

Université Paris 7 - Denis Diderot  
M1 Magistère Physique 2007-2008

Hervé Le Berre

Rapport de stage

# Structure verticale des courants dans l'Atlantique Nord à partir de données courantométriques LADCP et de modèles numériques

Sous la direction de Thierry Huck,  
Laboratoire de Physique des Océans (CNRS - Ifremer - IRD - UBO)



## Résumé

La répartition de l'énergie cinétique de l'océan sur les composantes barotrope et baroclines est une information intéressante pour la compréhension de la turbulence océanique. Les données courantométriques Doppler acquises au cours de différentes campagnes océanographiques dans l'Atlantique Nord nous permettent de calculer cette répartition. Les résultats obtenus à partir de données d'une autre nature sont similaires.

Dans une zone géographique où les caractéristiques de l'océan peuvent être considérées comme assez homogène et où l'on dispose d'un grand nombre de relevés courantométriques, on analyse ces données plus précisément et on tente de caractériser plus finement cette région. On obtient ainsi un spectre vertical d'énergie cinétique pour une zone située au large du Portugal. La divergence du résultat obtenu avec des travaux issus d'une simulation numérique très haute résolution nous amène ensuite à étudier le couplage entre la dynamique de surface et la dynamique interne dans cette même zone géographique. On constate que dans la tranche 200-600m, les relevés à la mer donnent des résultats comparables au modèle numérique. On dispose - en plus des données courantométriques - des sorties d'un modèle global de circulation océanique. Nous comparons les premiers résultats obtenus avec les données *in situ* aux résultats fournis par ce modèle numérique : la comparaison montre des différences notables sur la part d'énergie véhiculée par le premier mode barocline. L'analyse montre des variations spatiales de la distribution de l'énergie cinétique liées à la bathymétrie, et des variations saisonnières marquées.

## Remerciements

Mes remerciements vont à Thierry Huck, mon directeur de stage, qui a su me faire découvrir le monde fascinant de l'océanographie. Je le remercie pour son encadrement chaleureux et très enrichissant. Je remercie Patrice Klein et Guillaume Roulet pour leurs fructueuses discussions. Je remercie également toute l'équipe du Laboratoire de Physique des Océans pour son accueil et sa disponibilité de tous les instants.

# Table des matières

Résumé	ii
Remerciements	ii
Introduction	1
<b>I Décomposition en modes des données courantométriques</b>	<b>2</b>
<b>1 Calcul des modes verticaux à partir de la climatologie WOA2005</b>	<b>3</b>
1.1 Calcul de la fréquence de Brünt-Väisäila . . . . .	3
1.2 Résolution de l'équation de Sturm-Liouville . . . . .	4
<b>2 Détermination des coefficients de la décomposition des profils de vitesses sur les modes verticaux</b>	<b>5</b>
2.1 Homogénéisation des données disponibles . . . . .	5
2.2 Méthode de projection . . . . .	7
2.3 Méthode des moindres carrés . . . . .	7
<b>3 Répartition de l'énergie cinétique sur les modes verticaux</b>	<b>9</b>
3.1 Traitement des données acquises . . . . .	9
3.2 Comparaison des résultats avec Wunsch . . . . .	10
<b>II Structure verticale fine de la région POMME</b>	<b>11</b>
<b>4 Spectre vertical d'énergie cinétique</b>	<b>11</b>
4.1 Spectre vertical d'énergie à partir des modes issus de données climatologiques . . . . .	11
4.2 Comparaison avec les données <i>in situ</i> . . . . .	12
<b>5 Régression entre anomalie de densité en surface et vorticité potentielle intérieure</b>	<b>15</b>
5.1 Position du problème . . . . .	15
5.2 Méthode de traitement des données . . . . .	15
5.3 Résultats obtenus . . . . .	16
<b>III Analyse des résultats d'une simulation numérique haute résolution</b>	<b>19</b>
<b>6 Nature du modèle</b>	<b>19</b>
<b>7 Confrontation des résultats du modèle et des résultats expérimentaux</b>	<b>19</b>
<b>8 Variation spatiale et temporelle de la distribution d'énergie dans la région POMME</b>	<b>21</b>
8.1 Moyenne temporelle de la répartition . . . . .	21
8.2 Etude des variations temporelles de la distribution d'énergie entre les modes . . . . .	23
Conclusion	24
Bibliographie	25



# Introduction

La majeure partie de l'énergie cinétique véhiculée par les courants océaniques est concentrée dans des structures tourbillonnaires dont l'extension spatiale est de l'ordre de 100km et la durée de vie de l'ordre d'un mois. La résolution des équations quasi-géostrophiques permet d'expliquer cette dynamique à moyenne échelle des mouvements océaniques. Sous certaines conditions, ces équations révèlent que les vitesses horizontales des courants revêtent une structure verticale en modes, appelés mode barotrope et modes baroclines. La répartition de l'énergie cinétique d'une colonne d'eau à travers le mode barotrope et les modes baroclines est importante dans la compréhension de la turbulence océanique. La première partie de ce travail s'attachera à l'étude de cette répartition dans différentes zones de l'Atlantique Nord à partir de données de vitesses courantométriques Doppler acquises lors de campagnes océanographiques récentes. La bonne résolution verticale des données courantométriques dont nous disposons dans la région POMME, située au large du Portugal, nous permet de décomposer les signaux de vitesse sur un grand nombre de modes, et d'obtenir ainsi, dans la seconde partie de ce travail, le spectre d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde vertical. Nous confronterons aussi les résultats obtenus aux sorties d'un modèle numérique haute résolution sur la région POMME.

Afin de compléter notre analyse de la structure verticale des courants dans la région POMME, nous comparerons, dans une dernière partie, les résultats obtenus à partir des relevés à la mer avec des résultats obtenus à partir de profils de vitesses issus d'un modèle numérique existant. Nous verrons que les comparaisons que nous envisageons sont à faire avec précautions, car le modèle et les données ne peuvent, par leur nature, pas directement rendre compte des mêmes phénomènes.

## Première partie

# Décomposition en modes des données courantométriques

La résolution des équations quasi-géostrophiques permet d'expliquer la dynamique océanique à moyenne échelle. Dans la limite linéaire d'un océan au repos *i.e.* sans courant moyen, et avec un fond plat, on peut décomposer les vitesses horizontales des courants sur les modes verticaux barotrope et baroclines.

Dans une première partie, on cherche donc à déterminer comment l'énergie cinétique d'une colonne d'eau se répartit à travers ces différents modes, le long de sections hydrographiques réparties dans l'Atlantique Nord, et obtenues au cours de 13 campagnes en mer réalisées entre 1997 et 2006, et dont les relevés sont cartographiés sur la figure 1.

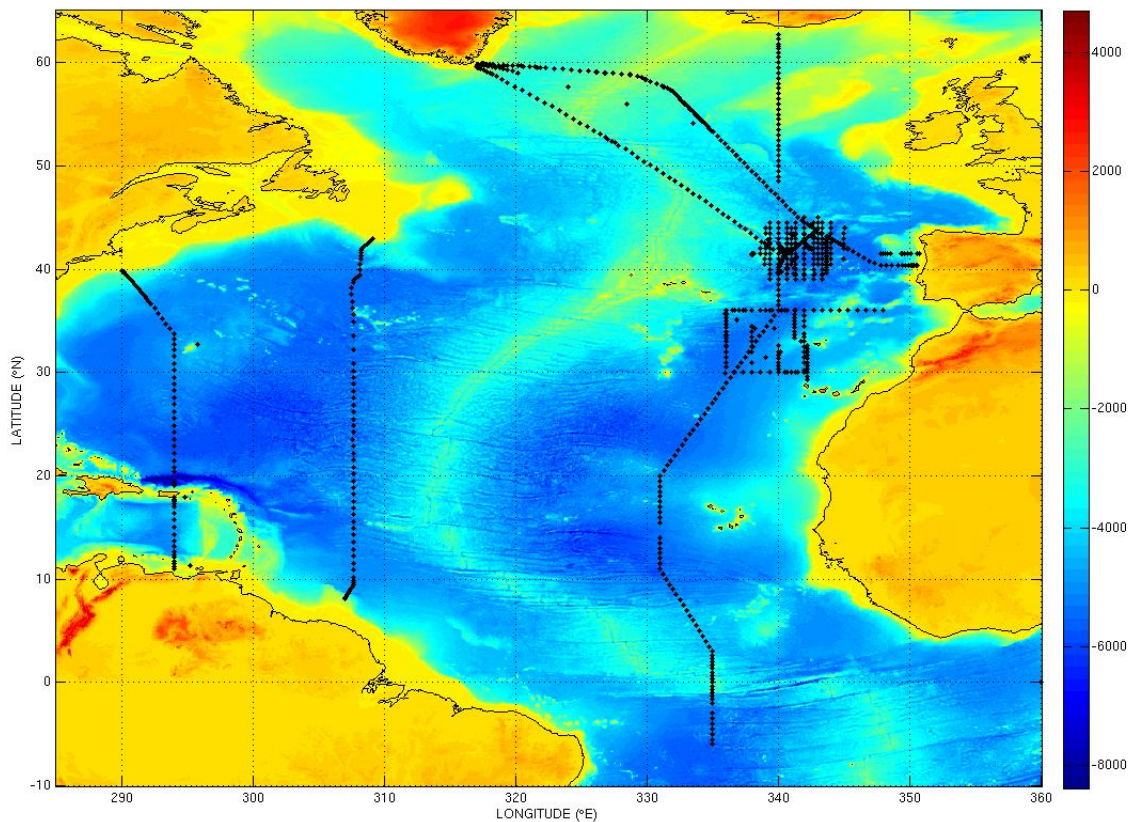


FIG. 1 – Topographie de l'Atlantique Nord (profondeur exprimée en mètres); et cartographie des relevés utilisés dans ce travail. Un total de 1271 stations ont été réalisées au cours des 13 campagnes analysées.

Ce travail se décompose en trois étapes successives :

- calcul de la structure des modes verticaux à partir de données de température et de salinité moyenne avec un maillage de  $1^\circ$  par  $1^\circ$
- détermination des coefficients de la décomposition des profils de vitesses méridiennes et zonales sur les modes verticaux par deux méthodes différentes : projection et minimisation
- détermination de la répartition de l'énergie cinétique sur ces différents modes verticaux, et comparaison des résultats avec la littérature existante

# 1 Calcul des modes verticaux à partir de la climatologie WOA2005

Nous cherchons à établir la structure des modes verticaux sur lesquels nous allons décomposer le signal. La méthode standard pour déterminer la valeur de ces modes est de linéariser les équations quasi-géostrophiques de la vorticité potentielle. On suppose une décomposition de la fonction courant  $\psi$  en un flux moyen  $\Psi$  et une perturbation en onde plane  $\psi'$  telle que :  $\psi = \Psi + \psi'$ .

En l'absence de friction, de forçage d  au vent, pour un fond plat, et pour un flux moyen nul ( $\Psi = 0$ ) ; la solution est une onde plane dont la dépendance verticale peut être séparée des dépendances horizontales et temporelles :

$$\psi' = F(z)M(y)e^{i(kx-\omega t)}$$

En ne gardant que les termes linéaires dans les équations quasi-géostrophiques, on aboutit à un problème de Sturm-Liouville pour la dépendance verticale, que l'on peut résoudre en adoptant les conditions aux limites usuelles de fond plat<sup>1</sup> et de vitesse nulle à la surface :  $\frac{dF(z)}{dz} = 0$  :

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\mathcal{N}^2(z)} \frac{dF}{dz} \right) + \lambda^2 F(z) = 0 \quad (1)$$

où  $\mathcal{N}(z)$  est la fréquence de Br nt-Väisäila (ou fréquence de flottabilité), qui caractérise le temps nécessaire à une particule qui oscille verticalement (en raison des caractéristique du milieu qui l'entoure : température et/ou salinité différente) pour retrouver son niveau initial ;  $\lambda = 1/R_i$  est le rayon de déformation de Rossby, qui mesure l'échelle spatiale à laquelle les effets de la rotation terrestre commencent à se faire sentir et donc à influencer la dynamique du fluide en étude ;  $F(z)$  sont les modes barotropes et baroclines définis tels que le mode 0 est le mode barotrope, et les modes 1, 2, ... sont respectivement le 1<sup>er</sup> mode barocline, le 2<sup>e</sup> mode barocline, etc.

## 1.1 Calcul de la fréquence de Br nt-Väisäila

Dans un premier temps, nous nous intéressons au calcul de  $\mathcal{N}(z)$ , fréquence de Br nt-Väisäila, telle que

$$\mathcal{N}^2(z) = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2)$$

La densité de l'eau de mer est une fonction de la température, de la salinité, et de la pression :  $\rho = \rho(T, S, P)$ , et peut être calculée par une fonction d'état de référence [1]. On dispose, pour calculer cette densité, d'un atlas qui nous fournit des moyennes annuelles de température et de salinité, mesurées sur 33 niveaux standards de profondeur, et avec une résolution spatiale de 1  de longitude par 1  de latitude, ce qui représente une surface d'environ  $111^2 \cos(\phi) km^2$  où  $\phi$  est la latitude du lieu. La pression est elle fonction de la profondeur et de la latitude et est facilement calculée numériquement. Compte tenu des données échantillonnées dont nous disposons, nous allons résoudre l'équation (2) de manière discrète. Il existe différentes méthodes pour trouver la fréquence de Br nt-Väisäila [2] qui donnent des résultats légèrement différents, suivant la valeur de la densité que l'on utilise, et les niveaux auxquels on se place. Les niveaux auxquels sont données les valeurs de température et de salinité dans la climatologie WOA2005 sont des profondeurs de référence : 10m, 20m, ..., 1500m, 1750m, ..., 5000m, 5500m. Ces niveaux, notés  $z_{1,k}$ ,  $k \in [1, M]$  sont répartis irrégulièrement entre la surface et une profondeur de 5500m, afin de mieux rendre compte de la plus grande variation des grandeurs T et S proche de la surface. Le calcul des  $\mathcal{N}(z)$  faisant intervenir des différences de densité et de niveaux, on attribue la valeur de  $\mathcal{N}$  obtenue au milieu de la couche considérée, comme l'illustre la figure 2.

Une première méthode de résolution consiste à différencier la densité potentielle<sup>2</sup>, et d'attribuer la valeur

<sup>1</sup>Les pentes au fond des océans sont de l'ordre de 0.5% sur le plateau continental et exc dent rarement 6% sur le talus continental

<sup>2</sup>La densité potentielle est la densité qu'aurait une particule de fluide portée de son niveau initial à la surface par une transformation adiabatique

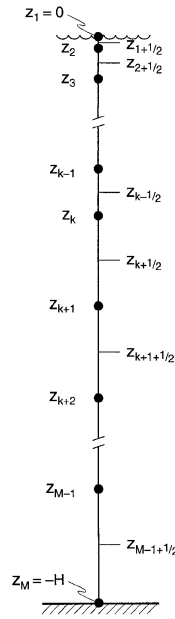


FIG. 2 – Représentation schématique des  $M$  ( $M=33$ ) niveaux de référence utilisés dans la base de données WOA2005 à partir de laquelle est calculée la fréquence de Brünt-Väisäila  $\mathcal{N}(z)$ . La valeur de  $\mathcal{N}$  calculée entre les niveaux  $z_k$  et  $z_{k+1}$  est attribuée au niveau  $z_{k+1/2}$ .

de  $\mathcal{N}$  ainsi obtenue au milieu de la couche considérée :

$$\mathcal{N}^2(z_{1,k+1/2}) = \frac{-g}{\rho_0} \left[ \frac{\rho_\theta(z_{1,k}) - \rho_\theta(z_{1,k+1})}{z_{1,k} - z_{1,k+1}} \right]$$

avec  $z_{1,k}$  définis comme sur la figure 2. Une faiblesse du calcul par la densité potentielle est que la densité potentielle n'est pas nécessairement le meilleur indicateur de  $\mathcal{N}^2$  : à cause de la plus grande compressibilité de l'eau de mer pour des eaux froides que des eaux chaudes (Lynn et Reid 1968 ; Price et O'Neil Baringer 1991),  $\mathcal{N}^2$  calculée à partir de  $\rho_\theta$  est toujours sous-estimée. L'erreur est d'autant plus importante que la profondeur est grande, car les températures associées y sont faibles.

Une seconde méthode de calcul de la fréquence de Brünt-Väisäila consiste à différencier la densité qu'aurait la particule si elle était amenée adiabatiquement de son niveau de référence au milieu de la couche :

$$\mathcal{N}^2(z_{1,k+1/2}) = \frac{-g}{\rho_0} \left[ \frac{\rho_\theta(z_{1,k} \rightarrow z_{1,k+1/2}) - \rho_\theta(z_{1,k+1} \rightarrow z_{1,k+1/2})}{z_{1,k} - z_{1,k+1}} \right]$$

C'est cette seconde méthode qui sera privilégiée car elle permet, dans tous les cas, de mieux estimer la valeur de la densité. Deux autres méthodes de calcul sont proposées par Chelton (1998) [2] mais n'ont pas été testées car leurs résultats constituent toujours une moins bonne estimation de la fréquence de Brünt-Väisäila.

## 1.2 Résolution de l'équation de Sturm-Liouville

Une fois obtenus les profils de  $\mathcal{N}(z)$ , nous pouvons chercher à résoudre l'équation aux valeurs propres de Sturm-Liouville :

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{1}{\mathcal{N}^2(z)} \frac{dF}{dz} \right) + \lambda^2 F(z) = 0$$

avec les conditions initiales de fond plat et de "toit rigide" (vitesses orthogonales en surface) :  $\frac{dF(z)}{dz} = 0$ . Les vecteurs propres de cette équation forment une base de fonctions, sur lesquelles nous allons par la suite décomposer nos signaux de courants obtenus en mer. Les hypothèses pour lesquelles nous résolvons cette équation aux valeurs propres sont en pratique faussent à peu près partout dans l'océan. Néanmoins,

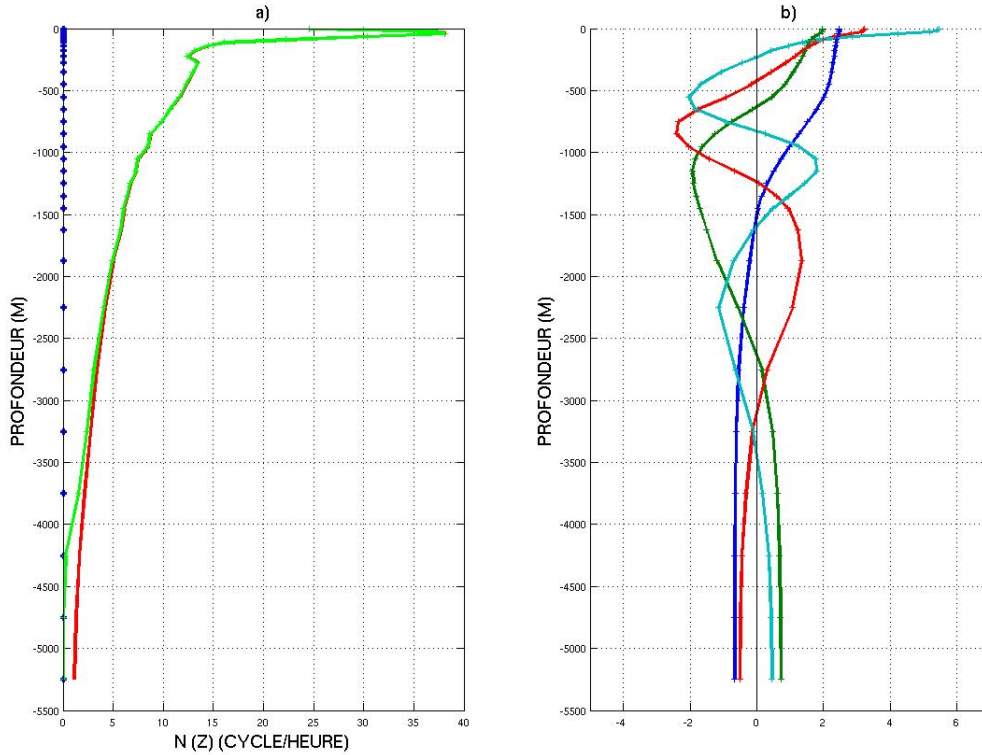


FIG. 3 – a) Profils de  $\mathcal{N}(z)$  (en cycles par heure) obtenus à partir de la climatologie WOA2005 au point  $40.5^\circ N$ ;  $18.5^\circ W$ , par calcul de la densité potentielle (vert) et par la méthode du “gradient de densité neutre” (rouge). Les niveaux de références de la climatologie WOA2005 sont indiqués par des pointillés sur le côté de la figure. La plus forte stratification des caractéristiques (température, salinité) de l’océan en surface explique la plus grande variation des profils de  $\mathcal{N}(z)$  obtenus aux faibles profondeurs. b) Profils des modes verticaux obtenus par résolution du problème de Sturm-Liouville sur la grille des  $z_{1,k}$ . Les fonctions propres  $F_n$  ont  $n$  zéros. On remarque l’intensification des modes en surface.

nous pourrions utiliser les modes obtenus par la résolution de cette équation comme base de décomposition car le théorème de Sturm-Liouville appliqué à (1) montre que les modes forment une base complète de décomposition et qu’en pratique, dans la plupart des cas, seuls les quelques modes d’ordre les plus bas calculés dans avec ces conditions aux limites suffisent à reproduire le signal avec fidélité [3]. Les modes verticaux sont définis, de la même façon que les valeurs de  $\mathcal{N}(z)$ , au milieu des 32 couches délimitées par les niveaux de référence représentés sur la figure 2.

Par convention, et pour faciliter la suite du traitement, les modes sont tous normalisés à 1 :  $\frac{1}{H} \int_{-H}^0 F_n(z) dz = 1$ .

## 2 Détermination des coefficients de la décomposition des profils de vitesses sur les modes verticaux

### 2.1 Homogénéisation des données disponibles

Nous disposons désormais d’une base de données contenant la structure des 10 premiers mode verticaux<sup>3</sup> avec une résolution spatiale de  $1^\circ$  par  $1^\circ$ . Notre objectif est de décomposer, pour chaque station,

<sup>3</sup>Les 10 premiers modes suffisent pour le travail que l’on cherche à réaliser dans un premier temps

nos profils de vitesses (méridienne, notée  $U$  et zonale, notée  $V$ )<sup>4</sup>, acquis au cours des différentes campagnes en mer, sur les modes verticaux calculés précédemment aux points correspondants les plus proches. Les vitesses sont acquises par des sondes à effet Doppler, immergées à des profondeurs différentes par pas de 5 ou 16 mètres suivant les campagnes, ces capteurs sont appelés LADCP pour "Lowered Acoustic Doppler Current Profiler". Plusieurs difficultés se présentent lorsque l'on souhaite faire cette décomposition. Les relevés de vitesses effectués en mer sont, suivant les campagnes, acquis selon des standards différents, et il convient d'effectuer pour notre étude une décomposition en tenant compte des caractéristiques des relevés, tels que l'espacement vertical entre deux relevés, la correction du signal brut par différents traitements, la profondeur au point de la station, les niveaux du premier et du dernier relevé, etc. Les difficultés proviennent du fait que les modes sont définis par des considérations théoriques et avec des caractéristiques (résolution spatiale, niveaux auxquels ils sont définis) qui leurs sont propres. Ces caractéristiques sont définies de manière différente pour les relevés en mer et dépendent elles mêmes de la campagne considérée. Un travail de coordination entre toutes ces données a donc été nécessaire, afin d'homogénéiser les informations pour pouvoir leur soumettre un même traitement. Ce travail consiste à :

- interpoler les valeurs des modes verticaux sur le maillage vertical des données de campagnes. En effet, les relevés de courants obtenus en mer sont fait tous les 5m ou tous les 16m suivant les campagnes, alors que les valeurs des modes sont calculées sur seulement 32 niveaux sur une grille irrégulière. Il convient donc d'interpoler les valeurs des modes calculés sur la grille verticale plus fine des relevés en mer (entre 200 et 300 niveaux suivant les campagnes et la profondeur du lieu). Les niveaux sur cette nouvelle grille seront notés  $z_{2,k}$  avec  $k \in [1, K]$ ,  $K > M$ . Cette interpolation linéaire est valable car la structure verticale des modes varie lentement avec la profondeur comme le montre la figure 4.

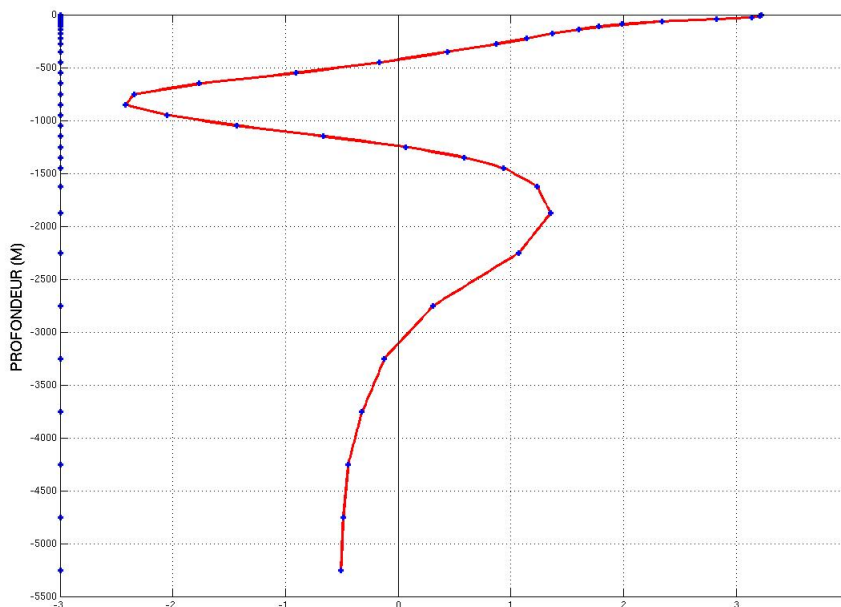


FIG. 4 – Valeurs du 3<sup>e</sup> mode vertical obtenu par résolution du problème de Sturm-Liouville sur la grille des valeurs de  $\mathcal{N}(z)$  ( $z_{1,1+1/2}, z_{1,1+3/2}, \dots, z_{1,M-1+1/2}$ ) et son profil interpolé sur la grille des valeurs des relevés de vitesse  $z_{2,1+1/2}, z_{2,1+3/2}, \dots, z_{2,K-1+1/2}$  au point de coordonnées  $40.09^\circ N$ ;  $18.75^\circ W$ .

Enfin, nous pouvons décomposer nos vitesses sur les modes interpolés, entre le premier et le dernier niveau retenu. Il existe alors deux méthodes différentes, et dont nous avons comparés les résultats, pour

<sup>4</sup>La vitesse méridienne a une direction Nord-Sud et un sens positif vers le Nord par convention ; la vitesse zonale a une direction Ouest-Est et un sens positif vers l'Est par convention

effectuer cette décomposition.

## 2.2 Méthode de projection

Les modes propres que l'on a obtenu par résolution de l'équation de Sturm-Liouville forment une famille de fonctions orthogonales par construction. On a donc la relation :

$$\frac{1}{H} \sum_{k=1}^M F_i(z_k) F_j(z_k) d(z_k) = \delta_{ij} \quad (3)$$

Les composantes zonales et méridiennes des relevés de courant dont nous disposons peuvent se décomposer en la somme d'une partie barotrope, constante définie par :  $U_{bt} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 U(z_k) dz_k$  et une partie barocline, telle que :  $U_{bc} = U - U_{bt}$ . La partie barocline se décompose sur la famille de modes propres de sorte que :  $U_{bc}(z) = \sum_{n=1}^N \alpha_n F_n(z)$ , avec N le nombre de modes sur lequel on décompose notre signal, à ne pas confondre avec la fréquence de Brünt-Väisäla. On a donc la relation discrète valable sur la grille des  $z_{1,k}$  :

$$\alpha_n = \frac{1}{H} \sum_{k=1}^M U_{bc}(z_k) F_n(z_k) d(z_k) \quad (4)$$

L'irrégularité de la grille des niveaux de  $\mathcal{N}(z)$ , implique que  $d(z_k)$  n'est pas constant. Ainsi, en résolvant l'équation (4) sur la grille verticale constituée de 32 valeurs, on pondère les valeurs des modes par l'épaisseur de la couche dans le calcul des coefficients  $\alpha_n$ .

La propriété d'orthogonalité des modes n'est en théorie vérifiée que pour les modes calculés sur la grille verticale des niveaux de  $\mathcal{N}(z)$ . Cependant, on a montré que cette même propriété est vrai (à 1% près...) sur la grille interpolée. En pratique, nous pouvons donc tout aussi bien faire la projection sur la grille interpolée des niveaux  $z_{2,k}$ , ce qui permet - par la régularité de cette grille - de donner un poids constant à la valeur du mode dans l'équation (4).

Notons que cette méthode de décomposition du signal par projection implique l'indépendance des valeurs de coefficients  $\alpha_n$  vis-à-vis du nombre de modes (N) sur lequel on projète le signal.

## 2.3 Méthode des moindres carrés

Nous allons ici uniquement travailler sur la grille verticale régulière des niveaux  $z_{2,k}$ . En effet, nous n'avons pas, pour cette méthode, de contrainte de respect de l'orthogonalité des modes<sup>5</sup> ; de plus, les données de courants sont acquises sur cette grille fine, et sont, contrairement aux modes, constitué d'un signal haute fréquence dont on doit essayer de rendre compte lors de sa reconstitution. Ainsi, travailler sur une grille de seulement 32 valeurs verticales conduirait à perdre trop d'information sur le signal original et manquerait fortement de précision. D'autre part, on a montré que par la grande régularité de la structure verticale des modes, il n'est pas trop ambitieux d'interpoler le peu de valeurs verticales des modes sur une grille fine comme celle des relevés expérimentaux.

On cherche à minimiser le résidu  $\epsilon$  défini par :

$$\epsilon = \sum_{k=1}^K \left[ U_{bc}(z_k) - \sum_{n=1}^N \alpha_n F_n(z_k) \right]^2 d(z_k) \quad (5)$$

où les valeurs de z sont cette fois ci prises sur la grille des valeurs des vitesses. On a donc la relation :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \alpha_i} = 0 = \sum_{k=1}^K \left[ 2[U_{bc}(z_k) - \sum_{n=1}^N \alpha_n F_n(z_k)] \right] (-F_i(z_k)) d(z_k) \quad (6)$$

<sup>5</sup>On notera toutefois que dans le cas particulier où les modes sont orthogonaux, on retrouve le même résultat que celui obtenu précédemment par projection

Ainsi, en résolvant numériquement le système

$$\mathcal{A} * \begin{pmatrix} \alpha_i \\ \vdots \\ \alpha_n \\ \vdots \\ \alpha_N \end{pmatrix} = \mathcal{B}$$

avec

$$\mathcal{A} = (a_{i,j})_{1 \leq i \leq N; 1 \leq j \leq N}$$

et

$$\mathcal{B} = (b_{i,1})_{1 \leq i \leq N}$$

tels que

$$a_{ij} = \sum_{k=1}^K F_j(z_k) F_i(z_k) d(z_k)$$

et

$$b_{i,1} = \sum_{k=1}^K U(z_k) F_i(z_k) d(z_k)$$

On dispose ainsi des valeurs des coefficients qui permettent d'ajuster au mieux, au sens de la méthode des moindres carrés, les profils des courants expérimentaux avec une combinaison linéaire des N premiers modes calculés plus haut.

Contrairement à la méthode de projection décrite plus haut, les coefficients sont cette fois-ci dépendant du nombre de modes retenus pour la décomposition. Nous devons nous assurer de la robustesse de ces coefficients vis-à-vis de plusieurs paramètres :

- Le nombre de modes choisis pour la décomposition.
- La profondeur au lieu où a été effectué le relevé. En effet, la décomposition théorique que nous faisons n'est pas nécessairement capable de rendre compte des valeurs du courant dans des zones peu profondes, ou encore dans une zone proche de la surface, car ce sont autant de domaines où la circulation à grande échelle dans l'océan - qui inspire cette idée de décomposition - n'est pas bien établie.

Cette analyse nous a montré qu'en deçà de 1000 mètres de profondeur, la méthode de minimisation n'était pas capable de rendre compte efficacement du signal dont nous disposons. Dans ce cas, la dépendance des coefficients avec le nombre de mode était exagérément élevée et empêchait toute interprétation de la décomposition obtenue.

Nous avons constaté que les coefficients  $\alpha_n$ , sur les stations retenues (1184 des 1271 stations), en fonction du nombre de modes choisis pour effectuer la décomposition (typiquement, entre N=3 et N=6), gardait une valeur constante à 4% près en moyenne; ce qui valide la méthode utilisée. L'évaluation du résidu nous montre qu'une décomposition incluant les 4 premiers modes (le premier étant toujours le mode barotrope) permet de reconstituer le signal à 72% en moyenne sur les 13 campagnes analysées. Avec une telle décomposition, les variations hautes fréquences des valeurs de courant ne sont pas représentées; il faudrait en effet pousser la décomposition jusqu'à un ordre très supérieur pour en rendre compte. Techniquement, le calcul serait effectué strictement de la même manière, mais l'interprétation physique que l'on pourrait en tirer n'aurait pas ici plus d'intérêt qu'en se limitant aux quelques premiers modes.

Nous verrons cependant qu'une décomposition sur un nombre plus élevé de modes (une centaine) permet de comparer notre travail aux résultats sortis de simulation numérique très haute résolution. Le calcul des coefficients par la méthode de minimisation a finalement été retenu pour toute la suite du travail, car la méthode de projection nécessite la connaissance des profils de vitesses de la surface au fond, ce qui n'est pas le cas de la méthode des moindres carrés. C'est cette limite de la méthode de projection qui nous a amené à l'abandonner.

En effet, afin d'étendre le nombre de relevés de vitesses disponibles, nous avons voulu tester la décomposition

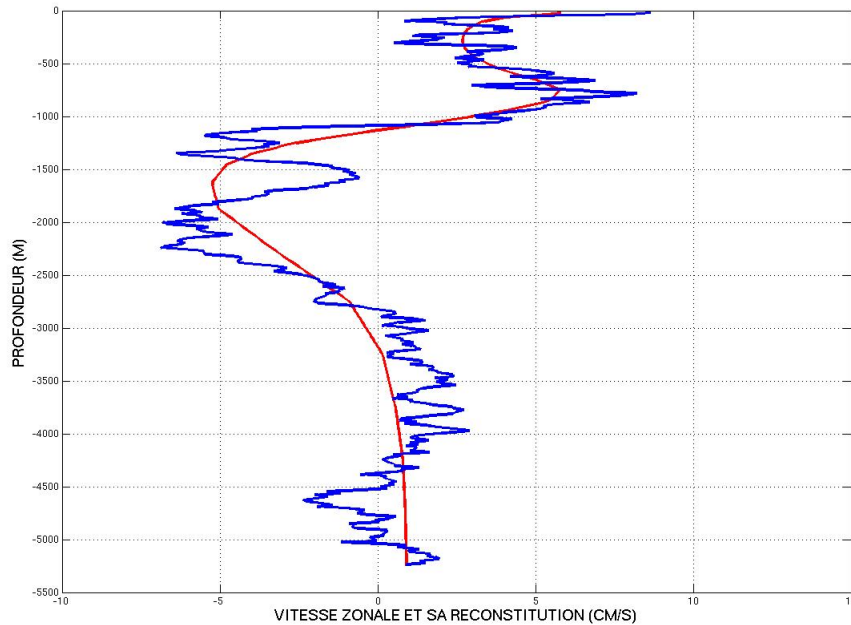


FIG. 5 – Profil de vitesse zonale, et sa reconstitution à partir du mode barotrope et des 3 premiers modes baroclines au point de coordonnées 59.8°N ; 41.9°W.

par la méthode de minimisation sur un autre jeu de données.

Nous disposons, en plus des profils des 13 campagnes, de profils acquis par des ADCP fixés sur la coque du navire<sup>6</sup>, capables d'acquies en continu des données de courant entre la surface et une profondeur<sup>7</sup> inférieure à la profondeur totale au point considéré. Afin de savoir si l'on pouvait utiliser ces données, nous avons voulu comparer les valeurs des coefficients  $\alpha_n$  déjà obtenus avec la valeur des coefficients que l'on obtiendrait avec les profils LADCP tronqués à une profondeur de 1500 mètres. Cette comparaison nous a montré que les coefficients ainsi obtenus n'étaient pas comparables à ceux déjà calculés :

- Ces coefficients sont très différents de ceux calculés avec les données de vitesse de la surface au fond
- Les coefficients ne sont pas stables avec le nombre N de modes sur lequel on décompose.

Un profil enregistré sur les 1500 premiers mètres ne semble donc pas suffire à caractériser la décomposition en modes des vitesses zonales et méridiennes. Nous le regrettons car leur traitement aurait pu fortement étendre notre base de données.

### 3 Répartition de l'énergie cinétique sur les modes verticaux

#### 3.1 Traitement des données acquises

Afin d'interpréter les coefficients obtenus, nous allons regarder comment l'énergie cinétique (par unité de masse) d'une colonne d'eau :  $\frac{1}{H} \int_{-H}^0 (U^2 + V^2) dz$  se répartit entre les différents modes que nous considérons. En effet, suivant la stratification de la colonne considérée, cette répartition fluctue. Par exemple, dans une zone où la température et la salinité varient peu avec la profondeur<sup>8</sup>, on s'attend à retrouver une plus grande part de l'énergie sous forme barotrope ; et inversement dans une zone fortement stratifiée.<sup>9</sup> La dépendance spatiale de la répartition que nous allons obtenir est cependant à interpréter avec précautions. Les données dont nous disposons ont été acquises en des points précis, mais les valeurs zonales et

<sup>6</sup>Ces dispositifs sont appelés VMADCP (Vessel Mounted ADCP) ou SADCP (Ship ADCP)

<sup>7</sup>1500 mètres pour un ADCP fonctionnant à 37 kHz

<sup>8</sup>Comme par exemple la partie Nord-Ouest de la section OVIDE entre le Groenland et le Portugal

<sup>9</sup>Comme l'Est de l'Atlantique Nord

méridiennes des courants en ces points sont soumises à une très forte variabilité saisonnière et inter-annuelle. En un point où l'on dispose de plusieurs relevés à des dates différentes, il n'est pas surprenant de constater des profils de courant très dissemblables. Ainsi, compte tenu du nombre de relevés dont nous disposons, nous ne pouvons seulement faire des statistiques que sur de larges zones, car un nombre de cent stations environ semble constituer un minimum pour dégager une statistique fiable.

La décomposition par la méthode des moindres carrés permet de calculer l'énergie cinétique associée aux modes propres  $F_n$  :

$$E_{c_n} = \left[ (\alpha_{n,U})^2 + (\alpha_{n,V})^2 \right] \sum_{k=1}^K [F_n(z_{2,k})]^2 d(z_{2,k}) \quad (7)$$

Nous nous intéressons à la part de l'énergie cinétique (par unité de masse) véhiculée par chacun des modes :  $Part_{bt} = \frac{E_{c_{bt}}}{E_{c_{tot}}}$  est la part d'énergie véhiculée par le mode barotrope ;  $Part_{bc1} = \frac{E_{c_{bc1}}}{E_{c_{tot}}}$  la part véhiculée par le premier mode barocline ; etc. La part d'énergie sous forme barotrope est calculée de façon exacte, et non pas à partir du résultat obtenu par minimisation. La partie barocline, exactement complémentaire de la partie barotrope, peut être décomposée sous la forme d'une partie d'énergie véhiculée par le premier mode barocline, par le deuxième mode barocline, etc. Nous avons vu que la méthode de minimisation permet de reconstituer le signal à hauteur de 72% environ lorsque l'on inclut les quatre premiers modes. Ce résidu non nul explique qu'une partie de l'énergie cinétique n'est pas représentée par la décomposition en un nombre fini de modes. Cette proportion non expliquée ne représente plus en moyenne que 16% du signal lorsque on considère la décomposition jusqu'au cinquième mode barocline inclus.

Pour les campagnes OVIDE, où la section a été sondée à trois périodes différentes (2002, 2004, 2006), on constate une stabilité de la répartition de l'énergie entre la forme barocline et barotrope, ce qui justifie le sens de la décomposition que l'on effectue. Nous avons par ailleurs décomposé ces trois mêmes sections en une partie Ouest et une partie Est, délimitées par le 27<sup>e</sup> parallèle. On constate effectivement que dans la zone comprenant la mer d'Irminger et la dorsale de Reykjanes, l'énergie est majoritairement sous forme barotrope, et que dans la partie orientale du bassin étudié, à l'Est de la dorsale océanique, de part la plus forte stratification verticale de la température et de la salinité, l'énergie occupe plus fortement la partie barocline de la décomposition.

### 3.2 Comparaison des résultats avec Wunsch

Cette décomposition en énergie suivant les différents modes barotrope et baroclines a déjà été cartographiée dans l'Atlantique Nord, mais les résultats avaient été obtenus d'une façon différente [3]. En effet, Wunsch se base sur des données acquises par des courantomètres<sup>10</sup> et a donc accès à des moyennes temporelles<sup>11</sup> de courants au point où est ancré le dispositif de mesure. Il est clair que nos valeurs sont soumises à la forte variabilité citée ci-dessus, mais le fait de moyenniser nos résultats sur des zones géographiquement vastes et comprenant un grand nombre de relevés permet tout de même de dégager des statistiques sensées. De même que Wunsch [3], on retrouve une répartition barotrope à environ 55% à l'Ouest du 27<sup>e</sup> parallèle sur la section OVIDE ; et une part de 40% environ de l'énergie sous forme barotrope au Sud du 34<sup>e</sup> parallèle sur la section A20. Le manque de données à la fois dans l'étude de Wunsch et dans la notre nous contraint à limiter rapidement notre analyse.

La répartition verticale de l'énergie cinétique respectivement à travers le mode barotrope et les quatre premiers modes baroclines est *a priori* 1 : 1 : 1/2 : 1/4 : 1/8 (McWilliams 1976 ; Richman et al. 1977 ; Müller et Siedler 1992 ; Fu *et al.* 1982 ; Mercier et Colin de Verdière 1985). On constate que cette répartition est en moyenne respectée pour toutes les campagnes analysées, puisque on obtient les rapports 1.3 : 1 : 0.36 : 0.27 : 0.15.

<sup>10</sup>Les courantomètres sont des dispositifs ancrés au fond de l'océan permettant de mesurer des vitesses horizontales en 6 à 7 niveaux verticaux

<sup>11</sup>Ces moyennes sont effectuées sur plusieurs années

## Deuxième partie

# Structure verticale fine de la région POMME

La bonne résolution verticale des données courantométriques dont nous disposons dans la région POMME (un niveau de données tous les 16m) nous permet de décomposer les signaux de vitesse sur un grand nombre de modes, et d'obtenir ainsi un spectre d'énergie cinétique : énergie cinétique moyenne par unité de masse d'une colonne d'eau en fonction du nombre d'onde vertical. Nous confrontons les résultats obtenus aux sorties d'un modèle numérique très haute résolution sur la même région POMME.

## 4 Spectre vertical d'énergie cinétique

Le travail résumé dans la partie précédente nous a permis d'avoir une représentation discrète de la répartition de l'énergie cinétique à travers les premiers modes baroclines.

Afin d'avoir une vision continue de cette décomposition et de pouvoir comparer nos résultats à ceux issus de simulation numériques déjà existantes, nous avons décomposé nos signaux de vitesse sur un nombre de modes plus élevé qu'auparavant. Par construction de la décomposition, nous pouvons au plus décomposer le signal sur un nombre de modes égal au nombre de niveaux verticaux de vitesses ; la décomposition, par projection ou par minimisation, capture alors l'intégralité du signal de vitesse. Cependant, l'interprétation des modes d'ordre très élevé est difficile pour des raisons que nous exposerons.

### 4.1 Spectre vertical d'énergie à partir des modes issus de données climatologiques

Le problème de Sturm-Liouville (1) fait apparaître la grandeur  $\lambda_n$ , inverse du  $n^e$  rayon de déformation de Rossby et  $n^e$  valeur propre associée au mode propre  $F_n$ . Notre démarche consiste à résoudre, pour  $n$  variant de 1 à 100, l'équation (1), puis à décomposer les signaux de vitesses zonales et méridiennes sur ces modes. Nous disposerons donc des 100 premiers coefficients  $\alpha_n$  de cette décomposition.

Le grand nombre des coefficients calculés nous permet d'appréhender de manière plus continue la répartition d'énergie à travers les différents modes, et de tracer un spectre d'énergie cinétique.

La grande dispersion géographique des stations étudiées explique la grande diversité de répartition de l'énergie que nous avons constaté dans la partie précédente. Pour pouvoir tracer un spectre intéressant à analyser, nous devons choisir une région d'extension limitée, dans laquelle la stratification de l'océan est assez homogène. En raison du grand nombre de stations dont nous disposons avec les données recueillies au cours des campagnes POMME en 2000 et 2001, et de l'homogénéité de cette région ; nous avons sélectionné la zone correspondante à ces campagnes et délimitée par les coordonnées 45.5°N-38.5°N au Nord et au Sud, et 14.5°W-22.5°W à l'Est et à l'Ouest.

Nous disposons dans cette zone de 441 stations, mais les relevés de vitesse correspondant n'ont généralement pas été effectués sur toute la hauteur de la colonne d'eau sur ces stations. Or, nous avons vu au cours de la première partie de ce travail que la stabilité (et donc la validité) des coefficients n'était assurée que par une décomposition sur la quasi-totalité du profil vertical des modes. Nous avons donc conservé pour cette analyse uniquement les stations ou les relevés satisfont le critère  $\frac{H_{releve}}{H_{total}} \geq 0.9$ .

La méthode de décomposition se doit d'être bien choisie. En effet, vu le nombre important de modes intervenant dans la décomposition, l'erreur éventuellement faite lors du calcul des coefficients augmente. Pour effectuer la décomposition des données de vitesse (acquises avec une résolution verticale de 16m), on interpole les données climatologiques de température et de salinité afin de pouvoir calculer les 100 premiers modes  $F_n$  sur cette grille fine<sup>12</sup>. La méthode de minimisation envisagée dans un premier temps pour décomposer le signal sur ces modes obtenus par interpolation semble moins objective et plus susceptible d'introduire des erreurs sur ces données que la méthode de projection. Nous avons par ailleurs montré dans la partie précédente que les résultats donnés par la méthode de projection sont fiables, et c'est donc

<sup>12</sup>Cette étape d'interpolation est nécessaire car on ne peut pas calculer plus de modes qu'il n'y a de niveaux verticaux de T et de S (33 dans le cas de la climatologie utilisée)

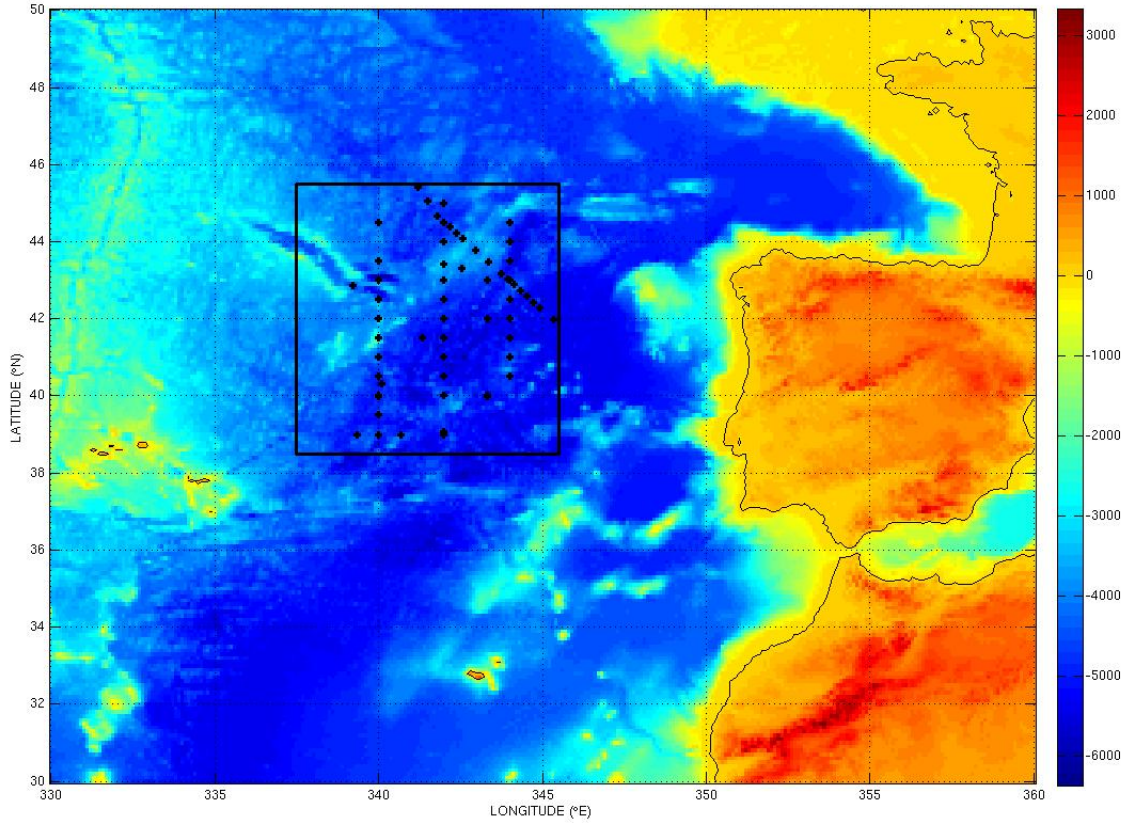


FIG. 6 – Situation géographique de la région POMME. Les limites de cette zone sont fixées par les latitudes  $45.5^{\circ}N$ - $38.5^{\circ}N$  au Nord et au Sud et par les longitudes  $14.5^{\circ}W$ - $22.5^{\circ}W$  à l'Est et à l'Ouest.

celle ci que nous avons retenu pour traiter ces données. La résolution de (1) puis l'application de (4) nous fournit les coefficients  $\alpha_n$  pour les vitesses U et V, et les valeurs propres  $\lambda_n$  associées aux modes  $F_n$ <sup>13</sup>. Les coefficients  $(\alpha_{n,U})^2$  et  $(\alpha_{n,V})^2$  représentent respectivement l'énergie cinétique associée au n<sup>e</sup> mode de la vitesse zonale et de la vitesse méridienne. La grandeur  $\lambda_n$ , valeur propre associée au n<sup>e</sup> mode, représente le nombre d'onde vertical de l'équation (1), et est calculée au cours de la résolution de cette même équation sur la grille verticale des profils de vitesse. Nous pouvons donc tracer le spectre moyen d'énergie cinétique dans la zone des relevés POMME : moyenne, sur les stations retenues<sup>14</sup>, de la somme des coefficients  $(\alpha_{n,U})^2$  et  $(\alpha_{n,V})^2$  en fonction de la moyenne du nombre d'onde  $\lambda_n$ <sup>15</sup>.

La décroissance de l'énergie véhiculée en fonction de l'ordre du mode suit deux droites<sup>16</sup>, avec une pente de -1.58 pour les 25 premiers ordres de la décomposition et une pente de -2.5 au delà (*i.e.* de l'ordre 26 à l'ordre 100).

## 4.2 Comparaison avec les données in situ

Parallèlement aux données de température et de salinité climatologiques, nous disposons de données *in situ* de ces mêmes grandeurs. Ces relevés ont été effectués au mêmes points et au mêmes instants que les relevés de vitesse que nous cherchons à décomposer. Ces données *in situ* sont cependant acquises avec

<sup>13</sup>Les 10 premiers coefficients ont été calculés dans la partie précédente précisément de la même manière

<sup>14</sup>Elles sont au nombre de 95 dans la région étudiées

<sup>15</sup>Rapellons que la méthode de décomposition par projection ne s'applique que sur la partie barocline du signal, et ne permet donc d'obtenir ni la valeur propre ni les coefficients associés au mode barotrope

<sup>16</sup>Le spectre présenté est tracé en échelle log-log

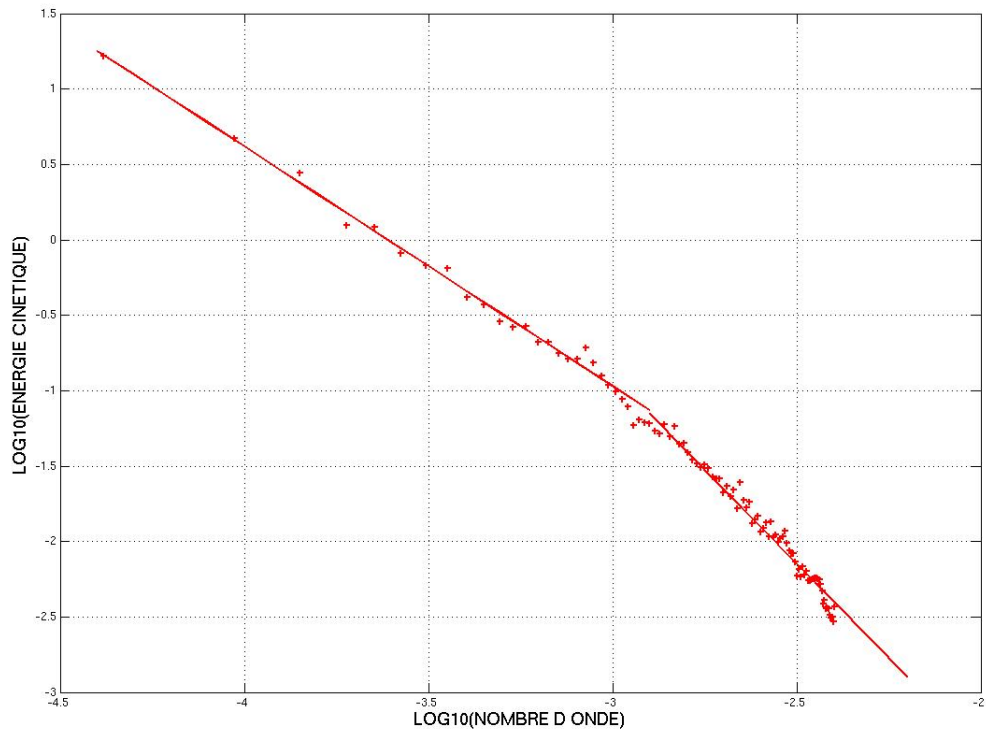


FIG. 7 – Spectre d'énergie cinétique dans la région des campagnes POMME en échelle logarithmique. La décomposition par projection est faite sur les modes issus de la climatologie WOA2005.

une résolution très fine puisque nous disposons d'un relevé chaque mètre. Nous allons comparer le spectre obtenu à partir des modes issus :

- des données climatologiques (cf. paragraphe précédent)
- des données *in situ*

L'opération d'interpolation des données T et S que nous avons effectuée dans le paragraphe précédent peut avoir des conséquences importantes sur le profil des modes d'ordres élevés, et c'est l'écart aux résultats *in situ* que nous cherchons à évaluer en comparant ces deux méthodes. Une autre différence au travail précédent consiste à décomposer les vitesses sur des modes *in situ* et non plus sur des modes climatologiques, issus de moyennes spatiales et temporelles de données de température et de pression. Chelton [2] prévoit que cette différence n'a que peu d'influence sur la valeur des coefficients de la décomposition, ce qui justifie cette méthode.

Par comparaison, la pente obtenue à partir du modèle numérique haute résolution est de -3, et cela pour tous les ordres de la décomposition. Nous n'expliquons pas, pour l'instant, cette différence. Nous allons vérifier si nos données de température et de salinité permettent de retrouver des résultats comparables aux sorties de la simulation concernant d'autres caractéristiques de la dynamique océanique.

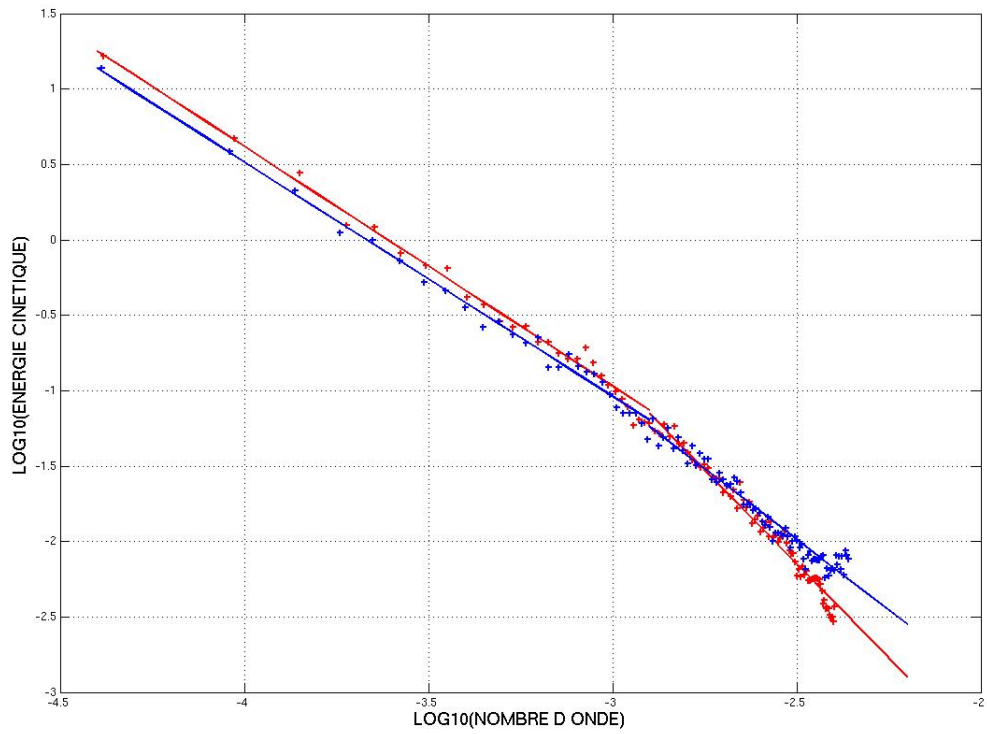


FIG. 8 – Spectres comparés d'énergie cinétique. Le spectre rouge est issu de la décomposition sur les modes climatologiques; le spectre bleu de la décomposition sur les modes recalculés à partir des données *in situ* de  $T$  et de  $S$ . Les pentes du spectre bleu sont  $-1.55$  pour les 25 premiers ordres et  $-1.87$  au delà.

## 5 Régression entre anomalie de densité en surface et vorticité potentielle intérieure

### 5.1 Position du problème

Des études théoriques de la turbulence océanique montrent un couplage entre la dynamique de surface (théorie SQG<sup>17</sup>) et la dynamique interne (théorie QG). Sous certaines conditions appropriées dans l'océan, les anomalies de flottabilité en surface  $b_s = -g \frac{\rho_s}{\rho_0}$  et les anomalies de vorticité potentielle, définie dans l'approximation quasi-géostrophique à partir de la fonction courant  $\psi$  par :

$$\nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0}{\mathcal{N}^2(z)} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) = \mathcal{Q}(z) \quad (8)$$

sont corrélées spatialement [4]. Dans le cadre de cette même théorie, on a :  $b = f_0 \frac{\partial \psi}{\partial z}$ . Nous avons voulu voir comment les données des campagnes effectuées dans la région POMME, se comparent à de tels résultats théoriques.

Les données de température et de salinité *in situ* dont nous disposons permettent de calculer la vorticité potentielle  $\mathcal{Q}$  : le second terme du membre de gauche en est une bonne approximation ( $\nabla^2 \psi \ll \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0}{\mathcal{N}^2(z)} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$  en général) ; et la flottabilité  $b$  en chaque station<sup>18</sup>. On sépare les champs de flottabilité et de vorticité potentielle en une moyenne zonal et une anomalie par rapport à cette moyenne, conformément à ce qui est préconisé dans [4]<sup>19</sup>. Lapeyre et Klein (2006) suggèrent que les anomalies de vorticité potentielle sont proportionnelles aux anomalies de flottabilité en surface (ou proche de la surface comme nous le verrons), le coefficient de proportionnalité dépendant de la profondeur étant  $\alpha(z)$ <sup>20</sup> :

$$\mathcal{Q}'(x, y, z) = \frac{1}{f_0} \alpha(z) b'_s(x, y) \quad (9)$$

La validité de l'équation (9) a déjà été vérifiée pour une simulation à haute résolution du courant antarctique circumpolaire [4], et nous souhaitons voir si des données *in situ* de température et de salinité permettent d'obtenir des résultats exploitables sur la région des campagnes POMME.

La validité de l'équation (9) sera évaluée en calculant :

- la régression entre l'anomalie de vorticité et l'anomalie de flottabilité en surface :

$$\alpha(z) = \frac{\langle f_0 \mathcal{Q}'(z) b'_s \rangle}{\langle b_s'^2 \rangle}$$

- la corrélation entre  $\mathcal{Q}'(z)$  et  $b'_s$

La comparaison de nos résultats avec ceux d'une simulation numérique du courant circumpolaire antarctique nous permettra de savoir si les phénomènes que nous observons dans la région POMME sont régis par la même dynamique, où si les phénomènes importants à prendre en compte pour décrire la dynamique de la région POMME sont autres.

### 5.2 Méthode de traitement des données

Les deux termes à calculer :

$$\mathcal{Q}'(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{f_0 \rho(z)}{\mathcal{N}^2(z)} \right) \quad (10)$$

<sup>17</sup>SQG est l'abréviation de "surface quasi-geostrophic"

<sup>18</sup>Pour ce traitement, tous les profils de température et de salinité sont exploitables ; il n'y a pas de contrainte de profondeur à respecter contrairement à la décomposition en modes

<sup>19</sup>La valeur moyenne est prise comme la moyenne spatiale des données climatologiques sur la région POMME

<sup>20</sup>Ce coefficient est à ne surtout pas confondre avec les coefficients relatifs aux mode propres du problème de Sturm-Liouville

et

$$b'_s = -g \frac{\rho_s}{\rho_0} \quad (11)$$

sont obtenus à partir des relevés de température, de salinité et de pression acquis chaque mètre au cours des campagnes POMME. A chaque profondeur  $z$ , la valeur moyenne  $\overline{N^2(z)}$  est une moyenne horizontale des profils de la fréquence de Brünt-Väisäila calculés en chaque station. Pour s'affranchir de la dépendance verticale de la densité avec la profondeur,  $\rho(z)$  est la densité potentielle, où la surface est prise comme niveau de référence. Les différentes stations utilisées pour calculer la régression (9) étant inhomogènes en profondeur, la valeur moyenne, à un niveau vertical donné, des grandeurs  $Q'$ ,  $b'_s$  et  $b_s'^2$  est calculée sur un nombre variable de stations, nombre décroissant avec la profondeur. La valeur de  $b'_s$  n'est pas rigoureusement la valeur en surface de l'anomalie de flottabilité. En effet, les phénomènes dynamiques moyens que l'on cherche à décrire sont soumis à des perturbations saisonnières proche de la surface. L'épaisseur de la couche sur laquelle ces perturbations apparaissent est fonction de la saison, et peut même varier sur des échelles de temps plus courtes. Les relevés dont nous disposons ont été acquis au cours d'années différentes, et au cours de saisons différentes. Pour s'affranchir de cette variabilité dont nous ne pouvons rendre compte, nous allons comparer la grandeur  $\alpha(z)$  pour trois valeurs de  $b'_s$ , prises successivement à 50m, 100m puis 200m<sup>21</sup>.

### 5.3 Résultats obtenus

La stratification moyenne de l'océan dans une région est un paramètre utile pour appréhender les résultats ultérieurs. La fréquence de Brünt-Väisäila :  $N(z) = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$  représentée permet de visualiser directement cette stratification. Dans la région étudiée, on voit (cf. figure 9) que la thermocline<sup>22</sup> se situe

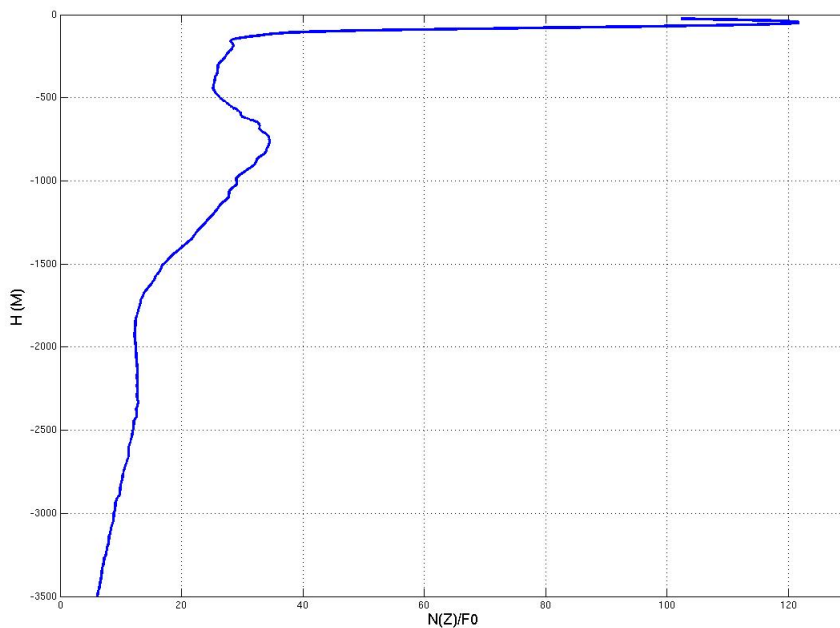


FIG. 9 – Profil moyen de  $\frac{N(z)}{f_0}$  sur la région POMME. Ce profil permet de visualiser la stratification moyenne de l'océan dans la région étudiée.

à 750m environ. La thermocline saisonnière, située à une profondeur de 50m environ, est repérée par sa

<sup>21</sup>Ces valeurs correspondent à l'épaisseur caractéristique de la couche de mélange en été (30 à 50m) et en hiver (100 à 120m)

<sup>22</sup>La thermocline est une couche de transition entre les eaux superficielles et les eaux profondes, les gradients verticaux de température et de salinité y sont forts

forte signature sur le profil de  $\mathcal{N}(z)$ .

Le profil de la régression entre l'anomalie de vorticité potentielle  $Q'$  et la valeur de l'anomalie de flottabilité

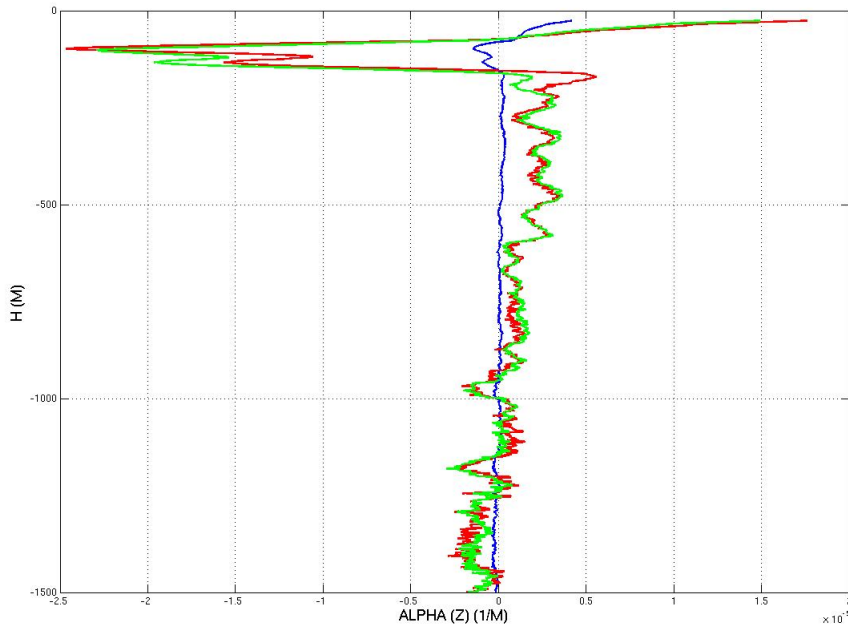


FIG. 10 –  $\alpha(z) = \frac{\langle f_0 Q' b'_s \rangle}{\langle b_s'^2 \rangle}$ . La valeur de  $b'_s$  est prise à 50m (bleu), 100m (rouge) et 200m (vert).

en surface  $b'_s$  se situe dans les mêmes ordres de grandeur, pour la couche située entre 150 et 950m, que les résultats obtenus par Lapeyre et Klein (2006). Nous devons cependant limiter notre comparaison à une couche située entre 200 et 600m seulement. En effet :

- au dessus de 200m, la présence d'une thermocline saisonnière dans les données *in situ* empêche toute comparaison à la simulation car dans celle-ci, les effets saisonniers ne sont pas représentés. Le profil de la fréquence de Brünt-Väisäila issu de la simulation dans cette couche n'est pas comparable au même profil obtenu avec les données *in situ*.
- au dessous de 600m, la corrélation entre l'anomalie de vorticité potentielle et l'anomalie de flottabilité en surface est trop faible (cf. figure 11) pour pouvoir interpréter le profil de  $\alpha(z)$  obtenu dans cette couche. Nous devons donc limiter notre interprétation à une profondeur maximale de 600m.

Dans la couche que nous retenons,  $\alpha(z)$  est assez indépendant du choix de  $b'_s$  (sauf pour le cas  $b'_s(z = 50m)$ ), ce qui est satisfaisant, et en accord avec la figure 9 qui montre la présence de la thermocline saisonnière entre 100 et 200m dans cette région. Les variations du profil de  $\alpha(z)$  sur une échelle verticale de l'ordre de 70m reste cependant inexplicquée : le profil obtenu est issu d'une moyenne des valeurs de  $Q'$  et de  $b'_s$  sur un nombre important de relevés effectués à différents endroits et à différentes saisons. On s'attendrait ainsi à ce que la partie petite échelle de la régression soit annulée par l'opération de moyenne.

La relation entre dynamique de surface et dynamique intérieure ne semble finalement pas totalement différente du modèle numérique. Pourtant, nous avons vu plus haut que le spectre vertical d'énergie cinétique ne possède pas les mêmes caractéristiques que celui issu de ce même modèle. Peu d'études sur la structure verticale des courants à haute résolution sont disponibles, ce qui explique la difficulté d'interprétation des résultats obtenus et de leurs différences par rapport aux prévisions numériques.

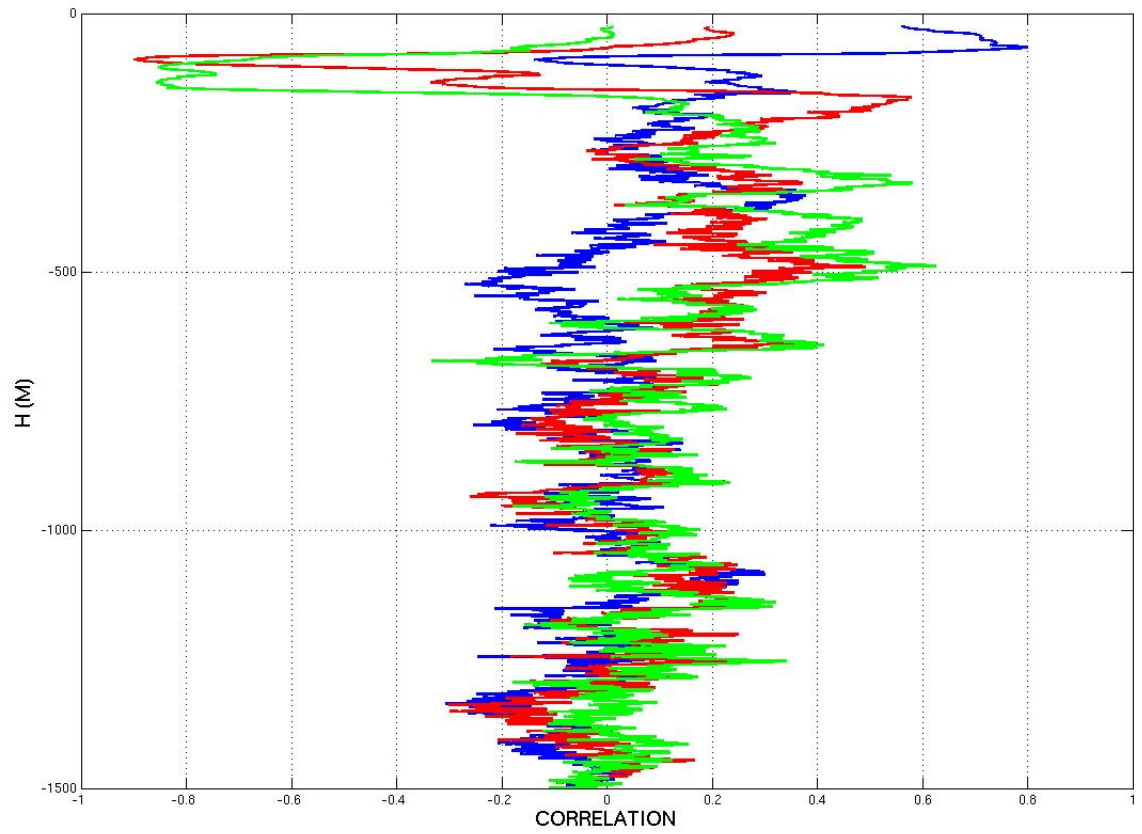


FIG. 11 – Corrélation entre  $Q'$  et  $b'_s$  en fonction de la profondeur. La valeur de  $b'_s$  est prise à 50m (bleu), 100m (rouge) et 200m (vert).

## Troisième partie

# Analyse des résultats d'une simulation numérique haute résolution

Afin de compléter notre analyse de la structure verticale des courants dans la région POMME, nous avons voulu comparer les résultats obtenus jusqu'à présent à partir des relevés à la mer avec des résultats obtenus à partir de profils de vitesses issus d'un modèle numérique haute résolution existant. La portée des comparaisons que l'on peut faire devra cependant être relativisée, car les profils acquis en mer et les profils issus de la simulation numérique restent de nature très différentes.

## 6 Nature du modèle

Le modèle ORCA025-G70 développé dans le cadre du projet DRAKKAR [5] est un modèle global de circulation océanique ayant une résolution horizontale de  $1/4^{\circ}$ <sup>23</sup> et une résolution verticale (variable avec la profondeur pour les raisons d'inhomogénéité de la stratification de l'océan exposées dans la première partie de ce travail) de 46 niveaux. La dynamique et la thermodynamique océanique est décrite dans ce modèle par :

- Les équations de Navier-Stokes dans un référentiel tournant adaptée à l'échelle du problème considéré : les termes de diffusion correspondent ici à la diffusion turbulente ;
- L'équation de conservation de la masse et d'équilibre hydrostatique ;
- L'équation d'état de la densité de l'eau de mer ;
- Les équations d'évolution de la température et de la salinité.

La circulation est forcée en surface par des champs de vents issus d'observations analysées par un modèle atmosphérique, d'évolution de la température et d'évolution de la salinité en fonction de l'évaporation, des précipitations et de fonte de glace. On dispose finalement de ces champs, après réanalyse par le modèle atmosphérique, toutes les 6 heures.

La simulation que nous utilisons calcule des champs de température, de salinité, de pression, et de vitesses zonales et méridiennes avec un pas de temps de 1440 secondes pour les années 1958 à 2004. En pratique, pour des raisons de taille des fichiers, nous disposons uniquement des moyennes sur cinq jours de ces différents champs. Pour des raisons de temps de calcul, il ne s'agit pas ici de générer les champs nécessaires à nos analyses, mais d'utiliser les champs des vitesses zonales et méridiennes déjà disponibles dans l'Atlantique Nord pour les années 1992 à 2004.

## 7 Confrontation des résultats du modèle et des résultats expérimentaux

La grande quantité de profils de données de vitesse dont nous disposons dans la région POMME nous encourage à effectuer les comparaisons avec les résultats de modèles dans cette zone géographique.

Nous avons voulu comparer la répartition de l'énergie cinétique sur les modes barotropes et baroclines des profils de vitesses du modèle dans la zone POMME avec ces mêmes répartitions calculées pour les profils réels dans la première partie de ce travail. Pour rendre plus cohérente la comparaison, nous avons choisi de décomposer les vitesses verticales issues du modèle sur les modes sur lesquels nous avons décomposé les profils réels, c'est-à-dire les modes de l'atlas climatologiques WOA2005. Le modèle numérique nous fournit aussi les valeurs de température et de salinité nous permettant de calculer des modes verticaux, mais nous avons préféré conserver une base commune de décomposition pour les deux séries de profils. Les répartitions telles que nous allons les calculer dans cette section sont en réalité des moyennes spatio-temporelles de répartition. En effet, les données disponibles dans la région POMME ont été acquises au cours de différentes campagnes réalisées en 2001, 2002, 2004 et 2006. Nous avons cherché à comparer les moyennes des répartitions de l'énergie sur les profils les plus proches spatialement et temporellement :

---

<sup>23</sup>Ce qui représente en moyenne 20 km

pour un profil réel disponible (acquis à une date précise et en un point précis), on sélectionne le profil issu du modèle numérique le plus proche temporellement et spatialement. En considérant chaque profil dont on peut trouver l'équivalent issu du modèle<sup>24</sup>, et après les avoir décomposés sur les modes verticaux disponibles les plus proches (uniquement spatialement cette fois), on peut calculer la moyenne décrite plus haut à titre de comparaison. On représente aussi la moyenne spatio-temporelle de la répartition de l'énergie cinétique sur les 13 années disponibles afin d'évaluer l'écart entre cette moyenne et la moyenne effectuée sur la même région mais sur les seules dates auxquelles des profils expérimentaux sont disponibles.

On constate que l'écart entre la moyenne sur les années 2001, 2002 et 2004 et la moyenne sur les 13 années

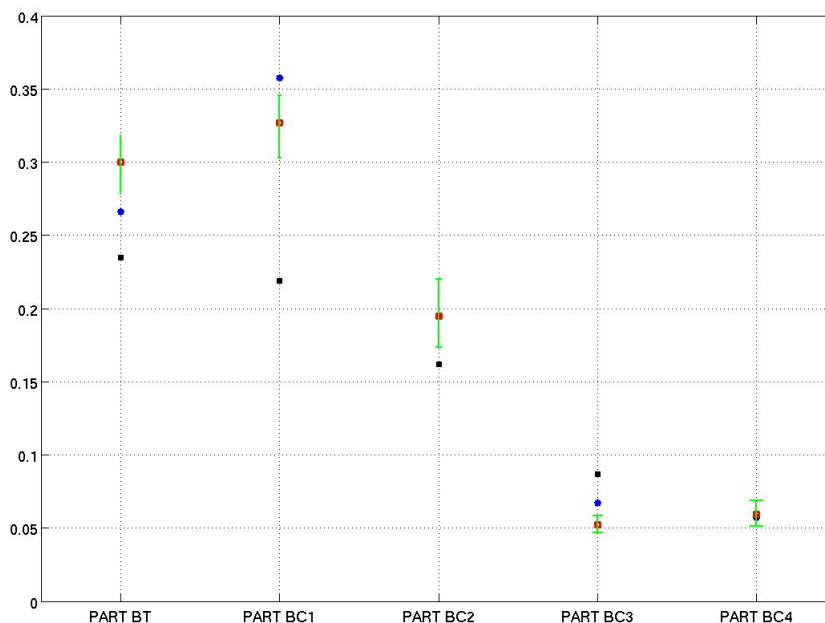


FIG. 12 – Comparaison de la moyenne spatiale et temporelle de la répartition de l'énergie cinétique sur le mode barotrope et les quatre premiers modes baroclines dans la région POMME pour des profils de vitesses relevés en mer (noir), issus du modèle ORCA025-G70 aux points les plus proches (spatialement et temporellement) des relevés (bleu), issus du modèle et moyenné sur les 13 années disponibles, encadré par le minimum et le maximum entre 1992 et 2004 des moyennes annuelles de cette répartition (rouge).

disponibles est plus faible que l'écart de ces deux séries avec les résultats issus des données. La part du signal reconstruite avec le mode barotrope et les 4 premiers modes baroclines est plus importante (90%) pour les résultats issus des modèles que pour les résultats issus des relevés expérimentaux (84% comme nous l'avons vu dans la première partie). En effet, les profils fournis par le modèle sont des moyennes sur cinq jours des vitesses, le signal haute fréquence présent sur les profils expérimentaux, et correspondant à des ondes internes de période quasi-inertielle faible, n'apparaissent donc pas sur ces profils. La décomposition de ces signaux de vitesses simulés sur un nombre fini et faible de modes permet donc de rendre plus facilement compte d'une grande partie du signal que la décomposition, sur un même nombre de modes, des vitesses expérimentales.

<sup>24</sup>Nous n'avons pas de simulation disponible pour l'année 2006, l'analyse ne se fait donc que sur les profils acquis au cours des années 2001, 2002 et 2004

## 8 Variation spatiale et temporelle de la distribution d'énergie dans la région POMME

Malgré les imperfections qu'ils comportent par la simplicité de leurs constructions vis-à-vis des phénomènes en jeu dans l'océan, les modèles numériques présentent l'intérêt d'étendre considérablement notre champ d'analyses. En effet, la grande quantité de profils de vitesses facilement disponibles tant spatialement que temporellement nous permet d'effectuer des statistiques qui ne seraient pas pertinentes avec des données réelles. Il faut cependant garder à l'esprit les défauts du modèle et veiller à ne pas interpréter exagérément les résultats obtenus.

### 8.1 Moyenne temporelle de la répartition

Nous disposons de profils de vitesse avec une résolution spatiale de  $1/4^\circ$  et une résolution temporelle de 5 jours sur 13 années (de 1992 à 2004). Le grand nombre de fichiers disponibles nous permet ici de séparer la dimension temporelle et la dimension spatiale du traitement. Nous pouvons donc dresser une cartographie de la moyenne temporelle de la répartition de l'énergie cinétique sur la région POMME pour les 13 années disponibles. Cette analyse était évidemment inenvisageable avec les données expérimentales vu le faible nombre de profils disponibles.

On remarque que l'homogénéité présumée de la zone sur laquelle nous travaillons est en partie remise en question par les résultats obtenus : la part d'énergie cinétique véhiculée par le premier mode barocline présente une inhomogénéité Nord-Sud dans la zone POMME. On remarque la même caractéristique pour les 3<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> modes baroclines, mais, vu la plus faible proportion du signal qu'ils représentent par rapport au premier mode barocline (cf. figure 12) et les erreurs sur la reconstitution, nous ne pouvons qu'accorder moins d'importance à ces derniers résultats. On constate aussi que ces inhomogénéités sont reliées à la bathymétrie de la région considérée.

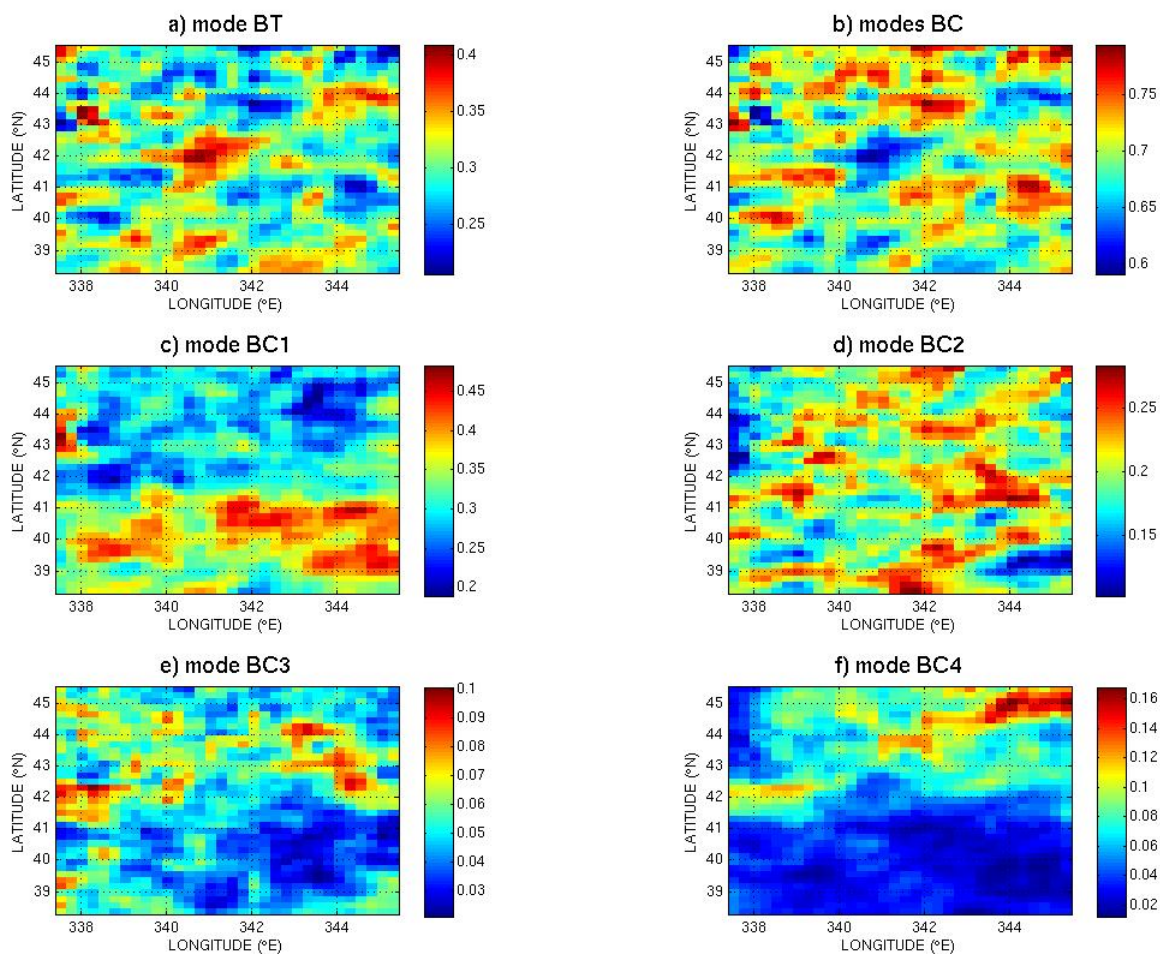


FIG. 13 – Moyenne temporelle de la répartition de l'énergie cinétique sur la partie barotrope (a), la partie barocline totale (b), et les quatre premiers modes baroclines (respectivement c à f) dans la région POMME.

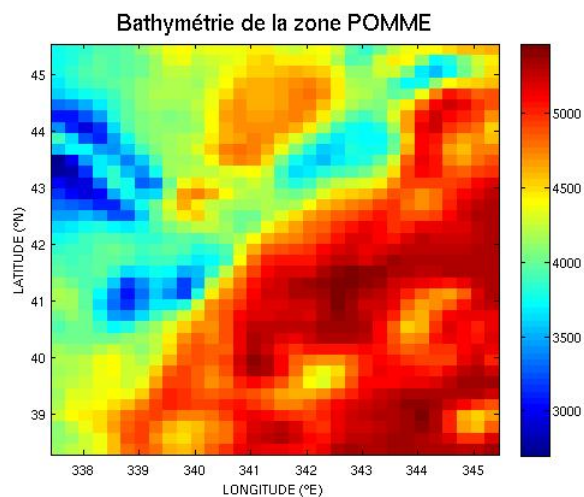


FIG. 14 – Bathymétrie (profondeur exprimée en mètres) de la région POMME.

## 8.2 Etude des variations temporelles de la distribution d'énergie entre les modes

Le nombre important de profils issus de la simulation numérique dont nous disposons nous permet d'enrichir notre analyse d'une autre statistique : une moyenne spatiale de la répartition de l'énergie cinétique. Rappelons que chacun de ces profils représente en réalité une moyenne sur cinq jours de la valeur des vitesses zonales et méridiennes ; la moyenne spatiale de la répartition que nous allons calculer est donc aussi, dans une moindre mesure et par construction des profils dans le modèle, une moyenne temporelle de la répartition de l'énergie cinétique.

Les profils dont nous disposons nous permettent de caractériser l'évolution de la répartition de l'énergie sous la forme barotrope et barocline au cours des 13 années 1992, 1993, ..., 2004.

On relève que cette répartition présente des variations saisonnières marquées : l'évolution de la répartition

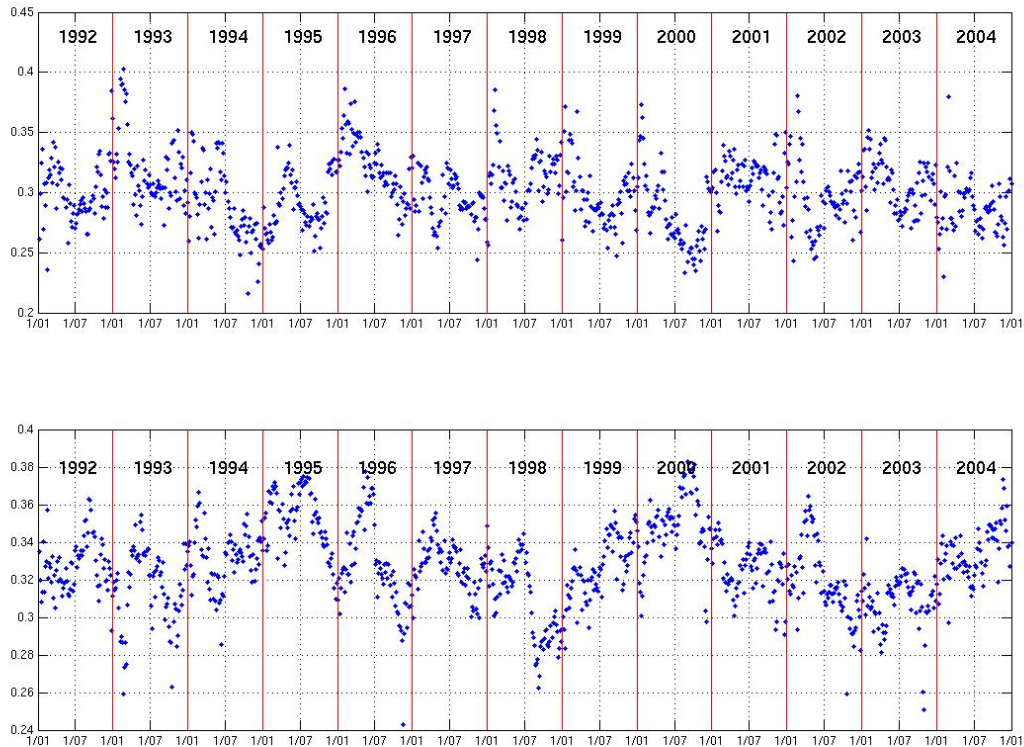


FIG. 15 – Moyenne spatiale de la répartition de l'énergie cinétique sur le mode barotrope (haut) et le premier mode barocline (bas) dans la région POMME au cours des années 1992 à 2004.

de l'énergie au cours d'une année présente des propriétés que l'on semble retrouver d'une année sur l'autre. L'explication de cette répartition saisonnière semble cependant plus délicate. Le forçage en surface de la circulation par un vent fort rendrait la répartition de l'énergie plus barotrope. En Atlantique Nord, le forçage par le vent associé aux dépressions s'intensifie pendant les mois d'hiver. On semble pouvoir noter sur la figure 15 une plus forte distribution de l'énergie cinétique sur le mode barotrope les mois d'hiver pour les années 1996, 1999, 2000, 2002, 2003 ; sans que cette tendance puisse clairement être confirmée pour toutes les années disponibles.

# Conclusion

La décomposition des données courantométriques LADCP dans l'Atlantique Nord peut être envisagée par deux méthodes : projection des vitesses sur des modes verticaux formant une famille orthogonale, et méthode des moindres carrés (avec laquelle on retrouve les résultats de la première méthode dans le cas où les modes sont rigoureusement orthogonaux). Ces décompositions permettent de comparer la variation géographique de la distribution de l'énergie cinétique d'une colonne d'eau sur le mode barotrope et les premiers modes baroclines aux résultats déjà obtenus à partir de données de vitesses acquises par des courantmètres fixés au fond de l'océan. Les résultats auxquels nous aboutissons sont globalement en accord avec les résultats déjà existants, et on constate que la répartition *a priori* de l'énergie cinétique sur les premiers modes verticaux est bien respectée sur l'ensemble de la zone géographique considérée. Le grand nombre de profils disponibles dans la région POMME ainsi que l'homogénéité supposée des caractéristiques de l'océan dans cette même région nous incite à étudier plus finement cette zone géographique.

Les données de vitesse dont nous disposons dans cette zone ont une bonne résolution verticale, ce qui nous permet de poursuivre la décomposition à un ordre plus élevé (jusqu'au 100<sup>e</sup> mode barocline inclus), et d'obtenir un spectre vertical d'énergie cinétique dans la région POMME. On cherche ensuite à caractériser la dépendance de ce spectre avec les modes verticaux choisis pour la décomposition. La différence entre le résultat obtenu et le résultat issu d'une simulation numérique très haute résolution nous amène à étudier la relation entre dynamique de surface, liée aux anomalies de densité, et dynamique intérieure, liée aux anomalies de vorticité potentielle. On remarque que dans la couche de l'océan comprise entre 200m et 600m, les résultats obtenus sont comparables aux résultats de la simulation. Une grande partie du signal reste inexploitable du fait de la faible corrélation des anomalies de densité de surface et de vorticité potentielle dans ces tranches d'eau, et les variations de la corrélation sur une échelle verticale d'environ 70m reste inexplicée, mais pourrait être liée aux ondes internes.

Dans une troisième partie, on compare les résultats obtenus précédemment avec les données LADCP dans la région POMME aux résultats que fournit un modèle numérique global au  $1/4^\circ$  dans cette même région. Les résultats sont globalement similaires, mais la part de l'énergie cinétique projetée sur le premier mode barocline diffère suivant les profils de vitesse que l'on utilise : données LADCP ou profils issus du modèle numérique. Cette différence est gênante et inexplicée. La grande quantité de profils de vitesses disponibles avec le modèle numérique nous permet d'étendre l'analyse précédente et l'on caractérise ainsi la variation spatiale et la variation temporelle de la répartition de l'énergie cinétique dans la région POMME au cours des années 1992 à 2004. On identifie une forte variation saisonnière de la répartition de l'énergie cinétique sur le mode barotrope et le premier mode barocline sans toutefois pouvoir isoler un cycle saisonnier. La variation spatiale de la répartition de l'énergie semble corrélée à la topographie du lieu, il serait donc intéressant d'étendre cette analyse à l'intégralité de l'Atlantique Nord puis à l'océan global pour confirmer ou infirmer cette constatation.

Le travail réalisé au cours de ce stage est avant tout exploratoire, vu les données particulières dont nous disposons : les relevés LADCP offrent des profils de vitesses quasi-instantanées à des positions et des instants variables. Le faible nombre de profils disponibles ainsi que leur grande répartition géographique et temporelle ne permet donc pas de traiter un problème de manière exhaustive mais permet néanmoins de comparer nos résultats à des travaux existants traités de manière différente, et de soulever de nouvelles problématiques.

# Bibliographie

[1] **Fofonoff, P. and Millard, R.C. Jr (1983)** *Algorithms for computation of fundamental properties of seawater* Unesco Tech. Pap. in Mar. Sci., No. 44, 53 pp.

[2] **Dudley B. Chelton, Roland A. DeSzoeke, Michael G. Schlax, Karim El Nagar, Nicoas Siwertz (1998)** *Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation* Journal Of Physical Oceanography 28 : 433-460

[3] **Wunsch C. (1997)** *The vertical partitioning of the oceanic horizontal kinetic energy* Journal Of Physical Oceanography 27 : 1770-1794

[4] **Lapeyre G. et Klein P. (2006)** *Dynamics of the Upper Oceanic layers in terms of surface quasi-geostrophic theory* Journal Of Physical Oceanography 36 : 165-176

[5] **Molines J.M, Barnier B., Penduff T., Brodeau L., Treguier A.M., Theeten S., et Madec G. (2006)** *Definition of the interannual experiment ORCA025-G70, 1958-2004* LEGI Report 2006