

# **COMPARAISON ENTRE DEUX SCHÉMAS DE FERMETURE DE LA TURBULENCE AVEC ROMS EN ADRIATIQUE**

DESBIOLLES Fabien M1 OPCB

# **SOMMAIRE**

## **1.Introduction**

## **2.Matériels & Méthodes**

### **2.1.Zone d'étude**

### **2.2.Modèle numérique et ROMS**

### **2.3.Implémentation**

## **3.Résultats & Discussion**

### **3.1 Résultats des deux simulations.**

### **3.2. Discussion**

## **4.Conclusion**

## **Bibliographie**

## **Anexes**

## 1.Introduction

La mer Adriatique est un bassin quasiment fermé appartenant à la mer Méditerranée. C'est une zone dans laquelle se manifeste une circulation océanique complexe et où les forçages géographiques et atmosphériques sont nombreux. Des masses d'eau remarquables sont présentes dans ce secteur et les processus de mélange y sont complexes. On peut notamment identifier les *North, Middle and South Adriatic Deep Water* (NadDW, MadDW et SAdDW) et la *Modified Levantine Intermediate Water* (MLIW) -Artegiani et al. 1997,part I & II.

Dans cette étude, nous essayerons d'approcher de façon globale les mécanismes d'écoulements des masses d'eau dans cette mer. Pour cela, nous utiliserons le modèle ROMS (*Regional Oceanic Modeling System*) afin d'évaluer et de comprendre les processus physiques mis en jeu.

La modélisation de la circulation des masses d'eau est une science récente. Avec l'avènement de l'informatique, les calculs de Richardson (algorithme nécessitant un grand nombre de personnes pour prévoir la météo) ont pu être automatisés. Les modèles de prévision du temps sont alors effectifs. Les modèles océanographiques ont pu également voir le jour.

Des problèmes techniques sont alors apparus et notamment la grande difficulté de la fermeture de la turbulence. En effet, pour obtenir des résultats numériques réalistes, la conception et la modélisation des échanges turbulents dans la colonne d'eau est primordiale. Au cours des années, différentes approches et différents schémas ont été édités et comparés à des mesures *in situ*. Les différents schémas sont validés selon les contextes physiques des zones modélisées. Le but de cette étude est de montrer la sensibilité de deux schémas distincts sur la mer Adriatique basés sur la même approche : *K-profil*. Cette démarche s'appuie sur la détermination du coefficient K correspondant à l'échelle typique d'un mélange lié à un tourbillon.

Après avoir décrit plus précisément la zone et le modèle utilisé, nous détaillerons les schémas de la turbulence utilisés. Les résultats des deux simulations seront alors comparés. La validité des ces modèles sera confrontés aux résultats issus de Artégiani et al (1997).

## 2.Matériels & Méthodes

### 2.1.Zone d'étude

La **mer Adriatique** (fig1) est un sous-bassin de la mer Méditerranée, sorte de golfe très allongé fermé de section NordOuest-SudEst. Elle est encadrée au nord et à l'ouest par l'Italie et à l'est par la péninsule balkanique. On fixe traditionnellement son extrémité sud au niveau du "canal d'Otranto", l'endroit où les rives des Pouilles et de l'Albanie sont les plus proches.

La bathymétrie de la zone est variable. Alors qu'au nord le golfe de Trieste se présente comme une zone d'eau peu profonde (*shallow water*) d'en moyenne 35 mètres, la profondeur maximale est atteinte entre Bari et Dubrovnik avec 1200m de fond. Les échanges avec la mer



Fig.1. Situation géographique de la mer adriatique.

Méditerranée se font sur 800 m de profondeur à travers le canal d'Otranto.

Au niveau de la circulation, le processus le plus important sur la zone est la formation d'eau profonde au niveau du maximum de la bathymétrie: AdDW. La MLIW arrive par le sud et se mélange avec la *Modified Atlantic Water* (MAW), présente sur toute la Méditerranée de surface, pour former, principalement en hiver l'AdDW. Cette formation d'eau dense est favorisée par la Bora, vent froid du Nord Est.

Un mécanisme identique pourrait se dérouler dans le Golfe de Trieste, mais celui-ci est limité par la faible bathymétrie et par un processus de dilution d'eau douce. Le Pô est un fleuve dont l'embouchure est située au Nord Est de la mer. Son débit moyen annuel est de  $1560 m^3 s^{-1}$ , les processus biogéochimiques y sont donc importants.

Les structures hydrodynamiques saisonnières en Adriatique (fig.2.) ont été décrites. On remarque notamment la présence de gyres cycloniques dans chacun des sous bassin de la mer (Artegiani et al.,1997b).

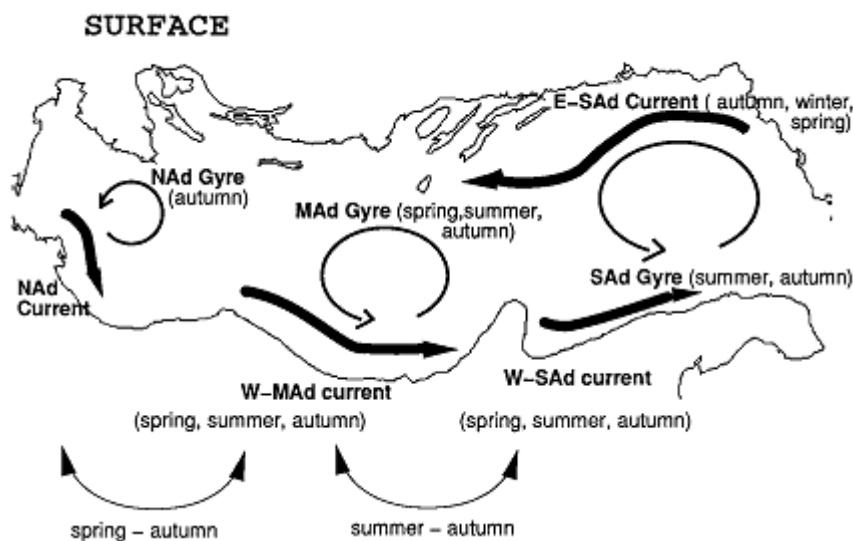


Fig.2. Circulation de surface schématisé en Adriatique. Issu de Artegiani et al. Part II (1997)

## 2.2.Modèle numérique et ROMS

Depuis la moitié du XXème siècle, des progrès considérables sont observés au niveau de la modélisation de la circulation océanique. La connaissance théorique et expérimentale des grands systèmes de la dynamique marine conjuguée aux progrès de la prévision numérique du temps en météorologie sont à l'origine de cette évolution.

Avec la puissance croissante de calcul des ordinateurs, l'océanographe est maintenant capable de modéliser une large zone géographique à haute résolution. La comparaison des sorties numériques et des données *in situ* permet une compréhension de nombreux aspects des mécanismes d'écoulements et un traitement global des processus spatio-temporels.

Plusieurs types de modèles de la circulation océanique existent. Dans le cadre de notre étude, nous avons besoin d'un modèle tridimensionnel basé sur la résolution des équations aux primitives. Dans la littérature, on peut trouver quelques modèles appartenant à ce type de simulation hydrodynamique. On peut citer, par exemple, POM (Princeton Ocean Model), SYMPHONIE et ROMS.

### 2.2.1. Quelques généralités sur ROMS

ROMS est un code numérique résolvant les équations de la mécanique des fluides géophysiques suivant les approximations de Boussinesq, hydrostatique et d'incompressibilité. Depuis plusieurs années, ROMS a connu sous l'impulsion de la communauté internationale d'utilisateurs, de nombreux développements qui font de lui un outil polyvalent tant dans la diversité des configurations employées (de la circulation côtière jusqu'à la circulation en bassin), que dans les moyens mis en oeuvre (outils pré et post processing, Roms Tools <http://roms.mpl.ird.fr> ).

#### 2.2.1.1. Les hypothèses simplificatrices

Les écoulements océaniques répondent au principe fondamental de la dynamique: le mouvement d'un volume élémentaire de fluide résulte de l'équilibre des forces qui s'exercent sur lui. C'est une loi physique que traduisent les équations de Navier-Stokes incluant la rotation terrestre. Une force majeure dans l'océan résulte des variations de pression autour d'un volume fluide. La pression dépend de la masse volumique, qui peut se déduire de la température et de la salinité, via une relation d'état.

Pour modéliser les écoulements océaniques, on dispose alors de 7 variables: les composantes de la vitesse ( $u, v, w$ ), la température ( $T$ ), la salinité ( $S$ ), la masse volumique ( $\rho$ ) et la pression ( $P$ ). Il faut trouver maintenant 7 équations pour pouvoir résoudre un système à 7 variables.

Une série d'hypothèses basées sur des arguments dimensionnels permet de simplifier l'écriture de ces équations et de mieux aborder leur résolution numérique.

Trois hypothèses classiques permettent d'obtenir les équations hydrodynamiques de ROMS.

**L'approximation hydrostatique** vient directement de l'idée que les dimensions horizontales de l'océan sont beaucoup plus importantes que les dimensions verticales. On peut donc se représenter l'océan aux moyennes et grandes échelles comme une couche d'eau peu profonde. Ainsi l'équation de Navier-Stokes sur la verticale se simplifie; on ne conserve que les termes de l'équilibre hydrostatique. La vitesse verticale se déduira simplement de l'équation de continuité.

**L'approximation de Boussinesq** suppose que la densité de l'eau de mer varie peu dans l'espace et dans le temps autour d'une valeur moyenne  $\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t)$ . Cette hypothèse permet de négliger les variations de densité dans les équations de Navier-Stokes à l'exception du terme de gravité.

**L'hypothèse de l'incompressibilité** suppose que la masse volumique d'une parcelle de fluide ne varie pas avec la pression. La relation de continuité devient donc une condition de non divergence du champ de vitesse.

#### 2.2.1.2. Approche de Reynolds, termes turbulents et fermeture newtonienne

Les écoulements dans l'océan sont généralement turbulents, surtout dans les couches de surface et de fond. Si la notion de couche limite a résolu la continuité des variables sur toute la colonne d'eau, il reste toujours la difficulté d'exprimer ces termes dans les équations. En prenant en compte la condition d'ergodicité, il est possible d'utiliser l'approche de Reynolds. Cette méthode consiste à penser les équations du mouvement et de continuité non plus comme un écoulement instantané mais comme un écoulement moyen bien défini. Chaque variable sera alors définie comme la somme de sa valeur moyenne et de sa fluctuation.

$\alpha = \bar{\alpha} + \alpha'$  où  $\bar{\alpha}$  est la valeur moyenne et  $\alpha'$  la variabilité autour de cette valeur

$$\text{avec } \bar{\alpha} = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha dt \text{ et } \bar{\alpha}' = 0$$

Tous les termes linéaires des équations de Navier-Stokes gardent la même forme après cette décomposition. En revanche, les termes non linéaires d'advection deviennent:  
par exemple selon  $Ox$  :

$$\overline{\vec{V} \nabla u} = \vec{V} \nabla \bar{u} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}}$$

Il y a apparition de nouveaux termes, ce sont les termes de turbulence. Avec l'hypothèse de l'incompressibilité sur l'équation de continuité, on peut les écrire:

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{v' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \overline{w' \frac{\partial u'}{\partial z}} + \overline{u' \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right)} = \overline{\frac{\partial u' u'}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial u' v'}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial u' w'}{\partial z}}$$

De plus, on a  $\frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial x}$

L'équation de Reynolds est alors pour la composante u :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \bar{u} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f \bar{v} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \overline{\frac{\partial u' u'}{\partial x}} - \overline{\frac{\partial u' v'}{\partial y}} - \overline{\frac{\partial u' w'}{\partial z}} \quad \text{avec } P \text{ la pression et } \nu \text{ la viscosité moléculaire}$$

Les trois derniers termes sont appelés termes de tensions de Reynolds.

Dans ces équations écrites en séparant les paramètres moyennés des fluctuations turbulentes, chaque terme de bilan de flux se présente comme une nouvelle inconnue. Pour fermer le système d'équation (avoir le même nombre d'inconnues que d'équations), il faut réduire le nombre d'inconnues ou trouver de nouvelles équations pour chaque nouveau terme.

La seconde option ne résout pas vraiment le problème car, à cause de la non linéarité du système d'équations, les termes de flux turbulents moyens font apparaître de nouvelles inconnues qui sont des moyennes du produit de trois fluctuations.

Il faut donc faire une hypothèse de fermeture afin d'exprimer les flux turbulents en fonction des paramètres moyens. C'est l'hypothèse de fermeture newtonienne proposé par Boussinesq.

Selon  $Ox$  :

$$\begin{aligned} \overline{u' u'} &= -A_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}; \\ \overline{u' v'} &= -A_y \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}; \\ \overline{u' w'} &= -A_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \end{aligned}$$

Les termes turbulents prennent alors une forme identique que les termes de viscosité moléculaire. L'équation selon la composante u avec l'hypothèse d'isotropie turbulente horizontale s'écrit alors:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \vec{V} \nabla \bar{u} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f \bar{v} + \nu \nabla^2 \bar{u} + A_h \nabla_h^2 \bar{u} + A_z \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}$$

Par la suite, les termes de viscosité moléculaire seront négligés devant les termes d'échange turbulent.

La détermination des coefficients de diffusivité horizontale et verticale peut se faire de différentes manières (section 2.2.2.). Le même raisonnement est effectué pour les coefficients d'échange turbulent des traceurs T et S. On les notera  $A_z^T$  et  $A_z^S$ .

### 2.2.1.3. Le système d'équations

On peut maintenant exprimer nos 7 variables dans un système d'équations qui découle de toutes les hypothèses citées précédemment.

$$\left( \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{V} \nabla \bar{u} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f \bar{v} + A_h \nabla_h^2 \bar{u} + A_z \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{V} \nabla \bar{v} = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - f \bar{u} + A_h \nabla_h^2 \bar{v} + A_z \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \\ 0 = \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \rho g \end{array} \right) \quad \text{Équations du mouvement}$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad \text{équation de continuité}$$

$$\left( \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t} + \bar{V} \nabla T = A_h^T \nabla_h^2 T + A_z^T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \bar{V} \nabla S = A_h^S \nabla_h^2 S + A_z^S \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \end{array} \right) \quad \text{équation de conservation de S \& T}$$

avec l'équation d'état  $\rho \equiv \rho(S, T, z)$

Algorithme EOS80 (UNESCO, 1981)

### 2.2.1.4. Discrétisation

**-Discrétisation spatiale:** Les dérivés horizontales sont approximées par différences finies sur une grille décalée Arakawa de type C.

Sur la verticale, le modèle utilise une grille de coordonnées sigma généralisé dont les paramètres seront donnés dans le paragraphe 2.3. Implémentation. Ce type de grille présente comme principal avantage d'avoir le même nombre de mailles verticales quelque soit la bathymétrie. En effet, chaque niveau va suivre la topographie. L'avantage de l'hybride est que l'on peut ajuster la résolution des couches limites de fond et de surface avec la paramétrisation de bêta et S.

### -Discrétisation temporelle et séparation des modes

Afin de limiter les coûts de calcul, les modes barotrope (dynamique 2D rapide) et barocline (dynamique 3D lente) sont calculés séparément dans le code. Les équations primitives et l'équation de continuité sont intégrées verticalement pour fournir 3 équations régissant l'évolution des 3 variables du mode barotrope ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\xi}$ ). L'itération temporelle du mode rapide est exécutée NTDFAST fois entre deux itérations du mode barocline, où NTDFAST est le rapport du pas de temps barocline sur le pas de temps barotrope.

Les vitesses du modèle 2D sont moyennées temporellement entre chaque pas de temps barocline

avant d'être réinjectées dans le modèle 3D. Cette opération s'effectue par l'intermédiaire d'un filtre.

Toutes les équations (2D & 3D) sont discrétisées temporellement par un schéma explicite. Le pas de temps est généralement contraint par la propagation des ondes longues d'inertie-gravité de surface qui fournit une condition pour le critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Levy (CFL).

### **2.2.2.Fermeture de la turbulence**

Suite à la décomposition de Reynolds et à l'expression des flux turbulents en fonction des paramètres moyens, il faut trouver une façon de calculer la valeur des coefficients turbulents.

Dans un premier temps, on fait l'hypothèse de l'isotropie de turbulence horizontale. En effet, il y a aucune raison pour que le mélange soit différent dans les deux directions de l'espace x et y. Généralement, la paramètre de Smagorinski est utilisé pour tous les coefficients horizontaux. Il fait dépendre le coefficient de dissipation aux dimensions de la grille et au cisaillement de l'écoulement.

La grande difficulté de la modélisation réside dans la détermination des coefficients de diffusion verticale. Plusieurs approches ont été développées pour modéliser au mieux ces processus de mélange sur toute la colonne d'eau. Deux approches majeures peuvent être distinguées : l'énergie cinétique turbulente (schéma de Gaspard et al., -1990- et de Mellor&Yamada, -1974-) et K-profil (schéma de Pacanowski&Philander -1981- et de Large et al. -1994-)

Le modèle ROMS laisse la possibilité à l'utilisateur de choisir entre plusieurs schémas. La version de ROMS que nous avons à disposition permet de sélectionner le schéma de Pacanowski&Philander (noté dans la suite PP) basé sur le calcul de la fréquence de Brunt-Väisälä et le nombre de Richardson ou le schéma de Large et al. (*K-Profil Parametrization* noté dans la suite KPP) basé sur la différenciation des coefficients selon la couche d'eau dans laquelle on se place (couche limite de fond et de surface et océan interne)

L'objectif de cette étude est de comparer, en Adriatique les deux schémas de fermeture PP et KPP en analogie avec le travail de Li et al. (2001).

#### **2.2.2.1.schéma Pacanowski&Philander -PP**

Avec le schéma PP, le mélange turbulent dans la circulation générale de l'océan est traité par une approche de diffusion locale du premier ordre (Li et al., 2001). L'échelle de cette diffusion est donnée par les dimensions typiques  $K$  de la turbulence (échelle d'un tourbillon). C'est ce qu'on appelle la *K theory*.

Le terme turbulent pour une quantité x calculée par le modèle est alors:

$$\overline{wx} = -K \partial_z x$$

Suite à des expériences en laboratoire, les formules des coefficients verticaux pour ce schéma, dépendent de la viscosité et de la diffusivité turbulente et :

$$A_z = \frac{\nu_0}{(1 + \alpha Ri)^n} + \nu_b \quad A_z^{tr} = \frac{A_z}{(1 + \alpha Ri)} + \kappa_b$$

L'idée à la base du schéma PP est donc d'exprimer les coefficients de diffusivité turbulente verticale en fonction du nombre de Richardson ( $Ri$ ). Ce nombre est le rapport entre la stabilité statique (fréquence de Brunt-Väisälä -  $N^2$ ) et la stabilité dynamique du milieu. Le rapport entre ces termes permet de caractériser différents régimes de turbulence.

$$Ri = N^2 / (u^2(z) + v^2(z))$$

Pacanowski et Philander déterminent alors une expression de la fréquence  $N$  en fonction d'un terme de production thermique.



$$N^2 = \beta g T(z) \quad \text{où } \beta \text{ est le coefficient d'expansion thermique}$$

$$\text{et } \beta \approx 8.75 \cdot 10^{-6} (T + 9)$$

Dans toutes les formules précédentes,  $T$  indique la température en °C,  $u$  et  $v$  sont les composantes horizontales de la vitesses,  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $\nu_b$  et  $\kappa_b$  sont des paramètres de dissipation de fond et  $\nu_0$ ,  $\alpha$  et  $n$  sont des paramètres de calibration .

Le fait de considérer  $N$  en terme de production thermique va définir les thermoclines comme barrière dynamique. Les échanges seront alors facilités dans les couches de températures homogènes.

Ce schéma a été édité pour être implémenté dans l'océan Pacifique équatorial. Suite à une série de tests numériques, Pacanowski et Philander trouvent que les résultats les plus en accord avec les mesures sont obtenus en choisissant pour les paramètres de calibration les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \nu_b &= 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \\ \kappa_b &= 0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \\ n &= 2 \\ \alpha &= 5 \\ \nu_0 &= 0 (50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \end{aligned}$$

#### 2.2.2.1. schéma K-Profil Paramétrization -KPP

Le schéma KPP est issu du modèle de fermeture développé par Large et al. (1994). La grande différence avec PP est que ce schéma considère l'aspect non-linéaire de la turbulence océanique.

$$\overline{w'x} = -K (\partial_z x - \gamma_x) \quad \text{où } \gamma_x \text{ représente le terme non-linéaire du transport turbulent.}$$

Deux paramétrisations distinctes des coefficients de diffusivité verticale turbulente sont appliquées dans la colonne d'eau: l'une pour l'océan interne et les autres pour les couches de mélange de surface et de fond. L'épaisseur des couches de mélange dépend du forçage en surface et au fond et des profils verticaux de vitesse et de densité. Elles sont déterminées par une valeur critique du nombre de Richardson.

Si  $Ri > 0.25$  le milieu est stable; si  $Ri < 0.25$  un gradient vertical de vitesse augmente la turbulence et l'épaisseur  $h$  de la couche de fond ou de surface.

$$h \equiv h(\overline{u'w'}, l_{surf \text{ ou fond}}, B(d), V(d)) \quad \text{avec } B(d) \text{ terme de flottabilité calculé avec } Ri$$

$$\text{et } V(d) \text{ profil de vitesse.}$$

Dans la couche interne, 3 processus de mélange vertical sont paramétrisés : les instabilités dues aux cisaillements des courants déterminées en fonction de  $Ri$ , les instabilités dues aux ondes internes ( $w$ ) et celles purement diffusives (double diffusivité  $dd$ )

On distingue les coefficients internes  $a_z$  au coefficient vertical intégré sur toute la colonne d'eau  $A_z$ , ainsi:

$$a_z = a_z^{Ri} + a_z^w + a_z^{dd}$$

La continuité du coefficient d'échange turbulent entre les différentes couches est assurée par une

fonction de forme  $G$ , sans dimension, qui permet de structurer les profils qui sont exprimés en coordonnées  $\sigma$  et dépendent de  $h$ .

$$A_z = h w_x(\sigma) G(\sigma) \quad \text{avec} \quad w_x(\sigma) \text{ échelle typique de la turbulence.}$$

### **2.2.3. Conditions aux limites & données météo**

Pour exécuter une simulation régionale avec ROMS, le modélisateur a besoin de fournir de nombreuses données. En effet, comme pour tous les problèmes mathématiques, pour effectuer le calcul, on doit disposer de conditions initiales (fichier météo et données de Température et de Salinité) et de conditions aux frontières.

En ce qui concerne les conditions initiales, le modèle récupère dans diverses bases de données fournissant des conditions météorologiques d'une année type: *The International Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set Project* (ICOADS) permet une récupération des données de forçage en surface. *World Ocean Atlas* (WOA) dispose des données de température et de salinité. Ces données vont ensuite être utilisées dans la méthode dynamique qui va permettre le calcul des vitesses géostrophiques par rapport à un niveau de référence. On impose comme condition initiale une vitesse du courant nulle en dessous de cette profondeur.

Pour les conditions aux frontières, il s'agit de donner au modèle les valeurs des gradients de toutes variables du système. Il faut rentrer les conditions au fond et à la surface.

– à la surface libre (en  $z = \xi$ )

$$\left\{ \begin{array}{l} A_z \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{s_x} \\ A_z \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_{s_y} \end{array} \right\} \quad \frac{\partial \xi}{\partial z} = w \quad \left\{ \begin{array}{l} A_z^T \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \\ A_z^S \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{S(E-P)}{\rho_0} \end{array} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{Flux de chaleur et bilan de sel} \\ \text{(évaporation et précipitation)} \end{array}$$

– au fond (en  $z = -H$ )

$$\left\{ \begin{array}{l} A_z \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_{b_x} \\ A_z \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_{b_y} \end{array} \right\} \quad w = -u \nabla H \quad \left\{ \begin{array}{l} A_z^T \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \\ A_z^S \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \end{array} \right\}$$

Les vitesses à la surface et au fond sont respectivement proportionnelles aux tensions

$\tau_s, \tau_b$  qui sont des fonctions quadratiques de l'intensité du vent et du courant. En ce qui concerne les variables thermodynamiques, il s'agit de faire respectivement pour T et S, un bilan de chaleur et de sel.

## 2.3.Implémentation

Dans ce paragraphe, on se propose de décrire la méthodologie de l'implémentation du modèle et de donner toutes les variables de ROMS afin de réaliser la même expérience.

L'utilisation du modèle ROMS (programme FORTRAN) et de son utilitaire fourni Roms-Tools (routines matlab) suit un procédé particulier.

Tout d'abord, l'utilitaire Roms-Tools édité sous matlab permet notamment de donner au système d'équations les conditions initiales, les conditions aux frontières et les paramètres de la grille de calcul. Les principaux scripts sont:

- **param.m** qui sert à fixer les coordonnées géographiques de la zone choisie, le degré de résolution et l'état des frontières (ouvertes ou fermées).
- **make\_grid.m** prépare la grille de calcul (LLm, MMm, N, dxmin, dxmax, dymin, dymax,  $\theta_S$ ,  $\theta_b$ ) et nous donne la bathymétrie du modèle.
- **make\_clim.m** donne les conditions initiales, notamment météorologiques d'une année standard ICOADS, et la première simulation de la circulation uniquement due au forçage du vent (courants géostrophiques).
- **make\_forcing.m** donne les conditions aux frontières

Après avoir exécuté ces scripts, nous devons modifier quelques paramètres dans les sous-programmes Fortran du modèle. En premier, il faut définir notre domaine dans **param.h** en entrant les variables de la grille (LLm, MMm, N) et fixer le pas de temps (NTIMES calculé avec le critère CFL ), les fréquences de sauvegarde instantanée et moyennée (NWRT et NAVG) et le rapport NTDFAST dans **roms\_inter.in** (pour une simulation pluriannuelle). Puis, le fichier **cppdefs.h** nous permet de définir toutes les options de la simulation et l'activation des clés des frontières ouvertes. C'est dans ce fichier que l'on va préciser le type de fermeture de la turbulence. Dans cette étude, deux simulations pluriannuelles ont été effectuées avec comme paramétrisation des schémas verticaux *LMD\_mixing* (Large/McWilliams/Doney mixing) pour le modèle KPP et *BVF\_mixing* (Brunt-Väisälä frequency mixing) pour le modèle PP.

Les valeurs des principales variables du système sont regroupées dans le tableau I.

coordonées géographiques			dimensions grille		Frontières	
	lon	lat	LLm	79	S	ouverte
minimum	12 E	40 N	MMm	82	N	fermée
maximum	20 E	46 N	N	32	W	fermée
profondeur max			résolution	1/10	degré	E
h		1100	dxmin (km)	3,8581		
			dxmax (km)	4,2566		
			dymin (km)	3,8618		
			dymax (km)	4,2564		
pas de temps			teta_s	6,0		
dt (s)	1800		teta_b	0,0		
NTIMES (s)	1440					
NWRT (s)	1440					
NAVG (s)	144					

Tab I: variables principales de notre modèle.

Il peut survenir quelques problèmes dans l'exécution de la climatologie. Sur une zone telle que l'Adriatique, on voulait une résolution plus fine que 1/10 degré. La détermination des courants géostrophiques n'est pas effectuée à plus haute résolution. Cela peut s'expliquer par plusieurs paramètres de ROMS. Le facteur  $r$  représente la pente maximale, il est fixé à 0.25. Quand cette valeur limite est atteinte en trop de points, il est possible que *make\_clim* ne s'exécute pas. Si la résolution n'est pas très importante les petits trous de la bathymétrie vont être lissés dans l'espace et la valeur critique sera moins présente. Deux autres facteurs jouent un rôle. Il s'agit de *hmax\_coast* et *hmin\_coast* qui correspondent aux valeurs seuils de la hauteur de la colonne d'eau que l'on peut juste à côté de la côte. Ces valeurs sont à adapter selon la zone d'implémentation.

### 3. Résultats & Discussion

Dans ce paragraphe, on se propose de donner les résultats des deux différentes simulations. Comme suggérer précédemment, seule la formulation du mélange vertical change entre les deux simulations. En effet, pour comparer les schéma PP et KPP, les autres paramètres du système sont égaux.

La bathymétrie des modèles est donc unique et est représentée sur la fig 3.

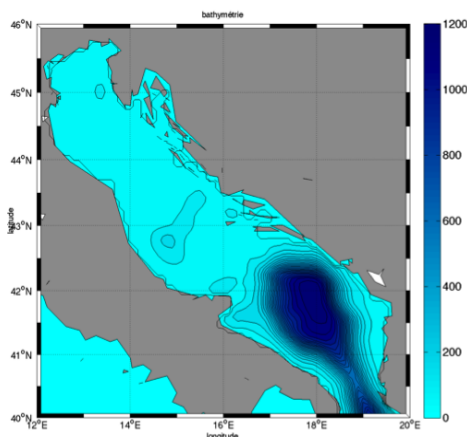


Fig 3.: bathymétrie des deux simulations

Nous allons diviser cette section en deux principale parties. Nous décrirons, dans un premier temps les résultats des modèles. Nous verrons notamment la variabilité intra-annuelle de la circulation générale de surface des masses d'eau et la différence sur plusieurs sections verticales dans le bassin. Cette partie sera principalement descriptive. Puis, nous analyserons ces résultats en les confrontant à des données *in situ* prises au cours des dernières années dans la paragraphe discussion.

### **3.1 Résultats des deux simulations.**

#### **3.1.1. Diagnostiques de stabilité.**

Nos simulations sont effectuées sur 10 ans. Il faut tout d'abord regarder la stabilité des modèles (fig.4.) en analysant la valeurs des différentes variables au cours du temps et en les comparant à leur valeur moyenne.

Grâce à ces graphiques, on peut remarquer la variabilité saisonnière différente (oscillations autour de la valeur moyenne) des variables du système selon les schémas KPP et PP. Les deux modèles ne se comportent pas de la même façon au cours des dix années de simulation. Le modèle KPP semble se stabiliser au bout de la troisième année (variable *volume averaged salt*). Le modèle PP semble moins stable (variable *volume averaged salt et temp*), mais les valeurs se rapprochent des moyennes durant la 8ème année. Nous choisissons donc cette année pour représenter les résultats dans la suite.

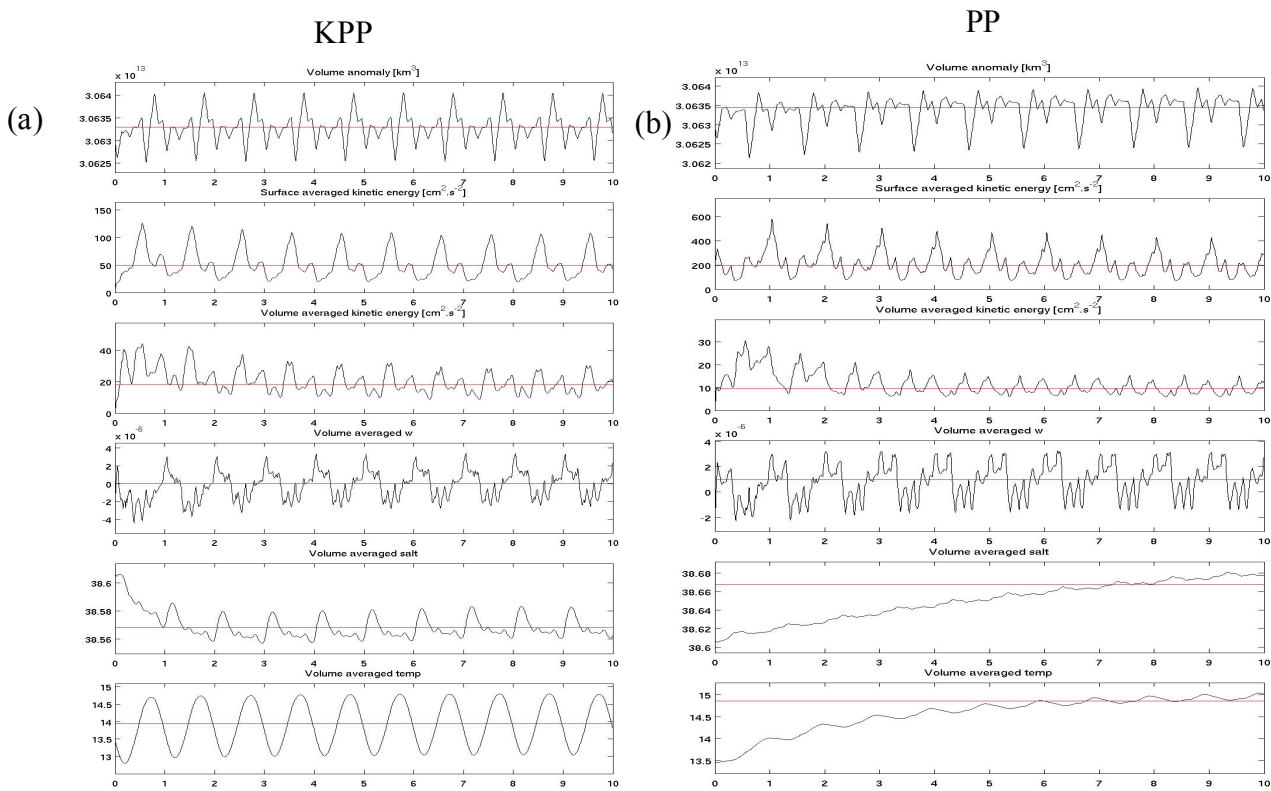


fig.4.:diagnostic des simulations avec le schéma KPP en (a) et PP en (b)

#### **3.1.2. Circulation générale de surface et variabilité saisonnière.**

La circulation générale est influencée par de nombreux facteurs physiques. Si les forçages atmosphériques sont nombreux, la bathymétrie joue également un rôle important. Nous allons donc diviser la mer Adriatique en 3 sous-bassins. Le bassin nord et central sont caractérisés par des eaux peu profondes. La profondeur moyenne est respectivement 50 et 140 mètres. La partie sud contient la dépression bathymétrique.

Afin de pouvoir comparer nos résultats, nous avons défini les saisons pour les mois de Février, Mai, Août et Novembre comme dans Artegiani et al. (1997b).

### 3.1.2.1. Elévation de la surface libre et courant de surface.

Les graphiques représentant l'élévation de la surface libre et les courants de surface sur les quatre saisons de deux simulations sont présentées sur la fig.5.

#### **Le bassin sud:**

Il y a présence d'un gyre cyclonique permanent dans le bassin sud à l'endroit où la bathymétrie est la plus importante. Cette circulation va même s'intensifier en été. On peut voir que la surface libre atteint sa décote maximale de  $-0.08\text{m}$ . La même décote est atteinte pour les deux schémas, en revanche le rayon de ce gyre est beaucoup plus important pour le modèle KPP. Pour le modèle PP, en hiver, le gyre n'est pas présent. Il s'agit plutôt de tourbillons alternativement cyclonique et anticyclonique.

#### **Le bassin central:**

Un gyre cyclonique est également présent dans le bassin central pour toute les saisons du modèle KPP. Un courant intense est présent sur les côtes ouest du bassin. Ce gyre central n'est comparable qu'en été et en automne pour PP. Cette circulation semble se dessiner durant les deux autres saisons, mais est négligeable de part son intensité et par la abaissement de surface libre qu'elle provoque. En effet, on voit qu'en hiver, les eaux près des côtes est et ouest pour le modèle PP atteignent une élévation positive de  $0.02\text{m}$  et au centre de la gyre  $0\text{m}$ . Pour KPP, les eaux qui suivent le gyre ont une altitude de  $-0.005\text{m}$  et de  $-0.03\text{m}$  au centre. C'est bien un lieu de basses pressions pour le modèle KPP. Des valeurs similaires sont observées au printemps. Le modèle KPP présente un centre de basse pression d'une surface importante.

#### **Le bassin nord:**

Le nord du bassin est quant à lui un lieu où les pression sont un peu plus fortes que partout ailleurs. Les vecteurs vitesses sont faibles, mais un gyre anticyclonique semble se dessiner. En hiver et au printemps, les surélévations sont beaucoup plus importantes pour le modèle PP alors que c'est l'inverse en été et en automne. La différence de surélévation entre les deux schémas atteint  $0.04\text{m}$  en été.

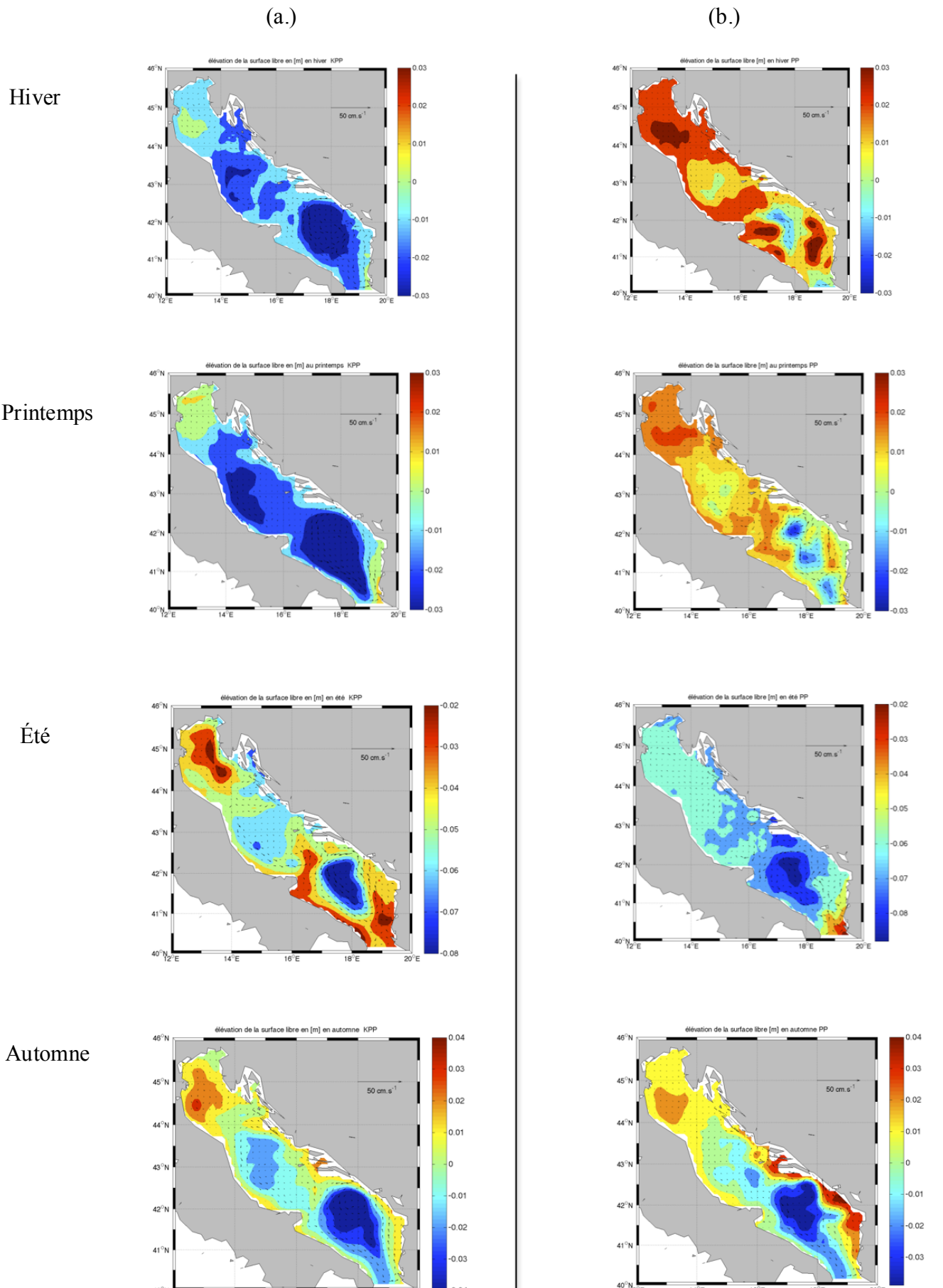


Fig.5. Élévation et courant de surface pour les 4 saisons de l'année 8 (*time index 2*, fichier *averaged*) des deux simulations: (a.) schéma KPP et (b.) PP. La colorbar est égale pour la même saison.

### 3.1.2.2. Température et Salinité.

Les figures de température et de salinité présentées comme la figure 4 sont placées en annexe 1 et 2.

Tout d'abord, on remarque que la variabilité spatiale de la salinité et de la température est beaucoup moins importante dans le schéma PP. La variabilité temporelle est également très faible. La température moyenne annuelle correspond à peu près à la température moyenne de chaque saison et est égale environ à 16°C. Ce résultat semble conforme aux résultats donnés par la figure 3 des diagnostics. En effet, pour les variables S et T du modèle PP, les oscillations autour de la valeur moyenne ont une amplitude beaucoup moins importante que pour l'autre démarche. Ces oscillations correspondent à la variabilité saisonnière.

Le schéma KPP semble donner une gamme de température et de salinité plus raisonnable et qui varie selon les saisons. On a vu que l'entrée des eaux méditerranéenne se fait le long du canal d'Otranto. Ces eaux sont caractérisées par une température élevée et sont transportées dans le gyre sud. On peut le voir principalement en été et en hiver.

Les eaux du bassin nord sont les plus froides du bassin et atteignent en hiver 9°C à Trieste. Cela est due à la faible profondeur du golfe de Trieste et le fait que la Bora y est intense. Le courant sud sur la côte ouest des bassins nord et central mis en évidence par les vitesses de surface est donc un courant d'eau froide. Cela ne semble plus être le cas pour le bassin central en été. En ce qui concerne la salinité, les eaux du bassin nord sont les moins salées et varient de 36.5 en été à 37.9 en hiver. Cela s'explique par la présence du panache du Po dans cette zone. En effet, si le modèle ne reproduit pas l'input des eaux douces tout au long des simulations, les conditions initiales induisent une faible valeur de S dans les eaux du bassin nord.

### 3.1.2. Comparaison de sections verticales et identification des masses d'eau.

Nous allons maintenant comparer les résultats des deux simulations en coupes verticales. Les positions de ces transects sont présentées sur la figure 6. Ces coupes verticales sont représentatives des différents bassins de la mer Adriatique. En effet, la section d'Ancona est la

transition entre les bassins nord et centre. La section Pescara est significative du bassin central et celle de Bari du bassin sud (*Artegiani et al., 1997*).

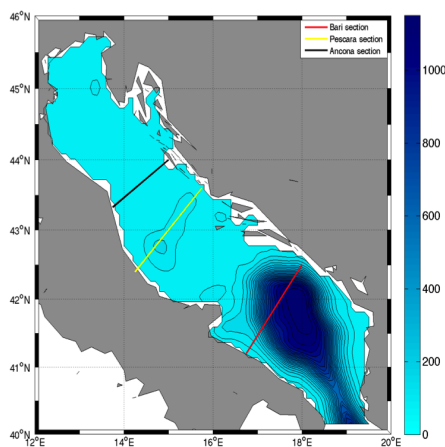


Fig.6. Positions géographiques des sections verticales. Du nord au sud: Ancona, Pescara et Bari.



Le but est de décrire le comportement des deux modèles sur la verticale et d'identifier les masses d'eau en présence grâce aux variables température, salinité et masse volumique.

La comparaison entre les sections des deux schémas utilisés n'est pas triviale. On a déjà vu que les gammes de température et de salinité est très différente horizontalement. Il en est de même pour la variabilité verticale de T et S. La relation n'étant pas linéaire, il est impossible de comparer la même section selon les différents modèles avec une échelle de couleurs similaire. On s'attardera alors à comparer les structures visualisées.

### La section d'Ancona:

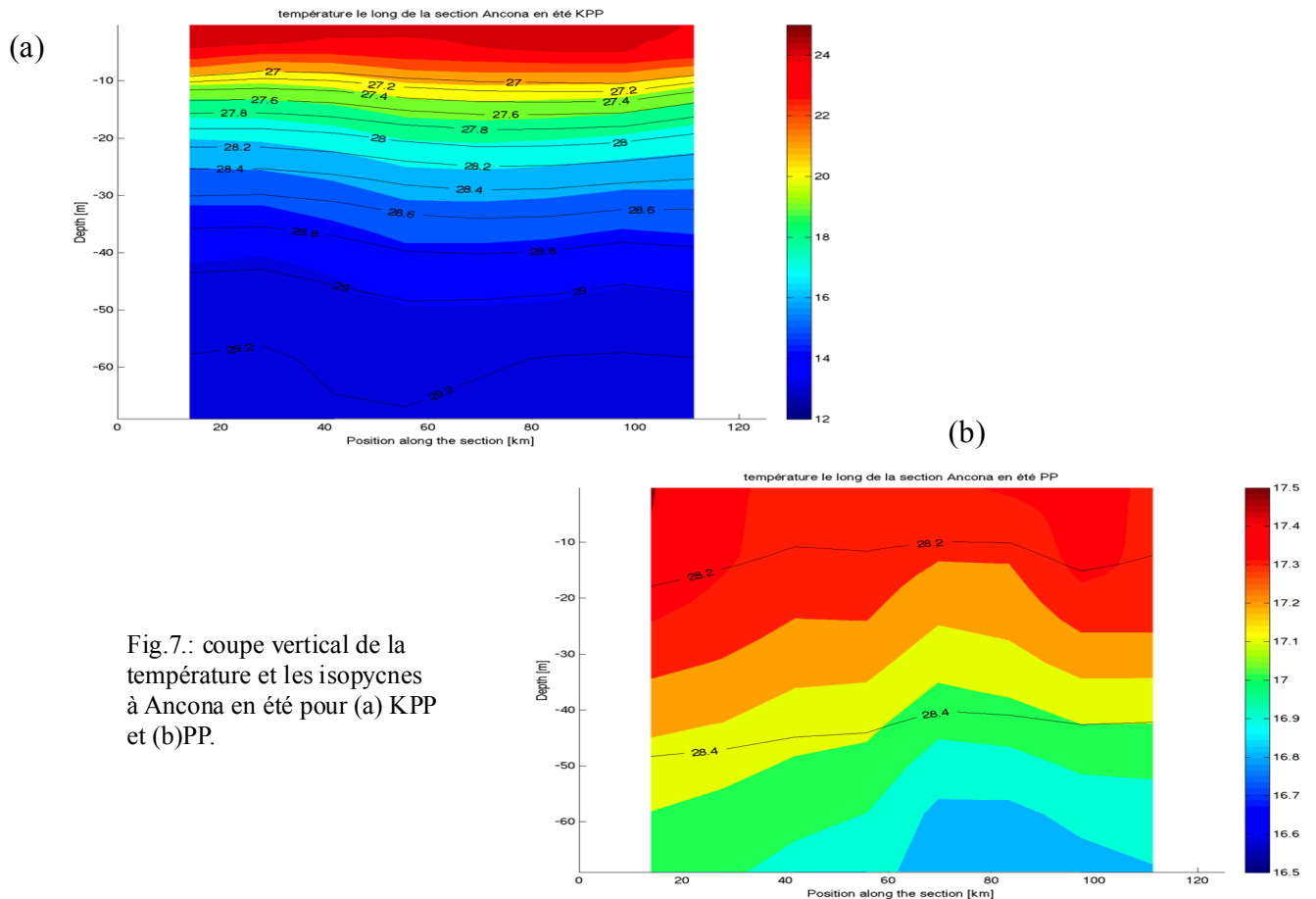


Fig.7.: coupe vertical de la température et les isopycnes à Ancona en été pour (a) KPP et (b)PP.

La figure 7 nous montre la variation de la température le long de la section d'Ancona en été. On voit bien que le schéma PP nous donne une température quasiment uniforme sur la profondeur. En effet la température varie de 0.8°C entre le fond et la surface. Ce résultat ne semble pas conforme étant donné la saison estival. Les températures de l'air doivent induire une stratification beaucoup plus importante. Cela est le cas pour le schéma KPP qui nous donne des températures de 12°C pour le fond et 25°C en surface.

Toute la gamme de température du schéma PP se trouve entre -15m et -25m de fond pour la section KPP. On retrouve la ligne d'isopycne  $\sigma_t = 28.2 \text{ kg.m}^{-3}$  à une profondeur de 20m +/- 5m dans les deux cas de figures.

D'un point de vu plus général, le modèle KPP nous donne des surfaces de même température à profondeur constante. On ne retrouve pas la même structure pour le modèle PP, mais cela est dû à la très faible variation des valeurs représentée sur le graphe. Une température plus faible à la surface est observé dans les deux cas à l'extrême est de la section.

La NaddDW est caractérisée par un excès de masse volumique tel que  $\sigma_t > 29.2 \text{ kg.m}^{-3}$ . Cette

valeur est retrouvée pour le schéma KPP à partir de -60m de profondeur jusqu'au fond. Cela semble confirmer que la gamme de température et de salinité est respecté pour ce modèle.

### La section de Pescara:

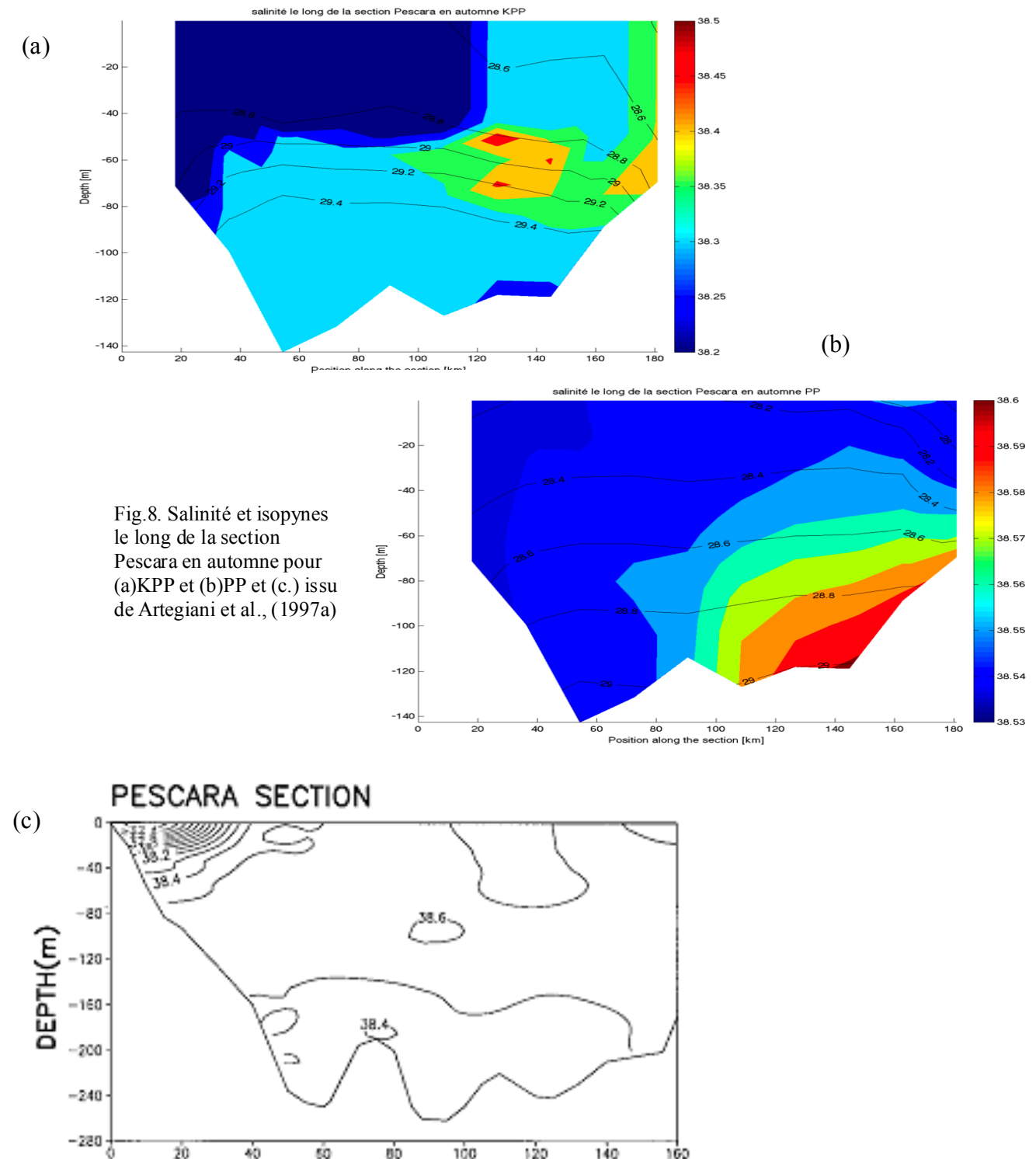


Fig.8. Salinité et isopycnés le long de la section Pescara en automne pour (a)KPP et (b)PP et (c.) issu de Artegiani et al., (1997a)

La section Pescara est représentative du bassin central de l'Adriatique. Comme pour la température pour la section d'Ancona, la salinité varie très peu (0.07 unité) sur la figure 7(b). Sur cette même, les valeurs les plus importantes de salinité se trouvent au fond à l'est de la section. Pour le modèle KPP, ces valeurs maximales sont atteintes en profondeur intermédiaire à l'est du

bassin. Ceci est en accord avec la position de la MLIW qui est caractérisée par la salinité la plus forte dans le bassin central Adriatique. Une remontée d'eau plus dense est observée à l'est. C'est le bombement vertical induit par la circulation giratoire mis en évidence dans la partie 3.1.2. Les isopycnes confirment ce résultats. Elles sont visibles dans les deux cas de figures mais remontent plus fortement pour le modèle KPP (isypcne  $\sigma_t = 28.2 \text{ kg m}^{-3}$  pour PP et  $28.6 \text{ kg m}^{-3}$  pour KPP )

### La section de Bari:

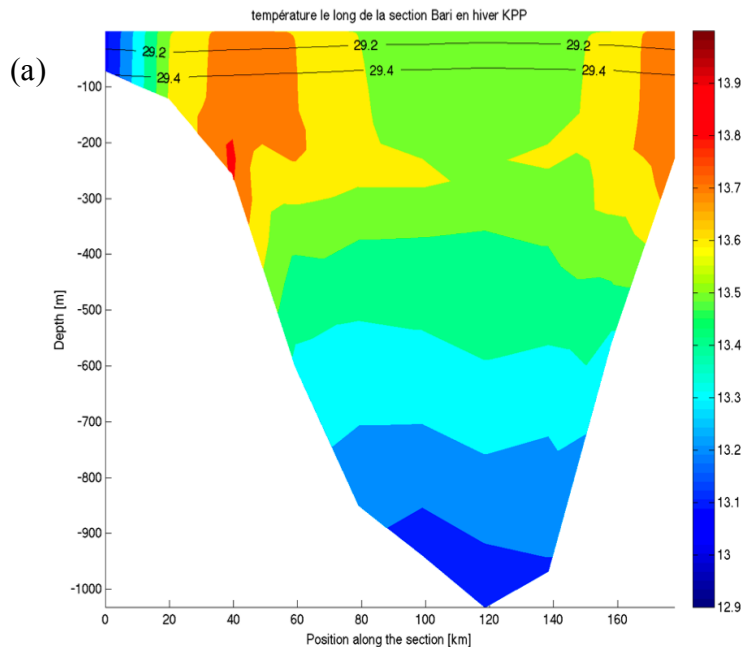


Fig.9. Température et isopycnes le long de la section Bari en hiver pour (a)KPP et (b)PP.

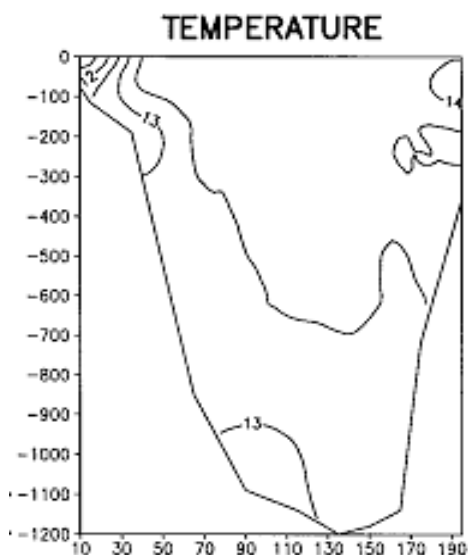
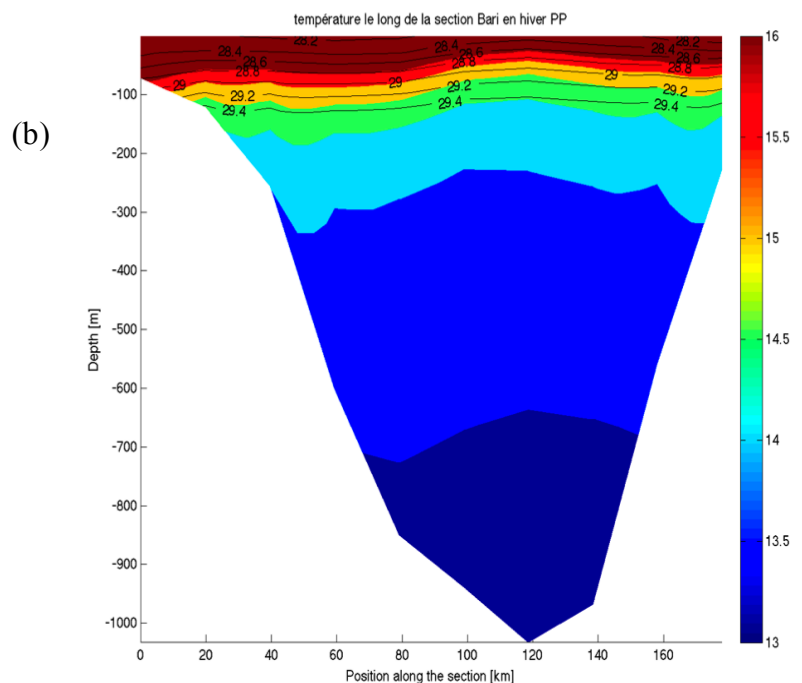


Fig.10. Coupe de la température le long de la section Bari. Profondeur en m en fonction de la position en km. Issue de Artegiani et al.(1997a)

Pour cette coupe (figure 9(b)), le modèle PP nous donne une variation de températures plus importantes. Cela est due à la grande profondeur de la section de Bari. La stratification est assez marqué, cela n'est pas du tout retrouver dans le modèle KPP où la température varie d'environ 1°C sur toute la colonne d'eau et les structures isothermes sont verticales entre la surface et 400m de profondeur.

La SadDW est caractérisée par une température légèrement inférieure à 13°C et semble être présent dans les deux cas: à partir de 700m pour PP et de 900m pour KPP.

Les structures verticales identifiées pour KPP présentent une symétrie axiale dont l'axe se situe à 120km depuis l'ouest de la section sur 300m de profondeur. Cela correspond au gyre sud-Adriatic identifié sur les graphiques horizontaux. En effet, la même masse d'eau est présente à l'extrême est de la section et à la position 40 km à l'ouest du bassin. Il en est de même pour les eaux à 13.6 °C. le centre du gyre est caractérisé par une température comprise entre 13.4 et 13.5°C

Des eaux plus froides sont présentes sur les côtes italiennes. Ces eaux proviennent au courant froid identifier dans sur les côtes ouest du bassin central.

### **3.2. Discussion**

Dans cette partie, nous allons comparer les résultats à des données *in situ* récoltées en Adriatique et regroupées dans Artegiani et al.(1997a&b).

En ce qui concerne les structures hydrodynamiques horizontales, la circulation a été schématisée et a été donnée par la figure 2. La figure 11 nous donne les température de surface. Ces figure sont à comparer respectivement avec la figure 5 représentant les élévations de la surface libre et les courants de surfaces et l'annexe 1 qui présente les températures de surface.

Pour le gyre sud-Adriatique (Sad-gyre), les deux schémas admettent cette circulation pour les saisons d'été et d'automne. Cependant, l'intensité de ce gyre est maximum en été; cela est le cas pour le modèle KPP. Pour PP, le maximum se trouve en automne.

Les courants Est-Sud Adriatique et Ouest-Sud Adriatique (E-SAd Current et W-SAd current) sont également présents dans les deux schémas. Le courant est plus chaud que le courant sortant de la mer.

Le gyre du bassin central est globalement mieux reproduit par le schéma KPP au niveau de sa taille et de sa localisation. Il est absent en été du modèle PP. Le courant central ouest Adriatique (W-MAd Current) a déjà été mis en évidence par les courants et températures de surface pour le modèle KPP.

Les deux schémas donnent pour le nord du bassin des centres de relatives hautes pressions et présentent un gyre anticyclonique. C'est l'inverse de la circulation présentée sur la figure 9.

Un gyre est une circulation quasi permanente essentiellement forcée par les vents est la bathymétrie. Ces deux forçages physiques doivent satisfaire des conditions fortes. On a déjà parlé du facteur seuil  $r$  qui est la pente maximale de la bathymétrie. La bathymétrie du modèle est donc très lissée par rapport aux valeurs réelles. On se trouve en plus dans un Golfe de 30m de profondeur moyenne. Le lissage peut alors induire une grande variabilité entre la profondeur du modèle et la profondeur réelle. Le deuxième forçage est le vent. Le vent simulé par ICOADS est à faible résolution. La Bora, le vent principal de la région est donc sous-estimer. Les autres gyres sont cycloniques et sont bien représentés par les deux schémas. Le forçage essentiel de ces circulations est la bathymétrie. On se trouve dans des zones où la bathymétrie est beaucoup plus importante.

Nous avons déjà vu que la variabilité spatiale et temporelle de la température pour le schéma PP est quasiment nulle. En revanche, cette variabilité pour l'approche KPP est en accord avec la figure 11.

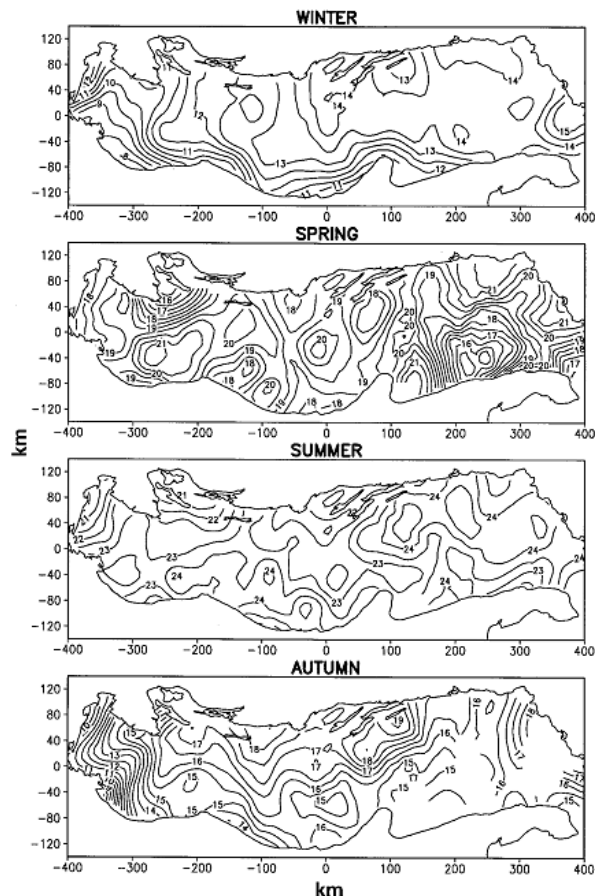


Fig.11. Température saisonnière de surface. Issue de Artegiani et al. (1997b)

Pour les structures verticales, on a déjà mis en avant la distribution sur la colonne d'eau anormale des températures et des salinité des résultats PP. En comparant nos sections avec les données in situ synthétisées dans le papier de référence, on s'aperçoit rapidement que les mécanismes de mélange ne sont reproduit que par le schéma KPP.

La section d'Ancona caractérise la transition entre les bassins nord et central. Le bassin nord, avec une faible profondeur est le lieu de formation de la NadDW en hiver (Artegiani et al.,1997a).

Avec les faibles températures atmosphériques hivernales et la Bora qui s'intensifie, la colonne d'eau se déstabilise et les variables T et S s'homogénéisent. Il y a formation d'eau dense.

La figure 11 nous montre cette plongée des eaux, on voit bien la pente des isopycnes qui est plus

forte sur les côtes croates. La salinité est constante selon la verticale pour une position déterminée.

La NadDW est donc présente quasiment tout au long de la section.

Durant les saisons qui suivent, la température de l'air se réchauffe ce qui provoque une stratification de la colonne d'eau et une élévation des températures de surface. C'est principalement visible au niveau des températures. On peut se reporter à la figure 7(a). La masse d'eau dense caractéristique du bassin nord est présente en profondeur.

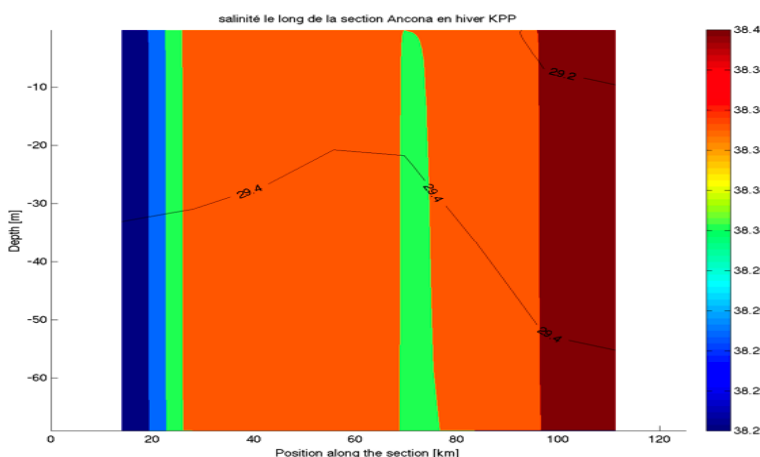


Fig.12. Coupe de la salinité et isopycnes le long de la section d'Ancona en hiver. Schéma KPP

Le bassin central Adriatique est caractérisé en automne par la plus importante intrusion de la MLIW donnée par les salinités les plus élevées du bassin. ( $S > 38.5 \text{ psu}$ ). Cette masse d'eau qui prend son origine dans le bassin Léventin de la méditerranée orientale est advectée jusqu'au bassin central de l'Adriatique en ayant subi des processus de mélange. L'équilibre thermodynamique de la MLIW se situe entre 100 et 400m de profondeur dans le bassin sud (Artegiani et al., 1997). Dans le bassin de Pescara, cette eau-type a des profondeurs moins importantes. Elle peut même remonter à la surface et est embarquée par le M-Ad gyre. Au fond (entre 100 et 140m) un mélange intense est identifié avec la NadDW pour former la MadDW.

La figure 8(b) met en évidence les processus décrit ci-dessus. On compare alors les données *in situ* (fig 8(c)) et les résultats du modèle.

Les valeurs de salinités sont plus faibles dans le modèle, la MLIW est présente dans le modèle pour des salinités entre 38.35 et 38.5 psu. La dynamique de cette eau-type est très bien reproduit par le modèle à l'est du domaine. On voit bien la masse d'eau présente entre -110m et la surface.

Le modèle augmente la zone d'eau moins salée sur les côtes italiennes. Ces eaux correspondent au courant W-MAd froid et peu salé.

En ce qui concerne le bassin sud, le modèle KPP (figure 9(a)) donne des valeurs de températures très proche aux données *in situ*. La symétrie axiale se retrouve au même endroit sur la figure 10. Le même processus est mis en évidence: le gyre cyclonique S-Ad. Ce gyre n'est pas schématisé sur la figure 9 pour la saison hivernale car moins intense, mais cette circulation existe tout de même.

La SadDW occupe une zone beaucoup moins importante sur les données expérimentales.

D'une façon plus générale, et dans les configurations employées, le modèle KPP nous donne des résultats beaucoup plus similaires aux données répertoriées dans Artegiani et al. (1997a&b). La variabilité spatiale et temporelle des valeurs thermodynamiques du système est en accord avec les données *in situ*. Cela était attendu au vu du diagnostic du modèle PP. En effet, on a vu que les variations saisonnières sont pratiquement inexistantes. Le modèle de fermeture KPP est alors validé pour la mer Adriatique.

Ce résultat principale est conforme à nos ce qu'on pouvait penser avant les simulations. En effet, le modèle de fermeture Pacanowski & Philander dans la paramétrisation utilisée a été édité pour une implémentation dans le Pacifique équatorial. Les processus hydrodynamiques et thermodynamiques sont très différents dans cette zone et dans notre zone d'étude. Les paramètres de calibration utilisés par défauts ont été trouvés suite à de nombreuses expériences numériques. Une méthodologie similaire pourrait être utilisée en Adriatique afin de trouver une série de paramètres différents qui nous donnerait un meilleur comportement du modèle PP. Cette approche pourrait mettre en évidence la sensibilité des ces paramètres.

Cependant, les structures horizontales dynamiques (gyres et courants de surface) sont présents de façon comparable dans les deux schémas. Les différences ont été exprimées dans la partie 3.1.2. Cela nous laisse penser que ces sont les coefficients de diffusivités des traceurs qui sont le moins bien paramétrisés pour la mer Adriatique.

## 4. Conclusion

Le sous-bassin Adriatique de la mer Méditerranée est un lieu où les processus hydrodynamiques y sont nombreux et complexes. Une grandes gammes de données *in situ* sont présents dans la littérature et font de cette mer une des zones où les variables thermodynamiques et les masses d'eau sont les mieux caractérisées de la méditerranée.

Le but de cet étude était d'étudier la sensibilité de deux schémas de fermeture de la turbulence dans cette zone: Pacanowski & Philander et *K-profil parametrization*. Basés sur la même approche, les deux schémas ont donné des résultats numériques très différents. Cela justifie la grande difficulté de ce problème en modélisation.

Dans le cas de notre étude, même si le modèle KPP a pu être validé en mer Adriatique, les paramètres de calibration du schéma PP ont été discutés.

Les deux schémas nous donnent les processus hydrodynamiques principaux de la zone (gyres dans chacun des sous-bassins Adriatique). Seul la fermeture KPP nous donne la bonne gamme des variables thermodynamiques.

Enfin, le modèle KPP nous a permis une compréhension globale des processus spatio-temporels dans l'ensemble de notre zone.

## **Bibliographie**

**Artegiani, Bregant, Paschini, Pinardi, Raicich and Russo (1997a)** The Adriatic Sea General Circulation. Part I: Air-Sea Interactions and Water Mass Structure. *Journal of Physical Oceanography*

**Artegiani, Bregant, Paschini, Pinardi, Raicich and Russo (1997b)** The Adriatic Sea General Circulation. Part II: Baroclinic Circulation Structure. *Journal of Physical Oceanography*

**Large, McWilliams, Doney (1994)** Oceanic Vertical Mixing: a Review and a Model with nonlocal k-profile boundary layer parametrization. *Reviews Geophysics.*, 32, 363-403

**Li, Yi Chao, McWilliams and Fu (2001)** A Comparison of Two Vertical-Mixing Schemes in a Pacific Ocean General Circulation Model. *Journal of Geoclimatology*

**Pacanowski and Philander (1981)** Parametrization of Vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 11, 1443-1451.

**UNESCO (1981)** *technical paper in marine science, No 36.*



(a)

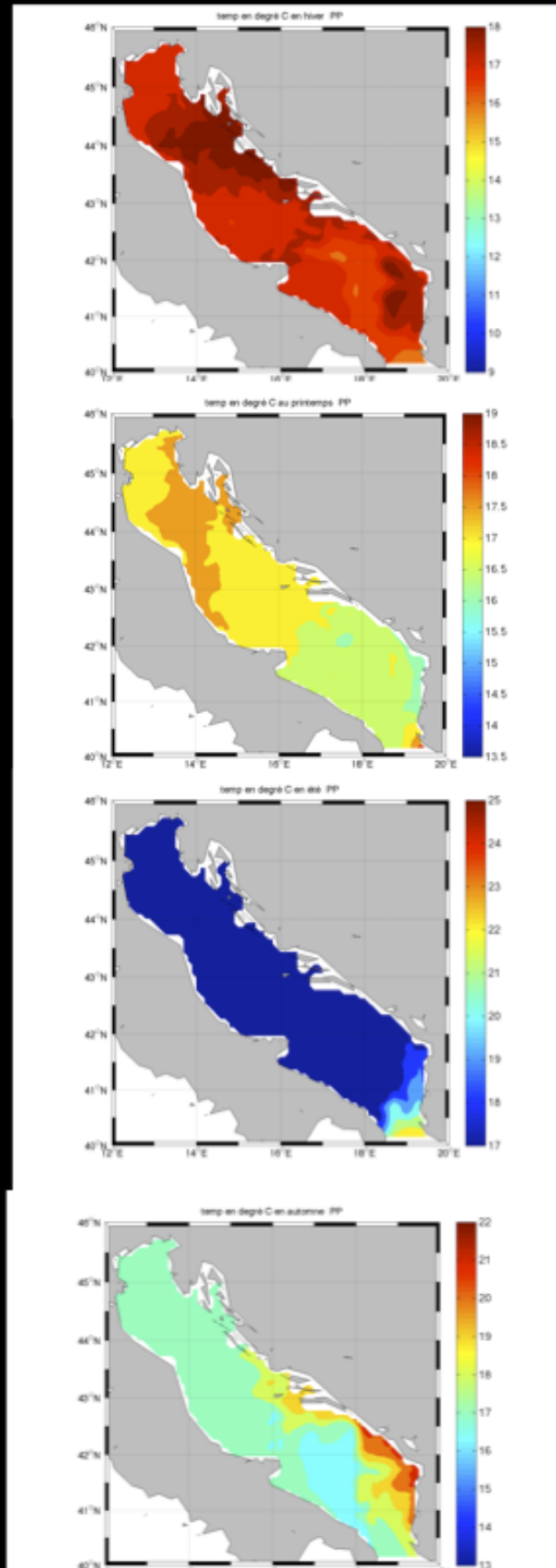
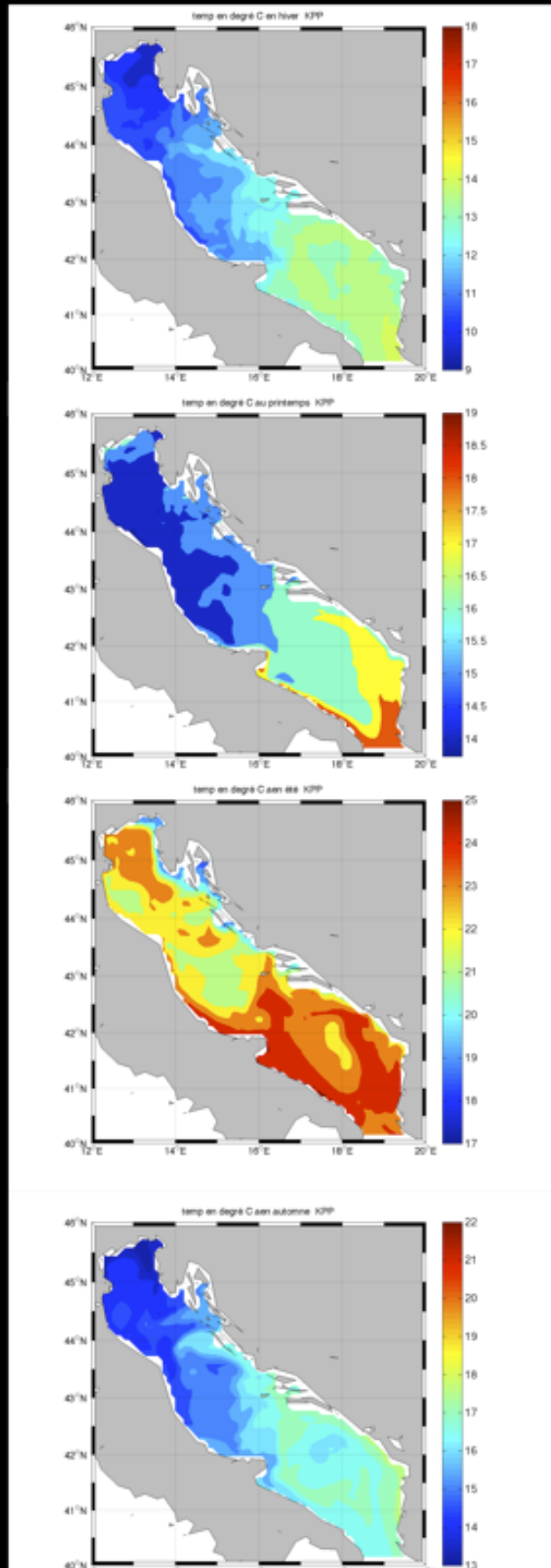
(b)

hiver

printemp

été

automne

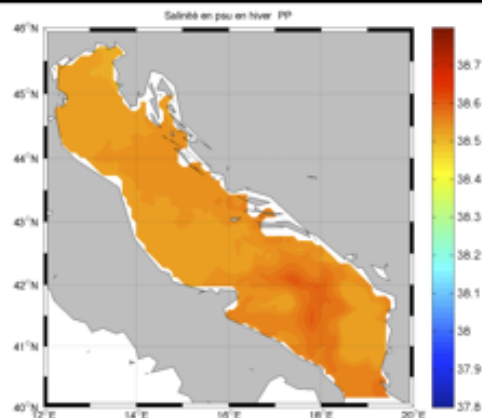
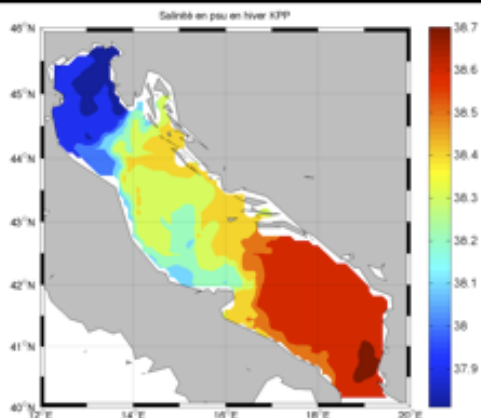


Annexe 1. température de surface pour les quatre saisons pour (a)KPP et (b)PP

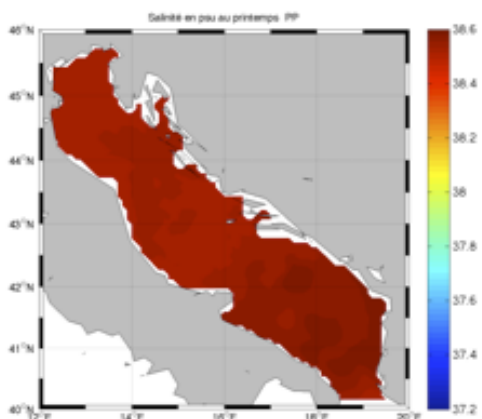
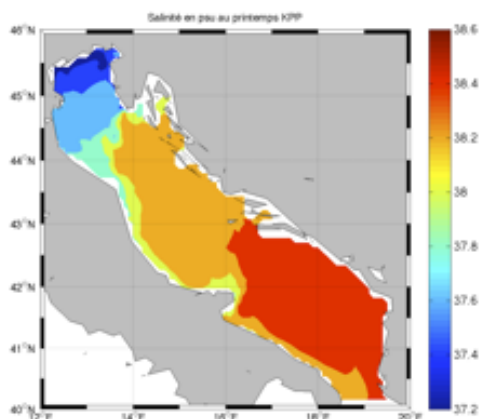
(a)

(b)

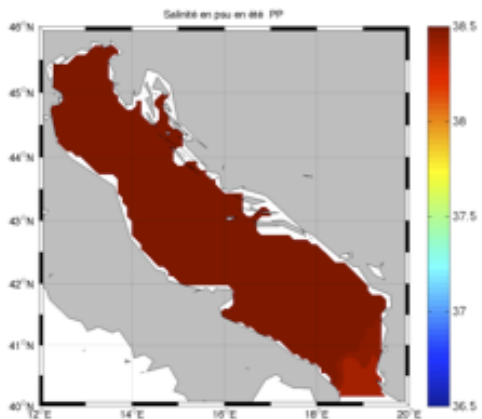
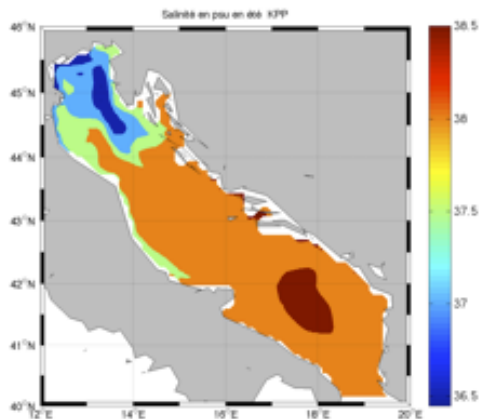
hiver



printemps



été



automne

