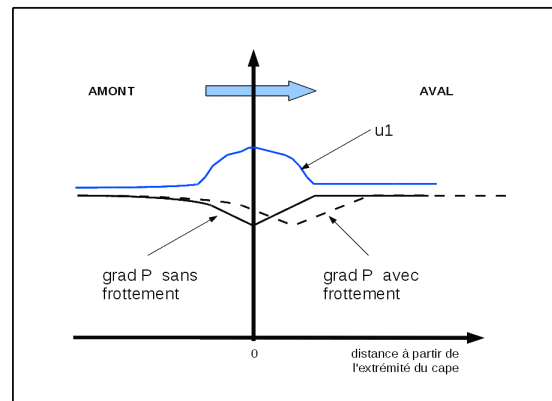
un gradient de pression défavorable demande seulement que l'écoulement ait une courbature négative près de la couche limite et par conséquent que le profile de vitesse parallèle à la côte aie un point d'inflexion.

Physiquement cela signifie que il n'y a pas de décollement si le flux de quantité de mouvement est assez fort pour contraster le gradient de pression défavorable.

Mais en circulation côtière le frottement est important!

Dans ce cas le maximum de vitesse ne correspond plus au minimum de pression parce que le gradient de pression doit contraster advection *et aussi* le frottement!

Le minimum de pression se déplace donc en aval du maximum de vitesse.



Le bilan de la quantité de mouvement devient entre le gradient de pression et le terme de pression:

$$g \frac{\partial \eta}{\partial x_1} = \frac{c_D U_o u_1}{h} \quad (C'')$$

Notez que maintenant le gradient de pression défavorable demande que u_1 aie un signe opposé: donc si jamais il y a l'inversion du gradient alors il y a tout de suite décollement parce que u_1 change de signe!!!

Le problème du décollement devient donc celui de l'inversion du gradient de pression.

Avec un modèle analytique, Signel et Geyer ('91) démontrent que il y a inversion du gradient de pression quand (en absence de marée) le terme d'advection domine le frottement.

Pour un cape avec forme fixée a/b , l'importance des termes de advection est mesurée par le nombre de Reynolds équivalent:

$$Re_f = \frac{H}{C_D a}$$

D'une façon similaire au nombre de Reynolds, à la variation de la valeur de Re_f on observe différentes régimes d'écoulement en aval d'un cape [Doglioli et al, 2004 et présentation ci-dessous].

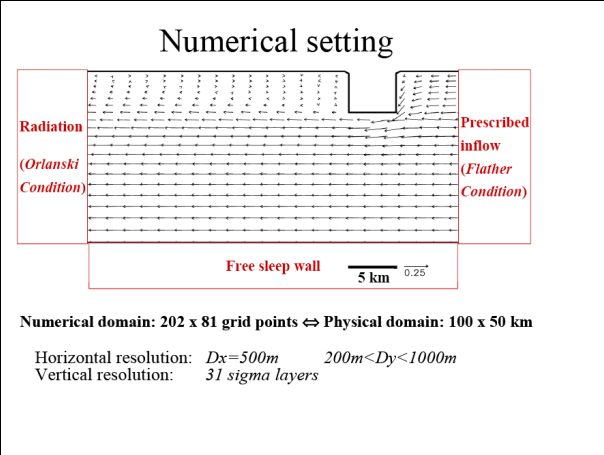
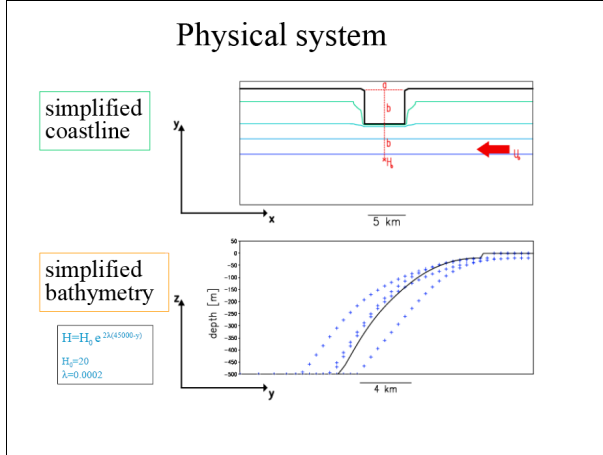
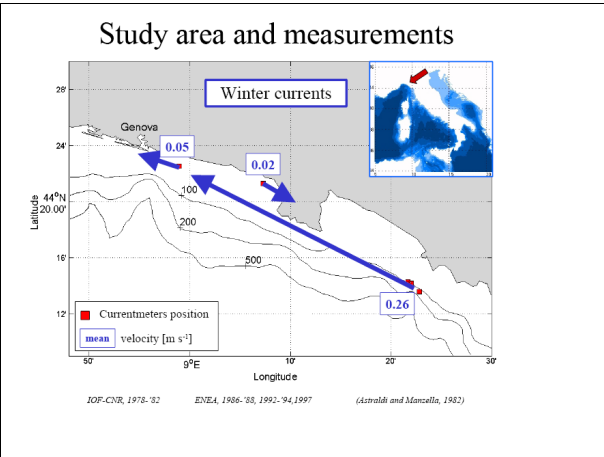
Capes → coastal currents dynamics and associated transport.

Leeward eddies → local distributions of: { sediments; pollutants; nutrients; marine species.

Previous numerical studies:
 - Flat bathymetry;
 - Tidal forcing;
 - 2D models.

This numerical study:
 - Steep slope;
 - Inflow steady current;
 - 2D & 3D model.

Bibliography
 Boyer and Tao, 1984, J Fluid Mech.
 Freeland, 1990, Atmosphere-Ocean
 Verron et al., 1991, Fluid Dynamics Res.
 Signell and Geyer, 1991, J Geoph. Res.
 Davies et al., 1995, J. Coastal Res.



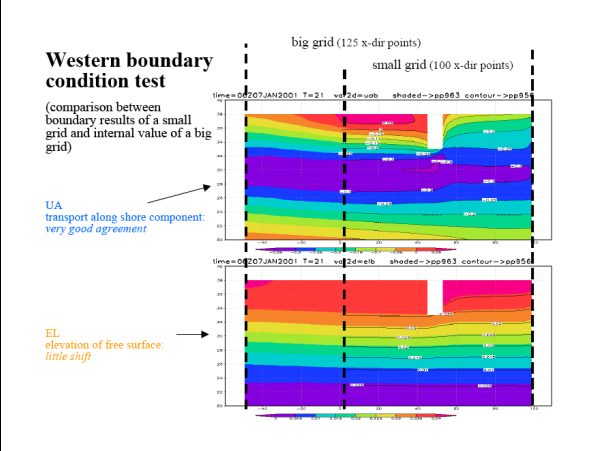
Inflow current

Flather boundary condition $U = U_e + \sqrt{gH}(\eta - EL_e)$

1) Constant inflow: → $U_e = 0.067, 0.025, 0.50 \text{ m/s}$

2) Gaussian jets:

$U_e = -U_{max} e^{-\left(\frac{y-Y_{H100}}{\xi}\right)^2}$
 t.c. $\int_{H=-300}^{H=0} U_e dy = -0.5 Sv$

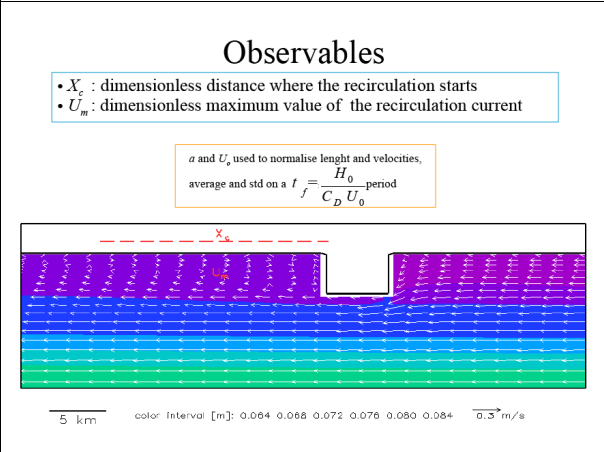


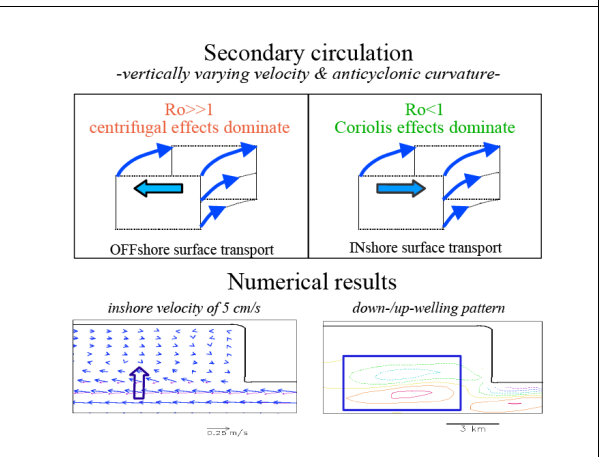
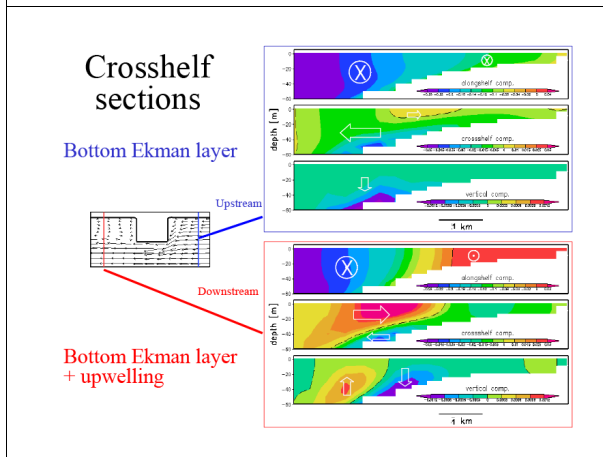
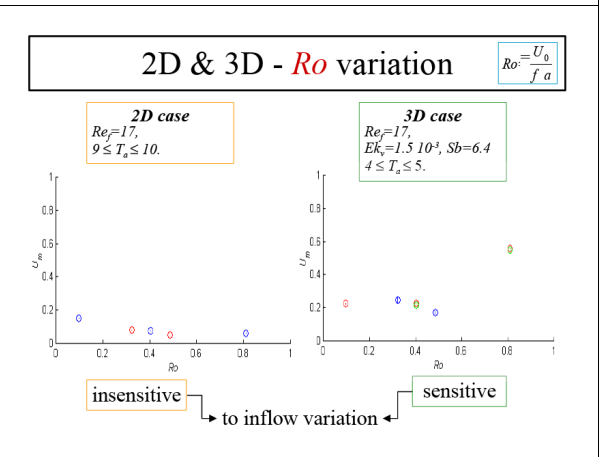
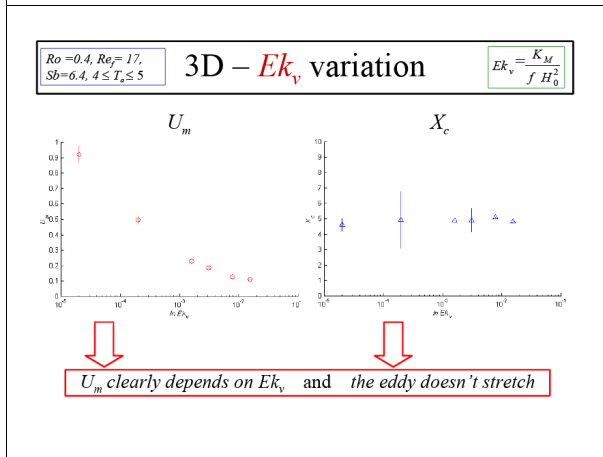
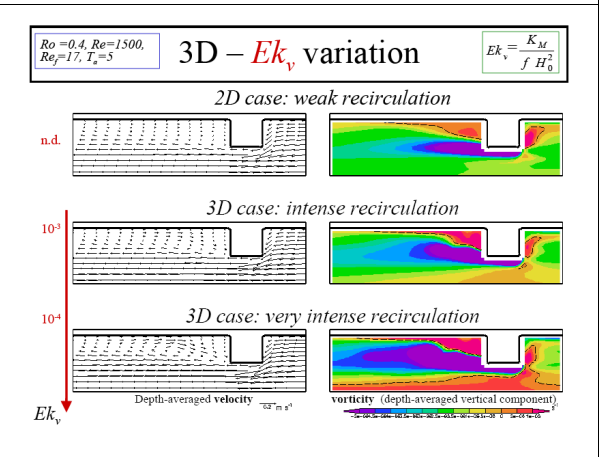
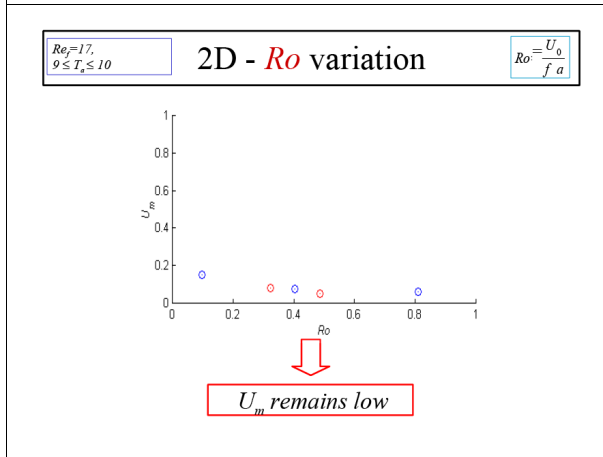
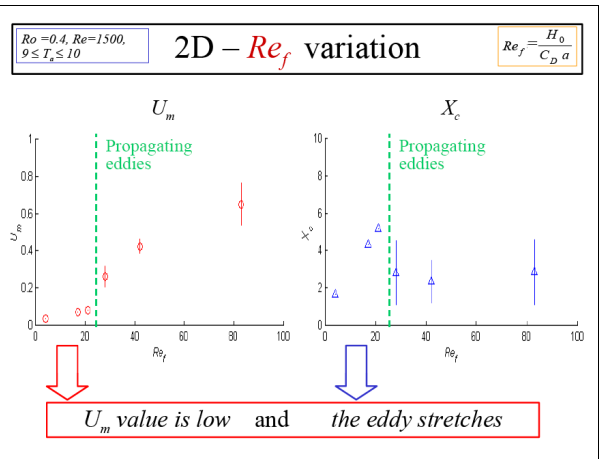
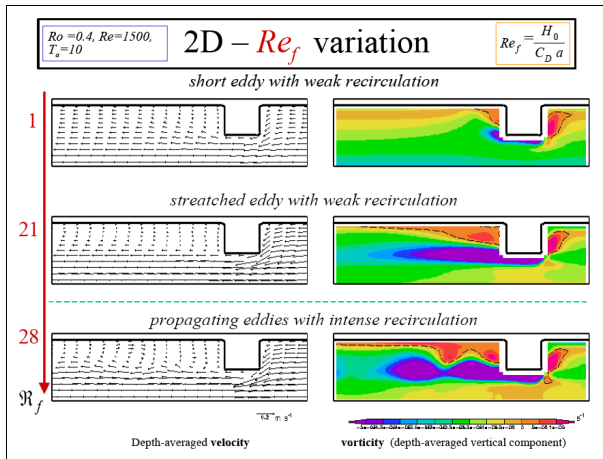
Numerical experiments

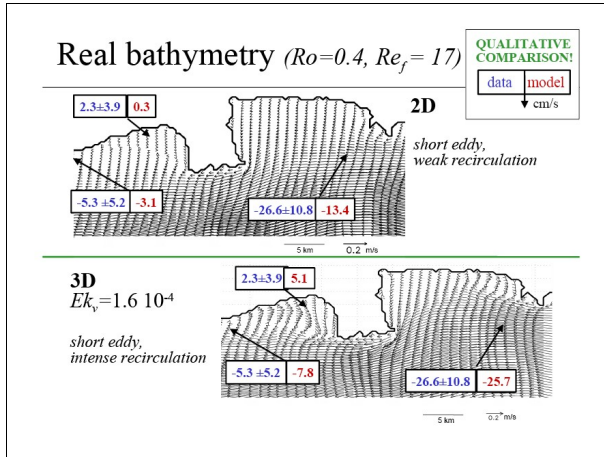
$Ro = \frac{U_0}{fa}$ $Re_f = \frac{U_0 a}{A_M}$ $Re_f = \frac{H_0}{C_D a}$ $Ek_v = \frac{K_M}{f H_0^2}$ $Sb = g \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{H_0}{f^2 a^2}$

Exp.	Ro	Re_f	Ek_v	Sb
$C_D 2D$	0.4	1500	4 - 83	n.d.
$U_0 2\&3D$	0.1 - 0.8	360 - 3000	17	1.5×10^{-3}
$K_M 3D$	0.4	1500	17	$1.5 \times 10^{-5} - 1.5 \times 10^{-2}$
$H_0 2D$	0.4	1500	1 - 17	n.d.

Varying parameters:
bottom friction: $10^{-4} < C_D < 10^{-2}$, linear & quadratic drag;
inflow: $0.06 < U_0 < 0.50$ [m s⁻¹], uniform & gaussian jet
vertical kinematic viscosity (3D): $10^{-4} < K_M < 10^{-1}$ [m² s⁻¹]





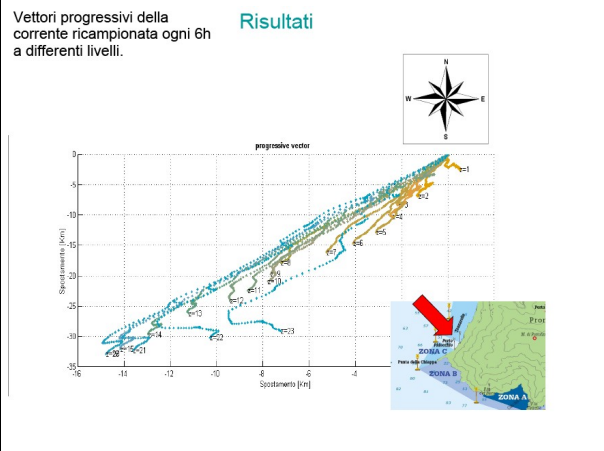
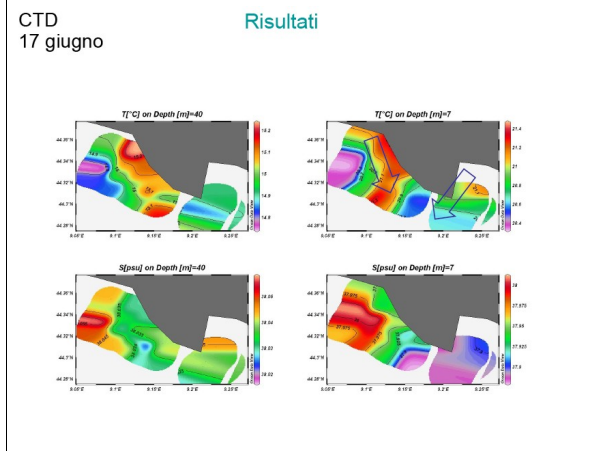
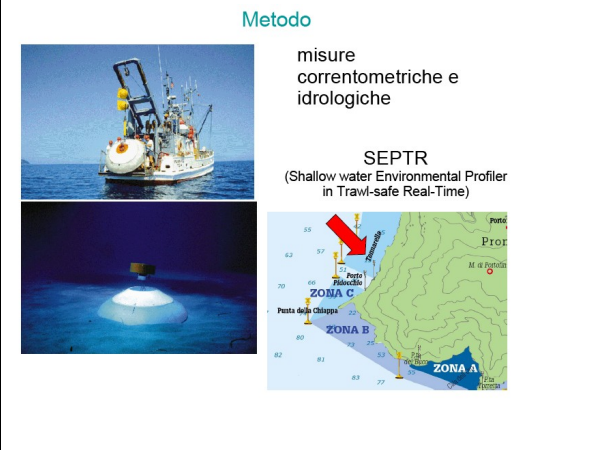
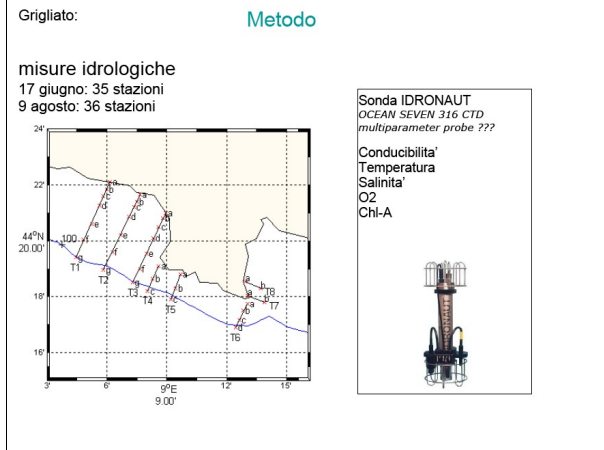


Conclusions

- in the case of inflow steady current + narrow shelf + steep slope the 2D models might not be appropriate;
- in 3D, the resolved bottom Ekman layer and secondary circulation could explain the leeward eddy intensification;
- with the realistic bathymetry 3D model, a good calibration is obtained varying both Re_f and Ek_b ;

Outlooks

- time varying inflow;
- real stratification;
- new data.



<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

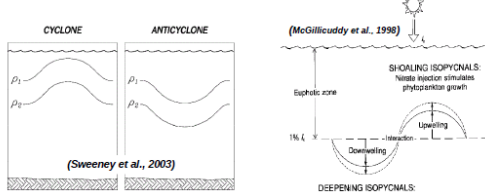
L'étude des tourbillons côtiers du Golfe du Lion
dans le cadre du projet LATEX

Z. Hu, A.M.Doglioli, A.A.Petrenko, I. Dekeyser and LATEX group

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

Motivations – Question ouvertes

Les processus de (sub)mesoéchelle peuvent avoir une grande influence sur la biogéochimie (e.g. budgets de la production primaire, disponibilité nutriments)



Études récentes intéressants en océan ouvert (e.g. Benitez-Nelson et al. 2007, McGillicuddy et al. 2007, Dickey et al 2008)

TOURBILLONS Cyclones Anticyclones	TYPE D'EAU oligotrophique eutrophique	BIOLOGICAL PUMP sousestimation surestimation
---	---	--

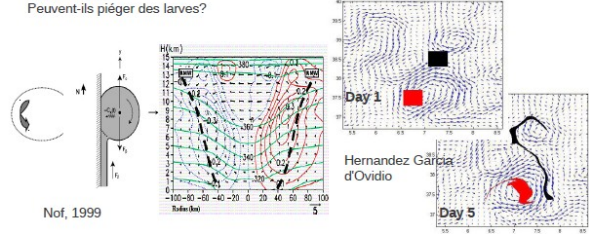
Motivations – Question ouvertes

En plus, peu est connu en eaux côtières

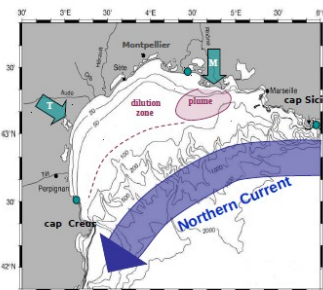
Comment se forment ces tourbillons? Quel est leur dynamique?

Y a-t-il des circulations secondaires? Avec des fortes vitesses secondaires? Quel est leur rôle dans la dispersion?

Facilitent-ils le transfert horizontal de matière au travers du plateau et de la pente continentale? Peuvent-ils piéger des larves?



Study zone: Gulf of Lion (GoL)

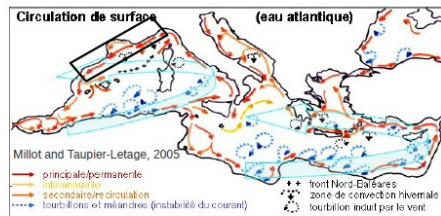


Forcings:

- 1- Rhone plume
- 2- Winds : Tramontane, Mistral.
- 3- Northern Current (NC)

Zone d'étude : Golfe du Lion

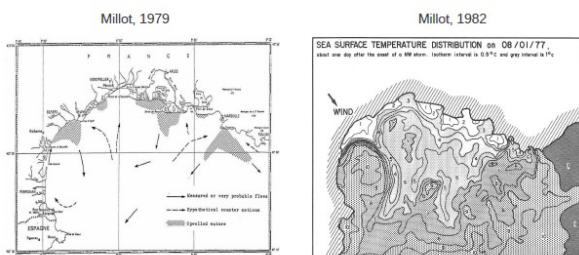
Le Courant Nord est partie intégrante de la circulation générale de la Méditerranée



l'approximation : courant géostrophique, i.e. barrière dynamique
reputation de stabilité par rapport aux courants coté sud,
mais aussi **comportement turbulent**

Zone d'étude : Golfe du Lion

Circulation anticyclonique dans l'ouest



LATEX - LAgrangian Transport Experiment

PIs: Anne Petrenko and Frédéric Diaz
financement LEFE/IDAO&CYBER – Région PACA
Pilot project 2007 – Main project 2008-11

Objectif

comprendre le rôle de la dynamique couplée physique-biogéochimie à (sub) mésoéchelle dans les échanges de matière et d'énergie entre les zones côtière et hauturière

Méthode

utilisation sélective et combinée de modélisation numérique et d'observations in situ (Lagrangian floats, SF6, ADCPs de coque, mouillages, images satellitaires, gliders, radars)

LATEX - LAgrangian Transport Experiment

MODÉLISATION	EXPÉRIMENTAL
Hydrodynamique (Symphonie) with C.Estournel et P.Marsaleix [POC, Toulouse]	Sept 2007 - Tests de communication et mesure de concentration ambiante du traceur
Analyse en ondelettes (WATERS)	Sept 2008 – Identification d'un tourbillon
Particules numériques (ARIANE) with B.Blanke et N.Grimas [LPO, Brest]	Sept 2009 – Mouillages & Identification d'un tourbillon
Couplage Physique (Symphonie) Biogéochimie (Eco-3M)	Oct 2009 – Test du dispositif SF6
	Sept 2010 – campagne avec Suroit and Thélys II

MODÉLISATION – étude de sensibilité

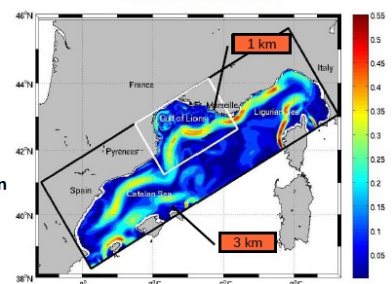
Modèle aux équations primitives Symphonie

Emboîtement

1-km resolution
One – Way Nesting

Coefficient d'atténuation introduit dans le schéma d'advection-diffusion

modeled velocity intensity (July 25, 2001) at 20 m boxes: model domains



[Hu et al., 2009]

I-2. Sensitivity study

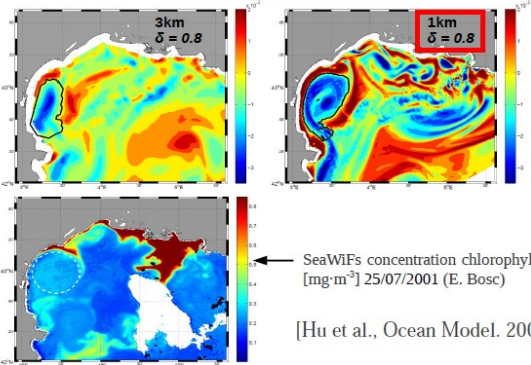
Advection – Diffusion Scheme in Symphonie (upwind + Leapfrog time-stepping):

$$\frac{\phi_i^{t+\Delta t} - \phi_i^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = \underbrace{\frac{u_{i+1/2} \phi_i^t + \phi_{i+1}^t}{\Delta x} + \frac{u_{i-1/2} \phi_i^t + \phi_{i-1}^t}{\Delta x}}_{\text{Advection}} + \underbrace{\frac{A_{i+1/2} \phi_{i+1}^{t-\Delta t} - \phi_i^{t-\Delta t}}{\Delta x} - \frac{A_{i-1/2} \phi_i^{t-\Delta t} - \phi_{i-1}^{t-\Delta t}}{\Delta x}}_{\text{Numerical diffusion}}$$

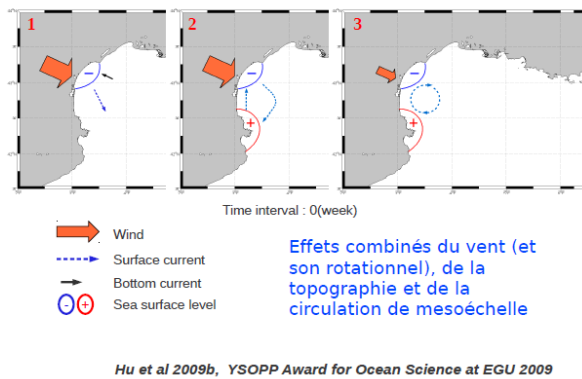
Viscosity Coefficient: $A = |u| \frac{\Delta x}{2} \rightarrow \tilde{A} = \delta \cdot |u| \frac{\Delta x}{2}$
 $\delta \in [0,1]$
 $\delta = 0$ No dissipation effect
 $\delta = 1$ Dissipation totally taken into account

MODÉLISATION – étude de sensibilité

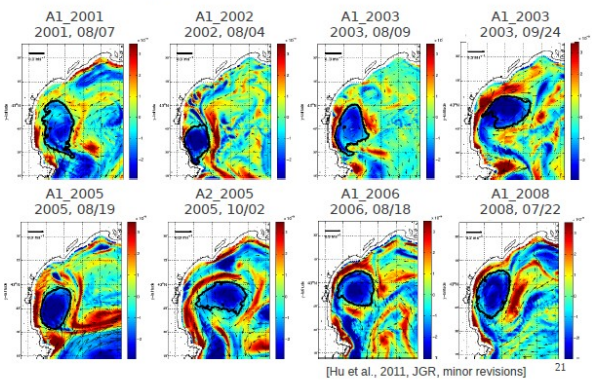
vorticité relative modèle [s⁻¹] 25/07/2001



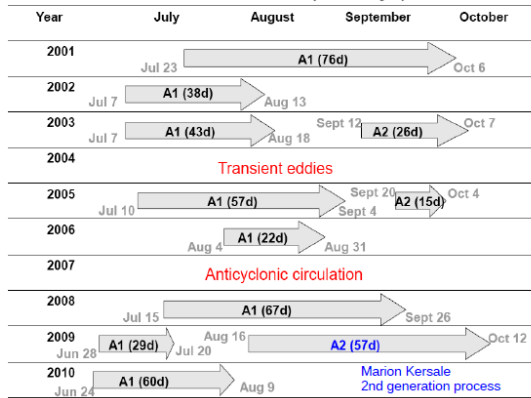
MODÉLISATION – hyp. génération du tourbillon



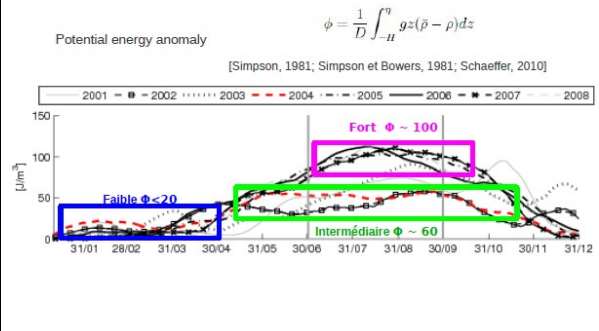
Eddies from 2001 to 2008



Presence of eddies (>15 days)



Influence of stratification on the eddy



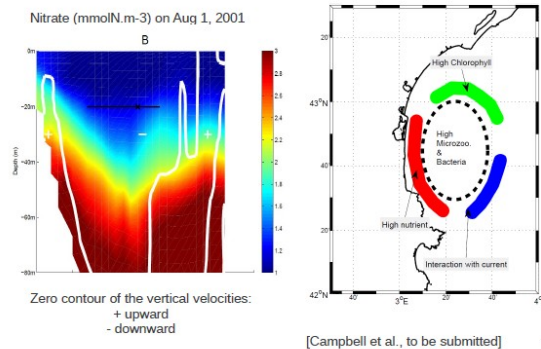
Generation process

2 conditions are necessary to generate a long-life eddy:
 - strong North-West wind (Tramontane)
 - strong stratification

	weak	strong	strong	strong	strong & persistent	strong & persistent
Wind	weak	strong	strong	strong	strong & persistent	strong & persistent
Stratif.	strong weak	no	intermediate	strong	intermediate	strong
Eddy	no	no	transient	long-life	long-life	anticyclonic circulation

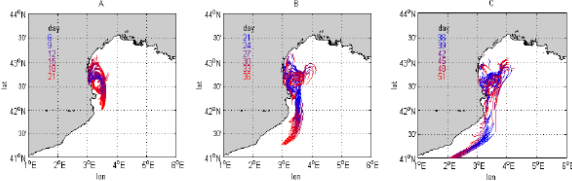
winter spring
 early summer, end of fall, summer 2004
 summers: 2001, 2003, 2005, 2006, 2008
 summer 2002
 summer2 007
 [Hu et al., 2011, JGR, minor revisions]

Coupled Physical (Symphonie) - Biogeochemical (Eco3M) Modeling



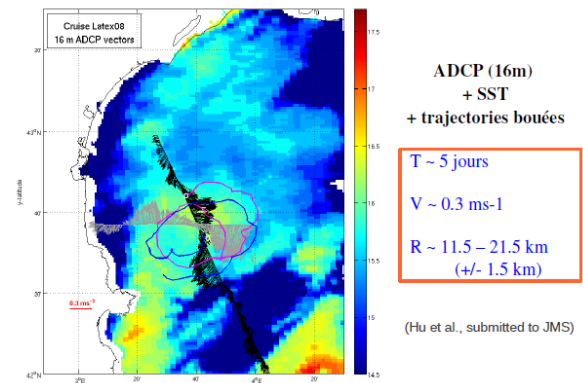
MODÉLISATION – échanges (résultats préliminaires)

ARIANE Lagrangian tool (N. Grima et B. Blanke, LPO)



170 particules lancées le 11/08/2001 dans un transect de A1 eddy (toute la colonne d'eau) et intégrées pour 51 jours

EXPERIMENTAL - Latex08, 1-6 Septembre 2008

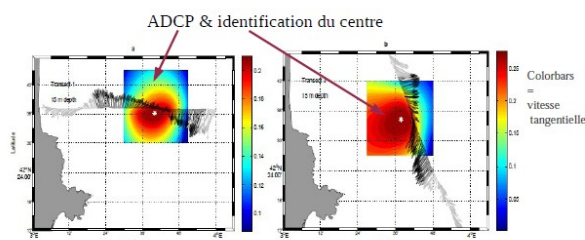


ADCP (16m)
+ SST
+ trajectoires bouées

T ~ 5 jours
V ~ 0.3 ms⁻¹
R ~ 11.5 - 21.5 km
(+/- 1.5 km)

(Hu et al., submitted to JMS)

EXPERIMENTAL - Latex08, 1-6 Septembre 2008

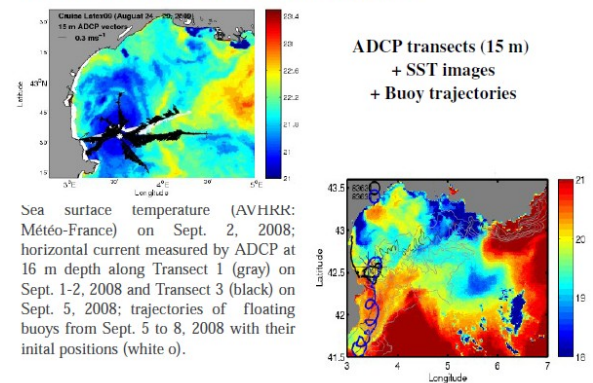


collaboration avec F. Nencioi, UCSB)

Center moved ~ 4 km in 5 days - Drift velocity 1.4 cm/s

Hu et al., submitted to JMS

EXPERIMENTAL - Latex09, 24-29 Août 2009



Sea surface temperature (AVHRR: Météo-France) on Sept. 2, 2008; horizontal current measured by ADCP at 16 m depth along Transect 1 (gray) on Sept. 1-2, 2008 and Transect 3 (black) on Sept. 5, 2008; trajectories of floating buoys from Sept. 5 to 8, 2008 with their initial positions (white o).

EXPERIMENTAL - Latex08 & Latex09

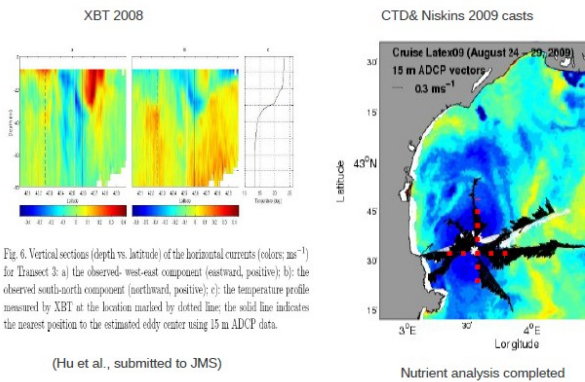
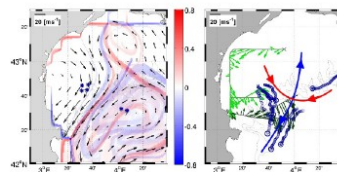


Fig. 6. Vertical sections (depth vs. latitude) of the horizontal currents (colors: ms⁻¹) for Transect 3 a) the observed east-west component (eastward, positive); b) the observed south-north component (northward, positive); c) the temperature profile measured by XBT at the location marked by dotted line; the solid line indicates the closest position to the estimated eddy center using 15 m ADCP data.

(Hu et al., submitted to JMS)

Nutrient analysis completed

Latex10 (September 2010)
Example of Lyapunov exponents real-time experiments



Colors: FSLs (s⁻¹)
1st Lyapunov experiment
Vectors: AVISO
geostrophic currents (Sept 14)

Blue manifold: unstable
Red manifold: stable
Vectors:
15-m ADCP currents (Sept 12-14)
Drifter trajectories (Sept 12-14)

[Nencioi et al., GRL, 2011]

38

Conclusions

- Physical model: 10 years of realistic simulations 2001 – 2010
- Characteristics of the eddies
- Eddy-induced coastal plankton community changes
- Generation process of the eddy : wind forcing + stratification

Perspectives

- Second generation mechanism (M. Kersale, PhD)
- Quantification of the coast-offshore exchanges; 2 cases :
1) when the eddy is present : eddy-retention on the coastal shelf ? eddy interaction with the NC ?
2) when there is no eddy : corridors as potential exit pathways ? (Latex10 case)
- Estimation of *in situ* eddy diffusivity (tracers and SCAMP)

39

LATEX web site

<http://www.com.univ-mrs.fr/LOPB/LATEX>



<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------


**MODELISATION DE LA CIRCULATION
OCEANIQUE À MESO-ÉCHELLE
AUTOUR DES ÎLES D'HAWAII**

M.Kersalé, A.M. Doglioli, A.A. Petrenko

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

Introduction **Modèle ROMS** Résultats Conclusion

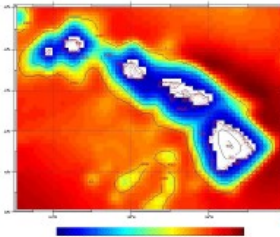
→ **Caractéristiques de la zone d'étude**



- Longitude : 154°40' - 162°W
- Latitude : 16°55' - 23°N
- Plus longue chaîne d'île au monde (2451 km de long)
- Topographie élevée
- Climat de type tropical

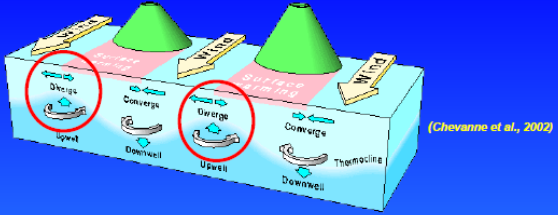
Introduction **Modèle ROMS** Résultats Conclusion

→ **Implémentation du modèle**



- Construction de la grille :
 - Lonmin=154°W - Lonmax=161°W
 - Latmin=18°N - Latmax=23°N
 - Frontières ouvertes : Nord, Sud, Est, Ouest
 - Résolution : dl=1/10°
 - Script `make_grid.m` → Figure de la bathymétrie + paramètres de la grille
 - L=70, M=54, N=32
- Mise en place des forçages et des conditions initiales :
 - Script `make_forcing.m` et `make_clim.m`
- Calcul du pas de temps interne et externe
 - Script `ad_off.m` → $\Delta t_{int}=720s$, $\Delta t_{ext}=12s$

E-Flux **Eddy formation in the lee of Hawaii**



(Chevonne et al., 2002)

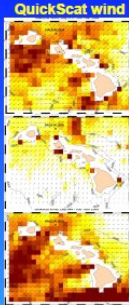
- Trade winds accelerate between islands
- Different Ekman transport between channels and island wakes
- Result in alternating divergences/convergences and up/downwelling
- Spin up of cyclonic and anti-cyclonic eddies
- Cyclonic eddies are biologically productive

E-Flux **The E-Flux Project**

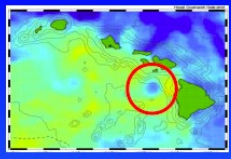
Objective of the project was to study the physical and biogeochemical interactions within cyclonic eddies in the lee of Hawaii Islands.

Three field experiments:

- E-Flux I (November 4-22, 2004): **Cyclone Noah**
- E-Flux II (January 10-28, 2005): **no eddies**
- E-Flux III (March 10-28, 2005): **Cyclone Opal**



Cyclone Opal **E-Flux III: Cyclone Opal**



Cold core of *Opal* appeared in GOESS SST in the second week of February

(Courtesy of Carrie Leonard)

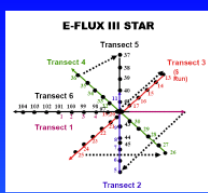
Sampling strategy:

Collected Data: CTD, ADCP, Optical Properties, Biogeochemical Variables and Microscopy from water samples

Three week field experiment:

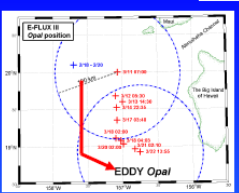
- Week 1 (Mar. 10 to 15): 6 Transects across the center of *Opal*
- Week 2 (Mar. 16 to 22): Time series at the center of *Opal* (IN-stations)
- Week 3 (Mar. 24 to 27): Time series outside *Opal* (OUT-stations)

Cyclone Opal **First week: 6 Transects**



E-FLUX III STAR Planned spatial arrangement

~160 Km North to South migration

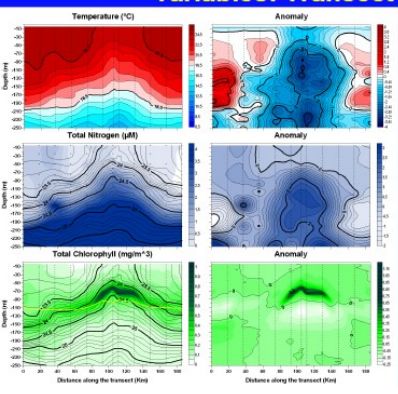


6 transect had to be rearranged to follow *Opal's* migration

Focus on transect 3 (red):

- closest to the center
- Water samples

Cyclone Opal **CTD and Biogeochemical variables: Transect 3**



- Intense doming
- ~80 km radius
- Deep feature
- Nutrients upwelled into the euphotic zone
- Shoaling and intensification of the DCML
- Diatom bloom!!

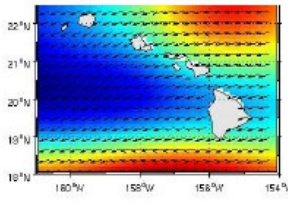
Introduction **Modèle ROMS** **Résultats** Conclusion

- Simulations effectuées

1- Implémentation du modèle décrite précédemment

Données de forçage du modèle : COADS

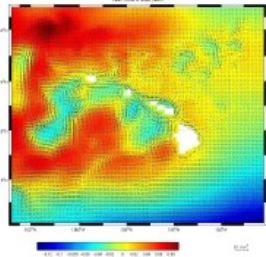
Analyse des vecteurs et vitesse du vent au mois de Mars



Aucune amplification du vent à la sortie du canal d'Alenuihaha

Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

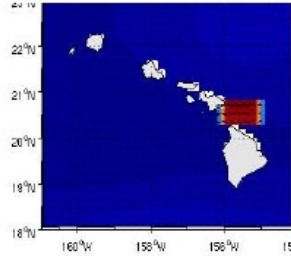
2- Domaine de simulation plus grand
Analyse des vecteurs et vitesse du vent → Aucune amplification



Analyse des vecteurs du courant et du champ d'élévation le 8 Mars
→ Circulation océanique régionale (Lumpkin,1998)

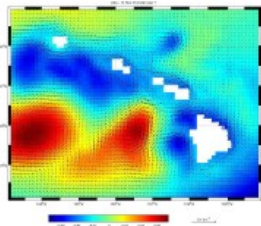
Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

3- Modification du script *make_forcing.m* → impose une augmentation du vent dans le canal d'Alenuihaha



Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

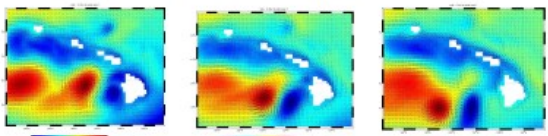
Visualisation du résultat



Analyse du champ d'élévation en surface le 14 Mars → Formation du tourbillon cyclonique OPAL

Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

• Comparaison avec des résultats issues de la publication de Dickey & al. (2008)
→ Comparaison de la trajectoire du cyclone

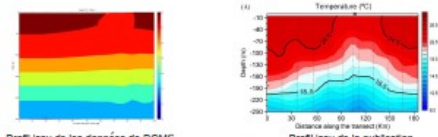


Champ d'élévation le 17/03/07, le 29/03/07, le 08/04/07

Déplacement vers le Sud ensuite vers l'ouest
Dans la publication : Déplacement du cyclone OPAL vers le sud et ensuite vers l'est.
→ Propagation des tourbillons problématique

Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

→ Comparaison d'un profil vertical en fonction de la température

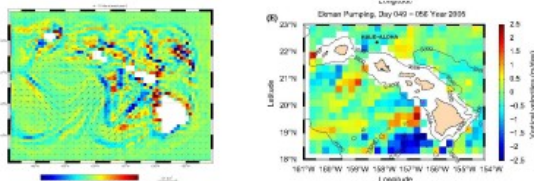


Profil issu de les données de ROMS Profil issu de la publication

Différence : Remontée des isothermes
Similitude : 'Outcropping' d'une isotherme

Introduction Modèle ROMS **Résultats** Conclusion

→ Comparaison de la composante verticale de la vitesse du courant



Résultat simulé par ROMS Résultat issu de la publication

Zones d'upwelling → $w = +2,5$ m/jour
Zone de downwelling → $w = -2,5$ m/j

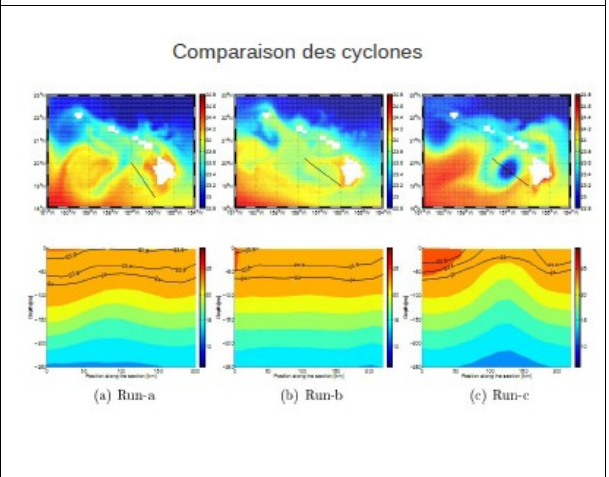
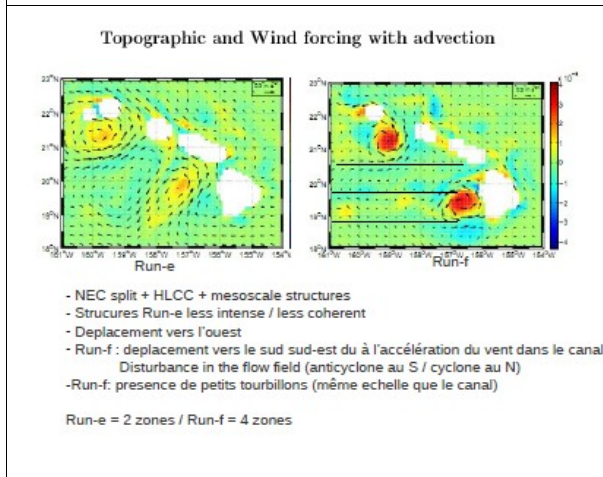
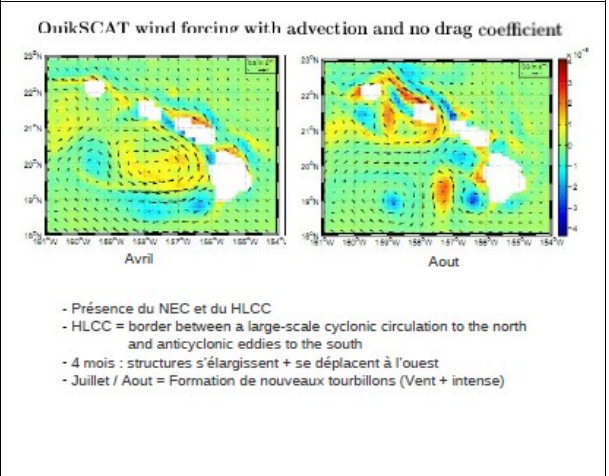
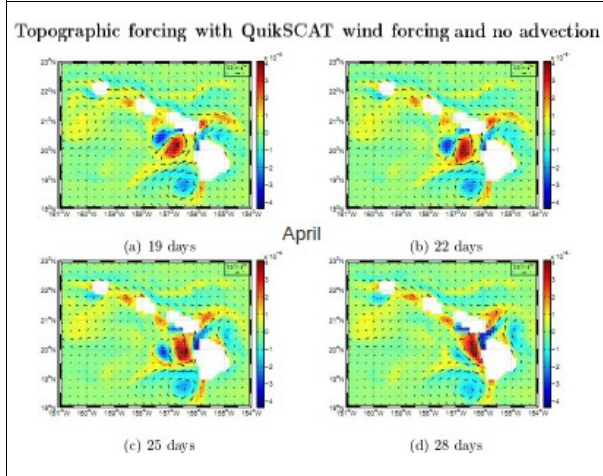
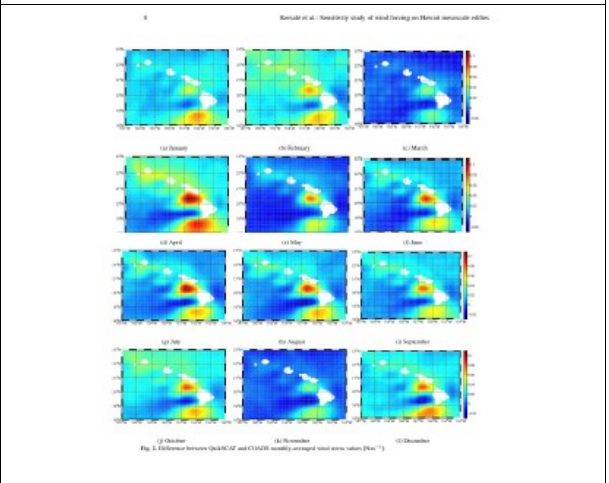
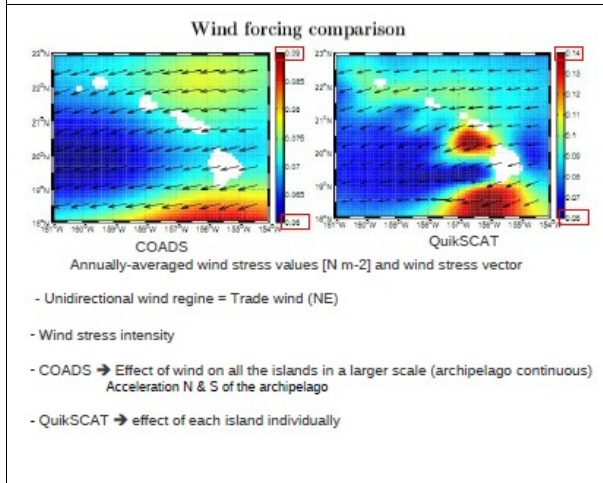
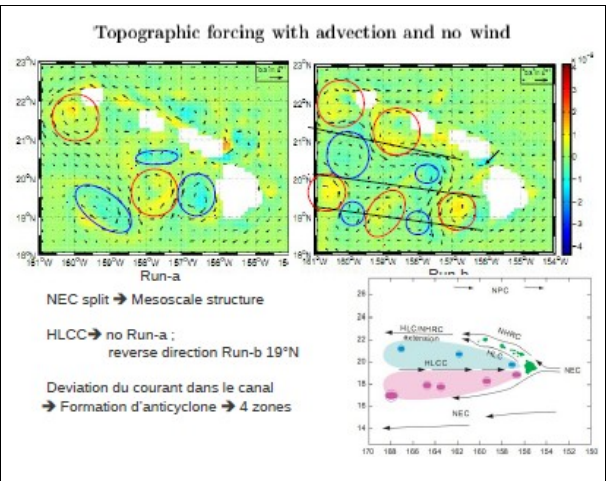
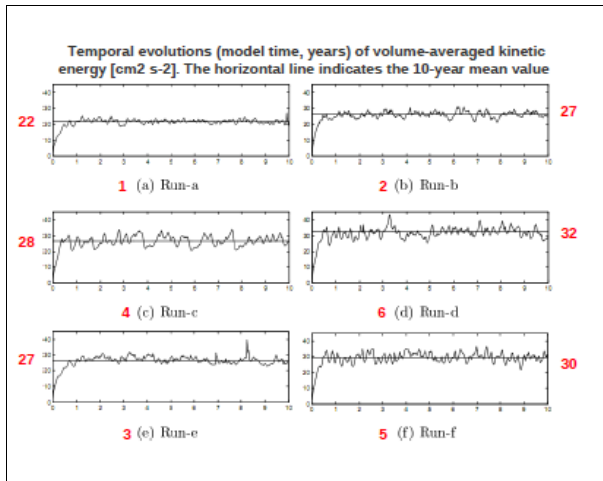
Introduction Modèle ROMS Résultats **Conclusion**

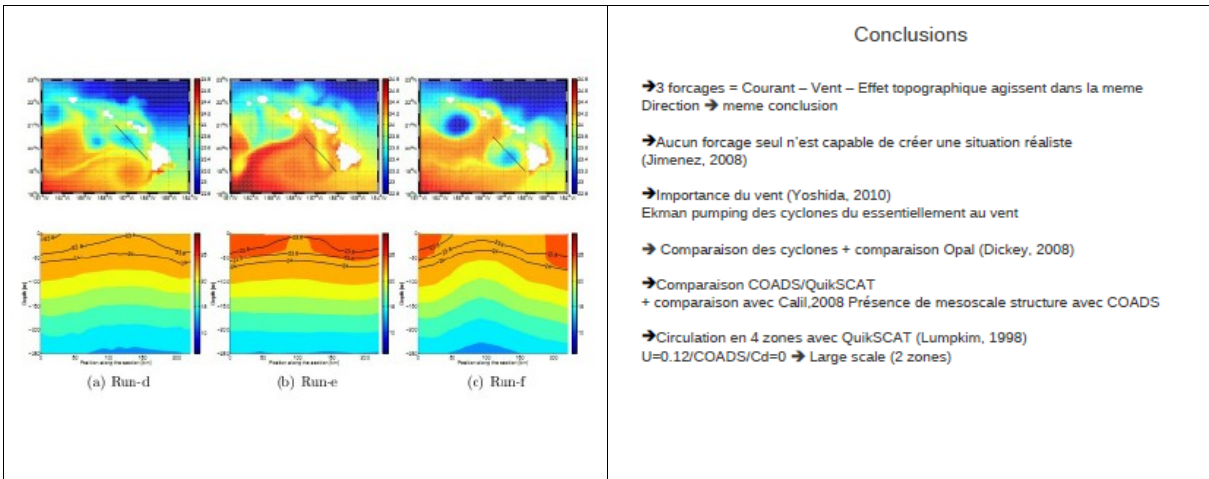
IV- PREMIÈRE CONCLUSION

- Ile d'Hawaïi → Rôle important dans la circulation océanique et atmosphérique → Formation de tourbillons cycloniques et anticycloniques
- Tourbillon + Alysée Nord → Variations locales de la température et de la salinité des eaux
- Les structures du vent à méso-échelle doivent être incluses dans le forçage des modèles océaniques
- Résultats difficiles à généraliser → Perturbations locales des flux dues à la présence de ces îles
- Mêmes perturbations observées aux îles Canaries et aux îles du Cap-Vert

Différentes simulations

Run	Wind forcing	Advection (m s-1)	Topographic forcing
a	∅	0.12	oui
b	∅	0.24	oui
c	QuikSCAT	∅	oui
d	QuikSCAT	0.12	Cd=0
e	COADS	0.12	oui
f	QuikSCAT	0.12	oui





Conclusions

- 3 forcages = Courant – Vent – Effet topographique agissent dans la meme Direction → meme conclusion
- Aucun forçage seul n'est capable de créer une situation réaliste (Jimenez, 2008)
- Importance du vent (Yoshida, 2010)
Ekman pumping des cyclones du essentiellement au vent
- Comparaison des cyclones + comparaison Opal (Dickey, 2008)
- Comparaison COADS/QuikSCAT
+ comparaison avec Calil, 2008 Présence de mesoscale structure avec COADS
- Circulation en 4 zones avec QuikSCAT (Lumpkin, 1998)
 $U=0.12/COADS/Cd=0$ → Large scale (2 zones)

Tourbillons du large (*Open sea eddies*)

Definition (Carton, 2005)

Des mouvements de recirculation peuvent être identifiés pratiquement à toute échelle dans l'océan, dès grand gyres océaniques ($L=O(5000\text{km})$) à la turbulence de petite échelle ($L=O(1\text{km})$). Entre ces deux extrémités les tourbillons de mesoéchelle ($L=O(100\text{km})$) sont des structures particulièrement intéressantes : bien que présents sous différentes formes et produits par différents mécanismes, ils sont tous énergétiques et vivent longtemps. Souvent ils peuvent alors parcourir des grandes distances et jouer un rôle très important dans la dynamique océanique. Pour cette raison ils sont très étudiés.

Les tourbillons océaniques cohérents ont une longue durée de vie, un écoulement intense et fermé, bloqué sur le plan horizontal par la rotation planétaire et la stratification. Souvent ils ont une forme presque circulaire et des rayon de 20 à 200 km et une vorticité relative qui rejoint une fraction considérable de la vorticité planétaire.

Les temps caractéristiques de recirculation au rayon de vitesse maximale sont de quelque jours. Au delà de ce rayon la vitesse tangentielle décroît rapidement en fonction de la distance du centre. En générale ils sont isolés. Sauf que dans les zones de formation, ils sont distant les uns des autres et ils n'interagissent pas entre eux pour de long périodes de temps, mais quand il y a une interaction, elle peut avoir un effet destructif. Il peuvent disparaître rapidement aussi a cause d'interactions avec des forts courant ou quand il rencontrent des fort gradient de topographie, ou bien être peu à peu détruits par la dispersion, la dissipation ou les échanges thermique avec l'atmosphère.

Les tourbillons océaniques peuvent piéger à l'intérieur des leur noyau des masses d'eau caractéristiques pour des longues périodes. En effet ils sont souvent le produit final de processus d'instabilité locale et ils piègent les masses d'eaux de leur région d'origine. Cet eau est ensuite transportée par les tourbillons à travers l'océan sans qu'elle se mélange avec l'equ ambiante sinon un peu à la périphérie du tourbillon.

Dans les régions de formation des tourbillons des fins filaments ou des mouvements convectives à petite échelle (dans le cas d'instabilités statiques) peuvent aussi apparaître et participer aux transferts d'énergie et aux processus de mélange locales. Les tourbillons peuvent aussi contribuer à la thermodynamique locale, en favorisant la propagation d'ondes inertielles et la penetrations des flux atmospheriques ou la subduction des eau de la couche de mélange au dessous des fronts de grande échelle.

Dynamique des tourbillons isolés

ÉQUATIONS DE LA DYNAMIQUE

L'océan peut être idéalisé comme une succession de couches homogènes (modèle isopycnales). En générale l'épaisseur de chaque couche varie entre quelque dizaine de mètres et 1-2 centaines de mètres, tandis que l'échelle des mouvement horizontaux à mesoéchelle est entre quelque dizaines et quelque centaine de kilomètres. Ce petit rapport d'échelle nous permet de adopter pour ces phénomènes l'approximation de Boussinesq, l'approximation hydrostatique et les équations en eaux peu profondes.

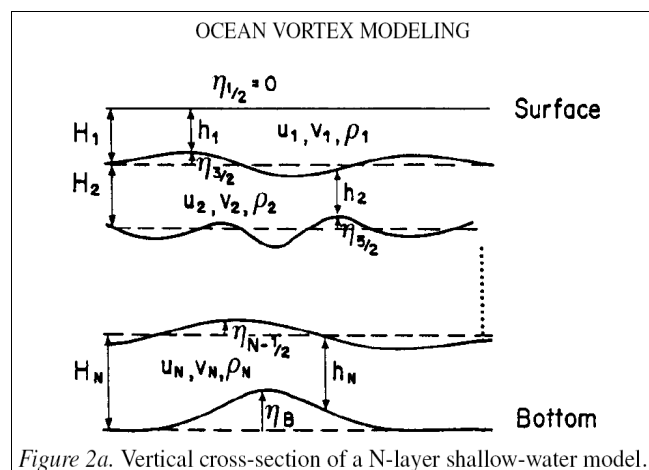


Figure 2a. Vertical cross-section of a N-layer shallow-water model.

OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

$$\begin{aligned}
\frac{Du_j}{Dt} - f v_j &= \partial_t u_j + u_j \partial_x u_j + v_j \partial_y u_j - f v_j = \frac{-1}{\rho_j} \partial_x p_j + F_{xj}, \\
\frac{Dv_j}{Dt} + f u_j &= \partial_t v_j + u_j \partial_x v_j + v_j \partial_y v_j + f u_j = \frac{-1}{\rho_j} \partial_y p_j + F_{yj}, \\
\frac{Dh_j}{Dt} + h_j \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_j &= \partial_t h_j + u_j \partial_x h_j + v_j \partial_y h_j + h_j (\partial_x u_j + \partial_y v_j) = 0 \quad (1)
\end{aligned}$$

où $u_j, v_j, p_j, h_j, \rho_j, F_j$, représentent respectivement les composantes de la vitesse horizontale, la pression, l'épaisseur de la couche, la masse volumique et les forces de volumes dans la couche j (avec j qui varie entre 1 à la surface et N au fond) .

f est le paramètre de Coriolis en approximation de plan β , $f = f_o + \beta y$.

L'épaisseur locale est $h_j = H_j + \eta_{j-1/2} - \eta_{j+1/2}$ avec H_j épaisseur de la couche à repos et $\eta_{j+1/2}$ l'interface entre la couche j et la couche $j+1$ due au mouvement locale . Au limites verticales, une approximation souvent adoptée est aussi celle de toit rigide à la surface ($\eta_{1/2} = 0$) tandis que la topographie du fond est décrite par $\eta_{N+1/2} = \eta_B(x, y)$.

Enfin le bilan hydrostatique est

$$p_j = p_{j-1} + g(\rho_j - \rho_{j-1})\eta_{j-1/2}.$$

BILAN CYCLO-GÉOSTROPHIQUE

Les tourbillons océaniques peuvent être considérés comme circulaires et on peut alors récrire les équations de la dynamique (sans mettre de index j) en coordonnées polaires :

$$\begin{aligned}
\frac{Dv_r}{Dt} - \frac{v_\theta^2}{r} - f v_\theta &= \partial_t v_r + v_r \partial_r v_r + \frac{v_\theta}{r} \partial_\theta v_r - \frac{v_\theta^2}{r} - f v_\theta = \frac{-1}{\rho} \partial_r p + F_r, \\
\frac{Dv_\theta}{Dt} + \frac{v_r v_\theta}{r} + f v_r &= \partial_t v_\theta + v_r \partial_r v_\theta + \frac{v_\theta}{r} \partial_\theta v_\theta + \frac{v_r v_\theta}{r} + f v_r = \frac{-1}{\rho r} \partial_\theta p + F_\theta, \\
\frac{Dh}{Dt} + h \vec{\nabla} \cdot \vec{v} &= \partial_t h + v_r \partial_r h + \frac{v_\theta}{r} \partial_\theta h + \frac{h}{r} (\partial_r (r v_r) + \partial_\theta v_\theta) = 0, \quad (2)
\end{aligned}$$

En absence de forçage et de dissipation ($F = 0$), un tourbillon circulaire est une solution invariante de ces équations dans le plan f ($\beta = 0$) . En effet, si $\partial_t = 0, v_r = 0, \partial_\theta = 0$ les deux dernières équations disparaissent et la première équation se réduit à

$$-\frac{v_\theta^2}{r} - f_0 v_\theta = \frac{-1}{\rho} \frac{dp}{dr}. \quad (3)$$

Cette équation est dite bilan cyclo-géostrophique (ou *gradient wind balance*, Cushman-Roisin, 1994) .

Il s'agit du bilan entre la force centrifuge créée par la rotation du tourbillon, la force de Coriolis et le gradient radiale de pression . Quand la force centrifuge est négligeable (i.e. il n'y a pas une forte rotation) le bilan est simplement le bilan géostrophique .

ANOMALIE DE LA VORTICITÉ POTENTIELLE

Étant donné que la rotation d'un tourbillon est associé à un déplacement des isopycnes, une variable physique qui combine les deux quantités avec le paramètre de Coriolis est la grandeur plus appropriée pour quantifier la dynamique du tourbillon. Cette quantité est la vorticité potentielle (*potential vorticity, PV*) qui est conservé dans les modèles basés sur les équations en eaux peu profonde sans frottement.

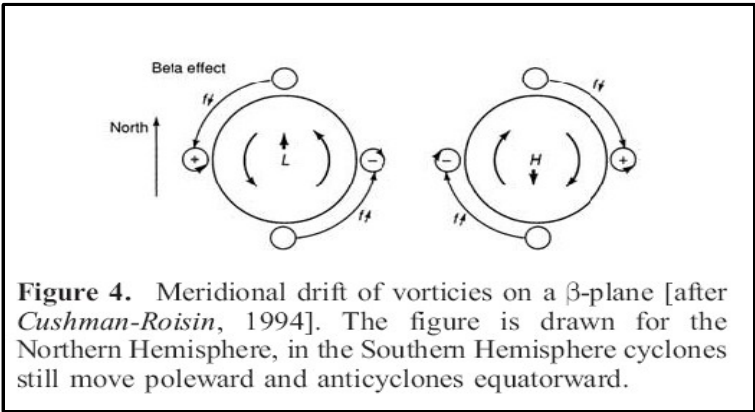
$$\frac{d\Pi_j}{dt} = 0 \quad \Pi_j = \frac{\zeta_j + f}{h_j}$$

avec ζ_j vorticité relative et f vorticité planétaire .

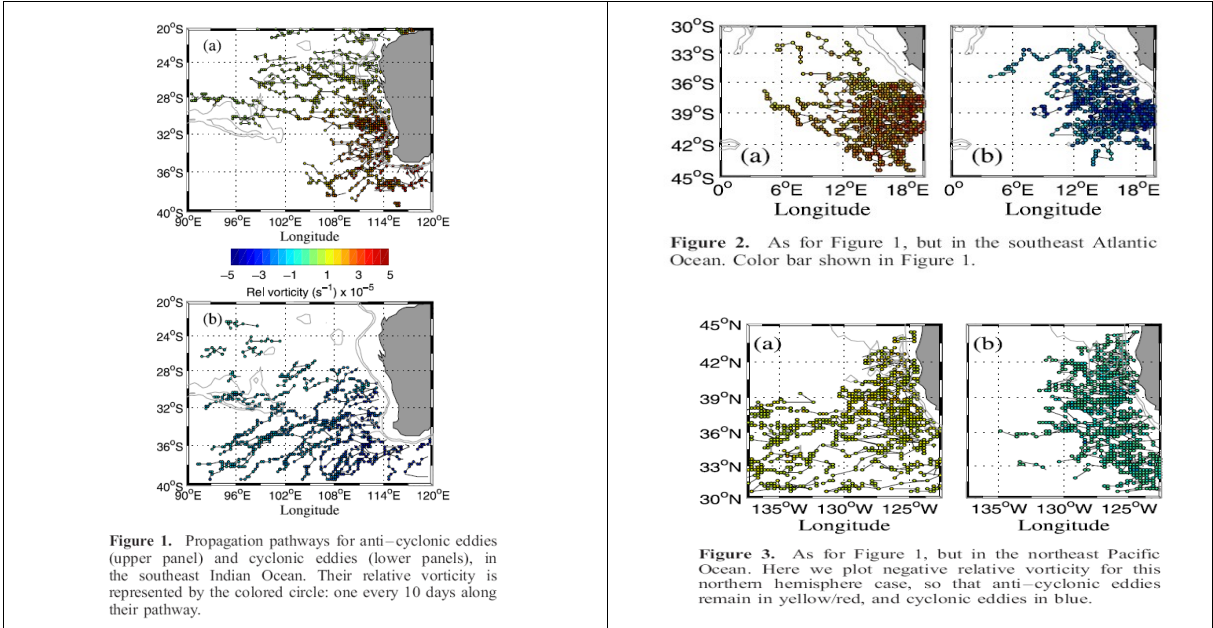
En réalité, la dynamique d'un tourbillon est compl tement caractérisée par la différence entre la vorticité potentielle à l'intérieur et à l'extérieur du tourbillon. En plus, la variation méridienne de la vorticité planétaire est en générale faible par rapport à la vorticité relative . On peut donc définir l'anomalie de vorticité potentielle la quantité :

$$Q_j = \Pi_j - \Pi_j^o = \frac{\zeta_j + f_o}{h_j} - \frac{f_o}{H_j} = \frac{1}{h_j} \left(\zeta_j - f_o \frac{\delta \eta_j}{H_j} \right)$$

avec $\delta \eta_j = h_j - H_j$ variation verticale des surface isopycnales à l'intérieur du tourbillon . Il faut se rappeler que l'anomalie de PV toute seule n'est pas conservée et que les échanges avec la vorticité planétaire peuvent avoir des conséquences importantes, comme la dérive des tourbillons (*vortex drift*)



Morrow et al



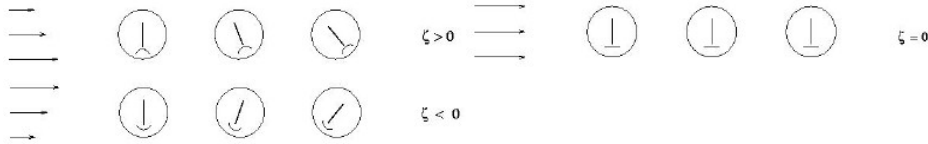
RAPPEL SM23 : derivation de la loi de conservation de la vorticité potentielle

La vorticité relative

Elle est définie comme la composante verticale du rotationnel de la vitesse

$$\zeta = \vec{k}(\nabla \times \vec{V}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

La vorticité relative exprime la tendance d'un fluide à tourner. Le signe de ζ peut être illustré avec le schéma suivant :



Elle est appelée vorticité relative, car elle est mesurée par rapport à la terre.

La vorticité planétaire

Pour un solide en rotation la vorticité est égale à deux fois sa vitesse angulaire. A la latitude Φ la vitesse angulaire par rapport à l'axe verticale en ce point est $\Omega \sin \Phi$, la vorticité est donc

$$2 \Omega \sin \Phi = f$$

Une colonne d'eau à repos sur la terre en rotation possédera donc une vorticité dite « planétaire » f . La vorticité planétaire correspond au paramètre de Coriolis en approximation dite de « mouvements quasi-horizontaux » (voir TD4).

La vorticité absolue

On prend les équations de la quantité de mouvement pour les composantes horizontales, qui on considère ne varient pas sur la verticale. On néglige aussi la viscosité et le frottement (on se positionne donc hors des couches d'Ekman et des couches limites de bords Ouest) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned}$$

Différentiation croisée et soustraction $\partial_x(2) - \partial_y(1)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial f}{\partial y} v - f \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial^2 p}{\partial y \partial x} \\ \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial f}{\partial x} u + f \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial y} \end{aligned}$$

conduisent à une seule équation (en se rappelant que $\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y}$)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial v}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{df}{dt} + f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0$$

qui peut être re-écrite

$$\frac{\partial}{\partial t} \zeta + \frac{\partial u}{\partial x} \zeta + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \zeta + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{df}{dt} + f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0$$

en regroupant les termes 1, 3 et 5, qui représentent la dérivée totale de la vorticité relative et aussi les termes 2 et 4

$$\frac{d\zeta}{dt} + \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{df}{dt} + f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0$$

et finalement

$$\frac{d(\zeta+f)}{dt} + (\zeta+f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0$$

Cette équation exprime le principe de la conservation de la vorticité absolue $\zeta_{abs} = (\zeta+f)$ pour les écoulements sur terre lorsque le frottement est négligé : le module de la vorticité absolue s'accroît dans un écoulement convergent ($\nabla_H \vec{u} < 0$) et décroît dans un écoulement divergent ($\nabla_H \vec{u} > 0$).

La vorticité potentielle

Soit une couche d'épaisseur D dans laquelle la densité est supposée homogène.

L'équation de continuité s'écrit :

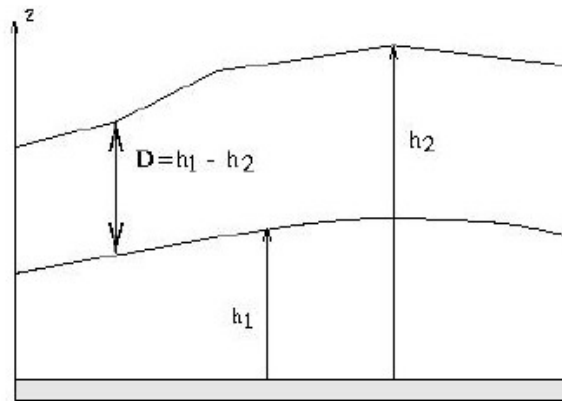
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

on peut écrire que :

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\left(\frac{dh_1}{dt} - \frac{dh_2}{dt} \right)}{(h_1 - h_2)} = \frac{1}{D} \frac{dD}{dt}$$

en remplaçant dans l'équation de continuité

$$\frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$



On peut alors remplacer la divergence horizontale dans l'équation de conservation de la vorticité absolue et obtenir

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta+f}{D} \right) = 0$$

NB : On a utilisé le règle de la dérivée de la division:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\zeta_a}{D} \right) = 0 \rightarrow \left(\frac{d\zeta_a}{dt} D - \zeta_a \frac{dD}{dt} \right) \frac{1}{D^2} = 0 \rightarrow \frac{d\zeta_a}{dt} \frac{1}{D} - \zeta_a \frac{dD}{dt} \frac{1}{D^2} = 0 \rightarrow \frac{d\zeta_a}{dt} - \zeta_a \frac{dD}{dt} \frac{1}{D} = 0$$

Si on compare les dimensions de quatre vorticité: relative, planétaire, absolue et potentielle

$$\zeta_{rel} : \left[\frac{LT^{-1}}{L} \right] = [T^{-1}] \quad \zeta_{pla} : [T^{-1}] \quad \zeta_{abs} : [T^{-1}] \quad \zeta_{pot} : \left[\frac{T^{-1}}{L} \right] = [T^{-1}L^{-1}]$$

on voit que la vorticité potentielle n'a pas les mêmes dimensions que les autres!

NB: Une formulation plus générale de la vorticité potentielle tiens compte aussi des effets de la densité, de la température, de la salinité ou autre et les dimension dépendent de la grandeur prise en considération

$$\frac{d}{dt} \left(\zeta_{abs} \cdot \frac{\nabla \lambda}{\rho} \right) = 0$$

Exemple : Intensification des tourbillons étirés

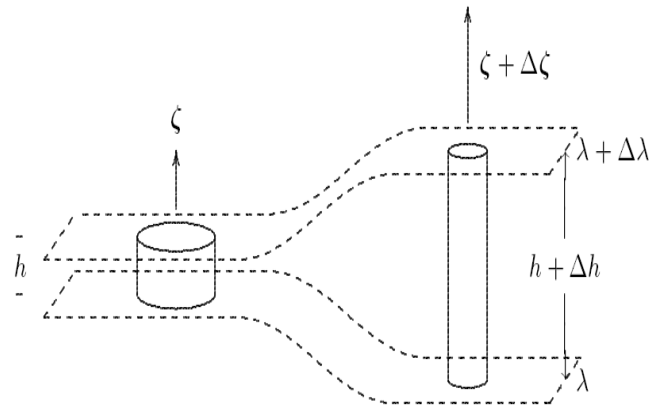
Si on se mets sur un plan- f

$$\left(\frac{\zeta}{D}\right) = \text{const}$$

alors une colonne d'eau qui bouge entre deux surface sur le quelles λ doit être conservée, doit se modifier pour satisfaire les lois de conservation de la masse et du moment angulaire. Plus grande sera la hauteur de la colonne, plus grande devra être la vitesse de rotation de la colonne de fluide.

$$\Delta D > 0 \rightarrow \Delta \zeta > 0$$

$$\Delta D < 0 \rightarrow \Delta \zeta < 0$$



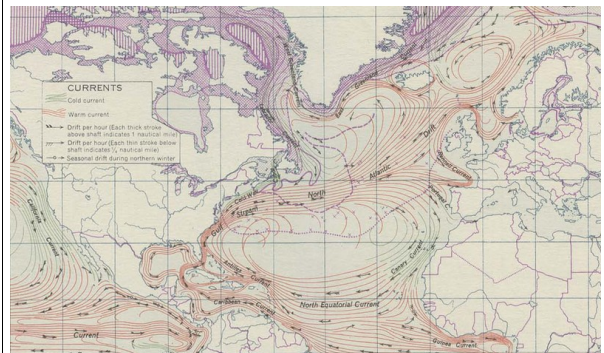
Tirée de Mattioli (1995) Principi Fisici di Oceanografia e Meteorologia, Fig.48.1

2.3 Tourbillons du Gulf Stream et de la mer des Sargasses



The Sargasso Sea is a region of slow-moving ocean currents surrounded by rapidly-moving ocean currents, such as the Gulf Stream to its east. It is located off the coast of Bermuda. In this composite image of night-time city lights, you can see the bigger cities in the brighter areas.

http://www.nasa.gov/vision/earth/environment/0702_planktoncloud.html



Gulf Stream et sa circulation dans l'Atlantique nord

http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Ocean_currents_1943_Gulf_Stream.png

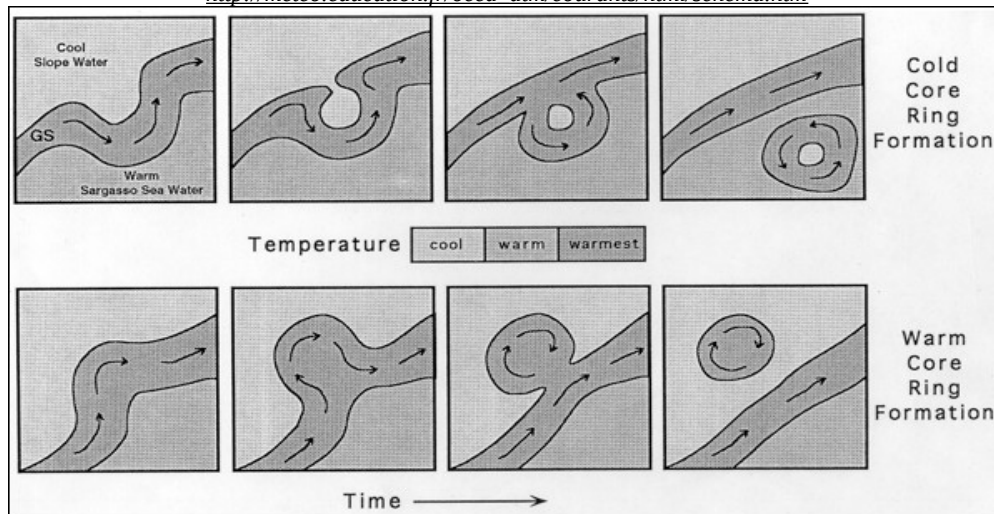
Le Gulf Stream est constitué de la fusion du courant des Antilles et du courant des Caraïbes. Pour certains spécialistes, le [courant de Floride](#) est une partie du Gulf Stream entre le [détroit de Floride](#) et le [cap Hatteras](#)[2]. Sur cette partie, il est proche du littoral et reste relativement stable. Sa température est comprise entre 24 °C et 28 °C[3].

Au large de la Floride c'est un véritable fleuve, de 80 à 150 km de large et de 800 à 1200 m de profondeur, qui s'écoule à une vitesse de 2,5 m/s (9 km/h), et dont les bords sont visibles à l'œil nu. Il longe alors la côte vers le nord jusqu'au [cap Hatteras](#), puis se dirige vers l'est en formant des méandres. La limite sud du courant se dilue rapidement dans l'océan dont la température et la salinité sont très peu différentes. Au contraire la limite nord-ouest constitue également la limite sud-est du [courant du Labrador](#), froid et coulant en sens opposé.

Près du Blake Plateau le Gulf Stream sépare les eaux froides (10°C) de la pente continentale des eaux tièdes de la Mer des Sargasses qui constituent un couche d'eaux à 18°C de 500m d'épaisseur. Le Gulf Stream est très cisailé en horizontale et en verticale : sa vitesse maximale (2 m/s) diminue latéralement sur une distance de 30-40 km et sur une épaisseur de 800 mètres en verticale. Il présente une instabilité barocline et aussi barotrope et peut former nombreux méandres qui finissent par se détacher du courant principal sous forme de tourbillons appelés *rings* qui s'atténuent en plusieurs jours ou quelques semaines. Ces tourbillons sont le principal mécanisme de ralentissement et de dilution du courant. Il est admis que de 5 à 8 *rings* se détachent chaque année.

Génération

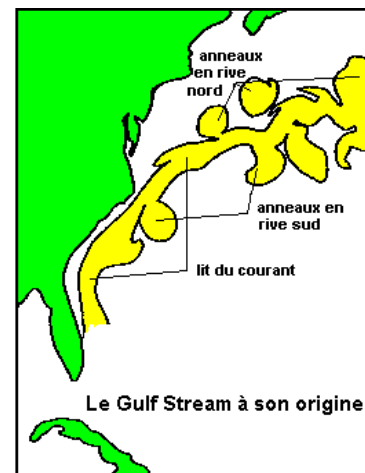
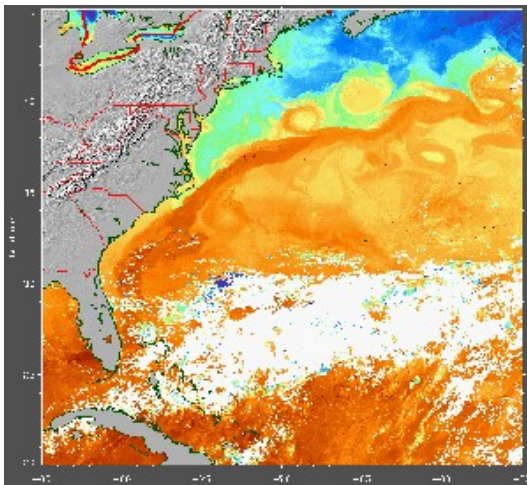
http://meteo.education.fr/ocea_atm/courants/html/schema.htm



Ci-dessus : Formation de tourbillon à partir d'un méandre : en haut, capture d'eau froide au sein d'une eau chaude; en bas, capture d'eau chaude et emprisonnement au sein d'une eau froide.

source : Université John Hopkins

Un exemple de schématisation sur une image satellitaire : (image du 11 juin 1997)



L'image satellitaire (thermographie) permet de délimiter le courant : large d'une centaine de kilomètres, il donne naissance, en rive nord comme en rive sud, à des anneaux dont on peut suivre la trajectoire grâce aux coordonnées de leur centre.

Un schéma de photo-interprétation peut être obtenu par tracé sur transparent disposé sur l'écran ou sur un tirage papier. Ce schéma montre nettement le lit du courant ainsi que les anneaux qui s'en détachent. Au nord comme au sud, ces anneaux ont leurs trajectoires propres.

Des tourbillons anticycloniques d'eau chaude ont été trouvés au nord du jet du Gulf Stream; leur rayon peut varier entre 50 et 100 km. Ils piègent l'eau de la Mer des Sargasses, avec un remarquable déplacement des isothermes jusqu'à 600 m tandis que leur signature dynamique est observable néanmoins jusqu'à 1500 m .

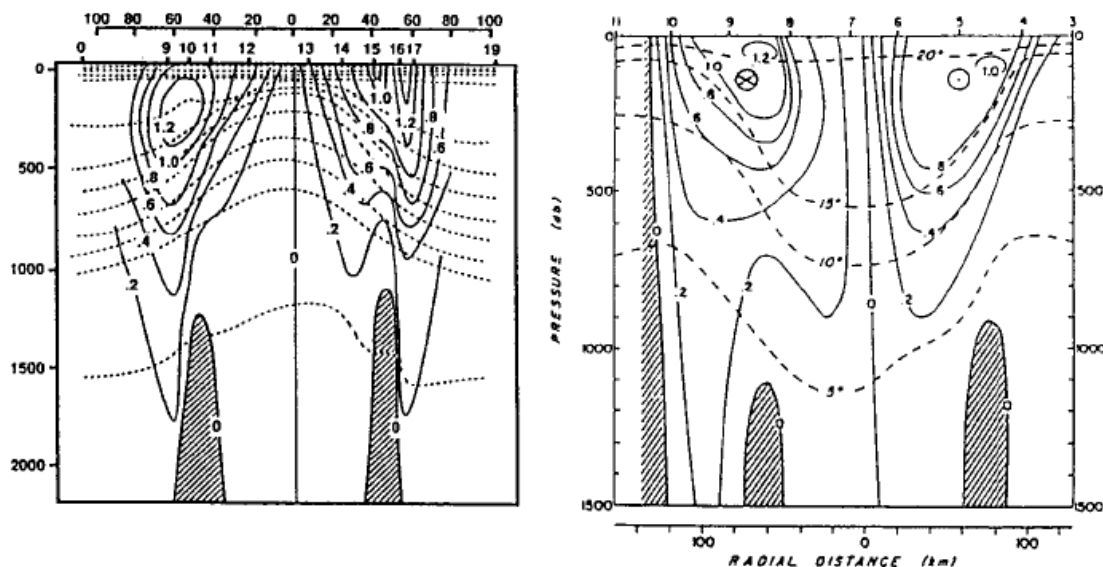


Figure 1b. Velocity and stratification sections through CCR Bob in August 1977 (after Olson, 1991).

Ils couvrent presque le 40% de la surface de l'eau au dessus du talus continental . Les tourbillons cycloniques d'eau froide qui se trouvent au sud du Gulf Stream sont plus large et plus épais : leur rayon est entre le 75 et les 150 km et leur signature dynamique arrive jusqu'à 1500 m . Ils contiennent de l'eau provenant de la pente continentale plus froide et plus riche en oxygène que les eaux ambiantes . Ils couvrent le 10-15% de la surface de la Mer des Sargasses . En générale le déplacement de l'isotherme des 16 ou 17°C est un bon indicateur pour identifier les tourbillons du Gulf Stream

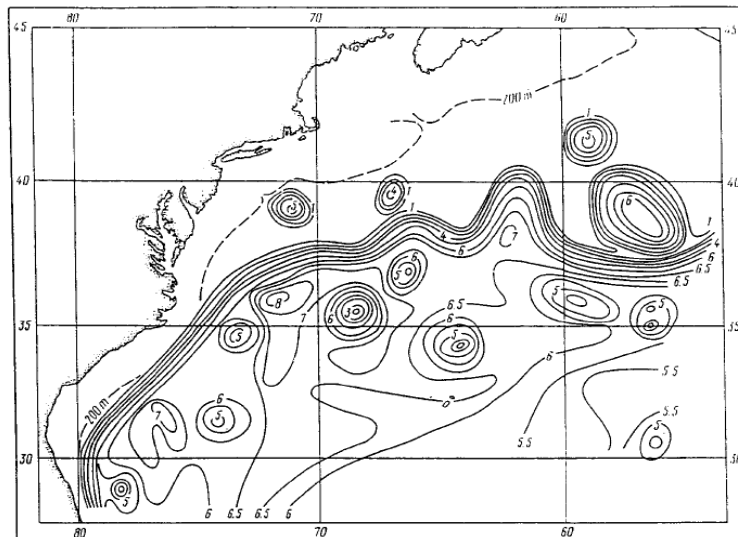


Figure 1a. Topography of the 15°C isotherm in the Gulf-Stream region (after Kamenkovitch et al 1986).

Du point de vue dynamique, ces tourbillons sont similaires au Gulf Stream qui les a générés : leur maximum de vitesse azimutale est proche au 1.5 m/s à 30-40 km du centre ; à l'intérieur de cette distance le tourbillon est presque en rotation solide (solid body rotation), tandis que au delà de cette distance la vitesse décroît exponentiellement . Des bouées lagrangiennes lancées dans les tourbillons du Gulf Stream ont montré un temps de rotation de 2-5 jours compatible avec le schéma précédent . À 500 m de profondeur la vitesse azimutale peut encore rejoindre les 0.5 m/s . La durée de vie des tourbillons anticycloniques (*Gulf Stream Rings*) a été estimée jusqu'à 4 ans à partir de mesure de dissipation de l'énergie potentielle . Une fois formés ils bougent vers l'Ouest ou le Sud-ouest sous l'influence de l'effet β ou des méandres . Leur vitesse de déplacement est en moyenne de 5 cm/s avec des fluctuations irrégulières (0-10 cm/s) . Pour les tourbillons cycloniques les observations suggèrent une durée de vie de 1-3 ans . Une fois

formés ils peuvent être réabsorbé par le Gulf Stream même et former ainsi des très large méandres qui ensuite se propagent à grande vitesse (25 cm/s) vers le nord-est . Quelque tourbillon peut aussi se détacher et être absorbé plusieurs fois, en générant des trajectoires looping des centroids . Pour d'autres tourbillons au contraire l'absorption est irréversible et la quantité de mouvement et l'énergie du tourbillon va nourrir celle du Gulf Stream . Ce processus est appelé intensification inertielle du Gulf Stream, dont le transport peut augmenter de 50 à 100 Sv .

Mis à part ces processus brefs et intenses, les tourbillons peuvent aussi disparaître à cause de la lente ventilation à contact avec l'atmosphère (la ventilation est l'échange de chaleur et eaux douce) . La *topographic erosion* des tourbillons anticycloniques chaudes est aussi un phénomène fréquent en proximité du Blake Plateau . Les tourbillons cycloniques froides disparaissent en générale à cause de la dispersion et de la dissipation au nord des Bahamas, quand le déplacement des isothermes qu'ils génèrent diminue de 0.3-0.4 m/day . Cela correspond à une perte des caractéristiques thermoalines et à une diminution de la vitesse de rotation .

Les anticyclones de Subsurface de la mer des Sargasses

Mis à part les Gulf Stream Rings, des tourbillons anticycloniques intense en subsurface ont été trouvé dans la zone proche du Gulf Stream . Ils sont de deux types : structures de mesoéchelle générées en conjonction avec les tourbillons cycloniques et tourbillons de submesoéchelle généralement formé dans des sites distantes (McWilliams 85) . Les tourbillons anticycloniques de subsurface sont formé par l'étirement des colonnes d'eau au-dessous du pôle cyclonique qui accompagne la formation des cold-core ring cycloniques . Ces mouvements entraînent l'eau à 18°C de la Mer des Sargasses vers le sud, depuis des régions où elle est épaisse au milieu de couches fines : ce décrétement de la hauteur de la colonne tournante est accompagnée par une intensification de la rotation anticyclonique . Ce mécanisme de génération est favorisé en conditions hivernales .

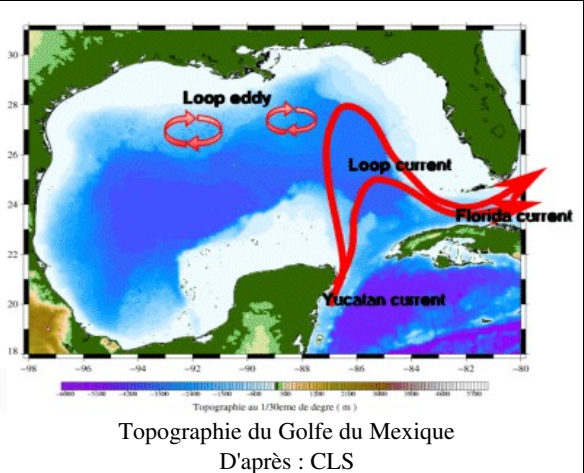
Ces tourbillons anticycloniques ont un rayon de 75-100 km et sont caractérisés par une anomalie thermique positive ($\Delta T=4^{\circ}C$) et un maximum de vitesse azimutale à 900 m . Ces vitesses peuvent rejoindre les 0.5 m/s à un rayon de 30 km . À la surface les vitesses peuvent encore être de 0.2 m/s et ces tourbillons peuvent dériver pour 500-600 jours avant d'être réabsorbé par le Gulf Stream ou disparaître .

Le loop current et les loop eddies dans le Golfe du Mexique

Texte tirée de http://www.mercator-ocean.fr/html/actualites/news/actu_loop_fr.html et http://www.mercator-ocean.fr/html/produits/buoc/buoc_n11/buoc_n11_fr.html

Le *loop current* fait partie intégrante de la circulation océanique générale de surface. Il est le prolongement du courant des Caraïbes, qui remonte depuis le Nord de l'Amérique du Sud et qui pénètre ensuite en mer des Caraïbes. Le *loop current* prend son nom au passage du détroit du Yucatan, entre la péninsule du Yucatan et Cuba. Il pénètre plus ou moins profondément dans le Golfe du Mexique en faisant une boucle, puis s'échappe par le détroit de Floride, longe la Floride, où il devient courant de Floride, avant de devenir Gulf Stream.

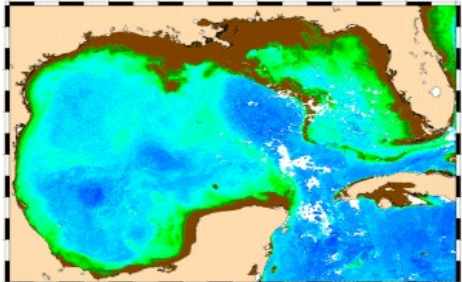
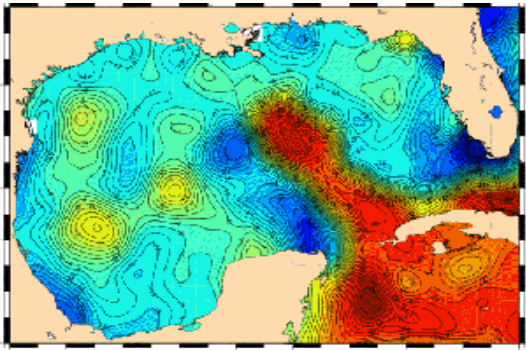
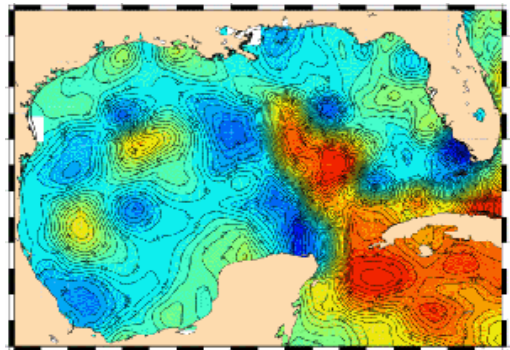
Le *loop current* est très intense au niveau du Yucatan où il peut atteindre en surface des vitesses de l'ordre du mètre par seconde, soit plusieurs kilomètres par heure.



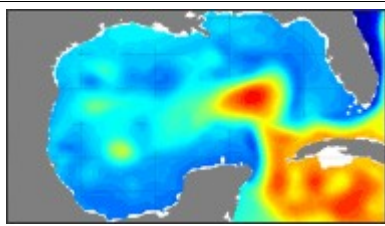
La particularité de ce courant est que, parfois, un tourbillon peut s'en détacher. Cela se produit en

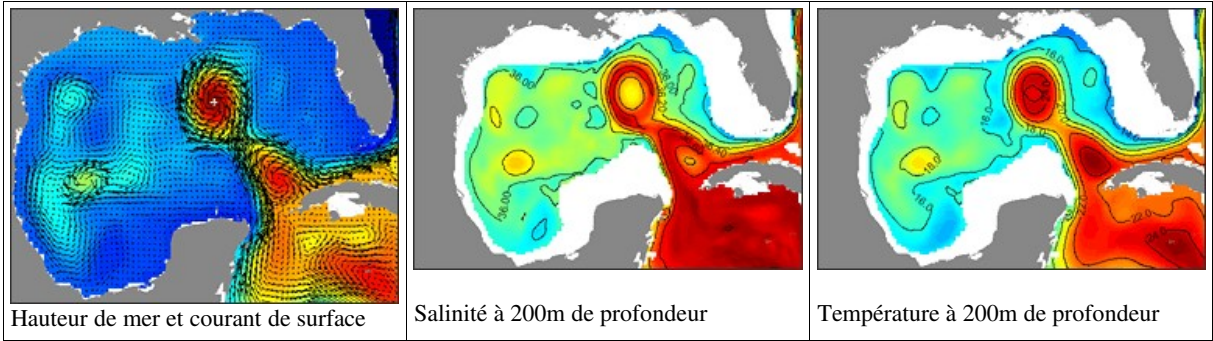
moyenne une voire deux fois par an. Ces tourbillons sont anticycloniques (ils tournent dans le sens des aiguilles d'une montre). Leur vitesse de rotation est de l'ordre du mètre par seconde, et leur vitesse de déplacement de quelques kilomètres par jour. Leur diamètre est de l'ordre de 400 à 500 kilomètres et leur extension en profondeur peut atteindre 800 mètres. La durée de vie de ces tourbillons peut être de un an à partir de leur détachement. Certains même peuvent se détacher, puis se rattacher à leur branche mère.

Ce type de tourbillon à cœur chaud apparaît donc périodiquement, en principe à la fin de l'été (parfois à la fin de l'hiver) lorsque le courant du Yucatan atteint son maximum de pénétration dans le golfe du Mexique. La première condition de formation à l'est du golfe du Mexique d'un tel anneau anticyclonique est liée à l'existence du méandre orienté Sud/Nord-Est qu'est le courant du Yucatan. Quand le méandre s'allonge trop et se déstabilise, une partie des eaux se détachent vers le nord et l'est en tourbillonnant, pour former une structure circulaire de 300 km de diamètre qui s'étend jusqu'à 1000 mètres de profondeur. La périodicité de ce phénomène de détachement est de l'ordre de 7 à 20 mois, avec une prédominance pour les périodes inférieures à l'année. Une fois généré, le tourbillon va entamer une migration vers l'ouest à faible vitesse, de l'ordre de 3 km par jour. Lors de sa course dans le Golfe du Mexique, il va s'affaiblir en approchant les côtes mexicaines. Au contact du plateau continental mexicain, il va se désagréger en tourbillons plus petits (éclatement en dipôle ou plus rarement en triade).

<p>Le <i>loop current</i> et ses tourbillons sont surveillés de près et depuis longtemps par satellite. Ils signent en effet leur présence :</p> <ul style="list-style-type: none"> - dans le signal altimétrique (mesure de la hauteur de la mer) : présence d'une bosse altimétrique, - dans la température de surface : zone plus chaude, - dans la concentration en phytoplankton (chlorophylle) : zone de concentration en chlorophylle moins élevée, <p>tous trois observés depuis l'espace.</p>	 <p>Concentration en chlorophylle le 4 août 2004 Source : CLS</p>
 <p>Détachement d'un tourbillon entre août 2004 et décembre 2004 vu par l'altimétrie satellitaire ; voir animation http://www.mercator-ocean.fr/images/actualites/news/actu_loop/loop_detach.gif Source : Ssalto/Duacs</p>	 <p>Détachement et rattachement d'un tourbillon entre février 2005 et mai 2005 vu par l'altimétrie satellitaire ; voir animation http://www.mercator-ocean.fr/images/actualites/news/actu_loop/loop_rattach_anim.gif Source : Ssalto/Duacs</p>

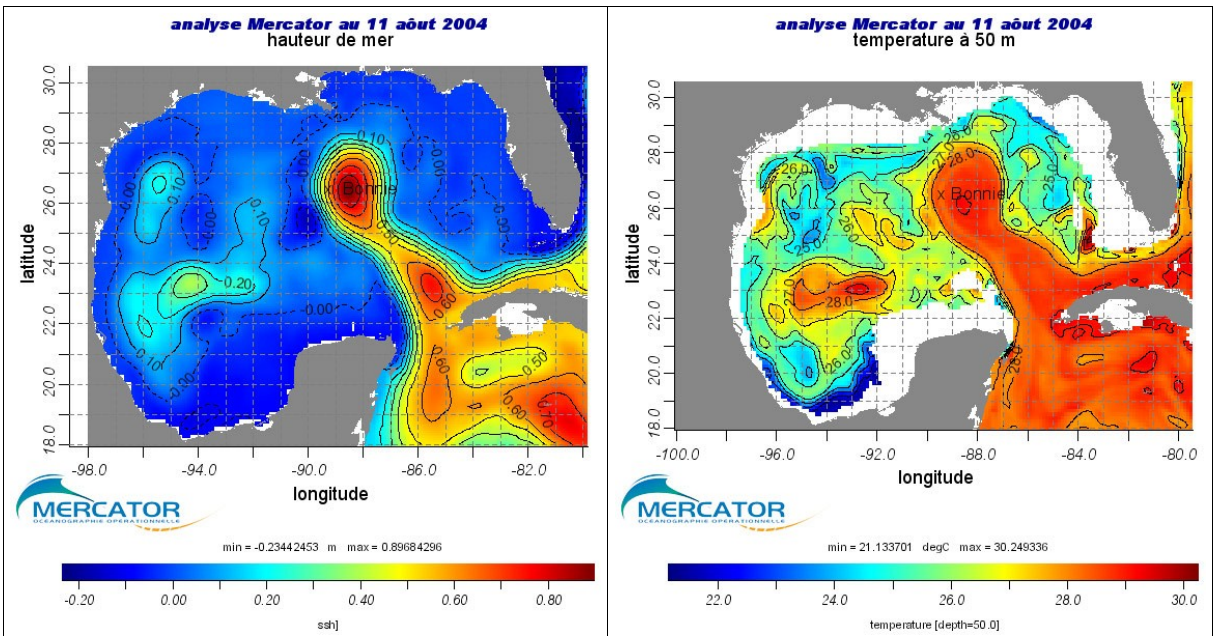
Sur l'animation ci-contre de la hauteur de la mer pendant la période mi-juin à mi-octobre 2004, on distingue bien la boucle du courant du Yucatan qui s'allonge progressivement dans la zone puis, la naissance d'un tel tourbillon, son détachement, puis le début de sa lente progression vers l'ouest.





Liens avec la météo

Les tempêtes tropicales et ouragans se forment en plein océan Atlantique tropical, au-dessus des eaux les plus chaudes. L'air proche de l'eau est chauffé et monte dans l'atmosphère, où il se refroidit, forme des nuages convectifs (comme les gros cumulus), puis, alourdi, redescend vers la surface. Cette suite d'événements (respectivement montée de l'air, refroidissement de l'air et formation de nuages) se répète à l'infini. En été, l'océan est suffisamment chaud pour que ce phénomène se transforme en tempête tropicale, tournant sur elle-même sous l'effet de la force de Coriolis. Suivant leur intensité, ces structures sont appelées tempêtes tropicales pour les plus faibles et ouragans pour les plus intenses. Elles captent l'énergie thermique de l'océan chaud pour grossir. Ainsi, elles sont nourries, entretenues et renforcées au-dessus d'un océan chaud, et s'affaiblissent puis meurent dès qu'elles se trouvent au-dessus du continent. En absorbant la chaleur de l'océan (via un flux de chaleur latente de l'océan vers l'atmosphère), elles laissent derrière leur passage une surface océanique plus froide. Les tourbillons jouent un rôle dans la propagation des ouragans tropicaux : prenons par exemple la tempête tropicale Bonnie. Elle atteint son maximum d'intensité le 11 août 2004 à 18 heures locale (source: NOAA). Sur la figure 5 représentant le niveau moyen de l'océan calculé par Mercator le 11 août 2004, la position de la tempête Bonnie a été reportée. On observe que l'intensité de la tempête tropicale a atteint son maximum au moment où sa trajectoire croise la route du tourbillon chaud. Un modèle tel que Mercator haute résolution est donc en mesure d'apporter une information précieuse dans le domaine de la prévision de la formation et l'intensification des cyclones tropicaux dans cette zone.



Hauteur de mer (à gauche) et température à 50m de profondeur (à droite) le 11 août 2004 dans le modèle Mercator. La position de la tempête tropicale Bonnie le 11 août 2004 à 18 heures est indiquée par une croix.

Ces tourbillons ne sont pas qu'un objet océanographique fascinant. Ils sont aussi et surtout un souci majeur pour l'industrie offshore prolifique dans cette région. La part de l'exploitation dans des fonds

supérieurs à 300m est de plus passée de 5% à 50% en dix ans.

Les tourbillons présentent en effet le danger de pouvoir rendre difficiles voire dangereuses sur le plan humain et écologique les opérations de forage, aussi bien en surface qu'en profondeur. En surface d'abord, car au large, les plate-formes offshore ne sont plus arrimées sur le fond. L'extraction de pétrole et de gaz se fait aux moyens de gigantesques navires reliés au fond par des pipe-lines flexibles. Ces navires, sont appelés FPSO dans le jargon pétrolier (Floating Production, Storage and Offshore Loading) ou unité flottante de production.

Les FPSO restent fixes par rapport au fond, par positionnement GPS et grâce à des moteurs d'étrave hautement perfectionnés. Ces bâtiments n'ayant pas de grosses capacités de stockage, des tankers viennent s'arrimer à eux pour pomper leur production. Ceci implique, comme on s'en doute, des manoeuvres délicates pour lesquelles de bonnes connaissances des conditions de mer en surface sont indispensables. De même, les conditions de mer en profondeur doivent être appréhendées au mieux. En effet le long d'une colonne d'eau (de la surface au fond océanique), la vitesse du courant change en intensité et en direction et génère des courants de cisaillement qui peuvent, selon leur intensité, endommager, voire rompre les pipe-lines.

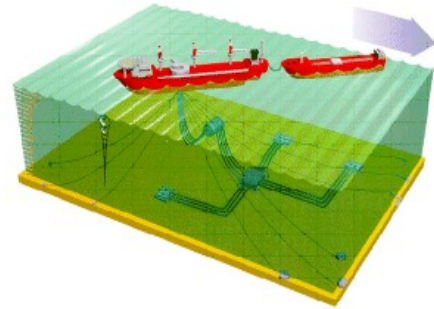


Plate-forme FPSO : le navire arrimé au FPSO vient recueillir le brut
Source : [Fugro GEOS](#)

Dans ce contexte, on conçoit aisément l'utilité de technologies permettant de surveiller et prévoir de tels événements. On pense en tout premier lieu à l'observation spatiale, en particulier à la puissance de l'altimétrie pour suivre en temps réel et de façon continue le déplacement des tourbillons. On pense ensuite à leur modélisation et en particulier à la prévision de leur trajectoire et de leur intensité. Les modèles de circulation océanique opérationnels, nombreux dans cette région, sont actuellement testés sur des cas bien réels par certaines sociétés fournissant des informations océaniques aux opérateurs des plate-formes. C'est le cas de la société [Ocean Numerics](#), fournisseur d'une information océanique basée à la fois sur l'observation satellitaire et sur l'information modèle. Un modèle régional haute résolution [Hycom](#) (Université de Miami, USA), couplé au modèle norvégien [Topaz](#) fait partie de leur source d'informations, tout comme le prototype [PSY2](#) (Atlantique Nord et Méditerranée au 1/15°) de Mercator Océan. En effet, de même que les météorologues se basent sur plusieurs modèles atmosphériques pour élaborer leur bulletin de prévision, les prévisionnistes-océanographes qui surveillent les tourbillons pour leurs plate-formes sont demandeurs de plusieurs modèles afin d'élaborer une analyse la plus réaliste possible.

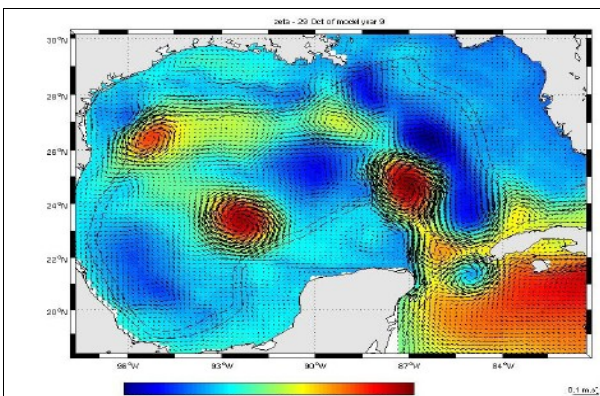


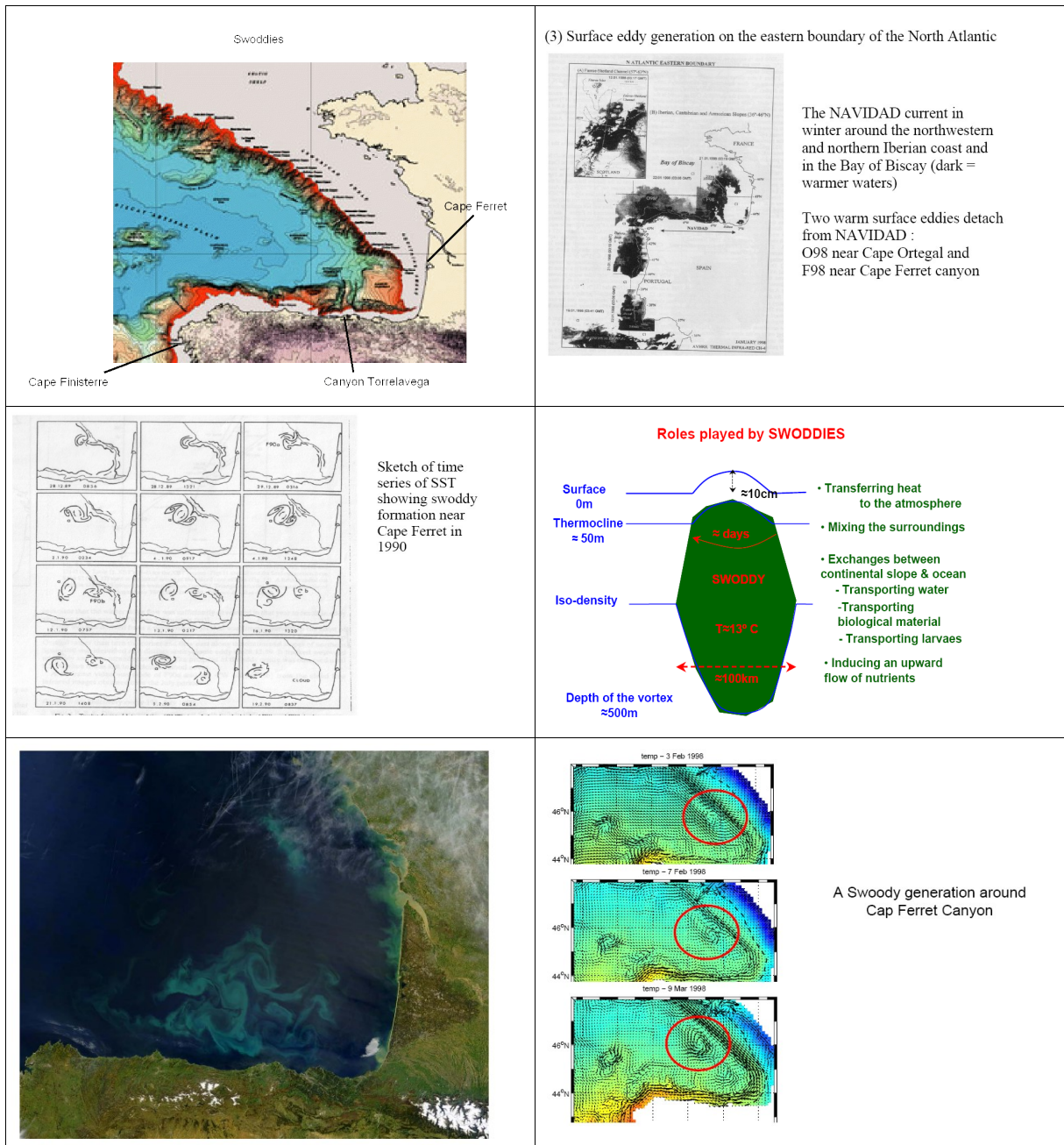
Figure 14 : Champ d'élévation en surface.

[Simon, M.](#) (2008), *Introduction au modèle ROMS: Application de ce modèle au cas du Golfe du Mexique et étude du «Loop Current»*

Swoddies

(Carton 2001)

Les Swoddies ont été observées à la fois via des images satellites infrarouges et par des mesures hydrologiques dans le golfe de Gascogne et au nord-ouest de l'Espagne (Pingree et LeCann, 1992). Il s'agit de lentilles anticycloniques de 35 à 50 km de rayon, avec une vitesse orbitale de 0,3 m / s. Ils sont intensifiées en subsurface (entre 70 et 300 m de profondeur) et contiennent de l'eau tiède, cette eau provient du courant vers le pôle le long du versant nord ibérique continentale et le long de la pente armoricain (*Navidad current*). Ce courant vire autour du cap Finisterre et rencontre plusieurs canyons, parmi lesquels ceux de Torrelavega et du Cap Ferret. Ces canyons et des capes déstabiliser cette courant de pente. Les observations montrent ainsi des sites de génération de Swoddies nord-ouest de l'Espagne et dans le sud-est du golfe de Gascogne. Il forment parfois des tripoles avec deux tourbillons cycloniques satellite. Ces cyclones sont progressivement arrachés, quand les Swoddies se déplacent vers le (sud)-ouest. Cette advection est généralement attribuée effet beta, à des effets hetonic et / ou à l'image de vortex dû à la côte (Pingree et LeCann, 1992; Pedreira-Dubert, 1993). Les observations indiquent que les Swoddies peut dériver hors de la baie de Biscaye et suggèrent qu'ils peuvent vivre pendant plus d'un an.



OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

Anneaux des Aiguilles (Agulhas Rings)

Le courant des Aiguilles s'écoule dans l'Océan Indien le long des côtes africaines vers le Sud à une vitesse de 1.5m.s-1. Lorsque qu'il s'approche de la pointe de l'Afrique il va former des méandres et subir une réflexion. C'est lors de cette courbure que vont se générer les tourbillons. Il se détache de six à sept tourbillons en moyenne par an [Gründlingh, 1995] et il peut même parfois s'en détacher jusqu'à neuf [Lujeharms and van Ballegooyen, 1998], [Schouten,2000].

Après leur formation, les tourbillons sont advectés vers le nord-ouest par effet beta, puis par le courant du Benguela et la gyre subtropicale de l'Atlantique Sud. Ces tourbillons formés dans l'Océan Indien vont se dissiper dans l'Atlantique Sud et ainsi participer au mélange des masses d'eau de ces deux océans.

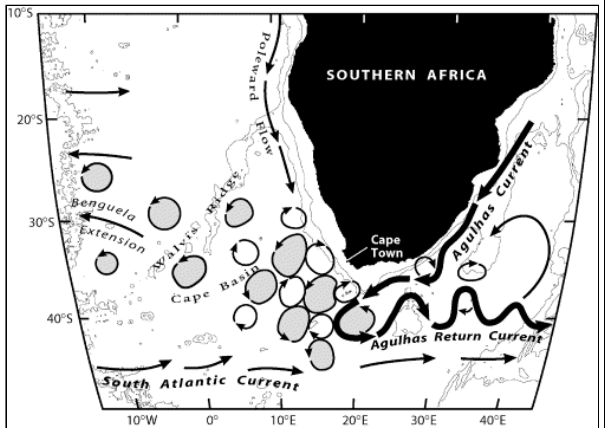
Il est important de décrire la topographie de la région de l'Atlantique Sud (Figure 1.2) car cette région contient de nombreuses montagnes sous-marines ayant une influence non négligeable sur la trajectoire des Anneaux. La chaîne des Aiguilles, qui affleure à 1500 mètres de profondeur, est orientée Sud-Ouest Nord-Est et se termine par le mont Erica (38.15 degrés Sud, 14.40degre Est) à 1300 mètres de profondeur. Entre ce mont et les côtes sud-africaines, il existe un passage à 4700 mètres de profondeur, reliant les bassins du Cap et celui des Aiguilles, qui semble être un passage privilégié des tourbillons. Les Anneaux des Aiguilles devront également franchir la chaîne des montagnes sousmarines de Walvis orientée Sud-Ouest Nord-Est et affleurant jusqu'à 900 mètres, puis dorsale medio-atlantique orientée Sud Nord à une profondeur d'environ 2800 mètres.

Texte tiré de <http://oceancurrents.rsmas.miami.edu/indian/indian.html>

European navigators in the 15th Century, not knowing about the Gulf Stream, were afraid to risk trans-Atlantic crossings to reach the Far East. Although the single-masted ships they used at that time would have been capable of sailing westward with the Trade Winds, they made little headway when sailing against the wind and so sailors presumed they would never make it back. Portugal, the reigning maritime power during this era, concentrated its resources on reaching the riches of the Orient by sea along Africa. Uncertain of whether the Indian and Atlantic Oceans were connected, Portuguese navigators nevertheless pressed south along African shores, hoping to find a way to India. Finally, after nearly seven decades of attempts, Bartholomeu Diaz accomplished the rounding of the cape in 1486. Encountering several strong gales as he neared the southern horn, Diaz dubbed the African promontory the Cape of Storms, but Portugal authorities renamed it with a calmer name, Cabo da Boa Esperanga, or Cape of Good Hope.

Although no mention of the Agulhas Current survives from his first voyage, during the second rounding by Vasco da Gama in 1497, ships logs make mention of a southward current near Algoa Bay (near present day Port Elizabeth) of such strength that the flotilla was set steadily back for three days (Steinberg, 2001). By the mid-1500's, the Portuguese knew enough about the Agulhas Current to remain well out to sea as they rounded the African horn on the way to India, but to remain near the coast, although not too close, on the voyage home. (Peterson, et al., 1996; Steinberg, 2001).

The Agulhas Current takes its name from the point of the cape, called Cabo das Agulhas (or Cape of Needles) by later Portuguese seafarers. There are two dominant views on why this name was chosen. The first claims that the sharp rocks and reefs offshore were often described as needles, which combined with the treacherous currents to claim many ships. Among Portuguese sailors, this cape also became known as the Graveyard of Ships. The alternative explanation contends that the name is derived from the discovery that at the tip of the Cape, the compass needle points due north with no deviation between true and magnetic.

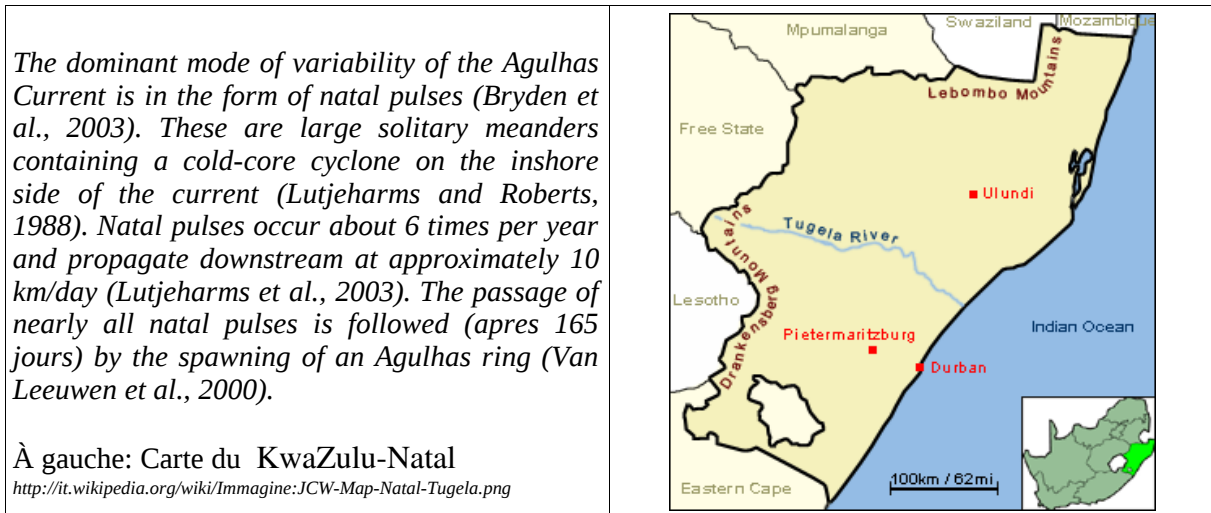


from Richardson et al. 2003. DSRII

The Agulhas Current is the western boundary current of the South Indian Ocean. It flows down the east coast of Africa from 27°S to 40°S (Gordon, 1985). The source water at its northern end is

OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

derived from Mozambique channel eddies (de Ruijter et al., 2002) and the East Madagascar Current, but the greatest source of water is recirculation in the southwest Indian Ocean sub-gyre (Gordon, 1985; Stramma and Lutjeharms, 1997). There are temporal and latitudinal variations in the depth, path, and transport of the current. From synoptic measurements, the Agulhas Current was found to extend throughout the water column in March, but in a later survey during June it was limited to the upper 2300 m (Donohue et al., 2000). Its depth tends to increase with latitude to offset the increase in planetary vorticity (Boebel et al., 1998). In addition, there is seasonal oscillation in the sea surface height variability of the Agulhas Current. It is at a maximum during the austral summer and at a minimum during the austral winter. The magnitude of this seasonal change is about 30% of the mean value (Matano et al., 1998).



Like other western boundary currents, the Agulhas Current is quite fast. At the surface, it can reach maximum speeds of 200 cm s^{-1} (Boebel et al., 1998). Beal and Bryden (1999) examined the deep velocity structure by using Lowered Acoustic Doppler Current Profiles (LADCP) and found that their results were different from those of previous studies that used geostrophic estimates. Beal and Bryden found that the level of no motion across the Agulhas Current displays a V-shaped pattern. They were also able to detect an Agulhas Undercurrent at 800 m depth. The undercurrent is directly beneath the surface core of the poleward flowing Agulhas Current, and it flows equatorward with maximum speeds near $30\text{-}40 \text{ cm s}^{-1}$ (Beal and Bryden, 1999; Donohue et al., 2000).

As one of the major currents in the Southern Hemisphere, the Agulhas Current system transports large volumes of water. One of the earliest measurements of the geostrophic volume transport of this current came from Gordon (1985), who found it to be 67 Sv ($1 \text{ Sv} = 1 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$). Several years later, Toole and Warren obtained a much higher estimate 85 Sv. However, several researchers pointed out that the geostrophic reference level that Toole and Warren used did not resolve the counter-flowing Agulhas Undercurrent. Beal and Bryden (1999) found the geostrophic volume transport as referenced to LADCP to be 73 Sv, which was only 3% different from the direct LADCP transport estimate. Then, Donohue et al. (2000) attempted to refine previous transport calculations by removing barotropic tides and by estimating instrumental and sampling errors. The two LADCP sections that they used yielded a net southward transport of 78 ± 3 and 76 ± 2 Sv. The latest estimate comes from Bryden et al. (2003) who find an average volume transport, calculated from year-long moored current meter measurements of 69.7 ± 4.3 Sv.

As the Agulhas Current reaches the southern tip of the continental shelf of Africa, it begins to turn toward the west. Once it reaches the Southern Ocean, the current retroflects, or turns back on itself, and flows eastward as the Agulhas Return Current (Quartly and Srokosz, 1993). The Agulhas Return Current flows eastward and exhibits a quasi-stationary meandering pattern of wavelength 500 km between 38° and 40° S. Its core width is about 70 km with an associated transport of 44 ± 5 Sv in the upper 1000 m (Boebel et al., 2003).

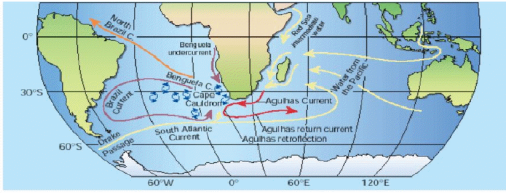
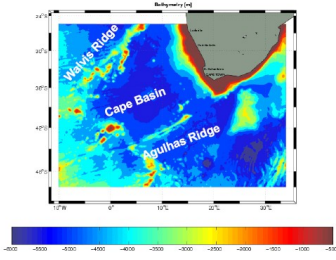
On average, the Agulhas Retroflexion has a loop diameter of 340 km and can be found between 16°E

and 20°E (Lutjeharms and van Ballegooyen, 1988). Altimeter data suggest that during the austral winter months there is an early retroflexion of the current near 25°E (Matano et al., 1998) and there is greater mesoscale variability (Quartly and Srokosz, 1992). However, satellite studies of the Agulhas Retroflexion based on feature-tracking rather than area-averaging (Lutjeharms and van Ballegooyen, 1988; Goni et al., 1997; Quartly and Srokosz, 2002) find that "ring-shedding events" dominate the variability, which are found to be neither continuous, nor periodic. The retroflexion gradually extends westward prior to ring-shedding and quickly retrogrades eastward after an Agulhas Ring is spawned. Upstream, the dominant mode of variability within the Agulhas Current is in the form of large, solitary meanders, known as Natal Pulses (Bryden et al., 2003). There is evidence that these meanders may prompt ring-shedding as they propagate downstream and interact with the retroflexion loop (Leeuwen et al., 2000).

An interesting aspect of the Agulhas Retroflexion is that it periodically sheds pinched-off anticyclonic rings 320 km in diameter at its westernmost extension. These rings enclose pools of relatively warm and saline Indian Ocean water whose temperature is more than 5°C warmer and and salinity 0.3 psu greater than South Atlantic surface water of similar density (Gordon, 1985). The rings keep their distinctive thermal characteristics as far west as 5°E and as far south as 46°S, and they drift into the South Atlantic at approximately 12 cm s⁻¹ (Lutjeharms and van Ballegooyen, 1988). This warm-water link between the Atlantic and Indian oceans is likely to have a strong influence on global climate patterns (Gordon, 1985).

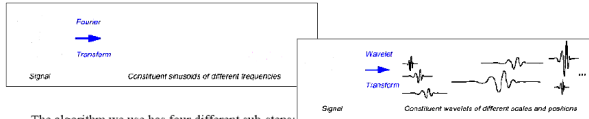
Van Ballegooyen et al. (1994) studied the Agulhas Retroflexion region and counted 14 new rings over a 2-year period. They also found that the heat anomaly contained in a ring could be as much as 2.4 x 10²⁰ J, and the salt anomaly could be as much as 13 x 10¹² kg. Lutjeharms and Cooper (1996) went on to calculate that the heat flux into the South Atlantic could be 0.0075 PW per ring, and the estimated salt flux could be 13 x 10¹² kg per ring. Although climatologically important exchange between the Atlantic and Indian Oceans occurs mostly via Agulhas rings, there are also Agulhas filaments that make a minor contribution when they occasionally escape into the South Atlantic. These filaments are present 56% of the time and are on average 50 km wide and 50 m deep. Each filament carries excess heat of about 3.5 x 10¹⁹ J and excess salt amounting to about 1-5 x 10¹¹ kg. Since most of the heat is rapidly lost to the atmosphere, the main contribution to interbasin exchange by the filaments is a 3-9 x 10¹² kg annual salt flux (Lutjeharms and Cooper, 1996).

Recent float and model experiments reveal that Agulhas Rings are as deep as 1200 m and salt and heat exchange at intermediate depths is important. They also show that the Agulhas retroflexion region not only spawns large (200 km) anti-cyclonic Agulhas Rings, but also smaller (120 km) cyclones (Boebel et al., 2003). The interaction of these cyclones and anti-cyclones results in vigorous mixing and stirring of Indian Ocean and Atlantic Ocean water masses to the northwest of the retroflexion within a region dubbed the "Cape Cauldron".

<p style="text-align: center;">Study Area</p> <p>Cape Cauldron: zone of turbulent stirring and mixing in the southeastern Cape Basin [Boebel et al., 2003]</p>  <p>Figure 1 The Agulhas system and associated flows in the southern Indian Ocean. The Agulhas Current flows northward from the east along the southern African coast. Here at the Agulhas retroflexion, "leakage" of water occurs within an array of cyclonic (clockwise) and anticyclonic (anticlockwise) eddies that are injected into the vigorous stirring and mixing environment of the Cape Basin [...].</p> <p style="text-align: right;">Gordon, Nature 2002</p>	<p style="text-align: center;">Ocean Model - Configuration</p> <p>ROMS code IRD version with ROMSTOOLS [Penven, 2003]</p> <p>Horizontal resolution: 1/10°</p> <p>11-year run</p> <p>Output : 2-day average</p>  <table border="1" style="margin-left: auto; margin-right: auto;"> <thead> <tr> <th colspan="3" style="text-align: center;">Climatologies</th> </tr> <tr> <th style="text-align: center;">Open boundaries</th> <th style="text-align: center;">Wind forcing</th> <th style="text-align: center;">Heat & Fresh water fluxes</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td style="text-align: center;">OCCAM 1/4°</td> <td style="text-align: center;">QuikSCAT</td> <td style="text-align: center;">COADS 1/2°</td> </tr> </tbody> </table>	Climatologies			Open boundaries	Wind forcing	Heat & Fresh water fluxes	OCCAM 1/4°	QuikSCAT	COADS 1/2°
Climatologies										
Open boundaries	Wind forcing	Heat & Fresh water fluxes								
OCCAM 1/4°	QuikSCAT	COADS 1/2°								

Wavelet Analysis – Eddy identification

The wavelet analysis consists in the decomposition of the signal into orthogonal, multiresolution wavepackets, in a manner similar to Fourier decomposition. MATLAB tools using Wavelab library [http://www-stat.stanford.edu/wavelab/]

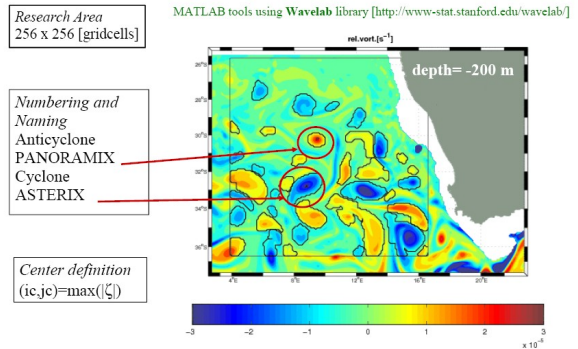


- The algorithm we use has four different sub-steps:
- 12) a **best basis is found** to minimize a cost function (here the Shannon entropy). This basis changes for each time step considered and it allows to find the best location for the wave packets.
 - 13) the **model relative vorticity is decomposed** on this basis.
 - 14) the **wavelets are sorted** as a function of their spectral coefficients. Only a few of them are kept (with a number that depends on the dimension of the basis: usually 9% of the initial set of wavelets). The reconstructed signal is virtually zero where there is no identified pattern.
 - 15) we **extract structures** so that adjacent points along x and y axes belong to the same pattern.

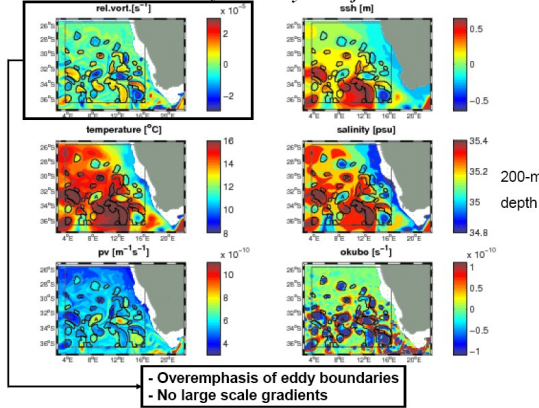
Following this method, we obtain localized structures in space, which allows us to define eddies.

Wavelet Analysis – Eddy identification

Decomposition of an horizontal slice of relative vorticity

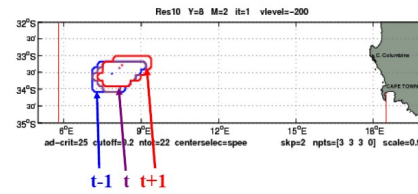


Wavelet Analysis – Eddy identification



Wavelet Analysis – Time tracking

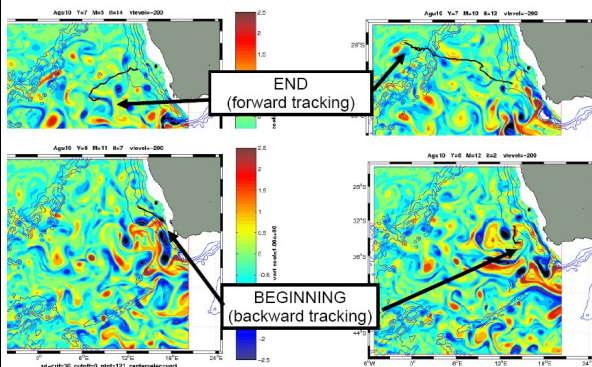
Forward Tracking: $C_t \in \mathcal{C}_{t-\Delta t}$
Eddy center Set of eddy points



Backward = Forward

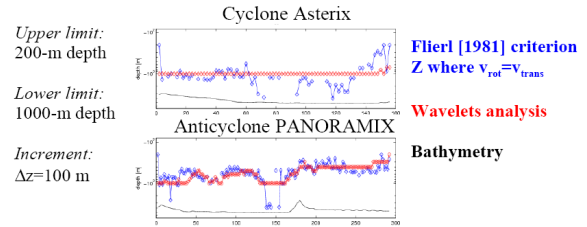
Wavelet Analysis – Time tracking

Cyclone Asterix Anticyclone PANORAMIX



Wavelet Analysis – Vertical Tracking

Downward Tracking: $C_z \in \mathcal{C}_{z-\Delta z}$
Eddy center Set of eddy points



$$V = \sum_{k=1}^{iz_L} A_k \cdot \Delta z$$

Wavelet Analysis – 4D tracking

Velocity

$$v \equiv v(t) = \frac{1}{iz_L} \sum_{k=1}^{iz_L} v_k \quad v_{err} = \frac{\sigma_z(u)}{v}$$

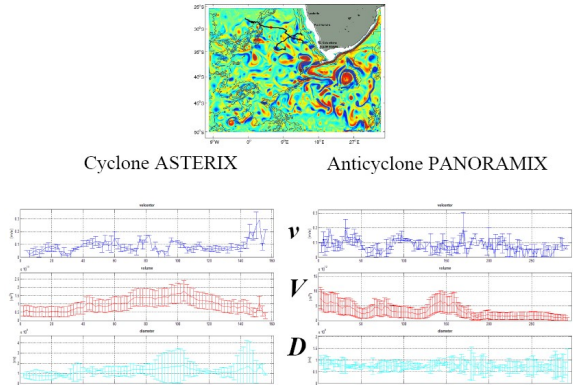
Volume

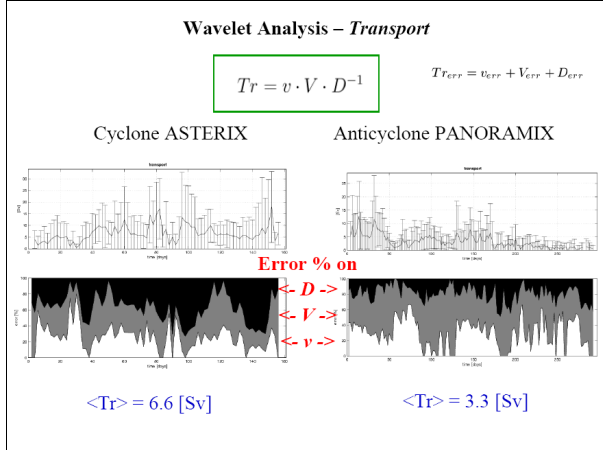
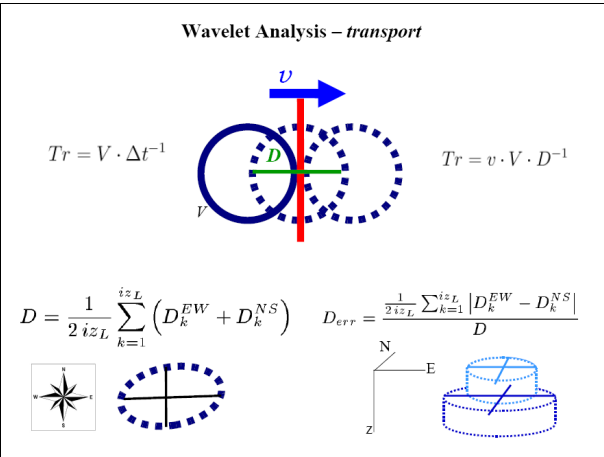
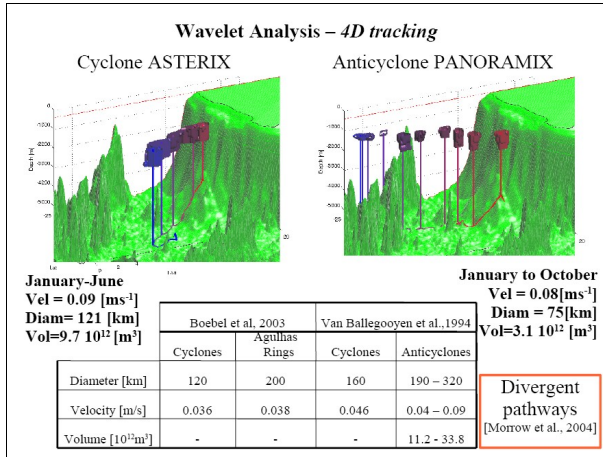
$$V = \sum_{k=1}^{iz_L} A_k \cdot \Delta z \quad V_{err}(t) = \frac{\Delta z \pi \left(\frac{\rho}{\sigma}\right)^2}{V} + \frac{4 \Delta z \Delta z \sum_{k=1}^{iz_L} A_k D_k^{-1}}{V}$$

Diameter

$$D = \frac{1}{2 iz_L} \sum_{k=1}^{iz_L} (D_k^{EW} + D_k^{NS}) \quad D_{err} = \frac{1}{2 iz_L} \sum_{k=1}^{iz_L} |D_k^{EW} - D_k^{NS}|$$

Wavelet Analysis – 4D tracking



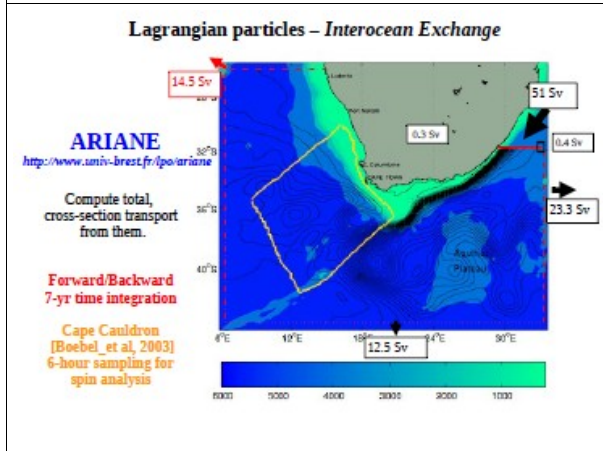


Wavelet Analysis

SUMMARY

- the wavelet analysis proved successful in tracking eddies;
- tracked mesoscale eddies present realistic dynamics;
- wavelets diagnostic offer estimates of eddy mass transport.

Reference:
Doglioli, A.M., Blanke, B., Speich, S., Lapeyre, G. (2006). *Wavelets Analysis for Tracking Eddies in Regional Models. Application to Cape Basin Eddies*. J. Geophys. Res., In revision.



Lagrangian particles – Spin parameter

$$\Omega = \frac{\langle u'dv' - v'du' \rangle}{2 \Delta t \text{FKF}}$$

Veneziani et al., 2004. JPO 34, 1884-1906

The eddy field properties in the subsurface northwestern Atlantic are due to the superposition of two different regimes: the regime of the coherent vortices (loopers) and that of the background field (non-loopers)

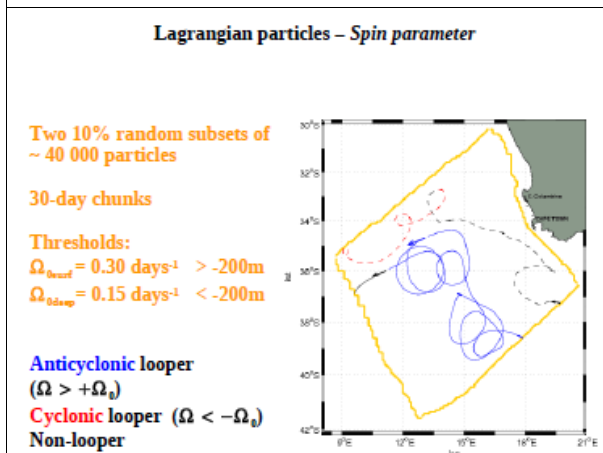
The observed features can be parameterized through a first-order LSM Lagrangian Stochastic Model with bi-modal distributed spin Ω

Veneziani et al., 2005a. JMR 63, 753-788

The majority (85%) of looping trajectories are core-loopers, which provide estimates of Ω :

- very similar to the vortex core relative vorticity and
- whose temporal changes are directly connected to the actual vortex evolution.

Only the remaining 15% of loopers sample the vortex edge



Lagrangian particles – Transport & Spin

Percentages for chunks

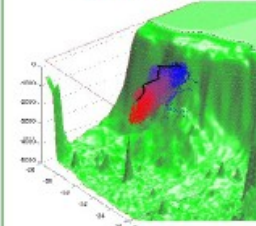
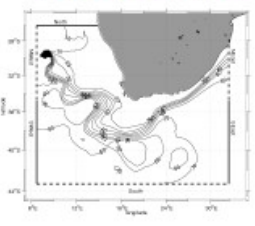
17.4 ± 2.0% for cyclonic loopers,
 12.8 ± 1.7% for anticyclonic loopers
 69.8 ± 1.7% for nonloopers.

Multiplying these percentages by the 14.5 Sv

2.5 ± 0.9 Sv for cyclones,
 1.9 ± 0.8 Sv for anticyclones and
 10.1 ± 0.9 Sv for background field

The margin of error corresponds to the radius of the asymptotic (and approximated) 99.9 percent confidence interval for each percentage.

The associated error includes the effects of:
 i) the random sub-sampling used in the spin analysis,
 ii) the mismatch between the forward and backward integrations (0.3 Sv) and
 iii) the existence of slow particles with uncertain fate (0.3 Sv).

<p>Lagrangian particles</p> <p>SUMMARY</p> <ul style="list-style-type: none"> • high resolution ocean model reproduces fairly well the vigorous stirring and mixing processes of the study area; • the Lagrangian particle-following technique provided an estimate of Agulhas leakage of about 14 Sv, which is consistent with observations and previous results from lower resolution models; • looper regime accounts for about 30% of the estimated interocean exchange, with a remarkable contribution due to cyclones; • Lagrangian computations coupled with spin analysis revealed promising results, and it would be worth conducting a more complete study <p>Reference: Doglioli, A.M., Veneziani, M., Blanke, B., Speich, S., Griffa, A. (2006), A Lagrangian analysis of the Indian-Atlantic interocean exchange in a regional model. <i>Geophys. Res. Lett.</i>, in press.</p>	<p>OUTLOOK</p> <p>Wavelets & Lagrangian particles</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> <p>Coherent eddies</p> <p>Eddy-life time integration</p>  </div> <div style="text-align: center;"> <p>Remote Origins</p> <p>Multiple-years backward time integration</p>  </div> </div>
---	--

%%%%%%%% **WATERS package** %%%%%%%%%

You can download the most recent version of the toolkit here
http://www.com.univ-mrs.fr/~doglioli/trackpack3D_1_1_beta.tar.gz

To run the scripts in Matlab (I used release 13) you need:

- 1) Wavelab library <http://www-stat.stanford.edu/~wavelab/>
- 2) Roms_tools (with m_map included) <http://roms.mpl.ird.fr/>
- 3) M_PACK (for 3D plots) http://www.odyle.net/mma/m_pack/m_pack.php

You can also download some data to test the scripts directly analyzing one of our simulation outputs:
http://www.com.univ-mrs.fr/~doglioli/WATERS/water_data_example.tar.gz

To a first test, verify all the paths in matlab, take a look to the parameters in parameters3d.m and then run tracking3d_ini.m in matlab.
This script produces a figure with all the eddies detected in the domain, with the mouse you can select one of them.
If you have read our paper

Doglioli, A.M., Blanke, B., Speich, S., Lapeyre, G. (2007), Tracking coherent structures in a regional ocean model with wavelet analysis: application to Cape Basin Eddies, *J. Geophys. Res.*, 112, C05043, doi: 10.1029/2006JC003952. (preprint downloadable here
[http://www.com.univ-mrs.fr/~doglioli/Doglioli et al JGRCpreprint EddyTrackingWithWavelets.pdf](http://www.com.univ-mrs.fr/~doglioli/Doglioli_et_al_JGRCpreprint_EddyTrackingWithWavelets.pdf))

probably you can recognize the anticyclones Asterix, Obelix and Idefix and the cyclone Panoramix!

After your clicking in the eddy center, the time-tracking starts (I hope!).

To analyze your own data, first at all you have to modify the parameters in parameters3d.m.

This is a really first version with, I'm sure, a lot of bugs! Please, feel free to write me about any problems you meet with, or for suggestions for improvement.
Let me know about your results!
Ciao
Andrea

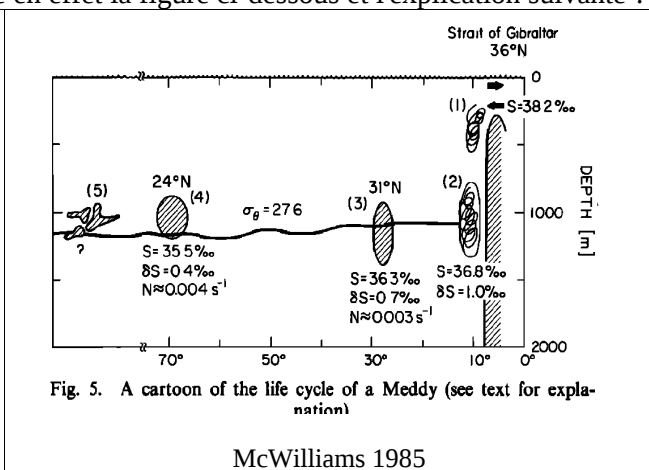
OPCB341	Master d'Océanographie	
Mesoéchelle Océanique	année 2010/2011	Andrea M. Doglioli

Meddies

La découverte historique des meddies repose sur une erreur (voir l'article en ligne de McDowell et Rossby [http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20\(htm\)/meddy.htm](http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20(htm)/meddy.htm)). Tout d'abord, les chercheurs découvrent en 1976 un énorme tourbillon au large des Bahamas, très chaud et très salé. Ces caractéristiques hors normes les amènent à conclure que ce tourbillon a une origine méditerranéenne. Cette découverte singulière initia la recherche d'autres structures de ce type. Une étude systématique fut alors menée entre 1984 et 1986 en Atlantique Nord-Est et Nord-Ouest. On en découvrit en effet quelques uns dans l'Atlantique Est, mais aucun meddy n'avait la taille du fameux "meddy des Bahamas" et surtout aucun meddy n'avait été détecté dans le bassin ouest... Les chercheurs, honnêtes, admirent leur erreur mais cela les obligea à chercher une autre origine pour ce tourbillon de père inconnu. La solution fut trouvée bien plus tard, dans les années 90 : le meddy des Bahamas avait plutôt pour origine la Dérive Nord-Atlantique, extension du Gulf Stream, après que celui-ci ait tourné vers le nord au niveau des Grands Bancs de Terre-Neuve. De temps en temps, les eaux de ce courant se détachent en tourbillons anti-cycloniques aux coeurs chauds (10,8° observé) et salés (35,4 g/l observé). La "double ironie" dont parle les auteurs repose donc sur le fait que c'est le vrai-faux meddy des Bahamas qui a entraîné la découverte des vrais meddies mais que cette erreur mena à la découverte que la Dérive Nord-Atlantique pouvait générer des tourbillons capables de se déplacer sur une distance de 4000 km le long du continent nord-américain...

Dans son papier de 1985, McWilliams propose en effet la figure ci-dessous et l'explication suivante .

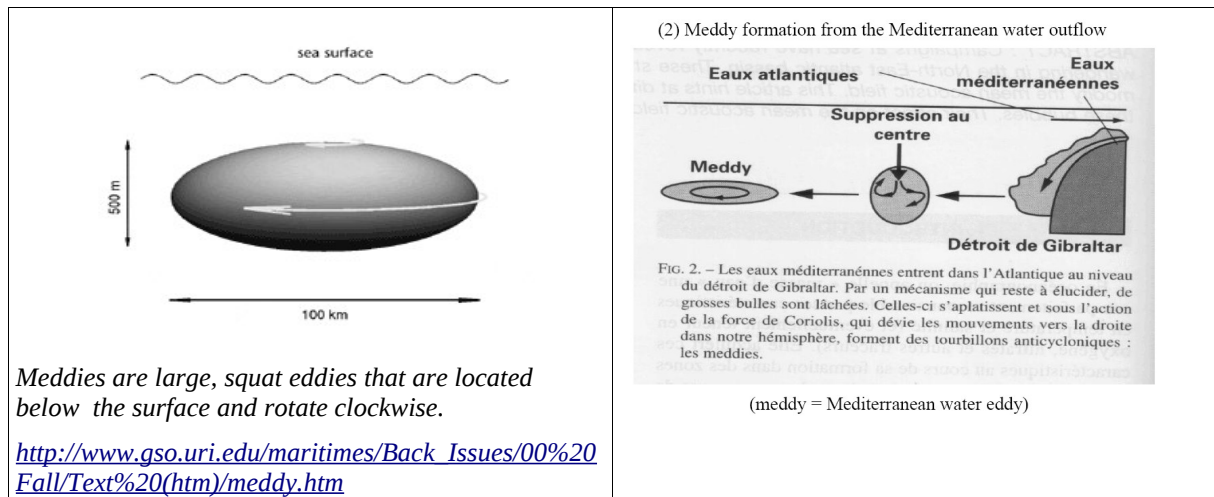
Dense, salty Mediterranean water enters the North Atlantic above 350 m depth with a salinity S of about 38.2‰ [Bryden and Stommel, 1984] and is gravitationally unstable outside the Strait of Gibraltar. Consequently, convection, entrainment, and sinking occur (process (1) in Figure 5), until a depth around 1000 m is reached where isolated, diluted Mediterranean water blobs are marginally gravitationally stable. The International Geophysical Year hydrographic section along 36°N shows its saltiest water along the eastern boundary, with $S = 36.8‰$ [Fuglister, 1960].



For lack of more complete observations, we identify this water with the end-state of the convection process; this would indicate a dilution of the outflow water with 1-2 times as much Atlantic water, depending upon the depths at which the entrainment occurs. The relatively well mixed blobs then undergo an adjustment process and acquire a geostrophic or cyclostrophical anticyclonic circulation (process (2) in Figure 5) (see appendix, note 2). This protects the core water mass from straining and diffusion by the general circulation as the latter advects Meddies into the interior of the Atlantic, approximately along the $\sigma_\theta = 27.6$ potential density surface.

Cross sections of the locally anomalous salinity cores are shaded at processes (3) and (4) in Figure 5, where the horizontal scale has been exaggerated by a factor of 5 relative to the abscissa. These particular Meddies are depictions of the observations of Arni and Zenk [1984] for Meddy (3) and of McDowell and Rossby [1978] and McDowell 1985a-I for Meddy (4). From maps of the salinity anomalies the approximate dimensions of Meddy (3) are $L = 40$ km and $h = 300$ km, while for Meddy (4), $L = 60$ km and $h = 200$ km. Adjacent to the cross sections are values for the local maximum S , maximum salinity anomaly relative to the local environment δS , N for the environment at the depth of the Meddy core, and latitude. In the migration away from Gibraltar, S and δS systematically decrease, consistent with weak diffusion en route. Between Meddies (3) and (4) there is also a change of core volume and shape: the volume increases by about 50% (again a sign of diffusion), and the aspect ratio h/L decreases from about 0.0075 to 0.0033. The latter might be an indication of anisotropic diffusion (horizontal dominating vertical), but it may also reflect a partial compensation for the changing N/f of the Meddy environment in such a way as to tend to preserve the B value or the SCV: N/f changes from 42 to 70, so that B only changes from 0.32 to 0.23. The lifetime of the Meddy at (4) is more than 4 years by the previous estimate of the general circulation transport rate. Destruction of a Meddy (process (5)) probably occurs when interactions with other currents

fragment the core water mass



Les eaux de la Méditerranéenne tourbillonnent dans l'Atlantique

Tirée de http://www.mercator-ocean.fr/html/actualites/news/actu_meddies_fr.html

A Gibraltar, les eaux de la Méditerranée et de l'Atlantique se croisent. Les eaux atlantiques entrent en surface dans la Méditerranée et les eaux méditerranéennes, plus denses, sortent dans l'Atlantique par le fond du détroit en formant une veine d'eau méditerranéenne. Dans certaines conditions, cette veine donne naissance à des tourbillons qui vont ensuite se propager à travers l'Atlantique. Ce sont les meddies, ou lentilles d'eau méditerranéenne. Le modèle haute résolution de Mercator dans l'Atlantique est capable de simuler de tels événements.



Une autre branche part directement vers l'ouest en quittant la côte espagnole au large du Cap St-Vincent, à 36°N de latitude, pour atteindre les 25° ouest. La vitesse de l'eau méditerranéenne au fond du détroit de Gibraltar est de l'ordre de 15 cm/s. Entre le seuil et 700m de profondeur, dans une zone centrée sur 6,5°W et 36°N, cette vitesse peut atteindre des maxima de 1 m/s. L'écoulement se stabilise ensuite en aval du Cap St-Vincent vers 1000 m de profondeur avec des vitesses de l'ordre de 15 cm/s. La salinité est également déterminante pour identifier l'eau méditerranéenne. On définit le noyau de forte salinité avec des salinités supérieures à 35,8 g/kg.

Les lentilles d'eau méditerranéenne (ou Mediterranean eddies ou meddies) sont des tourbillons (généralement anticycloniques, c'est-à-dire tournant dans le sens des aiguilles d'une montre), chauds

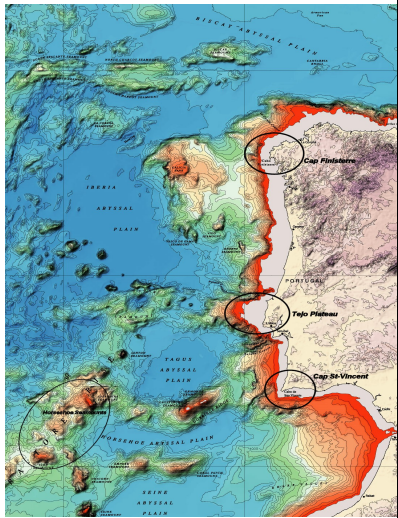
et salés générés à partir des instabilités que subit l'eau méditerranéenne en provenance de Gibraltar, lors de sa rencontre avec des accidents topographiques (passage du Cap St Vincent, à l'extrémité sud-ouest de l'Espagne), du Tejo Plateau, au large de Lisbonne, et du Cap Finisterre à la pointe nord-ouest de l'Espagne).

Leur période de rotation (temps pour faire un tour complet) peut varier de 3 jours à 24 jours, avec une moyenne de 8 jours et leur vitesse de déplacement est de l'ordre de 2 cm/s. On estime qu'environ 70% entrent en collision avec les monts sous-marins Horseshoe (dans l'ouest-sud-ouest du Cap St-Vincent) en se désintégrant ou en s'affaiblissant fortement. Les 30% restant contournent les Seamounts par le nord et parviennent dans le Bassin des Canaries.

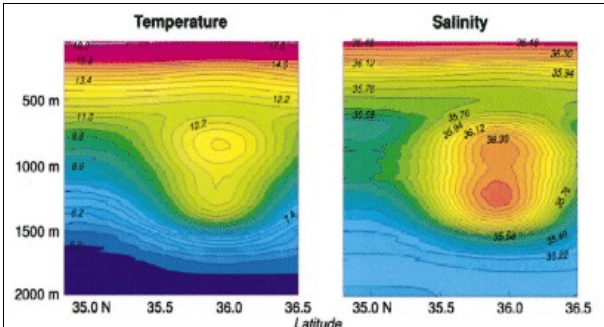
La durée de vie moyenne d'un meddy nouvellement formé est estimée à 1,7 ans, bien que certains aient été suivis pendant 5 ans. On estime qu'une vingtaine de meddies se forment chaque année, ce qui, combiné avec leur durée de vie, fait estimer à une trentaine le nombre de meddies qui se promènent en permanence dans l'Atlantique Nord.

On a également observé des phénomènes d'agrégation de deux meddies, puis le contraire : leur séparation.

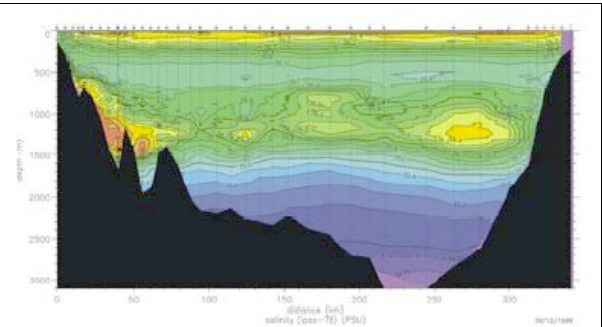
L'Eau Profonde Nord-Atlantique, est en partie alimentée par ces meddies qui lui confèrent un surplus de chaleur et de sel.



Bathymétrie de la zone de génération des meddies. Crédit : [Bulletin de la Société Géologique de France](#)



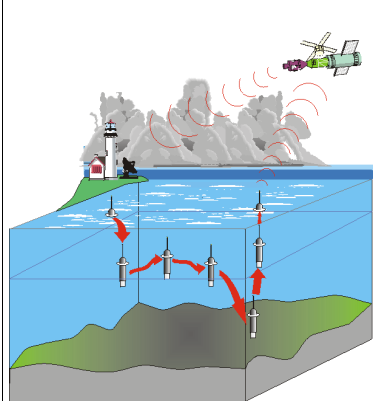
Sections verticales de température et de salinité à travers un meddy mesuré en Juillet 1993 dans le Bassin des Canaries vers 36°N 28°W. Ce meddy présente un double maximum en température et en salinité. Les valeurs atteignent 13,2°C et 36,4 g/l à 850 m et 12,3°C and 36,5 psu à 1250 m. Les anomalies maximales par rapport à l'eau environnante atteignent 4,1°C et 1,1 g/l à 1250 m. Le diamètre total est de 120 km
Crédit : Tychensky et Carton, 1998



Section de salinité entre le Portugal (à gauche) et le Maroc (à droite), longitude : 8,2° ouest, tirée des mesures faites lors de la campagne Sémame, juillet 1999
Un cyclone (au centre) et un meddy (à droite) sont présents sur la section
Crédit : V. Thierry, X. Carton et J. Paillet.

Il faut une grande chance aux chercheurs embarqués sur les bateaux océanographiques pour capter un meddy. Les observations sont rares. En effet, le signal altimétrique étant trop faible, on ne peut les repérer du ciel (certaines études se penchent cependant sur la question, voir par exemple <http://conference.iproms.org/presentation/145>). Quelques observations ont pu être faites toutefois et sont décrites avec précision dans des articles de revues spécialisées (Richardson et al., 2000, Tychensky and Carton, 1998). Les rayons mesurés donnaient des valeurs entre 20 et 80 kilomètres et des épaisseurs verticales entre 800 et 1400 mètres, avec le coeur de la structure situé dans les 1000 mètres de profondeur. La salinité au coeur du meddy pouvait atteindre les 36,37 g/l et une température de 13,2°C. Les autres observations nous proviennent des flotteurs Argo (capteurs plongeant à 2000 mètres mesurant par cycles de plongées successives la température et la salinité le long de leur trajectoire et retransmettant leurs données aux satellites Argos lors de leur retour en surface.

Argo, programme international



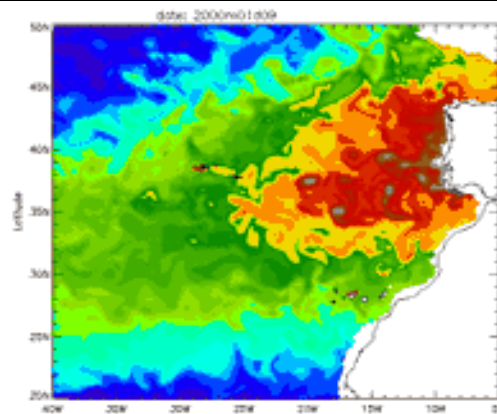
http://www.mercator-ocean.fr/html/actualites/news/actu_argo2000_fr.html

Dès le milieu des années 90, Les pionniers de la prévision océanique ont compris que les satellites altimétriques, indispensables à l'océanographie opérationnelle, ne suffisaient pas pour une modélisation fine des processus qui ont lieu dans l'océan profond. En 2000, commence le déploiement des flotteurs Argo dans le cadre d'un programme international.

Argo vise à déployer et à maintenir un réseau d'environ 3000 flotteurs profilants, repartis sur un maillage de $3^\circ \times 3^\circ$, mesurant des profils de température et de salinité jusqu'à des profondeurs de 2000m, d'où leur nom de "profileur Argo", ainsi que la vitesse du courant à des profondeurs variables, ces trois paramètres pouvant être assimilés dans les modèles numériques. Ce programme a été initié comme support aux programmes d'océanographie opérationnelle et de prévision climatique saisonnière et interannuelle. Chaque flotteur remonte tous les dix jours à la surface, transmet ses données aux satellites [Argos](#) (d'autres systèmes comme Iridium sont à l'étude), avant de replonger à 2000m. Les données sont diffusées gratuitement et sans aucune restriction en temps réel sur le système mondial de transmission (SMT) ainsi que sur Internet. 17 pays plus l'Union Européenne participent au réseau Argo. Le projet [Coriolis](#) est la composante française d'Argo ; il comprend l'instrumentation (développement du modèle Provor), le déploiement des instruments et le traitement de données (Coriolis est en particulier un des deux Centres de Données Argo Globaux).

Une étude approfondie menée par l'équipe modélisation de Mercator Océan avait pour but d'évaluer la capacité du Prototype Atlantique Nord Méditerranée (PAM) à simuler ces structures.

Cette expérience s'est faite sans assimilation de données, en faisant tourner le modèle d'océan avec, comme seules données d'entrée, outre la bathymétrie et l'état climatologique de départ (un état moyen de l'océan), les forçages atmosphériques (vent, flux de chaleur, évaporation, précipitation). PAM a une résolution horizontale de 5 à 7 km sur l'Atlantique et la Méditerranée et une résolution verticale comprise entre 6m en surface, 300m au fond et des épaisseurs de couche d'environ 100 m dans l'eau Méditerranéenne (les couches de surface sont plus fines que les couches profondes pour mieux représenter les phénomènes complexes de surface). La simulation a été faite sur 5 années, de 1998 à 2002.

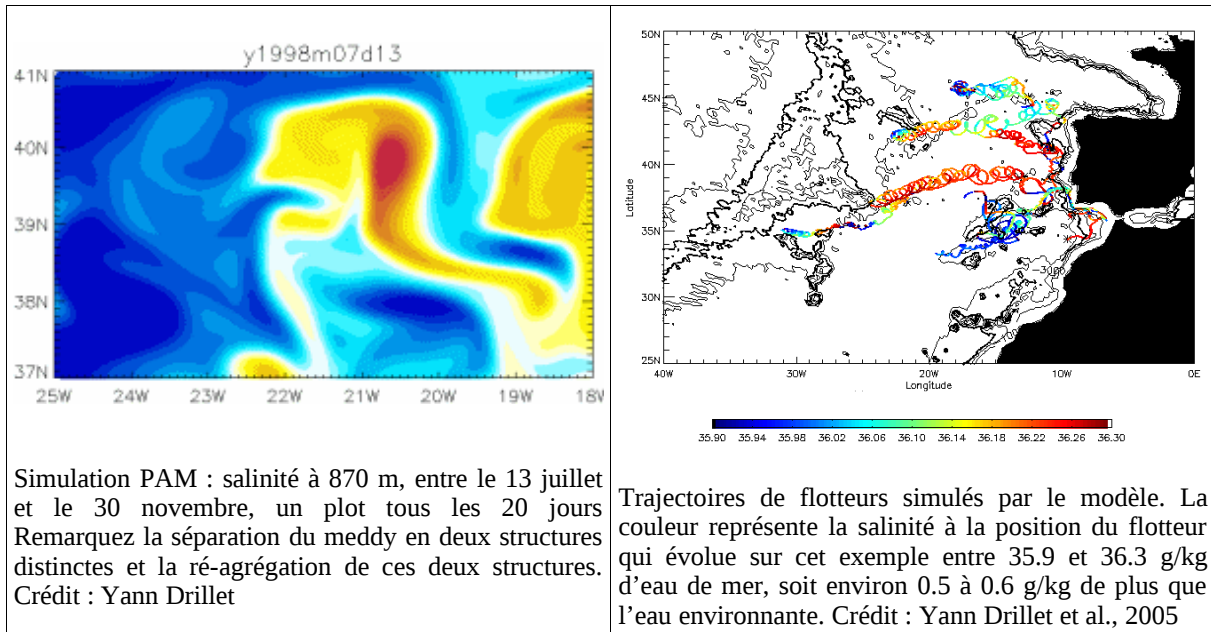


Simulation PAM sur toute l'année 2000: salinité à 870m, Les meddies sont les petits tourbillons à coeur gris. Crédit : Yann Drillet

Les résultats révèlent l'aptitude du modèle à simuler les meddies. Cette simulation a permis de mieux comprendre le rôle respectif des zones de formations et d'évaluer les routes privilégiées empruntées par ces structures pendant leur voyage dans l'Atlantique.

Le modèle permet également la simulation des phénomènes d'agrégation/séparation de deux meddies (voir l'animation ci-dessous). Une méthode de suivi des meddies grâce à des calculs de trajectoires lagrangiennes a été mise au point. Elle permet de suivre la trajectoire des tourbillons comme l'illustre la figure ci-dessous. La simulation de 5 ans n'est pas suffisamment longue pour étudier les meddies depuis leur création le long des côtes espagnoles et portugaises. On a cependant pu suivre quelques meddies sur une période de 4 ans et un plus grand nombre sur une période de un an. Les trajectoires simulées sont très réalistes si on les compare à certaines observations qui ont pu être faites pendant des campagnes océanographiques : formation au Cap St Vincent et au Tejo Plateau ou au Cap Finistère, déplacement vers l'ouest, le sud-ouest et le nord. Un meddy crée dès le début de la simulation a pu être suivi pendant 5 ans jusqu'à atteindre la dorsale Atlantique à 30° ouest et 35° nord. A cette position des meddies ont déjà été observés, en particulier au cours de la campagne océanographique Sémaphore. Des simulations plus longues permettront par la suite d'étudier les déplacements extrêmes des meddies, et en particulier leur capacité éventuelle à franchir les monts sous marins qui s'élèvent au milieu de l'Atlantique.

Cette simulation a également permis une nouvelle estimation des quantités de sel transportés à travers l'Atlantique et la contribution des meddies à cette tâche essentielle pour la circulation thermo-haline



Références bibliographiques

- * Drillet, Y., Bourdallé-Badie, R., Siefridt, L., Le Provost, C., Meddies in the Mercator North Atlantic and Mediterranean Sea eddy-resolving model. *Journal of Geophysical Research*, VOL. 110, C03016, doi:10.1029/2003JC002170, 2005.
- * Richardson, P.L., A.S. Bower, and W. Zenk, A census of Meddies tracked by floats, *Progress in Oceanography*, 45, 209-250, 2000.
- * Richardson, P.L., M.S. Mc Cartney, and C. Maillard, A search for Meddies in historical data, *Dynamics Atmospheres Oceans*, 15, 241-265, 1991.
- * Richardson, P.L., and A. Tychensky, Meddy trajectories in the Canary Basin measured during the SEMAPHORE experiment, 1993-1995, *Journal of Geophysical Research*, 103 (C11), 25029-25045, 1998.
- * Tychensky, A., and X. Carton, Hydrological and dynamical characterization of Meddies in the Azores region: a paradigm for baroclinic vortex dynamics, *Journal of Geophysical Research*, 103 (C11), 25061-25079, 1998.

Liens utiles

- * Automatic detection of Mediterranean water eddies from satellite imagery of the Atlantic Ocean, communication à la conférence IPROMS 2005. <http://conference.iproms.org/presentation/145>
- * The double irony of the Meddy, un historique (en anglais) de la vraie-fausse découverte des meddies dans l'Atlantique ouest, au large des Bahamas, par Prater et Rossby. [http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20\(htm\)/meddy.htm](http://www.gso.uri.edu/maritimes/Back_Issues/00%20Fall/Text%20(htm)/meddy.htm)

Seminaire

Titre

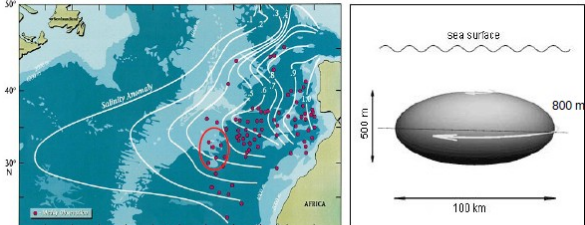
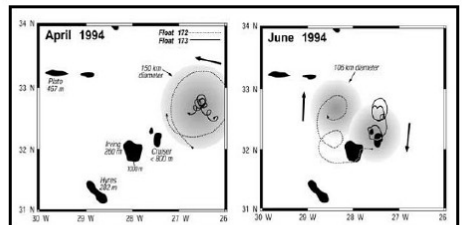
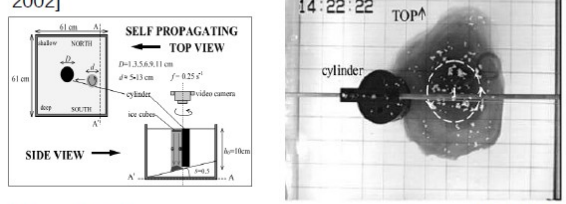
Etude numérique de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine

Auteurs

M. Kersalé, A. Peliz, A. M. Doglioli, A. Petrenko

Résumé

Les Meddies (Mediterranean eddies), tourbillons composés d'eau chaude et salée d'origine Méditerranéenne sont des structures hydrologiques proéminentes de l'Atlantique Nord. Lors de leur propagation, les Meddies sont confrontés à de nombreux obstacles topographiques. L'objectif de ce stage est l'étude de la dynamique et des processus intervenant lors de la collision d'un Meddy avec une montagne sous-marine. Des simulations à haute résolution ont été réalisées afin de modéliser cette collision. Une étude préalable, en l'absence de montagne sous-marine, a été effectuée afin de comprendre l'évolution et la structure du Meddy sans perturbation. Sa propagation est affectée principalement par l'effet β et une interaction hétéronique avec une structure cyclonique sous-jacente se mettant en place. Une analyse de sensibilité des paramètres physiques du modèle a été accomplie en considérant différentes caractéristiques de la montagne sous-marine. Dans toutes les simulations, le Meddy survit à la collision et se sépare en deux structures indépendantes : un Meddy principal et un Meddy secondaire. Un changement dans la structure verticale de la vorticité du Meddy principal met en évidence une évolution rapide vers une structure h tonique. Le Meddy principal continue ensuite à se propager vers le sud-ouest. Dans une des simulations, l'évolution vers une structure h tonique est tellement importante qu'une structure stable émerge et se propage vers l'est. Des processus d'érosion, d'agrégation et de filamentation sont également analysés.

<p>INTRODUCTION</p> <ul style="list-style-type: none"> Impact de l'eau Méditerranéenne dans l'Atlantique Meddies (Mediterranean Eddies) - tourbillons anticycloniques Dérive sud-ouest + Obstacles topographiques → COLLISION  <p>[Richardson et al., 2000] [http://www.gso.uri.edu]</p>	<p>INTRODUCTION</p> <ul style="list-style-type: none"> Observations bouées lagrangiennes Observation Meddy 26 [Richardson et al., 2000] Hypothèse : Séparation du Meddy en deux Meddies  <ul style="list-style-type: none"> Observations de collisions rares [Cenedese, 2002] Compréhension des processus dynamiques faibles
<p>INTRODUCTION</p> <ul style="list-style-type: none"> Expériences en laboratoire de la collision d'un vortex cyclonique lors de sa collision avec un cylindre [Cenedese, 2002]  <ul style="list-style-type: none"> Approche 2D Tourbillons cycloniques barotropes (anticyclones instables) Extrapolation des résultats pour les cyclones à des anticyclones 	<p>INTRODUCTION</p> <div style="border: 1px solid blue; border-radius: 15px; padding: 10px; margin: 10px;"> <p><u>Objectif :</u> Analyser la dynamique d'un Meddy lors de sa collision avec une montagne sous-marine</p> <p><u>Méthode :</u> Simulation numérique 3D à haute résolution</p> </div>

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Modèle numérique

ROMS (Regional Ocean Modeling System) Roms-tools [http://roms.mpl.ird.fr/]

Surface	Fond	Frontières
Flux atmo. (Q, E, P) nul Tension frottement ($\tau_{s,s}$) nul	Tension frottement $\tau_{b,s}$ linéaire Coeff. de traînée $C_d = 3.10^{-4}$	Ouvettes Nudge / Conservation volume Vitesse courant (u, v) nulle

Equations primitives 3D → 3 jours ρ, η, T, u, v

Horizontal	Vertical
Grille Arakawa C Schéma advection avant ordre 2 Coeff. viscosité turb $A_h = 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ Coeff. diffusivité turb $K_h^T = 0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	Coordonnées sigma Schéma advection centré ordre 4 Coeff. viscosité / diffusivité turb $A_z = K_z^T = 1.10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Domaine - Grille

Approximation β -plan

Domaine : 800 x 800 km
Grille : 160x160 pts
Résolution = $1/20^\circ$ (~5km)
30 niveaux sigma

La montagne sous-marine

Forme d'une Gaussienne $h_t(r) = H_t e^{-\frac{r^2}{\sigma^2}}$

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Conditions initiales : Meddy isolé

Pression
 $P_{Meddy}(x, y, z) = P_b + e^{-\frac{r^2}{2R_v^2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{H^2}}$

Densité → Fonction linéaire → **Température**

Élévation de la surface libre → Equilibre géostrophique → **Comp. horizontales de la vitesse en surface**

Equilibre hydrostatique → **Profil vertical de la vitesse** (Méthode dynamique)

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

La vorticité relative

Définition : Composante verticale de rotationnel de vitesse
 $\xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$

Expression de la tendance d'un fluide à tourner

Utilité : Suivi du **centre du Meddy** (minimum local de vorticité relative)
Structure horizontale et verticale du Meddy

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Les simulations

Simulation n 1: Meddy de référence

Simulation n 2: Impact au Centre

Simulation n 3: Impact au Sud

Simulation n 4: Impact au Nord

Simulation n 5: Impact avec Irving au centre

Comparaison à l'observation [Richardson et al., 2000]

Trajectoire du Meddy sans perturbation

Structure de la vorticité relative

Généralités sur la collision et différences selon la géométrie de l'impact

Comparaison avec les expériences en laboratoire de [Cenedese, 2002]

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Simulation n 1 - Meddy de référence

Déplacement d'un anticyclone vers l'ouest et vers l' quateur :

- Effet β
- Déplacement des particules environnantes
- Effet d'étirement / écrasement

[Cushman-Roisin et al., 1990; Cushman-Roisin et Beckers, 2010]

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Simulation n 1 - Meddy de référence

Changement de la structure de la vorticité relative du Meddy

Formation d'une structure h tonique [Morel et McWilliams, 2003]
Création de vorticité positive en profondeur → Dipôle penché → Circulation cyclonique se développe en-dessous du Meddy → Interaction h tonique

Matériels & Méthodes Résultats Discussion Conclusion

Simulation n 2 - Impact au centre

Changement de la structure verticale après la collision très important

Evolution vers une structure h tonique accélérée

Modon = structure h tonique stable et persistante + Propagation vers l'est

Séparation : Meddy principal / Meddy secondaire

Matériels & Méthodes	Résultats	Discussion	Conclusion
La collision			
Simulations n°2-3-5			
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Formation d'une langue de vorticité cyclonique qui s'enroule dans le sens horaire ▪ Séparation de la structure : Meddy principal (1) – Meddy secondaire (2) ▪ Le Meddy principal dérive vers le sud-ouest ou vers l'est 			
Simulation n°4			

Matériels & Méthodes	Résultats	Discussion	Conclusion
Expériences en laboratoire de Cenedese (2002)			
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Etude de l'évolution d'un vortex cyclonique lors de sa collision avec un cylindre → Extrapolation des résultats pour les cyclones à des anticyclones 			
Cenedese (2002)	<ul style="list-style-type: none"> Formation d'un streamer dans le sens horaire autour du cylindre Formation d'un nouveau pôle de vorticité en aval du cylindre Séparation pour un impact au Nord et au centre du cylindre 	<ul style="list-style-type: none"> ✓ Formation d'une langue de vorticité dans un sens horaire autour de la montagne sous-marine ✓ Formation du Meddy secondaire en aval de la montagne sous-marine ✗ Séparation pour un impact au Sud et au centre de la montagne sous-marine 	Cette étude
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Mécanisme de formation du nouveau vortex = Tourbillons de l'allée de Von-Karman 			1

Matériels & Méthodes	Résultats	Discussion	Conclusion
Simulation n°5 – Impact Irving			
Observation Meddy 26 [Richardson et al., 2000]			
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Séparation du Meddy ▪ Dérive vers le nord du Meddy secondaire - Dérive vers le Sud du Meddy principal 			
Confirmation de l'hypothèse issue de l'observation			

Matériels & Méthodes	Résultats	Discussion	Conclusion
	<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;">Meddy</div>	Propagation Sud-ouest + interaction hétéronique	
	Collision avec une montagne sous-marine	Processus de séparation	
	<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;">Meddy principal</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;">Meddy secondaire</div>	
	Structure hétéronique accélérée	Allée de Von-Karman	
Impact au nord →	Processus d'agrégation entre le Meddy principal et le Meddy secondaire en aval de la montagne sous-marine		

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------

<h3>Déplacement des tourbillons hauturiers</h3> <p>Mouvement zonal [Cushman-Roisin et al., 1990]</p> <ul style="list-style-type: none"> 2 effets: <ul style="list-style-type: none"> a) Effet bêta – force de Coriolis non homogène sur les particules tournant dans le tourbillon b) Réaction sur le tourbillon causée par les particules environnantes déplacées par le tourbillon $c_2 > c_1$ mouvement vers l'ouest pour les cyclones et les anticyclones <p>Schéma pour un cyclone</p> <p>Anticyclone – vers l'ouest Cyclone – vers l'est</p> <p>Anticyclone et cyclone – vers l'ouest</p>	<h3>Déplacement des tourbillons hauturiers</h3> <p>Mouvement méridional [Cushman-Roisin et al., 1990]</p> <p>Anticyclone (A) – vers l'ouest Couche inférieure diminuée par A Vorticité potentielle accrue en-dessous <u>Mouvement vers l'équateur</u></p> <p>Cyclone (C) – vers l'ouest Couche inférieure augmentée sous C Vorticité potentielle accrue en-dessous <u>Mouvement vers les pôles</u></p> <p>Système bi-couche</p> <p>Note: influence de la distribution de vorticité potentielle initiale</p>
<h3>Déplacement des tourbillons</h3> <p>Que se passe-t-il quand un tourbillon rencontre un mur ? [Nof, 1999]</p> <p>3 processus:</p> <ul style="list-style-type: none"> Effet image: tourbillon miroir pour ajuster les lignes de courant au mur; par advection mutuelle des tourbillons, tourbillons anticycloniques vont vers les pôles [Minato, 1982] Mouvement méridional (vorticité sous tourbillon): Force vers l'équateur quand la circulation générale vers l'ouest est faible Effet « fusée » vers les pôles à cause des pertes près du mur [Nof, 1988] 	<h3>Déplacement des tourbillons</h3> <p>Que se passe-t-il quand un tourbillon rencontre un mur ? [Nof, 1999]</p> <p>Solution analytique non-linéaire (+ simulations numériques) avec les 3 processus montre que:</p> <ul style="list-style-type: none"> Effet tourbillon miroir: négligeable Tourbillon reste à une latitude quasi constante Pertes vers l'équateur jusqu'à la « mort » du tourbillon
<h3>Déplacement des tourbillons hauturiers</h3> <p>Mouvement méridional: rétro-action [Cushman-Roisin et al., 1990]</p> <p>Système bi-couche</p> <p>Anticyclone (A) – obstacle Particules avoisinantes écartées Effet b explicité au début Mouvement vers l'ouest augmenté</p> <p>Cyclone (C) – creux/cavité Particules avoisinantes attirées (opposé de l'effet b explicité au début) Mouvement vers l'est <u>mouvement total vers l'ouest diminué</u></p>	<h3>Déplacement des tourbillons</h3> <p>Rencontre avec un mur [Nof, 1999] - Figures</p> <p>TOP VIEW</p> <p>CROSS-SECTION</p>

Models: eddy resolving eddy permitting

expérience soirée, fetch

flier criterion

okubo-weiss

presentaz annalisa

techniques d'identification de nencioli 1 e 2

<i>OPCB341</i> <i>Mesoéchelle Océanique</i>	<i>Master d'Océanographie</i> <i>année 2010/2011</i>	<i>Andrea M. Doglioli</i>
--	---	---------------------------