

APPLICATION D'UN MODELE 3D A LA MODELISATION DE LA MEDITERRANEE OCCIDENTALE

J.M. BECKERS

G.H.E.R. Université de Liège
Aspirant du Fonds National Belge de la
Recherche Scientifique

Mots-clés : Méditerranée, modélisation mathématique et numérique

Keywords : Mediterranean Sea , mathematical and numerical modelisation

RESUME. En commençant par une description qualitative d'une circulation typique dans la Méditerranée occidentale, on montre quelques caractéristiques physiques à représenter par le modèle 3D. Ce modèle mathématique est alors présenté et une reformulation à l'aide d'un nouveau changement de variables est effectuée afin d'adapter les équations au calcul numérique. On explicite une méthode numérique de "mode-splitting" qui apporte un gain en temps de calcul non négligeable.

On analyse finalement les résultats d'une simulation d'une tempête hivernale.

3D modelisation of the Western Mediterranean Sea

SUMMARY. The description of a typical circulation in the western Mediterranean sea shows the important physical characteristics the 3D model should be capable to reproduce. The mathematical model is presented and modified by a change of coordinates. In this way, equations are easier to traduce in an efficient numerical procedure. Another numerical trick, the so called "mode-splitting", allows a reduction of computer cost.

Finally one analyses the results of a simulation of a winter storm.

LA MEDITERRANEE

Avant d'aborder la modélisation d'un système, il faut connaître les caractéristiques particulières de celui-ci. Puisque nous sommes avant tout intéressés par l'hydrodynamique (car la connaissance de celle-ci est nécessaire pour les modèles écologiques), nous allons présenter dans la suite un écoulement type qui ne prétend nullement être *la* circulation générale de la Méditerranée. La variabilité spatiale et temporelle de la circulation sera donc sous-estimée, voire ignorée (C.O.I. 1988).

L'eau de l'Atlantique entre dans la mer d'Alboran comme un jet superficiel et y forme un courant anticyclonique. La salinité par des mélanges avec des eaux plus denses et par l'évaporation croît jusqu'à 36.5 ‰. Ensuite, sous l'effet de la force de Coriolis, l'eau d'origine atlantique longe la côte d'Algérie en y formant des tourbillons cycloniques et anticycloniques dont les derniers croissent, s'éloignent de la côte et entraînent le courant algérien. Une partie du courant sort par le détroit de Sicile et on constate une augmentation de la salinité et de la température au fur et à mesure que l'on progresse vers l'Est. L'épaisseur de la couche s'accroît également. Cette eau est transformée dans la Méditerranée orientale en eau intermédiaire Levantine qui, dans la mer Egée, se trouve à une profondeur de 100 à 150 m. Cette eau (LIW) migre vers l'Ouest en s'enfonçant pour franchir le détroit de Sicile et se déverser dans la Méditerranée occidentale à une profondeur de 400 mètres où elle trouve son état d'équilibre.







Elle est caractérisée par un maximum de salinité (38.7 ‰) qui décroît en raison des mélanges avec les eaux superficielles et sous-jacentes. Cette masse d'eau se déplace ensuite vers l'Ouest.

L'autre partie du courant algérien remonte vers le Nord par le bassin Tyrrhénien et devient l'eau superficielle de la Méditerranée.

Dans le nord de la Méditerranée se forme le courant Liguro-Provençal qui descend la côte Espagnole pour rejoindre le courant Algérien.

Les courants superficiels et intermédiaires typiques sont repris dans le schéma des fig.1 et 2 que nous pouvons comparer au schéma de circulation géostrophique proposé par Ovchinnikov (1966) (fig.3).

fig. 1 et 2

-  more or less steady paths
-  mesoscale currents throughout the year
-  wintertime mesoscale currents
-  + + + + + the North Balearic front
-  0 m isobath
-  0 and 200 m (thick) isobaths

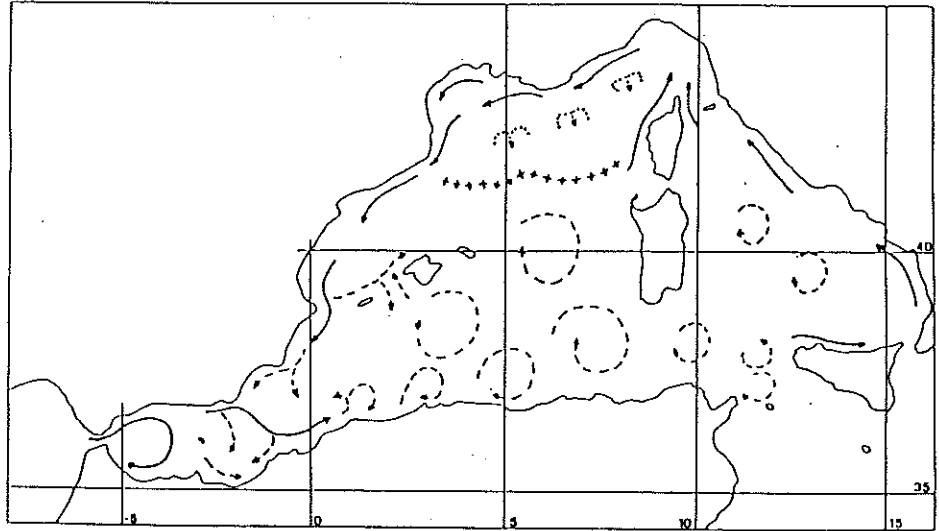


Fig. 1 : CIRCULATION OF THE WATER OF ATLANTIC ORIGIN

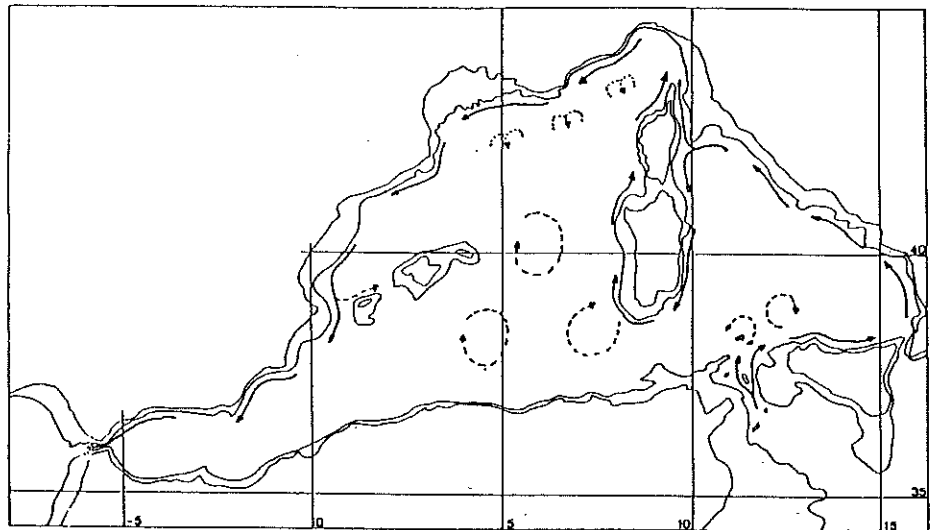
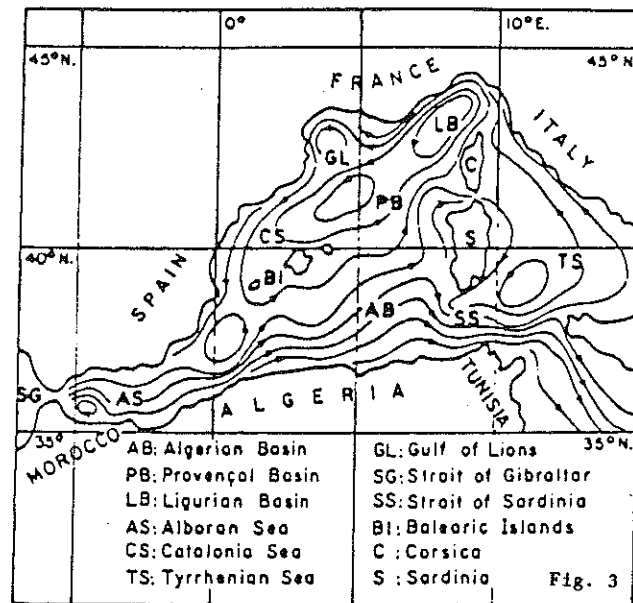


Fig. 2 : CIRCULATION OF THE LEVANTINE INTERMEDIATE WATER



EQUATIONS PRIMAIRES

La modélisation mathématique des courants passe par l'établissement des équations d'évolution des vitesses (\underline{v}), des champs de température (T), de la salinité (S) et une grandeur caractéristique de la turbulence, l'énergie cinétique turbulente (e) (Nihoul 1981, Djenidi 1987) :

$$\nabla = \underline{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \underline{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} \quad \text{opérateur gradient horizontal}$$

$$2\Omega \Lambda \underline{v} \approx f \underline{e}_3 \Lambda \underline{u} \quad f = 2\Omega \sin \lambda$$

$$\nabla \cdot \underline{u} + \frac{\partial}{\partial x_3} u_3 = 0$$

$$\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \underline{u} + u_3 \cdot \nabla \underline{u} + f \underline{e}_3 \Lambda \underline{u} = -\nabla q + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{v} \frac{\partial \underline{u}}{\partial x_3} \right)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla T + u_3 \frac{\partial T}{\partial x_3} = Q^T + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\chi}^T \frac{\partial T}{\partial x_3} \right)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla S + u_3 \frac{\partial S}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\chi}^S \frac{\partial S}{\partial x_3} \right)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla e + u_3 \frac{\partial e}{\partial x_3} = \pi^o + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\chi}^e \frac{\partial e}{\partial x_3} \right)$$

$$\pi^o = \tilde{v} \left\| \left\| \frac{\partial \underline{u}}{\partial x_3} \right\| \right\|^2 - \tilde{\chi}^b \frac{\partial b}{\partial x_3} - \alpha^o \frac{e^2}{16 \tilde{v}}$$

$$\tilde{v} = \frac{1}{2} \alpha^o \sqrt{e l}$$

$$\tilde{\chi}^y = \phi^y \tilde{v}$$

$$q = \frac{P}{\rho_o} + g x_3 + \tilde{\xi}$$

$$\frac{\partial q}{\partial x_3} = b$$

où nous avons supposé qu'il n'y a pas de source de salinité. La fermeture du problème requiert encore l'expression de Q^T , l et ϕ^y et l'équation d'état permettant le calcul de la poussée b .

Si nous n'étudions pas des phénomènes biologiques, nous pouvons modéliser l'apport de chaleur par rayonnement par une source de surface et l'inclure dans les conditions limites. Ainsi, $Q^T = 0$.

Le modèle de Nihouï (1981) exprime l et ϕ^y en fonction de $1 - R_f$.

Nous définissons

$$R_i = \frac{N^2}{M^2} = \frac{\left| \frac{\partial b}{\partial x_3} \right|}{\nabla \underline{u} : \nabla \underline{u}} = \frac{N^2}{M^2} \approx \frac{\left| \frac{\partial b}{\partial x_3} \right|}{\left| \frac{\partial \underline{u}}{\partial x_3} \right|^2}$$

R_i = nombre de Richardson

$$N = \left| \frac{\partial b}{\partial x_3} \right|^{\frac{1}{2}} \quad \text{fréquence de Brunt-Väisälä}$$

$$M \approx \left| \left| \frac{\partial \underline{u}}{\partial x_3} \right| \right| \quad \text{fréquence de Prandtl}$$

$$R_f = \frac{\tilde{\lambda}_b}{\tilde{\nu}} R_i = \phi^b R_i \quad \text{nombre de Richardson de flux}$$

qui sont des mesures de la stratification.

Nihoul propose

$$\phi^b = \gamma (1 - R_f)^{\frac{1}{2}} \quad \gamma \approx 1 - 1.4$$

$$l = l_o (1 - R_f)$$

où l_o = longueur de mélange neutre

CHANGEMENT DE COORDONNEE VERTICALE

Afin de simplifier la tâche de résolution de ces équations sur ordinateur, nous procédons à un changement de variables inspiré par le changement de variable σ fréquemment utilisé en Météorologie. Le nouveau changement de coordonnées transforme la région à topographie variable en 2 domaines superposés à profondeur constante chacun (fig.4 et 5). Ceci ne veut pas dire qu'on modélise la topographie par 2 boîtes superposées, mais que les nouvelles lignes de coordonnées verticales suivent la topographie, de sorte que le domaine transformé devient simple.

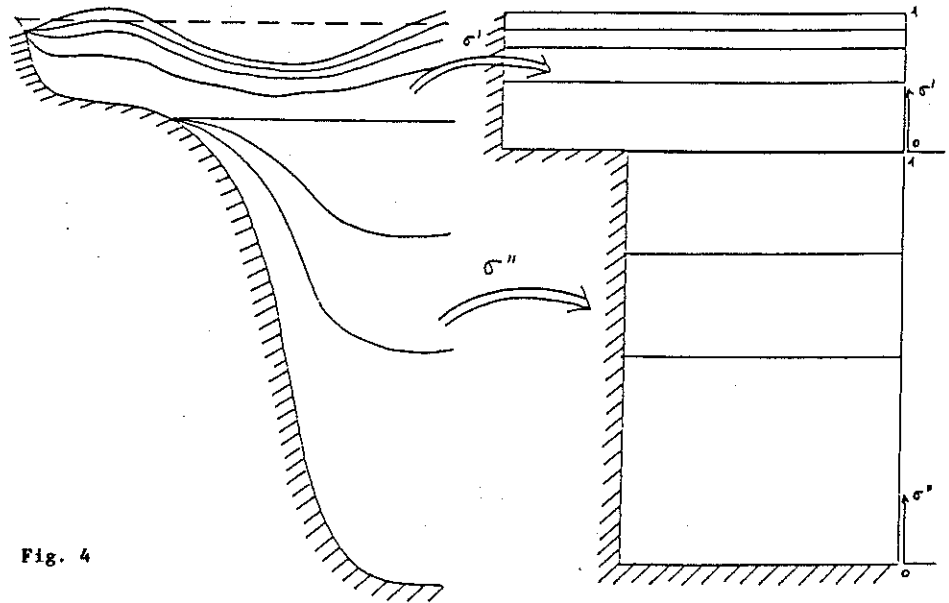


Fig. 4

région supérieure

$$\sigma' = \frac{x_3 + h_1}{h_1 + \zeta}$$

$$h_1 = \min(h_c, h)$$

$$h' = h_1 + \zeta$$

$$\sigma' \in [0, 1] \text{ pour } x_3 \in [-h_1, \zeta]$$

région inférieure

$$\sigma'' = \frac{x_3 + h}{h - h_c}$$

$$h'' = h - h_c$$

$$\sigma'' \in [0, 1] \text{ pour } x_3 \in [-h, -h_c]$$

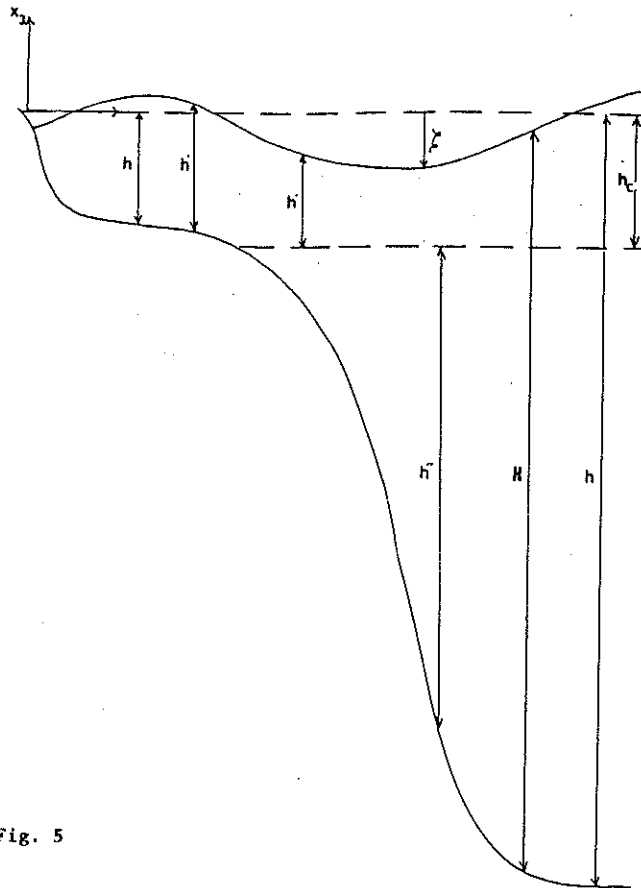


Fig. 5

h_c : hauteur de séparation des deux régions : interface fixe mais perméable.

h : profondeur de l'océan à l'état de référence.

ζ = l'élevation de la surface de l'eau; $\zeta = 0$ à l'état de référence.

$H = h + \zeta$: hauteur totale de la colonne d'eau.

h' : hauteur totale de la colonne d'eau contenue dans la région supérieure (région I).

$$h' = \zeta + \min(h, h_c) = \zeta + h_1$$

h'' : hauteur totale de la colonne d'eau contenue dans la région inférieure (région II).

$$h'' = \max(h - h_c, 0)$$

Une astuce mathématique, qui consiste à définir une nouvelle vitesse verticale, permet de garder une forme inchangée des équations (Waleffe 1985, Beckers 1988).

$$u_1' = u_1$$

$$u_2' = u_2$$

$$u_3' = \frac{1-\sigma'}{h'} (\underline{u}' \cdot \nabla' h_1) - \frac{\sigma'}{h'} \left(\frac{\partial \xi}{\partial t'} + \underline{u}' \cdot \nabla' \xi \right) + \frac{u_3}{h'}$$

où nous avons noté

$$\nabla' = \underline{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1'} + \underline{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2'}$$

Les opérateurs de dérivation s'écrivent

$$\nabla = \nabla' + \left(\frac{1-\sigma'}{h'} \nabla' h_1 - \frac{\sigma'}{h'} \nabla' \xi \right) \frac{\partial}{\partial \sigma'}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_3} = \frac{1}{h'} \frac{\partial}{\partial \sigma'}$$

Ces relations mènent aux équations du modèle (en omettant l'indice pour les dérivées temporelles), les équations pour la région inférieure étant tout à fait analogues.

Nous obtenons alors, sans problème, les équations transformées :

L'équation d'incompressibilité

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla' \cdot (h' \underline{u}') + \frac{\partial}{\partial \sigma'} (h' u_3') = 0$$

L'équation de quantité de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial h' \underline{u}'}{\partial t} + \nabla' \cdot (h' \underline{u}' \underline{u}') + \frac{\partial}{\partial \sigma'} (h' \underline{u}' u_3') + f \underline{e}_3 \Lambda h' \underline{u}' \\ = -h' \nabla q' + \frac{\partial}{\partial \sigma'} \left(\frac{\tilde{\nu}}{h'^2} \frac{\partial h' \underline{u}'}{\partial \sigma'} \right) \end{aligned}$$

Les équations pour la température, la salinité et l'énergie cinétique turbulente

$$\frac{\partial h'T}{\partial t} + \nabla' \cdot (h'T\underline{u}') + \frac{\partial}{\partial \sigma'} (h'Tu_3') = \frac{\partial}{\partial \sigma'} \left(\frac{\tilde{\chi}^T}{h'^2} \frac{\partial h'T}{\partial \sigma'} \right)$$

$$\frac{\partial h'S}{\partial t} + \nabla' \cdot (h'S\underline{u}') + \frac{\partial}{\partial \sigma'} (h'Su_3') = \frac{\partial}{\partial \sigma'} \left(\frac{\tilde{\chi}^S}{h'^2} \frac{\partial h'S}{\partial \sigma'} \right)$$

$$\frac{\partial h'e}{\partial t} + \nabla' \cdot (h'e\underline{u}') + \frac{\partial}{\partial \sigma'} (h'e u_3') = \frac{\partial}{\partial \sigma'} \left(\frac{\tilde{\chi}^e}{h'^2} \frac{\partial h'e}{\partial \sigma'} \right) + h' \pi^e$$

$$\begin{aligned} \nabla q' = & (\sigma' h' - h_l) \nabla' b + \nabla' \cdot \int_{\sigma'}^1 (\sigma' h' - h_l) \frac{\partial b}{\partial \sigma'} d\sigma' \\ & + \nabla' \cdot \left(\frac{P_{atm}}{\rho_0} + (g - b_l) \zeta + \tilde{\xi} \right) \end{aligned}$$

Notre nouveau changement de variables préserve les avantages du changement tout en éliminant certains de ses désavantages :

- * Le domaine à étudier est transformé en un domaine à géométrie simple.
- * Les conditions limites pour la vitesse verticale réelle sont implicitement incluses dans les équations, et les conditions limites pour la nouvelle vitesse verticale sont homogènes.
- * La nouvelle vitesse verticale semble mieux adaptée au calcul numérique puisqu'elle ne contient plus les effets de géométrie.
- * La représentation de la thermocline se fait dans des coordonnées "presque" cartésiennes (fig.6).
- * Le terme de diffusion horizontale est identique dans la partie importante du domaine réel et du domaine transformé.
- * La transformation de la condition d'incompressibilité en une équation d'évolution est a priori avantageuse, mais posera dans la suite des problèmes d'efficacité.

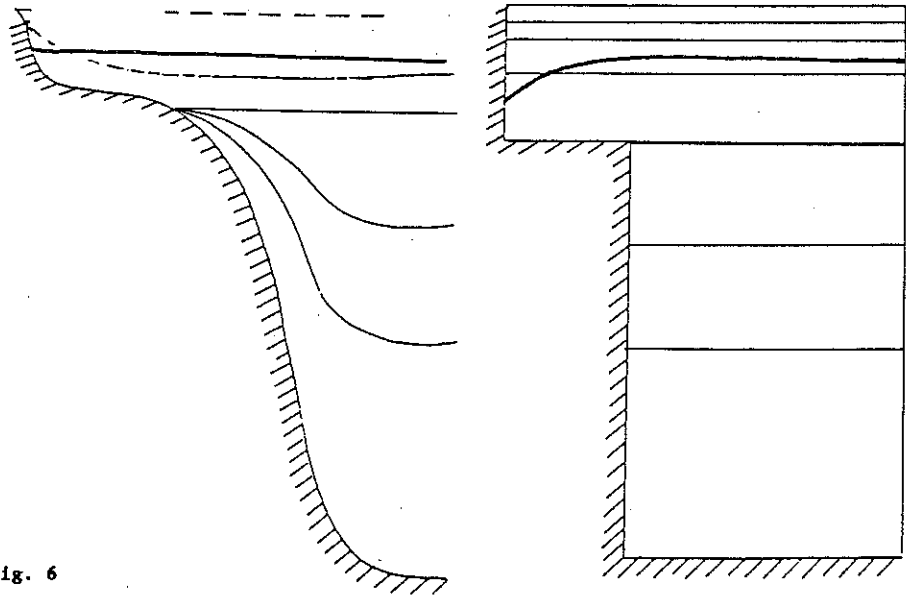


Fig. 6

LE MODE-SPLITTING

En effet la présence d'ondes de gravité de surface se propageant à une vitesse de \sqrt{gH} m/s va limiter le pas de temps numérique par une condition de stabilité. Cette condition de stabilité étant beaucoup plus sévère que les autres, elle pénalise tout le calcul. Ainsi nous sommes amenés à utiliser une méthode du mode-splitting.

Nous pouvons présenter la méthode comme suit :

Puisque les variations de ζ sont calculées à partir du transport total $H\underline{U}$, la connaissance de celui-ci permet de suivre les ondes de gravité de surface. Il suffirait donc de résoudre le système d'équations bidimensionnelles décrivant le mode externe :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot H\underline{U} = 0$$

$$\frac{\partial H \underline{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (H \underline{U} \underline{U}) + f e_3 \wedge H \underline{U} = -H \nabla \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta + \xi \right) \\ + \nabla \cdot (\tilde{\kappa} \nabla H \underline{U}) + \frac{T_s - T_b}{\rho_0} + \underline{TBC}$$

avec le petit pas de temps

$$\Delta t_{og} = \frac{\Delta x}{\sqrt{2gH_{\max}}} (1 - \epsilon).$$

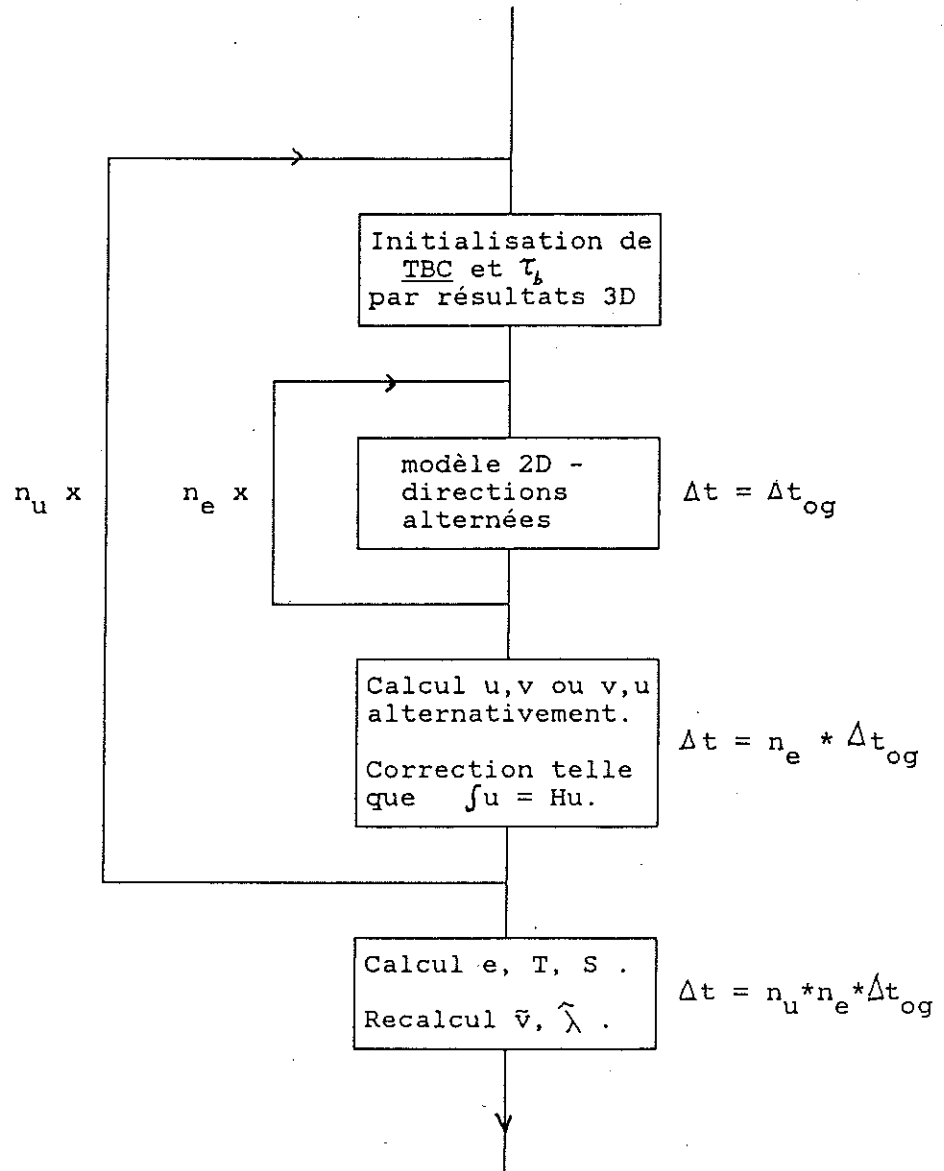
et où TBC désigne le terme barocline dont l'expression exacte peut se trouver dans Beckers (1988).

Après un nombre suffisant d'itérations 2D, les valeurs calculées seraient alors injectées dans les équations 3D complètes. Nous résolverions en quelque sorte un système d'équations avec des pas de temps différents. Le couplage entre les équations nécessite alors une justification de ce procédé. En effet, les termes T_b et TBC dépendent des variables 3D et sont gardés constants dans le calcul 2D en ayant été réinitialisés par les résultats 3D. Il faudrait que, physiquement, ils varient peu sur le temps d'intégration du modèle 2D. Le nombre d'itérations 2D est donc limité par des analyses des temps caractéristiques des termes TBC : si les termes concernant la poussée varient vraisemblablement beaucoup plus lentement que les autres phénomènes, les variations des vitesses suivant la verticale sont plus rapides, mais leur influence n'est pas dominante.

Selon Blumberg et Herring (1987), nous injectons dans les équations 3D seulement l'élévation et non les vitesses moyennes. Les équations pour les déviations des vitesses sur la verticale deviennent, en effet, beaucoup trop compliquées dans notre formulation à deux régions et nous reperdrions en efficacité ce que nous avons gagné par le mode-splitting. Nous résolvons donc les équations 3D pour les vitesses avec l'élévation du modèle 2D. Nous gardons néanmoins une trace des vitesses moyennes en réajustant les vitesses 3D pour qu'elles satisfassent à ces moyennes. Si cette correction algébrique est tout à fait minime en pratique (10^{-2} %), son omission conduit à un procédé instable.

Un autre mode-splitting peut se faire sur les équations scalaires qui ont des temps caractéristiques plus élevés et qu'on ne résout qu'après avoir effectué

plusieurs calculs hydrodynamique. Une itération 3D complète se schématise donc comme suit :



SIMULATIONS

Les premiers calculs à effectuer sont des essais de consistance du schéma numérique.

Une mer homogène et au repos ne se met pas en marche sans forçage extérieur.

Un écoulement quelconque ne détruit pas une distribution homogène de température et de salinité, si les conditions limites imposent des flux nuls.

Si nous imposons un flux de température et de salinité, la température et la salinité moyenne doivent être changées en conséquence.

Le modèle satisfait à 100% à ces tests simples mais instructifs.

Ensuite sont testés des schémas de discrétisation :

Une mer homogène horizontalement et initialement au repos ne peut commencer à bouger sans forçage. C'est ce critère qui pose des problèmes en coordonnées σ , mais nous n'avons pas observé de création de mouvements comparables à ceux rencontrés en pratique.

Finalement, nous avons simulé l'effet d'une tempête hivernale sur l'écoulement (fig. 7 et 8).

Le maillage utilisé est uniforme horizontalement avec $\Delta x = \Delta y = 22500$ m. Malheureusement, nous ne pouvons pas nous permettre de raffiner ce maillage : si nous divisons le pas de la maille par deux, la charge de calcul s'accroît d'un facteur 8. Or, le modèle 3D complet tourne sur un IBM 9375 (60) avec un rapport une heure CPU pour huit heures temps réel. A moins de disposer d'un ordinateur plus puissant, nous ne pouvons envisager de résoudre le rayon de déformation de Rossby (10 km).

Selon la verticale, nous utilisons 8 mailles dans la région supérieure et 6 mailles dans la région inférieure, soit un total de 14. Leur distribution selon la verticale est décrite par le tableau I.

Le champ de vitesse dans l'atmosphère est celui d'une moyenne hivernale typique. Les conditions initiales étaient le résultat d'un modèle à gravité réduite, avec une redistribution des vitesses sur la verticale.

La topographie de la Méditerranée influence profondément l'écoulement, vu le découpage caractéristique en bassins presque indépendants. Les ondes de gravité, visualisées à la figure 7, restent piégées dans les bassins, d'autant plus que pour cette simulation nous avons fermé les détroits, afin de voir l'effet du vent seul.

Elévations après 24, 48 et 72 heures de simulation.

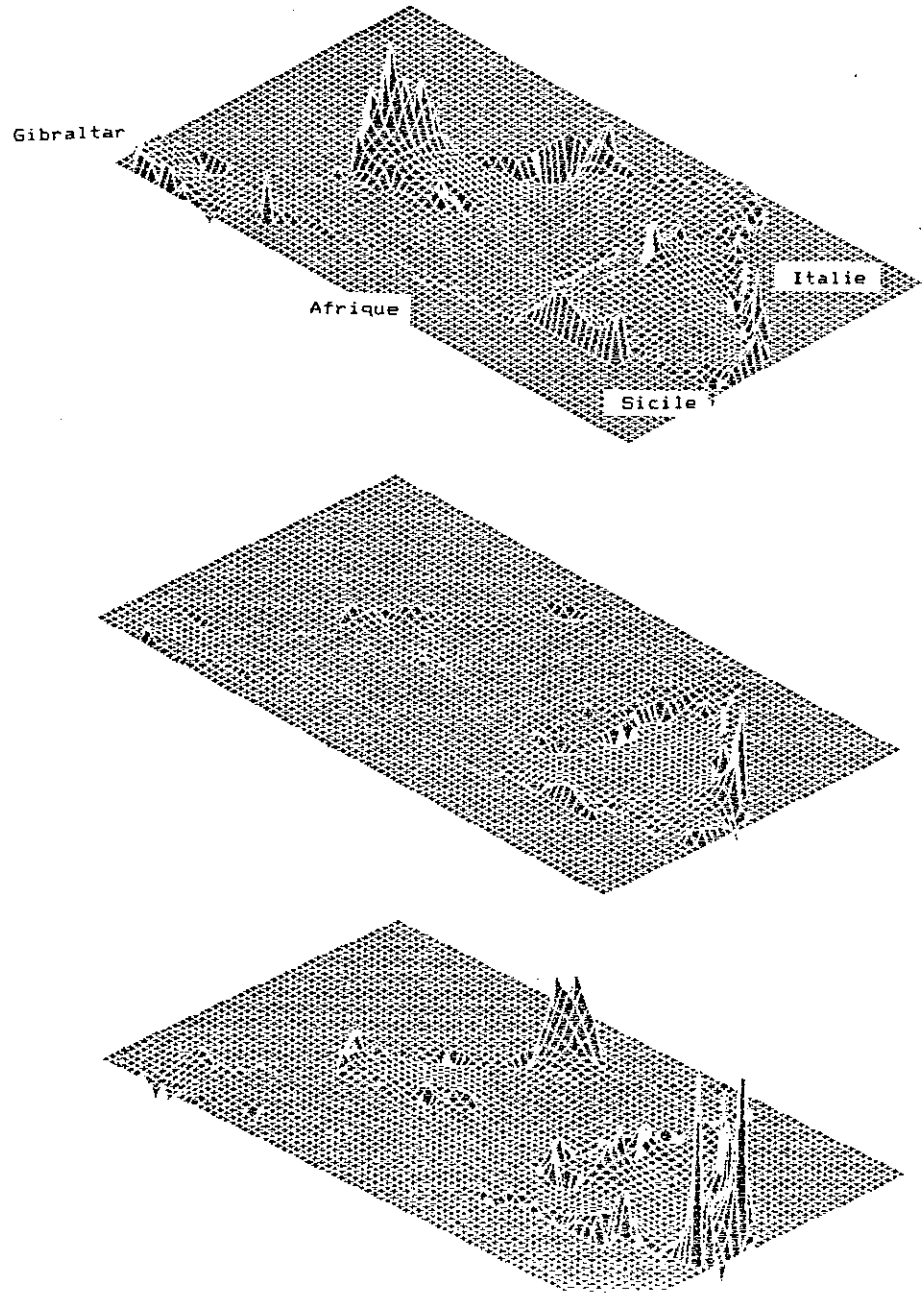


Fig. 7

Energie cinétique turbulente à -10 m.

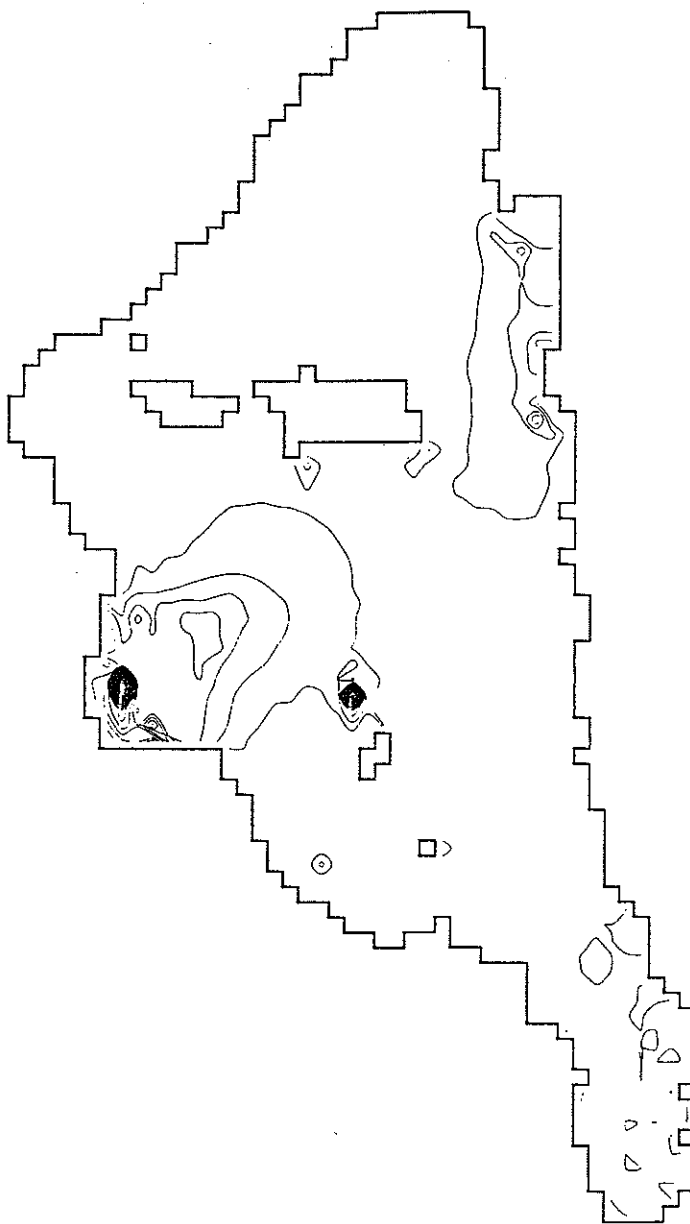


Fig. 8

Tableau I

σ'	σ''	z (h=150m)	z (h=500m)	z (h=3000m)
1		150	500	3000
0,98		147	496	2996
0,95		142,5	490	2990
0,9		135	480	2980
0,8		120	460	2960
0,65		97,5	430	2930
0,5		75	400	2900
0,3		45	360	2860
0	1	0	300	2800
	0,97		291	2716
	0,9		270	2520
	0,75		225	2100
	0,55		165	1540
	0,3		90	840
	0		0	0

L'analyse des résultats (fig. 7 et 8) demande quelques explications : le temps d'intégration n'étant pas suffisant, la présence d'ondes de gravité parasites (dues aux conditions initiales) est loin d'être négligeable. Nous observons, en effet, des convergences de courants tentant de "boucher" une élévation négative. Quelques instant plus tard, c'est le phénomène inverse qui se passe : la masse d'eau accumulée en ce point est trop importante et un courant divergent est créé. L'échange entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle peut être visualisé par les graphiques suivants. Nous voyons que la variation de $\sum_{i,j} \xi_{i,j}^2$ est rapide et contient un spectre élevé d'harmoniques (cfr. transformée de Fourier fig.9).

Malgré la présence des ondes de gravité, nous avons remarqué, lors de nos simulations, une tendance marquée à la formation d'un courant cyclonique dans la partie nord du bassin central. Les graphiques suivants pris lors d'autres simulations en témoignent (fig.10 et 11).

Energie potentielle et la transformée de Fourier.

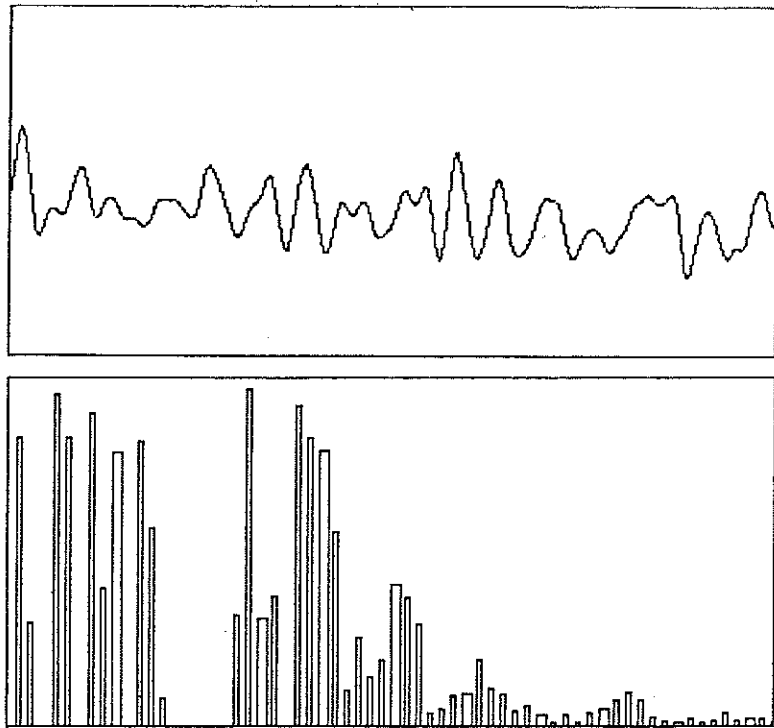


Fig. 9

Transport total après 24 heures de simulation

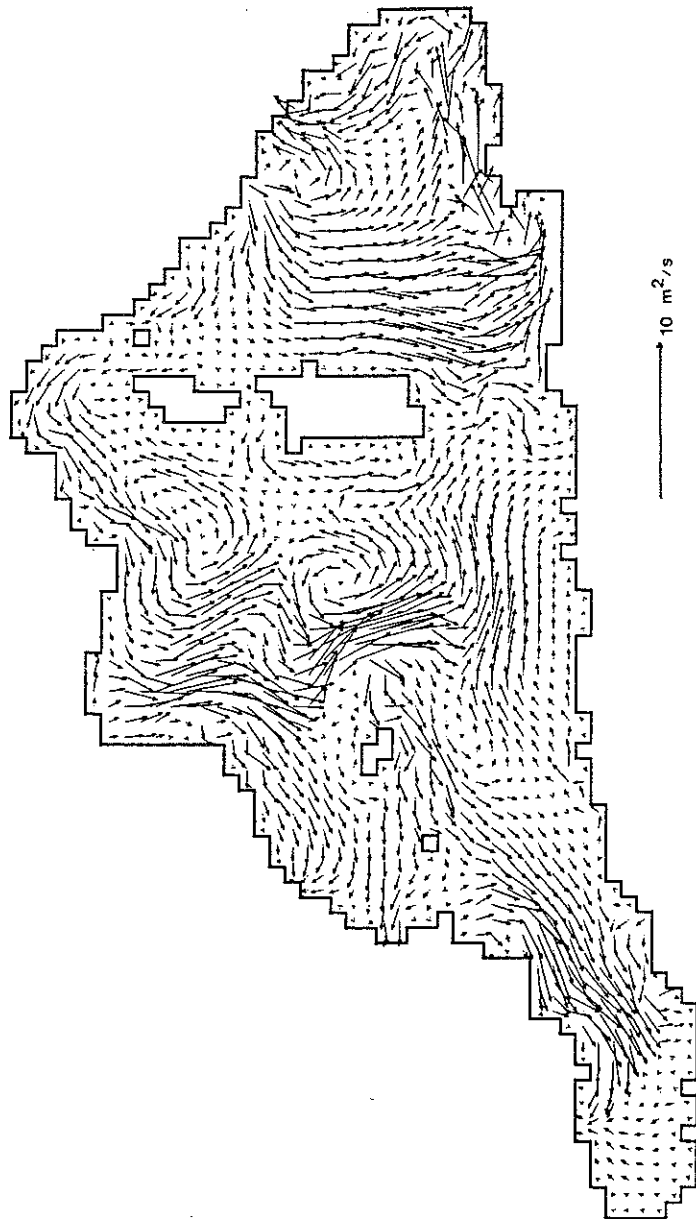


Fig. 10

Transport total

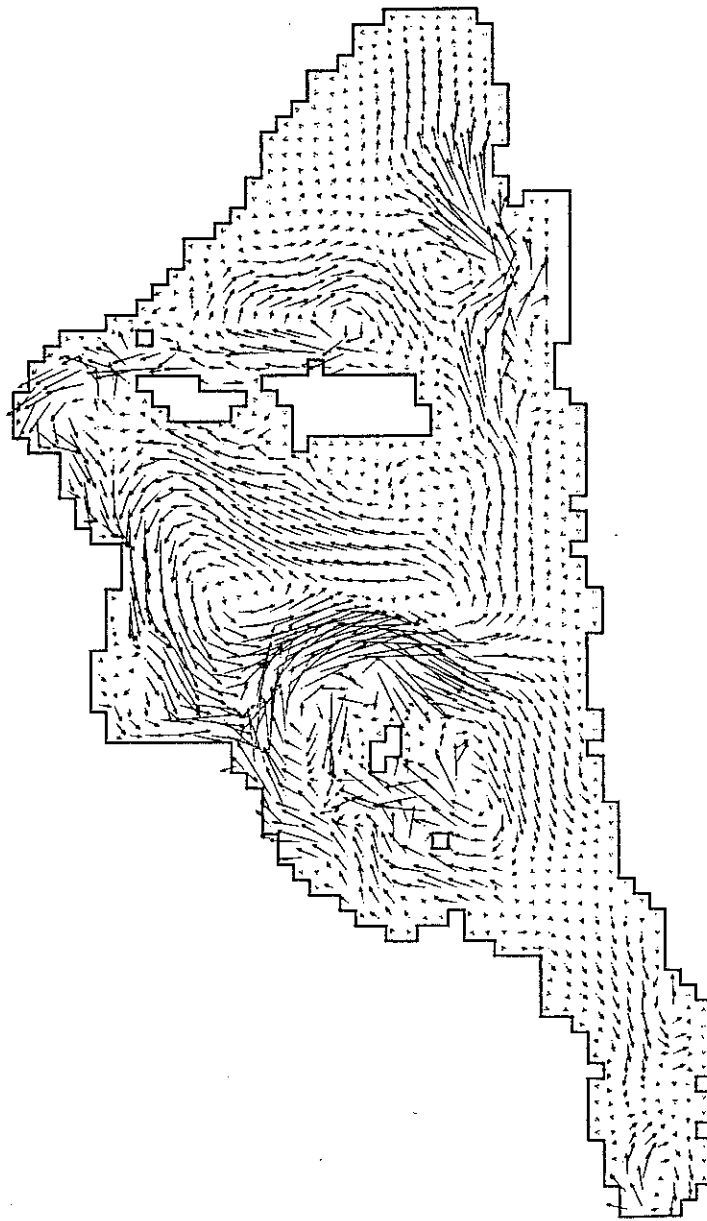


Fig. 11

CONCLUSION

Nous avons montré dans notre travail comment nous passons de la connaissance de quelques lois physiques générales et du système à étudier à une formulation mathématique adaptée au calcul numérique.

Notre travail montre aussi que la modélisation de la Méditerranée pose des problèmes majeurs de par sa taille et par la variété des phénomènes présents. Puisque les effets topographiques, thermohalins et de vent sont tous importants, l'assimilation de données initiales et de conditions limites est primordiale pour des simulations pronostiques.

Mais, même des simulations isolant l'un ou l'autre processus - si nous acceptons un découplage dans un système non-linéaire - demandent un soin particulier lors de la mise au point du modèle. La procédure du "trial and error" classique n'est, en effet, applicable que partiellement eu égard aux moyens informatiques nécessaires et à la difficulté d'interprétation de la masse de résultats. Il est de même extrêmement coûteux d'effectuer des études de sensibilité systématiques. Néanmoins, nous avons constaté dans nos essais une insensibilité remarquable des résultats par rapport aux variations de la plupart des constantes. Même l'annulation des termes baroclines dans le modèle 2D ne modifiait pas profondément les résultats.

Un ordinateur vectoriel (voire parallèle) devrait nous permettre d'effectuer des analyses plus détaillées et une simulation à plus long terme en utilisant l'approche du rigid-lid afin d'éliminer les ondes de gravité transitoires. Cette simulation permettrait aussi la "création" de conditions initiales plus réalistes pour des calculs pronostics à plus court terme.

Cependant, nous avons pu tester l'efficacité du changement de variables (σ' , σ'') qui réussit à restituer une thermocline diurne même dans les régions à plus de mille mètres de profondeur. Une homogénéisation par le vent est résolue d'une manière satisfaisante, tout comme la distribution de l'énergie cinétique turbulente.

Un autre avantage de notre changement de variables est la possibilité d'ajouter un modèle écologique dans la région supérieure uniquement, région qui intéresse particulièrement les biologistes. Nous diminuons ainsi la charge de calcul par rapport à un modèle 3D complet appliqué au domaine entier.

REFERENCES

- ASTRALDI, M., J.M. BECKERS, M. CREPON, E. DELEERSNIJDER E., J. FONT, P.M.
 LEHUCHER, G. MANZELLA, C. MILLOT, L. PRIEUR, J. SALAT, R. MOLCARD, G. SOARES.
 (1988). - Document préparatoire à l'élaboration d'un plan d'action pour
 l'étude de la circulation générale en Méditerranée occidentale. Commission
 Océanographique Intergouvernementale (C.O.I.) .
- BECKERS, J.M. (1988). - Modélisation Mathématique et Numérique de la Méditerranée
 occidentale. Mémoire d'ingénieur civil, Université de Liège.
- BLUMBERG, A. et J. HERRING. (1987). - Circulation Modelling using orthogonal
 curvilinear Coordinates, in : "Three-Dimensional Models of Marine and
 Estuarine Dynamics" (Nihoul J.C.J., Ed., Elsevier Publ. Co., Amsterdam,):
 55-88.
- DJENIDI, S. (1987). - Modèles mathématiques et dynamique des mers continentales
 d'Europe septentrionale, Collection des publications de la Faculté des
 Sciences Appliquées n° 110.
- NIHOUL, J.C.J. (1981). - Basic equations of geophysical fluid dynamics,
 University of London. Special University Lectures.
- OVCHINNIKOV, I.M. (1966). - Circulation in the surface and intermediate layers of
 the Mediterranean. *Oceanology* 6 : 43-59.
- WALEFFE, F. (1985). - Modèle mathématique 3D appliqué à la mer de Béring. Mémoire
 d'Ingénieur Civil, Université de Liège.

DISCUSSION

E. DELEERSNIJDER : *Quelle est la justification que tu proposes à l'utilisation du mode splitting ?*

R : *Les temps caractéristiques des termes barotropes et baroclines sont sensiblement différents, ainsi nous pouvons espérer que l'intégration numérique puisse se faire avec des pas de temps différents. De plus, la composante barotrope est moins importante que la composante barocline et une erreur sur la première n'aura vraisemblablement pas trop d'influence sur le résultat 3D.*

S. DJENIDI : *Quelles sont les conditions initiales utilisées dans ton modèle ?*

R : *Les résultats du modèle à gravité réduite Arnould-Guglielmacci distribués de manière réaliste sur la verticale.*