

ACADEMIE DE MONTPELLIER
UNIVERSITE DE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le diplôme de DOCTORAT dans la spécialité

Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil

ANALYSE du COMPORTEMENT d'un ECOSYSTEME LAGUNAIRE
à DIVERSES ECHELLES de TEMPS et d'ESPACE
Application à l'ETANG de THAU

par

Marie-George ROSELLO-TOURNOUD

Soutenu le **11 Mars 1991** devant le Jury composé de :

Messieurs **C. BOCQUILLON**, *Président*
M. DESBORDES, *Rapporteur*
R. POCHAT, *Rapporteur*
J. GANOU LIS
Y. PIETRASANTA

"Méfions-nous d'une analyse trop réductrice des problèmes de l'eau. Les bonnes solutions nécessiteront souvent une vision large, intégrant la prise en compte des milieux naturels comme des activités humaines.

Cela signifie que pour bien décider, il nous faut disposer d'une perspective d'ensemble".

Michel ROCARD
Journées Nationales de l'Eau
11 mai 1990

TABLE DES MATIERES

Avant-Propos	3
Chap. 1 : INTRODUCTION	5
Chap. 2 : L'ETANG DE THAU ET SON ENVIRONNEMENT	11
1- L'influence marine	
2- L'influence continentale	
3- Le vent	
4- Le fonctionnement de l'étang : état des connaissances	
5- En conclusion	
Chap. 3 : LES PHENOMENES DE CONVECTION	27
1- Les modèles numériques bidimensionnels	
2- L'hydrodynamique de l'étang de Thau	
3- La validité des hypothèses	
4- Conclusion	
Chap. 4 : LES PHENOMENES DE DISPERSION	93
1- Modélisation du transport dispersif	
2- Formulation du modèle	
3- Quelques résultats	
4- Les flux d'échange dispersif	
5- Conclusion	
Chap. 5 : MODELISATION DES MELANGES	135
1- Les modèles de zones	
2- Architecture et fonctionnement du modèle CASIERS	
3- Application à la salinité	
4- Conclusion	
Chap. 6 : CONCLUSION	157
Bibliographie	165
Liste des Illustrations	173
Sommaire détaillé	175
ANNEXES	179
1- Campagnes de mesures du programme <i>Écothau</i>	
2- Les équations fondamentales de l'hydrodynamique	
3- Fonctionnalités du logiciel VITE	
Remerciements	205

AVANT-PROPOS

Les lagunes littorales, interfaces entre la mer et le continent, comptent parmi les écosystèmes les plus riches. Leur productivité élevée favorise l'exploitation intensive de leurs ressources naturelles et le développement économique des régions avoisinantes. Les lagunes deviennent alors souvent le siège de transformations importantes -création de ports, ouverture de passes vers la mer, etc- et le point d'aboutissement de nombreuses pollutions terrestres, ce qui peut concourir à la dégradation irréversible de ces écosystèmes. Il est impératif de connaître et de comprendre parfaitement le fonctionnement général de ces milieux fragiles, afin de pouvoir évaluer précisément les conséquences de modifications naturelles (ou provoquées) de leur environnement et prendre les mesures nécessaires à leur protection.

La région du *Languedoc-Roussillon* compte de nombreuses lagunes côtières. Parmi elles, l'*étang de Thau*, dont l'intérêt économique n'est plus à démontrer, non plus que la fragilité écologique : les épisodes de *malaïgues* (ou autres pollutions) qui mettent en danger l'avenir de l'étang sont fréquents. Cela a conduit à la mise en place, en 1985, du programme *Écothau*⁽¹⁾ dont le propos est d'étudier le fonctionnement de l'ensemble de l'étang, en prenant en compte tous les phénomènes perceptibles et significatifs à cette échelle (*Amanieu et al.*, 1989). Ce programme a permis l'acquisition d'une importante masse d'informations sur les évolutions tant spatiales que temporelles des variables d'état de cet écosystème.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre du programme *Écothau*. Il a pour objectifs :

- d'analyser les facteurs de forçage des phénomènes de convection et de dispersion dans cet étang,
- de définir les échelles spatiale et temporelle pour lesquelles la variabilité de ces phénomènes est maximale et
- d'élaborer un modèle qui permette d'étudier l'influence, à l'échelle d'observation choisie dans le programme d'expérimentation, des caractéristiques hydrodynamiques de l'étang sur l'évolution de ses variables d'état.

¹ Le programme *Écothau* (ÉCOlogie de l'étang de THAU) a bénéficié d'un financement tripartite du CNRS (PIREN), du Ministère de l'Environnement (SRETIE) et de IFREMER (DERO).

Chap. 1 : INTRODUCTION

INTRODUCTION

La lagune littorale, comme tout écosystème aquatique, est un système complexe, commandé par de multiples processus dont les échelles sont imbriquées.

L'accumulation passive de données collectées in-situ est radicalement insuffisante pour appréhender le fonctionnement dynamique de cet écosystème (Garçon, 1981). Pour être valorisée, l'information recueillie doit être intégrée dans un modèle qui permette de raisonner sur les phénomènes observés (Daubert, 1976), donc de faire la synthèse des connaissances acquises sur le milieu.

Cependant pour qu'une comparaison entre les résultats d'un modèle et des données de terrain puisse être significative, il faut impérativement que le modèle et les expérimentations concernent des processus dominés par les mêmes échelles (Cheng, 1980). La complexité des connexions entre les différentes échelles rend donc indispensable l'application de techniques d'analyse rigoureuse pour élaborer cette modélisation qui devra constituer en définitive une représentation simplifiée du système, consistante par rapport aux objectifs de l'analyse et de l'expérimentation (Jacquet, 1984).

Les échelles de variabilité d'un écosystème aquatique

Très schématiquement l'écosystème lagunaire peut être représenté par deux sous-systèmes interconnectés, le sous-système physique et le sous-système écologique (Chahuneau et al., 1980).

Le **sous-système physique** est déterminant dans le fonctionnement de l'écosystème, car ce sont les processus physiques qui forcent le transport et la dispersion des composants biotiques et abiotiques du milieu. Dans l'eau, la variabilité des phénomènes physiques est extrême : elle va de l'échelle moléculaire à l'échelle climatique (Dooqe, 1983), donc de l'Angström -échelle de travail des atomistes- à la centaine de kilomètres -pas d'espace des océanologues-.

Le fonctionnement du **sous-système écologique** est soumis à la fois aux échelles d'espace des processus physiques sous-jacents, et aux échelles de temps des processus biologiques qui sont fixées en particulier par la dynamique de croissance des espèces, mais aussi par la compétition intra-espèce ou le complexe prédateurs-proies.

Dans les deux sous-systèmes, les échelles de variabilité des phénomènes sont discontinues et de plus, la variabilité observée dépend en grande partie de l'échelle d'observation (Winkel, 1989), qui est elle-même discontinue. A une

échelle donnée, les différents processus ne sont pas tous pertinents : seuls sont à retenir ceux dont la fenêtre spectrale est cohérente vis-à-vis des échelles de temps et d'espace considérées (*Nihoul, 1985*).

Cette exigence doit être, en particulier, respectée lors de l'élaboration d'un modèle mathématique de simulation du fonctionnement du milieu. Son échelle de travail doit être en conformité avec le niveau de finesse requis pour la connaissance du sous-système physique, niveau qu'impose, par exemple, le pas d'échantillonnage des variables d'état du milieu. Ainsi l'exploitation des données de terrain pourra mieux prendre en compte les caractéristiques physiques du milieu aquatique.

Il s'agit donc de choisir, parmi la multiplicité des modèles de simulation du sous-système physique, celui dont le *niveau d'analyse est conforme à l'échelle d'observation choisie*.

Les niveaux de modélisation des processus physiques

Le niveau le plus global d'analyse des processus physiques correspond au modèle de type hydrologique (en anglais *point model*). Dans ce cas, on s'intéresse au comportement moyen du milieu aquatique, c'est-à-dire à l'état statistiquement le plus probable de l'ensemble du système, et on prend implicitement en considération les propriétés statistiques des paramètres du milieu, même si ces modèles s'appuient en fait sur des lois physiques de mélange ou de transport et non sur une analyse statistique des données.

Cette modélisation est depuis longtemps développée dans les milieux lacustres. Ces modèles incluent alors souvent un nombre important de variables d'état, non seulement physiques mais aussi biologiques. Des variantes apparaissent dans le raffinement du découpage spatial du système qui peut être supposé parfaitement homogène ou bien être divisé en deux ou plusieurs tranches verticales (*Ulrich et al., 1989*). Le pas de temps de ces modèles est variable, allant de un à quinze jours selon les exemples, ce qui conduit à ne considérer que les valeurs moyennes des forçages climatiques.

Se (1988), lors de son travail sur l'*étang de Thau*, a montré la pertinence de ces modèles pour étudier les évolutions interannuelles des variables physiques du milieu, et leur équivalence par rapport à une approche de type stochastique, tout au moins en ce qui concerne la précision des résultats obtenus en simulation.

En plus de leur capacité à reproduire sur une longue période l'état moyen observé d'un milieu, les modèles de type global présentent l'intérêt d'être aptes à l'étude des évolutions prévisibles dans le cas de modifications des conditions d'environnement. C'est cette propriété qui fait leur supériorité face aux modèles purement statistiques dont l'application ne peut se faire que s'il y a stationnarité des conditions environnementales. Mais, malgré leurs performances, ces modèles restent incapables d'expliquer, ni même de décrire, les incidents de fonctionnement de certaines zones de l'écosystème et l'apparition de dérèglements temporaires, mais toujours dommageables pour le milieu, ne peut être prévue.

Chap. 2 : L'ETANG DE THAU

SOMMAIRE

1- L'influence marine	16
La marée	
Les échanges mer-étang	
2- L'influence continentale	18
Le bassin versant	
Les autres apports	
En conclusion	
3- Le vent	20
Le vent sur l'étang	
Les caractéristiques du vent	
4- Le fonctionnement de l'étang : état des connaissances	23
Les données disponibles	
Le fonctionnement physique	
5- En conclusion	26

L'ETANG DE THAU ET SON ENVIRONNEMENT

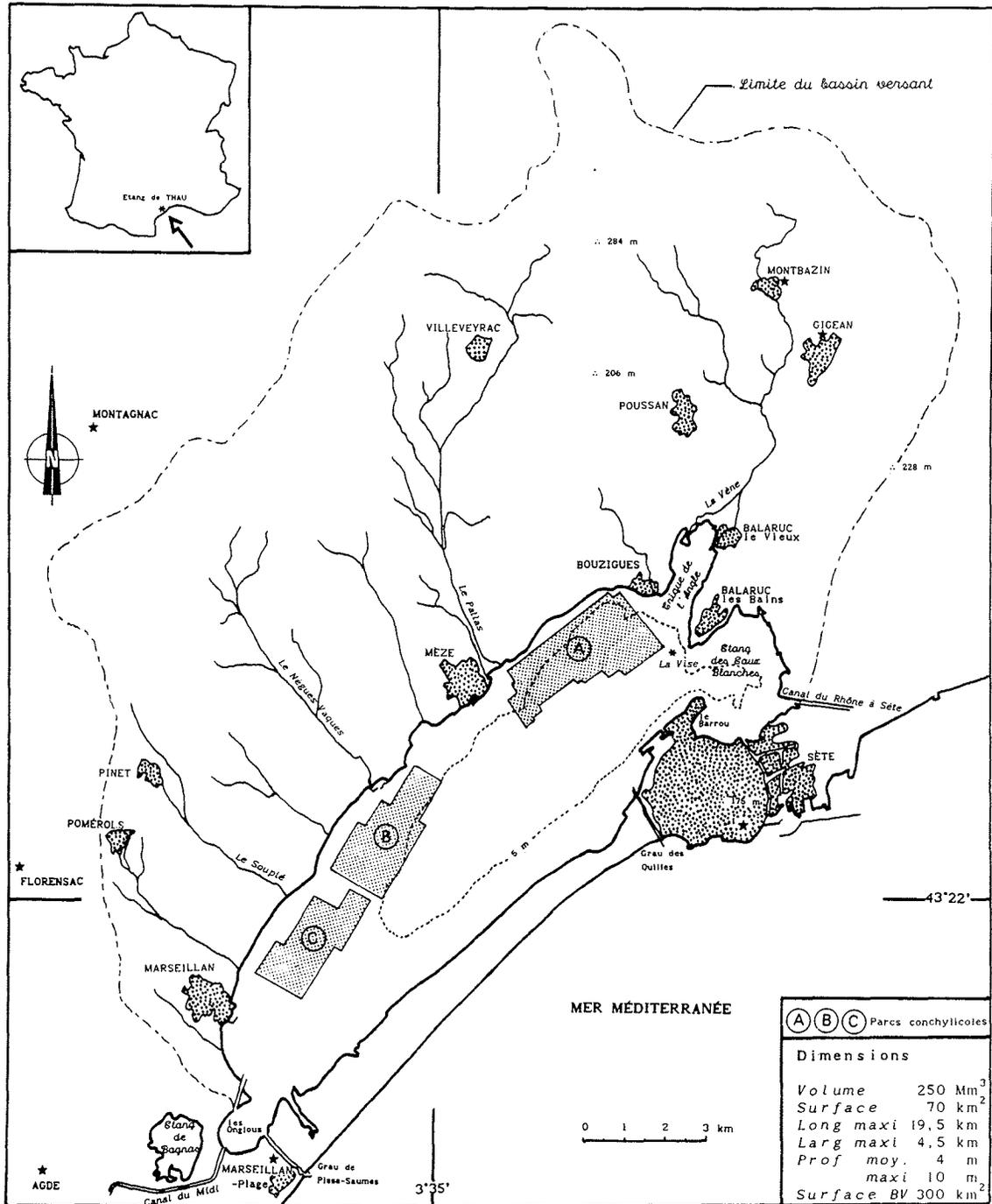


Fig. 2-0 : L'Etang de THAU - Situation et Caractéristiques

La carte ci-dessus présente la situation et les dimensions de l'étang de Thau et de son bassin versant, ainsi que les lieux-dits dont les noms seront utilisés au cours du texte.

Les zones conchylicoles

On peut remarquer sur la carte l'étendue des installations de conchyliculture (zones grisées A, B, C) qui occupent près du tiers de la surface de l'étang et expliquent l'importance économique de l'étang dans la région Languedoc-Roussillon.

La figure suivante (fig. 2-1) présente un zoom sur la zone B.

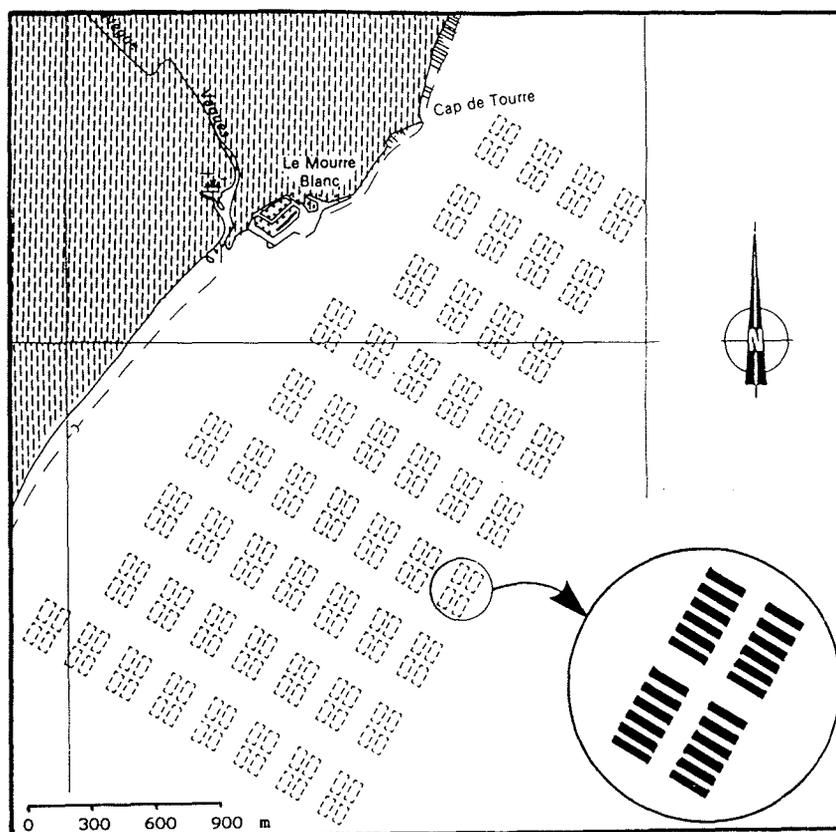


Fig. 2-1 : Zone conchylicole B

Chaque rectangle noir représente une table d'élevage de 50 m de long par 10 m de large. Ces tables sont constituées de quatre pieux métalliques enfoncés dans la vase de l'étang et surmontés d'un cadre, à environ 1.5 m au-dessus du niveau de l'eau, auquel sont suspendues les cordes de fixation des mollusques. Les cordes ont environ trois à quatre mètres de longueur selon la profondeur disponible. Le réseau de cordes est extrêmement touffu, chaque table pouvant supporter jusqu'à 200 cordes. Les tables sont regroupées par ensemble de 24 et des chenaux de circulation de quelques 100 m de large séparent les différents groupes.

Ces installations modifient probablement le profil de vitesse du vent. Elles font également obstacle à la circulation des eaux dans cette zone de l'étang. Aucune étude expérimentale ne permet de quantifier ou même simplement d'évaluer l'impact de ces tables sur les vitesses des courants. C'est pourquoi ce problème a été occulté dans l'étude hydrodynamique de l'étang de Thau, qui est présentée au chapitre 3. On tentera néanmoins, à la fin de ce chapitre 3, d'évaluer analytiquement l'erreur commise sur le champ des vitesses calculé en négligeant la présence des tables conchylicoles.

La bathymétrie de l'étang

L'étang de Thau est traversé par le chenal de navigation qui relie le canal du Midi au port de Sète. L'envasement de ce chenal et les modifications du fond de l'étang sont donc très régulièrement contrôlés par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine), qui est chargé de la publication (et de la remise à jour) des cartes bathymétriques de l'étang.

Les profondeurs ont été discrétisées avec un pas d'espace de 250 m (cf fig. 2.2) à partir des relevés bathymétriques effectués par le SHOM en 1986 et la carte numéro 6839P (à jour au 15/01/87) correspondante. La profondeur moyenne de l'étang, calculée à partir des données discrétisées, est de 4 m.

Le Grand Étang présente deux zones très différentes du point de vue de la profondeur. La partie Sud-Ouest est assez peu profonde (moins de 2 m) alors que, au Nord-Ouest de Sète, les profondeurs atteignent 10 m. Les bordures du Grand Étang sont aussi très dissemblables : les berges du Sud-Est (sablonneuses comme le Lido) sont en pente douce, mais la bordure Nord-Ouest est abrupte (parfois plus de 2 m de profondeur à moins de 250 m du bord). Le chenal de navigation, d'une profondeur d'environ 5 m, n'est visible que dans l'étang des Eaux Blanches (cf fig. 2-2). Dans la Crique de l'Angle, les profondeurs sont toutes inférieures à 1 m.

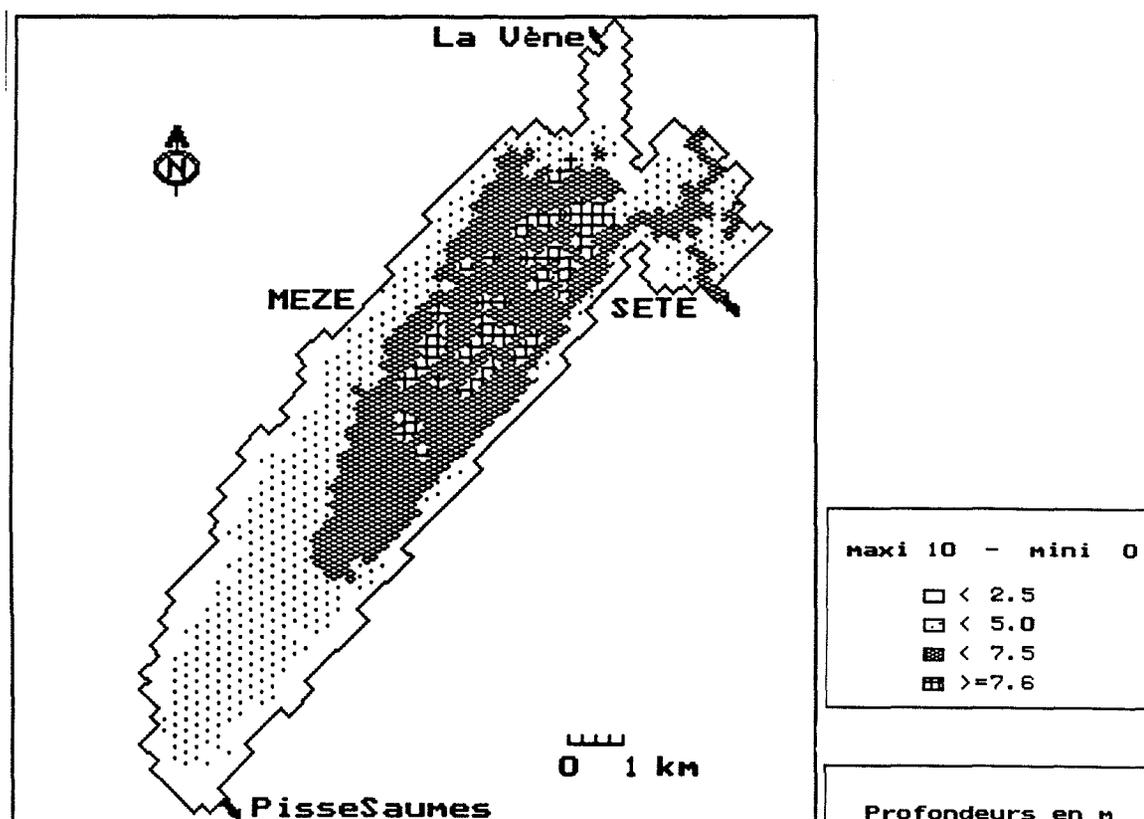


Fig. 2-2 : Carte bathymétrique de l'étang

Les stations de mesures de la Météorologie Nationale

Les stations de mesures météo fonctionnant en permanence sont signalées sur la carte (fig. 2-0) par une étoile. Elles sont toutes gérées par la *Météorologie Nationale (M.N.)*

La station de *Sète-Sémaphore*, située sur la pente sud-est du mont *St-Clair*, fournit la température, le vent (en données tri-horaires) et la pluie journalière. Plus de trente années de données en continu sont disponibles à cette station.

Les autres stations sont des pluviomètres et sont en général moins anciennes : la station de *Marseillan* par exemple existe depuis 1984 seulement, celle de *Gigean* a été déplacée sur *Montbazin*. Les périodes de fonctionnement de ces stations figurent dans la thèse de *Se* (1988).

Plusieurs descriptions complètes de cet étang ont été faites par les différents auteurs qui se sont intéressés à son comportement hydrologique (par exemple *Audouin 1962*, *Lavenu 1972*, *Hiot et Pimpare 1973* et bien d'autres encore). Aussi pour éviter bien des redites, ce chapitre sur "*l'étang de Thau et son environnement*" va essentiellement s'attacher à décrire les principaux facteurs qui contrôlent l'hydrodynamique de l'étang, c'est-à-dire :

- la mer, qui communique avec l'étang par les graus des *Quilles* et de *Pisse-Saumes* et les canaux de *Sète* ;
- le bassin versant continental, composé d'une dizaine de petits ruisseaux d'importance variable ;
- et le vent ;

avant de préciser quelles données expérimentales serviront pour caractériser le fonctionnement de l'*étang de Thau* et quelles études ont déjà traité, totalement ou en partie, cette problématique.

1- L'INFLUENCE MARINE

L'influence de la mer sur l'étang peut être caractérisée par l'étude comparative des signaux de marée à l'intérieur et à l'extérieur de l'étang, mais aussi par l'observation des volumes d'eau échangés à travers les chenaux de communication.

1.1- La marée

Les fluctuations du niveau de l'étang à *Marseillan* et celles de la mer à *Sète* sont suivies et enregistrées en continu par deux marégraphes gérés par le *Service Maritime et de Navigation du Languedoc-Roussillon (SMNLR)*. De longues séries d'enregistrement existent. Malheureusement ces enregistrements sont d'une qualité très variable et quelquefois même discutable, comme le montre l'étude réalisée par *Closet (1988)*, sur une période s'étendant de Juin 1986 à Juin 1987.

La figure 2-3 présente l'évolution des niveaux à *Marseillan* et à *Sète* au début du mois de Janvier 1987, obtenue par digitalisation manuelle des marégrammes.

Cet exemple permet de constater que le signal de la marée dans le port de *Sète* est de type semi-diurne à inégalité diurne avec une amplitude moyenne de l'ordre de 20 cm. On observe également un épisode de marée barométrique entre le 10 et le 14 Janvier. Ce phénomène, dont l'apparition est liée à l'installation d'une dépression sur le bassin méditerranéen, est constitué d'ondes de très forte amplitude et masque presque complètement durant cette période la marée luni-solaire.

A l'intérieur de l'étang, on retrouve un signal très similaire. Dans le cas général, son amplitude est nettement atténuée par rapport à la marée à *Sète* et il est déphasé d'environ trois heures par rapport au signal en mer (*Closet, 1988*). Par contre, l'onde de marée barométrique se propage sans atténuation dans l'étang.

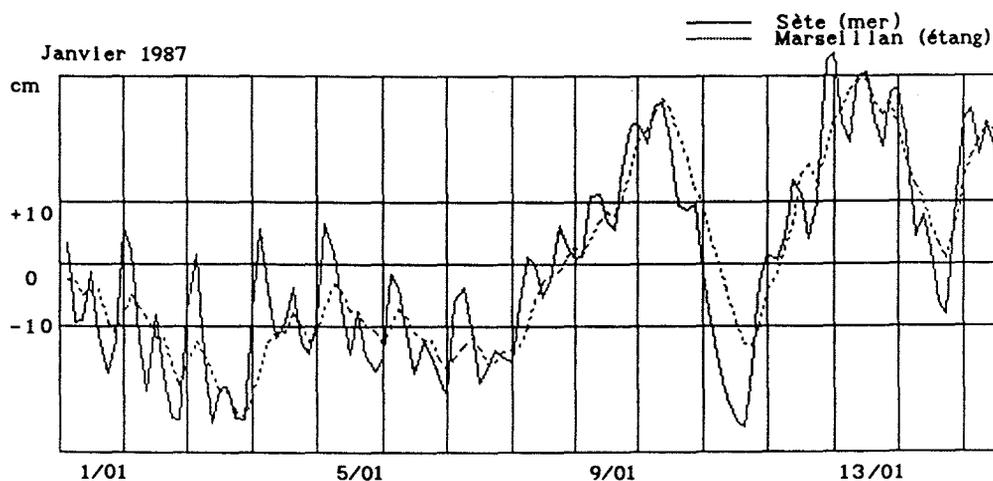


Fig. 2-3 : Niveaux en mer et dans l'étang (d'après CLOSET 1988)

Entre Novembre 1986 et Février 1987, les variations du niveau de l'étang ont été enregistrées simultanément en plusieurs points (campagnes de mesures du *BCEOM Société Française d'Ingénierie*, rapport *IMFT-BCEOM, 1987*). Le dépouillement des données ne permet pas de déceler de retard ou d'avance de phase entre les différents sites, mais il faut noter que ces observations sont discontinues et de trop courte durée pour que cette constatation puisse être considérée comme définitive.

1.2- Les échanges mer-étang

Les échanges entre la mer et l'étang n'ont été mesurés par jaugeage au moulinet qu'un petit nombre de fois aux divers points de communication entre la mer et l'étang (*Seqala, 1980 ; IMFT-BCEOM, 1987*). C'est insuffisant pour définir une courbe de tarage hauteur-débit qui permettrait de caractériser le débit entrant ou sortant en fonction du niveau mesuré dans l'étang.

Par contre, le volume des échanges peut être évalué en moyenne annuelle en utilisant les résultats du modèle global mis au point par *Se* (1988) pour caractériser le fonctionnement hydrologique du système complet bassin versant - étang - mer (le modèle est décrit § 4.2). Les résultats obtenus permettent d'évaluer le volume annuel, en moyenne sur vingt ans, des échanges mer-étang à environ 800 Mm^3 , soit plus de trois fois le volume de l'étang (*Se*, 1988).

Mais ce modèle ne tient compte ni des basculements du plan d'eau sous l'effet du vent, ni des différences importantes que l'on peut observer entre deux cycles de marée. D'ailleurs pour un seul épisode de marée barométrique (celui du mois de Janvier 1987), *Millet* (1989) a calculé la mise en jeu de plus du dixième du volume de l'étang.

Les trois chenaux de communications contribuent de manière très inégale à ces échanges. La campagne de mesures effectuée par le *BCEOM (IMFT-BCEOM, 1987)* a montré que les débits à la sortie des canaux de Sète sont environ 10 fois supérieurs à ceux au débouché du grau de *Pisse-Saumes* et 100 fois supérieurs à ceux du grau des *Quilles*.

Sauf dans le cas d'événements climatiques exceptionnels, le renouvellement de l'étang par le grau de *Pisse-Saumes* est limité, les observations de *Peqala* (1980) ayant montré l'oscillation d'un même volume d'eau dans le grau. Dans les mêmes conditions, la complexité du réseau de canaux qui relie le port de Sète à l'étang laisse supposer que l'influence directe de la mer sur les eaux de l'étang est peu marquée.

Malgré l'importance des volumes mis en jeu tant à l'échelle annuelle qu'à l'échelle d'une marée barométrique, la mer n'a que peu d'influence sur les circulations à l'intérieur de l'étang. En effet un calcul grossier permet d'estimer à moins de 2 cm/s la vitesse moyenne de circulation engendrée par une marée barométrique -d'un volume de 25 Mm^3 étalé sur 5 jours- au niveau de l'étranglement du *Barrou*, dont la section est d'environ 5500 m^2 .

2- L'INFLUENCE CONTINENTALE

Les apports continentaux proviennent du bassin versant naturel, des canaux de navigation et de rejets anthropiques divers. Il faut également mentionner l'existence de la source sous-marine de *La Vise* qui sourd à une profondeur de 30 m avec un débit moyen voisin de 300 l/s (d'après des données du *Bureau de Recherches Géologiques et Minières - BRGM*).

2.1- Le bassin versant

Les tributaires de l'étang sont des cours d'eau de taille modeste (3 à 12 km de longueur) au régime d'écoulement très irrégulier. Même *La Vène*, dont le

bassin versant est de 70 km² (soit le quart du bassin versant total de l'étang) peut être à sec en été. Ce caractère intermittent des écoulements, lié au régime des pluies de type méditerranéen, rend délicate la mesure des débits et de fait il n'existe pas de surveillance en continu de ces ruisseaux.

Il est cependant possible d'estimer, à partir de la lame d'eau moyenne précipitée sur le bassin versant, le volume journalier des apports du bassin versant, en utilisant les résultats du modèle global que *Ge* (1988) a calé sur le système bassin versant - étang - mer (cf § 1.2 et 4.2). Les résultats obtenus montrent que ces apports sont très variables d'une année sur l'autre, autant à l'échelle journalière qu'en total annuel (cf fig. 2-4), suivant en cela les fluctuations inter-annuelles des précipitations.

Leur volume annuel, calculé en moyenne sur 20 ans (1964-1984), est de 80 Mm³, contre 43 Mm³ le volume annuel de pluie précipitée sur l'étang en moyenne sur la même période.

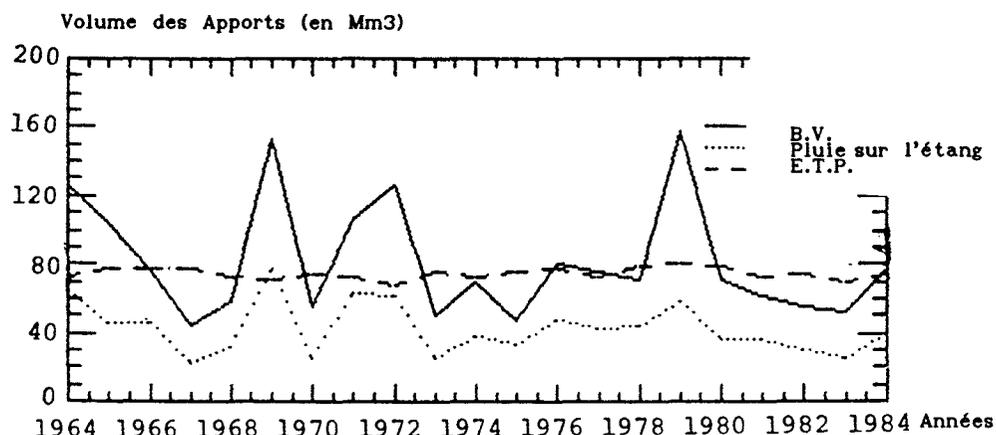


Fig. 2-4 : Apports du bassin versant : bilan annuel (extrait de GE 1988)

Si l'on excepte les phénomènes de panache (*Pegala, 1985*) qui apparaissent lors de l'arrivée d'un débit massif d'eau douce dans l'étang très salé (en fin d'été par exemple) mais dont la persistance est liée à l'absence de vent, l'incidence des apports du bassin versant sur les circulations dans l'étang ne se fait sentir qu'au voisinage immédiat des embouchures des différents ruisseaux. Elle sera, par conséquent, négligée dans l'étude hydrodynamique.

2.2- Les autres apports

Deux canaux de navigation aboutissent dans l'étang :

- le canal du *Midi*, dont les éclusées apportent de l'eau douce à l'étang ;
- le canal du *Rhône à Sète* qui se jette dans l'étang après avoir traversé un ensemble d'étangs peu profonds (depuis le milieu de l'année 1989 ce canal communique aussi avec la mer en amont de l'étang de Thau).

Quelques informations sur leur fonctionnement sont disponibles dans le rapport du *IMFT-BCEOM (1987)*. Pour le canal du *Rhône à Sète*, avant sa dérivation, la vitesse du courant, juste au débouché du canal, est en moyenne

de l'ordre de 12 cm/s. Pour le canal du *Midi*, dont le fonctionnement est lié à l'écluse de *Bagnas*, son débit de sortie (mesuré lors d'une éclusée) avoisine les 4 m³/s. L'influence de ces deux arrivées d'eaux, l'une continue et l'autre intermittente, sur le comportement hydrodynamique de l'étang est très largement négligeable.

Les rejets des agglomérations de la périphérie de l'étang (lagunage de *Mèze*, de *Pinet-Pomerols*, etc) et des installations industrielles et thermales de *Balaruc* ont une influence notable sur la qualité des eaux de l'étang (le *SMNLR* effectue épisodiquement un suivi bactériologique de ces rejets). Mais chaque installation de rejet a un débit au maximum égal à 1500 m³/j, ce qui permet de négliger de tels effets sur les circulations à l'intérieur de l'étang.

2.3- En conclusion

Si les apports ou rejets continentaux ont une influence considérable sur la qualité des eaux de l'étang de *Thau*, leur impact sur les mouvements des masses d'eau est très faible. C'est pourquoi l'absence de données expérimentales sur les volumes entrants d'origine continentale ne nuira pas à l'étude hydrodynamique de l'étang.

3- LE VENT

Le vent est le facteur climatique marquant de cette région côtière et son influence sur la mise en mouvement de l'eau dans l'étang, ou même sur les volumes échangés entre la mer et l'étang doit être prise en compte.

3.1- Le vent sur l'étang

Le vent n'est pas mesuré en continu sur l'étang de *Thau*.

La station de mesure la plus proche de l'étang est celle de *Sète-Sémaphore* (alt 150 m), qui est gérée par la *Météorologie Nationale* et qui fournit la vitesse et la direction du vent en moyenne sur trois heures.

Sur le site même de l'étang, plusieurs campagnes de mesures du vent ont été entreprises :

- *Pegala (1985)* a comparé les relevés du vent à la station de *Sète-Sémaphore* aux enregistrements d'un anémomètre-girouette installé à *Marseillan* au début de 1985 et a mis en évidence une discordance entre les données de la station de *Sète-Sémaphore* et celles de la station de l'étang.

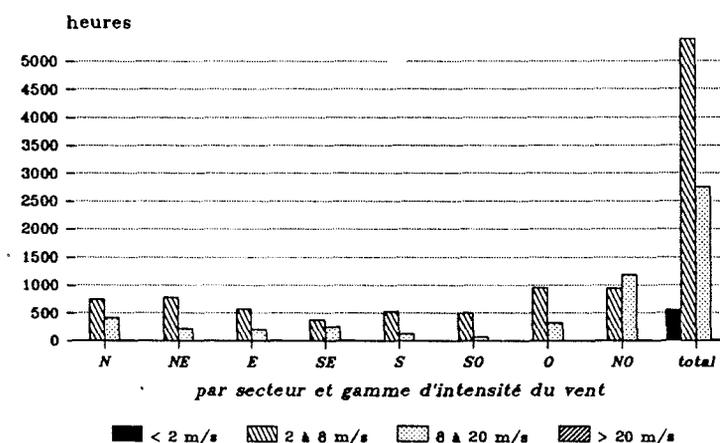
- le *BCEOM (1987)* a effectué, en trois stations de mesures autonomes situées l'une à *Bouzigues*, l'autre à *Mèze* et la troisième sur le

lido entre Sète et Agde, le relevé de la direction et de la vitesse du vent entre le 28/11/86 et le 10/02/87. Closet (1988) a fait l'analyse de ces données. Il conclut à une forte hétérogénéité du vent sur le pourtour de l'étang, qu'il n'a pas pu caractériser avec précision, les périodes de mesures concomitantes aux différentes stations étant trop courtes.

- dans le cadre du programme *Ecothau*, une station automatique de mesures (Cimel) avec anémomètre-girouette a été mise en place sur une ancienne table de conchyliculture à l'intérieur de l'étang. Son fonctionnement s'étend d'octobre 1986 à juin 1987 puis épisodiquement entre juin 1988 et mars 1989. L'analyse des données recueillies indique une bonne concordance entre les directions de vent enregistrées sur l'étang et à la station de Sète-Sémaphore (Millet, 1989).

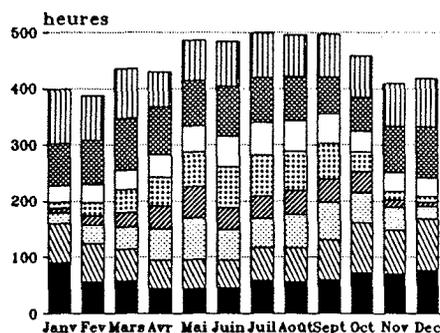
Mais aucune des études précédentes ne permet de déterminer avec précision les composantes et surtout la répartition du vent sur l'étang.

Nombre d'HEURES de VENT par AN.

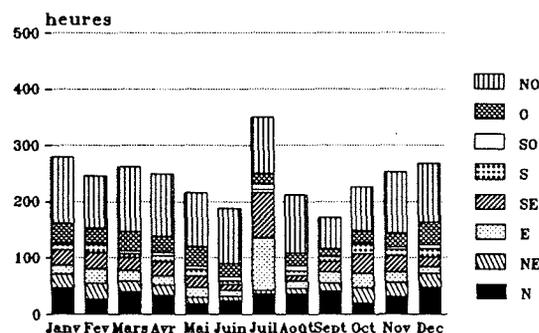


Nombre d'HEURES de VENT par MOIS.

VENT FAIBLE : entre 2 et 8 m/s.



VENT FORT : entre 8 et 20 m/s.



relevés de la *Météorologie Nationale*
à Sète-Sémaphore - années 1964 à 1988.

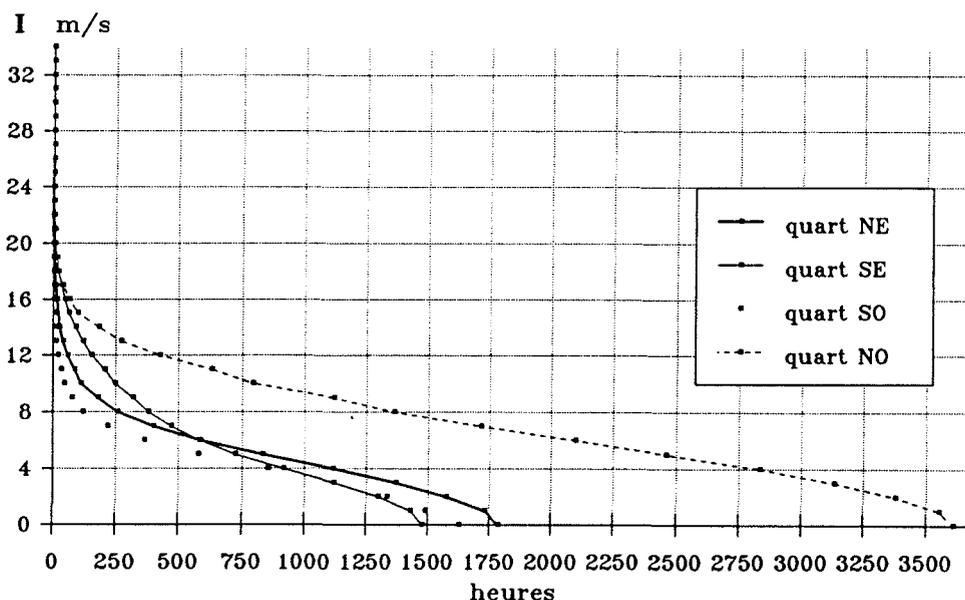
Fig. 2-5 : Nombre moyen d'heures de vent par secteur et gamme de vitesse

3.2- Les caractéristiques du vent

Les caractéristiques du vent ont été étudiées sur les relevés de la *Météorologie Nationale* à *Sète-Sémaphore*, en données tri-horaires sur la période 1964-1989. Les résultats sont résumés sur la figure 2-5.

On constate qu'en moyenne sur vingt-six ans, il y a eu moins de deux jours de vent faible (de vitesse inférieure à 2 m/s) par mois. *Millet (1989)* admet même moins de cinq jours sans vent par an. Les vents les plus violents (de vitesse supérieure à 20 m/s) sont surtout de secteur nord-ouest (la *tramontane*) ou sud-est (le *marin*), ils sont moins fréquents en été qu'en hiver. Les vents d'intensité moyenne à forte concernent le plus souvent les secteurs ouest à nord-est, le secteur nord-ouest représentant à lui seul près de 25 % des épisodes.

Sur les mêmes données tri-horaires de vent à *Sète-Sémaphore*, regroupées maintenant non plus en huit mais en quatre secteurs, on fait encore plus apparaître l'importance des vents du quart NO (la *tramontane*) tant en intensité qu'en fréquence annuelle (plus de 3500 heures). Les quarts SE, SO et NO ont à peu près la même fréquence annuelle, mais se distinguent par leurs intensités : pour le quart SO, moins de 250 heures de vent ont une intensité supérieure à 8 m/s contre 400 heures pour le quart NE et près de 500 heures (soit plus de 20 jours) pour le quart SE. Les vents forts représentent d'ailleurs environ le cinquième du total des heures de vent dans le quart NE et le tiers dans le quart SE (fig. 2-6).



relevés de la *Météorologie Nationale*
à Sète-Sémaphore -années 1964 à 1988.

Fig. 2-6 : Nombre moyen annuel d'heures de vent d'intensité supérieure à I

La fréquence élevée des vents de forte intensité (plus de 8 m/s) permet de conclure à l'effet dominant du vent sur l'hydrodynamique de l'étang, cette prédominance étant d'autant plus accentuée que l'influence de la marée et des apports continentaux est faible.

4- LE FONCTIONNEMENT DE L'ETANG : ETAT DES CONNAISSANCES

L'étang de Thau suscite depuis longtemps déjà l'intérêt des scientifiques, aussi il serait prétentieux de vouloir faire l'inventaire exhaustif de l'abondante bibliographie existant sur ce sujet ou de l'ensemble des observations qui y ont été effectuées. On se contentera de citer les travaux ou les données (autres que celles déjà mentionnées) qui ont un rapport direct avec l'étude du fonctionnement hydrologique et hydrodynamique de l'étang de Thau.

4.1- Les données disponibles

Parmi toutes les données recueillies sur l'étang de Thau, il faut faire état de la surveillance mise en place par l'Institut Français de REcherches en MER (IFREMER) pendant plus de vingt ans, de l'importante campagne de mesures du BCEOM et des campagnes de mesures du programme Écothau.

Les données du BCEOM

Le BCEOM (rapport IMFT-BCEOM, 1987) a réalisé entre Novembre 1986 et Février 1987 un programme de mesures pour étudier le fonctionnement hydrodynamique de l'étang. Certains des paramètres physiques mesurés ont été mentionnés dans les paragraphes précédents (vent, niveaux d'eau, débits de sortie des canaux, ...). De plus, au cours de la campagne d'expérimentation, les vitesses de circulation en différents points de l'étang ont été mesurées.

Les données de l'IFREMER

Le suivi des caractéristiques physico-chimiques de l'étang a été effectué par IFREMER à un pas de temps variable (une ou deux fois par mois) en divers points de l'étang autour des zones conchylicoles. Il concerne pour les variables physico-chimiques : la salinité, la température et à partir de 1974 les phosphates, les nitrates, les nitrites, l'oxygène dissous et le pH, mais aussi le phytoplancton et la production de coquillages. Les prélèvements sont réalisés à trois niveaux (1,5 m, 3 m et 8 m) lorsque la profondeur à la station le permet. Journier et al (1981) présentent une synthèse des données de phytoplancton en relation avec les sels nutritifs pour la période 1974-1980.

Se (1988) a étudié en détail les données de salinité, température, phosphates et oxygène dissous sur la période 1964-1984, en vue de la mise en œuvre d'un modèle de simulation de ces variables. Il a montré que la salinité est en général homogène sur les trois niveaux étudiés (peu d'épisodes de stratification ont été observés en vingt ans) et que la dispersion des résultats obtenus aux différentes stations est faible. La salinité moyenne de l'étang calculée à partir des données des différentes stations oscille entre 28 et 38 g/l au printemps selon la pluviométrie de l'année et entre 35 et 40 g/l en fin d'été.

Les campagnes du programme Écothau

Le programme *Écothau* a permis de collecter un grand nombre d'observations temporelles et spatiales sur les constituants biotiques et abiotiques du milieu. Le détail du calendrier des campagnes est fourni dans l'annexe 1 qui est extraite du document de synthèse publié par *Amanieu et al (1989)*. Tous les compartiments écologiques ont été échantillonnés, sauf les poissons et les mollusques d'élevage dont le dénombrement n'est pas effectué.

Le plan d'échantillonnage a été divisé en deux parties. Dans un premier temps -dit prééchantillonnage-, les prélèvements ont été effectués à un rythme saisonnier sur plus de 60 points uniformément répartis sur l'étang et à des pas de temps plus fins sur seulement 3 stations. Dans un deuxième temps la phase d'échantillonnage proprement dite a consisté en quatre campagnes de mesures de 15 jours, 20 points étant échantillonnés pendant 3 jours consécutifs puis seulement sept points le reste de la quinzaine et cela aux quatre saisons.

Tous les échantillons d'eau ont été pris à une profondeur fixe (environ 50 cm), sauf dans le cas du zooplancton pour l'analyse duquel on a réalisé un prélèvement intégré sur la verticale.

Jouffre (1989), *Lebaron (1989)* et *Pena (1989)* ont exploité respectivement les résultats obtenus sur le zooplancton, les bactéries et les sels nutritifs au cours du prééchantillonnage. L'ensemble des données a été regroupé dans un recueil qui est en cours de publication, mais toutes n'ont pas encore été exploitées, leur validité et leur représentativité seront discutées dans un chapitre ultérieur.

En conclusion

Si les données disponibles sur l'*étang de Thau* sont abondantes et variées, il n'existe que très peu de renseignements, tant quantitatifs que qualitatifs, sur les flux aux interfaces de cet écosystème : la mer, le bassin versant ou les sédiments. Cela limite les possibilités de valorisation, dans une modélisation qui puisse prendre en compte toutes les composantes du système, de la masse d'informations collectées, comme la suite de ce travail le montrera.

4.2- Le fonctionnement physique

Plusieurs études du fonctionnement physique de l'*étang de Thau* ont été réalisées à des niveaux d'analyse variés.

Au niveau global

Se (1988) a établi un modèle de fonctionnement global du système complet bassin versant - étang - mer. Ce modèle, qui suit l'évolution de la salinité, considère l'étang comme un receptacle homogène dans lequel se mélangent la pluie et les apports du bassin versant et de la mer. La figure 2-7 reproduit le schéma de fonctionnement du modèle. Différentes hypothèses ont été adoptées :

- Le sous-système bassin versant est schématisé par un ensemble de réservoirs en cascade, dont on suit le remplissage et/ou la vidange. Ce

modèle de transfert pluie-débit s'apparente au modèle CREC (Guilbot, 1986).

- L'étang est représenté par un réservoir homogène à volume constant, dans lequel les apports se mélangent rapidement (sur un pas de temps).

- La mer est assimilée à une masse d'eau infinie dont le niveau et la salinité sont constants. Son débit d'échange avec l'étang est permanent.

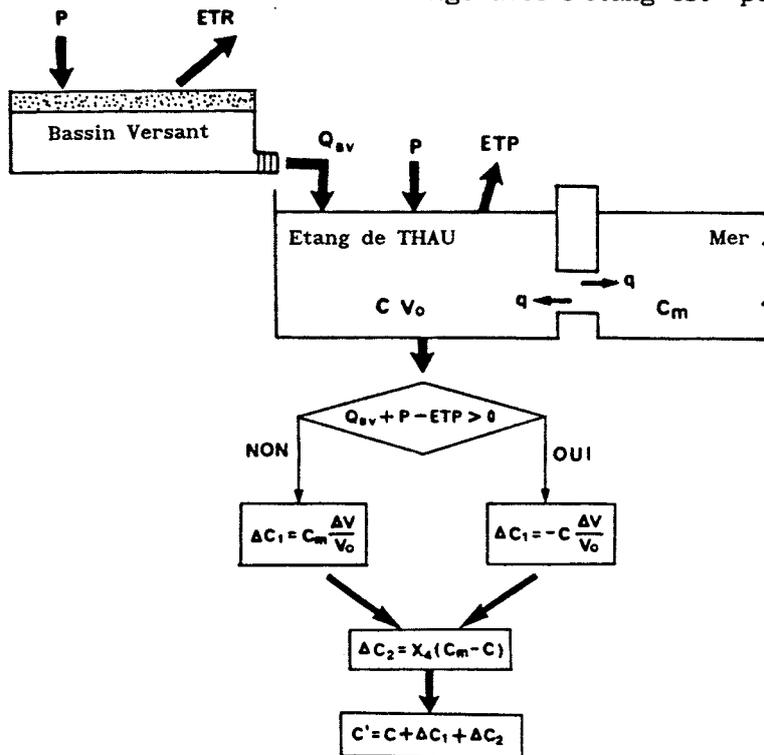


Fig 2-7 : Schéma du modèle Bassin versant - Etang - Mer (d'après GE 1988)

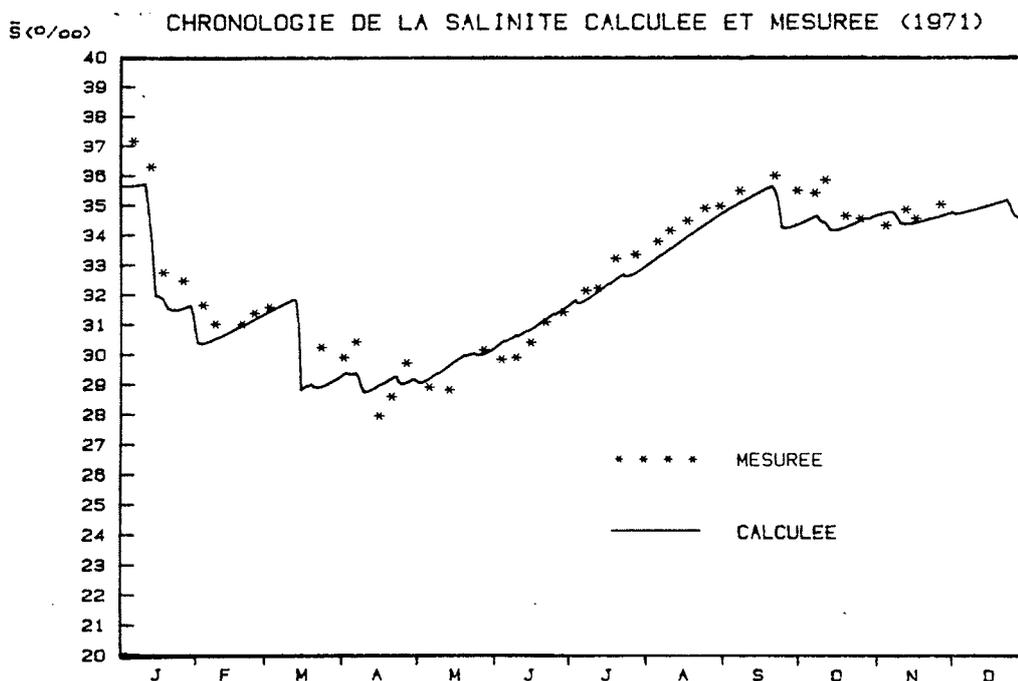


Fig. 2-8 : Salinité observée et simulée (d'après GE 1988)

Le modèle travaille à un pas de temps journalier et les données nécessaires à sa mise en œuvre sont la pluie brute journalière et l'évapo-transpiration. La lame d'eau précipitée sur l'étang et le bassin versant est évaluée par interpolation (à l'aide de la méthode de *Thiessen*) à partir des données des pluviomètres situés à proximité de l'étang (cf fig. 2-0). L'évaporation sur l'étang est calculée par la formule de *Penman* en utilisant les données de la station météorologique de *Montpellier-Fréjorgues* (la plus proche du site de l'étang).

Les paramètres du modèle ont été calés sur le niveau moyen de salinité mesuré dans l'étang par *IFREMER* sur la période 1964-1984 (fig. 2-8). Les résultats intermédiaires les plus intéressants, sont le volume journalier des apports du bassin versant et des échanges mer-étang, résultats qui ont été précédemment discutés.

A l'échelle hydrodynamique

A une échelle plus fine, plusieurs études sur les circulations dans l'étang ont déjà été publiées.

En particulier, *Ségala (1985)* s'est intéressé à la courantologie de l'étang par une approche thermo-photographique, qui lui a permis d'obtenir des informations intéressantes sur les courants de surface, dans certaines conditions très particulières de vent et d'apport.

L'*Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)* a mis au point un modèle hydrodynamique bidimensionnel (*IMFT-BCEOM, 1987*) pour définir l'effet d'un apport supplémentaire d'eau douce dans l'étang. *Millet (1989)* a lui aussi utilisé un modèle bidimensionnel pour étudier le fonctionnement hydrodynamique de l'étang. Les hypothèses développées dans ces deux modèles, ainsi que leurs résultats seront exposés en détail dans le chapitre 3.

5- EN CONCLUSION

Les différents facteurs climatiques qui conditionnent le mouvement des masses d'eau n'ont pas tous la même importance dans le cas de l'*étang de Thau*. L'influence du vent est largement prépondérante vis-à-vis des autres facteurs. Le vent est donc l'unique variable de forçage qui sera retenue dans l'étude et la modélisation du fonctionnement hydrodynamique de l'étang. Seules les données de la *Météorologie Nationale* seront utilisées en entrée du modèle et le vent sera supposé uniforme sur l'ensemble de l'étang.

Pour définir les échelles spatiales et temporelles des phénomènes de convection, cette hypothèse d'isolement vis-à-vis des influences marine et continentale est parfaitement acceptable, car les circulations dans le milieu n'en sont que très ponctuellement affectées. Par contre pour étudier les évolutions de la qualité de l'eau de l'*étang de Thau*, il faudra impérativement considérer les apports de l'extérieur qui ont un impact considérable sur le fonctionnement écologique du système lagunaire. Dans ce cas, de nombreux renseignements sur la qualité et la quantité d'apports seront nécessaires, leur absence risquant de nuire aux résultats de la modélisation.

Chap. 3 : LES PHENOMENES DE CONVECTION

SOMMAIRE

1- Les modèles numériques bidimensionnels	29
Les équations hydrodynamiques bidimensionnelles	
La paramétrisation des termes de tension	
Les méthodes numériques de résolution	
En conclusion	
2- L'hydrodynamique de l'étang de Thau	42
La modélisation hydrodynamique	
Le fonctionnement du système	
Le comportement hydrodynamique de l'étang	
3- La validité des hypothèses	80
L'étang fermé	
Les tables d'élevage conchylicole	
Les autres hypothèses	
4- Conclusion	92

LES PHENOMENES DE CONVECTION

Les phénomènes hydrodynamiques dans l'*étang de Thau* peuvent être caractérisés à partir des équations fondamentales de la dynamique des fluides newtoniens, que l'on va pouvoir simplifier en tenant compte des particularités de l'*étang*, mises en évidence dans le chapitre précédent. Ce système d'équations peut être résolu en faisant appel à des techniques numériques très diverses, dans lesquelles interviennent de nouvelles simplifications et qui conduisent à l'établissement de différents modèles mathématiques. En fin de compte, le choix qui sera fait du modèle le plus adéquat dépend de la précision attendue sur les résultats, des données disponibles, mais aussi des objectifs de l'étude en terme de coût.

Après un bref rappel théorique des équations qui décrivent les circulations au sein d'une masse d'eau, ce chapitre montrera, sur des exemples, quelques méthodes de résolution de ces équations et fera état des études hydrodynamiques déjà réalisées sur l'*étang de Thau*. Puis on présentera la modélisation, les conditions de forçage retenues et les champs de circulation correspondants. Ensuite viendront discussion et critique des hypothèses émises dans ce travail.

1- LES MODELES NUMERIQUES BI-DIMENSIONNELS

1.1- Les équations hydrodynamiques bidimensionnelles

Le mouvement instantané d'une particule fluide dans un repère orthonormé (O;x,y,z) est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = - \text{grad } p + \underbrace{\mu \Delta \mathbf{u}}_{\text{Forces visqueuses}} + \underbrace{\Sigma \rho \mathbf{f}_{\text{ext}}}_{\text{Forces extérieures}} \end{array} \right. \quad (3.0)$$

où \mathbf{u} est le vecteur vitesse instantanée de la particule, de composantes (u,v,w) dans le repère (Ox,Oy,Oz) et ρ la masse volumique de l'eau.

Ces équations instantanées ne peuvent être résolues directement, car, à cette échelle temporelle très fine, les variables et les phénomènes sont inaccessibles à l'expérimentation. On va donc transformer ce système en ne conservant que l'étude des valeurs moyennes sur une durée suffisamment longue pour lisser les micro-fluctuations des très petites échelles de temps (inférieures à la seconde).

De plus, on peut le simplifier en réduisant le nombre de dimensions d'espace. En particulier, dans le cas de l'*étang de Thau*, pour lequel le rapport des dimensions caractéristiques dans le plan vertical et horizontal est faible :

$$h/L \sim 10^{-3},$$

on peut négliger les mouvements verticaux et travailler sur les équations intégrées sur la verticale.

Le nouveau système d'équations s'écrit :

équation de continuité :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

équations dynamiques :

$$\underline{(Ox)} \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f.v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_{sx} - \tau_{fx}}{\rho H} \quad (3.2)$$

$$\underline{(Oy)} \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f.u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\tau_{sy} - \tau_{fy}}{\rho H} \quad (3.3)$$

Le détail des calculs (inspiré de *Pochat (1980)* et *Nihoul (1982)*) ainsi que les notations sont donnés en Annexe 2.

Les équations (3.1) à (3.3) forment un système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires que l'on doit résoudre à l'intérieur d'un domaine géométrique dont le contour et la bathymétrie sont irréguliers.

Différentes simplifications peuvent être apportées à ce système, soit parce que certains termes sont négligeables par rapport aux autres dans le milieu pris en considération, soit parce que l'on ne s'intéresse qu'au régime permanent des circulations. Dans tous les cas, ces simplifications permettent d'obtenir des résolutions plus rapides du système d'équations et parfois même peuvent conduire à des solutions analytiques.

Mais si aucune simplification n'est faite, on ne peut s'attendre à trouver une solution analytique à ce système et l'utilisation de techniques numériques devient indispensable.

Après avoir examiné le problème de la paramétrisation des termes de frottement, on donnera quelques exemples de modèles hydrodynamiques (dont l'application s'est faite sur des milieux naturels plus ou moins proches de l'*étang de Thau* -du point de vue de leurs caractéristiques) pour illustrer les possibilités mais aussi certaines des limites des différentes méthodes de résolution.

1.2- La paramétrisation des tensions de surface et de fond

La force de frottement d'un fluide sur une surface rugueuse est proportionnelle au produit du carré de la vitesse de l'écoulement u par la surface de contact et dirigée en sens opposé. Cette relation, que *Chézy* a admise dès 1769 pour le calcul de l'écoulement uniforme dans un canal à surface libre, s'applique au calcul du frottement aussi bien entre l'eau et le fond (ou les berges) qu'entre l'air et la surface de l'eau (qui est vue comme une surface quasi-imperméable à l'air).

On peut donc écrire les tensions de surface et de fond sous la forme :

$$\bar{\tau} = K u \|u\|,$$

le coefficient de proportionnalité K ayant pour dimension $[ML^{-3}]$.

Mais, cette expression extrêmement simple masque un double problème : celui de la détermination du coefficient K et de la vitesse de l'écoulement u , tant à l'interface air-eau qu'à l'interface eau-sédiment.

Tension de fond

Les expressions le plus fréquemment rencontrées pour K dans les modèles hydrodynamiques sont celles établies par *Chézy* (1769) puis par *Manning* (1889), modifiées ou améliorées par de nombreux autres hydrauliciens depuis lors, pour les calculs d'écoulements uniformes en rivière ou en canal.

La formulation de *Chézy* s'écrit :

$$K = \rho g / C^2,$$

où C , le coefficient de *Chézy*, a pour dimension $L^{1/2}T^{-1}$.

Manning fait en plus intervenir la profondeur H de l'écoulement et écrit :

$$K = \rho g n^2 / H^{1/3},$$

où n , le coefficient de *Manning*, a pour dimension $L^{-2/3}T$.

Ces deux relations sont évidemment équivalentes, si on admet que le coefficient C est proportionnel à la racine sixième de la profondeur :

$$C = H^{1/6} / n.$$

Le coefficient de frottement C (ou n) est aussi fonction des propriétés du milieu, en particulier la nature du fond. Selon les auteurs, C (ou n) est soit choisi constant sur l'ensemble du domaine de résolution des équations, soit supposé variable en fonction de la topographie ou de la nature du fond.

Ainsi *Serritsen et al.* (1988) utilisent une formulation de *Chézy* pour les tensions de fond avec un coefficient C variant selon la profondeur du lieu par la relation :

$$\begin{aligned} C &= 65, \text{ pour des profondeurs inférieures à } 40 \text{ m,} \\ C &= h+25, \text{ pour des profondeurs comprises entre } 40 \text{ et } 65 \text{ m,} \\ C &= 90 \text{ au-delà.} \end{aligned}$$

Liné et al. (1988) mettent en œuvre sur l'étang de Thau une formulation des

tensions de fond de type *Chézy*, mais supposent le coefficient C fonction du lieu :

$$C = 15 \text{ ou } 40 \text{ dans les graus de liaison mer-étang,}$$

$$C = 50 \text{ dans l'étang.}$$

D'autres formulations consistent à augmenter artificiellement la profondeur de frottement directement dans le terme de frottement de l'équation :

$$\bar{\tau}_f / \rho(H+\varepsilon)$$

avec $\varepsilon \neq 0$ pour les faibles profondeurs ainsi que le font *Pfeiffer et al.* (1988).

Dans tous les cas, la valeur de C (ou n) est en fait choisie pour ajuster au mieux les résultats des simulations du modèle aux vitesses et élévations mesurées sur le milieu.

La définition de la vitesse de l'écoulement u pose davantage de problème, surtout lorsque l'on doit modéliser des circulations induites par le forçage du vent.

La seule vitesse d'écoulement qui soit accessible dans un modèle bi-dimensionnel est la vitesse moyenne U d'écoulement horizontal. Or aucune relation rigoureuse ne peut être établie entre la tension de fond et la vitesse moyenne de l'écoulement et cette valeur est loin de traduire ce qui se passe réellement à l'interface entre le fond et l'eau.

Eckman au début du XX^e siècle a montré que l'action persistante du vent à la surface de l'eau provoque l'entraînement des couches superficielles dans le sens du vent, qui se propage dans toute la tranche d'eau, sous le contrôle de la viscosité, de la diffusion turbulente et de l'accélération de *Coriolis*. La distribution verticale des vitesses horizontales de circulation n'est donc pas uniforme (fig. 3-1). Malgré cela, l'écoulement reste quasi-horizontale, ce qui permet d'assurer la consistance de l'hypothèse d'une modélisation bidimensionnelle. Cependant la vitesse d'écoulement sur le fond peut ne pas être parallèle à la vitesse moyenne de l'écoulement, et même pour certaines valeurs de la profondeur être de direction contraire.

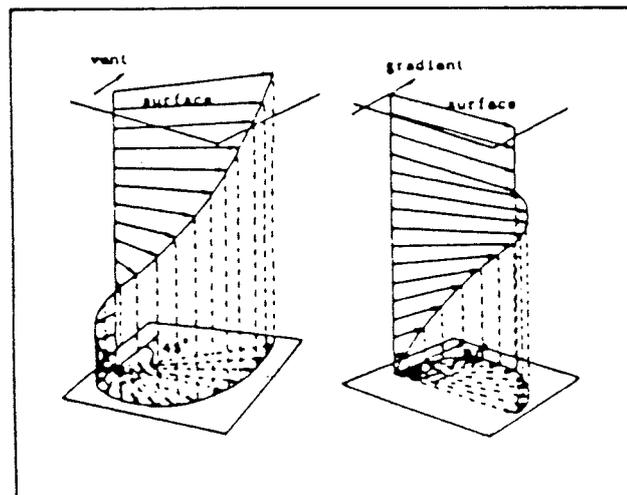


Fig. 3-1 : Répartition verticale des courants : spirale d'Eckman

Ce problème est le plus souvent totalement occulté dans les modèles hydrodynamiques bidimensionnels. La tension de fond est alors exprimée très classiquement par une formulation de type *Manning* -tel que le fait *Leendertse (1971)*- ou de type *Chézy*, en assimilant la vitesse de frottement à la vitesse moyenne de l'écoulement :

$$\bar{\tau} = K U \|U\|.$$

Une approche plus complète consiste à exprimer la tension de fond directement sous la forme :

$$\bar{\tau}_f = \rho \tilde{\nu} \frac{\partial u}{\partial z},$$

après avoir déterminé les coefficients de diffusion turbulente et le gradient vertical des vitesses.

Wellander (1957), le premier, a recherché une expression analytique du gradient vertical des vitesses, qu'il montre fonction de l'historique du vent, de la pression atmosphérique et des élévations de la surface. Mais les résultats qu'il a obtenus sont soumis à l'hypothèse d'une diffusion turbulente indépendante de la profondeur, ce qui est en contradiction avec toutes les observations (*Nihoul, 1982*).

D'une façon générale, cette paramétrisation de la tension de fond nécessite forcément de modéliser au préalable le gradient vertical des vitesses et la diffusion turbulente. On aboutit alors à des modèles d'une plus grande complexité, qui ne permettent malgré tout que l'étude des circulations dans le cas bidimensionnel. On se bornera donc ici à une formulation classique de type *Manning*.

Tension de surface

L'action du vent sur une surface liquide provoque l'apparition progressive de rides, puis de vagues dont l'amplitude va augmenter jusqu'à la rupture. La rugosité de l'interface est donc sans cesse modifiée, de même que la tension à la surface de l'eau.

Les nombreuses études expérimentales du profil des vitesses de l'air au-dessus d'une surface liquide, qu'elles soient ou non faites en laboratoire, conduisent à exprimer la tension à l'interface air-eau comme une fonction quadratique de la vitesse du vent W à l'altitude z :

$$\bar{\tau}_s = \rho_a C_w W \|W\|,$$

où le coefficient C_w , que les anglo-saxons appellent *drag coefficient*, est sans dimension et où ρ_a est la masse volumique de l'air.

En considérant la vitesse du vent à l'altitude de référence de 10 m, *Wu (1969)* montre que C_w est fonction de l'intensité \bar{W} du vent et propose les relations :

$$C_w = 0.5 \cdot 10^{-3} \bar{W}^{1/2} \text{ pour } \bar{W} < 15 \text{ m/s},$$

$$C_w = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ au-delà,}$$

l'intensité de 15 m/s (mesuré à 10 m d'altitude) correspondant au passage à un état de surface très agité avec des vagues qui déferlent.

Pour la même altitude de référence de 10 m, d'autres auteurs proposent une formulation applicable sur toute la gamme des intensités de vent sous la forme :

$$C_w = \alpha + \beta \bar{W},$$

les coefficients α et β variant selon les auteurs

pour <i>Smith et al.</i> (1975)	$\alpha = 0.63 \cdot 10^{-3}$	$\beta = 0.066 \cdot 10^{-3}$,
pour <i>Nihoul</i> (1982)	$\alpha = 0.98 \cdot 10^{-3}$	$\beta = 0.14 \cdot 10^{-3}$.

Liné et al. (1988) utilisent une formulation plus complexe issue de travaux de laboratoire et écrivent :

$$C_w = \alpha \left[\left(\frac{\rho}{\rho_a} - 1 \right)^{-1} \frac{\bar{W}^3}{g \nu_a} \right]^{0.2},$$

où ν_a est la viscosité de l'air et α un coefficient caractéristique du milieu (sur l'étang de Thau, α vaut $0.4 \cdot 10^{-3}$).

Toutes ces formulations tiennent compte de l'influence des modifications de la rugosité de l'interface air-eau lors du passage progressif des petites rides aux grosses vagues déferlantes. Dans le premier cas, on suppose que la rugosité de la surface de l'eau devient constante à l'établissement du régime de vagues déferlantes, par contre dans le deuxième et le troisième cas, la rugosité augmente en continu depuis les plus faibles valeurs d'intensité du vent.

En fait, de même que pour les tensions de fond, le coefficient de frottement C_w sert de paramètre de calage dans la plupart des modèles hydrodynamiques bidimensionnels. L'expression est donc choisie pour ajuster au mieux les résultats des simulations du modèle aux vitesses et élévations mesurées sur le milieu dans les mêmes conditions de vent.

1.3- Les modèles numériques bidimensionnels

Deux méthodes numériques sont principalement employées pour le calcul des écoulements dans les milieux naturels : les méthodes aux éléments finis et les méthodes aux différences finies. Les autres méthodes numériques, que ce soient les méthodes des caractéristiques ou bien les méthodes harmoniques, sont assez mal adaptées à l'étude des milieux aquatiques dont la géométrie est accidentée et pour lesquels le vent est le forçage dominant.

Sans entrer dans le détail des problèmes numériques propres à chaque méthode, on va tenter de dégager leurs principaux avantages et/ou inconvénients, en passant rapidement en revue quelques modèles numériques appliqués à l'étude de milieux naturels. Mais le nombre de modèles différents développés aujourd'hui dans le monde entier est très grand, on ne peut donc pas prétendre ici en établir une liste complète.

Les modèles aux éléments finis

Ces méthodes sont basées sur le calcul variationnel, c'est-à-dire sur l'écriture des équations sous une forme intégrale dont on recherche le minimum. Elles présentent des avantages intéressants par rapport aux méthodes, plus anciennes, aux différences finies, en particulier :

- les frontières irrégulières et complexes, caractéristiques des milieux naturels, peuvent être traitées avec précision et sans difficulté au niveau des algorithmes de résolution ;

- les conditions aux limites ou les variations spatiales des propriétés physiques peuvent être prises en compte facilement ;

- aucune condition de stabilité n'est imposée au pas de temps de résolution, car l'algorithme est purement implicite dans le temps comme dans l'espace.

Les premières applications des méthodes aux éléments finis à des études hydrodynamiques datent du début des années 1970. Mais c'est seulement au cours des années 1980 que ces méthodes ont connu leur vrai développement. Jusque-là, l'importance des temps de calcul et des capacités de stockage nécessaires à la résolution du système complet d'équations non linéaires avait limité leur mise en œuvre à des cas très simples.

Ainsi *Gallagher et al.* (1973) analysent les circulations dans le lac Ontario par un modèle aux éléments finis, mais en se plaçant en régime permanent et en négligeant les termes d'advection dans les équations bidimensionnelles.

Depuis peu, la résolution complète du système d'équations est possible par la méthode aux éléments finis. On peut citer deux codes de calcul issus des travaux théoriques de *Dhatt et al.* (1981).

Le premier a servi, en particulier, pour modéliser les écoulements en régime permanent sur une partie du fleuve *St Laurent* par *Leclerc et al.* (1987), mais aussi pour étudier le charriage dans un canal expérimental (*Tanguy et al.*, 1989). Dans ce modèle, la formulation intégrale des équations est faite à partir d'un modèle variationnel de type *Galerkin*, avec une procédure particulière de traitement des termes de tensions. Le système matriciel est discrétisé sur des éléments triangulaires à six nœuds et la résolution s'effectue par la méthode de relaxation de *Newton-Raphson*, qui est couplée à un algorithme implicite d'*Euler*, pour l'obtention de la solution temporelle.

Un autre code de calcul a été mis au point à l'*IMFT*, qui diffère essentiellement dans le traitement des termes de tensions et le choix d'éléments triangulaires à trois nœuds seulement. C'est à l'aide de ce modèle que *Liné et al.* (1988) ont fait l'étude hydrodynamique de l'*étang de Thau*.

Malgré leur supériorité dans le traitement des frontières ou des conditions aux limites et la portabilité de leurs codes de calcul, les modèles aux éléments finis restent encore peu fréquents dans le domaine de l'hydrodynamique, car l'antériorité des recherches mathématiques sur lesquelles sont fondées les méthodes aux différences finies, conduit à une meilleure connaissance générale des problèmes numériques qui leur sont attachés.

Les modèles aux différences finies

Les méthodes aux différences finies sont basées sur l'écriture des équations sous une forme discrète, dans laquelle les différentes variables ne sont connues que dans un nombre fini de points du domaine spatio-temporel d'intégration.

Bien qu'il existe diverses méthodes d'approximation, le passage de l'expression continue à la forme discrétisée des équations se fait, le plus souvent, en développant en séries de *Taylor*. C'est alors la grille de discrétisation et surtout le schéma de calcul qui font les différences essentielles entre les modèles numériques.

Leendertse et al. (1971) ont établi, sur l'exemple de la baie *Jamaïca* (*New-York*), un des premiers modèles hydrodynamiques basé sur une résolution semi-implicite.

Ce modèle travaille sur une grille de calcul totalement imbriquée, dans laquelle chaque nœud sert au calcul d'une seule variable ζ , u ou v (cf figure 3-2). Sur ce type de grille, les problèmes de traitement des conditions aux limites, qui existent pour les grilles regroupant toutes les variables aux mêmes nœuds, sont éliminés. Comme la frontière du domaine d'intégration passe par des nœuds ne faisant intervenir qu'une et une seule variable, la condition de flux nul à travers une limite fermée s'exprime simplement en imposant l'annulation de la composante de la vitesse normale à cette limite.

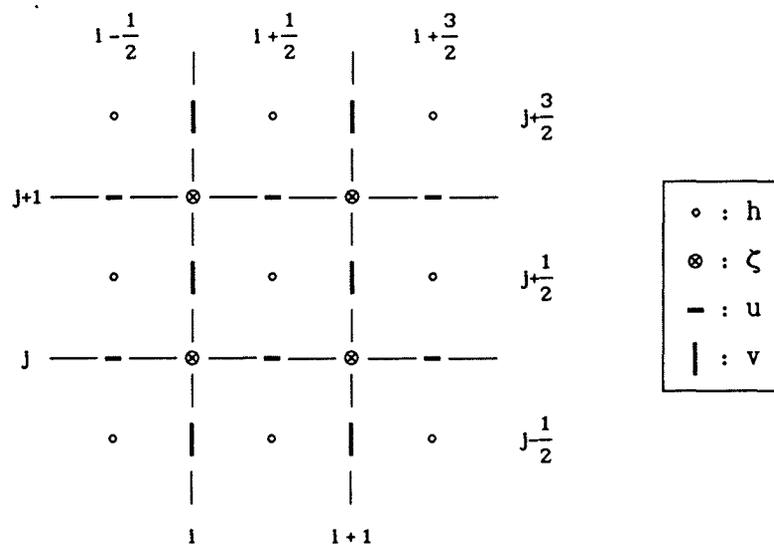


Fig. 3-2 : Grille de calcul du modèle de *Leendertse*

Les équations (3.1) à (3.3) sont discrétisées avec un schéma de type A.D.I. (*alternating-direction implicit*). Les pas de temps sont fractionnés en deux étapes de calcul, ce qui permet de résoudre séparément les deux équations dynamiques. L'utilisation séquentielle de l'approximation aux différences finies sur l'équation de continuité à chaque niveau de calcul revient à mettre en œuvre des dérivées spatiales alternativement amont et aval. Sur le pas de temps complet, cette procédure exprime ces dérivées spatiales en différences centrées. La résolution du système linéaire d'équations discrétisées est faite par double balayage.

Ce modèle, déjà ancien, a été appliqué sur de nombreux systèmes côtiers et estuariens. Par exemple *Salomon (1986)* l'utilise sur la baie de *Morlaix*. De plus *Bedford et al. (1980)* ont illustré, sur l'exemple du lac *Erié*, ses capacités de simulation dans le cas de milieux soumis uniquement à l'action du vent.

De nombreuses tentatives d'amélioration de ce schéma ont été explorées. Par exemple, *Ponce et al. (1981)* modifient le traitement des équations sur les nœuds aux limites du domaine d'intégration, pour éviter des instabilités numériques aux frontières. Ou encore *Serritsen et al. (1988)*, étudiant un milieu très étendu (l'ensemble de la plateforme océanique du Nord-Ouest européen), expriment le système d'équations en coordonnées sphériques qu'ils discrétisent dans un schéma semi-implicite très proche de celui de *Leendertse*.

Le modèle de *Leendertse*, auquel il est souvent fait référence dans la littérature, est sans doute le plus répandu et le plus analysé des modèles hydrodynamiques bidimensionnels. L'ensemble des problèmes numériques qui lui sont attachés sont bien connus, en particulier sa faible performance quand le nombre de *Courant* augmente (*Lahoud, 1988*). Deux inconvénients majeurs peuvent aussi lui être reprochés :

- le premier inconvénient est commun à l'ensemble des modèles aux différences finies : la grille rectangulaire de discrétisation est inadaptée pour traiter les frontières qui présentent un fort degré d'irrégularité. Pour cela *Bauer et al. (1982)*, et avant eux *Thacker (1979)*, proposent un schéma à mailles triangulaires très attrayant, mais instable (même lorsque les pas de temps et d'espace de calcul respectent la condition de *Courant*), ce qui oblige les auteurs à remplacer chaque variable de l'équation par une moyenne pondérée. La formulation devient alors complexe et amène les auteurs à négliger les termes d'advection dans les équations dynamiques bidimensionnelles. L'application de ce modèle sur le lac de *Genève* illustre l'intérêt des schémas à mailles triangulaires qui permettent de limiter le nombre de nœuds de calcul (52 nœuds suffisent à décrire le lac de façon satisfaisante), mais reste décevante dans ses résultats.

- deuxième inconvénient non négligeable, un modèle de type *Leendertse* peut tourner sur une mini station de calcul, mais plus difficilement sur un micro-ordinateur. C'est pour cela que *Yu et al. (1988)* ont écrit un schéma de type ADI mais en éclatant l'équation de continuité en deux équations "factices", qui sont malgré tout globalement consistantes avec la formulation de départ. Cela donne lieu à un algorithme de calcul moins lourd qui peut être efficacement implanté sur un micro-ordinateur. Malheureusement ce modèle néglige encore une fois les termes advectifs, qui ont une grande importance dans les zones peu profondes.

En fait, malgré ces inconvénients, les résolutions basées sur une grille totalement imbriquée avec un schéma de type ADI restent largement supérieures quels que soient les traitements des conditions aux limites qui sont en fait conditionnés par la configuration géométrique du milieu étudié. C'est ce qui fait l'intérêt du modèle de *Leendertse*.

1.4- En conclusion

L'étude hydrodynamique de l'étang de Thau a été menée à l'aide du modèle bidimensionnel de *Leendertse*, dont les caractéristiques ont été présentées au fil des paragraphes précédents. Ce choix est lié d'une part à la robustesse de ce modèle, largement éprouvée lors de ses nombreuses applications, mais aussi à une raison d'ordre matériel -le logiciel était disponible directement sur le centre de calcul de Montpellier. Aucune modification ou amélioration n'a été apportée à ce modèle, qui a été mis en œuvre dans sa forme originale. Par contre quelques tests ont été effectués pour vérifier ses conditions d'utilisation sur l'étang de Thau.

Le paragraphe suivant traite de l'exploitation de ce modèle pour définir les échelles de variabilité des phénomènes de convection dans l'étang de Thau. Mais auparavant il faut présenter les résultats des deux études hydrodynamiques qui existent sur l'étang, études que l'on a déjà mentionnées : celle mise au point à l'IMFT par *Liné* et *Masbernat* en 1987-88 et celle faite à l'ORSTOM par *Millet* en 1988-89.

Ces études diffèrent sur deux points essentiels :

- d'une part la méthode de discrétisation du système d'équations bidimensionnelles,
- d'autre part le traitement de la relation mer-étang.

En effet, *Liné et al.* (1988) utilisent un code de calcul aux éléments finis, qui leur permet à la fois de mieux suivre les contours de l'étang et de délimiter de façon précise les zones de conchyliculture. De plus ils incluent dans le domaine d'intégration les deux graus de communication de Sète et de PisseSaumes et imposent, à ces deux limites ouvertes, une condition de marée.

Par contre, *Millet* (1989) fait l'étude hydrodynamique de l'étang sur la base du modèle de *Leendertse*, mais en modifiant quelque peu le traitement des conditions aux limites, et suppose que l'étang est un milieu fermé.

D'autres différences, moins significatives, sont aussi à signaler dans le traitement des termes de frottement.

Liné et al. modélisent les tensions de surface et de fond par les méthodes déjà indiquées plus haut. Ils écrivent :

$$\begin{aligned}\bar{\tau}_f &= \rho g / C^2 U \|U\| \quad \text{avec } C \text{ fonction du lieu,} \\ \bar{\tau}_s &= \rho_a 0.4 10^{-3} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_a} - 1 \right)^{-1} \frac{\bar{W}^3}{g \nu_a} \right]^{0.2} W \|W\|.\end{aligned}$$

Millet conserve les formulations classiques du modèle de *Leendertse* :

$$\begin{aligned}\bar{\tau}_f &= \rho g n^2 / H^{1/3} U \|U\|, \\ \bar{\tau}_s &= \rho_a C_w W \|W\|,\end{aligned}$$

et pose $1/n = 45$ uSI et $C_w = 0.0035$.

Les figures 3-3 et 3-4 montrent les champs de circulations obtenus respectivement par *Liné et al.* et par *Millet*. Les conditions de simulation

sont données dans le tableau suivant :

	vent constant		marée
	m/s	direction	
<i>Liné et al.</i>	8	NO, NE, SE, SO	lunaire
<i>Millet</i>	10	NNO, ONO, NNE, SE	sans

Les circulations présentées sur ces deux figures sont malheureusement difficiles à comparer, car les directions de vent prises en compte sont relativement différentes. Cependant, dans le paragraphe suivant, une comparaison sera faite entre les résultats de *Liné et al.* et ceux obtenus par le modèle hydrodynamique qui est mis en œuvre dans le cadre de cette étude, puisque les mêmes directions de vent vont être traitées.

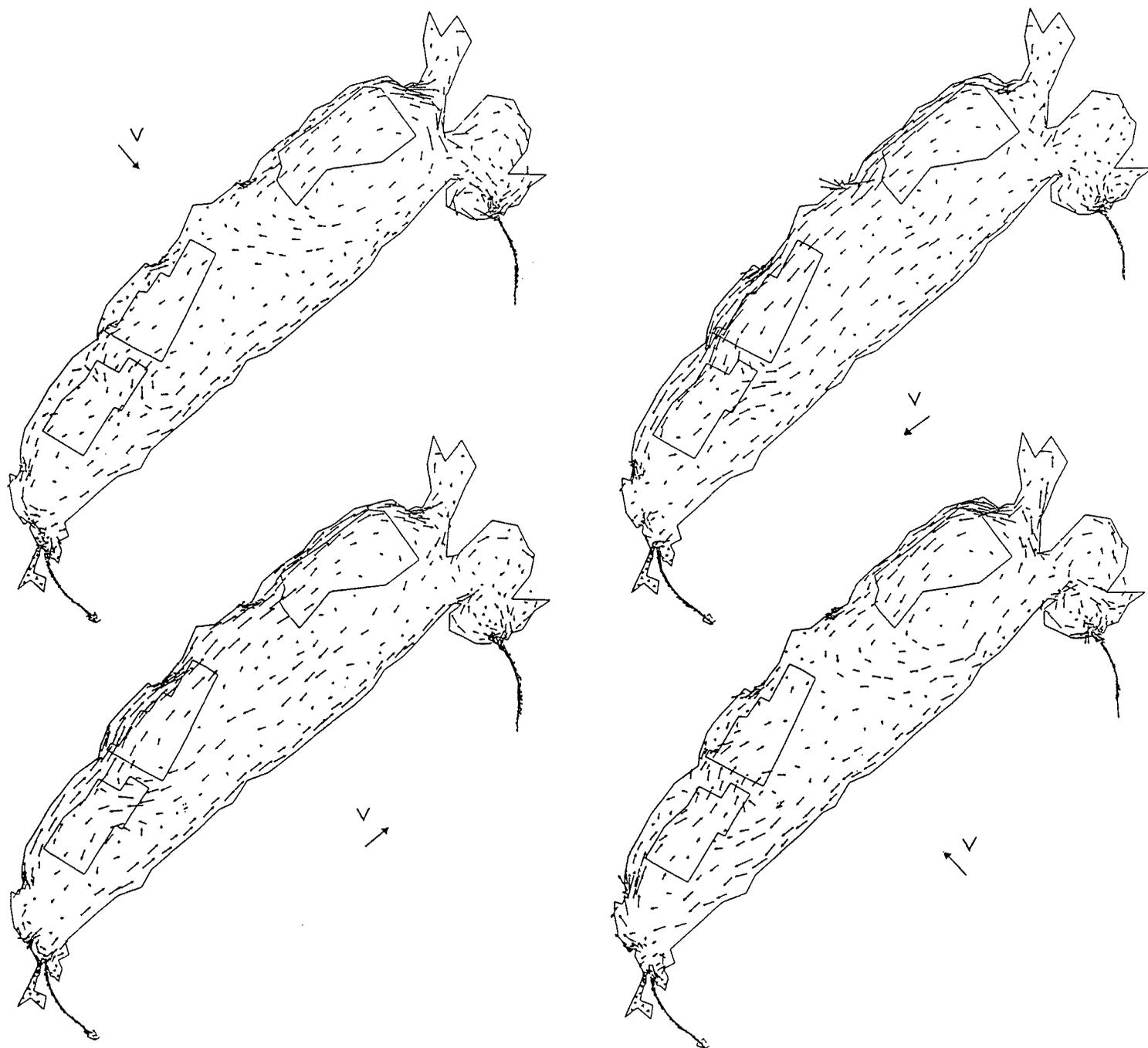


Fig. 3-3 : Champs de circulations obtenus par Liné et Masbernat (1988)

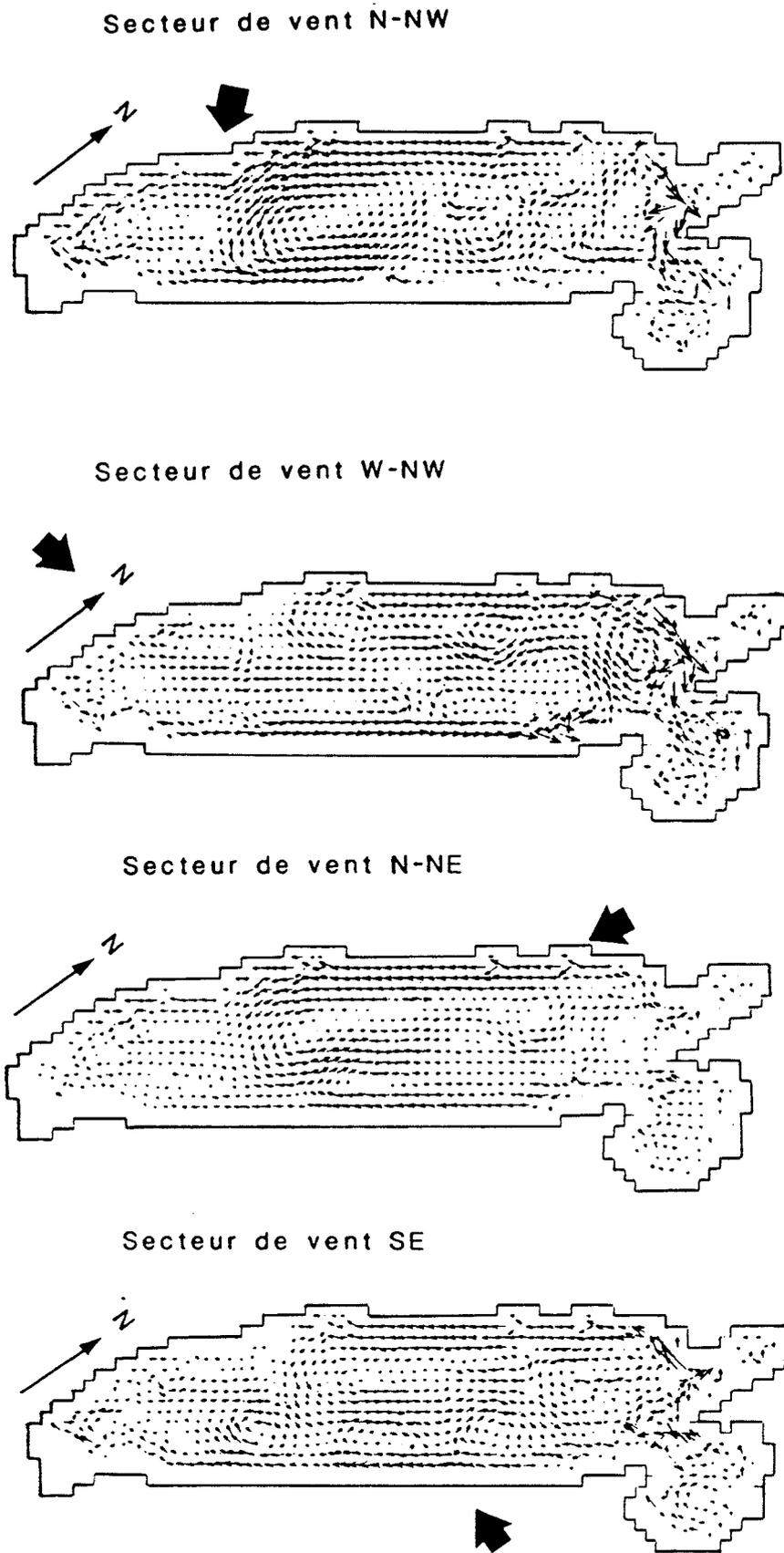


Fig. 3-4 : Champs de circulations obtenus par Millet (1989)

2- L'HYDRODYNAMIQUE DE L'ÉTANG DE THAU

L'étude hydrodynamique de l'étang de Thau a été réalisée pour quatre directions de vent particulièrement fréquentes. On a ainsi pu identifier les principales zones de circulation dans l'étang, ainsi que leurs caractéristiques statistiques.

Mais auparavant, des tests ont été effectués pour mieux cerner les limites d'application du modèle de *Leendertse* dans le cas d'un milieu fermé.

2.1- La modélisation hydrodynamique

Hypothèses de modélisation

La mise en œuvre d'un modèle hydrodynamique à un milieu naturel nécessite dans tous les cas :

- de limiter avec précision le domaine d'intégration, principalement en fonction des connaissances que l'on a des conditions aux limites de ce domaine,
- de découper ce domaine en mailles dont la forme et la dimension sont fonction à la fois des caractéristiques du modèle employé et de la précision souhaitée,
- de définir les conditions initiales et la valeur des paramètres du modèle.

Domaine d'intégration et conditions aux limites

Le domaine d'intégration a été limité à l'étang lui-même, ce qui exclut la connaissance des phénomènes hydrodynamiques dans les graus.

De plus en l'absence de données simultanées sur les conditions de flux et de hauteurs à la sortie des graus et aux exutoires du bassin versant, la modélisation a été conduite en supposant l'étang fermé à toute influence extérieure. Cette hypothèse a déjà été en partie justifiée dans le chapitre précédent, cependant l'influence de la mer sur les circulations à l'intérieur de l'étang sera étudiée plus en détail au paragraphe 3-1 de ce chapitre.

Enfin, on a supposé que les tables de conchyliculture, qui occupent près du tiers de la surface de l'étang (cf figure 2-1), ne font pas obstacle aux circulations. Cette hypothèse était incontournable en l'absence de données expérimentales détaillées, mais elle sera critiquée au paragraphe 3-2.

Maillage

L'intérieur de l'étang a été découpé en mailles carrées de taille constante, en faisant coïncider les axes du repère avec les directions principales de l'étang (cf figure 3-5).

Le pas d'espace choisi $\Delta x = \Delta y = 250 \text{ m}$,

est cohérent vis-à-vis des informations bathymétriques disponibles (les sondages du *SHOM* sont effectués à un pas de l'ordre du km) et permet une connaissance assez fine des circulations à l'intérieur de l'étang.

Le choix de mailles de taille constante est tout à fait justifié dans le *Grand Étang* dont la forme est régulière. Mais, dans la *crique de l'Angle*, cette option a imposé une augmentation artificielle du domaine d'intégration. Il faut, en effet, que le nombre de mailles de calcul suivant Ox et suivant Oy dans cet étranglement soit suffisant, pour éviter d'introduire, de façon purement numérique, une trop forte résistance à l'écoulement dans cette zone (*Abbott et al.*, 1989).

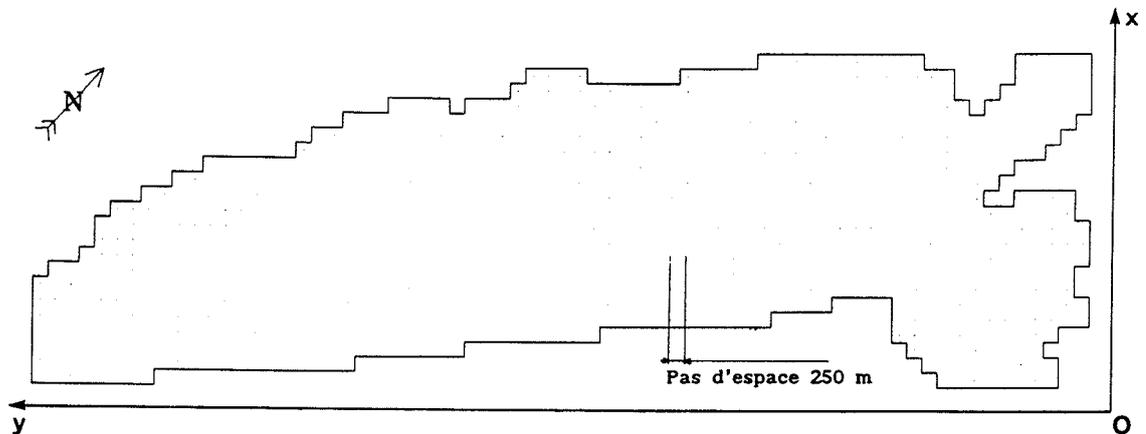


Fig. 3-5 : Domaine d'intégration

La profondeur de chaque maille du domaine a été interpolée à partir des relevés bathymétriques du *SHOM*.

Choix des paramètres du modèle

Dans tous les tests et simulations effectués à l'aide du modèle de *Leendertse*, les paramètres de frottement au fond et à l'interface air-eau sont supposés constants dans le temps et dans l'espace.

Le coefficient C_w de frottement à l'interface air-eau est fixé à la valeur de 0.0026, qui est proposée par *Wu* (1969) pour les fortes intensités de vent.

L'influence du paramètre de frottement au fond sur les résultats fournis par le modèle est discutée à la fin de ce paragraphe ; sa valeur $K = 1/n$ a été ajustée sur les données limnimétriques du *BCEOM* (mois de janvier 1987).

Forçage climatique et conditions initiales

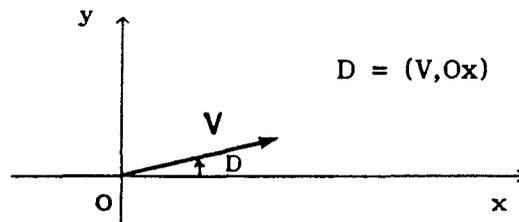
Cette étude est davantage orientée vers une approche typologique et descriptive de l'hydrodynamique de l'étang de *Thau* que vers une modélisation prédictive des circulations dans l'étang. Cela explique à la fois les conditions initiales choisies et les conditions de forçage extrêmement simplifiées qui ont été prises en compte lors des simulations.

La présence des termes de frottement dans les équations du mouvement font que

l'influence des conditions initiales diminue au cours du temps (Daubert et al., 1967). Ceci permet de choisir des valeurs initiales arbitraires, car elles n'interviendront que sur le temps de calcul nécessaire à la stabilisation du basculement du plan d'eau, quand les conditions climatiques sont permanentes. On a donc retenu les conditions initiales les plus simples possibles. Toutes les simulations ont débuté en supposant l'étang au repos au niveau zéro.

Les tests ont porté sur l'importance du pas de temps de calcul et de la forme du créneau de vent sur le temps de stabilisation du plan d'eau, puis sur la sensibilité des résultats à la valeur du paramètre de frottement.

Dans tous les cas la direction du vent est indiquée en référence à l'axe Ox :



Par la suite, dans les simulations qui ont été réalisées après les tests et la validation des paramètres du modèle, on a pris en compte un vent, de direction constante, dont l'intensité maximale V s'établit et ne varie plus jusqu'à l'arrêt des calculs.

Les vitesses et les élévations sont suivies aux stations-témoins a à e ou 1 à 8 selon les tests. Leur position, qui est indiquée sur la figure 3-6, a été choisie arbitrairement. Les directions du courant sont (de même que pour le vent) indiquées en référence à l'axe des abscisses.

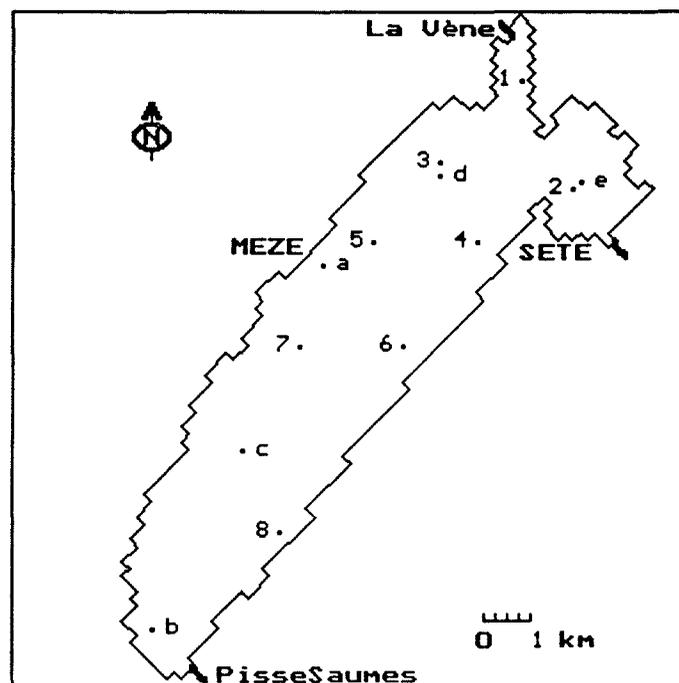


Fig. 3-6 : Position des stations

Influence du pas de temps de calcul

Le schéma de calcul du modèle de *Leendertse* est inconditionnellement stable quel que soit le nombre de *Courant*. Il est donc en théorie possible d'utiliser n'importe quel pas de temps et d'espace lors de la mise en œuvre de ce modèle. Dans la pratique, ce sont les caractéristiques géométriques du milieu (en particulier la plus ou moins grande variabilité spatiale de la bathymétrie et du contour) qui déterminent le pas d'espace du modèle. A partir de là, le choix du pas de temps dépend de la précision attendue sur les résultats.

Le pas d'espace du modèle (de 250 m) conduit à un maillage de dimension raisonnable (moins de 1000 mailles de calcul par pas de temps). La durée de calcul d'une simulation est proportionnelle au nombre total de nœuds de calcul (en négligeant les temps d'accès en mémoire) donc au produit du nombre de mailles par le nombre de pas de temps que comporte la simulation. C'est pourquoi, avant de fixer le pas de temps du modèle, on a voulu tester son influence sur la période de simulation nécessaire à la stabilisation du plan d'eau.

Dans ce test, le paramètre de frottement de fond a pour valeur 45. Les caractéristiques du vent sont les suivantes, à partir de l'instant initial :

$$V = 10 \text{ m/s} - (V, O_x) = 0^\circ$$

Deux pas de temps ont été testés : 5 s (fig. 3-7a) et 1 mn (fig. 3-7b).

Si les instabilités du plan d'eau durant les deux premières heures simulées sont d'autant plus importantes que le pas de temps est grand, la stabilisation des élévations aux huit stations est obtenue dans les deux cas au bout de dix heures simulées. Les directions des vitesses se stabilisent au bout du même temps, par contre les modules continuent d'osciller, mais très faiblement, jusqu'en fin de simulation. L'amplitude des oscillations est sensiblement identique pour les deux valeurs du pas de temps, bien que certaines stations semblent ne pas se comporter de la même façon dans les deux cas.

En fait, les résultats tendent à prouver que le temps minimal au bout duquel le système est stable, est le même quelque soit le pas de temps. Il est donc plus intéressant de fixer une grande valeur du pas de temps pour limiter au maximum la durée des calculs nécessaires pour atteindre un régime stabilisé. Cependant, pour conserver un nombre de *Courant* raisonnable, on a adopté un pas de temps intermédiaire : 60 s.

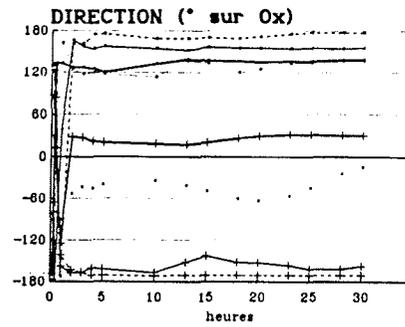
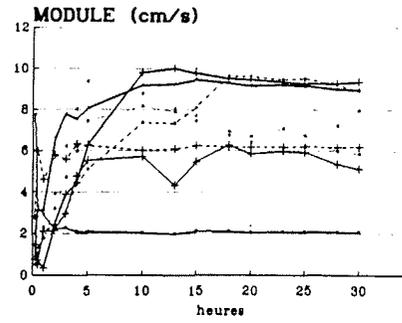
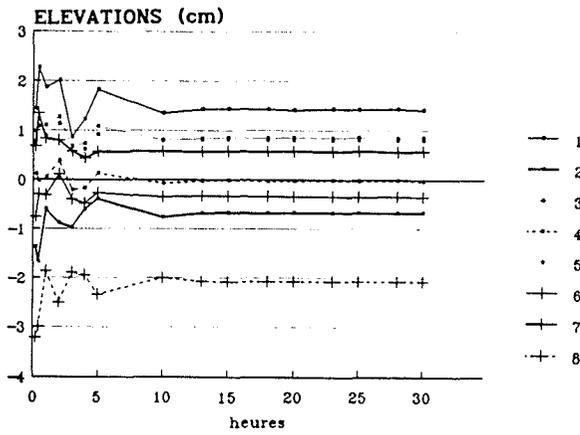
Forme du créneau de vent

Si le temps de calcul nécessaire pour atteindre la stabilisation des élévations ne semble pas dépendre du pas de temps choisi, il peut être influencé par le temps de montée du vent, c'est-à-dire par la durée de la transition entre l'état de repos et la vitesse maximale.

Plusieurs tests ont été effectués, qui montrent tous l'intérêt du lissage des conditions de vent pour diminuer le délai de stabilisation des élévations. On

a-

Pas de temps 5s - Chezy 45
 Vent constant $V=10\text{m/s}$ ($V, O_x)=0^\circ$



stations 1 à 8 : témoins de calcul

b-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent constant $V=10\text{m/s}$ ($V, O_x)=0^\circ$

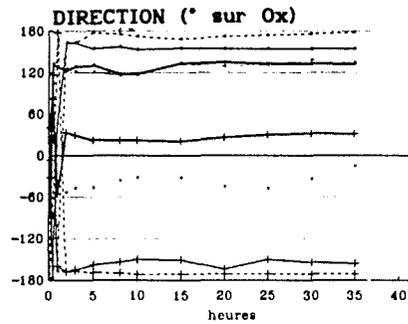
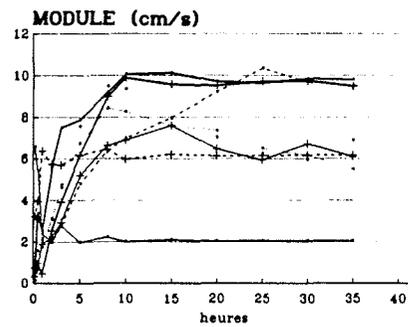
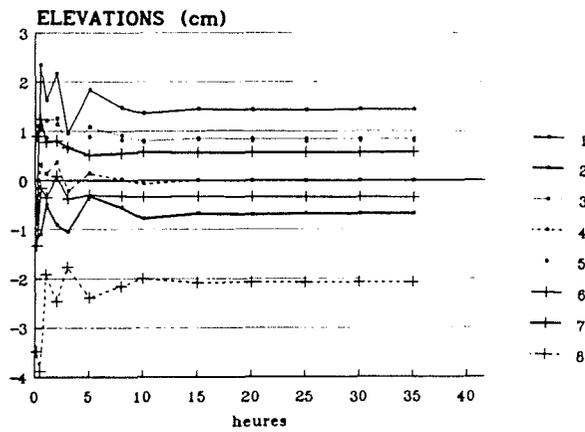


Fig. 3-7 : Influence du pas de temps de calcul

ne présente ici que la comparaison de deux cas : un forçage de vent brutal (fig. 3-9a) et le forçage progressif retenu par la suite dans les simulations (fig. 3-9b). Dans les deux cas les caractéristiques du vent en régime établi sont :

$$V = 10 \text{ m/s} - (V, O_x) = 0^\circ$$

La figure 3-8 présente la forme précise des créneaux de vent. Le pas de temps de calcul est de 60 s et le coefficient de frottement de 45.

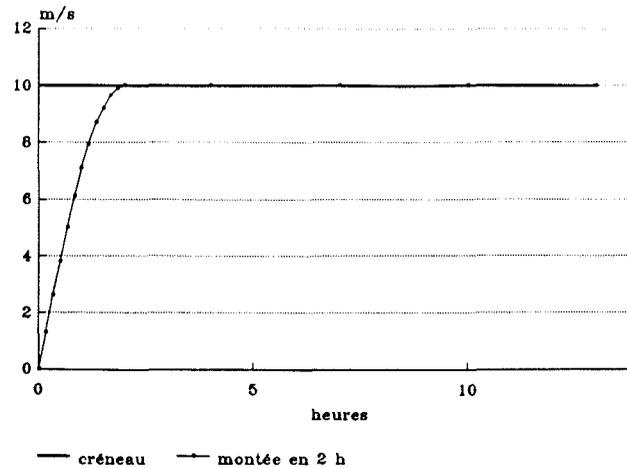


Fig. 3-8 : Forme des créneaux de vent

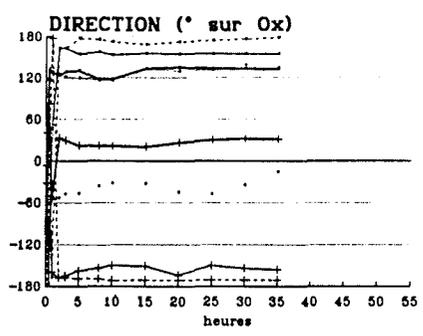
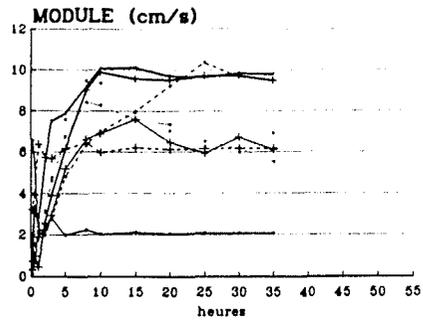
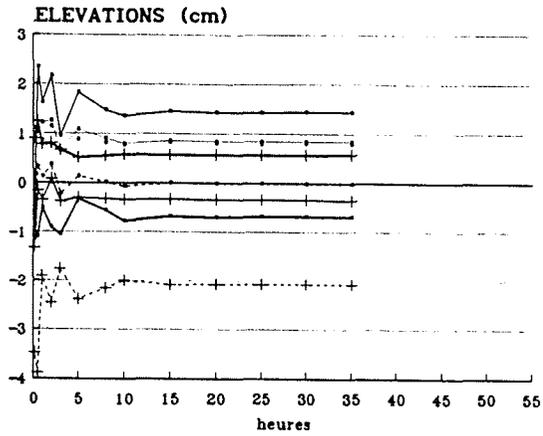
On remarque immédiatement qu'il n'y a plus d'oscillations des élévations au début du calcul dans le cas du forçage établi progressivement : ceci est particulièrement remarquable à la station 8, mais s'observe aussi sur les autres stations. De plus les élévations sont déjà très proches de leur valeur limite au bout de deux heures. On peut même estimer le temps de stabilisation du plan d'eau à 6 heures, alors qu'il est supérieur à 10 heures dans le cas d'un forçage brutal.

Les mêmes commentaires, ou presque, peuvent être appliqués à l'évolution des directions des vecteurs-vitesses. Les oscillations sont supprimées si la mise en place du vent est progressive. Par contre cette direction fluctue encore au bout de 50 heures de calcul à la station 5 (avec une amplitude d'environ 30°). Il en est de même, mais dans une moindre mesure, aux stations 2, 3 et 7. L'évolution des modules est peu affectée par le délai d'établissement du vent. Si les fluctuations sont plus lisses, elles conservent une amplitude importante surtout dans le cas des stations 3, 4, 5 et 7.

La façon dont on introduit la condition de vent joue un rôle non négligeable sur le temps de réponse de ce modèle. Cela est bien évidemment lié aux caractéristiques numériques du schéma de discrétisation utilisé dans le modèle : une perturbation, qu'elle apparaisse sur les conditions de forçage ou bien sur les conditions aux limites, mettra d'autant moins de temps à être amortie qu'elle sera plus lisse ou plus proche de l'état non perturbé. Par conséquent, les conditions initiales d'application du modèle étant l'état de repos, on a tout intérêt à introduire un forçage progressif au départ des calculs pour obtenir des temps de réponse très courts. Cette remarque vaut aussi lorsque l'on veut modifier au cours d'une simulation les caractéristiques du vent (en intensité ou direction).

a-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent constant $V=10\text{m/s}$ ($V_{0x})=0^\circ$



stations 1 à 8 : témoins de calcul

b-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent $V=10\text{m/s}$ ($V_{0x})=0^\circ$ établi en 2h

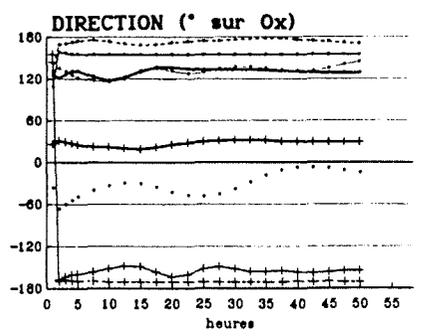
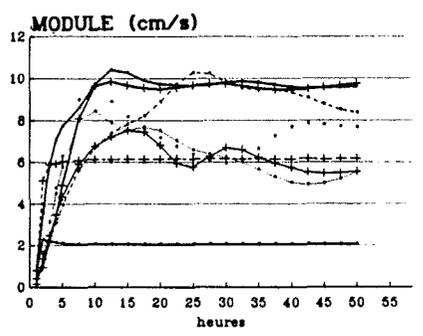
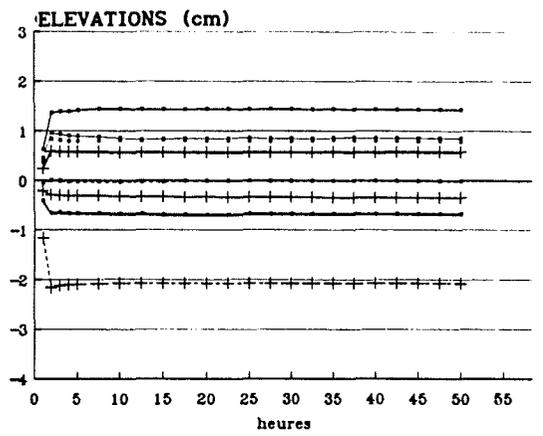


Fig. 3-9 : Influence de la forme du créneau de vent

Etude de sensibilité du paramètre de frottement

Les données limnimétriques concomitantes en plusieurs points de l'étang sont peu abondantes. Les seules réellement exploitables font partie de la campagne de mesures du *BCEOM* aux stations de *Marseillan* et de *Bouzigues* dans le courant du mois de Janvier 1987. La validation des paramètres de frottement ne peut donc se faire que sur une très courte période de temps et risque d'être sujette à caution. Pour cela, il a paru intéressant d'évaluer l'erreur commise sur la détermination des vitesses et des élévations en quelques points de l'étang, en fonction du paramètre de frottement au fond.

Deux tests ont été effectués avec un pas de calcul de 60 s. Les conditions de vent sont les suivantes :

- test 1 : créneau $V = 8 \text{ m/s}$ - $(V, Ox) = 130^\circ$.
 $K_1 = 20$ (fig. 3-10a)
 $K_2 = 45$ (fig. 3-10b)
- test 2 : montée en 2 h $V = 10 \text{ m/s}$ - $(V, Ox) = 0^\circ$.
 $K_1 = 25$ (fig. 3-11a et 12a)
 $K_2 = 45$ (fig. 3-11b et 12b)
 $K_3 = 65$ (fig. 3-11c et 12c)

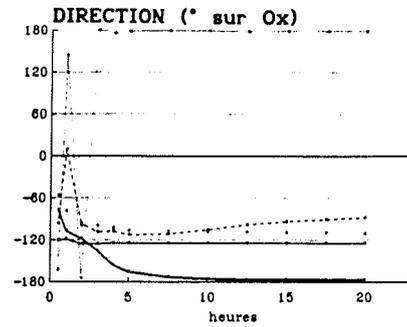
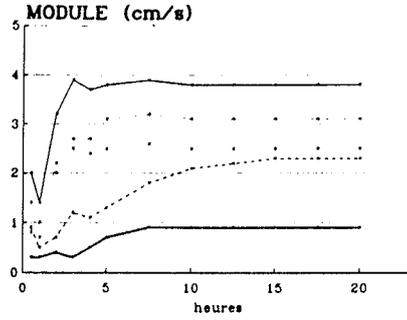
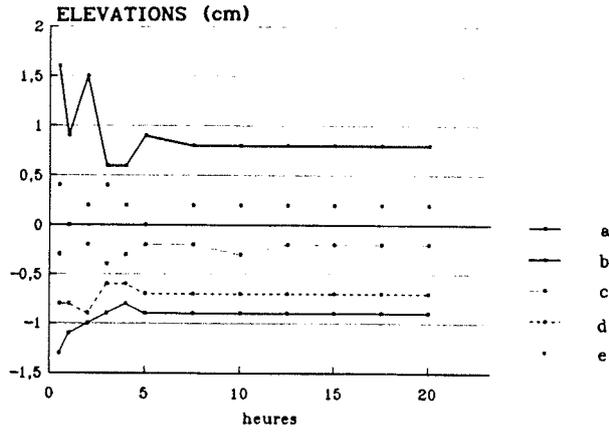
Plusieurs observations s'imposent. D'abord on constate que les valeurs des élévations deviennent, en certains points, plus instables quand la valeur du coefficient de frottement augmente. Cela apparaît très nettement pour $K = 65$ aux stations 1, 3, 4, 6 et 7 dans le test 2, mais était déjà sensible pour $K = 45$ aux stations a et e (fig. 3-10). D'autre part la valeur-limite de l'élévation à une station donnée varie peu lorsque K passe de la valeur 25 à la valeur 65 (fig. 3-11). L'erreur commise sur l'élévation à la station 1 est inférieure à 25 % quand on sous-estime la valeur K de 60 %.

En ce qui concerne les vitesses, leurs directions sont également en certaines stations de plus en plus instables quand la valeur de K augmente. De plus en ces mêmes stations les valeurs-limites des directions de courant peuvent sensiblement varier : c'est le cas à la station d (fig. 3-10) où l'erreur commise sur la direction du courant est d'environ 60° . Les modules des vitesses sont très chaotiques pour $K = 65$ (fig 3-11c), car le schéma numérique utilisé n'est pas adapté au traitement de termes d'advection importants dans un milieu dont la bathymétrie est assez chahutée. Bien qu'en certains points les directions de courant soient assez différentes d'une valeur de K à l'autre, les champs de circulations sur l'ensemble de l'étang sont tout à fait comparables comme on peut le voir sur la figure 3-13.

Ce test permet de dégager les enseignements suivants. En premier lieu, la validation du modèle ne peut se faire que sur des données très précises des variations du niveau de l'étang, et doit être menée avec soin, vu le peu de sensibilité des élévations calculées par le modèle aux valeurs du paramètre de frottement. D'autre part, l'influence d'une variation du paramètre de frottement sur les directions de circulations est également faible, tout au moins lorsque ce coefficient garde une valeur raisonnable. Par contre, les modules des vitesses sont, eux, très fortement influencés.

a-

Pas de temps 60s - Chezy 20
 Vent constant $V=8\text{m/s}$ ($V,0x)=130^\circ$



stations a à e : témoins de calcul

b-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent constant $V=8\text{m/s}$ ($V,0x)=130^\circ$

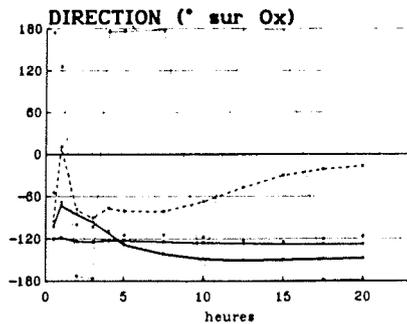
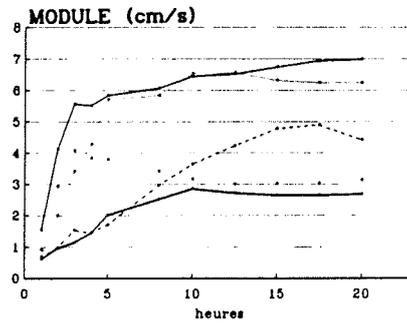
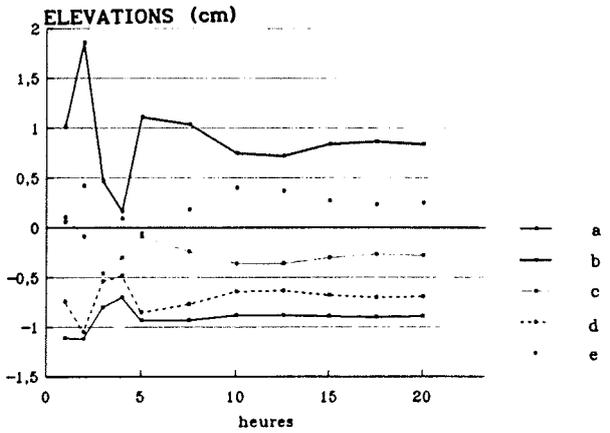
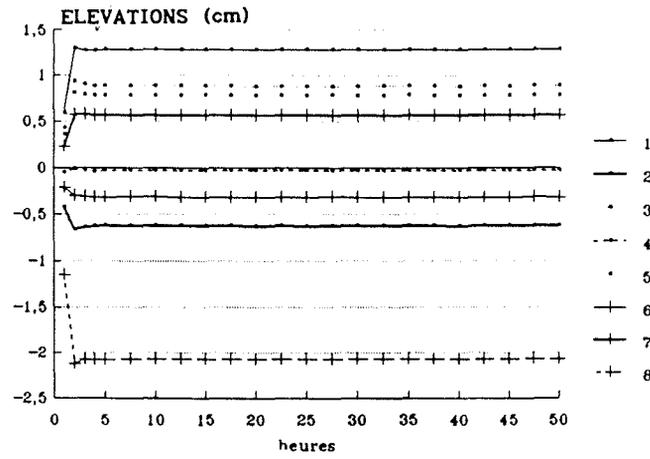


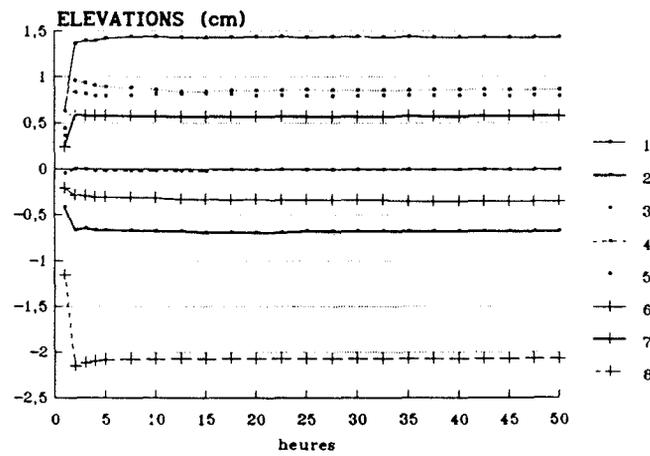
Fig. 3-10 : Influence du paramètre de frottement (test 1)

stations 1 à 8 : témoins de calcul

a-CHEZY 25



b-CHEZY 45



c-CHEZY 65

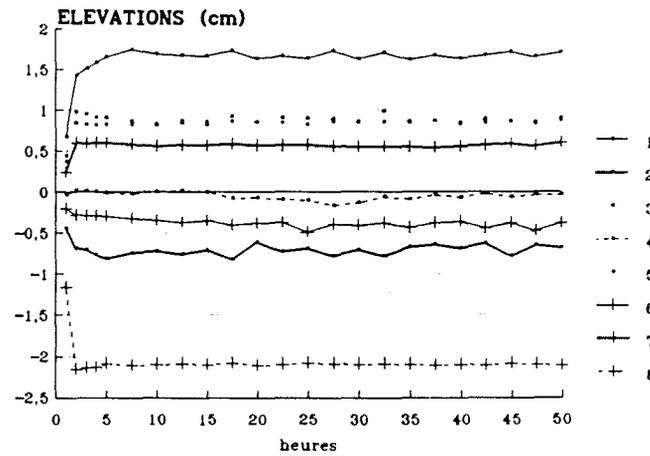
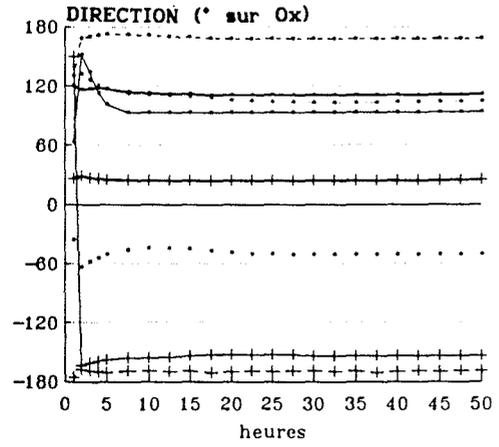
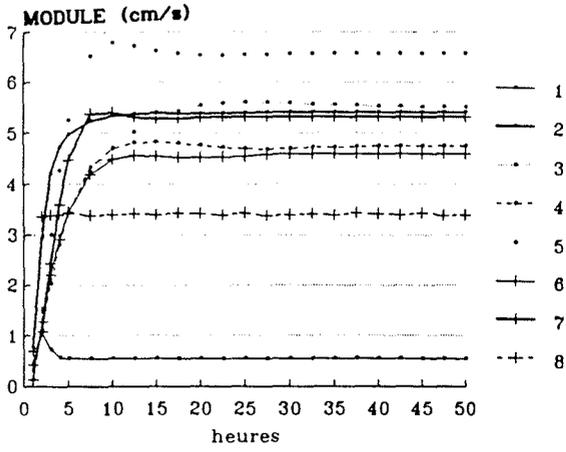


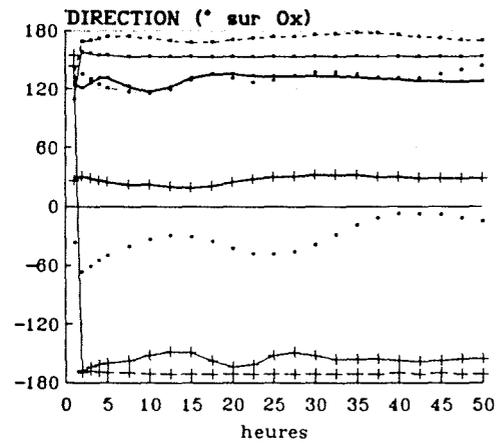
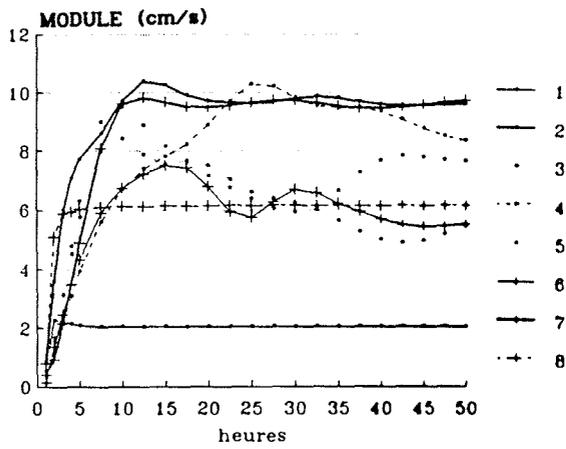
Fig. 3-11 : Influence du paramètre de frottement (test 2 : élévations)

stations 1 à 8 : témoins de calcul

a - CHEZY 25



b - CHEZY 45



c - CHEZY 65

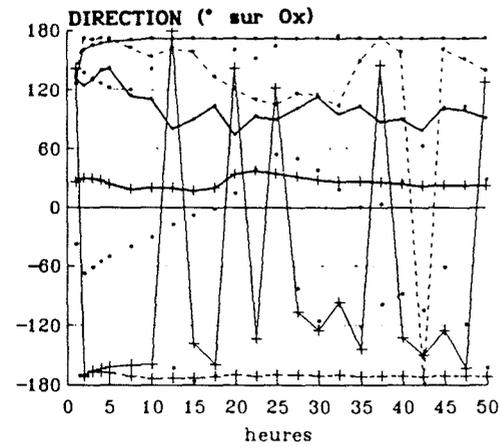
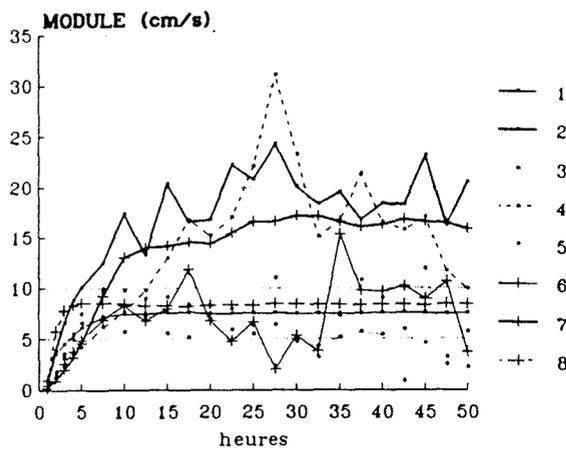


Fig. 3-12 : Influence du paramètre de frottement (test 2 : vitesses)

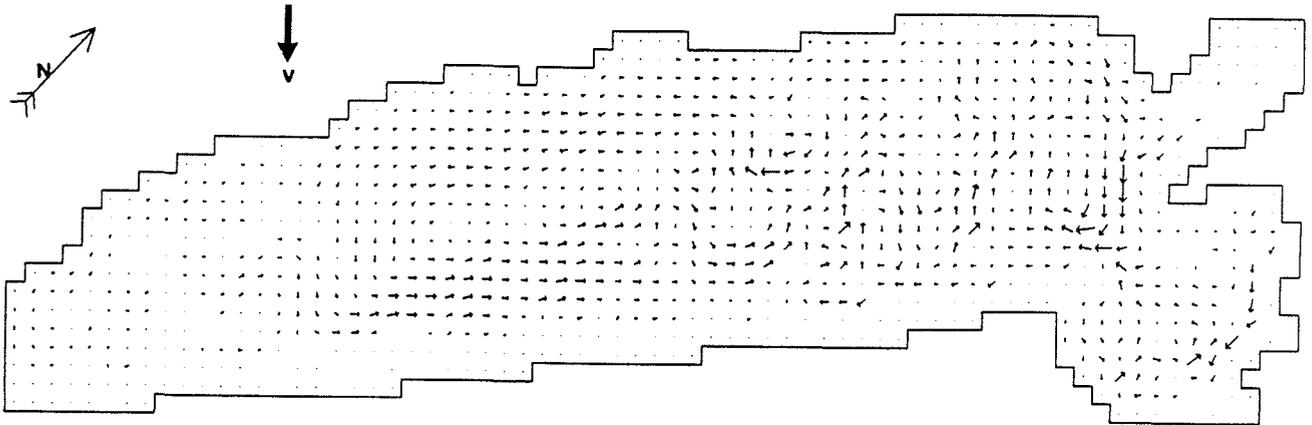
ETANG DE THAU

a.

debit maxi.: 48.7 l/s /m

vent inst.: 8.00 m/s

19 h



Episode de vent K20

duree 20 h

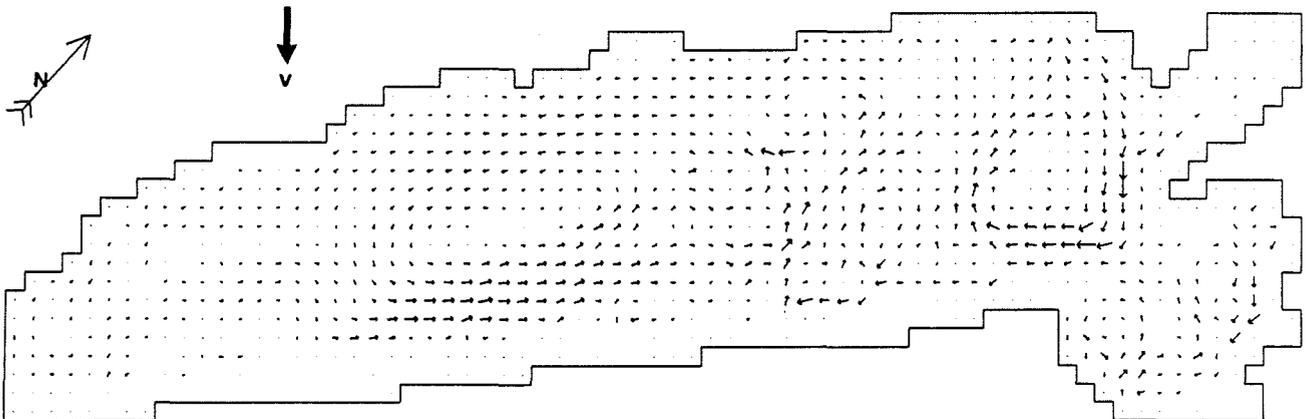
v.max 8.00 m/s

b.

debit maxi.: 108.8 l/s /m.

vent inst.: 8.00 m/s

19 h



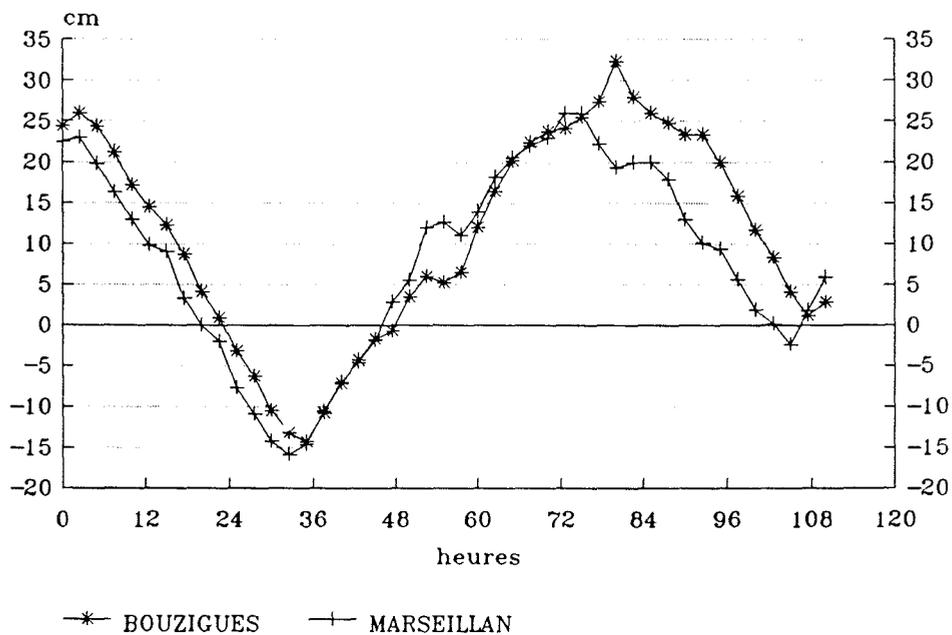
Episode de vent K45

duree 20 h

v.max 8.00 m/s

Fig. 3-13 : Champs des circulations pour K=20 et K=45 (test 1)

a. PERIODE du 10/1/87 (17h) au 15/1/87 (7h)
Elévations



b. Caractéristiques du vent

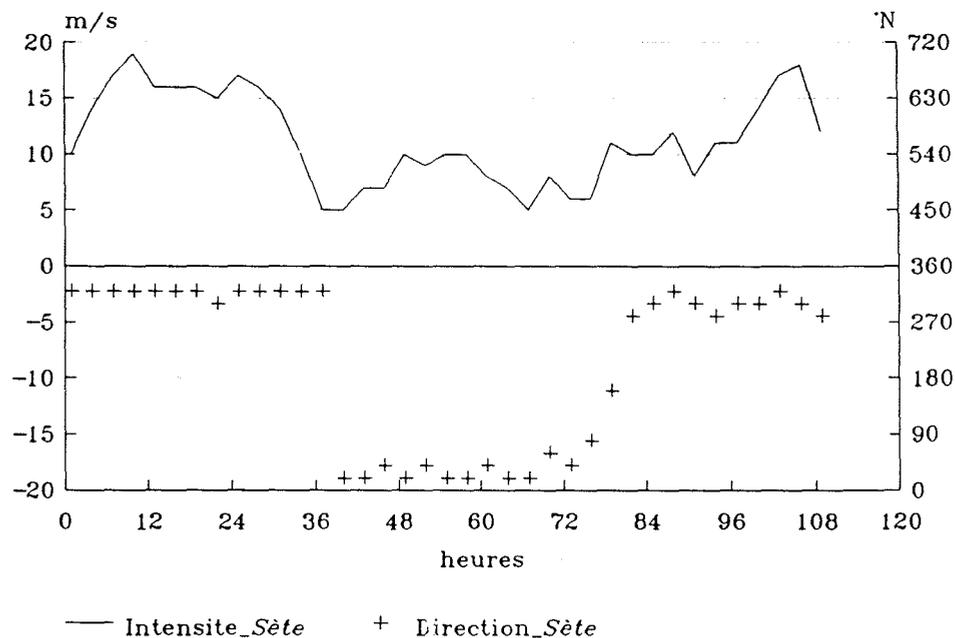
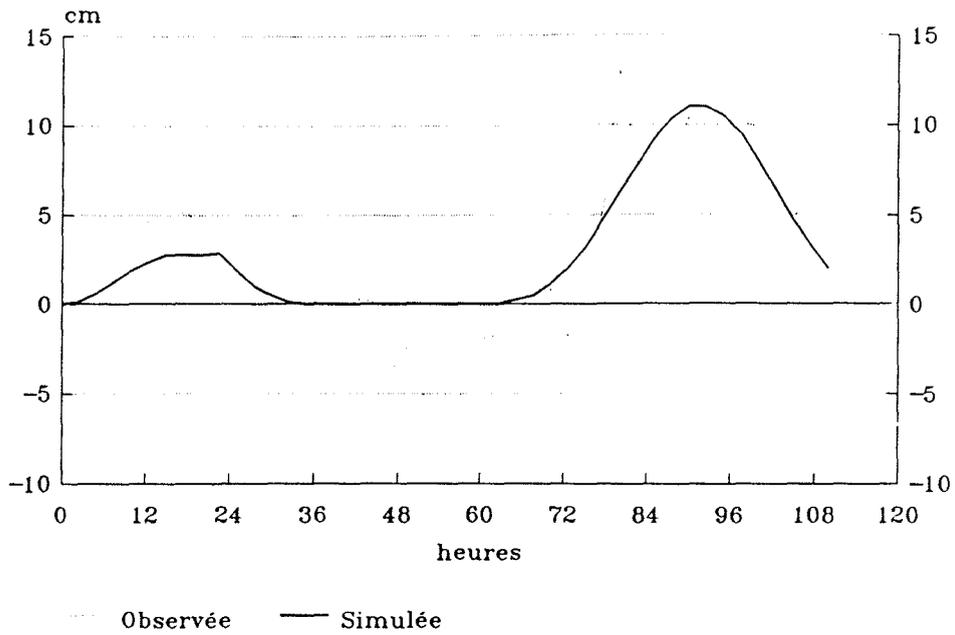


Fig. 3-14 : Données disponibles sur la période de validation

a- PERIODE du 10/1/87 (17h) au 15/1/87 (7h)
Dénivelée entre BOUZIGUES et MARSEILLAN



b- Caractéristiques du vent

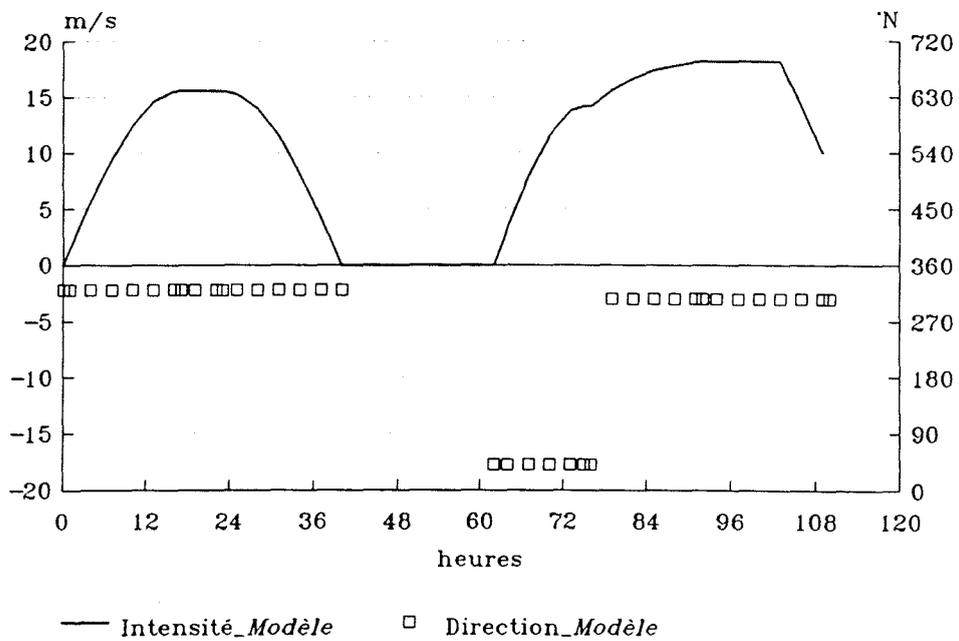


Fig. 3-15 : Validation du modèle

2.2- Le fonctionnement du système

Quatre directions caractéristiques de vent ont été retenues pour l'étude des zones hydrodynamiques de l'étang de Thau et son partitionnement. Dans tous les cas, le vent démarre progressivement en deux heures à partir d'une situation de repos. On a attendu l'établissement du régime permanent des circulations pour étudier les champs de vitesses et définir la zonation de l'étang correspondant à une direction de vent donnée.

Différentes raisons ont conduit à considérer les quatre directions de vent suivantes :

le Nord-Ouest, le Sud-Est, le Nord-Est et le Sud-Ouest.

- d'abord, sur les données de vent fournies au chapitre 2 (fig. 2-6), le secteur Nord-Ouest (qui regroupe les vents dont la direction est comprise entre 270 et 360° Nord) prédomine avec une fréquence d'apparition annuelle de plus de 40 %, c'est aussi ce secteur qui comptabilise le plus grand nombre d'heures de vent supérieur à 8 m/s (près de 1500 h sur l'année).

- ensuite, toujours sur les mêmes données de vent, les secteurs Nord-Est, Sud-Est et Sud-Ouest totalisent le même nombre d'heures annuellement, avec seulement des différences en ce qui concerne les intensités maximales observées.

En entrée du modèle, les relations secteur-direction sont les suivantes :

Nord-Ouest	$(V, O_x) = 180^\circ$	Nord-Est	$(V, O_x) = 90^\circ$
Sud-Est	$(V, O_x) = 0^\circ$	Sud-Ouest	$(V, O_x) = 270^\circ$

Cette simplification des situations de vent en quatre secteurs fixes a un impact important sur la précision des résultats de la zonation hydrodynamique de l'étang, qu'il est intéressant d'évaluer. Pour cela on a étudié, en suivant quelques stations-témoins, l'effet sur les vitesses de circulation d'une modification de quelques degrés de la vitesse du vent. L'influence de l'intensité du vent a été appréciée de la même façon, bien qu'une analyse adimensionnelle des équations du mouvement fournisse sans équivoque le résultat.

Influence de la précision des données de vent

Direction du vent

La figure 3-16 montre les résultats aux stations-témoins 1 à 8 de deux simulations dont les entrées de vent sont les suivantes :

- 1- $V = 10$ m/s - $(V, O_x) = 180^\circ$ (soit un vent de secteur Nord-Ouest)
- 2- $V = 10$ m/s - $(V, O_x) = 175^\circ$.

Les élévations obtenues dans la simulation 2 sont sensiblement plus importantes (en valeur absolue) à celles de la simulation 1 et cela à toutes les stations-témoins (seule la station 2 qui se situe dans l'étang des Eaux Blanches, a une élévation inférieure). Cela paraît tout-à-fait normal,

car le fetch du vent sur l'étang sera légèrement plus grand dans le second cas, vu son inclinaison par rapport à l'axe des abscisses.

Le champ des circulations tel qu'il apparaît aux huit stations-témoins, semble peu modifié. La direction du courant est absolument identique dans les deux cas aux stations 2 à 7. Les modifications observées aux stations 1 et 8 sont probablement liées au fait qu'elles sont situées aux deux extrémités de l'étang. Par contre l'intensité des circulations est différente pour toutes les stations et la hiérarchie des stations vis-à-vis des intensités n'est pas conservée.

La comparaison plus fine des champs de vitesses lors des deux simulations permet également de conclure au faible impact sur la zonation hydrodynamique de l'étang d'une modification de quelques degrés de la direction du vent. Cependant l'observation des stations-témoins autorise à supposer qu'une zonation définie pour une direction donnée D du vent est valable sur un secteur de vent de plus ou moins 5° autour de D, ce qui élargit d'autant la validité des résultats qui vont être montrés par la suite.

Intensité du vent

L'étude adimensionnelle des équations du mouvement montre que, toutes choses étant égales par ailleurs, les élévations sont, à peu de choses près, fonction du carré de l'intensité du vent alors que les vitesses de circulation sont directement proportionnelles à l'intensité du vent. Ce résultat est bien vérifié sur la figure 3-17 qui présente les sorties aux stations 1 à 8 de deux simulations effectuées avec les conditions de vent suivantes :

- 1- $V = 10 \text{ m/s}$ - $(V, O_x) = 90^\circ$ (soit un vent de secteur Nord-Est)
- 2- $V = 5 \text{ m/s}$ - $(V, O_x) = 90^\circ$.

Les élévations de la simulation 2 sont à peu près quatre fois plus grandes que celles de la simulation 1. Les modules des vitesses ont bien doublé entre la simulation 2 et la simulation 1 et les directions de circulation sont quasiment identiques dans les deux cas aux huit stations. Par contre la durée de simulation nécessaire pour atteindre la stabilisation des vitesses est plus longue dans le deuxième cas : il semble en particulier pour la station 3 que le régime établi ne soit pas atteint au bout de 50 heures.

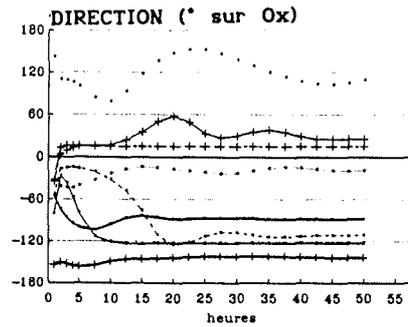
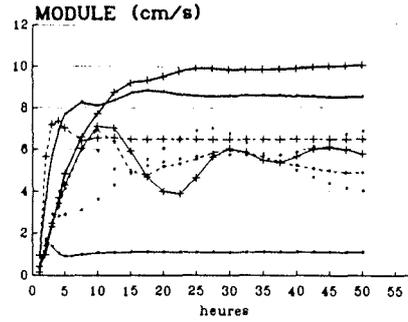
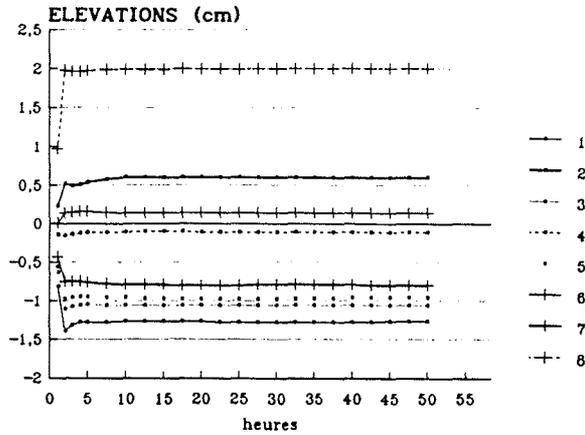
Conclusion

Les directions des courants sont insensibles à une modification de l'intensité du vent, au-dessus d'un seuil largement dépassé dans le cadre de l'étang de Thau. Les champs de circulations générales dans l'étang ne sont donc fonction que de la direction de forçage imposée par le vent. L'étude hydrodynamique a donc été poursuivie pour les quatre directions de vent choisies en fixant l'intensité maximale à 10 m/s, avec un temps de montée de 2 h.

L'observation des circulations se fait, dans tous les cas, au bout de vingt heures de simulation, temps moyen de mise en place stable des courants que l'on peut déduire de l'ensemble des tests effectués (fig. 3-7, 3-9 à 3-12, 3-16 à 3-17).

a-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent $V=10\text{m/s}$ (V, O_x)= 180° établi en 2h



stations 1 à 8 : témoins de calcul

b-

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent $V=10\text{m/s}$ (V, O_x)= 175° établi en 2h

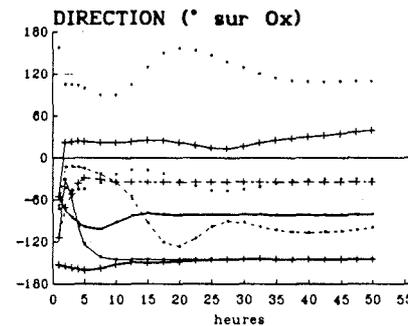
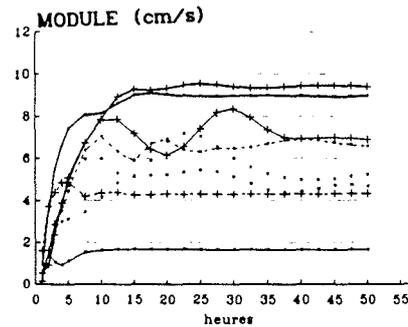
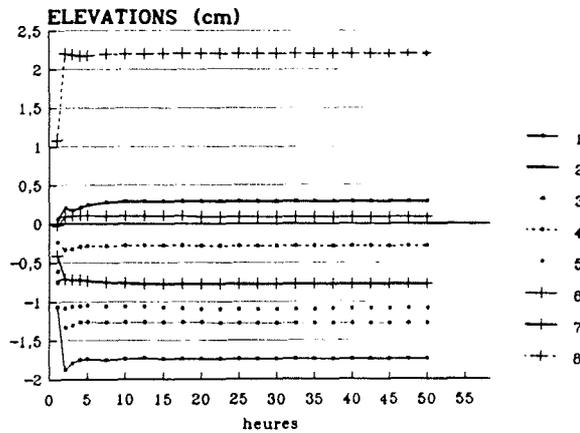
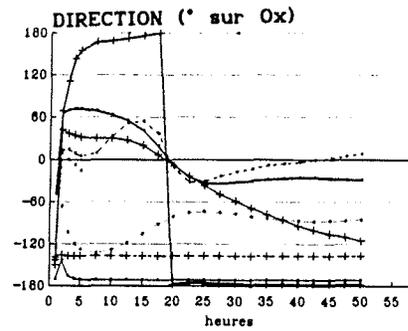
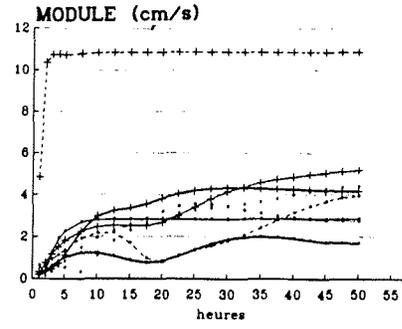
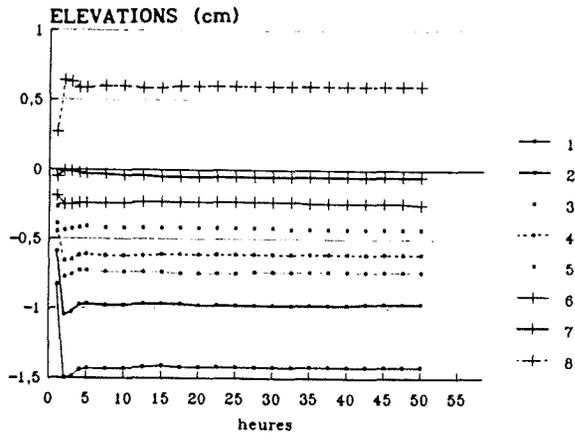


Fig. 3-16 : Influence d'une variation de 5° sur un vent de Nord-Ouest

a -

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent $V=5\text{m/s}$ (V, O_x)= 90° établi en 2h



stations 1 à 8 : témoins de calcul

b -

Pas de temps 60s - Chezy 45
 Vent $V=10\text{m/s}$ (V, O_x)= 90° établi en 2h

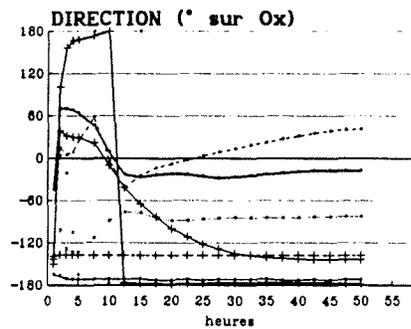
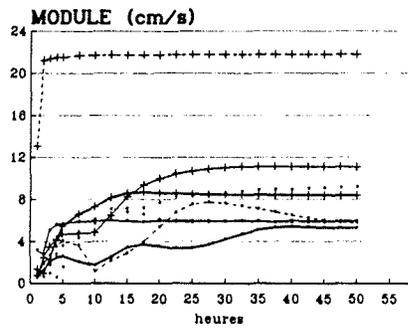
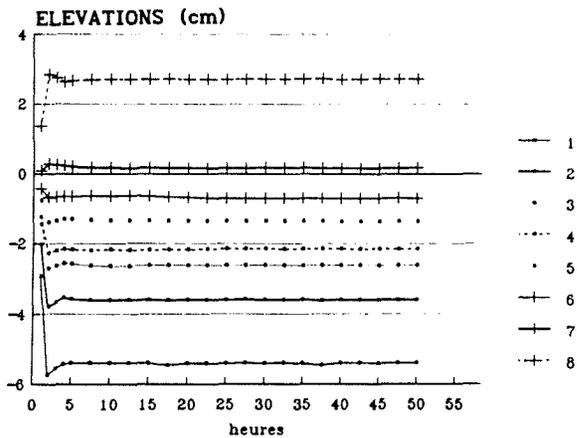


Fig. 3-17 : Influence d'une modification de l'intensité du vent

Cartographie des circulations

Les champs de circulations, établis au bout de vingt heures de simulation, sont fournis sur les figures 3-18 et 3-19. Les sens des courants sont indiqués par des flèches dont la longueur est proportionnelle au flux (c.à.d. au produit hV , h étant la profondeur et V la vitesse au point considéré). Attention, l'interprétation de ces cartes doit tenir compte du fait qu'elles n'ont pas toutes la même échelle en flux, ce qui est précisé dans la légende.

Il est intéressant de comparer ces cartes à la figure 3-3, qui présentait les champs de circulation obtenus par *Liné et al.* (1989) pour les quatre mêmes directions de vent.

Pour les vents qui soufflent dans la direction du grand axe de l'étang (de secteur Nord-Est ou Sud-Ouest) les résultats des deux modèles sont très cohérents sur l'ensemble de l'étang. Les directions de circulations sont sensiblement identiques dans le *Grand Étang*. Dans l'étang des *Eaux Blanches* l'écoulement est très incohérent et aucune direction privilégiée ne peut être dégagée. De plus le débouché des canaux de Sète, pris en compte par *Liné et al.*, n'a que très peu d'incidence sur les circulations proposées dans cette zone par leur modèle.

Dans le cas des secteurs de vent transversaux (Nord-Ouest et Sud-Est) les courants simulés diffèrent nettement tout au moins dans le centre du *Grand Étang*. En fait on constate que le maillage utilisé par *Liné et al.* est relativement lâche dans cette zone de l'étang. Or c'est à cet endroit qu'on trouve d'une part les profondeurs les plus élevées et d'autre part les gradients de bathymétrie les plus forts, qui déterminent les directions des courants. Les écarts observés entre les deux modèles, justement dans cette zone, proviennent donc probablement de la différence de précision des données bathymétriques.

Il faut souligner en dernier lieu que si au voisinage immédiat des graus, on voit une modification des circulations, cette influence est déjà très peu marquée quelques mètres après l'embouchure du canal. L'ouverture de l'étang à la mer, qui est prise en compte dans le modèle de *Liné et al.*, ne se fait donc que peu sentir sur les directions générales d'écoulement tant dans le *Grand Étang* que dans l'étang des *Eaux Blanches*.

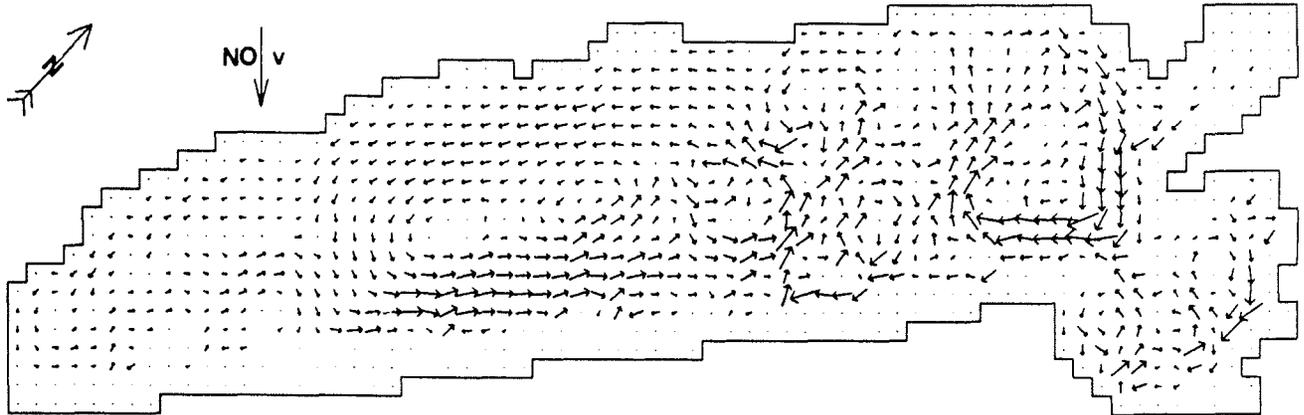
Sur les quatre cartes, des structures de circulation fermées, que l'on va appeler cellules hydrodynamiques, apparaissent très nettement. Selon la direction du vent, le nombre et la forme de ces cellules sont très différents. Ainsi, par exemple, pour les secteurs Nord-Est et Sud-Ouest, le *Grand Étang* peut être divisé en deux zones, dont le sens de rotation est opposé. Par contre dans le cas des secteurs Sud-Est ou Nord-Ouest la structuration du *Grand Étang* est plus complexe.

Ces cellules, délimitées par des trajectoires fermées, constituent des lieux privilégiés de mélange puisqu'aucun échange convectif ne se produit entre elles. Ce sont donc ces structures qui peuvent permettre de construire un modèle à casiers, dans lequel la prise en compte de l'hydrodynamique de l'étang est effective. Mais pour cela, il faut fixer de façon précise, dans chaque cas de vent, le nombre et les frontières entre les différentes cellules.

ETANG DE THAU

debit maxi.: 1.351 m³/s /m
 vent inst.: 10.00 m/s

20 h

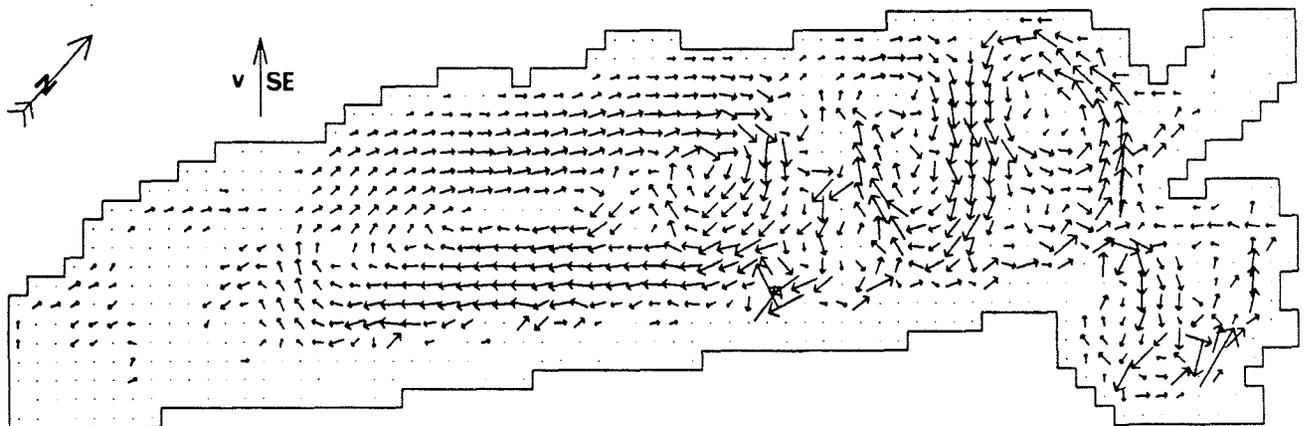


Episode de vent NO=10M/S

vitesse maxi. 10.00 m/s

debit maxi.: 1.894 m³/s /m
 vent inst.: 10.00 m/s

20 h



Episode de vent SE=10M/S

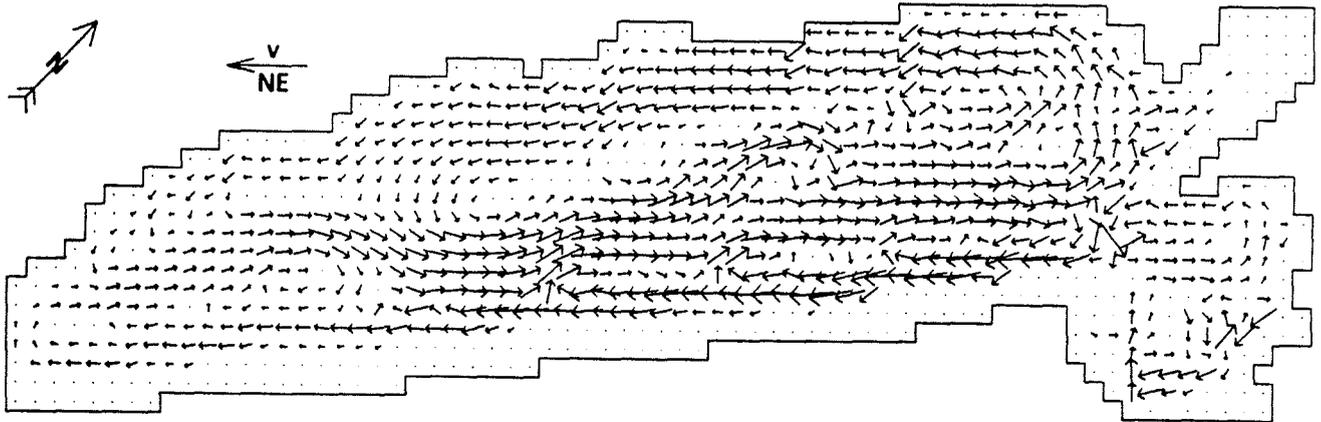
vitesse maxi. 10.00 m/s

Fig. 3-18 : Circulations par vent de Nord-Ouest et Sud-Est à 10 m/s

ETANG DE THAU

debit maxi.: 1.576 m³/s /m
vent inst.: 10.00 m/s

20 h

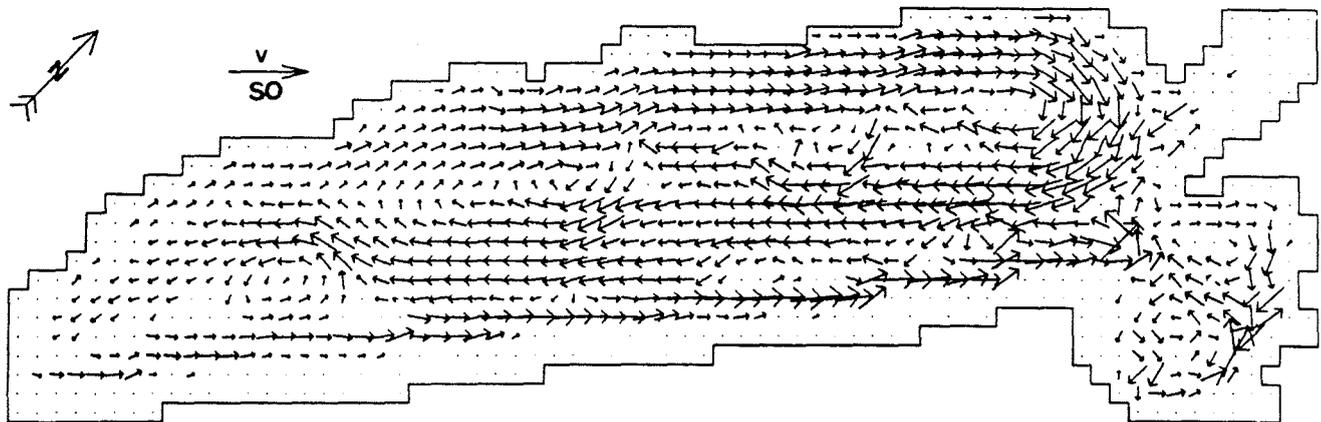


Episode de vent NE=10M/S

vitesse maxi. 10.00 m/s

debit maxi.: 1.862 m³/s /m
vent inst.: 10.00 m/s

20 h



Episode de vent SO=10M/S

vitesse maxi. 10.00 m/s

Fig. 3-19 : Circulations par vent de Nord-Est et Sud-Ouest à 10 m/s

Séparation des cellules hydrodynamiques bidimensionnelles

Soit A un point de l'étang et soit $\phi(A)$ la quantité scalaire définie par :

$$\phi(A) = \int_{\overline{OA}} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds,$$

O étant le point du contour le plus proche du point A en suivant un axe de coordonnées et \mathbf{n} la normale au segment \overline{OA} (cf fig. 3-20). ϕ est le flux total du vecteur $h\mathbf{V}$ à travers le segment \overline{OA} .

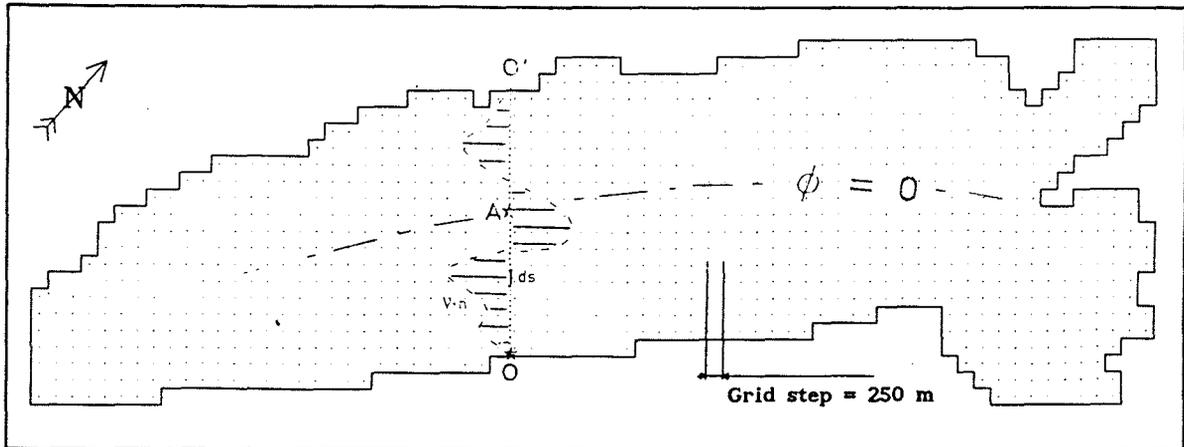


Fig. 3-20 : Calcul de ϕ

L'étang étant un milieu fermé et le régime des circulations supposé permanent, le flux total de $h\mathbf{V}$ à travers le contour fermé (\mathcal{C}) défini par la coupure $\overline{OO'}$ est nul. Donc la fonction ϕ est telle que :

$$\phi(O') = \int_{\overline{OO'}} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{(\mathcal{C})} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds - \int_{\overline{OO'}} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds = 0, \quad (3.9)$$

\parallel \parallel
 0 0 (car $\mathbf{V} \perp \mathbf{n}$ sur $\overline{OO'}$)

et ceci est vrai pour toute coupure $\overline{OO'}$ de l'étang.

Le long d'une coupure $\overline{OO'}$, la fonction ϕ est partout définie et dérivable (donc continue), de plus :

$$\phi(O) = 0 \quad \phi(O') = 0.$$

Il existe donc au moins un point A du segment $\overline{OO'}$ pour lequel la fonction ϕ s'annule. L'ensemble des points A intérieurs à l'étang pour lequel la fonction ϕ est nulle forme les frontières entre les différentes cellules hydrodynamiques. Deux types de frontière peuvent être déterminés par cette méthode : celles qui séparent deux cellules en rotation inversée -qui correspondent à une distribution de vitesses identique à celle de la figure 3-20- et les *frontières-digue* pour lesquelles la quantité $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}$ est nul et qui séparent alors deux cellules de même sens de rotation.

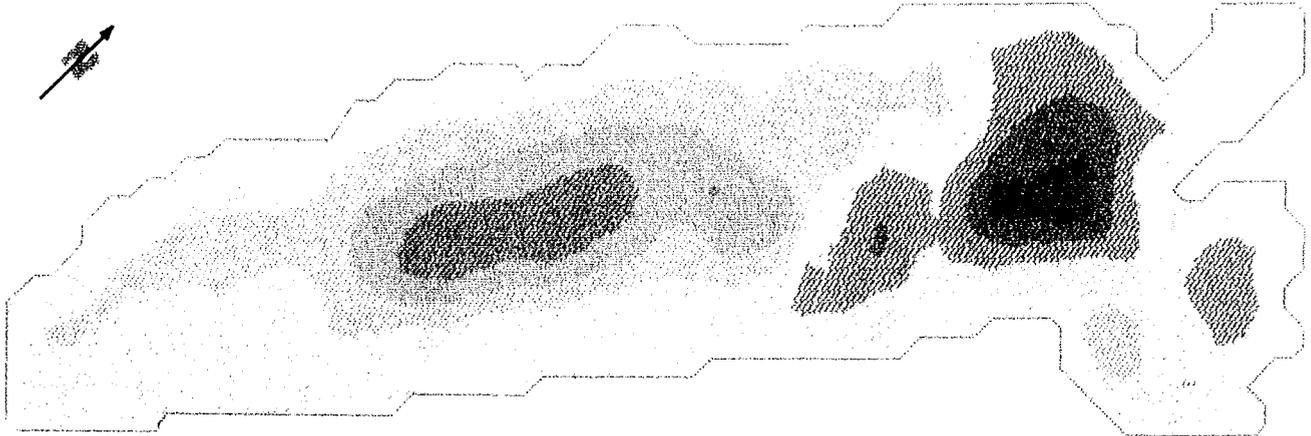
La relation (3.9) implique aussi :

$$\int_{\overline{OA}} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds = - \int_{\overline{AO'}} h\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \, ds,$$

a-

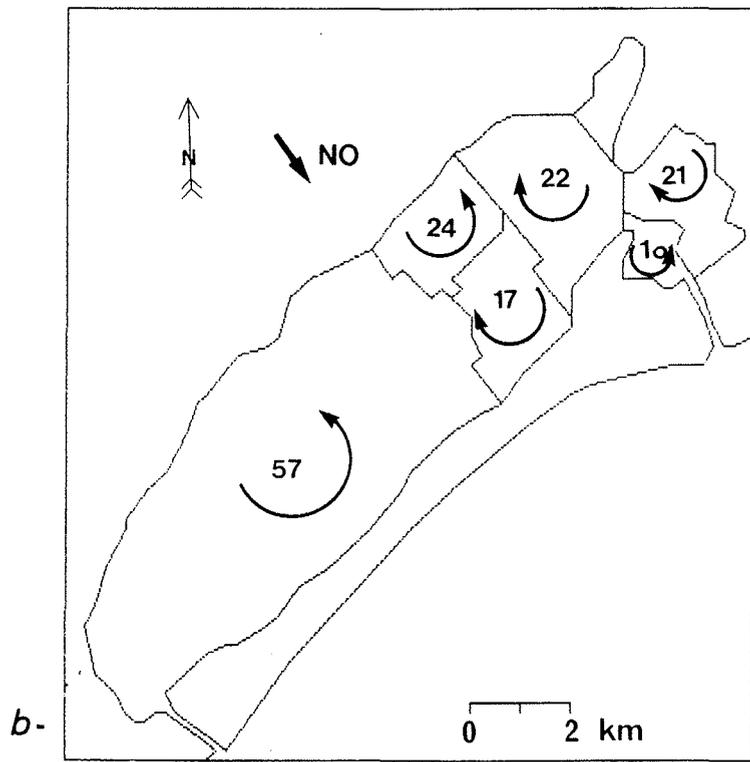
ETANG DE THAU

CARTE DES FLUX (en m²/s par mètre de largeur)



K = 45

VENT CONSTANT = 10 m/s - NO



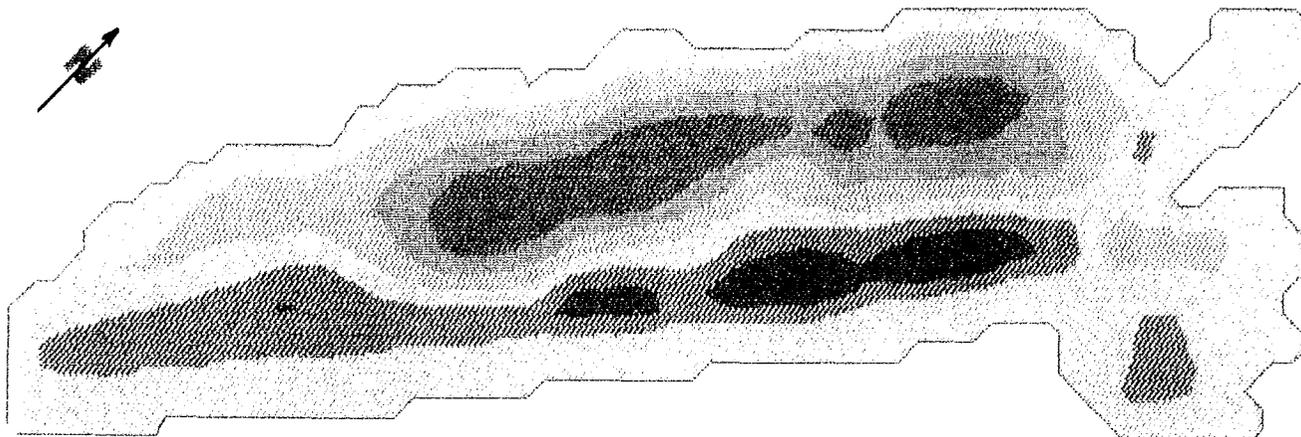
Les nombres indiquent le TEMPS CARACTÉRISTIQUE de chaque cellule (en heures)

Fig. 3-21 : Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Nord-Ouest

a.

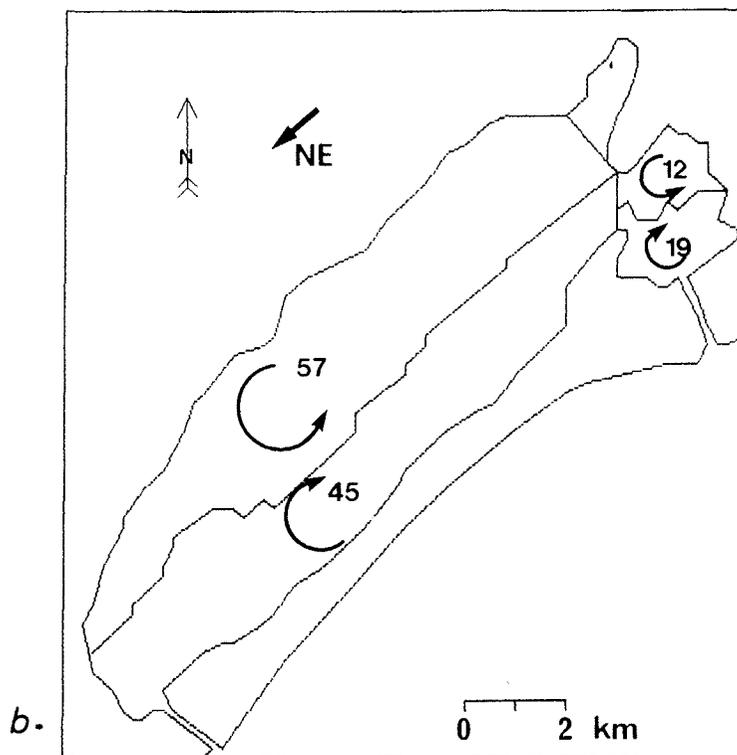
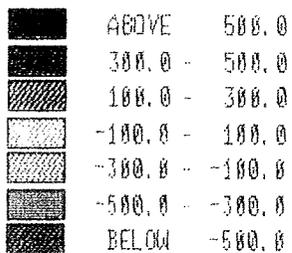
ETANG DE THAU

CARTE DES FLUX (en m²/s par mètre de largeur)



k = 45

VENT CONSTANT : 10 m/s - NE



Les nombres indiquent le TEMPS CARACTÉRISTIQUE de chaque cellule (en heures)

Fig. 3-22 : Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Nord-Est

a-

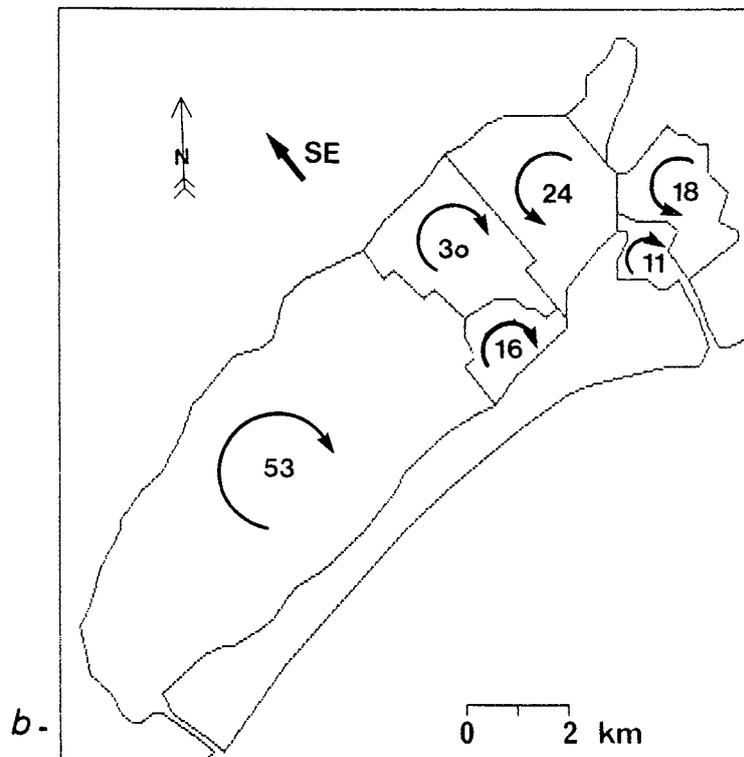
ETANG DE THAU
CARTE DES FLUX (en m²/s par mètre de largeur)



K = 45

VENT CONSTANT : 10 m/s - SE

	ABOVE	500.0
	300.0 -	500.0
	100.0 -	300.0
	-100.0 -	100.0
	-300.0 -	-100.0
	-500.0 -	-300.0
	BELOW	-500.0



Les nombres indiquent le TEMPS CARACTÉRISTIQUE de chaque cellule (en heures)

Fig. 3-23 : Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Sud-Est

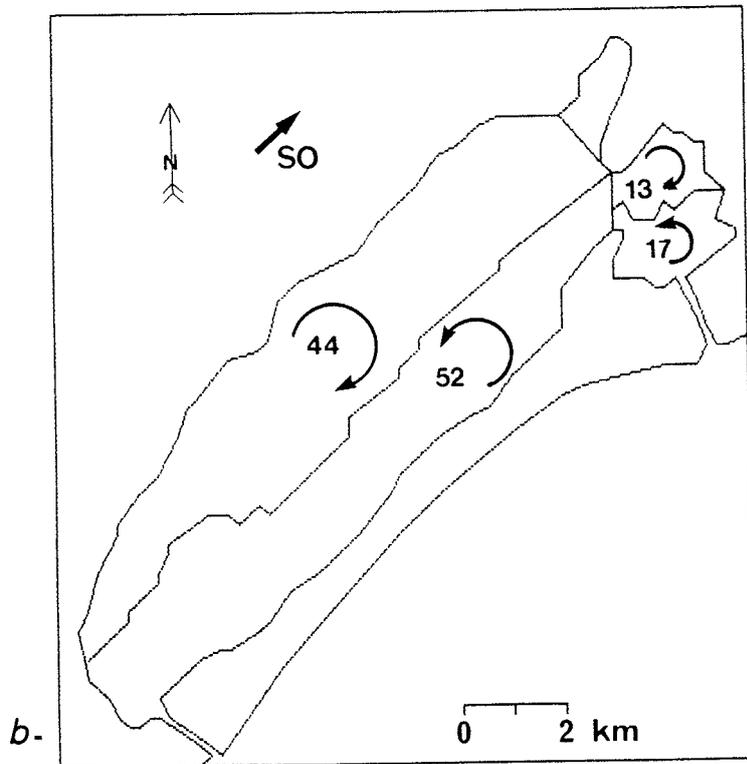
a-

ETANG DE THAU
CARTE DES FLUX (en m²/s par mètre de largeur)



PARAMETRES : K = 45
 VENT CONSTANT : 10 m/s - SO

	ABOVE	500.0
		300.0 - 500.0
		100.0 - 300.0
		-100.0 - 100.0
		-300.0 - -100.0
		-500.0 - -300.0
	BELOW	-500.0



Les nombres indiquent le TEMPS CARACTÉRISTIQUE de chaque cellule (en heures)

Fig. 3-24 : Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Sud-Ouest

donc le point de départ du calcul de la fonction ϕ peut être choisi arbitrairement (ici on prendra comme indiqué dans la définition de ϕ , le point du contour de l'étang le plus proche de A en suivant les axes de coordonnées).

La fonction ϕ a été calculée en chaque nœud du domaine maillé utilisé par le modèle hydrodynamique. Les résultats du calcul ont été cartographiés (logiciel UNIMAP[®]), pour les quatre directions de vent (cf fig. 3-21a à 3-24a).

Les figures 3-21b à 3-24b présentent trois informations extraites des cartes précédentes, c'est-à-dire :

- les frontières des cellules hydrodynamiques,
- le sens de rotation de chacune des cellules (indiqué par une flèche),
- le temps caractéristique T (donné en heures) de chaque cellule, pour un épisode de vent constant d'intensité 10 m/s. T est défini comme le rapport du volume ω de la cellule à la valeur maximale atteinte par la fonction ϕ dans cette cellule :

$$T = \frac{\omega}{\phi_{\max}}$$

T représente le temps moyen mis par une masse d'eau pour effectuer le tour complet de la cellule. Il peut être assimilé au temps de mélange hydrodynamique de cette cellule, pour un forçage de vent constant.

Les structures qui s'établissent pour des vents de Nord-Est et Sud-Ouest présentent cinq cellules. Les deux cellules longitudinales du *Grand Étang* ont un temps moyen de mélange d'environ deux jours. L'étang des *Eaux Blanches* est divisé en deux petites cellules avec un temps de rotation inférieur à la journée. La *crique de l'Angle* a été isolée, son temps de mélange est très court (quelques heures) mais le calcul de la fonction ϕ n'a pas permis de préciser de sens de rotation à l'intérieur de cette étranglement.

Les structures des vents de Nord-Ouest et Sud-Est sont plus complexes dans le *Grand Étang* avec quatre cellules dont les tailles sont très inégales. La grande cellule de la partie Sud-Ouest tourne en plus de deux jours, mais les trois petites cellules qui divisent la partie Nord-Est ont des temps de rotation beaucoup plus courts (souvent inférieurs à la journée). Là aussi la *crique de l'Angle* a été isolée.

Conclusion

Les organisations hydrodynamiques mises en évidence à travers le calcul de la fonction ϕ forment la base de construction du modèle de fonctionnement zonal de l'étang de Thau. Mais son développement exige de connaître plus en détail la dynamique de succession et de mélange des organisations cellulaires et surtout d'évaluer, en fonction de l'intensité du forçage appliqué sur l'étang, les échanges non convectifs entre les cellules d'une structure établie (ce qui fait l'objet du chapitre 4).

Avant cela, les champs de circulations obtenus pour les quatre cas de vent choisis, vont être exploités dans une étude descriptive des caractéristiques hydrodynamiques de l'étang de Thau, d'un point de vue statistique et à travers les stations d'échantillonnage du programme *Écothau*.

2.3- Le comportement hydrodynamique de l'étang

L'étude statistique du vent

On a analysé vingt-quatre années d'enregistrement du vent, au pas de temps de trois heures, à la station météorologique de *Sète-Sémaphore*. Le classement des données a été fait en fonction de la fréquence d'apparition d'un secteur donné de vent et de l'intensité atteinte dans ce secteur.

Les directions de la rose des vents sont partagées entre les quatre secteurs de la façon suivante :

Nord-Est 0 à 90° Nord	Sud-Est 90 à 180° Nord	Sud-Ouest 180 à 270° Nord	Nord-Ouest 270 à 360° Nord
--------------------------	---------------------------	------------------------------	-------------------------------

Les résultats, déjà présentés sur la figure 2-6 et rappelés au paragraphe précédent, ont été utilisés pour caractériser statistiquement le comportement hydrodynamique de l'étang de *Thau*, c'est-à-dire pour déterminer les zones de l'étang qui sont le plus souvent agitées ou le plus souvent calmes, puis pour classer les stations de prélèvement du programme *Écothau* en fonction de leurs caractéristiques hydrodynamiques moyennes.

L'étude statistique des modules de vitesses

La figure 3-25 présente les cartes des intensités de courant pour trois fréquences d'apparition : moins de trois mois par an, six mois par an, moins de 9 mois par an.

La situation *Médiane*, qui est dépassée six mois par an, montre que seuls quelques secteurs de la zone centrale du *Grand Étang* ou de l'étang des *Eaux Blanches* restent calmes plus de la moitié de l'année. Dans la plus grande partie de l'étang, les vitesses de circulation sont supérieures à 4 cm/s, plus de six mois par an. Les zones vraiment très agitées sont concentrées sur la bordure Nord-Ouest de l'étang et à la frontière entre le *Grand Étang* et l'étang des *Eaux Blanches*.

La situation *Calme*, qui est dépassée trois jours sur quatre dans l'année, fait apparaître plus nettement que la zone la plus calme de l'étang est la partie Nord-Est du *Grand Étang*. Par contre, les secteurs situés entre les ports de *Mèze* et du *Mourre-Blanc* sur les rives Nord-Ouest et Sud-Est de l'étang restent le plus souvent fortement agités avec des vitesses supérieures à 4 cm/s.

La situation de *Grand Frais* vient confirmer les remarques précédentes : deux larges zones très agitées se font face dans le *Grand Étang* et les zones très calmes se retrouvent bien dans sa partie Nord-Est. L'étang des *Eaux Blanches* est séparé du *Grand Étang* par un secteur très agité et c'est l'extrémité de la pointe du *Barrou* qui présente les vitesses les plus élevées.

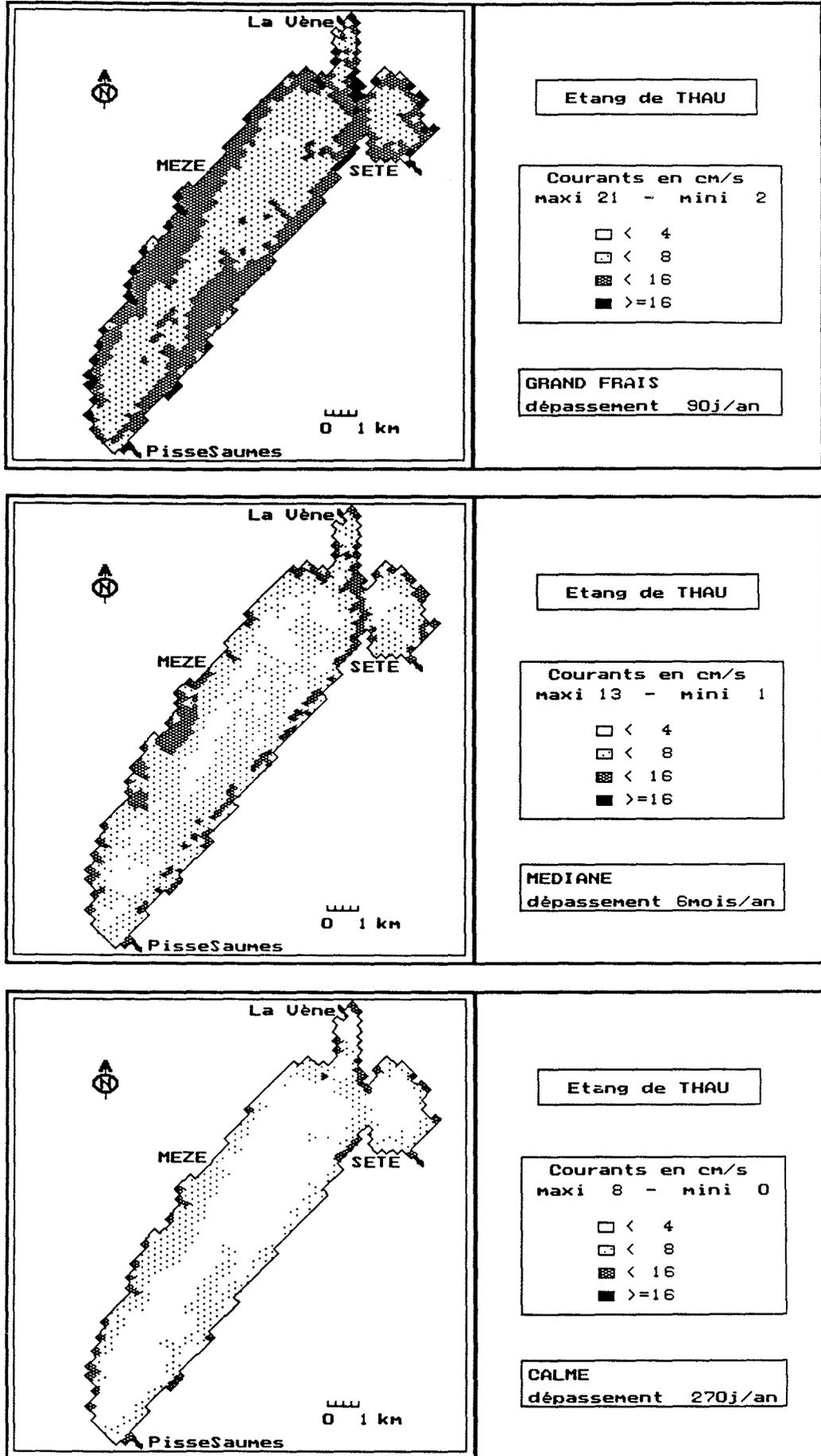
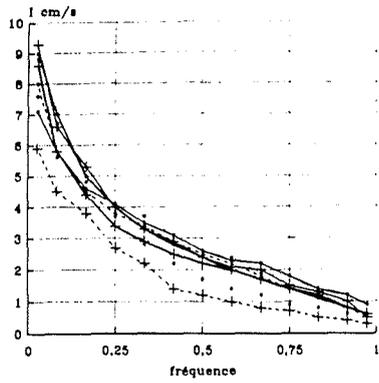


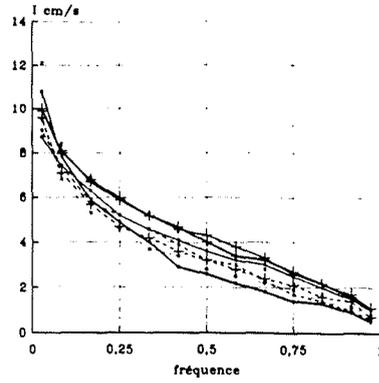
Fig. 3-25 : Modules de courants - Fréquence d'apparition

ZONES TRES CALMES



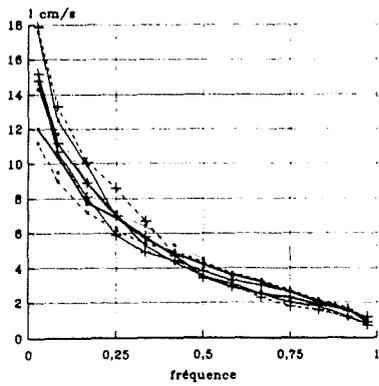
- station 3
- station 5
- station 19
- station 24
- station 33
- station 39
- station 49
- station 62

ZONES CALMES



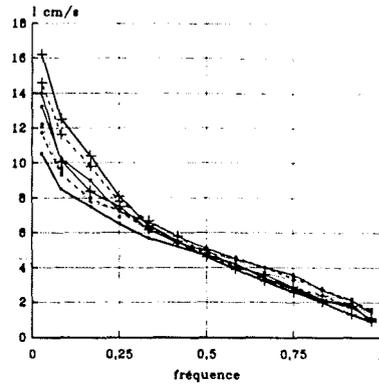
- station 9
- station 32
- station 38
- station 43
- station 52
- station 54
- station 55
- station 57

ZONES MIXTES niveau 0



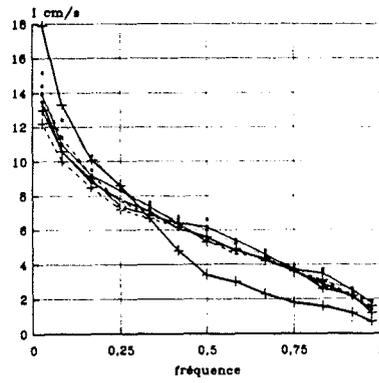
- station 7
- station 8
- station 11
- station 28
- station 37
- station 41
- station 58
- station 59

ZONES MIXTES niveau 1



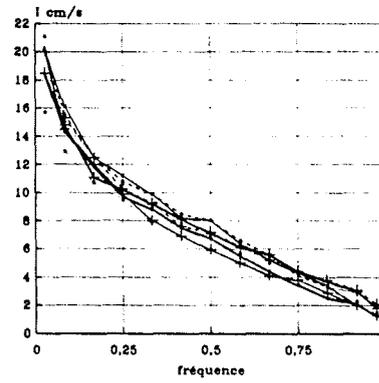
- station 1
- station 4
- station 13
- station 18
- station 27
- station 44
- station 47
- station 48

ZONES MIXTES niveau 2



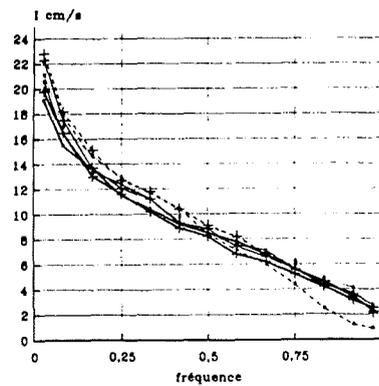
- station 12
- station 15
- station 20
- station 29
- station 34
- station 42
- station 58
- station 63

ZONES MIXTES niveau 3



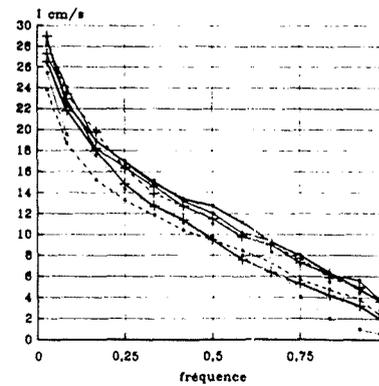
- station 14
- station 18
- station 23
- station 28
- station 30
- station 36
- station 40
- station 46

ZONES AGITEES



- station 2
- station 10
- station 21
- station 22
- station 25
- station 50
- station 53
- station 61

ZONES TRES AGITEES



- station 8
- station 17
- station 31
- station 35
- station 45
- station 51
- station 59
- station 60

Fig. 3-26 : Classification hydrodynamique des stations

Classification des stations Écothau

Les modules de vitesses aux stations d'échantillonnage du programme *Écothau* ont aussi été traités en fonction de leur fréquence annuelle d'apparition. Les courbes intensité-fréquence pour chaque station sont reproduites sur la figure 3-26, en regroupant les stations en fonction de l'intensité maximale atteinte, de l'intensité médiane et de l'intensité qui est dépassée en moyenne trois jours sur quatre dans l'année.

Pour interpréter plus simplement ces courbes, une zonation, présentée sur la figure 3-27, a été tirée de ces résultats. On a classé sur cette figure les stations en trois groupes :

- celles où le module maximal ne dépasse pas 10 cm/s (groupe hachuré),
- celles où le module du courant dépasse 4 cm/s trois jours sur quatre dans l'année (groupe quadrillé),
- les autres stations.

Cette zonation corrobore les observations faites sur les cartes précédentes (fig. 3-25). Les stations le plus souvent agitées sont principalement les stations des bordures Nord-Ouest et Sud-Est de l'étang. Un important groupe de stations le plus souvent très calmes est situé dans la partie Nord-Est du *Grand Étang*.

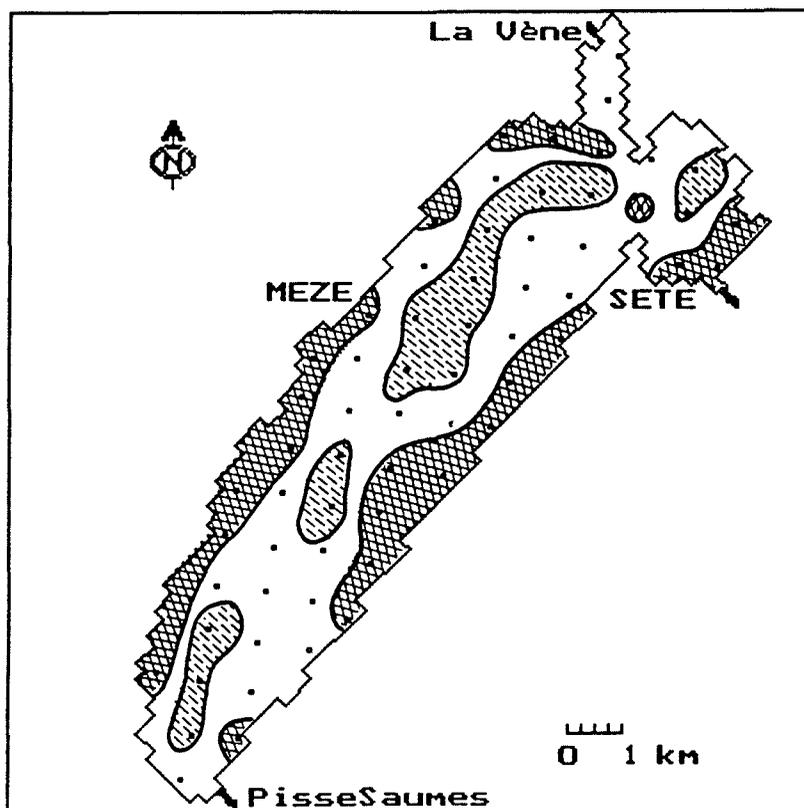


Fig. 3-27 : Zonation hydrodynamique des stations Écothau

La représentativité des stations Écothau

Les résultats des simulations hydrodynamiques ont aussi été appliqués pour tester la représentativité (vis-à-vis de l'hydrodynamique) des stations d'échantillonnage du programme *Écothau*, autrement dit répondre à la question : "l'échelle de variabilité spatiale de l'hydrodynamique de l'étang de Thau peut-elle être appréhendée à l'échelle d'observation choisie dans le programme *Écothau* ?".

Pour cela, on a cartographié, en utilisant une méthode classique d'interpolation, les modules de circulations sur l'ensemble de l'étang, en supposant que les courants (issus du modèle hydrodynamique) ne sont connus qu'aux soixante-trois stations d'échantillonnage d'*Écothau*.

La cartographie des modules de vitesses est faite par *krigeage* pour garder une cohérence par rapport aux méthodes utilisées par les chercheurs des autres compartiments du programme *Écothau*. Le traitement a été fait à l'aide du logiciel *SURFER*[®], les fichiers interpolés sont traités par le logiciel de dessin écrit -en langage Pascal- dans le cadre de ce travail. Les modules krigés sont comparés aux modules simulés par le modèle hydrodynamique, qui servent de base de référence.

Les résultats, présentés pour les quatre directions de vent sur les figures 3-28 à 3-31, correspondent à la reconstitution des modules de circulations à partir des données aux soixante-trois stations initialement échantillonnées par le programme *Écothau*.

Dans tous les cas, on constate d'abord que les valeurs maximales ne sont pas reproduites correctement par *krigeage*. Cela vient du fait que les modules sont maximaux à la périphérie du bassin donc aux endroits où peu de stations existent et où, par conséquent, la méthode du *krigeage* est prise en défaut. Il faut aussi noter que, dans les quatre cas, les cartes krigées présentent une homogénéité nettement supérieure à celle des cartes simulées, bien que le *krigeage* ait été réalisé sur plus de soixante points régulièrement répartis sur l'étang.

L'examen des cartes correspondant aux secteurs Nord-Ouest et Sud-Est montre la présence sur les cartes krigées de larges zones très calmes dans le *Grand Étang* qui n'apparaissent pas sur les cartes simulées. De plus dans les deux cas, la situation hydrodynamique de l'étang des *Eaux Blanches* et de la pointe du *Barrou* est très mal reproduite.

Les cartes krigées des secteurs Nord-Est et Sud-Ouest sont à peu près correctes sur les bordures du *Grand Étang*. Par contre, de même que pour les secteurs précédents, dans l'étang des *Eaux Blanches* les modules sont largement sur-évalués. Au centre du *Grand Étang*, le *krigeage* fait apparaître des zones homogènes de vitesses fortes alors que la situation simulée présente au contraire de petites zones de vitesses très fortes entourées de larges secteurs pour lesquels les modules sont moyens.

La structure du champ des modules de courant n'est donc pas correctement rendue par *krigeage* sur soixante-trois points régulièrement répartis sur le bassin. Or vingt stations seulement ont été échantillonnées dans la deuxième

phase du programme *Écothau*.

Ces stations ont été sélectionnées à partir des cartographies spatiales des variables échantillonnées (sur soixante-trois points) lors des campagnes de pré-échantillonnage du programme *Écothau* (de juin 1986 à mai 1987). La sélection a été faite par une méthode de groupement multivarié (*Legendre et al., 1989*) pour appréhender le maximum de la variabilité spatiale du milieu écologique, mais sans tenir compte du comportement hydrodynamique de l'étang.

Si soixante-trois stations sont insuffisantes pour appréhender la variabilité spatiale des phénomènes hydrodynamiques de l'étang, il est assuré qu'un sous-groupe de vingt stations le sera aussi. L'échelle d'observation choisie dans la phase d'échantillonnage est donc mal appropriée à l'étude de l'incidence de l'hydrodynamique sur les évolutions écologiques dans l'*étang de Thau*, et il sera difficile de faire lien entre les sous-systèmes physiques et écologiques.

Cette conclusion ne serait probablement pas remise en cause par l'utilisation d'une méthode d'interpolation autre que celle du krigeage. Néanmoins il faut bien souligner que le krigeage n'est qu'une méthode commode de cartographie de données spatiales. Une analyse de données basée sur cette méthode sera faite avec prudence, surtout lorsqu'il s'agit de comparer entre elles les répartitions de différentes variables (vitesse, salinité, bactéries, etc) pour lesquelles on n'a pas pu, au préalable, estimer la représentativité des stations de mesures.

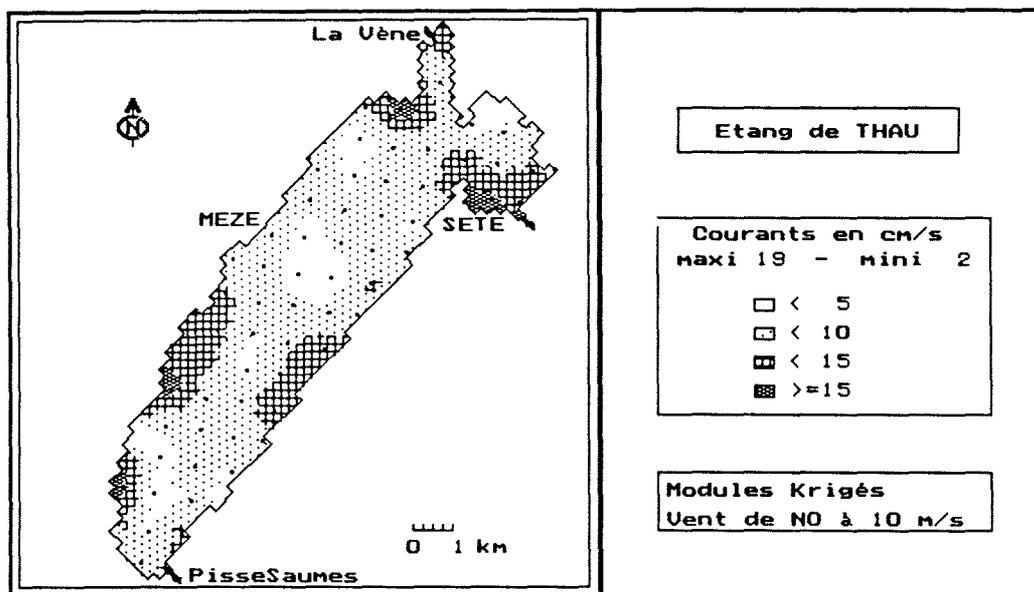
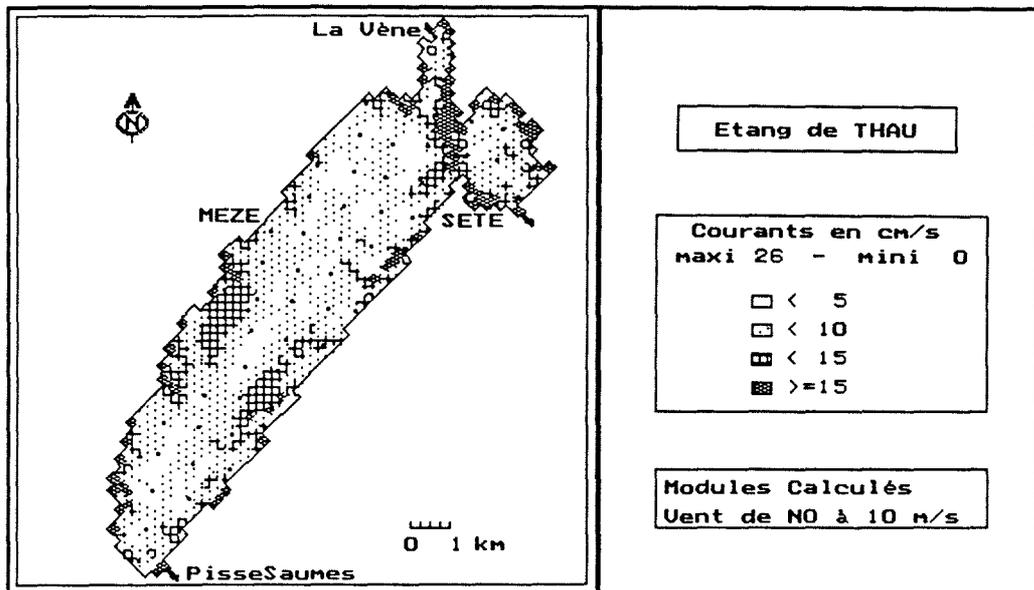


Fig. 3-28 : Représentativité des stations par vent de Nord-Ouest

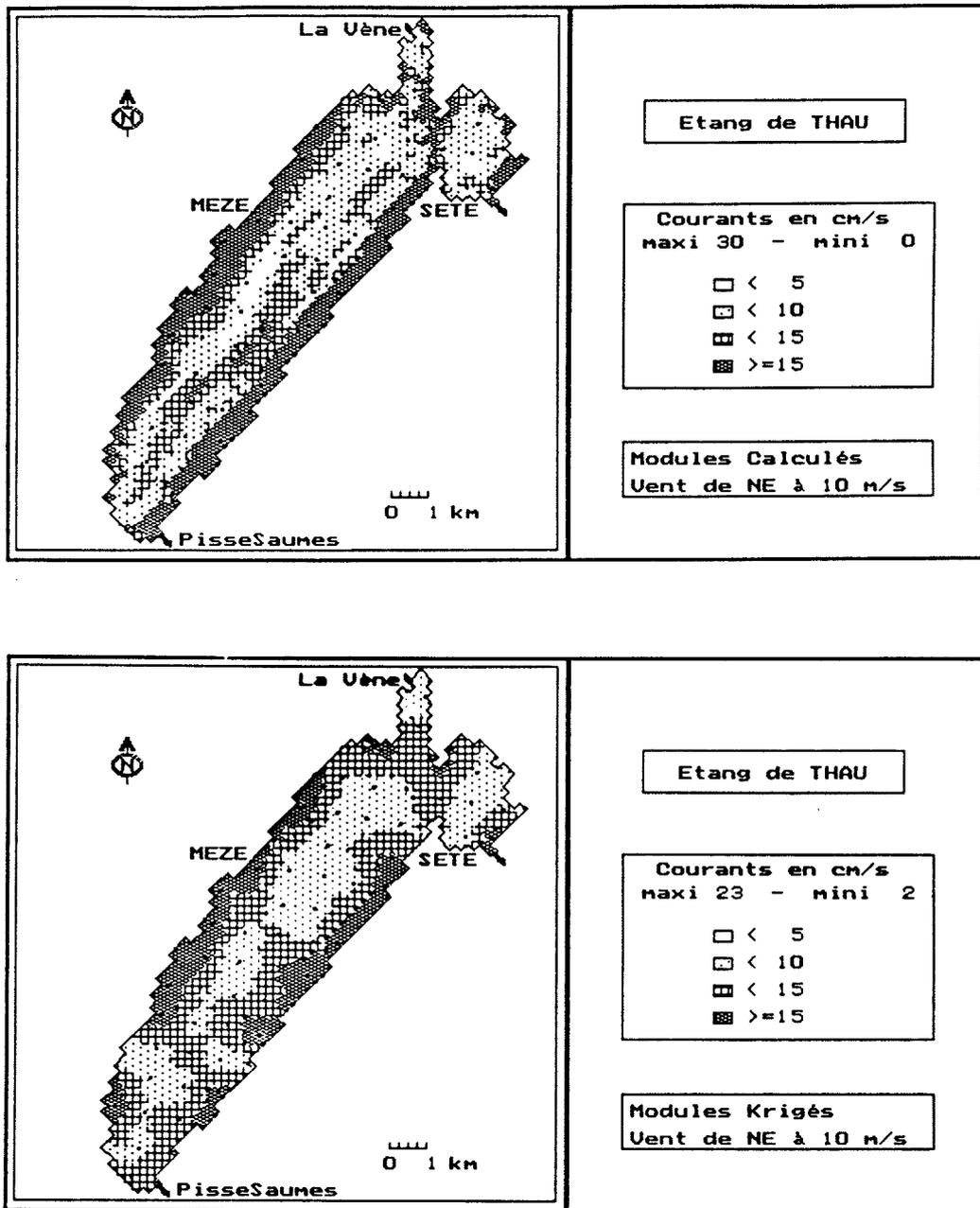


Fig. 3-29 : Représentativité des stations par vent de Nord-Est

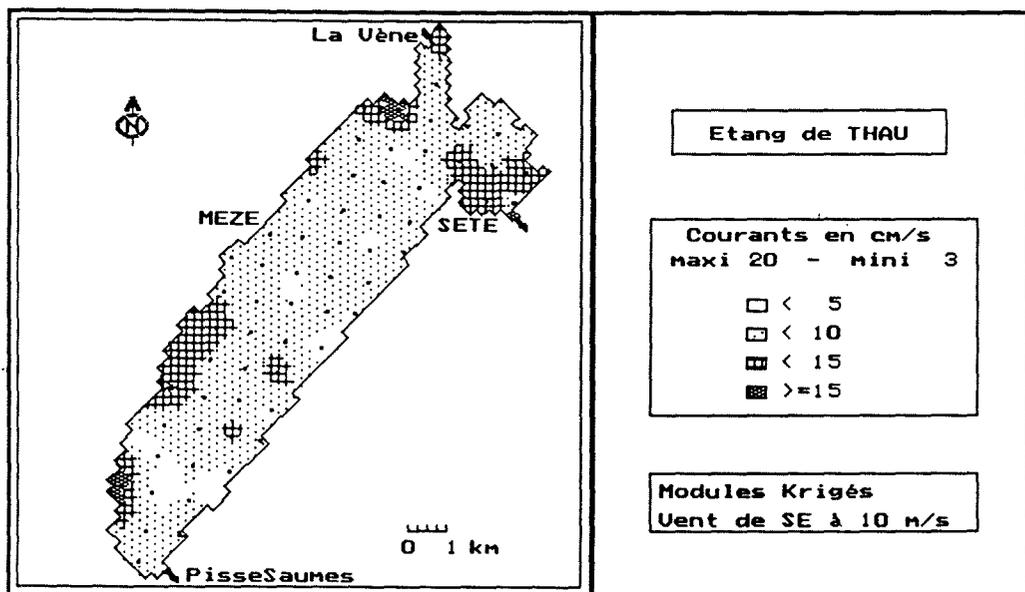
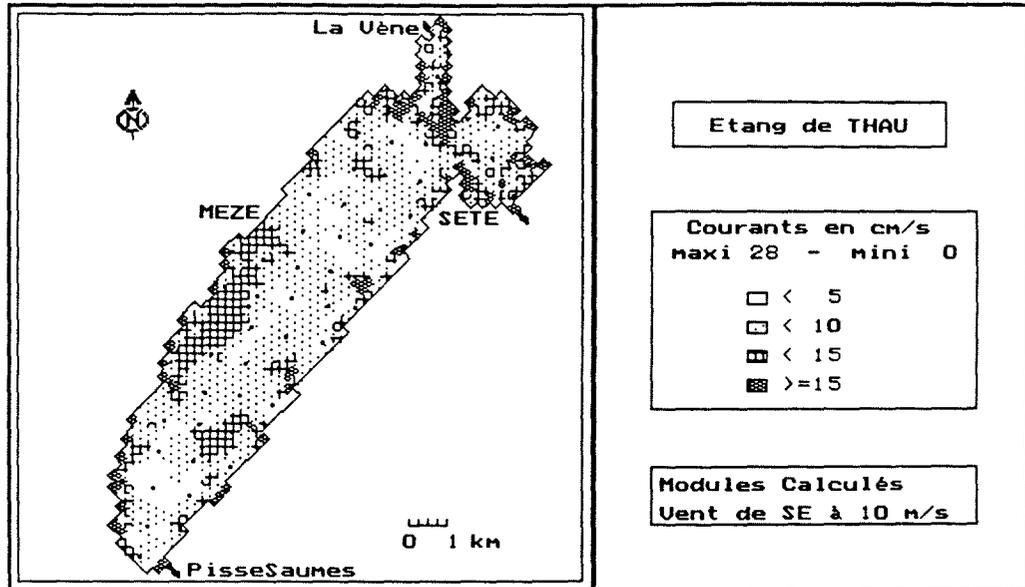


Fig. 3-30 : Représentativité des stations par vent de Sud-Est

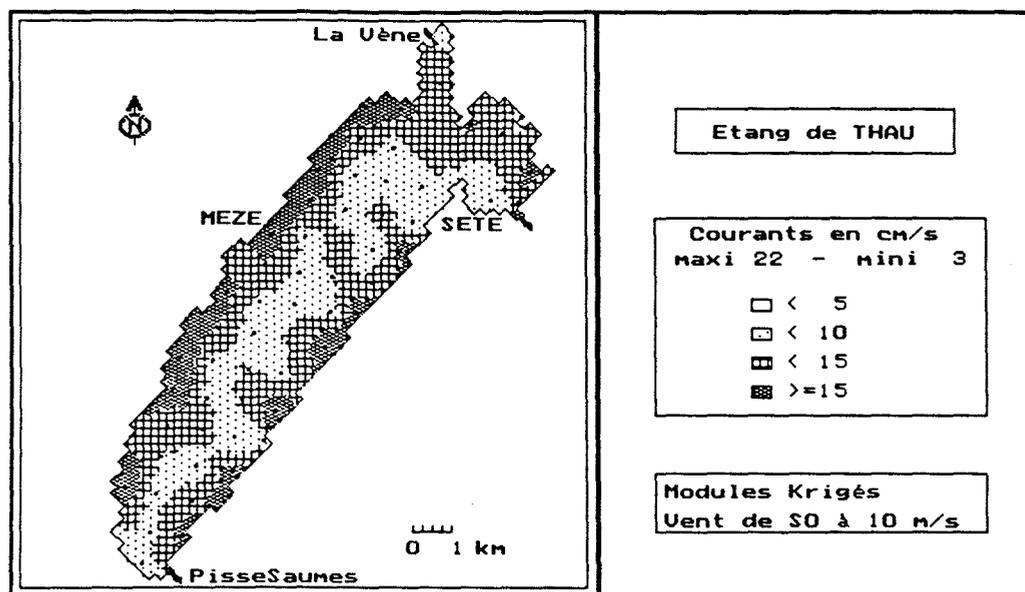
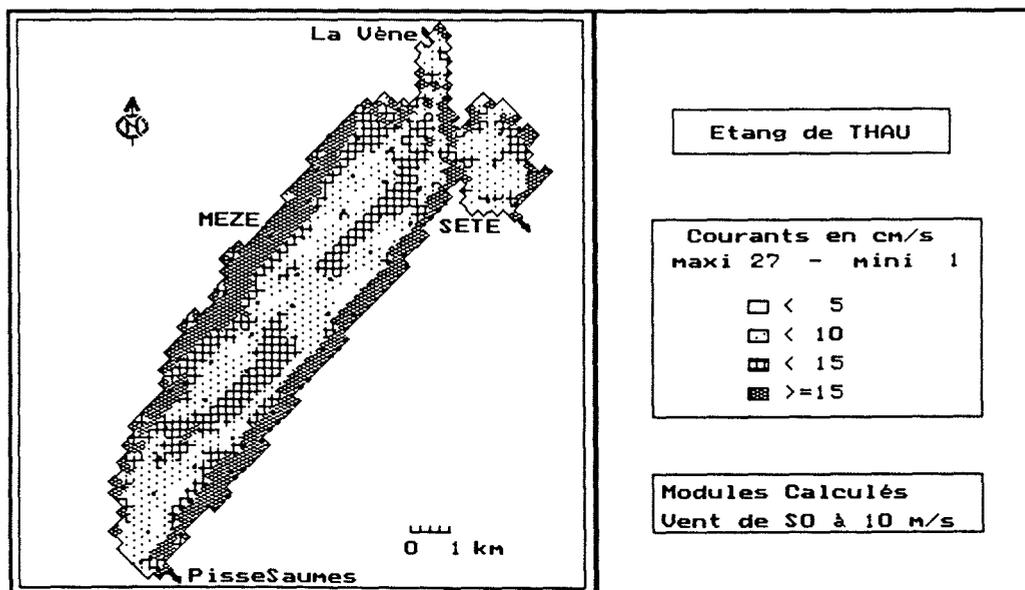


Fig. 3-31 : Représentativité des stations par vent de Sud-Ouest

3- LA VALIDITE DES HYPOTHESES

Le modèle hydrodynamique qui a été appliqué sur l'*étang de Thau* émet plusieurs hypothèses simplificatrices pour décrire et caractériser le milieu. Si l'hypothèse d'un système bidimensionnel se justifie aisément par la faiblesse du rapport h/L (h étant la profondeur moyenne de l'étang et L sa dimension caractéristique dans le plan horizontal), les autres hypothèses, en particulier celle d'un *étang fermé* ou bien encore de *non-représentation de zones de conchyliculture*, nécessitent d'être explicitées.

3.1- L'étang fermé

Deux raisons ont conduit à l'utilisation du modèle de *Leendertse* en supposant l'étang complètement fermé aux influences marine et continentale : la volonté d'analyser la variabilité de l'étang à l'aide de cellules fermées et les difficultés rencontrées pour définir les conditions aux limites dans un domaine quasi-fermé dont les ouvertures sont ponctuelles, difficultés qui sont encore augmentées lorsque les évolutions fines des entrées sont peu ou mal connues, ce qui est le cas ici.

La *marée* a, malgré tout, un impact important sur la qualité de l'étang, même si son influence sur les circulations paraît négligeable au premier abord.

Les actions combinées du vent, de la marée et des vagues qui génèrent les circulations au sein d'un milieu côtier sont fortement non-linéaires (*Usseglio-Polatera et al., 1988*), car ces forçages ont des natures physiques et des échelles temporelles et spatiales très différentes. Cependant, dans le cas particulier de l'*étang de Thau*, la forte prédominance du vent par rapport à la marée, dont l'influence ne se fait sentir qu'en deux points de bordure, a permis de supposer que *vent* et *marée* ont des effets additifs sur le milieu. La détermination des circulations a donc été faite en deux temps : d'abord, mise en œuvre d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel dans un *étang fermé*, pour traiter le forçage du *vent*, ensuite prise en compte de la *marée*, dans un modèle simplifié qui va être présenté maintenant.

Rappels sur la marée dans l'étang

Les battements de l'étang sont suivis en continu depuis quelques années grâce au limnigraphe de *Marseillan*, que gère le *SMNLR*. On dispose également des enregistrements effectués par le *BCEOM* entre Novembre 1986 et Février 1987, en divers points de l'étang dont *Bouzigues*, *Marseillan*, la pointe du *Barrou* ou les *Onglous*.

Gloset (1988) a comparé certaines des données du *BCEOM* aux limnigrammes de *Marseillan* et aux marégrammes du port de *Sète*. Il constate que les fluctuations des niveaux, tant dans l'étang qu'en mer, ont sensiblement la même périodicité (de l'ordre de 12.5 h, en négligeant tous les phénomènes périodiques d'ordre supérieur). De plus les fluctuations sont concomitantes à *Bouzigues* et *Marseillan* avec un décalage de quelques heures par rapport à *Sète* (ces observations effectuées sur de très courtes périodes d'enregistrements demandent à être confirmées).

L'atténuation du signal de marée est plus difficile à définir, car les enregistrements dans l'étang intègrent à la fois les oscillations liées à la marée et les basculements du plan d'eau induits par le vent (cf fig. 3-14). L'amplitude du signal de marée à *Marseillan* et à *Bouzigues* a cependant été étudiée, toujours par *Closet (1988)*, en déduisant, du limnigramme observé, la valeur du basculement calculée par une formulation mathématique simple en tenant compte de l'intensité et de la vitesse du vent et en supposant le basculement du plan d'eau instantané. Ce travail conclut que l'amplitude du signal de marée, identique à *Marseillan* et à *Bouzigues*, représente le tiers de l'amplitude de la marée en mer. Mais il faut nuancer ce résultat en rappelant que les fluctuations enregistrées à *Sète*, et sur lesquelles est basée cette conclusion, ne correspondent pas tout à fait à la marée de *Méditerranée*, puisque les mesures sont faites à l'abri du port.

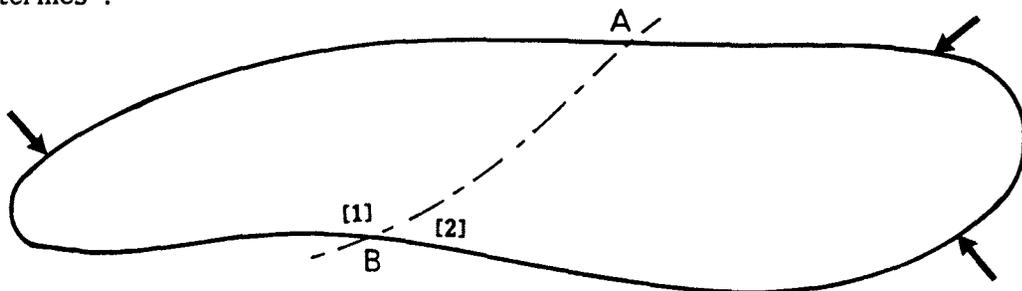
Hypothèses du modèle de marée

L'ensemble des observations précédentes permet d'émettre quatre hypothèses qui vont servir à établir le modèle simplifié des circulations induites par la marée dans l'étang :

- (H1) les phénomènes verticaux sont négligeables (car $h/L \sim 10^{-3}$), donc le domaine de résolution du modèle est un plan horizontal.
- (H2) la marée à l'entrée de l'étang est un forçage sinusoïdal simple de période : $P = 12.5$ h.
- (H3) le décalage entre les signaux de marée à *Sète* et dans l'étang n'est dû qu'au temps de propagation de la marée dans les graus.
- (H4) les variations du niveau de l'étang liées à la marée sont concomitantes en tout point de l'étang et négligeables par rapport à la profondeur. A un instant t , le débit de la marée entrante se répartit uniformément sur le bassin et provoque un accroissement du niveau identique en tout point de l'étang.

Formulation du modèle

Avec les hypothèses énoncées précédemment, le problème hydraulique se pose en ces termes :



Soit un domaine fermé \mathcal{D} de contour (\mathcal{C}) de surface S soumis en un ou plusieurs points de son contour à une entrée $q(t)$ variable dans le temps. Quelle est la vitesse du courant en un point quelconque de ce domaine, sachant que :

- (H1) $\Rightarrow \mathcal{D}$ est un domaine plan horizontal,
- (H2) $\Rightarrow q(t) = q_0 \sin(\omega t + \omega \varphi)$, avec $\omega = 2\pi/12.5$ et $\varphi = 5$ (t en heures),
- (H3)
- (H4) $\Rightarrow \frac{\partial h}{\partial t}$ est constante sur \mathcal{D} , h étant la profondeur de l'étang ?

Si on réalise une coupure AB dans le domaine \mathcal{D} , le débit entrant $q(t)$ va se répartir entre les deux sous-domaines définis par la coupure au prorata de leur surface respective. Le flux total du vecteur hV à travers le contour (\mathcal{C}_1) du sous-domaine (1) étant égal au débit entrant par sa frontière ouverte AB, on peut écrire (en appelant S_1 la surface de ce sous-domaine) :

$$\int_{(\mathcal{C}_1)} hV \cdot n \, ds = \frac{q}{S} \iint_{(S_1)} ds.$$

En posant $hV = \text{grad } \Psi$, (3.10)
on obtient :

$$\int_{(\mathcal{C}_1)} (\text{grad } \Psi \cdot n) \, ds = \iint_{(S_1)} \frac{q}{S} \, ds$$

ou encore en utilisant le théorème d'*Ostrogradsky*

$$\iint_{(S_1)} \left(\Delta \Psi - \frac{q}{S} \right) ds = 0, \quad \text{donc } \Delta \Psi - \frac{q}{S} = 0 \quad (3.11)$$

Sachant que le débit entrant q est une fonction sinusoïdale du temps de la forme :

$$q = q_0 \sin(\omega t + \varphi),$$

l'équation (3.11) peut donc être remplacée par le système :

$$(S_1) \begin{cases} \Delta \psi = \frac{q_0}{S} \\ \Psi = \psi \sin(\omega t + \varphi) \end{cases}$$

Dans ce cas-là, l'équation (3.10) s'écrit :

$$(S_2) \begin{cases} V = v \sin(\omega t + \varphi) \\ hv = \text{grad } \psi \end{cases}$$

Le problème posé se caractérise donc par le système (S) suivant (combinaison des systèmes (S₁) et (S₂)) qui doit être vérifié en tout point du domaine \mathcal{D} :

$$(S) \begin{cases} V = v \sin(\omega t + \varphi) \\ v = \frac{1}{h} \text{grad } \psi \\ \Delta \psi = \frac{q_0}{S} \end{cases} \quad (3.12)$$

avec $q_0 = \sum q_{0i}$, dans le cas d'entrées simultanées et concomitantes.

Les conditions aux limites sont imposées par la géométrie du domaine \mathcal{D} et par la position des entrées sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0, \text{ en tout point du contour } (\mathcal{C}) \text{ sauf aux points d'entrée,} \\ \frac{\partial \psi}{\partial n} = w_i, \text{ au point d'entrée } i \text{ avec } w_i \text{ la vitesse entrante,} \end{cases}$$

n étant la normale au contour (\mathcal{C}) .

Si q_{0i} est le débit et S_i la section au point d'entrée i , alors $w_i = \frac{q_{0i}}{S_i}$.

Ces conditions aux limites peuvent se résumer par :

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = \delta \frac{q_{0i}}{S_1}, \text{ en tout point du contour} \quad (3.13)$$

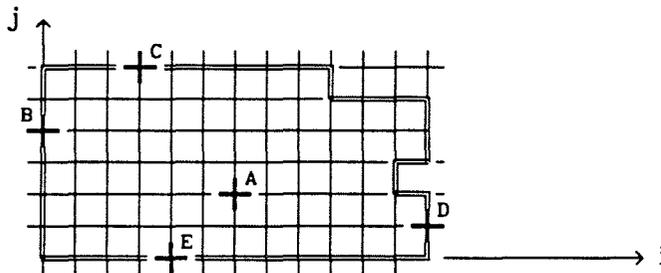
avec $\delta = 1$ au point entrée et $\delta = 0$ ailleurs.

Le modèle de marée correspondant aux hypothèses adoptées consiste donc à résoudre une équation de Poisson, avec des conditions aux limites mixtes (de Newman et de Diriclet).

Méthode de résolution

Le système (S) a été discrétisé, puis résolu par une méthode de relaxation (méthode de Gauss-Siedel), sur un domaine maillé \mathcal{D} avec un pas d'espace dx . Un seul point d'entrée a été considéré, car dans le cas de n entrées multiples, le problème peut être résolu par superposition des n solutions obtenues pour chacune des entrées prises séparément.

La discrétisation des équations a été faite par une méthode aux différences finies avec un schéma centré:



- en un point $A(i,j)$ intérieur au domaine \mathcal{D} ,

$$\Delta \psi = (\psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j} + \psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1} - 4\psi_{i,j})/dx^2$$

$$\text{donc } \psi_{i,j} = 1/4 \left(-\frac{dx^2 \cdot q_0}{S} + \psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j} + \psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1} \right)$$

- au point $B(i,j)$ en bordure du domaine \mathcal{D} ,

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = (\psi_{i+1,j} - \psi_{i,j})/dx \quad \text{donc } \psi_{i,j} = \psi_{i+1,j} - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0}$$

- au point $C(i,j)$ en bordure du domaine \mathcal{D} ,

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = (\psi_{i,j} - \psi_{i,j-1})/dx \quad \text{donc } \psi_{i,j} = \psi_{i,j-1} + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0}$$

- au point $D(i,j)$ en bordure du domaine \mathcal{D} ,

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = (\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j})/dx \quad \text{donc } \psi_{i,j} = \psi_{i-1,j} + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0}$$

- au point $E(i,j)$ en bordure du domaine \mathcal{D} ,

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = (\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j})/dx \quad \text{donc } \psi_{i,j} = \psi_{i,j+1}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0}$$

En posant ψ^0 la valeur initiale de ψ , le système itératif à résoudre est le suivant :

$$\psi_{i,j} = 1/4 \left(-\frac{dx^2 \cdot q_0}{S} + \psi_{i-1,j}^0 + \psi_{i+1,j}^0 + \psi_{i,j-1}^0 + \psi_{i,j+1}^0 \right), \text{ en } (i,j) \text{ intérieur}$$

$$\begin{aligned}\psi_{1,j} &= \psi_{1+1,j}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en B(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1-1,j}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en D(1,j)} \\ \psi_{1,j} &= \psi_{1,j-1}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en C(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1,j+1}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en E(1,j)}\end{aligned}$$

avec $\delta = 1$ au point entrée et $\delta = 0$ ailleurs.

Avec ces relations, la résolution peut se faire simultanément sur l'ensemble des points de la grille. En fait, pour augmenter la rapidité de convergence vers la solution, la grille de résolution est parcourue à partir du point entrée (cf organigramme figure 3-32) avec, selon le sens du balayage, les formules de résolution suivantes :

- balayage dans le sens des ordonnées croissantes :

$$\begin{aligned}\psi_{1,j} &= 1/4 \left(-\frac{dx^2 \cdot q_0}{S} + \psi_{1-1,j}^0 + \psi_{1+1,j}^0 + \psi_{1,j-1}^0 + \psi_{1,j+1}^0 \right), \text{ en (1,j) intérieur} \\ \psi_{1,j} &= \psi_{1+1,j}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en B(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1-1,j}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en D(1,j)} \\ \psi_{1,j} &= \psi_{1,j-1}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en C(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1,j+1}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en E(1,j)}\end{aligned}$$

avec $\delta = 1$ au point entrée et $\delta = 0$ ailleurs.

- balayage dans le sens des ordonnées décroissantes :

$$\begin{aligned}\psi_{1,j} &= 1/4 \left(-\frac{dx^2 \cdot q_0}{S} + \psi_{1-1,j}^0 + \psi_{1+1,j}^0 + \psi_{1,j-1}^0 + \psi_{1,j+1}^0 \right), \text{ en (1,j) intérieur} \\ \psi_{1,j} &= \psi_{1+1,j}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en B(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1-1,j}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en D(1,j)} \\ \psi_{1,j} &= \psi_{1,j-1}^0 + \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en C(1,j)} & \psi_{1,j} &= \psi_{1,j+1}^0 - \delta \frac{dx \cdot q_0}{S_0} \text{ en E(1,j)}\end{aligned}$$

avec $\delta = 1$ au point entrée et $\delta = 0$ ailleurs.

Initialement la fonction ψ est nulle en tout point. Le critère d'arrêt des itérations porte sur la somme des carrés des écarts de la fonction ψ entre deux itérations.

Résultats et commentaires

Le modèle de marée a été appliqué sur le domaine maillé défini au paragraphe 2.1 de ce chapitre en supposant négligeables les entrées marines par les graus de *Pisses-Saumes* et des *Quilles*. Seule l'entrée par les canaux de *Sète* a été prise en compte. Le débit d'entrée q_0 est supposé tel que le rapport $q_0/S_0 = 1$ m/s, S_0 étant la section du chenal d'entrée.

L'exploitation graphique des résultats est présentée figure 3-33 et amène quelques commentaires. L'influence de la marée est très sensible (ce qui est tout à fait normal) dans l'*étang des Eaux Blanches* mais s'atténue très vite dans le *Grand Étang*. Au niveau de *Mèze*, le module du courant de marée est à peine égal à 1.5 cm/s, près du *Barrou* le module est encore de 5 cm/s, pour une vitesse moyenne d'entrée de 1 m/s, soit un débit d'environ 70 m³/s.

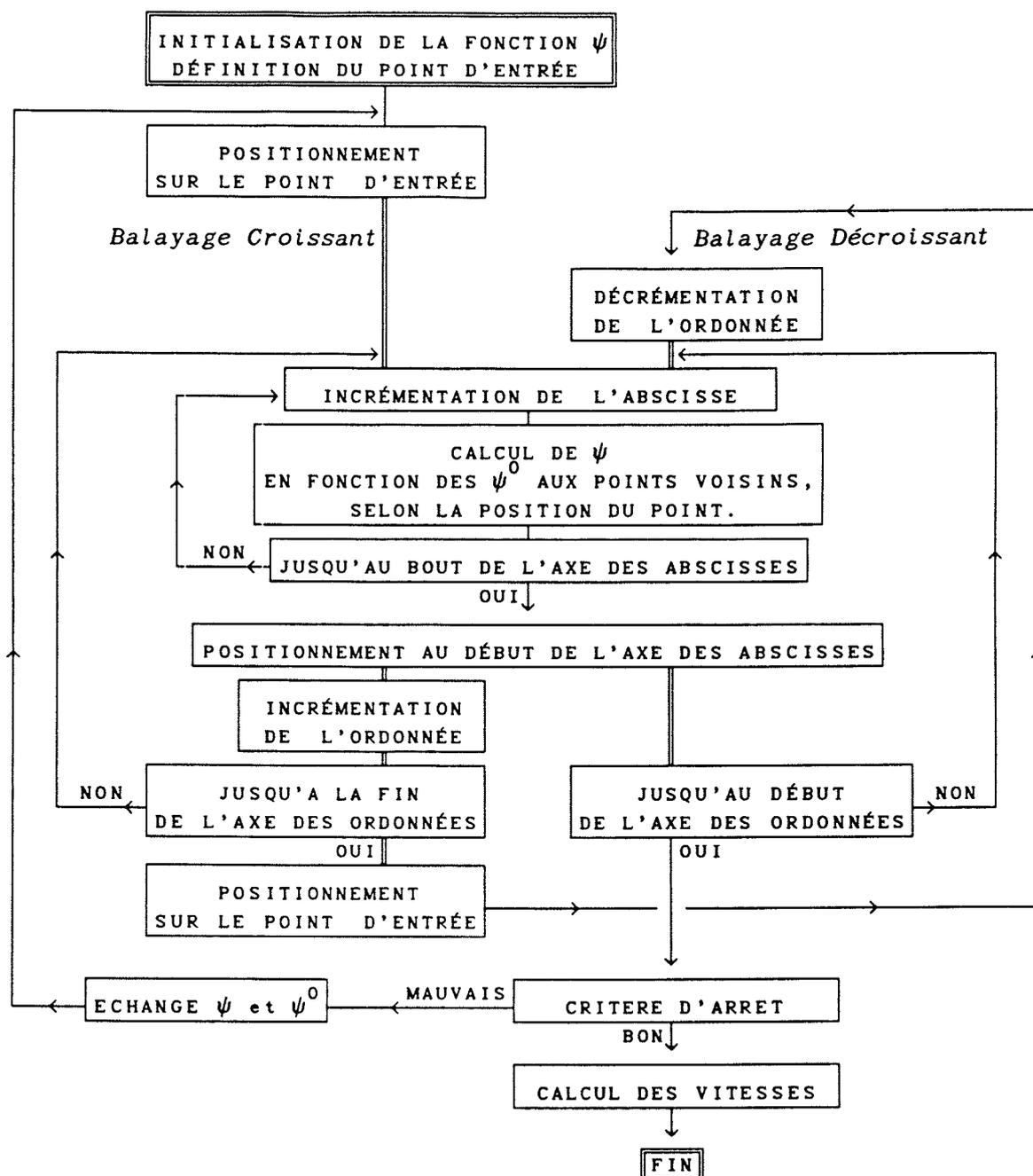


Fig. 3-32 : Organigramme du modèle de marée

Conclusion

Les modules de courant présentés ci-dessus correspondent au débit d'entrée d'une marée barométrique. Le plus souvent le débit entrant n'excède pas quelques m^3/s . Autrement dit, dès que le vent souffle (soit plus de 90 % du temps) les courants de marée sont bien négligeables dans l'ensemble de l'étang par rapport aux courants induits par le vent. Cependant dans le cas des grandes marées barométriques qui se produisent principalement aux mois de janvier, de juillet ou d'août, ces courants prendront de l'importance vis-à-vis des circulations induites par le vent, surtout dans l'étang des *Eaux Blanches*.

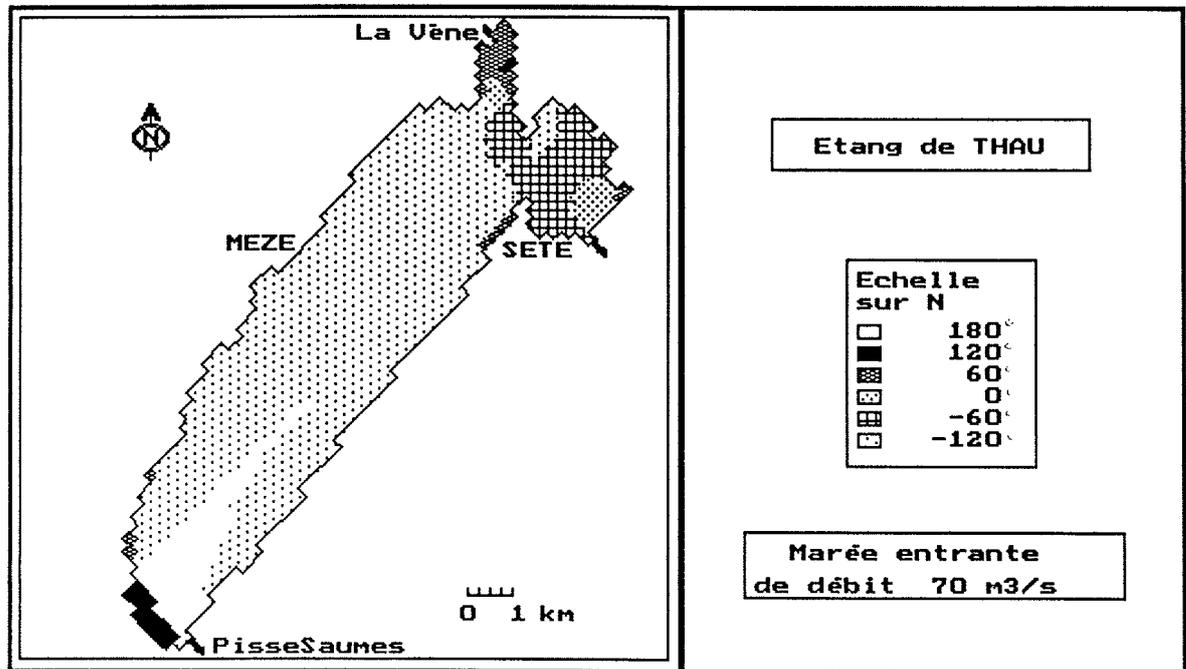
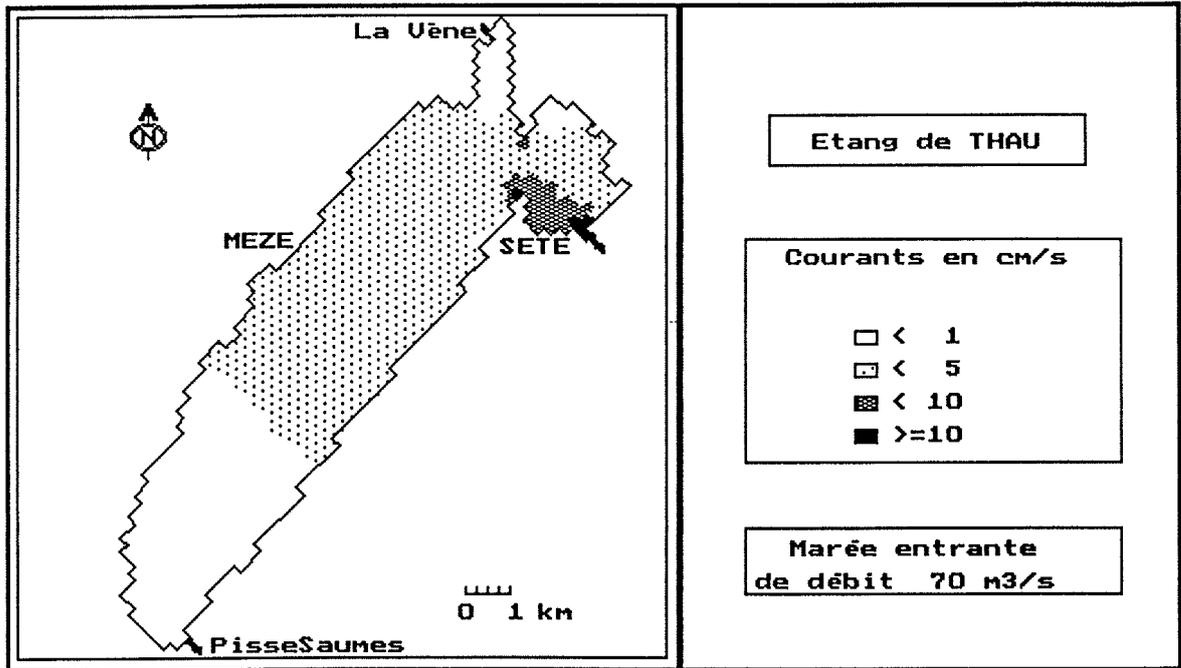


Fig. 3-33 : Modules et direction des courants de marée

3.2- Les tables d'élevage conchylicole

En l'absence d'informations de qualité sur les circulations dans les zones de conchyliculture, la modélisation hydrodynamique a été menée en négligeant la présence des tables d'élevage. On a donc adopté l'hypothèse suivante : les courants ne sont modifiés ni en module ni en direction par la présence des installations conchylicoles. Cette hypothèse est très critiquable, et on va essayer d'évaluer maintenant dans quelle mesure elle peut être acceptée et quelle influence peuvent avoir ces installations sur les mouvements des masses d'eau dans l'étang de Thau.

Les courants dans les zones d'élevage

Grontz (1989) a procédé à quelques mesures des vitesses de circulation autour et sous la table-témoin de IFREMER, qui est située dans la zone conchylicole C (cf fig. 2-1 et fig 3-36). En particulier, il a effectué, entre le 26 et le 30 Octobre 1987, l'enregistrement simultané (à l'aide de deux courantomètres Aanderaa) des courants en deux points très proches, situés l'un sous la table-témoin, l'autre dans le chenal adjacent. Les résultats qu'il fournit sont résumés sur la figure 3-34.

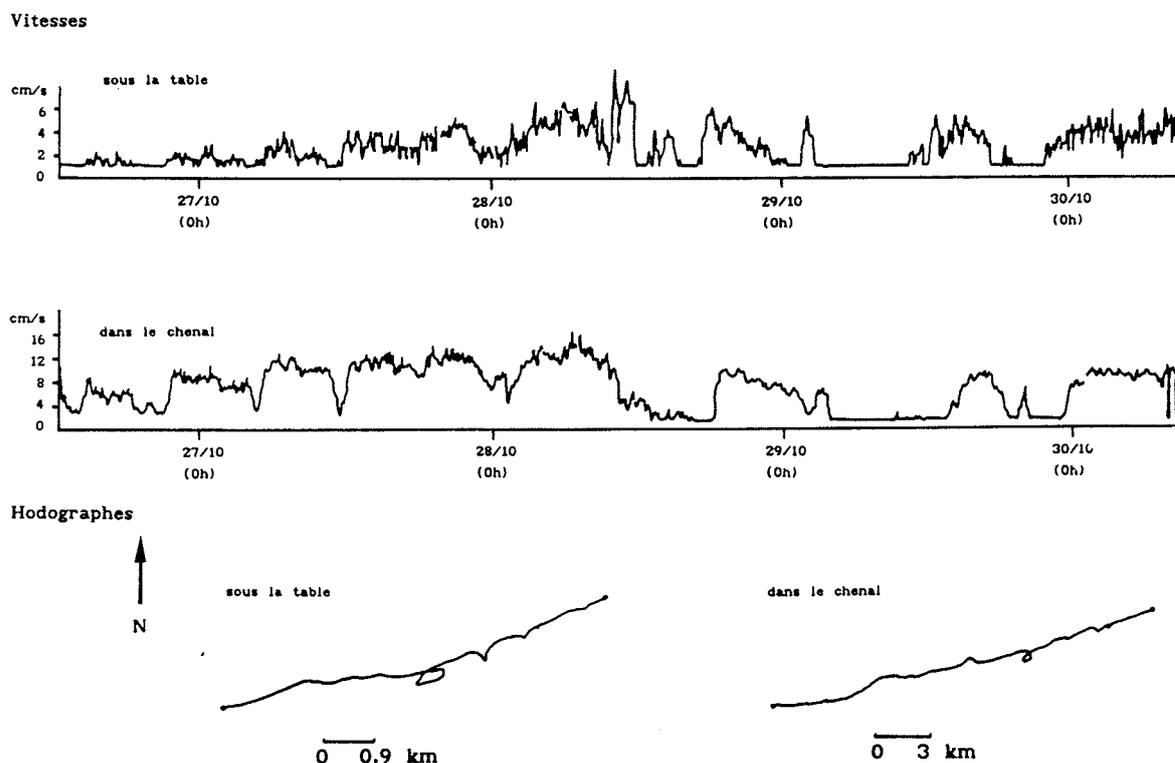


Fig. 3-34 : Enregistrement des circulations dans la zone C d'élevage
d'après GRENZ, 1989

Les intensités de courant sont, pendant toute la période des mesures, environ deux à trois fois plus faibles sous la table d'élevage que dans le chenal. Les directions de courant, telles qu'elles apparaissent sur les hodographes du mouvement (tracés par *Grentz* à partir des directions vues par les courantomètres), sont très semblables aux deux points de mesures. *Grentz* précise que les directions virtuelles sous la table et dans le chenal diffèrent d'environ 2°.

Grentz a, de plus, voulu comparer ses observations aux résultats d'un modèle hydrodynamique bidimensionnel (*Millet, 1989*) sur les mêmes périodes. Il conclut, on peut s'en étonner (cf fig.3-35), à une assez bonne similitude entre les valeurs de vitesse simulées et observées à la station *IFREMER*. Pour les directions, les simulations sont, dans un des cas, en contradiction avec les enregistrements effectués, les directions observées correspondant toujours à l'orientation générale des chenaux de circulation.

Comparaison entre mesures (*in situ*) et simulations de courant (modèle 2D) à la station *IFREMER* (Bassin de Thau).

date	Vitesse (cm.s ⁻¹)		Direction (°Mag)	
	Obs.	Sim.	Obs.	Sim.
20-22 Oct 86	8.4	3.4	339	358
17 Juin 87	2.0	2.9	330-0	15
26 Oct 87	7.0	4.6	76	187

Fig. 3-35 : Comparaison des courants observés et simulés
extrait de *GRENTZ, 1989*

Commentaires et conclusion

Ces résultats sont nettement insuffisants pour construire une théorie des circulations dans les zones de conchyliculture, mais vont au moins permettre, en faisant quelques hypothèses, d'évaluer l'erreur commise par le modèle hydrodynamique dans le calcul du module et de la direction moyenne d'écoulement dans ces zones.

Les mesures de *Grentz* montrent que la vitesse du courant sous une table est très faible vis-à-vis des vitesses dans un chenal et que la direction du courant est essentiellement fonction de l'orientation du chenal et de la direction du vent.

On peut donc supposer que l'eau ne transite que dans les chenaux de circulation, les tables constituant des obstacles imperméables au passage de l'eau. Cette hypothèse fixe alors les directions principales d'écoulement dans les zones d'élevage, et la section réservée à l'écoulement.

Les axes d'écoulement des principaux chenaux de circulation dans la zone B d'élevage conchylicole (cf fig 2-1) sont précisés sur la figure 3-36. Il est aisé de constater sur cet exemple que le maillage du modèle hydrodynamique

n'est pas assez fin pour décrire l'écoulement dans chacun des chenaux de circulation.

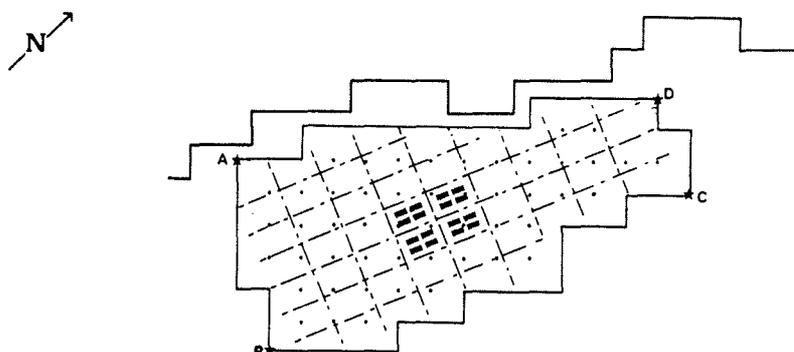


Fig. 3-36 : Zone d'élevage B - Chenaux de circulation

Cependant, si l'on admet que les flux calculés par le modèle hydrodynamique bidimensionnel sont exacts, la présence des tables se traduit par une augmentation du module des vitesses à l'intérieur de la zone. En négligeant les frottements supplémentaires sur les berges des chenaux de circulation, cette augmentation correspond grossièrement au rapport entre la section réelle d'écoulement (celle des chenaux de circulation) et la section de calcul.

Dans l'exemple de la zone B, on peut donc estimer que les modules de vitesse dans les chenaux sont de deux à trois fois plus élevés que ceux calculés par le modèle hydrodynamique, résultat qui est confirmé par le tableau (fig 3-35) extrait de *Grentz*, dans lequel les modules simulés sont, dans deux cas sur trois, très inférieurs aux modules réellement mesurés dans la zone de conchyliculture.

Cette analyse rapide des quelques expérimentations disponibles dans les zones conchylicoles est en contradiction avec les hypothèses émises pour prendre en compte ces zones, dans le modèle hydrodynamique de l'étang développé à l'*IMFT* (1987). Les tables d'élevage sont supposées augmenter considérablement le frottement au fond, le coefficient de *Chézy* prend la valeur 1 dans les zones de tables contre 50 en dehors. En conséquence, les vitesses de courant simulées par ce modèle sont extrêmement ralenties dans les zones A, B et C, et pour un vent transversal de type Nord-Ouest ou Sud-Est les circulations sont confinées dans la moitié Sud-Est de l'étang de *Thau*.

En fait, seule une expérimentation très approfondie des circulations dans les zones d'élevage, par des mesures courantométriques sur de longues périodes ou le suivi de traceurs, permettrait de trancher de façon définitive sur la validité de l'une ou l'autre des hypothèses et d'intégrer de façon plus réaliste ces zones très particulières dans une modélisation numérique.

3.3- Les autres hypothèses

Le vent

Le forçage de vent qui constitue l'entrée du modèle est très simplifié par rapport au vent réel :

- le vent est supposé identique, en intensité et en direction, en tout point de l'étang, on néglige donc le rotationnel du vent ;
- les épisodes de vent sont de direction et d'intensité constantes dans toutes les simulations, l'intensité s'établissant en deux heures.

La première hypothèse était inévitable. En effet, les campagnes de mesures réalisées à différentes périodes : *Segura* en 1983-84, le *BCEOM* en 1986-87 et au cours du programme *Écothau*, sont trop partielles pour permettre la connaissance détaillée de la répartition du vent sur l'étang (cf ch2-§3). Cette répartition dépend probablement à la fois de l'intensité et de la direction moyenne de l'épisode de vent, même si la comparaison des relevés effectués simultanément sur l'étang par le *BCEOM* et à la station météorologique de *Sète-Sémaphore*, montre que, quand l'intensité du vent dépasse le seuil de 3 m/s, les directions de vent mesurées en différents points de l'étang et à *Sète* diffèrent d'à peine quelques degrés (*Clouet, 1988*).

Le modèle hydrodynamique n'a pas été appliqué pour simuler des champs de vitesses observés dans l'étang de *Thau*, mais pour caractériser l'organisation imposée à l'étang par une direction donnée de vent. C'est cette méthode particulière d'exploitation des résultats du modèle qui justifie l'hypothèse d'un vent constant, en direction et en intensité, pendant toute la durée de la simulation.

Il faut souligner, cependant, que ces simulations ne renseignent pas directement sur le délai de modification d'une organisation cellulaire en une autre, à la suite d'un changement de direction du vent. Mais les tests effectués pour différentes intensités de vent dans le cas du vent de Nord-Est par exemple (fig. 3-17) montrent qu'une intensité de vent minimum est nécessaire pour qu'une organisation s'établisse dans un délai suffisamment bref à partir d'un état de repos. On peut donc penser que le même seuil d'intensité est imposé pour le passage rapide d'une structure à une autre. Par la suite, dans l'utilisation des cellules hydrodynamiques comme base du modèle à casiers, on fixera à 4 m/s l'intensité minimale de vent nécessaire au changement de structure en moins d'un pas de temps.

En conclusion

Toutes les hypothèses qui fondent cette modélisation hydrodynamique de l'étang de *Thau* ne sont pas justifiables aussi simplement.

En particulier, l'approche d'un système bidimensionnel dans le cas d'un étang fermé n'est pas forcément la plus réaliste. Il a en effet été démontré qu'un modèle bi-dimensionnel est assez mal adapté à la modélisation des circulations induites par le vent dans des milieux dont la profondeur moyenne est très faible (*Hunter et al., 1988*). Une méthode plus judicieuse d'étude de

l'hydrodynamique de l'*étang de Thau* consistait peut-être à abandonner la dimension temporelle (donc à se placer en régime permanent) pour s'intéresser à l'espace complet : l'incidence des recirculations sur la forme des cellules hydrodynamiques aurait alors pu être mise en évidence, sans trop augmenter les difficultés de résolution des équations du mouvement.

Cependant cette approche, bien qu'elle corresponde en fait à l'hypothèse qui a été faite d'épisodes de vent constant, n'a pas été retenue à cause de l'ouverture de l'*étang* à la mer, donc à la nécessité de conserver les évolutions temporelles imposées par la marée.

4- CONCLUSION

L'étude hydrodynamique de l'*étang de Thau* a montré que, sous l'hypothèse d'un système fermé, soumis à un forçage permanent de vent, on voit s'établir, dans le plan horizontal de l'étang, des organisations cellulaires, dans lesquelles les processus de mélange sont activés.

Ces structures, qui ne dépendent que de la direction du vent, se succèdent au cours du temps, en suivant les modifications de cette direction. Leur délai d'établissement très bref (à peine quelques heures) est essentiellement fonction du niveau de forçage imposé au système.

Pour une direction donnée du vent, les cellules sont délimitées, à partir du champ des vitesses moyennes sur la verticale, par des frontières au travers desquelles les flux convectifs sont nuls. Cependant la marée, par son action périodique, favorise, au cours de l'épisode de vent, les échanges entre ces cellules. De la même façon, la distribution des vitesses de courant sur la verticale et la répartition du vent sur l'étang, qui n'ont pas été prises en compte dans la définition des cellules, contribuent à augmenter les échanges entre elles.

L'étude hydrodynamique étant réduite au plan horizontal, on va assimiler l'ensemble de ces échanges au résultat de processus de dispersion, qui doivent être caractérisés si l'on veut pouvoir utiliser ces organisations cellulaires comme base de travail d'un modèle de fonctionnement zonal de l'*étang de Thau*.

Chap. 4 : LES PHENOMENES DE DISPERSION

SOMMAIRE

1- Modélisation du transport dispersif	95
Analyse du phénomène	
Bases théoriques	
Tenseur de diffusion-dispersion turbulente	
Modélisation numérique	
2- Formulation du modèle	106
Modélisation de la dispersion dans l'étang de Thau	
Présentation du modèle	
Déplacement du nuage de points	
Evolution propre du polluant	
Traitement des rejets continus ou multiples	
Conclusion	
3- Quelques résultats	114
Ajustement de la loi de dispersion	
Validation du modèle de transport	
Influence du vent sur un rejet côtier	
Conclusion	
4- Les flux d'échange dispersif	126
Matrices d'échange inter-cellules	
Matrices d'influence inter-stations	
5- Conclusion	134

LES PHENOMENES DE DISPERSION

La modélisation des phénomènes de dispersion est nécessaire pour définir les échanges entre les cellules mises en évidence par la modélisation hydrodynamique.

Le choix du modèle numérique de transport dispersif, développé sur l'*étang de Thau*, répond aux exigences de précision et de souplesse qui ont été fixées comme objectifs et qui ont permis son application pour étudier l'impact de rejets polluants dans l'étang. Les formulations utilisées reprennent certains des résultats théoriques ou expérimentaux qui vont être rappelés maintenant.

1- MODELISATION DU TRANSPORT DISPERSIF

1.1- Analyse du phénomène

Les différentes actions qui contribuent au transport et à la dispersion dans l'eau d'un rejet sont -exception faite des interactions de nature chimique ou biologique- résumées par la figure ci-après (fig 4-1).

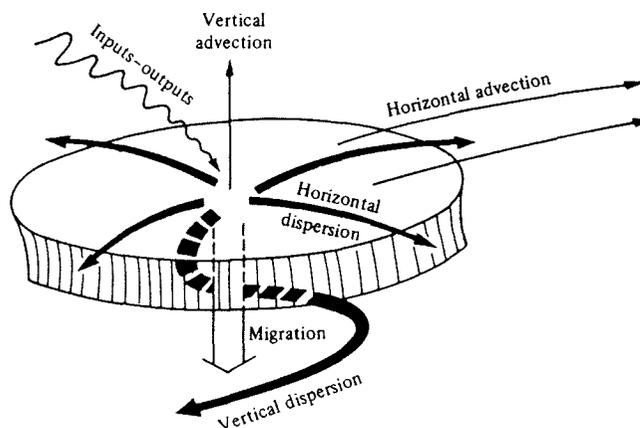


Fig. 4-1 : Schématisation des différents effets affectant l'évolution d'un élément (d'après NIHOUL 1982)

La dispersion du rejet dans les trois dimensions de l'espace est en grande partie due à la turbulence de l'écoulement, qui réduit ainsi considérablement les temps de transfert de la masse des particules solides ou liquides (Burnage, 1987). La turbulence contribue donc à diminuer rapidement les concentrations en accélérant l'étalement du rejet dans le sens horizontal et son mélange sur toute la profondeur de l'écoulement.

Mais son action n'intervient véritablement qu'un certain temps après l'injection, car dans la phase initiale du rejet que *Holly et al.* (1989) appellent le champ proche de la dispersion, ce sont les propriétés mêmes du flot entrant (vitesse, quantité de mouvement,..) qui gouvernent alors le processus de mélange. Cette première étape de la dispersion dans laquelle un mélange préliminaire se réalise, est en général limitée dans le temps et n'intéresse que le voisinage immédiat du point de rejet.

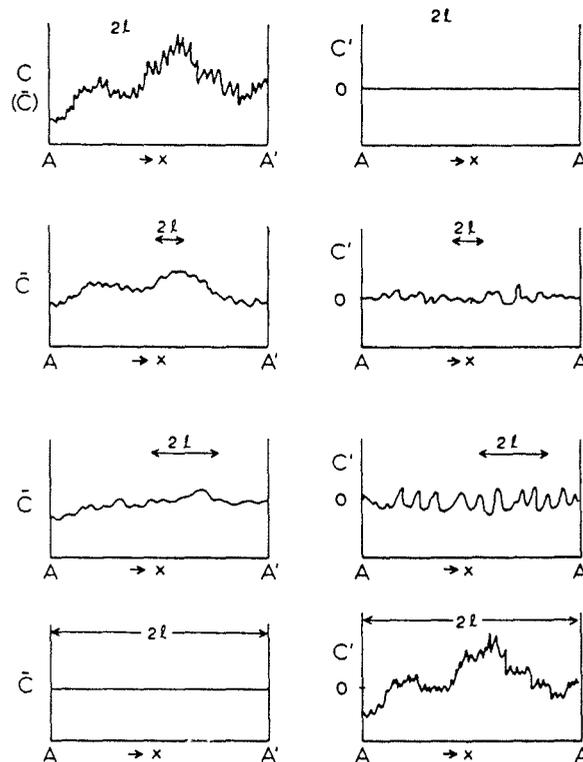
C'est cet état de mélange qui constitue les conditions initiales de l'étude pratique des phénomènes de dispersion et qui sera pris comme point de départ dans notre cas.

1.2- Les bases théoriques

L'équation qui régit l'évolution de la concentration d'un élément *a* présent dans l'eau s'écrit :

$$\frac{\partial C_a}{\partial t} + \underbrace{\text{div} (U C_a)}_{\text{advection}} = \underbrace{\text{div} (D \text{grad}(C_a))}_{\text{diffusion turbulente}} + \underbrace{E_a}_{\text{évolution propre}} \quad (4.1)$$

C_a et U sont fonction de x, y, z, t et représentent les valeurs de la concentration de l'élément *a* et de la vitesse de l'eau accessibles à l'observation.



C enregistrement - \bar{C} moyenne - C' résidu - $2l$ pas de lissage

Fig. 4-2 : Lissage d'un enregistrement (extrait de BOWDEN 1972)

Autrement dit, C_a et U sont des valeurs moyennes caractéristiques d'un temps de référence T suffisamment grand pour lisser les fluctuations liées aux mouvements aléatoires des très petites échelles. Du choix du temps de référence T dépend la séparation entre les valeurs moyennes et les fluctuations. Si T est trop faible, les composantes moyennes resteront très variables ; par contre si T est trop élevé, l'information recherchée sera entièrement transférée aux composantes turbulentes. La figure 4-2 illustre cela dans le cas de l'enregistrement de la distribution spatiale d'une concentration C observée entre deux points et dont on veut étudier la moyenne mobile \bar{C} sur une fenêtre de longueur $2l$. Le choix de T dépend donc de l'échelle de variabilité du phénomène qui doit être mis en évidence. T est de l'ordre de l'heure (Nihoul, 1985) pour les phénomènes de turbulence à l'échelle des grands écoulements.

La diffusion turbulente

L'opération de lissage fait apparaître dans l'équation de convection-diffusion un flux turbulent qui inclut les effets moléculaires et la contribution du produit moyen des fluctuations turbulentes $\overline{u'C'a}$. Par analogie avec le modèle de diffusion moléculaire, la diffusion turbulente a été paramétrisée dans l'équation (4.1) par un terme de gradient :

$$\overline{u'C'a} = - D \text{ grad}(C_a). \quad (4.2)$$

D étant le tenseur symétrique de diffusion turbulente.

Pour les phénomènes de diffusion moléculaire, la faible valeur des échelles caractéristiques de temps et d'espace (de l'ordre de 10^{-12} s et 10^{-7} cm, Dooqe, 1983) vis-à-vis des échelles d'observation, justifie l'utilisation d'un tenseur D isotrope et constant dans tout l'espace de diffusion (Okubo, 1980). Mais les échelles caractéristiques de la turbulence étant du même ordre de grandeur que les échelles d'observation (Batchelor, 1950), on ne pourra pas toujours négliger la non-uniformité de ce tenseur. Pour Corrsin (1974), cela ne se justifie que lorsque l'échelle caractéristique du processus de transport est faible vis-à-vis de l'échelle de variation du gradient des concentrations moyennes. Ce modèle est donc en particulier inapplicable aux problèmes de turbulence de paroi.

D'autres approches existent pour définir le flux turbulent, qui consistent en fait à refuser d'émettre une hypothèse de fermeture sur le moment du premier ordre (le terme $\overline{u'C'a}$), mais d'écrire l'équation d'évolution de ce terme en reportant l'hypothèse de fermeture à un ordre supérieur. Cette méthode a été développée par Rodi, Reynolds et al. (cf Launder et al., 1984 et aussi Mathieu et al., 1984). Un modèle de ce type a été mis en œuvre par Klein, (1980) pour l'étude des couches marines superficielles. Mais cette approche reste complexe à exploiter et l'étude sera ici limitée aux modèles de gradient.

L'évolution propre

Le terme d'évolution propre E_a (ou terme de réaction) de l'élément a dépend des taux de croissance E_c et de mortalité E_m de cet élément, éventuellement de sa vitesse de sédimentation E_s , également des apports (ou des exportations) A_a en élément a entre le domaine considéré et l'extérieur -dans

condition initiale dans la résolution de l'équation (4.1)-.

La modélisation du fonctionnement complet d'un écosystème aquatique nécessite la prise en compte de nombreux éléments, chacun d'eux pouvant devenir prépondérant à un moment donné et justifier une étude particulière. Le terme de réaction prend alors une importance fondamentale et exige une modélisation aussi générale et aussi souple que possible (*Leendertse, 1972*), pour que les applications puissent être multipliées aisément.

Par contre si l'on ne s'intéresse qu'à un élément *passif*, on peut supposer d'une part que la masse volumique de cet élément est suffisamment faible pour ne pas avoir d'influence sur les propriétés de l'eau, et d'autre part que ses évolutions sont indépendantes de celles des autres éléments présents dans l'eau. Moyennant ces hypothèses, l'équation (4.1) peut être résolue dès que le champ des vitesses U et le tenseur de diffusion D sont connus.

1.3- Le tenseur de diffusion-dispersion turbulente

Le tenseur D est un tenseur du second-ordre, que l'on peut mettre sous la

$$\text{forme : } D = \begin{vmatrix} D_{11} & & 0 \\ & D_{22} & \\ 0 & & D_{33} \end{vmatrix}. \quad (4.3)$$

Le terme de flux diffusif (4.2) se développe alors par :

$$\text{div} (D \text{ grad}(C_a)) = \frac{\partial}{\partial x} (D_{11} \frac{\partial C_a}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D_{22} \frac{\partial C_a}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_{33} \frac{\partial C_a}{\partial z}) \quad (4.4)$$

D_{11} , D_{22} , D_{33} incluant les effets conjugués des actions moléculaires et de la turbulence et pouvant être fonction de l'espace et du temps.

Le tenseur D a été écrit ci-dessus en supposant que les axes du repère correspondent en tout point aux directions principales de la diffusion. Si cette hypothèse peut être mise en doute pour certains écoulements très particuliers (*Corrsin, 1974*), elle est par contre tout à fait acceptable dans le cas de la turbulence en mer (*Bowden, 1972*).

L'anisotropie du tenseur

La turbulence dans les milieux aquatiques a un caractère anisotrope très accentué, qui est lié à la disparité entre les dimensions horizontale et verticale de ces systèmes.

En effet, les limitations imposées aux mouvements verticaux par rapport aux mouvements horizontaux empêchent les tourbillons de la turbulence d'être parfaitement isotropes dès que leur étendue dépasse quelques mètres (*Bowden, 1972*). Néanmoins, on peut, dans un premier temps, admettre que les tourbillons restent isotropes dans le plan horizontal pour certaines gammes

tourbillons restent isotropes dans le plan horizontal pour certaines gammes d'échelles spatiales, en particulier pour des échelles allant de quelques mètres à quelques kilomètres.

La diffusion verticale et la diffusion horizontale, qui résultent de cette turbulence, ne sont donc pas issues de phénomènes comparables du point de vue de leurs échelles. La diffusion verticale s'apparente aux micro-échelles de la turbulence c'est-à-dire aux phénomènes d'échelles moléculaires, alors que la diffusion horizontale est produite par des mouvements de nature et d'échelles plus larges et plus variées, que *Nihoul (1982)* appelle "pseudo-turbulence".

La diffusion horizontale

L'hypothèse d'isotropie horizontale des structures turbulentes pour certaines gammes d'échelles a permis à *Ozmidov (1961)* d'appliquer la théorie de la turbulence isotrope -que l'on doit à *Kolmogorov, 1941-* pour exprimer le coefficient de diffusion horizontale sous la forme :

$$D_h = A \cdot \varepsilon^{1/3} \cdot \ell^{4/3},$$

ℓ est l'échelle caractéristique de la diffusion, ε le taux de transfert de l'énergie turbulente et A une constante de l'ordre de l'unité.

Joseph et Pender (1958) (cités par *Okubo, 1980*) préfèrent définir le coefficient de diffusion turbulente horizontale par référence à la théorie de la longueur de mélange ℓ -*Prandtl, 1925-* et écrivent :

$$D_h = B \cdot P \cdot \ell.$$

Le terme P a la dimension d'une vitesse. Il représente la vitesse de diffusion et est supposé constant. P est de l'ordre de 1 m/s.

Les résultats expérimentaux

Aucun des modèles proposés pour la détermination du coefficient de diffusion horizontale n'est réellement infirmé ou confirmé par les résultats obtenus lors d'expérimentations en bordure océanique ou dans les lacs.

Okubo (1971) fait une compilation de toutes les données recueillies au cours des années 1960-1969 lors d'expériences de diffusion conduites en bordure océanique dans des situations climatiques diverses mais avec des protocoles comparables. Il montre que le meilleur ajustement s'écrit (fig 4-3) :

$$D_h = \beta \cdot \ell^\alpha.$$

α étant égal à 1.15, valeur intermédiaire entre les deux exposants théoriques de *Joseph et Pender* et d'*Ozmidov*.

Cependant, il est possible d'ajuster *localement* sur les mêmes données une fonction en puissance 4/3 par exemple (fig 4-4). Cela revient à reconnaître que le paramètre ε (ou P si on ajuste une fonction linéaire) est variable dans le temps et suivant l'échelle d'observation.

Murthy et Miners (1978) ont vérifié la similarité des processus de dispersion dans les lacs et la bordure océanique, en comparant les données recueillies lors d'expériences dans le lac Ontario (Canada) avec celles utilisées par Okubo (1971).

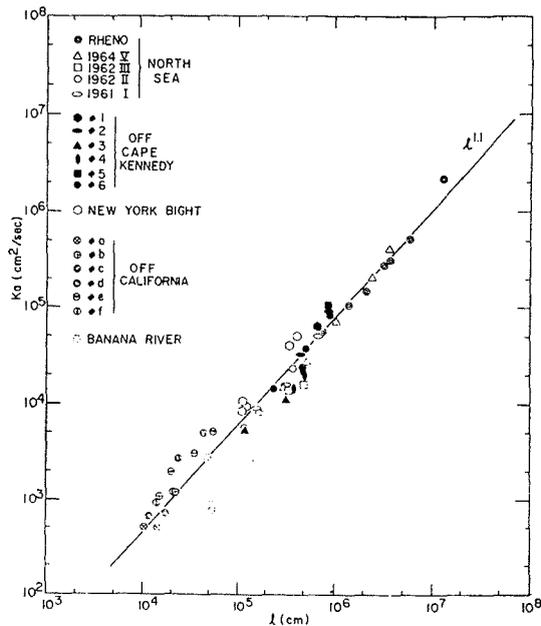


Fig. 4-3 : Diffusivité horizontale vs Echelle de diffusion (d'après OKUBO 1971)

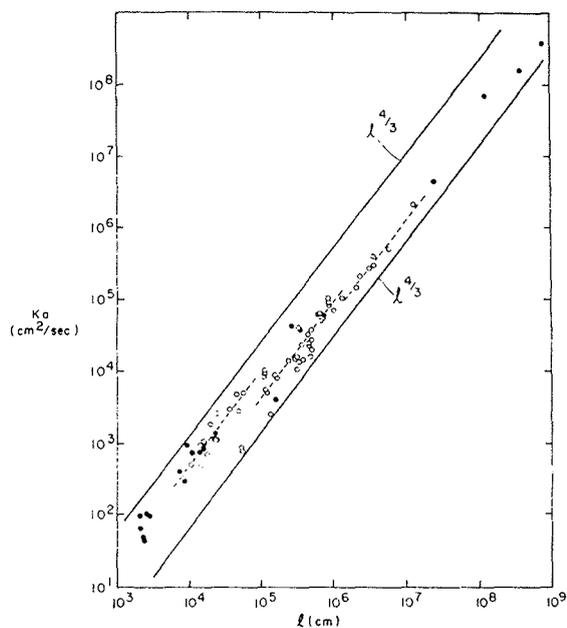


Fig. 4-4 : Diffusivité horizontale vs échelle de diffusion Ajustement d'une puissance 4/3 (d'après OKUBO 1971)

La diffusion verticale

La diffusivité verticale du milieu dépend à la fois de son degré de stratification et de l'apport d'énergie par le vent.

Dans les milieux peu profonds, tel l'*étang de Thau*, soumis de façon quasi-permanente à de forts vents, les stratifications sont rares. L'apport d'énergie par le vent est *la plupart du temps* suffisant pour provoquer et maintenir une bonne homogénéité dans la tranche d'eau. La prise en compte explicite des phénomènes tridimensionnels est alors inutile et l'étude du transport par un modèle bidimensionnel suffit.

La dispersion horizontale dans un modèle bidimensionnel

En posant H , profondeur de l'écoulement,

$$\bar{C}_a = \frac{1}{H} \int_{[H]} C_a \cdot dz, \text{ concentration de l'élément } a \text{ en moyenne sur la verticale,}$$

$$\text{et } \bar{U} = \frac{1}{H} \int_{[H]} U \cdot dz, \text{ vitesse du courant en moyenne sur la verticale,}$$

et en intégrant l'équation (4.1) sur la verticale, on obtient l'équation bidimensionnelle du transport de l'élément a :

$$\frac{\partial \bar{C}_a}{\partial t} + \bar{U}_x \cdot \frac{\partial \bar{C}_a}{\partial x} + \bar{U}_y \cdot \frac{\partial \bar{C}_a}{\partial y} = \text{div}_h (D \text{ grad}_h (\bar{C}_a)) + \bar{E}_a \quad (4.5)$$

\bar{E}_a représente le taux d'évolution de l'élément a en moyenne sur la verticale, \bar{U}_x et \bar{U}_y sont les composantes horizontales du vecteur-vitesse moyen sur la verticale. Les opérateurs div_h et grad_h ne concernent que les coordonnées d'espace dans le plan horizontal.

Le premier terme du second membre de l'équation (4.5) a été écrit sous forme d'un gradient, mais le tenseur D traduit maintenant, en plus des effets de la pseudo-turbulence horizontale, la contribution du terme :

$$\frac{1}{H} \int_{[H]} (-c_a \cdot u) dz,$$

où c_a et u sont les déviations par rapport aux valeurs moyennes \bar{C}_a et \bar{U} :

$$c_a = C_a - \bar{C}_a \quad \text{et} \quad u = U - \bar{U}$$

terme que les anglo-saxons appellent *shear effect* (ou effet de cisaillement) et que *Daubert* (1974) nomme *convection différentielle*.

Nihoul (1982) montre que la convection différentielle produit une diffusion dans la direction du vecteur-vitesse \bar{U} avec une diffusivité apparente D_a

$$D_a \approx 0.14 \|\bar{U}\| H.$$

Dans le cas d'un écoulement dans un canal, le coefficient de dispersion

longitudinale DL peut s'écrire :

$$DL = 5.9 u_* H,$$

u_* étant la vitesse de frottement au fond (Elder, 1959).

La diffusivité apparente est souvent supérieure d'au moins un ordre de grandeur à la diffusivité turbulente et masque, dans le cadre d'un modèle bidimensionnel, les effets de la turbulence dans le sens de l'écoulement. Le tenseur \mathbb{D} doit donc être écrit dans un système d'axes correspondant à la direction générale de l'écoulement, pour qu'il apparaisse sous une forme diagonale, ce qu'on a supposé dans la formulation (4.3).

1.4- La modélisation numérique

La mise en œuvre d'un modèle numérique de transport diffusif est de plus en plus fréquente aussi bien dans le cadre d'études théoriques des phénomènes turbulents que pour caractériser l'évolution de rejets polluants dans un milieu naturel.

Quelques exemples pris parmi les nombreux modèles existants, vont servir à illustrer les diverses méthodes que l'on peut développer.

Les modèles eulériens

L'approche eulérienne est jusqu'à présent la plus fréquemment utilisée, tout au moins dans le cadre des modèles de transport appliqués à des milieux naturels. L'équation (4.5) est traitée dans un référentiel fixe et la résolution (analytique ou numérique) s'effectue sur l'ensemble du système au cours du temps, la grandeur calculée étant la concentration $C_a(x,y,z,t)$.

Bujon (1983), pour l'étude de la pollution de la Seine, met en œuvre une résolution analytique de l'équation de convection-dispersion simplifiée grâce à des hypothèses sur le profil latéral de répartition des vitesses et l'homogénéité verticale de la rivière. Les coefficients de dispersion horizontaux sont supposés constants et servent de paramètres de calage au modèle.

Nokes et Wood (1986) ont défini une solution analytique de l'équation de dispersion en régime permanent par la méthode des fonctions propres. Ils appliquent leur modèle à l'étude de la dispersion de particules de flottabilité variable et montrent l'efficacité de cette méthode à la résolution de problèmes de sédimentation ou d'aération.

Tassin (1986) construit un modèle bidimensionnel en plan vertical pour étudier l'évolution thermique du lac Léman. La résolution est faite par une méthode aux différences finies. Le coefficient de dispersion horizontale est supposé uniquement fonction de la position du point considéré par rapport à la thermocline du lac, le coefficient de dispersion verticale étant relié à

l'état de stratification du lac par la relation classique :

$$D_v = (1 + \sigma R_i)^{-1} \cdot \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|,$$

R_i est le nombre de Richardson, qui caractérise la stabilité de la colonne liquide, $\partial V/\partial z$ le gradient vertical des vitesses et σ un paramètre du modèle.

Leclerc et al. (1987) développent un modèle bidimensionnel aux éléments finis pour étudier le transport sur le *Saint-Laurent*. Le tenseur de dispersion horizontale, supposé diagonal, est défini à partir des caractéristiques de l'écoulement par la formule de *Taylor* :

$$D_i = \alpha \cdot n \cdot |\bar{U}_i| \cdot H^{5/6},$$

où l'indice i désigne l'axe (x ou y), n est le coefficient de Manning et α un paramètre de calage du modèle. Le schéma numérique utilisé pour la discrétisation de l'équation permet de limiter la dispersion artificielle qui entache les schémas habituels.

Palomon et al. (1990) présentent un modèle bidimensionnel aux différences finies, couplé à un modèle unidirectionnel pour l'étude de la contamination bactérienne dans l'estuaire de *Morlaix*. Le tenseur de dispersion est supposé diagonal et les coefficients D_x et D_y sont des paramètres de calage du modèle.

Quels que soient la méthode utilisée pour déterminer une solution analytique de l'équation (4.5) ou le traitement numérique appliqué à la différentiation de l'équation (différences ou éléments finis), le point de vue eulérien offre le plus souvent des algorithmes de résolution simples (*Cheng, 1984*), mais nécessite en général un grand nombre de points de calcul pour assurer la stabilité et la consistance des schémas de discrétisation.

Les modèles lagrangiens

L'approche lagrangienne consiste à suivre les déplacements des masses d'eau dans le milieu, donc à s'intéresser aux trajectoires des particules. L'équation (4.5) est alors résolue dans un repère mobile qui se déforme pour coller au mouvement.

Cette formulation présente deux avantages majeurs :

- l'élimination du terme de convection dans l'équation (4.5), qui s'écrit alors :

$$\frac{D C_a}{Dt} = \text{div} (D \text{ grad}(C_a)) + E_a$$

- la possibilité d'effectuer des calculs détaillés dans les régions où les forts gradients de concentration l'exigent.

Cependant, dans les milieux naturels dans lesquels les trajectoires sont complexes, les déformations continues du repère deviennent extrêmement ardues à numériser (*Neuman, 1983*). C'est pourquoi, le plus souvent, les modèles lagrangiens évoluent vers la trajectographie des particules fluides.

Ormancey et al. (1983) développent un modèle de simulation de la dispersion

de particules dans un écoulement turbulent bidimensionnel. Les particules sont soumises à un champ de fluctuations qui vérifie le tenseur de *Reynolds* local de la turbulence. Sur des écoulements turbulents simples, les résultats obtenus sont satisfaisants, en particulier pour des particules d'une taille inférieure à la plus petite échelle intégrale de la turbulence du milieu. Cependant les auteurs reconnaissent l'importance d'une détermination correcte des échelles intégrales de la turbulence pour ce type de modèle, ce qui limite ses applications dans les milieux naturels.

Les modèles mixtes

Les modèles mixtes utilisent des techniques de traitement particulier soit pour le terme d'advection, soit pour le terme de dispersion, ou mélangent les points de vue eulérien et lagrangien.

Fischer (1972) propose un modèle de transport bidimensionnel pour l'étude de la dispersion en régime permanent dans un milieu estuarien. Dans ce modèle, la concentration au point $I(x,y)$, à un instant donné t , est calculée connaissant la position $I_0(x_0,y_0)$ de ce point à l'instant précédent $t-\Delta t$ par la relation :

$$\bar{C}(x,y) = \frac{1}{5} [\bar{C}_0(x_0,y_0) + \bar{C}_0(x_0-1,y_0) + \bar{C}_0(x_0,y_0-1) + \bar{C}_0(x_0+1,y_0) + \bar{C}_0(x_0,y_0+1)]$$

Ce schéma de calcul suppose que les coefficients de diffusivité horizontale sont égaux dans les deux directions à $0.2(\Delta x)^2 \Delta t$ (fig 4-5). La position initiale I_0 du point I est déterminée par intégration arrière du champ des vitesses sur le pas de temps Δt .

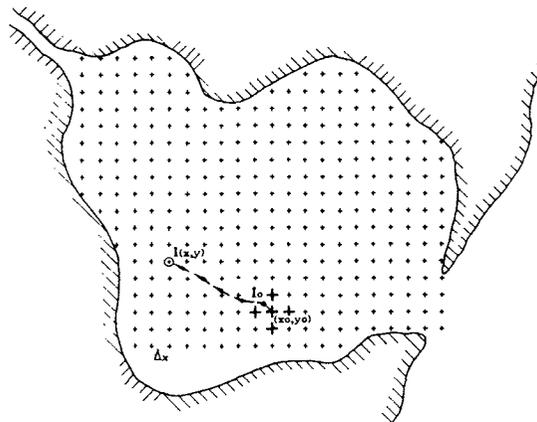


Fig. 4-5 : Schéma de calcul dans le modèle de FISCHER (d'après FISCHER 1972)

Cheng et al. (1984) présentent un modèle bidimensionnel de transport dispersif. Ce modèle fait la résolution complète de l'équation de convection-dispersion dans un repère eulérien fixe mais en traitant le terme de convection sous forme lagrangienne, par la méthode des caractéristiques. La méthode d'interpolation choisie pour le calcul des concentrations aux points situés entre les mailles du repère permet de minimiser la dispersion purement numérique. Les axes du tenseur de dispersion horizontale sont définis à partir des directions de l'écoulement et les coefficients, supposés constants, servent de paramètres de calage au modèle.

Une autre approche consiste à traiter le terme de dispersion par une formulation probabiliste dans un repère eulérien fixe. C'est ce que font *Phen et al.* (1987) qui proposent un modèle de ce type pour simuler l'évolution d'une nappe de pétrole dans un lac. Ce modèle considère la nappe comme un ensemble de parcelles qui se déplacent avec une vitesse \bar{v} égale à la vitesse du courant \bar{v} augmentée d'une fluctuation v' simulant la dispersion. La vitesse \bar{v} dépend de la vitesse moyenne de l'eau sur la verticale (obtenue par résolution des équations du mouvement intégrées sur la verticale) et du courant de dérive de surface lié au vent. Les auteurs définissent v' par la relation :

$$v' = (4 D / \delta t)^{1/2} R e^{i\theta},$$

où δt est le pas de temps et D le coefficient de dispersion longitudinale qui est fonction du temps ; R et θ sont deux nombres tirés au hasard dans une loi de probabilité gaussienne de moyenne 0 et d'écart-type 1.

Le mouvement de la nappe de pétrole est simulé en calculant le déplacement de chaque parcelle dans un repère eulérien fixe, par intégration de \bar{v} sur le pas de temps Δt . La concentration en un point quelconque du domaine dépend du nombre de particules présentes au voisinage de ce point.

Wong et al. (1989) modélisent d'une façon similaire la dispersion d'un panache dans le lac *Ontario*. Ils considèrent le rejet comme un nuage de points et calculent le déplacement des points par une formulation équivalente à celle évoquée ci-dessus. Dans ce cas la vitesse du courant \bar{v} est reliée à la chronique du vent sur les jours précédents et la fluctuation v' est définie par une fonction aléatoire.

Conclusion

La modélisation mathématique du transport dispersif donne lieu à la construction d'outils numériques extrêmement divers, qui correspondent à des problématiques différentes.

Si les modèles lagrangiens sont très utiles dans les études théoriques et expérimentales des phénomènes de dispersion turbulente, en milieu naturel les modèles eulériens ou eulérien-lagrangiens sont les plus courants. Couplés à un modèle hydrodynamique, ils sont bien adaptés à la modélisation de l'évolution à moyen terme des concentrations en éléments dissous ou particuliers dans un système aquatique. Cependant les modèles eulériens sont le plus souvent associés à des outils informatiques rigides. Ils conviennent donc mal aux études d'impact à court ou moyen terme d'un rejet polluant, pour lesquels les modèles de suivi de points semblent préférables.

Dans tous les cas, ces modèles de transport exigent un calage rigoureux des paramètres qui interviennent dans le calcul du coefficient de dispersion. Leur développement ne peut donc se faire indépendamment d'une étude expérimentale qui permettra à la fois de mieux appréhender les mécanismes de la dispersion turbulente et de valider les résultats de la modélisation numérique.

2- FORMULATION DU MODELE

2.1- La modélisation de la dispersion dans l'étang de Thau

Le modèle de transport développé sur l'étang de Thau répond à deux objectifs :

- le calcul des échanges dispersifs entre les cellules hydrodynamiques,
 - le suivi des apports du bassin versant observés lors des campagnes d'échantillonnage du programme *Ecothau*,
- auxquels s'ajoutent les contraintes suivantes :
- permettre des simulations rapides de diverses situations de rejet,
 - autoriser la visualisation pas à pas de l'évolution du rejet,
 - être associé à un outil informatique suffisamment souple et simple pour supporter une utilisation sur un micro-ordinateur.

Ces diverses exigences ont conduit à construire un modèle de transport basé sur l'idée qu'il est possible de reproduire un phénomène de dispersion en adoptant une approche probabiliste des déplacements des particules dans un champ de vitesses donné. On considère alors l'apport comme un "grand" ensemble de taches qui, rejetées dans le milieu, vont suivre les mouvements de l'eau à un aléa près. Le modèle travaille *en plan horizontal* en supposant l'homogénéité parfaite de la colonne d'eau. C'est le modèle hydrodynamique bidimensionnel précédemment décrit qui fournit les champs de vitesses moyennes de l'eau.

Cela suppose de restreindre le champ d'application du modèle :

- on ne modélise que des rejets *passifs*, autrement dit on ne peut pas suivre les rejets qui modifient les conditions d'écoulement, comme c'est le cas, par exemple, des apports de crue ;
- le modèle est destiné en premier lieu à la simulation du transport dispersif d'un rejet *instantané unique*, mais la linéarité des phénomènes autorise à superposer les solutions singulières pour traiter le cas des apports continus et multiples ;
- l'élément rejeté à l'instant initial, n'existait pas au préalable dans l'étang, ce qui permettra de le caractériser par le terme de *polluant* ;
- seules quatre situations de vent peuvent être étudiées : le NE (*mistral*), le NO (*tramontane*), le SE (*marin*) et le SO.

2.2- Présentation du modèle

Principe de base

On se place dans un repère eulérien fixe et on représente la concentration C_0 de polluant rejeté à l'instant initial par N_0 taches réparties uniformément sur une surface de référence δS_0 . En posant h_0 la profondeur au point de rejet R_0 de coordonnées (x_0, y_0) , le volume de référence du rejet est égal à $h_0 \cdot \delta S_0$ et la masse M_0 de polluant injecté vaut $M_0 = C_0 \cdot h_0 \cdot \delta S_0$.

Soit \vec{U} la vitesse de l'eau au point de rejet de composantes u_0 et v_0 .
Pendant le temps δt chaque tache se déplace de

$$\begin{cases} dx = (u_0 + u') \cdot \delta t \\ dy = (v_0 + v') \cdot \delta t \end{cases} \quad (4.6)$$

u' et v' étant deux nombres tirés dans deux lois de probabilité gaussienne de moyenne 0, dont les écarts-types σ_x et σ_y fixent la dispersion du milieu.

Au bout du temps δt , en un point R de l'étang de profondeur h , la concentration C du polluant est proportionnelle au nombre N de taches qui sont arrivées dans le volume de référence associé à ce point, c'est-à-dire au nombre de taches que l'on peut compter sur l'élément de surface δS , tel que $h_0 \cdot \delta S_0 = h \cdot \delta S$:

$$C = \frac{C_0}{N_0} \int_{\delta S} N \cdot dS. \quad (4.7)$$

Dispersion simulée

On peut montrer très simplement que la répartition de concentrations simulée au cours du temps par le nuage de taches reproduit bien l'effet d'une dispersion, en calculant le centre de gravité et les moments d'inertie du nuage de taches.

Soit S la surface du nuage de taches et R_1 le point de coordonnées (x_1, y_1) tel que

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + u_0 \cdot \delta t \\ y_1 &= y_0 + v_0 \cdot \delta t \end{aligned}$$

Les moments statiques du nuage de taches dans un repère d'origine R_1 sont

$$\begin{aligned} M_x &= \frac{1}{C_0} \int_S C \cdot (y - y_1) \cdot dS = \frac{1}{N_0} \int_S N \cdot (v' \delta t) \cdot dS = \frac{\delta t}{N_0} \cdot \int_S N \cdot v' \cdot dS \\ M_y &= \frac{1}{C_0} \int_S C \cdot (x - x_1) \cdot dS = \frac{1}{N_0} \int_S N \cdot (u' \delta t) \cdot dS = \frac{\delta t}{N_0} \cdot \int_S N \cdot u' \cdot dS \end{aligned}$$

moyenne des lois
de probabilité

Si N_0 est suffisamment grand, alors $M_x = M_y = 0$ (car u' et v' sont tirés dans une loi de probabilité de moyenne nulle) et R_1 est le centre de gravité du nuage de concentrations.

Au bout du temps δt , les moments d'inertie du nuage, dans un repère centré sur R_1 sont

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{1}{C_0} \int_S C \cdot (y - y_1)^2 \cdot dS = \frac{1}{N_0} \int_S N \cdot (v' \delta t)^2 \cdot dS = \frac{\delta t^2}{N_0} \cdot \int_S N \cdot v'^2 \cdot dS \\ I_y &= \frac{1}{C_0} \int_S C \cdot (x - x_1)^2 \cdot dS = \frac{1}{N_0} \int_S N \cdot (u' \delta t)^2 \cdot dS = \frac{\delta t^2}{N_0} \cdot \int_S N \cdot u'^2 \cdot dS \end{aligned}$$

écarts-type des lois
de probabilité

Pour N_0 suffisamment grand, les moments d'inertie du nuage au bout du temps δt sont donc :

$$I_x = (\sigma_y \cdot \delta t)^2 \text{ et } I_y = (\sigma_x \cdot \delta t)^2.$$

Le nuage de concentrations est d'autant plus étalé que les moments I_x et I_y sont élevés et si σ_x et σ_y sont égaux, le nuage de concentrations est circulaire.

En supposant qu'au cours du temps toutes les taches restent soumises à la même vitesse moyenne d'écoulement que le centre de gravité du nuage, on montre simplement que les moments d'inertie I_x et I_y de la tache de concentrations évoluent en fonction du temps t comme le carré du temps par la relation :

$$I_x = (\sigma_y \cdot t)^2 \text{ et } I_y = (\sigma_x \cdot t)^2.$$

Mais en réalité, dès que la taille du nuage dépasse la dimension d'espace unitaire du repère, les taches du nuage ne sont plus toutes soumises à la même vitesse d'écoulement et l'inertie du nuage augmente plus vite que t^2 .

Dans le cas d'un nuage isotrope, on peut définir le coefficient de dispersion simulée par la relation proposée par *Fischer* :

$$D = \frac{1}{2} \cdot \frac{dI}{dt}$$

La dispersion simulée par le modèle est donc directement proportionnelle à la variance de la loi de probabilité utilisée pour générer les fluctuations de la vitesse de l'écoulement :

$$D = 1/2 \sigma^2 \cdot t$$

Calcul des concentrations

A l'instant initial, la concentration C (moyenne sur la colonne d'eau) est nulle en tout point du domaine, sauf au point de rejet R_0 .

Soient δx et δy les unités d'espace du repère.

A chaque instant t , on peut déterminer le nombre de taches présentes dans chaque unité de surface $\delta S = \delta x \cdot \delta y$ du domaine. On définit ainsi la courbe de densité de probabilité F des taches dans un repère centré sur le point R_1 , centre de gravité du nuage :

$$F(x,y,\delta S) = \frac{1}{\delta x \cdot \delta y} \cdot \frac{\int_{\delta S} N(x,y) \cdot dS}{\int_S N \cdot dS} \quad (4.8)$$

F est bien une densité de probabilité car $\int_S F \cdot dS = 1$

La concentration C en un point R de coordonnées (x,y) quelconque se définit par la relation (4.8). A partir de F , cette relation s'écrit :

$$C = C_0.F(x,y,\delta S).\delta S'$$

ou encore

$$C = F(x,y,\delta S).\frac{M_0}{h} \quad (4.9)$$

h étant la profondeur de l'eau au point R et M_0 la masse de polluant initialement injectée.

On vérifie aisément que la masse M_0 de polluant initialement injectée reste constante dans le temps. En effet, soit S la surface de la tache polluante

$$\int_S C.h.dS = \int_S F.\frac{M_0}{h}.h.dS = M_0.\int_S F.dS = M_0.$$

Donc, à chaque instant, la masse de polluant est bien égale à M_0 .

Remarque

Le modèle hydrodynamique travaille en régime permanent, donc suppose les conditions météorologiques bien établies. Malgré tout, les effets de micro-fluctuations de direction ou de vitesse du vent sont pris en compte à travers le terme de dispersion.

Pour garantir la validité de l'hypothèse de régime permanent des vitesses d'écoulement, les modifications radicales de direction du vent sont exclues et le régime de vent est défini par un lissage assez sévère des situations réelles.

Algorithme de résolution

Le pas de temps de calcul Δt du modèle est constant :

$$\Delta t = 10 \text{ mn.}$$

Le repère de calcul est le même que celui du modèle hydrodynamique avec des pas d'espace Δx et Δy égaux :

$$\Delta x = \Delta y = 250 \text{ m.}$$

A chaque pas de temps, l'algorithme se décompose en trois étapes :

- le déplacement par convection-dispersion de toutes les taches,
- la prise en compte de la loi d'évolution du polluant,
- le calcul de la densité de taches en chaque maille du domaine, puis des concentrations en chaque point,

dont les procédures particulières vont être détaillées par la suite.

Cet algorithme simple nécessite une grande capacité de stockage d'informations ce qui oblige à limiter les calculs à un rejet polluant *unique*.

2.3- Le déplacement du nuage de points

Le déplacement des taches du nuage de polluant se fait sous l'action simultanée de la convection et de la dispersion. Chaque tache est animée d'une vitesse v qui s'exprime par

$$v = \bar{U} + u. \quad (4.10)$$

\bar{U} est la vitesse moyenne horizontale de circulation de l'eau à la position de la tache et u sa fluctuation.

La vitesse de convection

Les taches du nuage polluant sont convectées horizontalement à la vitesse \bar{U} de l'eau. Le modèle hydrodynamique bidimensionnel fournit les composantes U_x et U_y de l'écoulement en des points précis du maillage (cf § 3-2.4 et fig 4-6).

Le calcul de la vitesse de convection d'une particule située au point (x,y) se fait par interpolation bi-linéaire des vitesses aux mailles voisines du repère par la relation :

$$U_x(x,y) = [U_x(i,j) \cdot (1-r_x) + U_x(i_1,j) \cdot r_x] \cdot r_y \\ + [U_x(i,j_1) \cdot (1-r_x) + U_x(i_1,j_1) \cdot r_x] \cdot (1-r_y), \\ U_y(x,y) = [U_y(i,j) \cdot (1-r_x) + U_y(i_1,j) \cdot r_x] \cdot r_y \\ + [U_y(i,j_1) \cdot (1-r_x) + U_y(i_1,j_1) \cdot r_x] \cdot (1-r_y),$$

$$\text{avec } \begin{cases} r_x = |x-i| \text{ et } r_y = |y-j|, \\ \text{si } x-i > 0 \text{ alors } i_1 = i+1, \text{ sinon } i_1 = i-1, \\ \text{si } y-j > 0 \text{ alors } j_1 = j+1, \text{ sinon } j_1 = j-1. \end{cases}$$

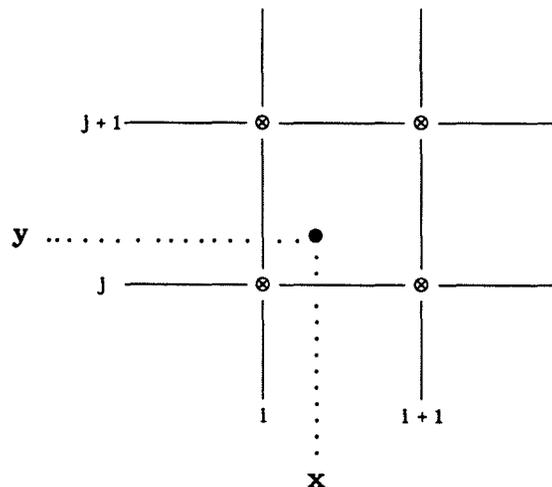


Fig. 4-6 : Schéma d'interpolation des vitesses de convection

La vitesse de dispersion

La composante fluctuante u de l'équation (4.10) simule les effets de la dispersion horizontale sur le nuage polluant.

Cette dispersion qui résulte de causes diverses : turbulence du milieu, convection différentielle liée à l'utilisation d'un champ de circulations bidimensionnel, lissage des conditions réelles de vent (changements de direction amortis, uniformité et constance de la vitesse, etc), est fortement anisotrope et fonction à la fois de la direction et du niveau de l'écoulement moyen \bar{U} (cf § 1.2).

Pour tenir compte de cette propriété, la composante fluctuante u s'exprime :

$$u = \alpha \cdot R_n \bar{U} + \beta \cdot S_n \bar{U}^\perp \quad (4.11)$$

où \bar{U}^\perp est le vecteur orthogonal à \bar{U} . Les coefficients α et β sont fonction du temps. Leur valeur dépend de la dispersivité du milieu. R_n et S_n sont deux nombres tirés dans une loi de probabilité gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 1.

L'intégration des vitesses

Le calcul du déplacement du nuage de polluant se fait tache par tache par intégration de la vitesse v sur un pas de temps δt , inférieur ou égal au pas de calcul Δt .

Pour assurer la consistance du schéma numérique de résolution, δt doit vérifier une condition similaire à la condition de Courant qui s'écrit :

$$\delta t \leq \left[\frac{v_x}{\Delta x} + \frac{v_y}{\Delta y} \right]^{-1} \quad (\text{Cheng et al., 1984}),$$

où v_x et v_y sont les composantes sur les axes du repère de la vitesse v de la tache.

Cette condition impose des pas de temps d'intégration fins donc des délais de simulation importants. Pour réduire au maximum les temps de calcul, qui sont essentiellement fonction du nombre de pas de calcul de dispersion, tout en maintenant la validité du schéma, le calcul des déplacements se fait en éclatant les opérateurs de convection et de dispersion.

Etape de convection

Le déplacement convectif ΔS_1 pendant le pas de calcul Δt d'une tache du nuage se calcule par intégration, entre les instants t et $t+\Delta t$, du système :

$$\frac{dx}{dt} = U_x \quad \frac{dy}{dt} = U_y$$

Ce système est résolu sous la forme :

$$\Delta S_1 = \sum_{k=1}^n \Delta s_k, \text{ avec } \begin{cases} \Delta s_k^x = \bar{U}_x (x + \sum_{l=1}^{k-1} \Delta s_l^x, y + \sum_{l=1}^{k-1} \Delta s_l^y) \cdot \delta t \\ \Delta s_k^y = \bar{U}_y (x + \sum_{l=1}^{k-1} \Delta s_l^x, y + \sum_{l=1}^{k-1} \Delta s_l^y) \cdot \delta t \end{cases},$$

(x,y) est la position initiale de la particule et $\Delta s_1^x = \Delta s_1^y = 0$. Le pas d'intégration δt vaut $\Delta t/n$.

Etape de dispersion

Le déplacement dispersif ΔS_2 se calcule en supposant que la vitesse fluctuante u est constante sur le pas de temps Δt . On écrit alors :

$$\Delta S_2 = u \cdot \Delta t$$

2.4- L'évolution propre du polluant

Peu de polluants sont strictement conservatifs. Le plus souvent la masse du polluant évolue au cours du temps en fonction de divers facteurs : sédimentation, bloom, décès, évaporation, etc. Il est donc indispensable de pouvoir tenir compte de modifications de la masse dans le temps pour éviter de restreindre le domaine d'application de ce modèle à un trop petit nombre d'éléments strictement conservatifs.

Néanmoins il ne s'agit pas, ici, de détailler l'ensemble des mécanismes qui affecte l'évolution propre du polluant, mais de considérer globalement leur effet : une variation de la masse du polluant, donc du nombre de taches du nuage. Cette évolution est donc assimilée à une loi de vie (ou de mort) qui peut éventuellement être fonction du temps.

La prise en compte de la loi de vie est faite par une formulation de type stochastique. A chaque pas de temps Δt , le nombre de particules du nuage est réajusté en fonction du taux d'évolution du polluant. Pour choisir la position des particules qui vont apparaître ou disparaître, on effectue le tirage de nombres au hasard.

2.5- Le traitement des rejets continus ou multiples

La répartition dans le domaine d'un polluant issu d'un rejet unique et instantané, est connue pas à pas pendant la simulation. La modélisation d'un rejet continu ou de sources de pollution multiples et concomitantes est basée sur le principe de superposition.

Ainsi, en tout point (x,y) du domaine et à tout instant t , on peut calculer

la concentration C_c d'un polluant émis en continu depuis l'instant initial à partir d'une source unique, connaissant la concentration C du polluant émis instantanément :

$$C_c(t) = \int_0^t C(\tau).d\tau,$$

que l'on discrétise sous la forme :

$$C_c(t) = \sum_{k=1}^n C(k).\Delta t, \text{ avec } n.\Delta t = t,$$

Δt étant le pas de temps de calcul du modèle de transport.

De même, la concentration C_m d'un polluant émis simultanément de plusieurs rejets s'obtient en utilisant le principe de superposition par :

$$C_m(t) = \sum_{k=1}^m \int_{t_k}^t C_k(\tau).d\tau,$$

où m est le nombre de sources et t_k l'instant initial du rejet k .

2.6- Conclusion

Le modèle de transport correspondant aux formulations ci-dessus a été informatisé sur un micro-ordinateur de type PC sous la forme d'un logiciel graphique convivial, appelé VITE -*Valeur et Image du Transport dans l'Eau*-.

Le module graphique permet l'animation à l'écran de l'évolution d'un rejet polluant instantané. Le module interactif aide à l'initialisation et à la saisie des données d'entrée du modèle de transport. Les spécifications de ces deux modules informatiques figurent en annexe 3. Un programme complémentaire associé au module graphique autorise la visualisation du comportement d'un rejet continu.

Le calage de la loi de dispersion et les applications du logiciel VITE à l'*étang de Thau* sont présentés dans les paragraphes suivants.

3- QUELQUES RESULTATS

3.1- Ajustement de la loi de dispersion

La vitesse fluctuante u décrite par l'équation (4.11) est fonction de deux coefficients α et β qui dépendent du temps et du niveau de dispersion du milieu.

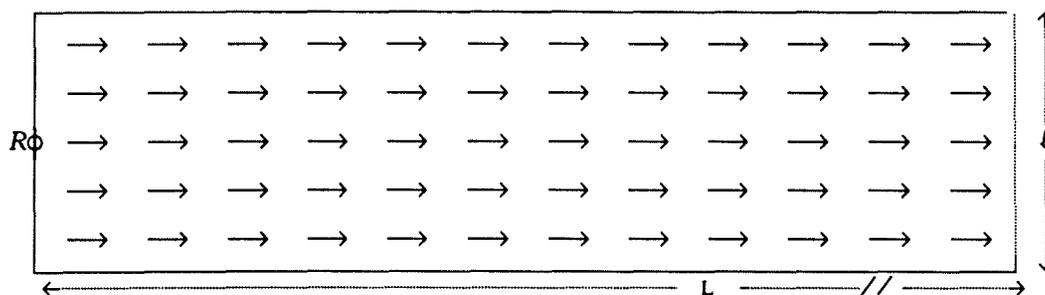
Les expérimentations, qu'il est nécessaire d'effectuer pour connaître le niveau de dispersion du milieu reposent sur le suivi de substances colorées. Ces mesures sont délicates à mettre en œuvre dans l'étang de Thau, vu l'importance des installations de conchyliculture et d'aquaculture. D'autre part, les quelques expériences déjà réalisées ont un caractère très ponctuel et sont difficilement exploitables. C'est pourquoi le coefficient de dispersion du modèle de transport a été adapté à partir de données bibliographiques.

Murthy et Miners (1978) ont suivi l'évolution au cours du temps des concentrations d'une tache colorée émise ponctuellement à l'instant initial. Leurs résultats montrent que les moments d'inertie horizontaux I_L et I_T de la tache -calculés dans un repère mobile dont les axes sont choisis selon les directions longitudinales et transversales de l'écoulement- varient en fonction du temps par la relation :

$$I_L = 7.9 \cdot 10^{-2} t^{2.3} \quad \& \quad I_T = 9.3 \cdot 10^{-5} t^{2.8}$$

Le calage du coefficient de dispersion est basé sur le calcul des moments d'inertie d'un nuage de polluant émis brutalement à l'instant initial. Les simulations ont été effectuées dans les conditions suivantes :

- bassin rectangulaire semi-ouvert de longueur L infinie, de profondeur constante H et de très grande largeur $\ell \gg H$,
- champ des vitesses permanent et uniforme (intensité variable selon les simulations)
- rejet instantané à l'instant initial au point R (fig 4-7).



$L = 25 \cdot \Delta x$ - $\ell = 5 \cdot \Delta y$ - $\Delta x = \Delta y = 250$ m - $H = 4$ m
 → vitesse du courant (entre 8 et 12 cm/s selon les simulations)

Fig. 4-7 : Calage de la dispersion - Domaine d'étude

Les valeurs retenues pour les paramètres α et β de l'équation (4.11) sont les suivantes :

$$\alpha = (0.04 t + 0.56) / \Delta t$$

$$\beta = (0.03 t + 0.20) / \Delta t$$

où Δt est le pas de temps de calcul.

Les évolutions de I_L et de I_T , en fonction du temps, pour l'ensemble des simulations sont reproduites sur la figure 4-8, les relations obtenues étant

$$I_L = 4.15 \cdot 10^{-2} t^{2.32} \quad \& \quad I_T = 1.1 \cdot 10^{-4} t^{2.77}$$

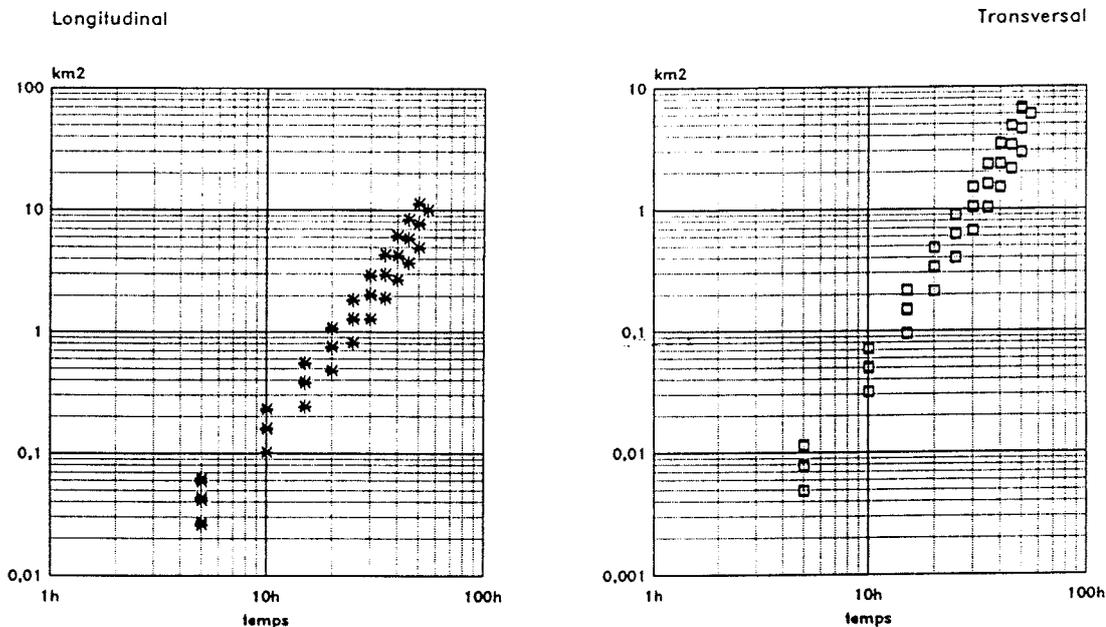


Fig. 4-8 : Calage de la loi de dispersion - Moments d'inertie horizontaux

3.2- Validation du modèle de transport

Le modèle de transport a été validé en reproduisant la répartition des coliformes fécaux observée dans l'étang de Thau à une date donnée (21 Octobre 1986) après une crue du bassin versant.

Comportement des C.F. dans l'étang

Les coliformes fécaux (C.F.) sont des bactéries entériques, dont la présence dans l'étang est liée à des activités humaines et s'explique par un phénomène d'apport continental.

De nombreux biologistes se sont intéressés à l'étude de l'évolution des C.F. injectés dans un milieu naturel. Erane et Moore (1985) font une revue bibliographique des modèles les plus fréquemment proposés qu'ils synthétisent dans la figure ci-après (fig 4-9) .

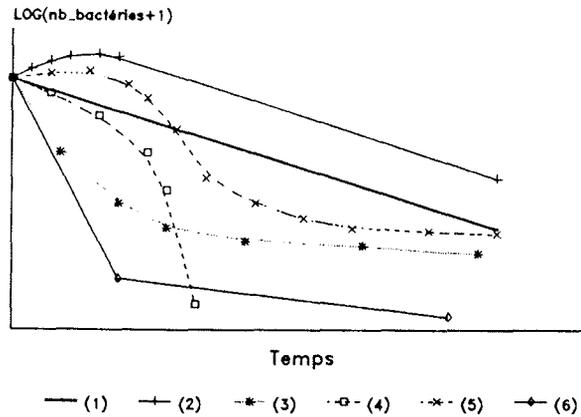


Fig. 4-9 : Courbes-type de mortalité des bactéries entériques
(d'après CRANE et al.)

La courbe 1 correspond au modèle le plus simple qui suppose le taux de mortalité des C.F. constant au cours du temps, dès l'instant initial d'injection. Le modèle relatif à la courbe 2 émet l'hypothèse d'un décalage entre le moment de l'injection des C.F. dans le milieu et le début de leur disparition. Les modèles 3 et 4 sont similaires au modèle 1 mais considèrent que le taux de mortalité diminue (courbe 3) ou augmente (courbe 4) continuellement au cours du temps. La courbe 5 traduit un modèle plus complexe qui mélange les approches 2 et 3. Le modèle 6 est la composition de deux modèles du premier ordre avec des taux de mortalité différents. L'utilisation de l'une ou l'autre de ces formulations dépend des conditions environnementales existant dans le milieu considéré.

D'après *Trousselier* (communication personnelle), qui a souvent travaillé sur la bactériologie de l'étang de *Thau*, on doit considérer à la fois le retard à la décroissance et le processus d'adaptation progressive de certains individus, qui conduit à une diminution du taux de mortalité de la population au cours du temps. Il s'agit donc d'utiliser un modèle de type 5, que l'on va simplifier en le linéarisant. Les paramètres du modèle retenu sont résumés sur la figure ci-dessous (fig 4-10).

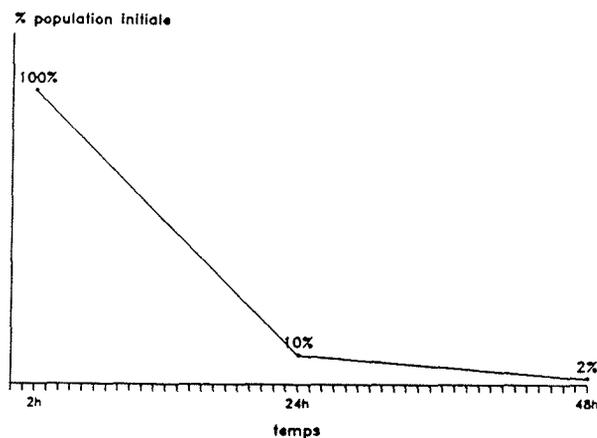


Fig. 4-10 : Mortalité des C.F. prise en compte dans le modèle

Conditions météorologiquesSimulation du 21 Octobre 1986

Les chroniques du vent (en données tri-horaires) à la station de Sète-Sémaphore et de la pluie moyenne journalière sur l'étang, pour le mois d'Octobre 1986, sont fournies en annexe 1. Les apports du BV du 1 au 21 Octobre, simulés par le modèle global de \mathcal{G}_e (cf ch 2 § 4-2), sont représentés figure 4-11.

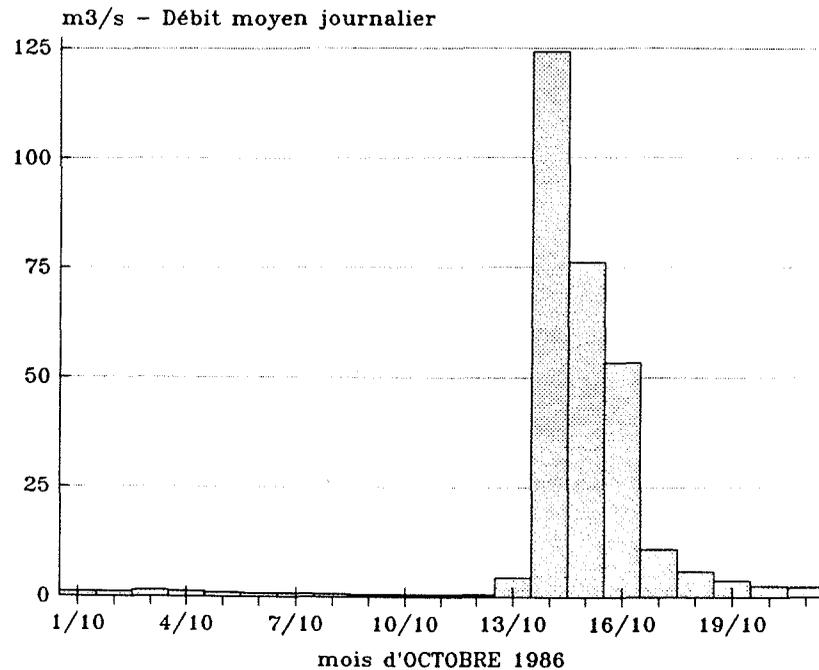


Fig. 4-11 : Apports du BV (simulés par un modèle global)

Les pluies très abondantes des jours précédant l'observation ont favorisé le lessivage des sols, donc un afflux massif de bactéries entériques dans l'étang. Les apports du BV sont encore importants au 20 Octobre 1986. Le vent de secteur E à NE qui soufflait violemment pendant la pluie s'est orienté au secteur O-NO en conservant une intensité élevée.

Conditions de simulation

Les conditions de simulation sont résumées dans le tableau ci-après :

		20-21 Octobre 1986
Concentration initiale en C.F.		nulle partout
Localisation & masse (nb.ind/s) des apports	La Vène	30.0 10^3
	Pallas	450.0 10^3
	Sète	0
	Canal du Midi	3.0 10^3
	Canal Rh-à-Sète	3.0 10^3
	Mourre-Blanc	0.3 10^3
Direction et vitesse du VENT		NO - 6 m/s

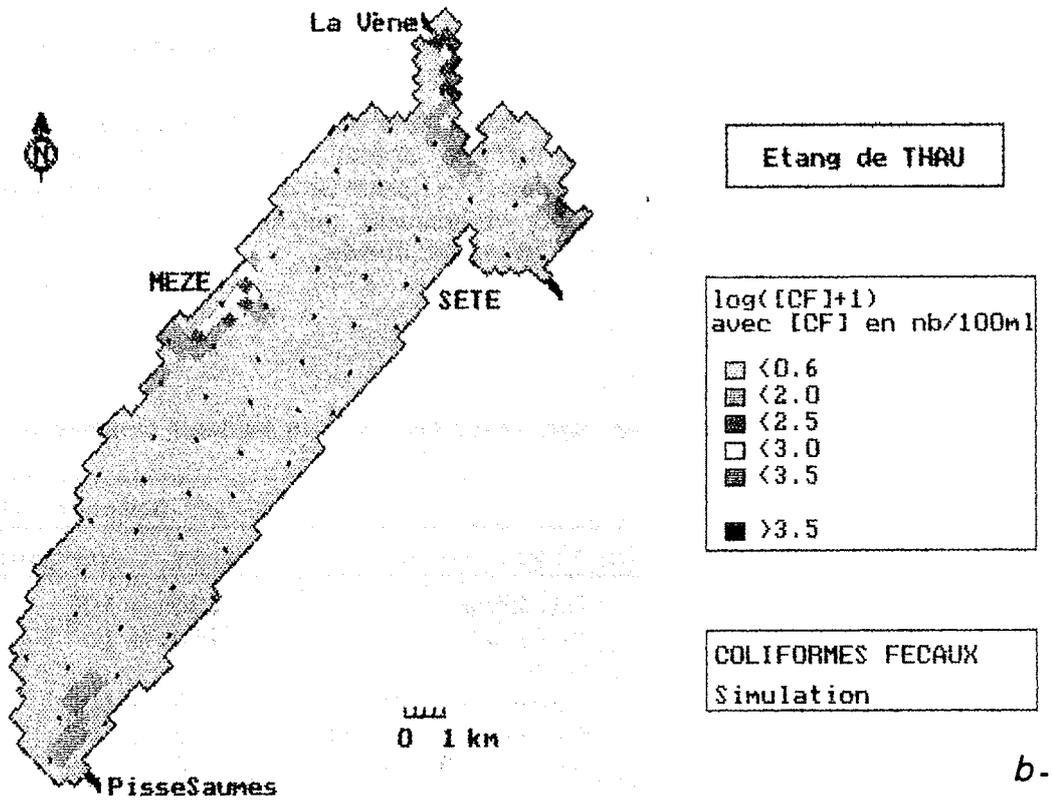
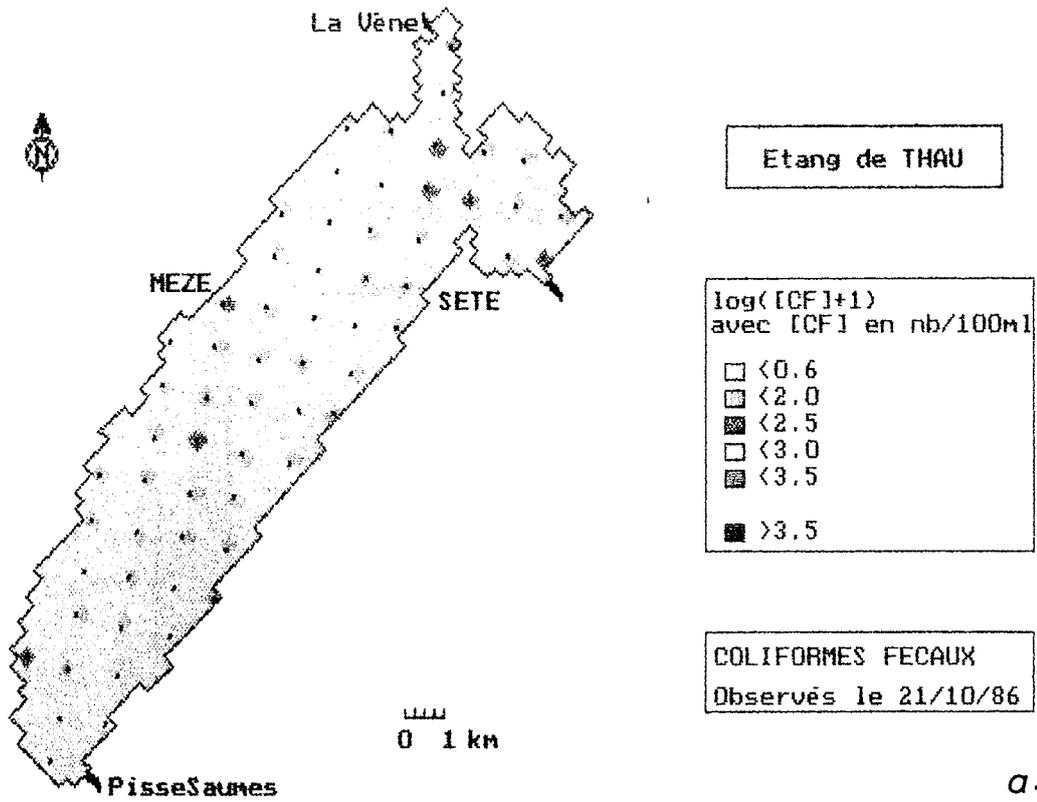


Fig. 4-12 : Teneurs en C.F. observées et simulées le 21 Octobre 1986

La situation météorologique du 21 Octobre 1986 est telle que l'on peut supposer que les apports du BV restent à cette date extrêmement chargés en C.F..

Le nombre de points d'entrée des C.F. dans l'étang est limité à cinq. Les simulations sont initialisées au 20 Octobre 1986 à 22 h avec l'hypothèse d'une concentration initiale nulle en tout point de l'étang. La durée des simulations est de 12 heures et les apports sont supposés constants sur cette période. Les résultats, obtenus par superposition des différentes simulations, seront comparés aux observations du 21 Octobre 1986 à 10 h.

Résultats et Conclusion

La figure 4-12 présente la carte des concentrations observées aux soixante-trois stations échantillonnées le 21 Octobre 1986 et les valeurs de concentration simulées aux mailles du modèle. Les deux cartes sont graduées en logarithme décimal du nombre d'individus augmenté de 1.

Il convient de noter une bonne cohérence simulation-observation au voisinage des points de rejet. En particulier, les concentrations au débouché de *La Vène* et du *Pallas* sont convenablement reproduites.

En revanche, les teneurs en C.F. au centre de l'étang sont assez mal reconstituées. En fait, on peut s'interroger sur le degré de validité de l'hypothèse retenue au départ de la simulation : "absence de C.F. dans l'étang", qui est, de fait, en contradiction avec la loi de survie des C.F. En effet, la loi qui a été adoptée suppose qu'une part de la population de C.F. entrant dans l'étang s'adapte au milieu saumâtre et devient en quelque sorte autochtone. Donc, même si leur concentration est faible, des C.F. restent présents dans l'étang. Ceci est d'autant plus vrai au début de la simulation que de forts apports ont eu lieu les jours précédents (cf fig. 4-11). C'est l'absence de connaissance de l'état initial qui a conduit à négliger les C.F. "autochtones" de l'étang et cela fausse les résultats obtenus dans les zones centrales de l'étang.

En dépit de cela la simulation est de qualité correcte. On peut donc conclure à la validité du modèle de transport pour la prédiction à court terme de l'évolution d'un rejet, même dans le cas d'un polluant non conservatif.

3.3- Influence du vent sur un apport côtier

Le modèle de transport, tel qu'il est conçu, peut aussi être un outil intéressant d'aide à la détermination de la (ou des) zone(s) d'impact d'un rejet polluant dans l'étang.

On va ainsi pouvoir prévoir, pour diverses situations de vent, quelle zone de l'étang sera concernée par une crue de *La Vène*, par un apport d'eau douce par le *Canal du Midi*, ou encore par un rejet du *Port du Mourre-Blanc*, port d'attache des conchyliculteurs de l'étang.

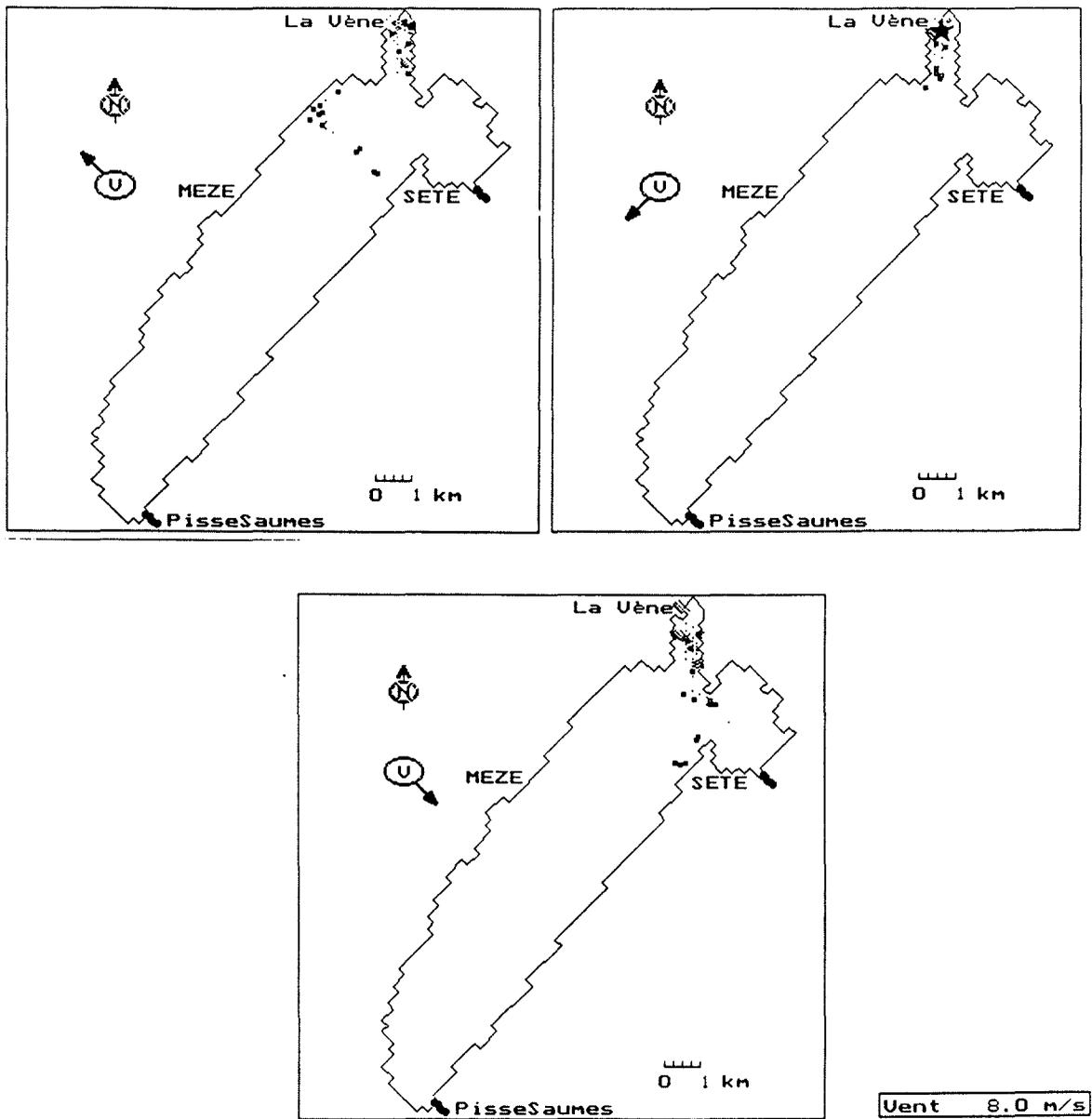


Fig. 4-13 : Influence du vent sur une crue de La Vène

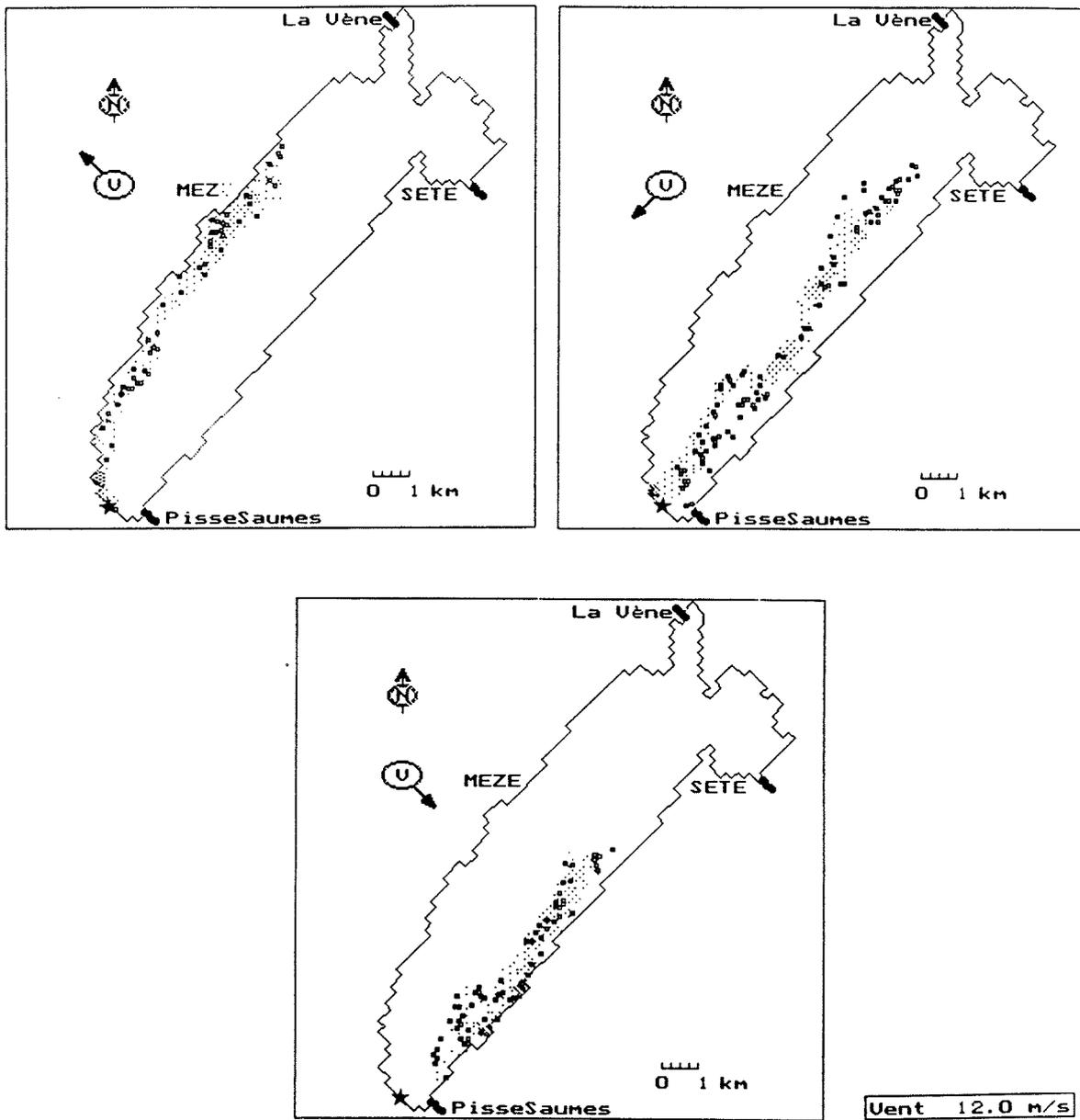


Fig. 4-14 : Evolution d'une entrée par le Canal du Midi

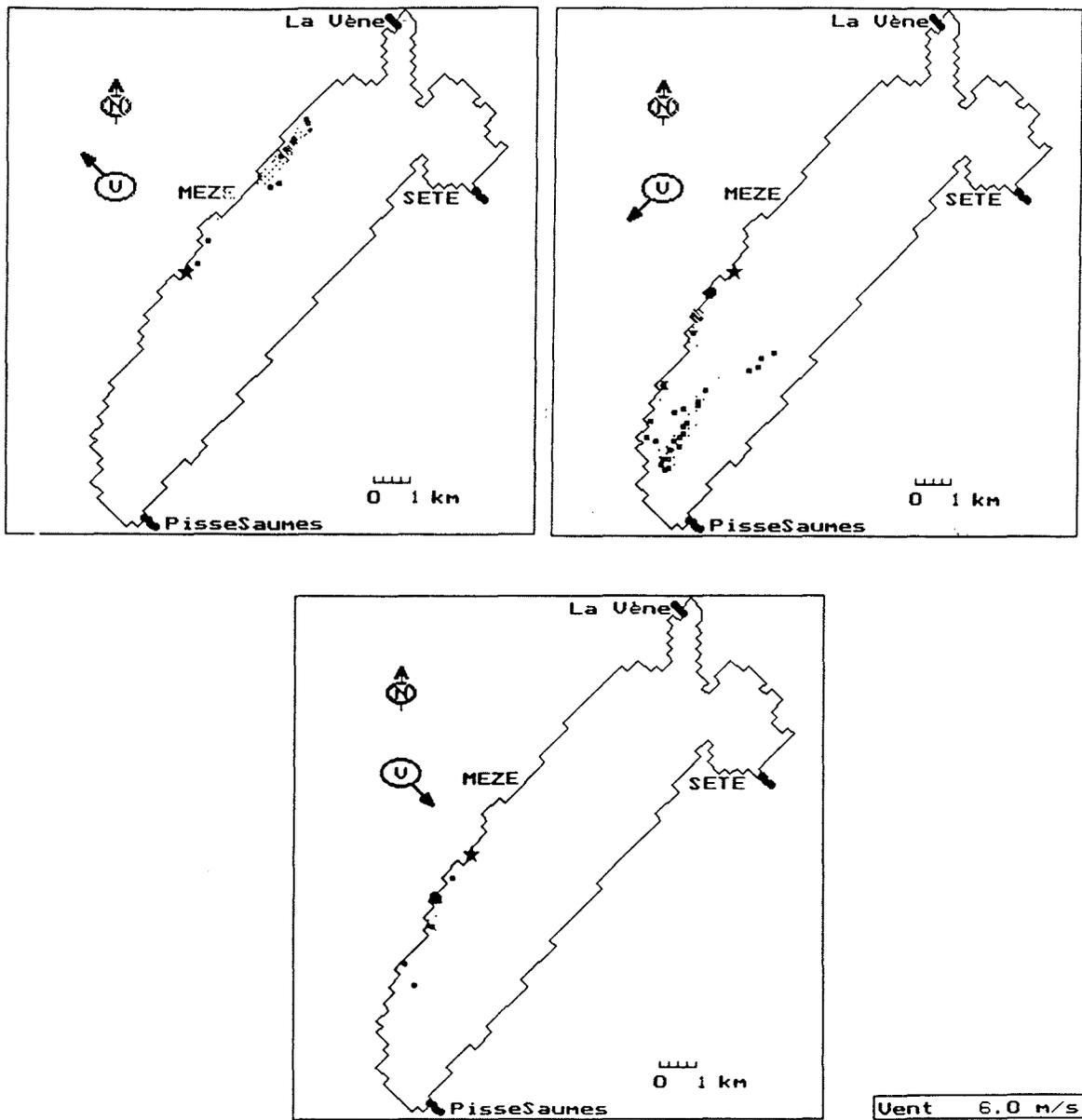


Fig. 4-15 : Influence du vent sur un rejet par le port du Mourre-Blanc

Les figures 4-13 à 4-15 représentent la situation (position et concentration) dans l'étang d'une pollution, vingt-quatre heures après son rejet instantané, en supposant le vent de direction et de vitesse constante. Les étoiles montrent le point de l'injection, la direction du vent est indiquée par une flèche, la vitesse du vent est variable suivant les cas.

La Vène (fig. 4-13)

On a voulu tester ici l'influence d'une crue de *La Vène* sur les parcs conchylicoles de la zone A. Les crues de ce petit cours d'eau sont rapides et intenses (on passe en moins d'une dizaine d'heures d'un débit de quelques m^3/s à un débit d'une centaine de m^3/s). Cela permet d'assimiler ces crues à des impulsions quasi-instantanées qui correspondent tout à fait aux conditions d'application du modèle de dispersion. Les essais ont porté sur trois situations de vent établi à vitesse et direction constantes :

Nord-Est, Sud-Est, Nord-Ouest à 8 m/s dans tous les cas.

Par vent de Nord-Ouest, les arrivées par *La Vène* se dirigent vers l'étang des *Eaux Blanches*, dont la salinité va diminuer. L'impact sur les installations conchylicoles reste faible, vingt-quatre heures après la crue. On peut donc supposer qu'une crue de *La Vène* par vent de Nord-Ouest ne présente que peu de danger pour les élevages conchylicoles de la zone A.

Par vent de Sud-Est, les eaux douces de *La Vène* vont assez rapidement affluer vers la zone A des parcs conchylicoles. Cette situation peut être critique pour les élevages d'huîtres et de moules, si la crue se produit après une longue période de sécheresse, car ce sont alors des eaux très chargées en pollution qui viendront directement alimenter les coquillages.

Par contre, par vent de Nord-Est, les eaux de *La Vène* sont encore, vingt-quatre heures après leur injection, confinées dans la *Crique de l'Angle*. Ce type de crue est donc potentiellement moins dangereux pour la conchyliculture, puisqu'on peut espérer une dilution de la charge polluante avant sa diffusion vers les tables d'élevage de la zone A.

Le canal du Midi (fig. 4-14)

Les arrivées d'eau douce ou saumâtre par le canal du Midi lors du fonctionnement de l'écluse de *Bagnas* peuvent être considérées comme des apports impulsionsnels. L'importance de ces apports sur la qualité de l'eau de l'étang dépend bien sûr des conditions de vent au moment du rejet. Trois situations de vent ont été envisagées :

Nord-Est, Sud-Est, Nord-Ouest à 12 m/s dans tous les cas.

Par vent de Sud-Est, les éclusées du canal du Midi envahissent complètement, au bout de vingt-quatre heures, les zones C et B des parcs conchylicoles, mais l'étendue (donc la dilution) du nuage polluant permet d'envisager un très faible impact des eaux du canal du Midi sur les élevages coquillagers de ces deux zones.

Par vent de Nord-Est ou de Nord-Ouest, le panache d'eau issu du canal du Midi s'étend sur la moitié sud-est du *Grand Etang*. L'importance des dimensions du nuage laisse supposer une forte dilution donc un impact polluant très faible sur les zones concernées, même pour la zone A des parcs d'élevage atteinte par l'extrémité du panache dans une situation de vent de Nord-Est.

Le port du Mourre-Blanc (fig. 4-15)

Contrairement aux deux cas précédents, il est difficile de considérer le port du *Mourre-Blanc* comme une source d'apports impulsionnels, car la relation port-étang est continue. On a néanmoins voulu ici s'intéresser à la possibilité d'une pollution soudaine du port (par la vidange d'une cuve par exemple) et à son impact sur les parcs conchylicoles des zones B et C au voisinage du port. Trois essais ont été réalisés sur les situations suivantes de vent établi à vitesse et direction constantes :

Nord-Est, Sud-Est, Nord-Ouest à 6 m/s dans tous les cas.

Par vent de Nord-Ouest ou de Nord-Est, le rejet reste très concentré aux abords immédiats du port. Une pollution dans le port du *Mourre-Blanc* aurait donc un impact catastrophique sur les berges nord-ouest de l'étang si l'on suppose que cette pollution sort du port instantanément et très concentrée.

Par vent de Sud-Est, la zone d'impact se déplace vers le Nord, mais dans ce cas le nuage de pollution est nettement moins concentré et sera donc moins préjudiciable à l'étang.

Les conclusions précédentes n'ont pas tenu compte des impacts différents qui peuvent être observés selon la vitesse du vent, la nature du rejet ou l'état initial de l'étang. Les tests n'ont porté que sur l'importance de la position de la source et de la direction du vent au moment du rejet. Ils ont surtout permis de montrer qu'un outil mathématique tel que V.I.T.E. pouvait aider, sinon à prévenir les catastrophes écologiques que connaît fréquemment ce milieu fragile, au moins à rapidement localiser leurs zones d'occurrence les plus probables en fonction de l'évolution prévue des conditions météorologiques.

3.4- Conclusion

Le logiciel VITE a pu facilement être adapté à la simulation des phénomènes de dispersion dans des situations très différentes : dans un bassin rectangulaire pour disperser une substance conservative, et dans l'*étang de Thau* pour reproduire le comportement d'une pollution d'origine anthropique ou pour étudier les zones d'impact de certains apports continentaux isolés. La facilité de mise en œuvre de ce logiciel ne doit pas faire oublier que dans sa version actuelle le modèle comporte deux limites importantes.

En premier lieu, le calage n'a pas été réalisé sur des données relatives à l'*étang de Thau*, mais sur les résultats d'expérimentations menées dans des milieux très différents, en particulier du point de vue de leurs dimensions. S'il peut être facile de remédier à cette insuffisance en mettant en œuvre des campagnes de mesures spécifiques sur l'étang, la deuxième limite de ce modèle, liée aux principes mêmes qui ont été retenus pour sa construction, est incontournable : la répartition du *polluant* est supposée homogène sur une tranche d'eau. Cette hypothèse entraîne quelques difficultés lors de l'interprétation des résultats, mais elle ne remet nullement en cause la validité du modèle, qui a été largement démontrée par les résultats du test sur les coliformes fécaux.

On peut cependant regretter de ne pas avoir eu le temps de tester plus complètement ce modèle de dispersion dans des cas théoriques et de ne pas fournir plus d'exemples de validation de ce logiciel.

La mise en œuvre d'un modèle de dispersion n'était pas le but final de cette étude, mais simplement un moyen d'évaluer le plus simplement possible les flux dispersifs qui se produisent à l'intérieur de l'étang :

- d'une part entre les cellules identifiées par l'étude hydrodynamique et qui seront utilisées par le modèle de mélange,

- d'autre part entre les stations de prélèvements des campagnes de mesures du programme *Ecothau*, en vue d'une meilleure interprétation de leurs résultats.

C'est cette partie du travail qui va être présentée maintenant.

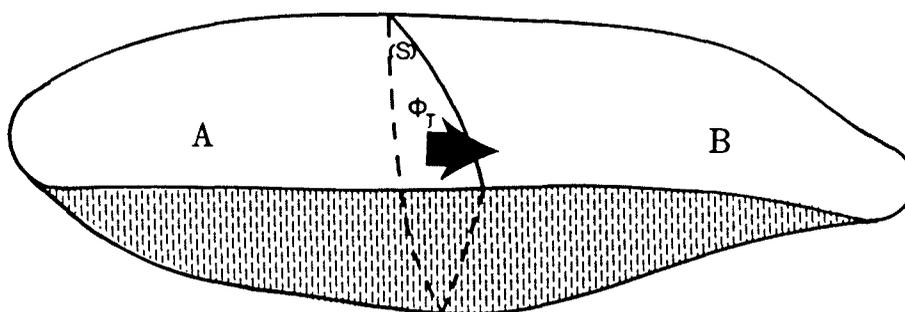
4- LES FLUX D'ÉCHANGE DISPERSIF

4.1- Matrices d'échange inter-cellules

Caractérisation des flux

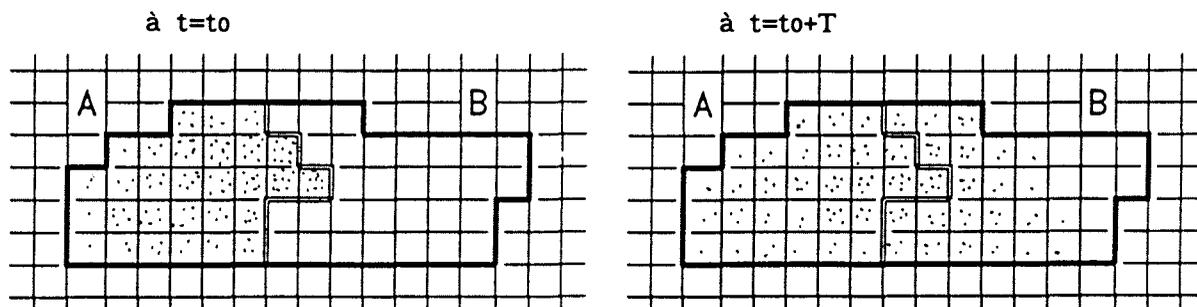
On veut déterminer le *flux d'échange dispersif* Φ qui traverse pendant un temps T la section (S) séparant deux zones A et B du système, c'est-à-dire la quantité Φ définie par la relation :

$$\Phi = \int_t^{t+T} \left(\int_{(S)} C \, ds \right) dt.$$



Ce flux Φ va être calculé à l'aide du modèle de dispersion V.I.T.E., ce qui conduit à chercher une expression de Φ en fonction des quantités directement accessibles par le modèle. On suit le protocole suivant :

.à l'instant initial t_0 , on place N taches dans la zone A de l'étang, de manière à ce que, dans chaque maille, le nombre de taches présentes soit proportionnel à la profondeur de la maille donc à son volume (cf figure ci-dessous),



.sur cet état initial, on applique le *modèle de dispersion* sur le temps T dans les conditions de vent les plus proches de la situation étudiée,

.à l'instant t_0+T , on dénombre les taches présentes dans chaque maille de la zone B à la fin de la simulation.

Du fait de la répartition initiale des taches dans la zone A, chaque tache représente la même quantité d'information : le même *volume*. On définit alors le flux Φ comme le volume correspondant au nombre total de taches dénombrées dans la zone B au bout du temps T . Cela revient donc à exprimer le flux Φ

entre deux zones A et B de volumes connus pendant le temps T par la relation :

$$\Phi = \frac{\iint_B h.n(t_0+T).ds}{\iint_A h.n(t_0).ds}, \text{ où } n(t) \text{ est le nombre de taches à l'instant } t.$$

Échanges inter-cellules

Les cellules hydrodynamiques identifiées par l'analyse hydrodynamique de l'étang sont, vu leur définition (cf. ch3 §4), des masses d'eau entre lesquelles les échanges convectifs sont inexistant. Au cours d'un épisode de vent, les échanges qui interviennent entre les cellules sont de nature dispersive, c'est-à-dire qu'ils sont liés à la fois à la non-uniformité du profil vertical des vitesses et à la turbulence des écoulements et du vent qui ne sont pas pris en compte dans le modèle bidimensionnel (cf. ch4 §1.3).

Les échanges dispersifs entre les cellules ont été déterminés pour un intervalle de temps de 6 heures, ce qui correspond au pas de temps qui sera adopté pour le modèle de mélange : un demi-cycle de marée. Les calculs ont été exécutés par le modèle de dispersion pour les partitions de l'étang obtenues pour les quatre directions principales du vent dans la région de Thau. La vitesse du vent est fixée dans les quatre cas₃ à 10 m/s. Les résultats sont donnés figure 4-16, l'unité de référence est le m³.

Chaque cellule est prise isolément. Pour un couple de cellules (i,j), on évalue donc séparément :

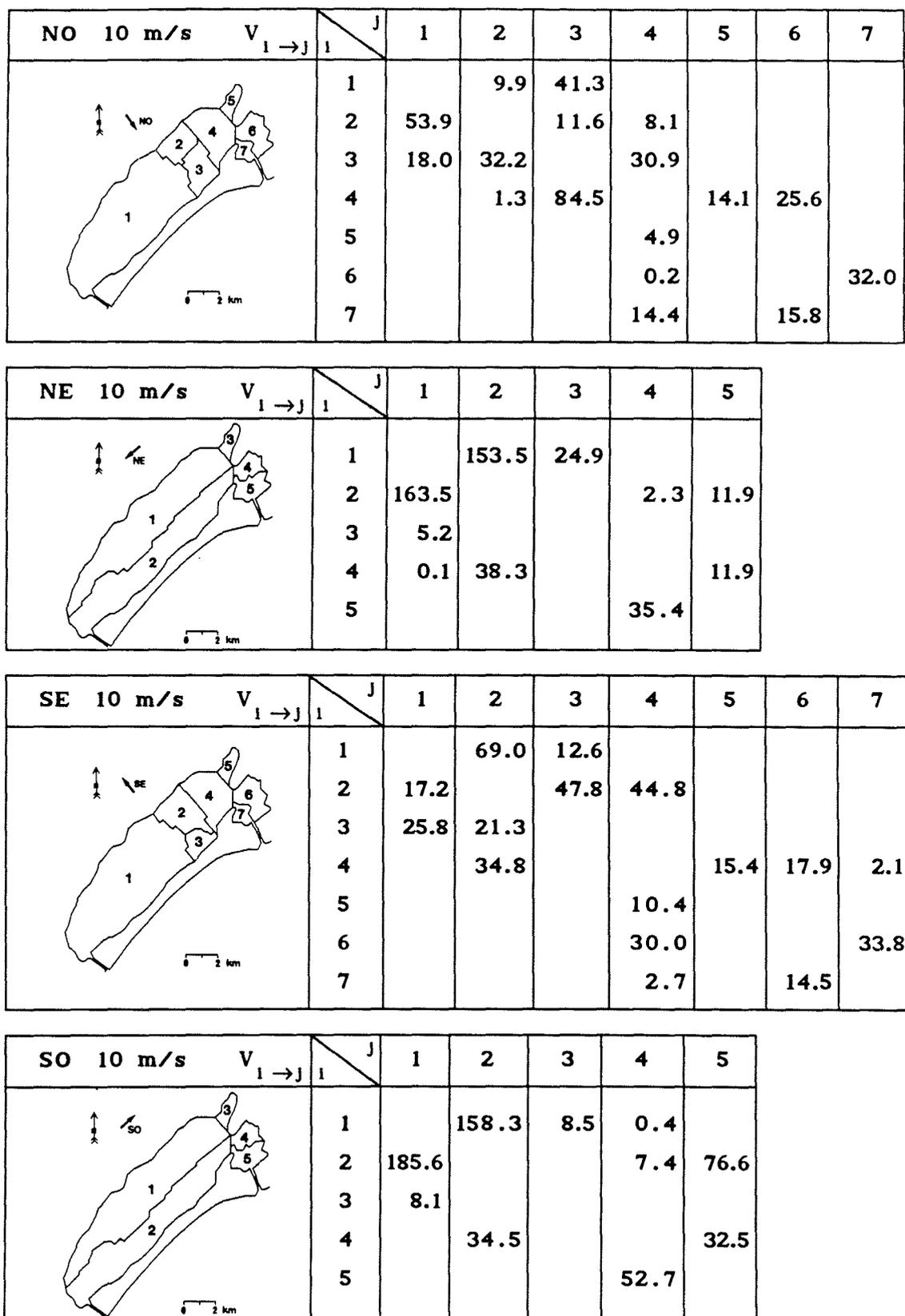
- d'une part l'échange entre i et j dû aux mouvements de la cellule i ;
- d'autre part l'échange entre i et j dû aux mouvements de la cellule j.

Ces deux volumes peuvent être très sensiblement différents comme le montre la figure 4-16. Le bilan global des échanges entre les deux cellules i et j est égal à la somme des deux termes précédents. Cette valeur sera utilisée par le modèle de mélange dans le chapitre suivant.

Conclusion

Pour les quatre directions de vent, les échanges sont très variables selon les cellules, mais restent faibles vis-à-vis du volume total des cellules (environ 6,5 Mm³ pour la plus petite d'entre elles, qui existe dans les quatre partitions et correspond à la *Crique de l'Angle*). Cette remarque permet de confirmer la validité du partitionnement de l'étang tel qu'il a été effectué ch3 §3.2. Les cellules sont en effet "hydrodynamiquement indépendantes" si l'on tient compte uniquement des phénomènes de convection dans le plan horizontal et cette indépendance est justifiée par la faible valeur des flux dispersifs inter-cellules qui viennent d'être définis.

Les échanges dispersifs entre les cellules hydrodynamiques sont bien évidemment fonction du niveau du vent. Dans le cas du modèle de mélange, on peut admettre que ces échanges sont directement proportionnels à la vitesse du vent. En effet, les modules des vitesses de circulation sont directement proportionnels à l'intensité du vent (cf §3.1), et l'intensité de la dispersion est fonction de l'intensité du courant.



L'échange dispersif E_{ij} entre les cellules i et j est la somme $V_{i \rightarrow j} + V_{j \rightarrow i}$.

Fig. 4-16 : Matrices des échanges entre les cellules hydrodynamiques

4.2- Matrices d'influence inter-stations

Parmi les soixante-trois stations du programme *Écothau*, sept ont été échantillonnées à un pas de temps journalier durant quinze jours, au cours des quatre campagnes de la phase d'expérimentation sur la période 1988-1989. De plus, un échantillonnage plus serré (sur vingt stations) a été réalisé durant trois jours pendant les quatre campagnes. Cette opportunité d'un réseau de mesures, dense à la fois dans le temps et l'espace, a permis d'envisager la caractérisation des effets hydrodynamiques sur les modifications de la répartition spatiale d'une variable d'un jour à l'autre.

Autrement dit, on va tenter de séparer, dans les variations de concentration observées à chaque station, les évolutions liées au transport par convection-dispersion des constituants, de celles dues aux conditions bio-géo-chimiques du milieu.

Caractérisation des influences hydrodynamiques

L'observation à poste fixe d'une variable dans un milieu en mouvement conduit à la connaissance des variations, du point de vue eulérien, de cette variable au cours du temps. Les campagnes de mesures spatio-temporelles du programme *Écothau* permettent donc d'évaluer le terme $\partial C/\partial t$ en différents points relativement proches du milieu. L'évolution totale de la variable, en tenant compte de l'influence du transport se caractérise par la relation :

$$\begin{array}{ccccccc}
 dC & = & \boxed{\partial C} & + & \boxed{U \cdot \text{grad } C \, dt} & & \\
 \text{ÉVOLUTION} & & \text{OBSERVATION} & & \text{TRANSPORT} & & \\
 \text{TOTALE} & & & & & &
 \end{array}$$

C'est ce terme de transport qu'on veut évaluer, pour définir la modification d'une répartition donnée de concentration sous le simple effet des mouvements de convection et de dispersion dans le milieu.

Le modèle de dispersion sous sa forme actuelle permet de caractériser l'influence sur le milieu d'une sur-concentration uniformément répartie dans une zone donnée. Dans ce cas, le calcul de l'influence s'apparente à celui effectué précédemment pour évaluer les flux diffusifs entre les cellules hydrodynamiques. L'influence d'une station i sur une station j va être traduite par un nombre sans dimension $I(i,j)$ qui représente l'effet sur la concentration C de la station j à l'instant T de la sur-concentration ΔC qui s'est produite à la station i à l'instant initial.

Influences inter-stations

Il est nécessaire de préciser ici sur quelles zones de départ la sur-concentration doit être successivement appliquée pour définir l'influence hydrodynamique des stations les unes sur les autres. On cherche donc à déterminer la représentativité d'une station de mesures dans le plan horizontal, c'est-à-dire la portion d'étang homogène par rapport à une station donnée.

On a admis que la méthode du plus proche voisin (qui correspond à la méthode dite de *Thiessen*, couramment utilisée en hydrologie) fournissait une zonation

tout à fait convenable par rapport au problème posé en présentant l'avantage d'être très simple à mettre en œuvre. La figure 4-17 donne la zonation obtenue pour les vingt stations échantillonnées trois jours de suite durant les quatre campagnes.

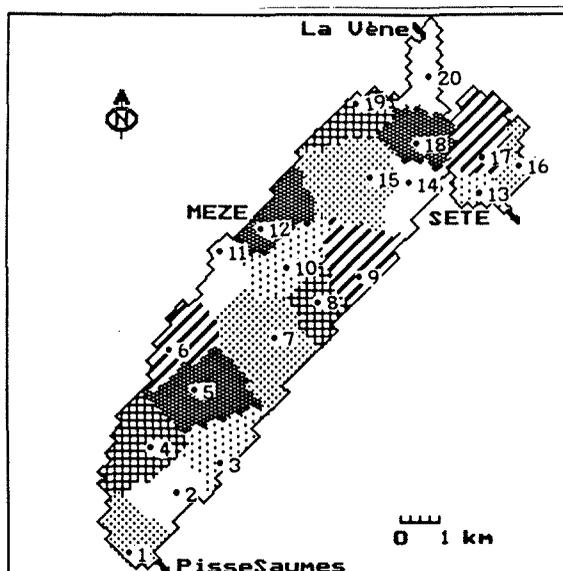


Fig. 4-17 : Zonation des vingt stations Écothau

Le modèle de dispersion a été appliqué sur ces vingt zones en utilisant la même méthode de calcul que celle exposée § 4-1.

On a pris en compte les conditions de vent moyennes sur une journée entre deux échantillonnages, en utilisant les relevés de vent de la *M.N.* à la station de *Sète-Sémaphore*. Mais ceci n'a été possible que dans les cas de situations météorologiques assez stables pour lesquelles les directions de vent sont faiblement variables sur vingt-quatre heures (peu de points en dehors d'un secteur de 40°), et c'est pourquoi on n'a pu traiter que trois campagnes de mesures sur quatre. Les conditions de vent appliquées aux simulations sont présentées figure 4-18 (les conditions réelles de vent sont fournies en annexe 1).

CAMPAGNES	Secteur	Vitesse
6 & 7 Juillet 1988	Sud-Est	8 m/s
24, 25 & 26 Octobre 1988	Nord-Ouest	6 m/s
1, 2 & 3 Mars 1989	Nord-Ouest	6 m/s

Fig. 4-18 : Situations de vent des campagnes Écothau sur la période 88-89.

Les deux tableaux suivants (fig. 4-19, 4-20) présentent les matrices d'influence des vingt stations échantillonnées pour trois campagnes de mesures. On y lit l'influence $I(i,j)$ de la station de la ligne i sur la station de la colonne j

Station	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	21.92	27.51	17.22	5.85	0.01															
2	3.30	22.04	64.76	3.08	1.61		2.86	0.10												
3		8.56	33.80		0.01		1.11	21.61	1.25											
4	33.85	25.07	14.90	33.03	3.78		6.48	2.03												
5	8.19	4.38	1.13	6.01	7.89		21.57	49.42	5.72	11.16										
6	5.65	0.34	9.33	20.12	4.83	15.97	4.74													
7			0.62		17.53		36.72	21.45	34.77	23.72					0.24					
8						0.05	0.34	8.16	16.68	19.72	14.55	7.54			6.65					
9						2.69	0.50	0.73	22.55	4.82	41.86	2.74			37.37				1.23	
10					28.42	71.41	12.83	4.10	2.46	18.84	36.78	1.27								
11			4.87	16.92	11.98	7.44	0.06				8.96									
12				2.78	8.90	36.73	0.01		0.03	6.00	56.42	18.32			1.69					
13									0.02				58.32	1.03	0.00	22.09	5.07			
14									10.87					6.05	9.85			28.26	42.60	0.25
15						0.14			5.37	4.39	9.02	40.31		11.55	35.64		0.12	26.13	100.49	0.87
16									0.01				21.65	0.31		49.35	10.60			
17									2.34				15.64	16.99	1.94	16.53	55.91	4.57	2.70	
18									0.02				0.16	12.03	15.32		0.38	35.07	31.65	
19										1.48	3.11			7.87	4.12		1.34	13.87	34.80	18.47
20									0.00				0.06	2.53	0.71		0.99	3.56	0.06	55.95

Fig. 4-19 : Influences hydrodynamiques inter-stations. Campagnes journalières de Février 1989 et Octobre 1988.

Station	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	25.47	0.10		8.28	2.98	25.57					6.57	0.11								
2	49.15	25.58	4.28	21.92	1.20	2.86					0.03									
3	7.06	37.15	3.60	15.51	0.79	1.03				0.24	6.12	5.05								
4	2.33	3.61		21.49	3.92	29.37				0.16	46.96	25.28								
5	0.31	9.17	4.05	7.88	0.46	6.75	0.98	7.33	0.09	41.93	42.37	41.21			0.04					
6						2.20	0.07	5.74	0.38	10.47	0.36	13.28			4.22				2.41	
7		17.21	15.87	42.22	18.43	49.46	23.49	15.59	0.10	30.36	13.83	0.80			0.35					
8		0.82	31.32	12.87	29.31	1.84	8.14	4.86		3.36										
9			19.09	0.05	23.63		22.57	18.94	20.04	1.69		0.05		9.96	1.28	0.33	0.82	0.97	0.06	1.11
10					6.37		15.53	9.97	3.63	56.74		1.60		0.14	2.79					
11							0.67	0.35	0.99	5.73	2.78	8.41		0.19	6.45					4.33
12					0.04		0.59	0.04	6.03	5.06		3.42		15.72	14.95					10.07
13													71.59	0.86		7.77	5.33	0.44	0.04	0.57
14								2.04	5.98			0.03	6.49	39.30	6.91	4.19	4.38	2.03	35.31	13.99
15							0.35	3.45	17.90			19.66	0.72	32.18	54.98	0.34	2.64	10.77	17.93	9.62
16													15.55	0.01	0.18	48.42	5.58	0.96	6.41	10.37
17													83.47	1.86	2.28	8.48	37.19	1.63	26.23	25.81
18									0.11				4.61	50.00	4.16	1.29	1.70	15.54	37.81	4.96
19									0.43					26.92	1.85		0.44	9.09	31.28	0.77
20									0.02					5.53	0.44			0.01	7.19	45.44

Fig. 4-20 : Influences hydrodynamiques inter-stations. Campagnes journalières de Juin 1988 (du 6/7 au 7/7).

Interprétation des résultats

Chacune de ces influences élémentaires représente a priori l'effet, au bout du temps T, d'une sur-concentration appliquée ponctuellement sur un milieu dont la concentration initiale est nulle en tout point. On suppose que la superposition linéaire de ces influences élémentaires rend compte du terme global de transport. Avec cette hypothèse, la matrice d'influence doit pouvoir être utilisée pour évaluer directement la modification, au bout du temps T et sous l'action unique du transport, d'une répartition de concentrations mesurée à l'instant t_0 , et ainsi déduire de la cartographie de la variable observée à l'instant t_0+T , la part de variation induite par l'évolution propre de la variable de la part de variation imposée par l'hydrodynamique.

Si la variable considérée est conservative, on doit même pouvoir comparer directement la cartographie observée à l'instant t_0+T aux résultats issus de la matrice d'influence, en écrivant :

$$C(i, t_0+T) = \sum_{j=1}^n C(j, t_0) * I(j, i)$$

Si de plus, à l'instant t_0 , la variable est uniformément répartie dans le milieu, alors la répartition finale que l'on verra à la station i , sera :

$$C(i, t_0+T) = C(j, t_0) * \sum I(j, i)$$

Avec les hypothèses qui ont été adoptées, la nouvelle concentration à la station i se calcule donc comme la somme des n termes de la colonne i . Or on constate aisément qu'aucune des deux matrices d'influence ne permet d'obtenir à partir d'une répartition uniforme de concentrations dans l'étang une nouvelle répartition uniforme, puisque dans les deux cas la somme des termes de chacune des colonnes est différente de 1.

L'opérateur *matrice d'influence* n'est donc pas un opérateur conservatif, et il est, de ce fait, inutilisable pour définir "l'impact, lié aux seuls phénomènes hydrodynamiques, d'une information mesurée à une station fixe, sur l'évolution d'autres points du milieu". Pourtant cet échec était prévisible :

- d'une part en raison de la méthode utilisée pour construire l'opérateur. En effet, les calculs des différents éléments de la matrice étant exécutés à pas de temps fixe, un terme donné $I(i, j)$ de cette matrice peut traduire

soit l'influence directe de i sur sa voisine j , si les stations i et j sont proches,

soit l'influence indirecte de la station i sur une station j lointaine, à travers d'autres stations. Dans ce cas, au bout du temps T, l'influence de i peut avoir atteint une station relativement éloignée sans laisser de trace sur les stations plus proches. Et on obtiendra une influence $I(i, j_1)$ nulle bien que la station j_1 soit très proche de i , et une influence $I(i, j_2)$ non nulle alors que j_2 est éloignée de la station i .

- d'autre part en raison de la zonation arbitraire mise en œuvre au départ des calculs et qui cherche à donner un poids équivalent à chacune des stations et non à respecter les organisations cellulaires de l'étang.

5- CONCLUSION

L'étude des phénomènes de dispersion a été développée au départ en vue du calcul des échanges dispersifs dont la connaissance est indispensable au fonctionnement du modèle de mélange qui va être présenté maintenant.

Cependant, les options qui ont été prises pour la mise en œuvre du modèle ont conduit à la construction d'un modèle complet et attractif, qui permet d'accéder à des résultats fiables concernant l'impact et l'évolution d'un rejet, quelle que soit sa nature.

Seules deux hypothèses sont à respecter dans ce modèle :

.d'une part l'obligation de ne considérer que le rejet d'éléments passifs, qui ne modifient pas les conditions environnementales,

.et d'autre part la nécessité de supposer vérifiées les hypothèses d'application d'une modélisation bidimensionnelle horizontale, ce qui élimine, en particulier, le cas des écoulements di- ou polyphasiques.

Ce modèle ne permet donc pas de simuler l'évolution d'un panache de crue, qui est un phénomène à la fois actif et diphasique. Les situations de rejet en l'absence de vent, pour lesquelles le mélange initial du rejet avant diffusion n'est pas garanti, sont également exclues de la modélisation.

Les résultats obtenus sont encourageants, mais ne présentent pas l'ensemble des utilisations possibles de ce modèle. On pourrait envisager son application dans bien d'autres cas, par exemple pour étudier le devenir d'un bloom de zooplancton sous l'effet de la dispersion ou bien encore l'impact d'une crue du bassin versant lors d'une tempête d'hiver.

Chap. 5 : MODELISATION DES MELANGES

SOMMAIRE

1- Les modèles de zones	137
Le choix des unités spatiales	
Le traitement des phénomènes physiques	
Conclusion	
2- Architecture et fonctionnement du modèle CASIERS	141
Objectif de la modélisation	
Les unités spatiales du modèle CASIERS	
Les hypothèses et l'organigramme du modèle CASIERS	
Traitement des échanges entre cellules	
Traitement des apports-exports extérieurs	
Résolution de l'équation de conservation	
Conclusion	
3- Application à la salinité	150
Les données disponibles	
La salinité simulée d'octobre 1986 à mai 1987	
Essai de simulation à longue échéance	
En conclusion	
4- Conclusion	156

MODELISATION DES MELANGES

Pour étudier le comportement de l'*étang de Thau* à un niveau d'analyse intermédiaire entre l'échelle très fine de l'hydrodynamique et celle très globale des modèles de type hydrologique, on a choisi de développer un modèle de fonctionnement zonal, dont les unités de calcul tiennent compte des caractéristiques hydrodynamiques du milieu.

Les modèles de type zonal sont appliqués depuis longtemps dans les milieux estuariens et côtiers. Quelques exemples permettront de comparer leurs hypothèse et méthode de résolution aux spécificités du modèle CASIERS, qui a été développé sur l'*étang de Thau*.

1- LES MODELES DE ZONES

Les modèles de fonctionnement zonal (ou modèles de "boîtes") sont basés sur trois hypothèses :

(H1) le milieu peut être représenté comme un ensemble de sous-unités hydrauliques interconnectées, c'est-à-dire être vu comme une série de réservoirs-réacteurs continuellement mélangés (*Chen et al., 1975*), dont les contenus peuvent être transférés de l'un à l'autre ;

(H2) chaque réservoir-réacteur est en régime permanent de forçage, autrement dit le pas de temps du modèle est suffisamment court pour satisfaire cette condition ;

(H3) les équations de conservation de masse des variables du milieu sont discrétisées et résolues dans chaque réservoir-réacteur, au pas de temps considéré.

Cette approche conceptuelle n'est pertinente que si le traitement des différents termes des équations d'évolution est conforme aux phénomènes physiques et écologiques qui interviennent dans le milieu, et si les pas de temps et d'espace d'analyse choisis traduisent bien sa diversité.

1.1- Le choix des unités spatiales

Selon les caractéristiques du milieu sur lequel s'applique le modèle de boîtes, la segmentation adoptée pour l'espace-temps est différente.

Ketchum (1952), qui fut l'un des premiers à s'intéresser à ce type de modélisation pour les estuaires, effectue un découpage longitudinal du milieu. Les sous-unités occupent la largeur totale de l'estuaire, et leur longueur dépend du parcours moyen d'une particule d'eau sous l'effet de la marée. D'autres auteurs, après lui, ont mis en œuvre la même technique pour

définir les pas d'espace de modélisation dans des systèmes estuariens (par exemple Zimmermann, 1976 ; Helder et al., 1982).

La validité de cette représentation est essentiellement fonction de la complexité des phénomènes hydrodynamiques dans l'estuaire, donc du degré d'approximation nécessaire pour l'assimiler à un milieu monodimensionnel. Ainsi une telle segmentation ne se justifie, dans le cas de l'étude de l'estuaire de l'EMS-Dollard (Helder et al., 1982), que parce que seule la bordure gauche de l'estuaire est concernée par la modélisation (fig. 5-1a).

Si l'on veut mieux tenir compte du caractère bidimensionnel des écoulements sur la partie aval de l'estuaire, il faut alors se tourner vers un découpage mixte : unidimensionnel à l'amont et bidimensionnel à l'aval à partir de l'élargissement. Cette approche est utilisée par exemple par Joint (1983) pour modéliser l'évolution de la turbidité de l'estuaire de Bristol Channel (fig. 5-1b).

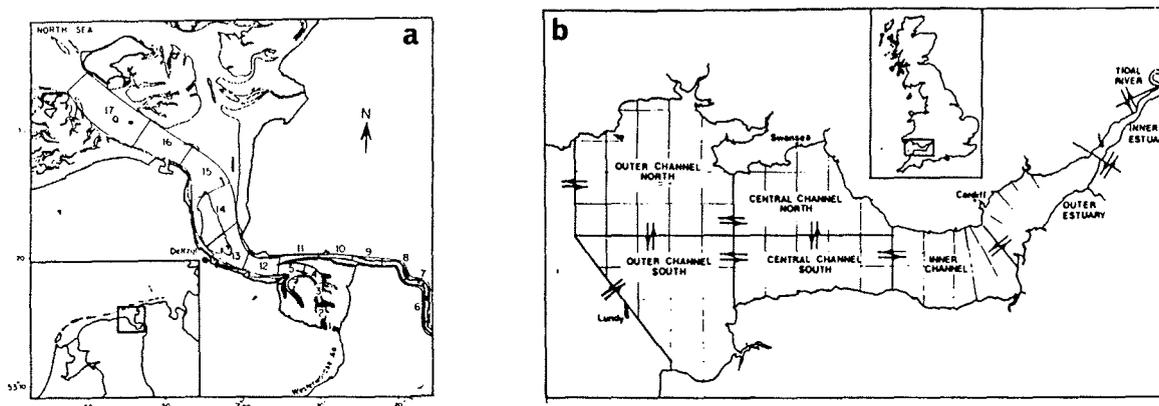


Fig. 5-1 : Unités spatiales définies dans un estuaire
 extrait de a- HELDER et al., 1982 b- Joint, 1983

Dans le cas des milieux lacustres, une représentation bidimensionnelle s'impose le plus souvent. La surface du lac est alors découpée en unités de forme variable dont les interconnexions sont beaucoup plus complexes à évaluer que dans le cas monodimensionnel. Di Toro et al. (1975) divisent la partie ouest du lac Erié en sept unités (fig. 5-2), dont les frontières séparent les hauts-fonds des zones profondes.

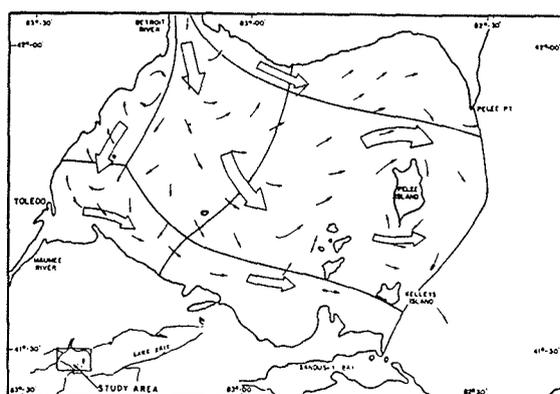


Fig. 5-2 : Unités spatiales définies pour le lac Erié
 extrait de Di Toro et al., 1975

Aucun de ces exemples ne tient véritablement compte, lors de la délimitation des unités spatiales, de l'hypothèse (H₁), qui suppose chacune des unités-réacteurs en état de mélange continu. Dans le dernier exemple les unités sont définies en référence à la bathymétrie du lac. Dans les autres cas, la segmentation du milieu ne considère que le problème de la marée, et les limites des compartiments dépendent alors de sa pénétration à l'intérieur de l'estuaire.

Il est vrai que lorsque les échanges advectifs entre les unités ont une importance telle que le temps de résidence moyen de l'eau dans une unité quelconque est très inférieur au pas de temps de calcul, les phénomènes de transfert prennent le pas sur ceux de mélange et l'hypothèse (H₁) ne se justifie plus. Par contre, dans les milieux, tels l'étang de Thau, dont le forçage essentiel est le vent, les vitesses d'advection sont faibles et l'hypothèse (H₁) doit être respectée dans la définition des unités spatiales de calcul. Le paragraphe 2 présentera plus précisément la méthodologie qui a été appliquée pour réaliser cela.

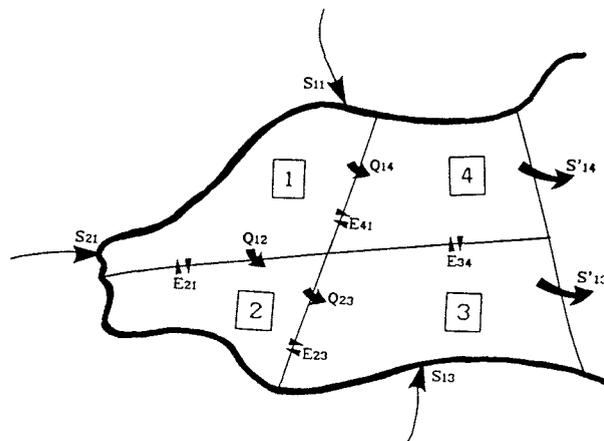
1.2- Le traitement des phénomènes physiques

Si les conditions de mélange des unités et de permanence des forçages sont respectées, l'équation de conservation de masse d'une variable, dont la concentration est notée C, peut s'écrire dans l'élément de volume V_i sous la forme discrète suivante (si l'on omet les termes d'évolution propres à chaque variable et qui interconnectent le système des équations de conservation de masse) :

$$V_i \frac{\Delta C_i}{\Delta t} = \sum_k Q_{ki} C_k + \sum_k E_{ki} (C_k - C_i) + \sum_k S_{ki} \quad (5.1)$$

$$\begin{array}{l} \text{évolution} \\ \text{de masse} \end{array} = \begin{array}{l} \text{advection} \\ \text{de ou vers} \\ \text{l'élément } k \end{array} + \begin{array}{l} \text{diffusion} \\ \text{entre} \\ k \text{ \& } i \end{array} + \begin{array}{l} \text{apport} \\ \text{export} \end{array}$$

Ceci traduit le fait que l'évolution de masse d'une variable au cours d'un temps Δt dans cet élément i se calcule en faisant le bilan du mélange complet, dans le volume V_i, des masses entrantes et sortantes sur le pas de temps.



Cette écriture discrétisée de l'équation de conservation de masse d'une variable, dans l'unité spatiale i , ne se justifie que si les hypothèses de base (H1) et (H2) sont bien vérifiées. Le mode de détermination des divers termes physiques de l'équation discrète varie quelque peu selon les modèles.

Ainsi, les débits d'advection sont :

.soit issus d'expérimentations sur d'assez longues périodes. C'est en général le cas dans les représentations monodimensionnelles des estuaires, pour lesquelles les débits advectifs correspondent en fait au débit propagé par la rivière. Ainsi *Keizer et al.* (1987) utilisent le débit moyen mensuel issu d'observations effectuées en amont du système étudié.

.soit définis à partir de simulations numériques. C'est en particulier le cas de *Menesquen et al.* (1988) qui ont développé une modélisation bidimensionnelle des courants résiduels de marée pour calculer les flux advectifs entre les unités spatiales du modèle.

Les coefficients de diffusion sont le plus souvent déterminés à partir de relevés de salinité. En fonction de la complexité du système et en particulier du nombre d'unités spatiales considérées, ce "calage" des coefficients de diffusion peut exiger la mise en œuvre d'une procédure informatique ou être simplifié grâce à l'utilisation d'une méthode récursive ainsi que le fait *Officer* (1980).

1.3- Conclusion

Bien que les phénomènes physiques soient pris en considération dans tous les modèles qui viennent d'être présentés, ils restent, dans certains cas, traités uniquement en référence aux observations de la salinité dans le milieu. Et les unités spatiales sont rarement définies par rapport à ces phénomènes qui sont pourtant à la base des évolutions du milieu (*Chahuneau et al.*, 1980).

Par contre, les phénomènes chimiques et biologiques sont développés dans le détail, en sélectionnant une ou plusieurs variables représentatives dans chaque compartiment écologique. Les modèles évoqués ci-dessus constituent donc des modélisations écologiques -plus ou moins complètes selon le nombre de variables écologiques étudiées- de milieux estuariens ou côtiers.

Dans le cadre de ce travail, il n'a pas été question de développer un modèle d'évolution écologique de l'*étang de Thau*, mais simplement de chercher si l'on pouvait, tout en utilisant une échelle d'analyse classique des modèles d'écosystèmes, tenir compte du comportement hydrodynamique du milieu. C'est pourquoi le modèle, qui va être présenté maintenant, se borne à décrire une variable conservative : la salinité.

2- ARCHITECTURE ET FONCTIONNEMENT DU MODELE CASIERS

2.1- Objectif de la modélisation

La modélisation à moyenne échéance du fonctionnement de l'*étang de Thau* a un objectif essentiel : l'échelle d'analyse du modèle doit respecter les caractéristiques hydrodynamiques de l'étang.

Or l'étude hydrodynamique de l'*étang de Thau* a montré que sous l'hypothèse d'un système fermé, soumis à un forçage permanent de vent, on voit s'établir des organisations cellulaires, dans lesquelles les processus de mélange sont favorisés. De plus, l'étude de la dispersion a fait apparaître le faible niveau des échanges entre ces cellules, et donc a confirmé que cette structuration caractérise l'échelle de variabilité du milieu, pour une situation précise de vent.

Les cellules des organisations cellulaires constituent donc le pas d'analyse spatiale maximal que l'on peut utiliser si l'on veut prendre en compte, dans la modélisation, les informations fournies par l'étude des phénomènes de convection.

Si l'on veut appliquer le principe de base des modèles de "boîtes", tel qu'il a été montré précédemment, les deux étapes de la modélisation à moyen terme de l'*étang de Thau* seront les suivantes :

- la division de l'étang en sous-unités homogènes ;
- la résolution dans chaque unité de l'équation de conservation de masse pour chacune des variables considérées.

Mais pour que le découpage soit compatible avec les organisations cellulaires mises en évidence, il faut obligatoirement qu'il puisse être modifié chaque fois que les conditions climatiques se modifient. Cette prise en compte d'une zonation du milieu en fonction de la direction du vent, qui fait l'originalité de la modélisation développée sur l'*étang de Thau*, nécessite de définir les modalités de passage d'une structure à l'autre, donc d'émettre certaines hypothèses sur le comportement de l'étang.

Ce problème sera examiné après la présentation, pour chaque direction de vent, des caractéristiques des sous-unités hydrodynamiques de l'étang, c'est-à-dire des unités d'espace du modèle de mélange.

2.2- Les unités spatiales du modèle CASIERS

On a identifié (cf ch3 §2.1) une structuration particulière de l'étang pour chacune des quatre directions de vent étudiées. Une liaison entre ces quatre zonations doit être faite, pour qu'elles puissent être reconstituées par le modèle de mélange à chaque modification du vent.

Pour cela, on doit définir les sous-unités indépendantes dans l'étang, en

superposant les quatre organisations spatiales obtenues sur les figures 3-21 à 3-24, puis on montrera leur combinaison pour chaque situation de vent.

Les unités de base

La figure 5-3 définit les douze unités spatiales indépendantes de l'étang et reproduit les associations de sous-unités qui permettent de reconstituer les organisations spatiales.

Les caractéristiques morphologiques de ces douze unités sont données dans le tableau suivant :

unité	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
volume Mm ³	82.5	52.8	23.5	9.0	7.4	9.1	31.8	15.2	2.4	11.2	6.6	6.8
surface Mm ²	20.6	17.6	4.7	1.2	1.1	2.5	6.1	3.2	2.7	3.6	2.3	2.0

La combinaison des unités en cellules

Chaque direction de vent va amener l'association d'une ou plusieurs unités de base pour aboutir à la mise en place de l'organisation cellulaire de l'étang correspondant à ce vent. Les combinaisons des sous-unités constituant les cellules sont rappelées dans les tableaux ci-dessous qui précisent également les caractéristiques (temps, volume, etc) des cellules.

On peut remarquer que les organisations cellulaires des vents de Nord-Ouest et Sud-Est ont été modifiées par rapport aux figures 3-21 et 3-23. En effet l'isolement de la sous-unité 9, qui reçoit les apports du principal ruisseau tributaire de l'étang, risque d'entraîner un adoucissement rapide de cette zone. C'est pourquoi on a préféré admettre le mélange possible de la sous-unité 9 avec les sous-unités 7 et 8 dans le cas des vents de Nord-Ouest et Sud-Est. Il faut bien souligner que cette nouvelle hypothèse ne contredit ni les résultats obtenus lors de la modélisation hydrodynamique (cf ch 3, §2-1 et fig. 3-21 et 3-23) -car aucune frontière de flux nul n'apparaît nettement sur ces cartes-, ni le calcul des volumes échangés à partir de cette unité (cf ch 4, §4-1 et fig. 4-18), dont la faible valeur est essentiellement liée à celle des flux de convection.

Vent de Nord-Ouest

Cell.	Ss-unités	Temps en h	Volum ₃ en Mm ³	Hmoy en m	Hmax en m
A	1+2	57	135.3	3.5	9.5
B	3	24	23.5	5.0	8.0
C	4+5+6	17	25.6	5.2	9.7
D	7+8+9	22	49.4	4.1	9.0
E	10+11	21	17.8	3.0	7.7
F	12	10	6.8	3.3	7.5

Vent de Nord-Est

Cell.	Ss-unités	Temps en h	Volum ₃ en Mm ³	Hmoy en m	Hmax en m
A	1+3+4+7	57	146.8	4.5	9.7
B	2+5+6+8	45	84.5	3.5	9.5
C	9	-	2.4	0.9	4.0
D	10	12	11.2	3.1	6.3
E	11+12	19	13.4	3.1	7.7

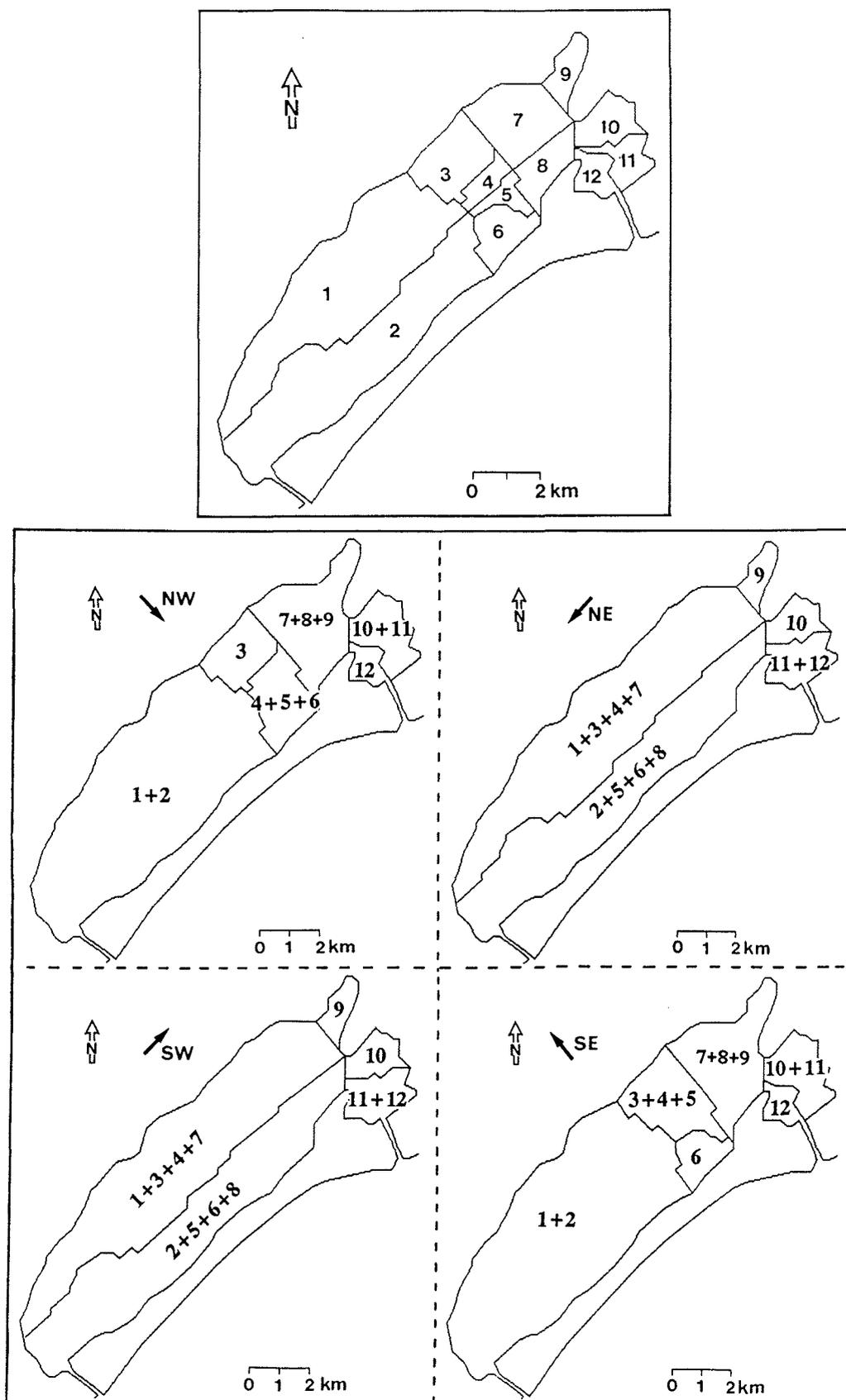


Fig. 5-3 : Unités spatiales du modèle de mélange

Vent de Sud-Ouest

Cell.	Ss-unités	Temps en h	Volum _e ³ en Mm ³	Hmoy en m	Hmax en m
A	1+3+4+7	44	146.8	4.5	9.7
B	2+5+6+8	52	84.5	3.5	9.5
C	9	-	2.4	0.9	4.0
D	10	13	11.2	3.1	6.3
E	11+12	17	13.4	3.1	7.7

Vent de Sud-Est

Cell.	Ss-unités	Temps en h	Volum _e ³ en Mm ³	Hmoy en m	Hmax en m
A	1+2	53	135.3	3.5	9.5
B	3+4+5	30	40.0	5.6	9.7
C	6	16	9.1	3.6	8.3
D	7+8+9	24	49.4	4.1	9.0
E	10+11	18	17.8	4.1	7.7
F	12	11	6.8	3.3	7.5

2.3- Les hypothèses et l'organigramme du modèle CASIERS

Les sous-unités précédemment définies ne constituent pas les réservoirs-réacteurs du modèle CASIERS. Ce sont les cellules issues de l'association de ces sous-unités -selon un schéma qui dépend de la direction du vent- qui forment les unités temporaires de calcul du modèle.

Le modèle doit gérer les douze sous-unités en respectant à la fois le comportement hydrodynamique de l'étang de Thau -donc en particulier les conditions d'établissement ou de modification des organisations spatiales dans le milieu- et les conditions (H₁), (H₂) et (H₃) des modèles de type zonal. Pour cela, trois hypothèses ont dû être formulées.

(HH₁) La réorganisation cellulaire de l'étang, lors d'un changement de direction du vent, ne peut se faire que si le vent s'établit avec une intensité supérieure à un seuil I₀, ou conserve sa nouvelle direction durant plus de deux pas de temps.

(HH₂) Les cellules de calcul obtenues après cette réorganisation, ont une concentration qui représente le mélange complet, en un seul pas de temps, de leurs sous-unités.

(HH₃) Le pas de temps de calcul, qui est noté Δt, est de six heures.

La première hypothèse tient compte du fait que, si sous l'action d'un vent violent le système réagit très rapidement, à l'opposé un vent de faible intensité ne peut structurer l'étang qu'au bout d'un temps largement supérieur à un pas de temps de calcul (résultat de l'étude sur la sensibilité de l'étang à l'intensité du vent ch 3, § 2.2 & fig. 3-17).

L'hypothèse (HH₂) est une conséquence directe de (HH₁), (H₁) et (H₂), puisque la modification des conditions de forçage ou de calcul doit maintenir la continuité du mélange des unités spatiales de calcul.

Enfin, la troisième hypothèse permet de prendre en compte la marée, dont la période est voisine de douze heures, par une alternance de volumes d'eau entrant et sortant.

Le vent est une donnée d'entrée du modèle. On utilise les relevés au pas tri-horaire de la *Météorologie Nationale* à la station de Sète-Sémaphore (cf

fig. A1-4 à A1-7). Ces données sont traitées en épisodes de vent constant en intensité et direction, d'une durée multiple de six heures. L'intensité-seuil I_0 a été fixée à 4 m/s, en considérant les résultats du ch3, §2.2.

L'organigramme du modèle CASIERS, présenté sur la figure 5-4, résume les cinq étapes principales du modèle qui découlent des hypothèses précédentes :

1. détermination des conditions de vent ;
2. modification éventuelle de la structuration de l'étang ;
3. calcul des échanges entre les cellules ;
4. traitement des apports extérieurs (marée et bassin versant) ;
5. résolution des équations de conservation de masse.

Les étapes 3, 4 et 5 du modèle vont être détaillées dans les paragraphes suivants avant qu'une application particulière du modèle CASIERS ne soit présentée.

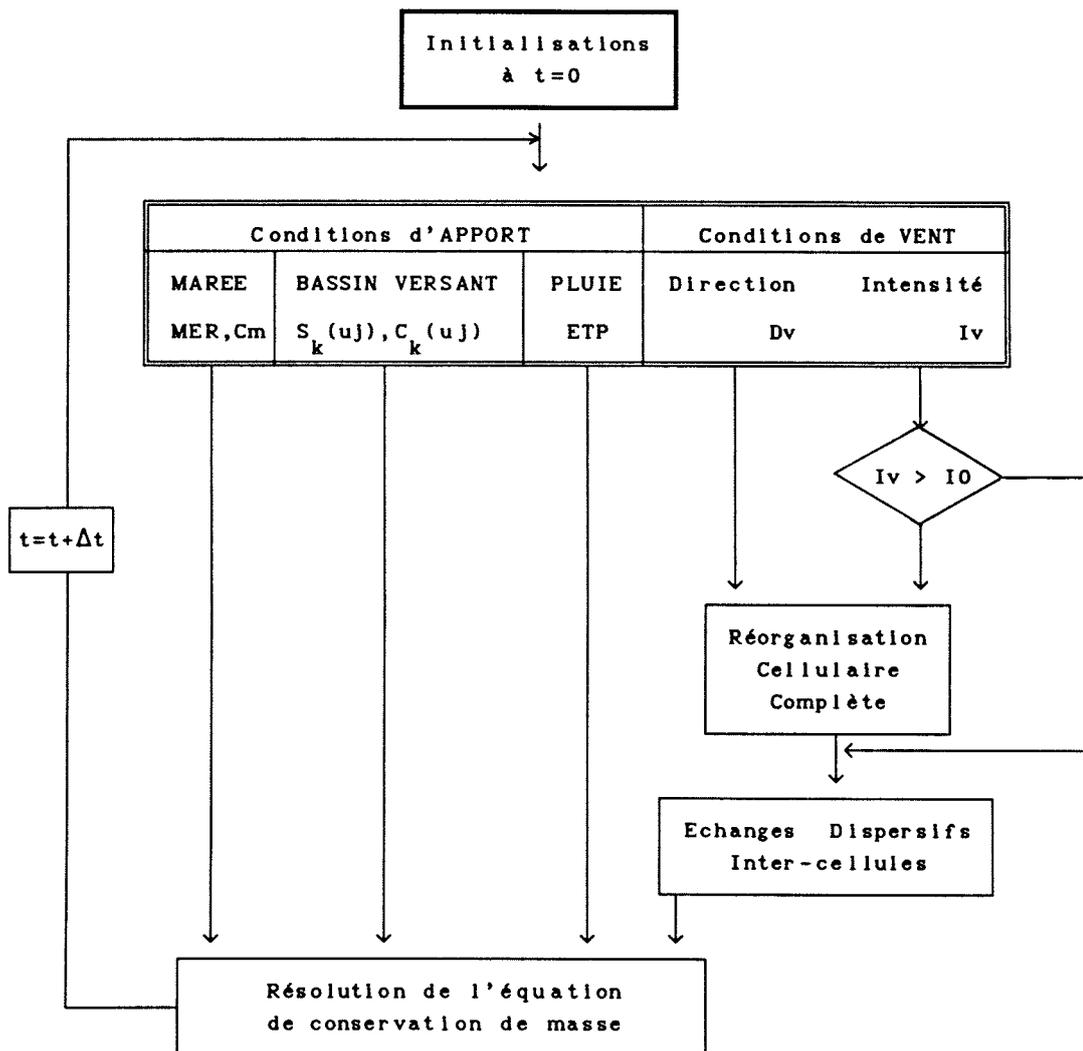


Fig. 5-4 : Organigramme du modèle CASIERS

2.4- Traitement des échanges entre cellules

La matrice des volumes échangés entre les cellules a été identifiée, en utilisant le logiciel V.I.T.E., pour une intensité de vent de 10 m/s dans chacune des quatre organisations étudiées (fig. 4-16).

Ces échanges entre les cellules i et j sont notés E_{ik} . Ils doivent être corrigés en fonction de l'intensité du vent avant d'être introduits dans les équations de conservation de masse.

2.5- Traitement des apports-exports extérieurs

Les apports de l'extérieur du système sont de plusieurs natures : les apports marins (avec la marée entrante), les apports du bassin versant et la pluie directe sur l'étang. Les exportations comprennent les exports marins (avec la marée sortante) et l'évaporation du plan d'eau.

Identification des sources et des puits

Le volume de pluie reçue directement par l'étang est une donnée climatique extraite des relevés pluviométriques de la *Météorologie Nationale*. Deux stations de mesures sont situées au voisinage immédiat de l'étang : *Sète* et *Marseillan-Plage* (cf fig. 2-0). La lame d'eau moyenne journalière précipitée sur l'étang est calculée par la méthode des polygones de *Thiessen* à partir de ces informations. Les résultats pour la période de juin 1986 à juin 1989 figurent en annexe 1 (§1-2 et fig. A1-2 à A1-3).

Les apports du bassin versant ne sont pas mesurés. Leur volume moyen journalier peut être estimé à l'aide du modèle de *Ge (1988)* connaissant la pluie et l'évapotranspiration sur le bassin versant, extraites des données de la *Météorologie Nationale* (cf ch 2, §2.1 & §4.2).

La lame d'eau journalière évaporée sur l'étang est évaluée au dixième de la valeur de l'évapotranspiration décadaire calculée, en utilisant la formule de *Penman*, par la *Météorologie Nationale* sur le site de *Montpellier-Fréjorgues* à environ quarante kilomètres au Nord-Est de l'étang de *Thau*.

Les volumes échangés entre la mer et l'étang ne sont pas connus. Les seules données auxquelles on peut se référer pour évaluer ces échanges, sont les enregistrements limnimétriques du port de *Sète* et de la jetée de *Marseillan*, ce qui est insuffisant comme l'ont montré les tentatives infructueuses de *Gloset (1988)* pour caractériser à partir de ces relevés, les débits d'échange par le grau de *Sète*.

On a tenté de quantifier, au moins grossièrement, les volumes échangés entre la mer et l'étang, à partir des valeurs journalières du débit permanent d'échange mer-étang fournies par le modèle de *Ge (1988)*, sur la période 1964-1989. En supposant que ces échanges ne sont fonction que du vent, on a

évalué, pour toutes les directions de vent confondues, le débit journalier moyen sur cette période qui correspond à l'intensité du vent, moyenne sur la même période. Le résultat obtenu ne représente, en aucun cas, le volume réel d'eau qui transite en alternance à travers le grau de Sète, mais le niveau d'échange moyen entre la mer et l'étang. Il est apparu nécessaire de pondérer ces échanges en tenant compte de la vitesse du vent, mais il s'est avéré délicat de considérer également l'influence de la direction du vent. Les échanges mer-étang entrent donc dans le modèle sous la forme d'un débit à une vitesse de référence connue du vent.

Les termes d'apports-exports, qui viennent d'être identifiés, intéressent soit l'ensemble des cellules, comme c'est le cas pour la pluie ou l'évaporation, soit certaines sous-unités précises, donc leurs cellules correspondantes.

Les points particuliers d'apport (ou d'échange) sont précisés sur la figure 5-5. Les débouchés des canaux du Rhône à Sète et du Midi ont également été notés, bien qu'ils ne soient pas considérés dans l'application du modèle.

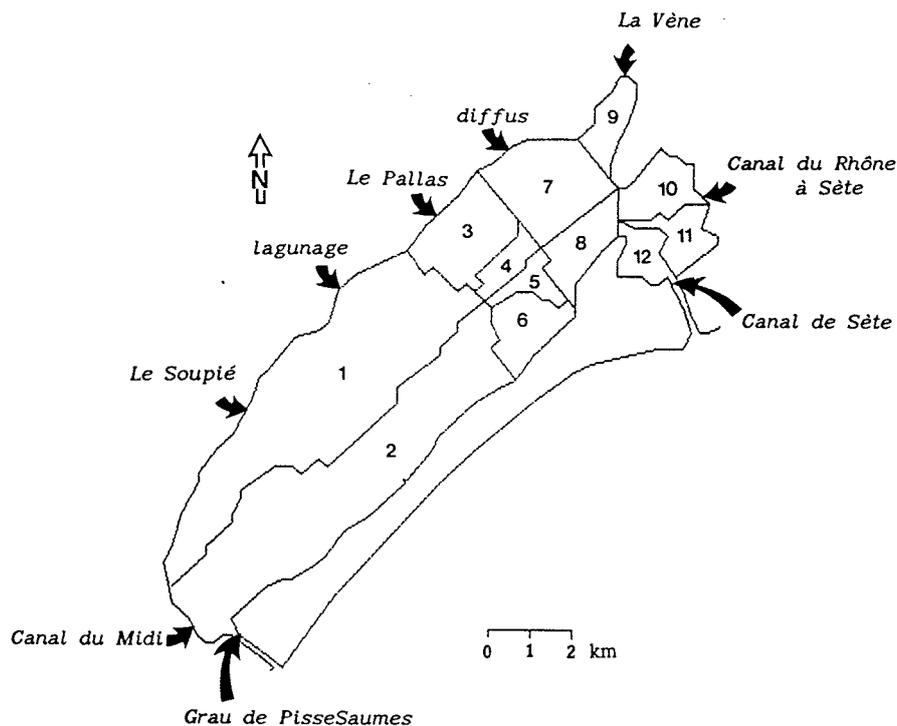


Fig. 5-5 : Identification des points d'apport ou d'échange

Contribution des sources et des puits

Les volumes entrant à l'étang vont contribuer à augmenter, plus ou moins rapidement selon leur composition, la masse des composés contenus dans l'étang.

Si on note $S_k(u_i, t)$ le volume apporté à la sous-unité u_i entre les instants t et $t+\Delta t$, la contribution de cette source s'écrit :

$$S_k(u_i, t).C_k(t),$$

l'indice k traduisant la nature de l'apport (bassin versant, pluie ou autre).

Dans le cas de la marée entrante, on note $Mer(u_i, t)$ son volume et $C_m(t)$ sa concentration, donc sa contribution :

$$Mer(u_i, t).C_m(t).$$

Les volumes exportés de l'étang vont, eux, contribuer, selon leur nature, soit à augmenter la concentration des composés de l'étang -dans le cas de l'évaporation-, soit à diminuer la masse des composés contenus dans l'étang -dans le cas des exportations par les graus.

L'évapotranspiration intervient en modifiant le volume de l'étang d'une quantité $Ev(t)$.

Si on note $Mer(u_i, t)$ le volume sortant de marée entre les instants t et $t+\Delta t$, sa contribution à la diminution de la masse d'un composé dans l'étang s'écrit :

$$Mer(u_i, t).C(u_i, t).$$

2.6- L'équation de conservation d'une variable conservative

A cette étape du modèle et à tout instant t , on peut écrire, dans une cellule i quelconque, l'équation de conservation de masse d'une variable conservative sous la forme implicite suivante :

$$\begin{aligned} (V_i + \Delta V_i).C(i, t) &= V_i.C(i, t - \Delta t) \\ &+ \sum_{u_j \in i} \left[\sum_k S_k(u_i, t).C_k(t) + \alpha.Mer(u_i, t).C_m(t) \right] - \sum_{u_j \in i} (1 - \alpha).Mer(u_i, t).C(u_i, t) \\ &+ \sum_{l \neq k} Ech_{lk}(t).[C(k, t) - C(i, t)]. \end{aligned}$$

Dans cette relation, α vaut 1 quand la marée est entrante et 0 quand la marée est sortante. Le terme ΔV_i représente la somme algébrique des volumes entrant et sortant de la cellule i .

On doit donc résoudre un système linéaire de N équations (une par cellule) à N inconnues (les concentrations dans chaque cellule), N étant le nombre de cellules de l'organisation cellulaire imposée par la direction du vent : N varie de 5 à 7.

La matrice de ce système étant fonction du temps, une méthode de résolution itérative a paru préférable à la mise en œuvre à chaque pas de temps d'une méthode d'inversion de matrice. Le test d'arrêt porte sur la somme des carrés des écarts des concentrations calculées à deux itérations successives. Au

départ des itérations, on suppose les concentrations au temps t égales à celles du pas de temps précédent. La convergence est obtenue en général après quatre à cinq itérations.

2.7- Conclusion

Les formulations du modèle CASIERS ont donné lieu à la construction d'un code de calcul écrit en langage Pascal (*BORLAND TurboPascal*[®]). Dans les douze sous-unités qui forment le pas d'espace de ce modèle de mélange, au pas de temps de six heures et à une échéance de quelques mois, on a pu simuler les évolutions de la salinité de l'*étang de Thau*. Ce sont les résultats de ces simulations et de quelques tests qui vont être présentés maintenant.

3- APPLICATION A LA SALINITE

L'application du modèle de fonctionnement zonal aux évolutions de la salinité a donné lieu :

.d'abord, à la comparaison des mesures de salinité effectuées par le programme *Écothau* entre Octobre 1986 et Mai 1987 aux résultats d'une simulation de même durée, utilisant les données climatiques sur cette période.

.ensuite à une simulation sur la période de plus de deux ans qui couvre presque l'ensemble des campagnes du programme *Écothau* d'Octobre 1986 à Mars 1989, en appliquant les conditions climatiques réelles.

3.1- Les données disponibles

La salinité

Les observations relevées dans l'étang lors des campagnes de prélèvements du programme *Écothau* ont servi de référence dans l'application du modèle de fonctionnement zonal aux évolutions de la salinité.

L'annexe 1 (§1-1 et fig. A1-1) fournit les dates et la position des points d'échantillonnage au cours de ce programme. Les données de salinité, ainsi que celles de toutes les autres variables auxquelles s'intéresse ce programme, sont en cours de publication.

Pour pouvoir comparer les valeurs simulées aux observations réalisées sur l'étang, il a fallu déterminer les valeurs moyennes de salinité observées dans les douze sous-unités du modèle CASIERS. Pour cela, on a rapporté chacune des observations effectuées dans une sous-unité donnée, à son volume de référence (calculé par la méthode des polygones de *Thiessen* pour chaque répartition de stations dans une sous-unité) pour obtenir la masse observée de sel dans la sous-unité considérée.

La densité des stations étant variable selon les campagnes de mesures, il est évident que cette méthode conduit à une évaluation de la concentration moyenne dont la représentativité sera différente selon les sous-unités. Cela est vrai, en particulier, pour la phase d'échantillonnage au cours de laquelle les stations de mesures ne sont pas uniformément réparties sur l'étang, donc ont des volumes de référence sensiblement différents. De plus, il arrive que certaines sous-unités ne puissent être comparées à aucune valeur observée : c'est le cas de la sous-unité 5, dans laquelle aucun prélèvement n'a été fait sur l'ensemble des campagnes de mesures ; mais aussi des sous-unités 3, 4, 6 et 10 au cours de la phase d'échantillonnage.

Les valeurs de salinité observées en moyenne dans chaque sous-unité sont représentées en comparaison directe avec les valeurs simulées, sur les figures 5-6 et 5-8.

Les données climatiques

Les données de pluie, d'évaporation et de vent sont extraites des relevés de la *Météorologie Nationale*.

Le volume moyen d'échange mer-étang est fixé à $32.7 \text{ m}^3/\text{s}$ pour une intensité de vent de 7 m/s (cf §2-5). La relation volume-intensité est supposée linéaire. Cet échange est réparti entre l'entrée de Sète (90 %) et le grau de PisseSaumes (10 %).

Les apports du bassin versant sont connus en volume journalier à partir des résultats du modèle de *Se* (1988). La répartition de ce volume aux différents ruisseaux tributaires de l'étang se fait au prorata de la surface de leur bassin versant respectif d'après le tableau suivant :

Ruisseau	Vène	Pallas	Soupié & autres	apports diffus	
Surface du BV (km^2)	77	55	96	30	42
% d'apport	26	18	32	10	14
Ss-unité de rejet	9	3	1	7	11

3.2- La salinité simulée d'octobre 1986 à mai 1987Conditions de simulation

Cette première simulation a été initialisée sur les observations de la campagne d'échantillonnage spatial du 21/10/86. A cette date, la salinité a été mesurée sur soixante-trois points uniformément répartis dans l'étang. Cela a permis d'obtenir une valeur initiale de salinité dans chacune des sous-unités, sauf la 5, pour laquelle on a admis, arbitrairement, une valeur de départ égale à la salinité moyenne calculée sur l'ensemble de l'étang.

La simulation est conduite en utilisant les données de vent (transformées en épisodes de vent constant sur six heures) de la station de Sète et les données d'apport déduites des enregistrements par la *Météorologie Nationale*, sur la période qui va du 21/10/86 au 11/05/87.

Les résultats

Les premiers résultats obtenus ont conduit à la modification du traitement des apports du bassin versant. Ainsi la répartition adoptée au départ a été maintenue dans les cas d'apports importants pour lesquels il est possible d'admettre que l'ensemble du bassin versant contribue à alimenter l'étang (la limite a été arbitrairement fixée à $10 \text{ m}^3/\text{s}$). Par contre pour les valeurs plus faibles de débit, on suppose, en accord avec ce qui est observé, que les écoulements proviennent uniquement des ruisseaux de la *Vène* et du *Pallas*.

La figure 5-6 compare les évolutions observées et simulées dans huit des sous-unités. On remarque immédiatement que le nombre de points d'observation est limité à trois dans toutes les sous-unités, sauf les 1 et 2, ce qui ne facilite pas l'interprétation des résultats du modèle.

La chronique des observations dans les sous-unités 1 et 2 montre une salinité, en moyenne égale à 36 g/l, quasi-constante durant les trois premiers mois (donc de fin octobre 1986 à fin janvier 1987), puis une chute brutale de taux, bien visible dans les sous-unités 2, 6, 8 et surtout 9, 10 et 12. Cette variation rapide de la salinité -liée à l'épisode pluvieux très important du début du mois de février 1987 (cf fig. A1-2)- est suivie d'une lente remontée jusqu'à un niveau moyen de 34 g/l à la mi-mai.

Le niveau final de salinité est assez bien reproduit dans toutes les sous-unités, sauf la sous-unité 12 où 1,5 g/l séparent le simulé de l'observé. Par contre la salinité observée au 06/02/87, peu de temps après l'épisode de pluie intense, est très mal simulée en général surtout aux sous-unités 2, 6, 9 et 12. Cependant on remarque que l'évolution simulée à la sous-unité 1 est très correcte sur l'ensemble des observations, quant à la sous-unité 2, un seul point est très mauvais.

La seule divergence flagrante entre la simulation et l'observation correspond justement à un épisode de pluie intense, donc à une crue du bassin versant. On observe alors une forte hétérogénéité de la salinité dans l'étang que le modèle de mélange n'arrive pas à reproduire. Cela peut être dû aux incertitudes sur les volumes d'apport et les temps de réponse du bassin versant. Mais on peut aussi penser qu'une modification du comportement hydrodynamique de l'étang intervient lors de ces périodes de crue et conduit à atténuer les phénomènes de mélange entre les sous-unités ou tout au moins à les retarder, ce que le modèle ne prend pas en considération.

Le mélange continu des sous-unités entre elles à la suite des changements fréquents de direction du vent ne permet pas au modèle de traduire correctement une répartition hétérogène de la salinité induite par une crue du bassin versant, ou du moins cette hétérogénéité à une persistance trop brève dans le modèle par rapport à la réalité.

3.3- Essai de simulation à longue échéance

Malgré les remarques précédentes il a paru intéressant de poursuivre les simulations au-delà de six mois pour tester le comportement du modèle à plus longue échéance en profitant du réseau encore dense de stations de mesures dans la phase 2 du programme *Écothau*.

Cette simulation s'étend donc du 21/10/86 au 8/03/89. Les conditions de simulation sont identiques à celles décrites au paragraphe 3-2. Seule la durée de simulation est augmentée : 838 jours au lieu de 210. La figure 5-7

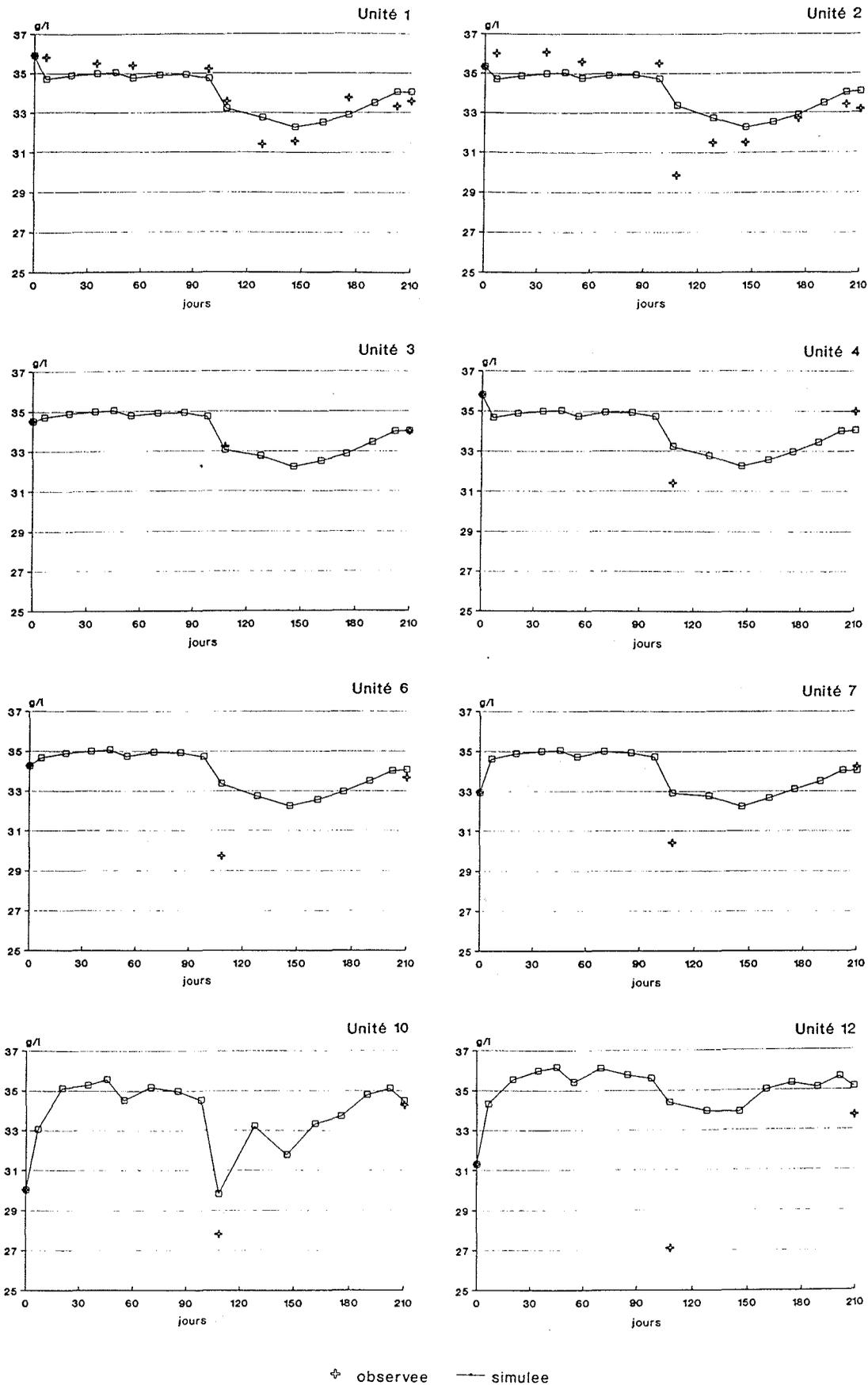


Fig. 5-6 : Evolution de la salinité du 21/10/86 au 11/05/87

ne présente que les résultats dans les sous-unités échantillonnées durant la phase 2.

On ne commentera pas davantage la première partie de la simulation. Cela a été fait précédemment. La comparaison observation-simulation, à partir du 575^e jour, est dans l'ensemble satisfaisante. En regardant plus en détail, on constate que la salinité est systématiquement sous-estimée dans la sous-unité 9 et qu'il en est de même pour les sous-unités 1, 2, 6 et 7 aux deux premières campagnes de mesures spatio-temporelles. Par contre dans tous les cas, le niveau de simulation est très correctement reproduit pour la dernière campagne.

En fait l'examen des lames d'eau précipitées au cours de cette année d'expérimentation 88-89, montre qu'il n'y a eu aucun épisode de pluie violente comme cela avait été le cas lors de la phase 1. Le modèle n'a donc pas eu à gérer une crue du bassin versant ni à reproduire une répartition de salinité hétérogène dans l'étang. Et cela explique en grande partie la meilleure qualité des résultats.

3.5- En conclusion

Il est difficile de dégager une conclusion nette sur la validité du modèle de mélange à partir des résultats qui viennent d'être présentés. On a simplement mis en évidence l'importance de deux facteurs sur les évolutions spatio-temporelles simulées de la salinité dans l'étang : le vent et les apports du bassin versant.

Les incertitudes sur les apports du bassin versant interviennent à plusieurs niveaux : sur la chronique des volumes journaliers, donc sur leur variation temporelle, leur répartition entre les différents ruisseaux et le temps de réponse du bassin à la pluie, mais aussi sur la répartition de ce volume aux différents ruisseaux (répartition que l'on a supposée indépendante de la crue). Toutes ces incertitudes ont une grande influence sur les valeurs de salinité simulée, mais cette influence est difficile à séparer des effets du mélange continu des sous-unités dû aux fréquents changements de la direction du vent qui empêchent de simuler les cas temporaires de forte hétérogénéité spatiale de l'étang.

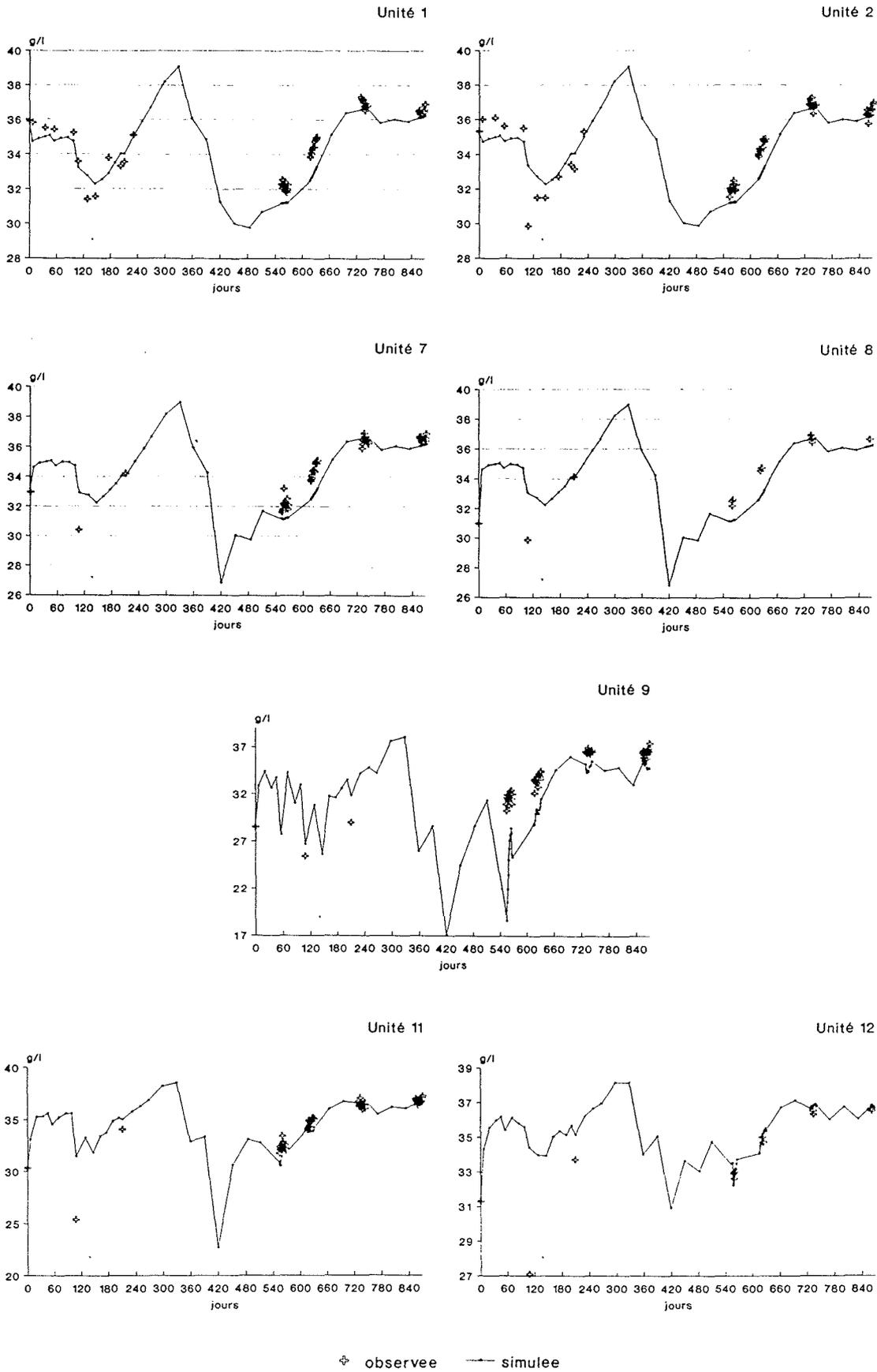


Fig. 5-7 : Evolution de la salinité du 21/10/86 au 08/03/89

4- CONCLUSION

Les évolutions de la salinité dans les douze sous-unités de l'étang ont été suivies d'une part sur une période de cinq mois environ et d'autre part sur une période de deux ans et demi. Les résultats obtenus ne permettent pas de trancher nettement quant à la validité du modèle de mélange qu'on a tenté de mettre au point.

Plusieurs explications peuvent être avancées :

.soit l'hypothèse d'une succession d'organisations cellulaires stables doit être rejetée, parce que la direction du vent est beaucoup trop variable sur l'étang de Thau par rapport au temps de mise en place d'une structuration, c'est-à-dire au pas de temps de ce modèle.

.soit ce sont les incertitudes concernant les apports du bassin versant et surtout les échanges mer-étang qui ont trop de poids, car la salinité, qui reste la plupart de temps assez homogène sur l'étang, est principalement déterminée par ces volumes.

.soit la qualité des données de salinité disponibles est insuffisante, ce qui se traduit par une interprétation erronée du degré d'homogénéité de l'étang aux différents instants de mesures.

Il est difficile de déterminer parmi ces explications laquelle est la plus probable, car toutes peuvent être vraies simultanément. D'autres tests seraient nécessaires pour approfondir cette analyse. On aurait pu travailler sur une autre variable, la température par exemple, dont les évolutions ne sont fonction que des variables environnementales. L'analyse du spectre du vent mesuré à la station de Sète aurait peut-être aussi permis de confirmer ou d'infirmer la première des explications proposées.

Chap. 6 : CONCLUSION

CONCLUSION

L'objectif initial de ce travail, qui s'insère dans la problématique du programme *Écothau*, était double :

- d'abord la détermination des échelles spatiale et temporelle de variabilité maximale des phénomènes de convection et de dispersion induits, dans un système lagunaire, par les deux principaux facteurs de forçage physique : le vent et la marée ;

- puis l'élaboration d'un modèle de fonctionnement de cet écosystème, dont l'échelle d'analyse doit, tout à la fois, être compatible avec les observations disponibles et respecter les caractéristiques hydrodynamiques du milieu, mises en évidence auparavant.

La morphologie de l'*étang de Thau* a permis d'aborder l'étude hydrodynamique fine sur la base simplifiée d'une modélisation bidimensionnelle.

Les phénomènes de convection ont été évalués à l'aide du modèle de *Leendertse*. On a ainsi montré que sous l'action d'un vent constant en direction et en intensité, un champ de circulation à structure cellulaire apparaît. Cette structuration a été identifiée de façon précise. Elle reste peu sensible au paramétrage du modèle et au niveau d'intensité du vent, mais se modifie selon son orientation.

Ce découpage du milieu, en zones favorables au mélange, définit alors l'échelle horizontale de variabilité maximale des phénomènes de convection qui s'y déroulent.

A ce stade, l'étude des phénomènes de dispersion s'est avérée indispensable pour entériner les échelles déduites de l'analyse précédente, car la validité de la zonation obtenue dépend essentiellement de l'importance des échanges qui interviennent entre les cellules de circulation.

Pour cela, on a développé un modèle de dispersion de type pseudo-lagrangien, qui traite, dans un champ de vitesses horizontales connu -résultat du modèle précédent-, le déplacement d'un ensemble de particules comme la combinaison du mouvement convectif et d'un aléa, fonction du niveau dispersif du milieu.

On a alors pu établir la pertinence de l'organisation spatiale imposée par le vent en tant qu'échelle de variabilité horizontale de l'hydrodynamique de l'*étang de Thau*, puisque les échanges dispersifs entre les zones sont apparus très faibles vis-à-vis du volume de référence considéré (le volume de la plus petite des zones).

Comme il demeure difficile d'intégrer, à l'échelle très fine de l'analyse hydrodynamique, les variables écologiques dont les évolutions interviennent à des échelles souvent très différentes, on a voulu élaborer un modèle de

BIBLIOGRAPHIE & SOMMAIRES

BIBLIOGRAPHIE

Amanieu M., Legendre P., Trousselier M., Frisoni G.F., 1989. Le programme Écothau : théorie écologique et base de la modélisation. *Oceanologia Acta*, 12(3), pp 189-199.

Chapitre 1

Chahuneau F., Des Clers S., Meyer J.A., 1980. Les modèles de simulation en écologie lacustre. Présentation des différentes approches et analyse des modèles existants. *Acta Œcologica - Œcol. Gen.*, 1(1), pp 27-50.

Cheng R.T., 1980. Modeling of environmental hydrodynamics and field data requirements. In : *Proceed. Int. Conf. on Finite Elements in Flow Problems*, Canada, vol 1, pp 43-53.

Daubert A., 1976. Modèles mathématiques, statistiques et physiques pour l'étude du transfert et de la dispersion à l'échelle locale. In : *Société Hydrotechnique de France, XIV^e journées de l'hydraulique*, Paris, pp

Dooge J.I.C., 1983. On the study of water. *Hydrol. Sci. J.*, 28(1), pp 23-48.

Garçon V., 1981. *Modélisation d'un écosystème aquatique. Application au réservoir de Grangent sur la Loire*, Bull. Dir. Etudes-Rech. E.D.F., série A, supplément au n°3.

Jacquet J., 1984. Modélisation et stratégie de la mesure dans l'eau et dans l'air. *La Houille Blanche*, 1984-1/2, pp 67-78.

Nihoul J.C.J., Ronday F.C., 1982. Three-dimensional marine models for impact studies. In : *Proceed. 18th Coastal Eng. Conf.*, Cape Town, Nov. 14-17, pp 745-764.

Nihoul J.C.J., 1985. Marine variability and mathematical models of the marine system. In : *Proceed. "Progress in Belgian oceanographic research"*, Brussels, Mar 85, pp 25-34.

Officer C.B., 1980. Box models revisited. In : Hamilton P., MacDonald K.B. (eds), *"Estuaries and wetland processes"*, Marine Sci., vol 11, pp 65-114.

Ulrich M., Scharzenbach R., Imboden D., 1989. MASAS : Modelling of anthropogenic substances in aquatic systems. In : *Proceed. 2^e Environ. Softw. Exhibit.*, Como, 11 Oct., pp 133-137.

Winkel T., 1989. *Fonctionnement hydrique et organisation spatiale du système sol-vigne : une perspective hiérarchique*. Thèse Doct., Univ. Montpellier II, 112 p.

Chapitre 2

Audouin J., 1962. Hydrologie de l'étang de Thau. *Rev. Trav. Inst. Pêches Marit.*, 26-1, 126 p.

Closet J.F., 1988. *Tentative de modélisation des variations du niveau de l'étang de Thau*. Diplôme d'études approfondies, Univ. Montpellier II, 50 p.

Ge C.B., 1988. *Contribution à la modélisation physico-chimique de l'étang de Thau*. Thèse Doct., Univ. Montpellier II, 195 p.

Guilbot A., 1986. Des multiples applications d'un modèle conceptuel du cycle de l'eau en France. *Revue Int. Sciences de l'eau*, 2(1), pp 19-26.

Hiot B., Primparé P., 1973. *Contribution à l'étude de la pollution de l'étang de Thau. Pollution apportée par les eaux superficielles du bassin versant nord de l'étang*. Thèse 3^e cycle, Univ. Montpellier II, 250 p.

I.M.F.-B.C.E.O.M., 1987. *Etude de l'hydrodynamique du bassin de Thau par modélisation mathématique*. Serv. Marit. Navig. Languedoc-Roussillon, 322-EME, 211 p.

Jouffre D., 1989. *Etude de l'organisation spatiale du zooplancton dans l'étang de Thau et de l'influence des échanges entre la lagune et la mer*. Thèse Doct., Univ. Montpellier II, 240 p.

Lavenu F., 1972. *La télédétection des radiations I.R. appliquée à l'étude hydrologique des étangs côtiers et plus particulièrement à celle de l'étang de Thau*. Thèse 3^e cycle, Univ. Montpellier II, 74 p.

Lebaron P., 1989. *Répartition et dynamique de différentes populations bactériennes autochtones et allochtones dans les eaux de l'étang de Thau*. Thèse Doct., Univ. Montpellier II, 112 p.

Millet B., 1989. *Fonctionnement hydrodynamique de l'étang de Thau. Validation écologique d'un modèle numérique de circulation (programme Écothau)*. *Oceanologia Acta*, 12-1, pp 37-46.

Pena G., 1989. *Sels nutritifs et micropolluants métalliques dans un écosystème lagunaire : l'étang de Thau*. Thèse Doct., Univ. Montpellier II, 195 p.

Segala B., 1985. *Contribution à l'étude de la dynamique et de la qualité des eaux en milieu lagunaire et côtier par télédétection aérienne*. Thèse 3^e cycle, Univ. Montpellier II, 150 p.

Segala B., 1980. *Contribution à l'étude quantitative et qualitative des échanges d'eau entre la mer et l'étang de Thau*. Diplôme d'études approfondies, Univ. Montpellier II, 65 p.

Tournier H., Hamon P.Y., Landrein S., 1981. Synthèse des observations réalisées par l'I.S.P.T.M. sur les eaux et le plancton de l'étang de Thau de 1974 à 1980. *Rev. Trav. Inst. Pêches Marit.*, 45(1), pp 283-318.

Chapitre 3

Abbott M.B., 1979. *Computational hydraulics : elements in the theory of free-surface flows*. Pittman Publ. Ltd, London, 324 p.

Abbott M.B., **Larsen J.**, **Tao J.**, 1985. Modelling circulations in depth-integrated flows. Part 1 : the accumulation of evidence. *J. Hyd. Res.*, 23(4), pp 309-326.

Abbott M.B., **Minns A.W.**, 1989. Computational hydraulics : some provocations related to the modelling of turbulent flows. In : *Proceed. XXIII^e IAHR Congr. - Turbul. in Hydraul.*, Ottawa, Aug. 21-25, vol A, pp 207-213.

Banks R.B., 1975. Some features of wind action on shallow lakes. *J. Envir. Eng. Div.*, 101(EE5), pp 813-827.

Bauer S.W., **Schmidt K.D.**, 1983. Irregular-grid finite difference simulation of lake Geneva surge. *J. Hydr. Eng.*, 109(10), pp 1285-1295.

Bedford K.W., **Prater M.D.**, **Dingman S.**, 1980. Great lakes storm flood forecasting methods. In : *Proceed. Urban storm management in coastal areas*, ASCE Hydr. Div., pp 228-298.

Dhatt G., **Touzot .**, 1980. *Une présentation de la méthode aux éléments finis*. Maloine ed., 518 p.

Daubert A., **Graffe O.**, 1967. Quelques aspects des écoulements presque horizontaux à deux dimensions en plan et non permanents : application aux estuaires. *La Houille Blanche*, 1967-8, pp 847-859.

Gallagher R.H., **Liggett J.A.**, **Chan S.T.K.**, 1973. Finite element shallow lake circulation analysis. *J Hyd. Div.*, 99(HY7), pp 1083-1096.

Gerritsen H., **Biljsma A.C.** 1988. Modelling of tidal and wind-driven flow : the Dutch continental shelf model. In : Schrefler B.A., Zienkiewicz O.C. (eds), *"Computer modelling in ocean engineering"*, Balkema, Rotterdam, pp 331-338.

Grentz C., 1989. *Quantification et destinée de la biodéposition en zones de production conchylicole intensive en Méditerranée*. Thèse Doct., Univ. Aix-Marseille 2, 170 p.

Hunter J.R., **Hearn C.J.**, 1988. Some techniques and results from numerical hydrodynamic modelling of shallow water systems. In : Schrefler B.A., Zienkiewicz O.C. (eds), *"Computer modelling in ocean engineering"*, Balkema, Rotterdam, pp 287-294.

Lahoud A., 1988. *Modélisation des circulations transitoire et résiduelle : application à l'estuaire de la Casamance*. Thèse Doct, Univ. Montpellier II, 425 p.

Leclerc M., **Dhatt G.**, **Robert J.L.**, **Tessier J.C.**, **Soulaimani A.**, **Dupuis P.**, **Matte Y.**, 1987. Modélisation des écoulements de l'archipel de Montréal par éléments finis : aspects divers de l'application. *Rev. Int. Sciences Eau*, 3(2), pp 41-56.

- Leendertse J.J., Gritton E.C., 1971. *A water-quality simulation model for well mixed estuaries and coastal seas : vol. II, Computational Procedures.* R-708-NYC.
- Legendre P., Trousselier M., Jarry V., Fortin M.J., 1989. Design for simultaneous sampling of ecological variables : from concepts to numerical solutions, *Oikos*, 55(1), pp 30-42.
- Liné A., Masbernat L., 1988. Modélisation des systèmes aquatiques côtiers. In : Ouazar D., Brebbia C.A., Stout G.E. (eds.), "*Computer methods and water resources : Computational transport phenomena*", Comput. Mech. Publ. & Springer-Verlag, pp 21-38.
- Ménigault T., Dumay H., 1990. Modélisation mathématique de l'hydrodynamique et du mouvement de la pollution en système lagunaire. *La Houille Blanche*, 1990-6, pp 409-416.
- Nihoul J.C.J., 1982. *Hydrodynamic models of shallow continental seas - Application to the North Sea.* E. Riga, Neupré, 198 p.
- Pochat R., 1980. *Mécanique des fluides, Hydraulique à surface libre.* Ecole d'été de Mécanique, Hanoï, 285 p.
- Ponce V.M., Yabusaki S.B., 1981. Modeling circulation in depth-averaged flow. *J. Hydr. Div.*, 107(HY11), pp 1501-1518.
- Remson I., Hornberger G.M., Moltz F.J., 1971. *Numerical methods in subsurface hydrology.* Wiley Interscience, New-York, 389 p.
- Smith S.D., Banke E.G., 1975. Variation of the sea surface coefficient drag coefficient with wind speed. *Quart. J. Roy. Meteo. Soc.*, 101, pp 655-673.
- Strub P.T., Powell T.M., 1986. Wind-driven surface transport in stratified closed basins : direct versus residual circulations. *J. Geophys. Res.*, 91(C7), pp 8497-8508.
- Tanguy J.M., Dhatt G., Frenette M., Monadier P., 1989. La modélisation du transport solide par charriage à l'aide d'un modèle aux éléments finis. *La Houille Blanche*, 1989-3/4, pp 263-267.
- Usseglio-Polatera J.M., Gaillard P., Hamm L., 1988. Numerical modelling of interactive influence of wind, waves and tides on currents in shallow water. In : Schrefler B.A., Zienkiewicz O.C. (eds), "*Computer modelling in ocean engineering*", Balkema, Rotterdam, pp 265-272.
- Wellander, 1957. Wind action on a shallow sea : some generalization of Eckman's theory. *Tellus*, 9(1), pp 45-52.
- Wu J., 1969. Wind stress and surface roughness at air-sea interface. *J. Geophys. Res.*, 74(2), pp 444-455.
- Yu C.S., Fettweis M., DeBruyn R., Berlamont J., 1988. A 2D model for steady and unsteady flows. In : Ouazar D., Brebbia C.A., Stout G.E. (eds.), "*Computer methods and water resources : Computational hydraulics*", Comput. Mech. Publ. & Springer-Verlag, pp 403-414.

Chapitre 4

- Batchelor G.K.**, 1950. The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *Quart. J. Roy. Meteo. Soc.*, 76, pp 133-146.
- Bowden K.F.**, 1972. Turbulent diffusion. *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 6^{ser.}-II, pp 67-97.
- Bujon G.**, 1983. Modélisation de la dispersion des substances solubles ou pseudo-solubles dans un cours d'eau. Application au cas de la Seine. *La Houille Blanche*, 1983-1, pp 45-53.
- Burnage H.**, 1987. Migration des particules dans un écoulement turbulent. *La Houille Blanche*, 1987-7/8, pp 521-524.
- Crane S.R., Moore J.A.**, 1985. Modelling of enteric bacterial die-off : a review. *Water Air Soil Pollution*, 27, pp 411-439.
- Cheng R.T., Casulli V., Milford S.N.**, 1984. Eulerian-lagrangian solution of the convection-dispersion equation in natural coordinates. *Water Resources Res.*, 20(7), pp 944-952.
- Corrsin S.**, 1974. Limitations of gradient transport models in random walks and turbulence. *Adv. Geophys.*, 18A, pp 25-60.
- Daubert A.**, 1974. La dispersion dans les écoulements filaires. *La Houille Blanche*, 1974-1/2, pp 47-54.
- Elder J.W.**, 1959. The dispersion of a marked fluid in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, 5(4), pp 544-560.
- Fischer H.B.**, 1972. A numerical model of estuarine pollutant transport. In : *Proceed. 13th Coastal Eng. Conf.*, Vancouver, July 10-14, pp 2265-2274.
- Ganoulis J.**, 1989. Marine pollution assessment from wastewater discharges. In : *Proceed. XXIII^e IAHR Congr. - Envir. Hydraul.*, Ottawa, Aug. 21-25, vol D, pp 123-129.
- Holly F.M., Preissman A.**, 1977. Accurate calculation of transport in two dimensions. *J. Hyd. Div.*, 103(HY11), pp 1259-1277.
- Holly F.M., Rahuel J.L.**, 1989. Advances in numerical simulation of alluvial-river response to disturbances. In : *Proceed. XXIII^e IAHR Congr. - Envir. Hydraul.*, Ottawa, Aug. 21-25, vol B, pp 307-313.
- Holzbecher E.**, 1989. Modelling convective-dispersive transport by cellular automata. In : *Proceed. XXIII^e IAHR Congr. - Envir. Hydraul.*, Ottawa, Aug. 21-25, vol D, pp 83-90.
- Klein J.P.**, 1980. Modélisation des mécanismes turbulents dans les couches marines superficielles. *Bull. Dir. Etudes-Rech. E.D.F., série A, n°1*.
- Launder B.E., Reynolds W.C., Rodi W., Mathieu J., Jeandel D.**, 1984. *Turbulence models and their applications*. Eyrolles, Coll. Dir. Etudes Rech., 56, 420 p.

Lumley J.L., Corrsin S., 1959. A random walk with both lagrangian and eulerian statistics. *Adv. Geophys.*, vol 6, pp 179-185.

Mathieu J., Jeandel D., Launder B.E., Reynolds W.C., Rodi W., 1984. *La simulation des modèles de turbulence et leurs applications*. Eyrolles, Coll. Dir. Etudes Rech., 55, 220 p.

Mouchel J.M., Zhang M.Z., 1989. Un modèle lagrangien de qualité, application à l'Arc à l'aval d'Aix-en-Provence. In : *Les modèles mathématiques pour la gestion de la qualité de des eaux superficielles*, S.H.F., Comité tech. session n°139, contribution 2, 20 p.

Murthy C.R., Miners K.C., 1978. Turbulent diffusion processes in the Great Lakes. *Scientific Ser.*, 83, 27 p.

Murthy R.C., Simons T.J., Lam D.C.L., 1986. Simulation of pollutant transport in homogeneous coastal zones with application to lake Ontario. *J. Geophys. Res.*, 91(C8), pp 9771-9779.

Neuman S.P., 1981. An eulerian-lagrangian numerical scheme for the dispersion-convection equation using conjugate space-time grids. *J. Comput. Phys.*, 41, pp 270-294.

Nokes R.I., Wood I.R., 1986. Turbulent dispersion of a steady discharge of positively or negatively buoyant particles in two dimensions. *J. Hydraul. Res.*, 24(1), pp 103-122.

Okubo A., 1971. Oceanic diffusion diagrams. *Deep-Sea Res.*, 18, pp 789-802.

Okubo A., 1980. *Diffusion and ecological problems : mathematical models*. Springer-Verlag, New-York, 243 p.

Ormancey A., Martinon J., 1983. Simulation numérique du comportement de particules dans un écoulement turbulent. *Rech. Aerosp.*, 1983-5, pp 353-362.

Pfeiffer K.D., Duwe K.C., Sündermann J., 1988. A high resolution Eulerian current and Lagrangian transport model of the lagoon Valle Vallona near Venice. In : Schrefler B.A., Zienkiewicz O.C. (eds), "*Computer modelling in ocean engineering*", Balkema, Rotterdam, pp 393-400.

Salomon J.C., Pommepey M., 1990. Mathematical model of bacterial contamination of the estuary of Morlaix (France). *Water Research*.

Shen H.T., Yapa P.D., Petroski M.E., 1987. A simulation model for oil slick transport in lakes. *Water Resources Res.*, 23(10), pp 1949-1957.

Tassin B., 1986. *Contribution à la modélisation du lac Léman. Modèles physiques et biogéochimiques*. Thèse Doct., Ecole Nat. Ponts & Chaussées.

USA-EPA, 1985. *Rates, constants, and kinetics formulations in surface water quality modelling*. Rapp. EPA/600/3-85/040 (2nd edition).

Wong I., Swayne D.A., Murthy C.R., Lam D.C.L., 1989. Fast graphical simulations of spills and plumes for application to the Great Lakes. *Ecol. Model.*, 47, pp 161-173.

Chapitre 5

Chapelle A., 1989. Modélisation de l'eutrophisation de la baie de Vilaine et des phénomènes d'anoxie associés. In : *Les modèles mathématiques pour la gestion de la qualité de des eaux superficielles*, S.H.F., Comité tech. session n°139, contribution 14, 29 p..

Chen C.W., Orlob G.T., 1975. Ecologic simulation for aquatic environments. In : Patten B.C. (ed) *"Systems analysis and simulation in ecology"*, Academic Press, pp 475-588.

Di Toro D.M., O'Connor D.J., Thomann R.V., Mancini J.L., 1975. Phytoplankton, zooplankton, nutrient interaction model for western lake Erie. In : Patten B.C. (ed) *"Systems analysis and simulation in ecology"*, Academic Press, pp 423-474.

Helder W., Ruardij P., 1982. A one-dimensional mixing and flushing model of the EMS-Dollard estuary : calculation of time scales at different river discharges. *Neth J. Sea Res.*, 15(3/4), pp 293-312.

Joint I.R., 1981. Development of an ecosystem model of a turbid estuary. In : *Proceed. Dynamics of Turbid Coastal Environ. Sympos.*, Dartmouth, 29 sept-1 oct. pp 341-348.

Keizer P.D., Gordon D.C., Schwinghamer P., Daborn G.R., Ebenhoeh W., 1987. Cumberland basin ecosystem model : structure, performance and evaluation. *Fish. & Aqu. Sc. n° 1547, Can. Tech. Rep.*, 120 p.

Ketchum B.H., 1951. The exchanges of fresh and salt water in tidal estuaries. *J. Mar. Res.*, 10, pp 18-38.

Ménesguen A., Salomon J.C., 1988. Eutrophication modelling as a tool for fighting against *Ulva* coastal mass blooms. In : Schrefler B.A., Zienkiewicz O.C. (eds), *"Computer modelling in ocean engineering"*, Balkema, Rotterdam, pp 443-450.

Zimmerman J.T.F., 1976. Mixing and flushing of tidal embayments in the western Dutch Wadden Sea. Part 1 : Distribution of salinity and calculation of mixing time scales. *Neth J. Sea Res.*, 10(2), pp 149-191.

LISTE DES ILLUSTRATIONS

Chap. 2

2-0.	L'étang de Thau - Situation et Caractéristiques	13
2-1.	Zone conchylicole B	14
2-2.	Carte bathymétrique de l'étang	15
2-3.	Niveaux en mer et dans l'étang	17
2-4.	Apports du BV : bilan annuel	19
2-5.	Nombre d'heures de vent par secteur et gamme de vitesse	21
2-6.	Nombre moyen annuel d'heures de vent d'intensité supérieure à I	22
2-7.	Schéma du modèle Bassin versant-Etang-Mer	25
2-8.	Salinité observée et simulée	25

Chap. 3

3-1.	Répartition verticale des courants : spirale d'Eckman	32
3-2.	Schéma de discrétisation du modèle de Leendertse	36
3-3.	Champs de circulations obtenus par Liné et Masbernat (1988)	40
3-4.	Champs de circulations obtenus par Millet (1989)	41
3-5.	Domaine d'intégration	43
3-6.	Position des stations-témoins des tests	44
3-7.	Influence du pas de temps de calcul	45
3-8.	Forme des créneaux de vent	47
3-9.	Influence de la forme du créneau de vent	48
3-10.	Influence du paramètre de frottement (test 1)	50
3-11.	Influence du paramètre de frottement (test 2 : élévations)	51
3-12.	Influence du paramètre de frottement (test 2 : vitesses)	52
3-13.	Champs de circulations pour K=20 et K=45 (test 1)	53
3-14.	Données disponibles sur la période de validation	55
3-15.	Validation du modèle	56
3-16.	Influence d'une variation de 5° sur un vent de secteur NO	59
3-17.	Influence d'une modification de l'intensité du vent	60
3-18.	Circulations par vent de NO et SE à 10 m/s	61
3-19.	Circulations par vent de NE et SO à 10 m/s	62
3-20.	Calcul de ϕ	63
3-21.	Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Nord-Ouest	66
3-22.	Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Nord-Est	67
3-23.	Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Sud-Est	68
3-24.	Flux et cellules hydrodynamiques par vent de Sud-Ouest	69
3-25.	Modules de vitesses - Fréquence d'apparition	71
3-26.	Modules de vitesses aux stations <i>Écothau</i>	72
3-27.	Zonation hydrodynamique des stations <i>Écothau</i>	73
3-28.	Représentativité des stations <i>Écothau</i> par vent de Nord-Ouest	76
3-29.	Représentativité des stations <i>Écothau</i> par vent de Nord-Est	77
3-30.	Représentativité des stations <i>Écothau</i> par vent de Sud-Est	78
3-31.	Représentativité des stations <i>Écothau</i> par vent de Sud-Ouest	79
3-32.	Organigramme du modèle de marée	85
3-33.	Modules et directions des courants de marée	86

2- L'hydrodynamique de l'étang de Thau	42
2.1- La modélisation hydrodynamique	42
<i>Hypothèses de modélisation</i>	
<i>Influence du pas de temps de calcul</i>	
<i>Forme du créneau</i>	
<i>Étude de sensibilité du paramètre de frottement</i>	
<i>Validation du modèle</i>	
2.2- Le fonctionnement du système	57
<i>Influence de la précision des données de vent</i>	
<i>Cartographie des circulations</i>	
<i>Séparation des cellules hydrodynamiques</i>	
<i>Conclusion</i>	
2.3- Le comportement hydrodynamique de l'étang	70
<i>Étude statistique du vent</i>	
<i>Étude statistique des modules de vitesses</i>	
<i>La représentativité des stations Écothau</i>	
3- La validité des hypothèses	80
3.1- L'étang fermé	80
<i>Rappels sur la marée dans l'étang</i>	
<i>Hypothèses du modèle de marée</i>	
<i>Formulation du modèle</i>	
<i>Méthode de résolution</i>	
<i>Résultats et commentaires</i>	
<i>Conclusion</i>	
3.2- Les tables d'élevage conchylicole	87
<i>Les courants dans les zones d'élevage</i>	
<i>Commentaires et conclusion</i>	
3.3- Les autres hypothèses	90
<i>Le vent</i>	
<i>En conclusion</i>	
4- Conclusion	92
Chap. 4 : LES PHENOMENES DE DISPERSION	93
1- Modélisation du transport dispersif	95
1.1- Analyse du phénomène	95
1.2- Bases théoriques	96
<i>La diffusion turbulente</i>	
<i>L'évolution propre</i>	
1.3- Tenseur de diffusion-dispersion turbulente	98
<i>L'anisotropie du tenseur</i>	
<i>La diffusion horizontale</i>	
<i>Les résultats expérimentaux</i>	
<i>La diffusion verticale</i>	
<i>La dispersion horizontale dans un modèle 2D</i>	
1.4- Modélisation numérique	102
<i>Les modèles eulériens</i>	
<i>Les modèles lagrangiens</i>	
<i>Les modèles mixtes</i>	
<i>Conclusion</i>	
2- Formulation du modèle	106
2.1- Modélisation de la dispersion dans l'étang de Thau	106
2.2- Présentation du modèle	106
<i>Principe de base</i>	

	<i>Algorithme de résolution</i>	
2.3-	Déplacement du nuage de points	110
	<i>La vitesse de convection</i>	
	<i>La vitesse de dispersion</i>	
	<i>L'intégration des vitesses</i>	
2.4-	Evolution propre du polluant	112
2.5-	Traitement des rejets continus ou multiples	112
2.6-	Conclusion	113
3-	Quelques résultats	114
3.1-	Ajustement de la loi de dispersion	114
3.2-	Validation du modèle de transport	115
	<i>Comportement des C.F. dans l'étang</i>	
	<i>Conditions météorologiques</i>	
	<i>Conditions de simulation</i>	
	<i>Résultats et conclusion</i>	
3.3-	Influence du vent sur un apport côtier	119
	<i>La Vène</i>	
	<i>Le canal du Midi</i>	
	<i>Le port du Mourre-Blanc</i>	
3.4-	Conclusion	124
4-	Les flux d'échange dispersif	126
4.1-	Matrices d'échange inter-cellules	126
	<i>Caractérisation des flux</i>	
	<i>Echanges inter-cellules</i>	
	<i>Conclusion</i>	
4.2-	Matrices d'influence inter-stations	129
	<i>Caractérisation des influences hydrodynamiques</i>	
	<i>Influences inter-stations</i>	
	<i>Interprétation des résultats</i>	
5-	Conclusion	134
Chap. 5 :	MODELISATION DES MELANGES	135
1-	Les modèles de zones	137
1.1-	Les choix d'unités spatiales	
1.2-	Le traitement des phénomènes physiques	
1.3-	Conclusion	
2-	Architecture et fonctionnement du modèle CASIERS	141
2.1-	Objectif de la modélisation	
2.2-	Les unités spatiales du modèle CASIERS	
	<i>Les unités de base</i>	
	<i>La combinaison des unités en cellules</i>	
2.3-	Les hypothèses et l'organigramme du modèle CASIERS	
2.4-	Traitement des échanges entre cellules	
2.4-	Traitement des apports-exports extérieurs	
	<i>Identification des sources et des puits</i>	
	<i>Contribution de ces points</i>	
2.5-	L'équation de conservation d'une variable conservative	
2.6-	Conclusion	
3-	Application à la salinité	150
3.1-	Les données disponibles	
	<i>La salinité</i>	
	<i>Les données climatiques</i>	

3.2- La salinité simulée d'octobre 1986 à mai 1987 <i>Conditions de simulation</i> <i>Les résultats</i>	
3.3- Essai de simulation à longue échéance	
3.4- En conclusion	
4- Conclusion	156
Chap. 6 : CONCLUSION	157
Bibliographie	165
Liste des illustrations	173
Sommaire Détaillé	175
ANNEXES	179
A1- Campagnes de mesures du programme <i>Écothau</i>	181
1- Calendrier et plan d'échantillonnage	181
<i>Phase 1 : pré-échantillonnage</i>	
<i>Phase 2 : échantillonnage</i>	
2- Données météorologiques des campagnes <i>Écothau</i>	183
<i>Lame d'eau moyenne sur l'étang</i>	
<i>Vent à Sète-Sémaphore</i>	
A2- Les équations fondamentales de l'hydrodynamique	191
1- Les équations générales	191
<i>Les équations instantanées</i>	
<i>Les équations moyennes</i>	
<i>Les conditions initiales et aux limites</i>	
2- Les équations intégrées sur la verticale	194
<i>Vitesse moyenne, déviation et effet de cisaillement</i>	
<i>L'intégration des équations sur la verticale</i>	
<i>Le système complet d'équations</i>	
A3- Fonctionnalités du logiciel V.I.T.E.	199
1- Spécifications techniques	199
2- Traitement des données	199
<i>Les données d'entrée</i>	
<i>Le format des fichiers de données générales</i>	
<i>Le menu d'entrée des données</i>	
<i>Les valeurs par défaut</i>	
Remerciements	205

ANNEXES

SOMMAIRE

A1- Campagnes de mesures du programme <i>Écothau</i>	183
Calendrier et plan d'échantillonnage	
Données météorologiques de campagnes <i>Écothau</i>	
A2- Les équations fondamentales de l'hydrodynamique	193
Les équations générales	
Les équations intégrées sur la verticale	
A3- Fonctionnalités du logiciel V.I.T.E.	201
Spécifications techniques	
Traitement des données	

ANNEXE 1 CAMPAGNES DE MESURES DU PROGRAMME ÉCOTHAU

1- CALENDRIER ET PLAN D'ÉCHANTILLONNAGE

Les stations dont les numéros sont indiqués sur les deux tableaux suivants sont positionnées sur la figure A1-1.

1.1- Phase 1 : Pré-échantillonnage

Année	Date	Stations	Année	Date	Stations	
1986	17/06	1 à 63	1987	12/01	}	
	28/07	} 16,27,35		13/01		
	02/09			27/01		
	29/09			28/01		
	21/10	1 à 63		29/01		} 16,27,35
	27/10	} 16,27,35		30/01		
	24/11			31/01		
15/12	01/02					
		02/02		}		
		04/02				
		05/02				
		06/02			1 à 63	
		07/02			} 16,27,35	
		08/02				
		09/02		} 16,27,35		
		26/02				
		16/03				
		13/04				
		11/05			} 16,27,35	
		12/05				
		13/05				
		14/05				
		15/05				
		16/05				
		17/05				
		18/05	}			
		19/05		1 à 63		
		20/05		} 16,27,35		
		21/05				
		22/05				
		23/05				
		24/05				
		25/05				

1.2- Phase 2 : Echantillonnage

Année	Date	Stations	Année	Date	Stations
1988	26/04	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62	1989	21/02	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62
	27/04			22/02	
	28/04			23/02	
	29/04			24/02	
	30/04			25/02	
	01/05			26/02	
	02/05	27/02			
	03/05	28/02			
	04/05	cf liste	01/03	cf liste	
	05/05	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62	02/03		
	06/05		03/03		
	07/05		04/03	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62	
	08/05		05/03		
	09/05		06/03		
	10/05		07/03		
	28/06	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62	08/03		
	29/06		cf liste		
	30/06				
	01/07				
	02/07		1, 16, 27, 35, 52, 54, 62		
	03/07				
	04/07				
	06/07				
	07/07				
	08/07	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62			
	09/07				
	10/07				
	11/07				
	12/07				
	13/07	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62			
	19/10				
20/10					
21/10					
22/10					
23/10	cf liste				
24/10					
25/10					
26/10	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62				
27/10					
28/10					
29/10					
30/10					
31/10					
01/11	1, 16, 27, 35, 52, 54, 62				
02/11					

liste = (1, 4, 7, 9, 16, 21, 23, 27, 31, 33,
35, 40, 46, 47, 48, 51, 52, 54, 62)

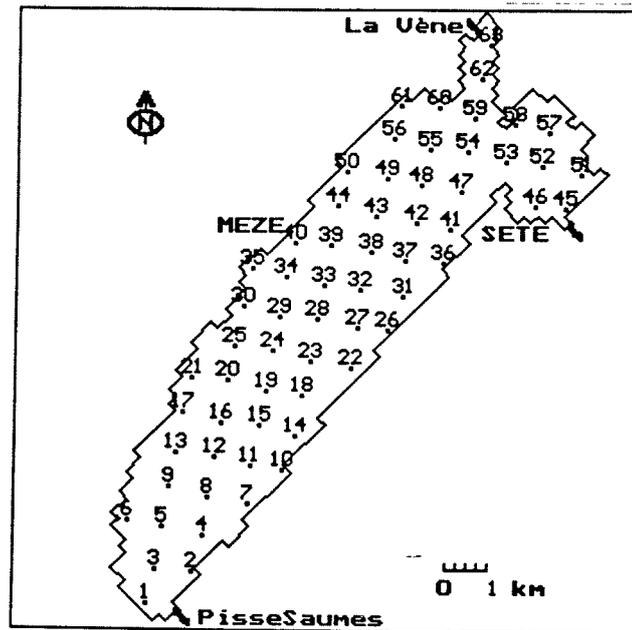


Fig. A1-1 : Position des stations du programme *Écothau*

2- DONNEES METEOROLOGIQUES DES CAMPAGNES ÉCOTHAU

2.1- Lame d'eau moyenne sur l'étang

La lame d'eau journalière (exprimée en mm) a été définie à partir des relevés pluviométriques journaliers aux stations de *Sète-Sémaphore* et *Marseillan-Plage*, par la méthode de *Thiessen*.

Les chroniques sont données par période de deux mois dans les pages suivantes (fig. A1-2 à A1-3).

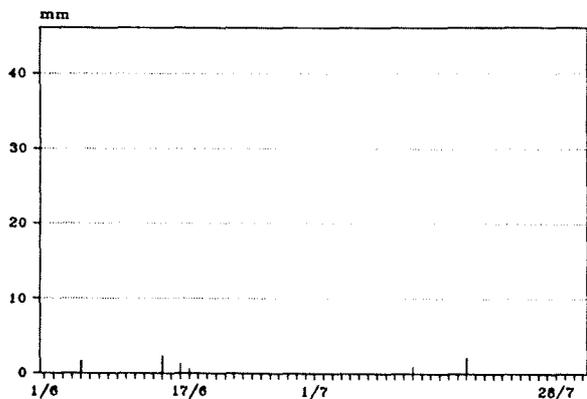
2.2- Vent moyen sur l'étang

Le vent mesuré à la station de *Sète-Sémaphore* a été, dans tous les traitements concernant l'une ou l'autre des campagnes du programme *Écothau*, assimilé au vent moyen sur l'étang, car c'est la station de mesures en *continu* la plus proche de l'étang!

Les données complètes sur les périodes de pré-échantillonnage et d'échantillonnage, sont fournies dans les pages suivantes (fig. A1-4 à A1-7).

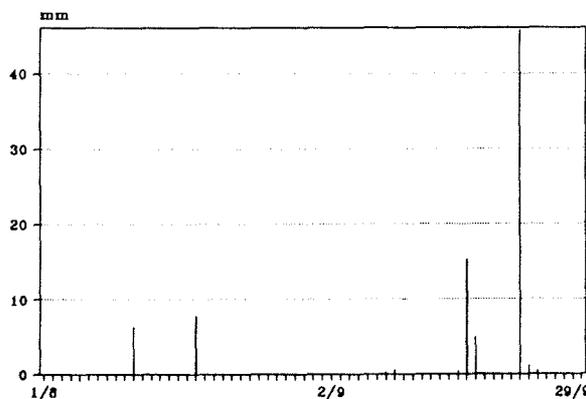
Fig. A1-2 : Données journalières de pluie années 86-87

Juin-Juillet 1986



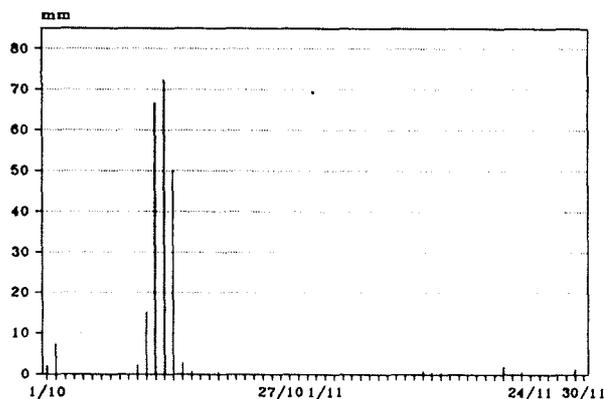
Données de la Météorologie Nationale

Août-Septembre 1986



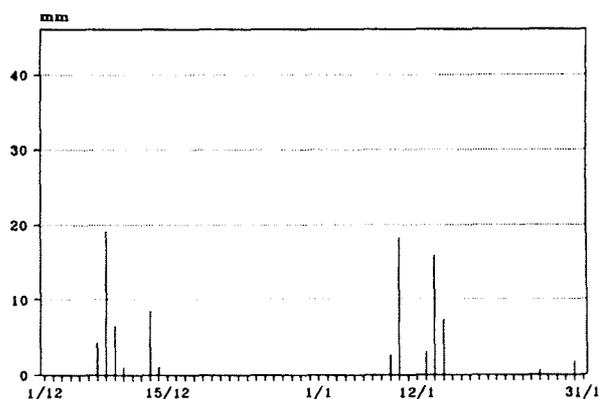
Données de la Météorologie Nationale

Octobre-Novembre 1986



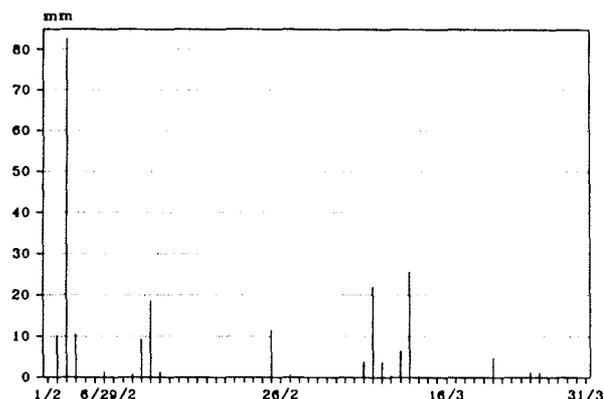
Données de la Météorologie Nationale

Décembre 1986-Janvier 1987



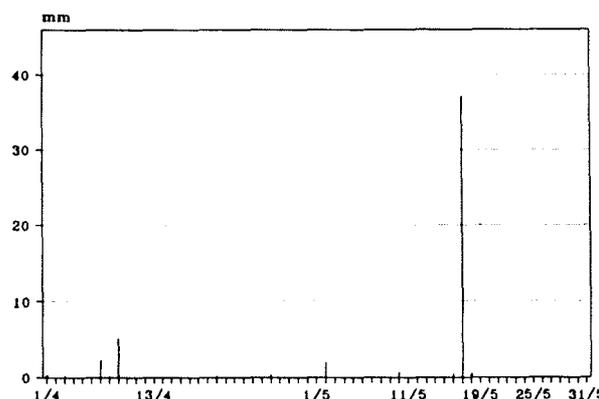
Données de la Météorologie Nationale

Février-Mars 1987



Données de la Météorologie Nationale

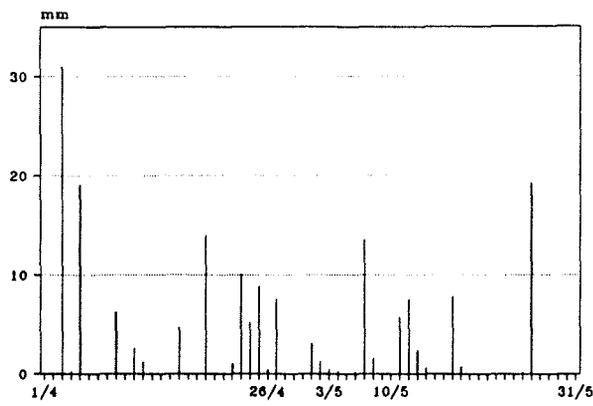
Avril-Mai 1987



Données de la Météorologie Nationale

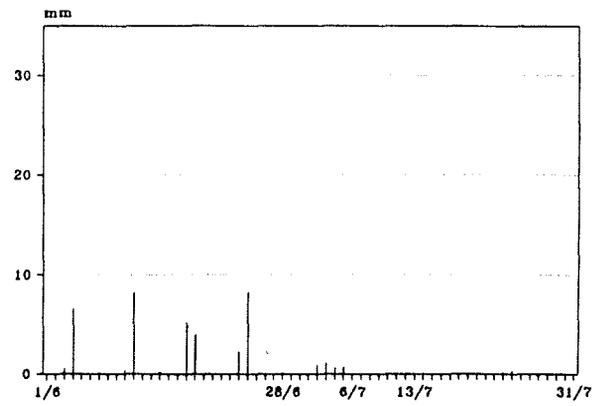
Fig. A1-3 : Données journalières de pluie années 88-89

Avril-Mai 1988



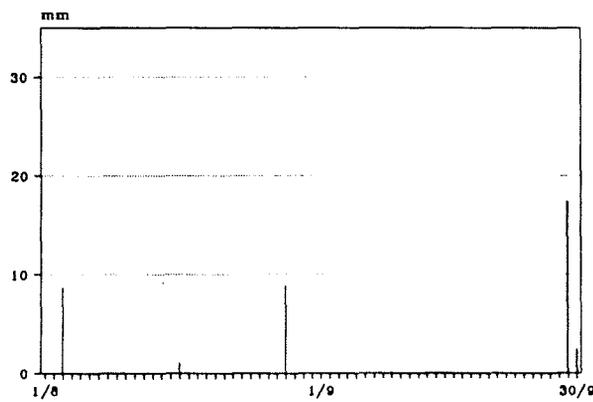
Données de la *Météorologie Nationale*

Juin-Juillet 1988



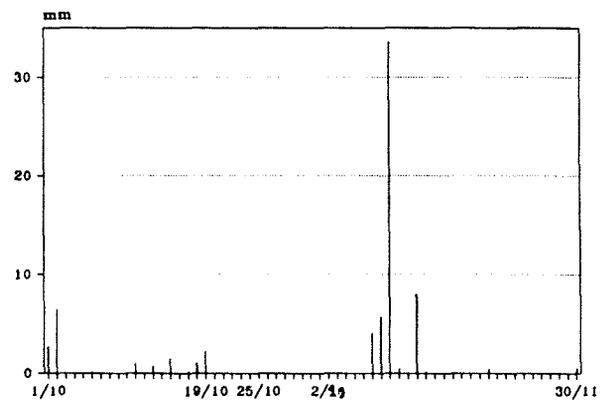
Données de la *Météorologie Nationale*

Août-Septembre 1988



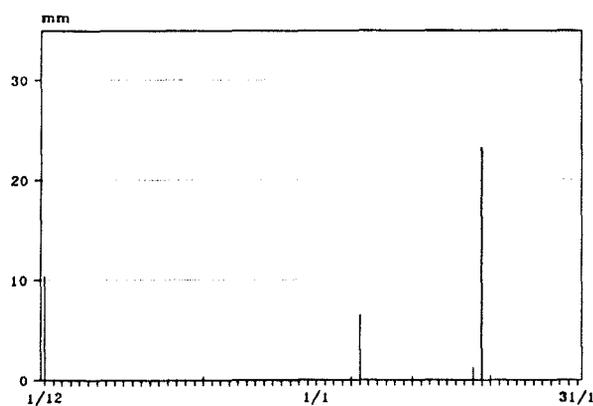
Données de la *Météorologie Nationale*

Octobre-Novembre 1988



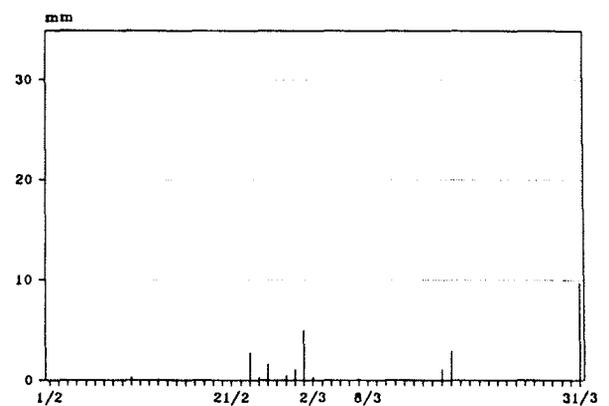
Données de la *Météorologie Nationale*

Décembre 1988-Janvier 1989



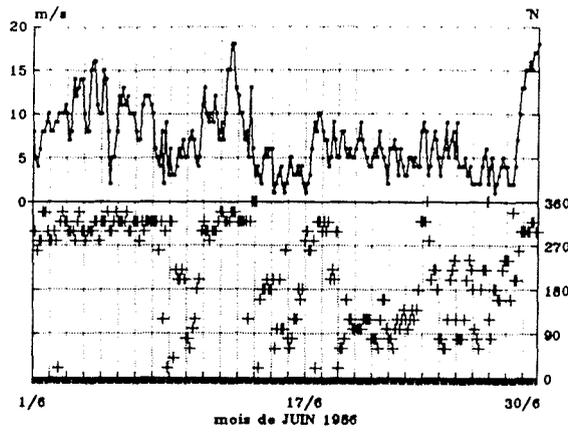
Données de la *Météorologie Nationale*

Février-Mars 1989

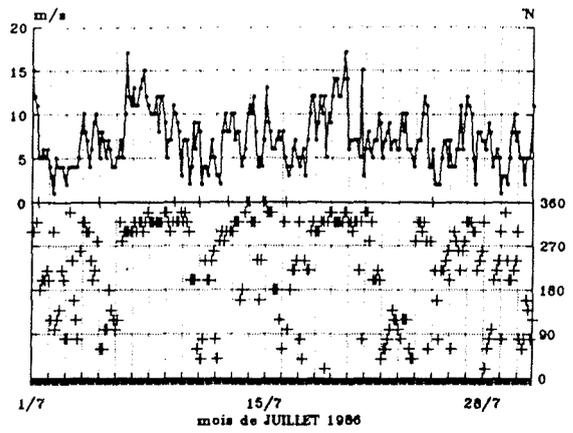


Données de la *Météorologie Nationale*

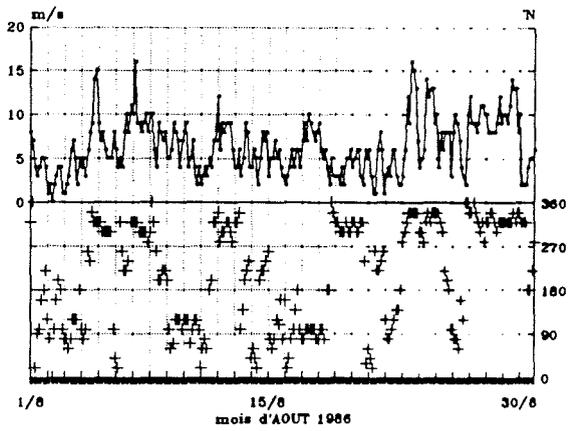
Fig. A1-4 : Données tri-horaires de vent année 86



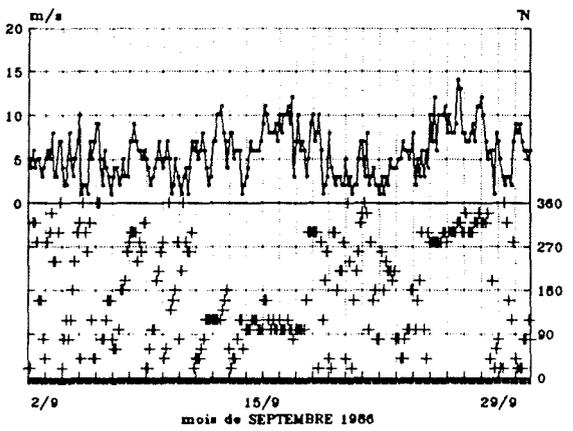
Données de la Météorologie Nationale



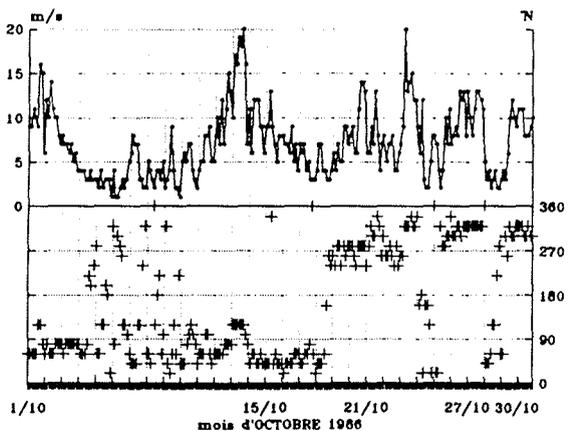
Données de la Météorologie Nationale



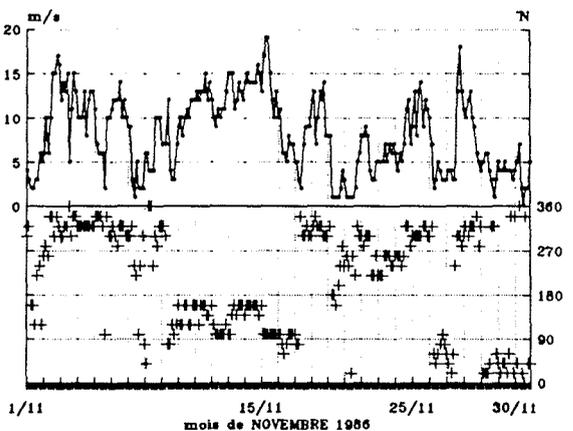
Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale

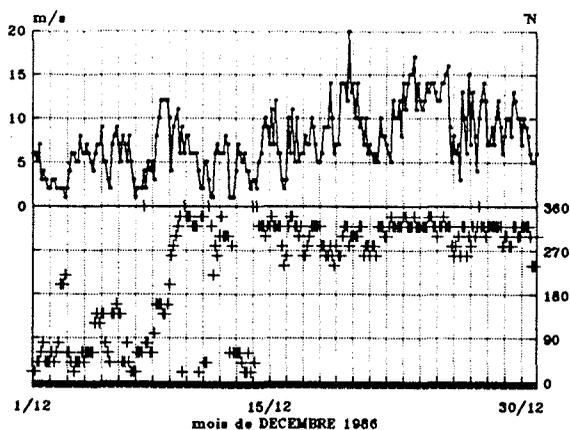


Données de la Météorologie Nationale

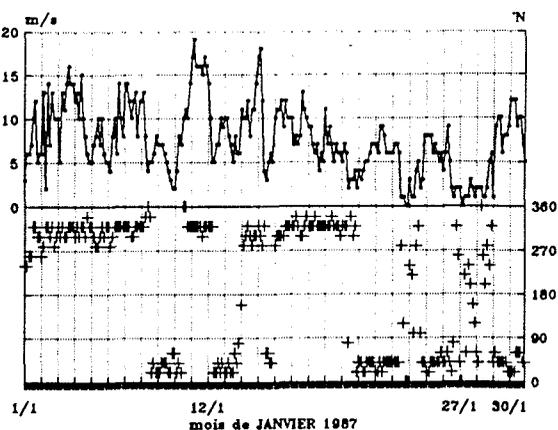


Données de la Météorologie Nationale

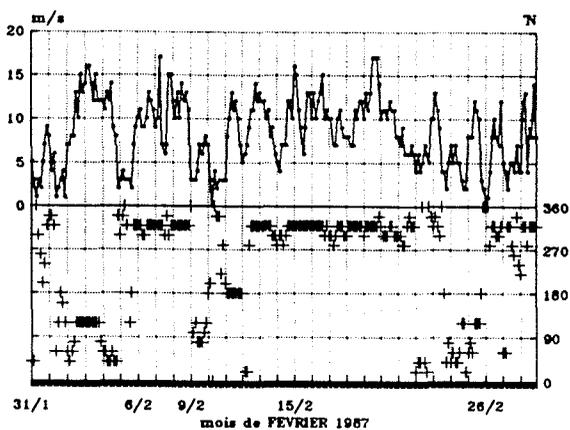
Fig. A1-5 : Données tri-horaires de vent années 86-87



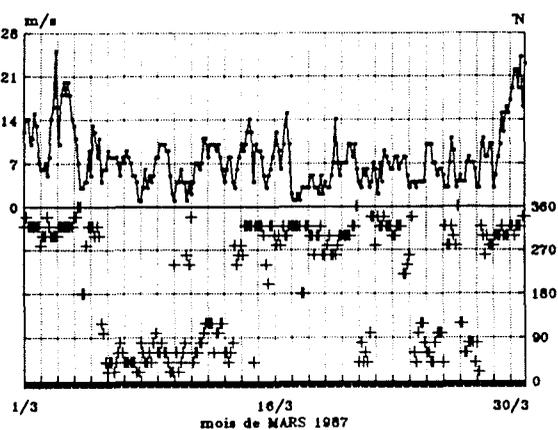
Données de la Météorologie Nationale



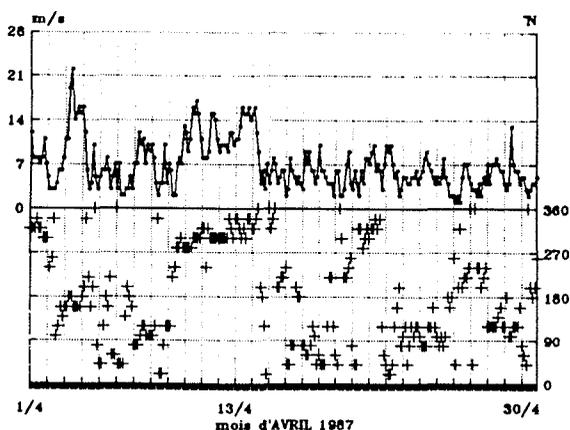
Données de la Météorologie Nationale



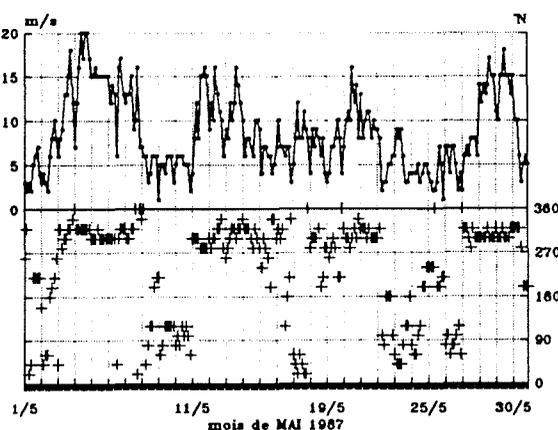
Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale

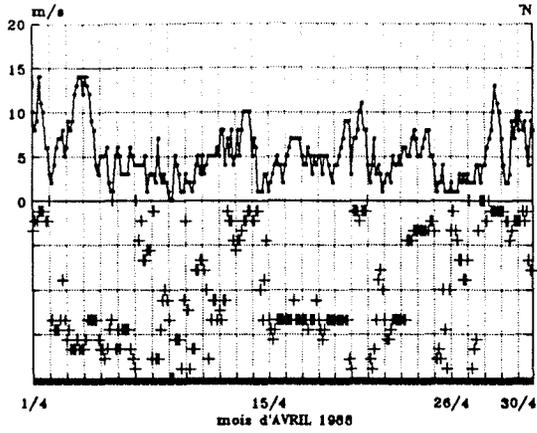


Données de la Météorologie Nationale

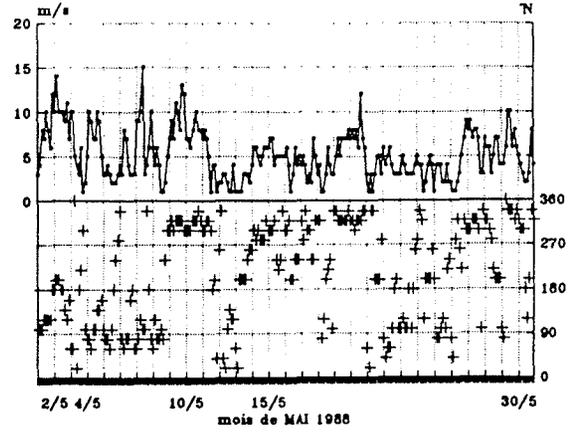


Données de la Météorologie Nationale

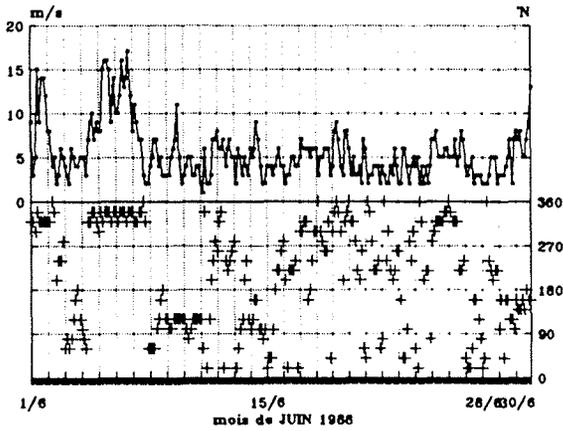
Fig. A1-6 : Données tri-horaires de vent année 88



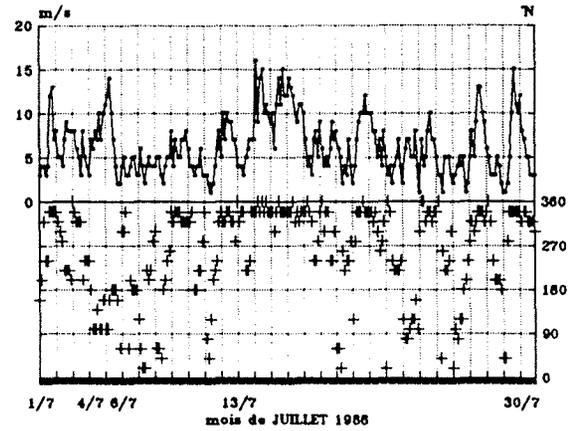
Données de la Météorologie Nationale



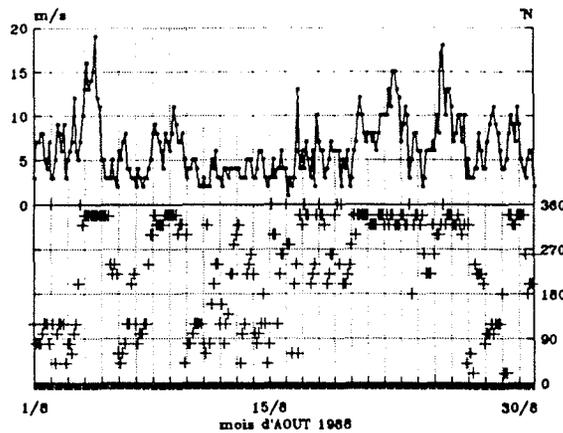
Données de la Météorologie Nationale



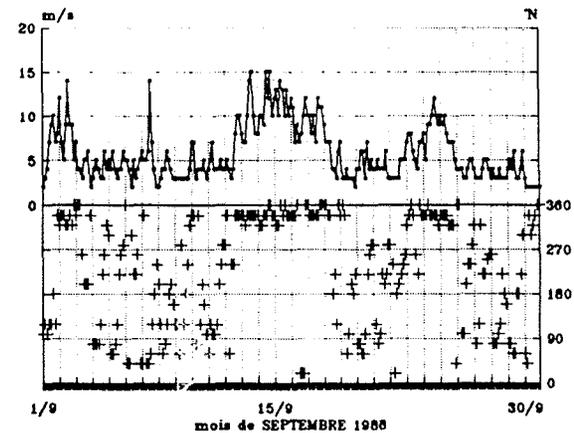
Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale

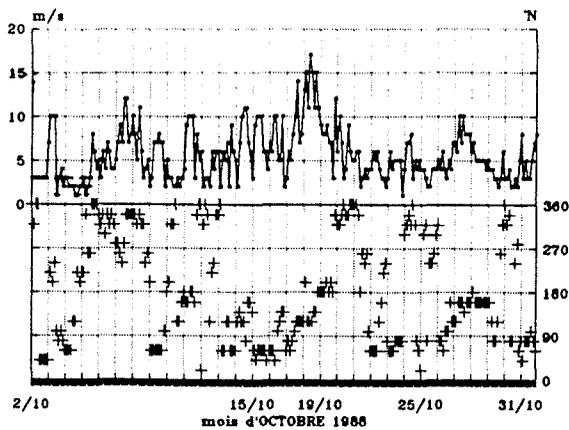


Données de la Météorologie Nationale

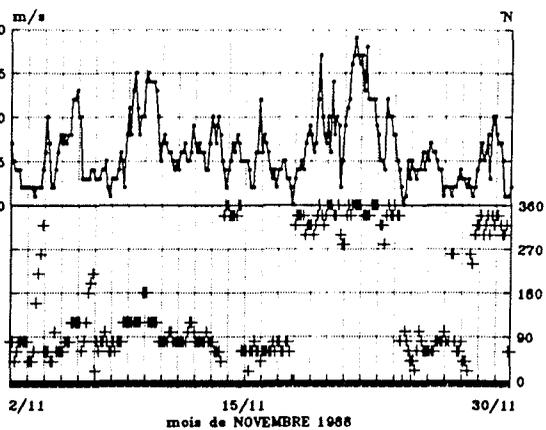


Données de la Météorologie Nationale

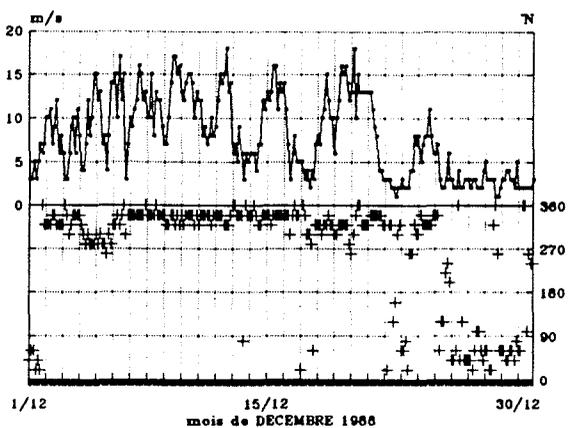
Fig. A1-7 : Données tri-horaires de vent années 88-89



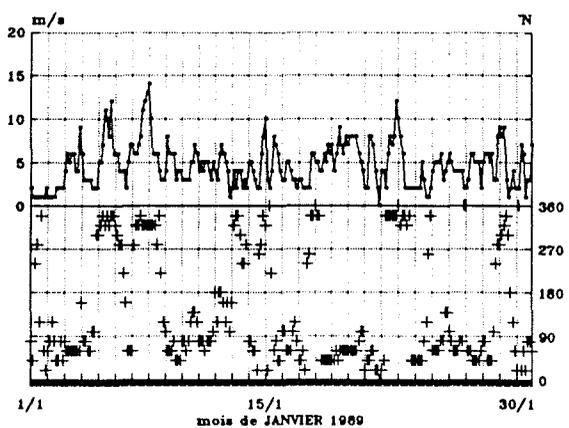
Données de la Météorologie Nationale



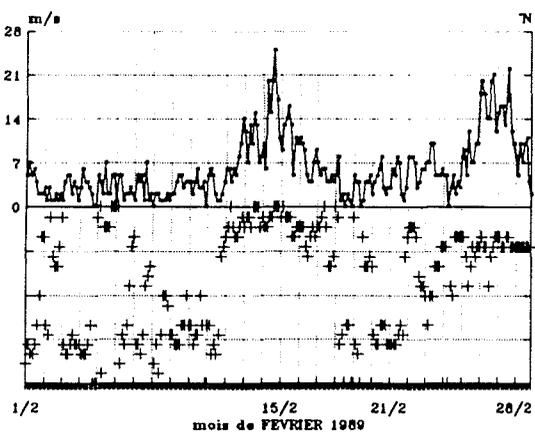
Données de la Météorologie Nationale



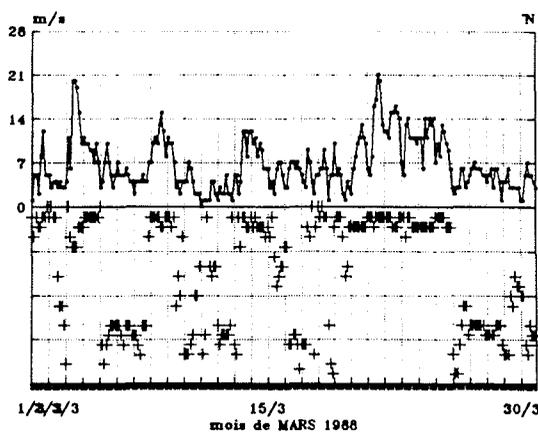
Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale



Données de la Météorologie Nationale

ANNEXE 2 LES EQUATIONS FONDAMENTALES DE L'HYDRODYNAMIQUE

1- LES EQUATIONS GÉNÉRALES

1.1- Les équations instantanées

Le mouvement instantané d'une particule fluide dans un repère orthonormé (O;x,y,z) est régi par les équations de Navier-Stokes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = - \underset{\text{f.pression}}{\text{grad } p} + \underset{\text{f.visqueuses}}{\mu \Delta \mathbf{u}} + \underset{\text{f.extérieures}}{\Sigma \rho \mathbf{f}_{\text{ext}}} \end{cases}$$

où \mathbf{u} est le vecteur vitesse instantanée de la particule, de composantes (u,v,w) dans le repère (Ox,Oy,Oz).

En restreignant l'étude à un milieu aquatique bien mélangé, dans lequel on peut considérer que ρ la masse volumique de l'eau est constante, ces équations s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \text{div } \mathbf{u} = 0 & \text{(A2.1)} \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u} \mathbf{u}) = -\text{grad } \frac{p}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{u} + \Sigma \mathbf{f}_{\text{ext}} & \text{(A2.2)} \end{cases}$$

Mais cette restriction n'ôte que peu de généralité à cette étude, elle évite simplement de faire appel à l'approximation de *Boussinesq*.

1.2- Les équations moyennes

Ces équations instantanées décrivent les phénomènes microscopiques, c'est-à-dire l'ensemble de toutes les échelles de mouvement aléatoire qui compose la turbulence tri-dimensionnelle pleinement développée. Cette description détaillée des champs de vitesses turbulentes dépasse largement les capacités d'un modèle numérique et ne présente aucun intérêt, car seules les valeurs moyennes (sur un intervalle de temps de l'ordre de la minute) des variables d'état du milieu sont accessibles à l'expérience. Les équations instantanées doivent donc être moyennées à l'échelle de la turbulence, sur un temps T suffisamment long pour lisser les fluctuations turbulentes microscopiques sans affecter les phénomènes d'ordre supérieur.

Pour cela, on va décomposer chacune des variables des équations instantanées en une fraction moyenne et une fraction turbulente. Ce qui revient à écrire

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$$

où \mathbf{u}' est la vitesse aléatoire liée à la turbulence dont le temps caractéristique est très inférieur à T. On a

$$\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u} \, dt = \bar{\mathbf{u}}.$$

Les moyennes sur le temps T des équations (A2.1) et (A2.2) s'écrivent alors

$$\text{eq.(1)} \quad \frac{1}{T} \int_0^T \text{div } \mathbf{u} \, dt = \text{div} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u} \, dt \right) = \text{div } \bar{\mathbf{u}}.$$

$$\begin{aligned} \text{eq.(2) 1)} \quad \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \, dt + \frac{1}{T} \int_0^T \text{div}(\mathbf{u}\mathbf{u}) \, dt &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u} \, dt \right) + \text{div} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}\mathbf{u} \, dt \right) \\ &= \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \text{div} \left(\frac{1}{T} \int_0^T (\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} + 2\bar{\mathbf{u}}\mathbf{u}' + \mathbf{u}'\mathbf{u}') \, dt \right) \\ &= \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) + \text{div} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}'\mathbf{u}' \, dt \right). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2) \quad \frac{1}{T} \int_0^T \left(-\text{grad } \frac{p}{\rho} \right) \, dt + \frac{1}{T} \int_0^T (\nu \Delta \mathbf{u}) \, dt + \frac{1}{T} \int_0^T (\Sigma \mathbf{f}_{\text{ext}}) \, dt \\ = -\text{grad } \frac{\bar{p}}{\rho} + \nu \Delta \bar{\mathbf{u}} + \Sigma \bar{\mathbf{f}}_{\text{ext}}. \end{aligned}$$

Les équations moyennes sur le temps T sont donc

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \bar{\mathbf{u}} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{A2.3})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}}) = -\text{grad } \frac{\bar{p}}{\rho} + \nu \Delta \bar{\mathbf{u}} + \text{div} \left(-\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}'\mathbf{u}' \, dt \right) + \bar{\mathbf{f}}_{\text{ext}} \end{array} \right. \quad (\text{A2.4})$$

tenseur de Reynolds

Le tenseur de *Reynolds* ou tenseur des contraintes turbulentes traduit l'apport d'énergie turbulente à l'écoulement moyen. *Reynolds* a le premier montré qu'on pouvait écrire ce tenseur d'une façon analogue au tenseur des forces de viscosité, en le caractérisant par rapport à la vitesse moyenne du fluide. C'est-à-dire

$$-\frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}'\mathbf{u}' \, dt = \overset{\equiv}{\bar{\nu}} \text{div } \bar{\mathbf{u}}$$

où $\overset{\equiv}{\bar{\nu}}$ est le tenseur des diffusivités turbulentes.

Le tenseur des diffusivités turbulentes est supposé diagonal et dans la plupart des cas, on admet que les diffusivités turbulentes horizontales et verticales sont du même ordre de grandeur, et le tenseur $\overset{\equiv}{\bar{\nu}}$ s'écrit :

$$\tilde{\nu}^{\text{IR}} = \begin{vmatrix} \tilde{\nu} & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{\nu} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\nu} \end{vmatrix}$$

$\tilde{\nu}$ étant fonction de l'échelle considérée et bien sûr du degré de stabilité de l'écoulement.

Deux termes de diffusion apparaissent maintenant dans l'équation (A2.4), qui sont

$$\text{div}(\nu \text{div} \bar{\mathbf{u}}) + \text{div}(\tilde{\nu} \text{div} \bar{\mathbf{u}}).$$

La viscosité de l'eau ν est de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, la diffusivité turbulente $\tilde{\nu}$ varie entre 0.01 et $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$. Il est clair que la diffusion turbulente est nettement prédominante par rapport à la dissipation visqueuse, qui va être négligée.

Pour simplifier plus encore les équations, deux nouvelles hypothèses vont être faites :

- 1) Les seules forces de volume extérieures au milieu aquatique sont la pesanteur et la force de Coriolis.
- 2) La répartition verticale des pressions reste hydrostatique à tout instant. Cela revient à négliger la convection et la diffusion turbulente sur la verticale et à admettre l'approximation quasi-statique. Cette hypothèse est bien vérifiée dans les milieux peu profonds dans lesquels les mouvements verticaux sont largement dominés par les effets de la gravité.

Ces deux hypothèses conduisent à écrire :

$$1) \quad \Sigma \bar{\mathbf{f}}_{\text{ext}} = -g \text{grad } z + \bar{\mathbf{f}}_{\text{Cor}} = -g \text{grad } z + 2 \Omega \wedge \bar{\mathbf{u}}.$$

$$2) \quad p = p_{\text{atm}} + \rho g (\zeta - z)$$

en rappelant que l'axe vertical (Oz) est orienté vers le haut, que $z=\zeta$ est l'équation de la surface libre et Ω le vecteur vitesse de rotation terrestre.

Enfin, les équations moyennes s'écrivent :

$$\begin{cases} \text{div } \mathbf{u} = 0 & \text{(A2.5)} \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u}\mathbf{u}) + 2 \Omega \wedge \mathbf{u} = - \text{grad} \left(\frac{p_{\text{atm}}}{\rho} + g\zeta \right) + \text{div}(\tilde{\nu} \text{div} \mathbf{u}) & \text{(A2.6)} \end{cases}$$

en laissant tomber la barre - de moyenne.

1.3- Les conditions initiales et aux limites

Les équations précédentes ne peuvent être résolues que dans un domaine fluide donné, pour lequel la valeur de chacune des variables est connue en tout point du domaine à l'instant initial et aux frontières du domaine à tout

instant.

Ce sont en général les conditions aux limites qui sont les plus délicates à déterminer, à cause des difficultés liées

- d'une part à l'acquisition de données fiables aux frontières ouvertes du domaine,

- d'autre part à la formulation des conditions de circulation sur le fond, les berges et à l'interface air-eau, qui consiste à considérer ces surfaces imperméables, c'est-à-dire à écrire que la vitesse normale en un point quelconque de ces surfaces est égale à la vitesse de déplacement de la surface.

A l'interface air-eau cela revient à écrire que :

$$\text{"à } z=\zeta, \quad \text{l'équation } \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} \zeta = w \quad \text{est vérifiée."} \quad (\text{A2.7})$$

Cette formulation idéale suppose qu'il s'agit d'une surface en tout point dérivable, ce qui est loin d'être le cas. Dans la réalité, les vagues créent une zone de transition confuse, dans laquelle intervient l'ensemble des processus de transfert de flux et d'énergie entre l'air et l'eau. Il est donc quasi impossible de positionner avec exactitude, à tout moment, l'interface air-eau et en définitive sa formulation dépendra du degré de sophistication requis par le modèle.

La condition sur le fond s'écrit de façon analogue :

$$\text{"à } z=-h, \quad \text{l'équation } \frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad} h = -w \quad \text{est vérifiée."} \quad (\text{A2.8})$$

Les problèmes liés au positionnement du fond sont du même ordre et là aussi la formulation retenue va dépendre des exigences de la modélisation.

La détermination des limites du domaine, celles des berges en particulier, est très incertaine et cette imprécision constitue le plus gros handicap de la modélisation hydrodynamique des milieux aquatiques naturels.

2- LES ÉQUATIONS INTÉGRÉES SUR LA VERTICALE

Les équations (A2.5) et (A2.6), associées aux conditions aux limites (A2.7) et (A2.8), constituent le système le plus complet pour décrire les mouvements dans un domaine fluide. La résolution de ce système nécessite des temps de calcul importants et l'acquisition d'un grand nombre de données, ce qui complique la tâche du modélisateur. Aussi lorsque cela est possible, il est intéressant de simplifier le système par exemple en réduisant le nombre des dimensions.

Dans le cas de milieux peu profonds et bien mélangés, tel que l'étang de Thau, il est fréquent de restreindre l'étude au seul plan horizontal, et de résoudre alors les équations intégrées sur la verticale. Cette simplification revient à admettre que la connaissance de la vitesse moyenne de l'écoulement

sur la verticale suffit à assurer une bonne description des processus hydrodynamiques dans le domaine considéré, ce point particulier est discuté au chapitre 3 : *Phénomènes de convection*.

2.1- Vitesse moyenne, déviation et effet de cisaillement

L'écoulement intégré sur la verticale est décrit par la vitesse moyenne sur la verticale \bar{u} qui est définie par la relation :

$$\int_{-h}^{\zeta} u \, dz = H \bar{u} \quad (\text{A2.9})$$

où H est la profondeur totale de l'écoulement : $H = h + \zeta$. Si on note \hat{u} la déviation de u par rapport à la valeur moyenne telle que $u = \bar{u} + \hat{u}$, on a donc :

$$\int_{-h}^{\zeta} \hat{u} \, dz = 0. \quad (\text{A2.10})$$

L'intégration sur la verticale des termes linéaires des équations moyennes du mouvement ne posera aucun problème. Par contre, pour les termes non linéaires du type $u_i u_j$ (où u_i représente la i° composante du vecteur u), leur intégration fait intervenir la moyenne sur la verticale du produit des déviations sous la forme

$$\int_{-h}^{\zeta} u_i u_j \, dz = H \bar{u}_i \bar{u}_j + \int_{-h}^{\zeta} \hat{u}_i \hat{u}_j \, dz, \quad (\text{A2.11})$$

Si la vitesse u est uniforme sur la profondeur, la moyenne du produit des déviations est nulle. C'est le gradient vertical de la vitesse u qui provoque un effet de cisaillement (ou *shear effect*), c'est-à-dire la dispersion des caractéristiques de l'écoulement, qui est discutée plus en détail au chapitre 4 : *Phénomènes de dispersion*.

Par analogie avec l'effet du produit des fluctuations turbulentes de la vitesse sur l'écoulement moyen, on introduit un nouveau coefficient de dispersion a tel que

$$H^{-1} \int_{-h}^{\zeta} \hat{u}_i \hat{u}_j \, dz = -a \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}, \quad (\text{A2.12})$$

a étant du même ordre de grandeur que le rapport $(\hat{u}^2 \ell / \bar{u})$, c'est-à-dire de l'ordre du m^2/s .

L'intégration des équations du mouvement fait intervenir l'intégrale sur l'axe (Oz) des dérivées partielles d'une fonction k (dérivées par rapport à x , y ou t), que l'on peut exprimer à l'aide de la relation :

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial k}{\partial \eta} \, dz = \frac{\partial}{\partial \eta} \int_{-h}^{\zeta} k \, dz - k(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} - k(-h) \frac{\partial h}{\partial \eta}.$$

Si k est un *terme linéaire*, il en découle :

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial k}{\partial \eta} dz = \frac{\partial(H\bar{k})}{\partial \eta} - \left[k \frac{\partial z}{\partial \eta} \right]_{-h}^{\zeta}. \quad (\text{A2.13})$$

Si k est un terme non linéaire du type $k_1 k_2$ cette intégrale s'écrit, en utilisant la relation (A2.11) :

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial(k_1 k_2)}{\partial \eta} dz = \frac{\partial(H\bar{k}_1 \bar{k}_2)}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} \int_{-h}^{\zeta} \hat{k}_1 \hat{k}_2 dz - \left[k_1 k_2 \frac{\partial z}{\partial \eta} \right]_{-h}^{\zeta} \quad (\text{A2.14})$$

2.2- L'intégration des équations sur la verticale

L'équation de continuité

L'intégration de l'équation (A2.5) ne présente aucune difficulté, car cette équation est linéaire. On peut en effet écrire directement :

$$\begin{aligned} \int_{-h}^{\zeta} \text{div} u \, dz &= \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz + [w]_{-h}^{\zeta} \\ &= \frac{\partial(H\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v})}{\partial y} + \left[w - u \frac{\partial z}{\partial x} - v \frac{\partial z}{\partial y} \right]_{-h}^{\zeta} \\ &\quad \text{d'après la relation (A2.12).} \\ &= \frac{\partial(H\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v})}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial t} \\ &\quad \text{d'après les conditions aux limites (A2.7) et (A2.8).} \end{aligned}$$

L'équation de continuité intégrée sur la verticale s'écrit :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(H\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v})}{\partial y} = 0 \quad (\text{A2.15})$$

ou encore

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(H\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v})}{\partial y} = 0 \quad (\text{A2.16})$$

si on suppose constante dans le temps h , la profondeur du plan d'eau au repos.

L'équation dynamique

Pour l'équation (A2.6), le processus d'intégration est plus compliqué à cause du terme non linéaire du premier membre. En notant \bar{u}_h le vecteur-vitesse horizontal, les termes principaux de cette équation s'intègrent par :

$$\circ \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial t} dz = \frac{\partial(H\bar{u}_h)}{\partial t} - \left[u \frac{\partial z}{\partial t} \right]_{-h}^{\zeta}$$

d'après la relation (A2.11).

$$\begin{aligned}
\circ \int_{-h}^{\zeta} \text{div}(\mathbf{uu}) dz &= \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{\partial \mathbf{uu}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{vu}}{\partial y} \right) dz + [\mathbf{wu}]_{-h}^{\zeta} \\
&= \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} \mathbf{uu} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} \mathbf{vu} dz + \left[\mathbf{wu} - \mathbf{uu} \frac{\partial z}{\partial x} - \mathbf{vu} \frac{\partial z}{\partial y} \right]_{-h}^{\zeta} \\
&= \frac{\partial(H\bar{u}\bar{u}_h)}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v}\bar{v}_h)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} \hat{u}\hat{u} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} \hat{v}\hat{v} dz + \left[\mathbf{u} \frac{\partial z}{\partial t} \right]_{-h}^{\zeta} \\
&\quad \text{L termes de déviations J}
\end{aligned}$$

d'après la relation (A2.12)

et les conditions aux limites (A2.7) et (A2.8).

$$\begin{aligned}
\circ \int_{-h}^{\zeta} \tilde{\mathbf{v}} \text{div} \mathbf{u} dz &= \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} \right) dz + \left[\tilde{\mathbf{v}} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right]_{-h}^{\zeta} \\
&= \int_{-h}^{\zeta} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} \right) dz + \frac{1}{\rho} (\bar{\tau}_s - \bar{\tau}_f) \\
&\quad \text{L termes de dispersion J}
\end{aligned}$$

où $\bar{\tau}_s$ est le vecteur-tension de surface,

et $\bar{\tau}_f$ le vecteur-tension de fond, par unité de masse.

$$\circ \int_{-h}^{\zeta} (2\Omega \wedge \mathbf{u}) dz = H \cdot (2\Omega \wedge \bar{\mathbf{u}}_h) = H \cdot \begin{vmatrix} -2\Omega_3 \bar{v} \\ 2\Omega_3 \bar{u} \end{vmatrix} = H \cdot \begin{vmatrix} -f\bar{v} \\ f\bar{u} \end{vmatrix}$$

$f = 2\omega \sin\varphi$,

où ω est la vitesse angulaire de rotation terrestre

et φ la latitude du lieu.

Les équations dynamiques intégrées sur la verticale s'écrivent alors :

sur (Ox)

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(H\bar{u})}{\partial t} + \frac{\partial(H\bar{u}\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v}\bar{u})}{\partial y} - f \cdot H\bar{v} \\
= -H \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p_{atm}}{\rho} g\zeta \right) + \lambda \left(\frac{\partial^2 H\bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H\bar{u}}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} (\tau_{sx} - \tau_{fx})
\end{aligned} \quad (A2.16)$$

sur (Oy)

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(H\bar{v})}{\partial t} + \frac{\partial(H\bar{u}\bar{v})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v}\bar{v})}{\partial y} + f \cdot H\bar{u} \\
= -H \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p_{atm}}{\rho} g\zeta \right) + \lambda \left(\frac{\partial^2 H\bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H\bar{v}}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} (\tau_{sy} - \tau_{fy})
\end{aligned} \quad (A2.17)$$

en confondant dans le coefficient λ les effets du cisaillement, de la dispersion turbulente et de la diffusion moléculaire, le terme

$$\text{div}_h (\lambda \text{div}_h \mathbf{H}\mathbf{u}_h)$$

regroupant à la fois les termes de déviation et de dispersion.

En utilisant l'équation de continuité (A2.15) et en admettant que la pression de référence est uniforme (c'est-à-dire $\text{grad}_h(\text{patm}/\rho) = 0$, le système considéré ayant une faible extension horizontale), on peut encore simplifier les équations dynamiques.

2.3- Le système complet d'équations

En supprimant la marque d'intégration " - " sur les vitesses u et v pour alléger les notations, le système d'équations intégrées sur la verticale s'écrit donc :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0$$

$$(S) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f.v = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho H} (\tau_{sx} - \tau_{fx})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f.u = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \lambda \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho H} (\tau_{sy} - \tau_{fy})$$

avec les notations suivantes :

h	profondeur au point (x,y) au niveau de référence	L	donnée
ζ	élévation au point (x,y) au-dessus du niveau de référence	L	Inconnues
H	profondeur totale au point (x,y) $H = h + \zeta$	L	
u v	composantes sur Ox et Oy au point (x,y) du vecteur-vitesse moyenne sur la verticale	LT^{-1}	
τ_{sx} τ_{sy}	composantes sur Ox et Oy au point (x,y) du vecteur-tension de surface	$ML^{-1}T^{-2}$	
τ_{fx} τ_{fy}	composantes sur Ox et Oy au point (x,y) du vecteur-tension au fond	$ML^{-1}T^{-2}$	
λ	coefficient de dispersion	L^2T^{-1}	
ρ	masse volumique de l'eau	ML^{-3}	$1.03 \cdot 10^3$
f	coefficient de Coriolis $f = 2 \omega \sin \varphi$	T^{-1}	$9.7 \cdot 10^{-7}$
g	accélération de la pesanteur	LT^{-2}	9.81

ANNEXE 3 FONCTIONNALITES DU LOGICIEL V.I.T.E.

1- SPECIFICATIONS TECHNIQUES

Nom V.I.T.E., Valeurs et Images des Transferts dans l'Eau

Configuration matérielle de base

Micro-ordinateur type PC (modèles 8086, 80286 ou 80386).
Utilisation optionnelle d'un co-processeur (8087, 80287 ou 80387).
Carte graphique EGA, VGA ou Hercules monochrome.
512 Kb RAM, 512 Kb mémoire virtuelle, 1 Mb ROM.
Sortie sur imprimante couleur.

Programmation

Langage de programmation TurboPascal[®] (BORLAND Int.) version 5.0.
Taille du programme 200 Kb.
Taille des fichiers de sortie : minimum 500Kb.

2- TRAITEMENT DES DONNEES

2.1- Les données d'entrée

Le programme de calcul du logiciel V.I.T.E. utilise des données générales, les caractéristiques du milieu considéré, et des données propres à la simulation qui va être réalisée. Autrement dit, d'une part des données que l'on va devoir organiser et stocker pour être disponibles pour toutes les simulations et d'autre part des données qui devront être saisies à chaque utilisation du programme.

Les données générales sont :

- la bathymétrie du milieu, sur un maillage régulier dont le nombre maximum de nœuds est de 4500 pour limiter la taille du segment de données du programme ;
- les secteurs dominants de vent ;
- les vitesses horizontales de circulation imposées pour une vitesse de référence V_0 , par les principaux secteurs de vent ;
- les vitesses horizontales de circulation imposées par une marée d'amplitude A_0 ;
- la loi de dispersion propre au milieu ;

- et éventuellement les principaux points de rejet.

A chaque simulation, on précisera :

- les caractéristiques du forçage hydrodynamique :
 - .secteur, intensité et durée de l'épisode de vent ;
 - .amplitude, période et nombre de cycles de marée ;
- la loi d'évolution du polluant considéré ;
- la position particulière du point de rejet.

2.2- Le format des fichiers de données générales

Tous les fichiers de données générales sont en format ASCII et ils devront avoir été saisis avant l'entrée dans le programme V.I.T.E..

Les fichiers de bathymétrie et ceux de vitesses auront le même format, c'est-à-dire n lignes de m colonnes correspondant à la dimension $m \times n$ du maillage du milieu considéré (avec bien sûr $m \times n < 4500$).

A l'aide du fichier de bathymétrie, le programme de lecture du logiciel V.I.T.E. produit et stocke deux nouveaux fichiers de données générales :

- le fichier " *nomdubassin.LIM* ", des coordonnées (m,n) des points du contour du milieu ;
- le fichier " *nomdubassin.INT* ", fichier de n lignes par m colonnes dans lequel on code 1 un point intérieur au contour et 0 un point extérieur.

Pour chaque forçage particulier (secteur de vent ou marée), il y a deux fichiers de vitesses (suivant chacun des axes O_x et O_y du maillage). La première ligne de chaque fichier de vitesses selon O_x précisera : la valeur de référence du forçage (vitesse de vent ou amplitude) et l'unité de base des fichiers.

L'organisation des fichiers généraux, caractéristiques du milieu considéré, et leur reconnaissance automatique par le programme de lecture du logiciel V.I.T.E. seront acquises à l'issue de la première utilisation de ces données grâce à un module convivial de saisie de données.

2.3- Le menu d'entrée des données

Le module d'entrée se présente sous forme de menus qui s'enchaînent en fonction des réponses apportées aux différentes questions posées par le programme. Les figures A3-1 et A3-2 illustrent la succession des étapes d'entrée des données.

Le menu A n'apparaît sur l'écran que si le programme n'a pas trouvé auparavant de sous-répertoire dont le nom corresponde à celui du bassin étudié. Dans ce cas, les indications fournies par l'utilisateur, dans ce menu A, sont automatiquement stockées dans un fichier " *nomdubassin.DAT* ", qui est placé dans le sous-répertoire nouvellement créé. Ainsi les caractéristiques

générales du milieu considéré seront directement accessibles au programme de calcul du logiciel V.I.T.E. lors des sessions ultérieures, pour lesquelles l'utilisateur n'aura plus qu'à indiquer le nom du bassin.

L'orientation (en °N) du milieu considéré sert au module graphique, pour le tracé du contour du bassin en respectant l'inclinaison de l'axe Ox du maillage par rapport au Nord, conventionnellement pointé vers le haut de l'écran.

Les fichiers de vitesses horizontales doivent correspondre du point de vue de leur nombre aux secteurs de vent indiqués dans le menu A. Le nom de ces fichiers s'écrira " *secteurdevent.VX* " pour les vitesses suivant Ox (respectivement " *secteurdevent.VY* " suivant Oy). L'orientation (en °N) des secteurs de vent permet de faire apparaître la flèche du vent sur le tracé graphique.

Les positions des points de rejet peuvent être stockées dans un fichier " *nomdubassin.PTS* " au fur et à mesure de leur saisie dans le menu B. Les positions sauvegardées seront proposées automatiquement lors des sessions ultérieures dans le menu C.

On peut aussi travailler non pas avec un point unique de rejet, mais sur l'évolution d'une nappe homogène déjà constituée. Dans ce cas la position de la zone devra avoir été indiquée dans le fichier " *nomdubassin.ZON* " qui est en fait le fichier " *nomdubassin.INT* " dans lequel le codage des points correspondant à la position initiale de la nappe a été remplacé par une valeur numérique différente de 0 et 1. Le menu D permet de préciser le code utilisé.

La sortie des résultats sous forme de fichiers est optionnelle. Cette possibilité est proposée au menu E. On peut, dans ce cas, choisir de compléter un fichier déjà constitué (cf menu F).

Pour améliorer la présentation graphique de l'écran, on peut constituer un fichier de légendes " *nomdubassin.LEG* ", contenant la liste des mentions qui doivent apparaître, chaque légende étant suivie de sa position en coordonnées-utilisateur (= axes du maillage). Les quatre premières lignes du fichier préciseront le titre, la position (toujours en coordonnées-utilisateur) de la flèche d'orientation, celle de l'échelle et celle de la flèche de vent. Ce fichier sera lu automatiquement, s'il existe, par le module de lecture et utilisé par le module graphique.

2.4- Les valeurs par défaut

Le programme de calcul du logiciel reconnaît par défaut certaines données d'entrée. En particulier si aucun nom de bassin n'a été indiqué, la simulation démarre directement sur l'*étang de Thau*. De plus par défaut le vent est supposé de secteur Nord-Ouest d'intensité 10 m/s et de durée 10 h, la marée n'est pas prise en compte, la simulation suppose le composé conservatif et la loi de dispersion par défaut est celle issue des travaux expérimentaux de *Murthy et al. (1978)*.

Fig. A3-1 : Menus de saisie des données d'entrée du logiciel V.I.T.E.

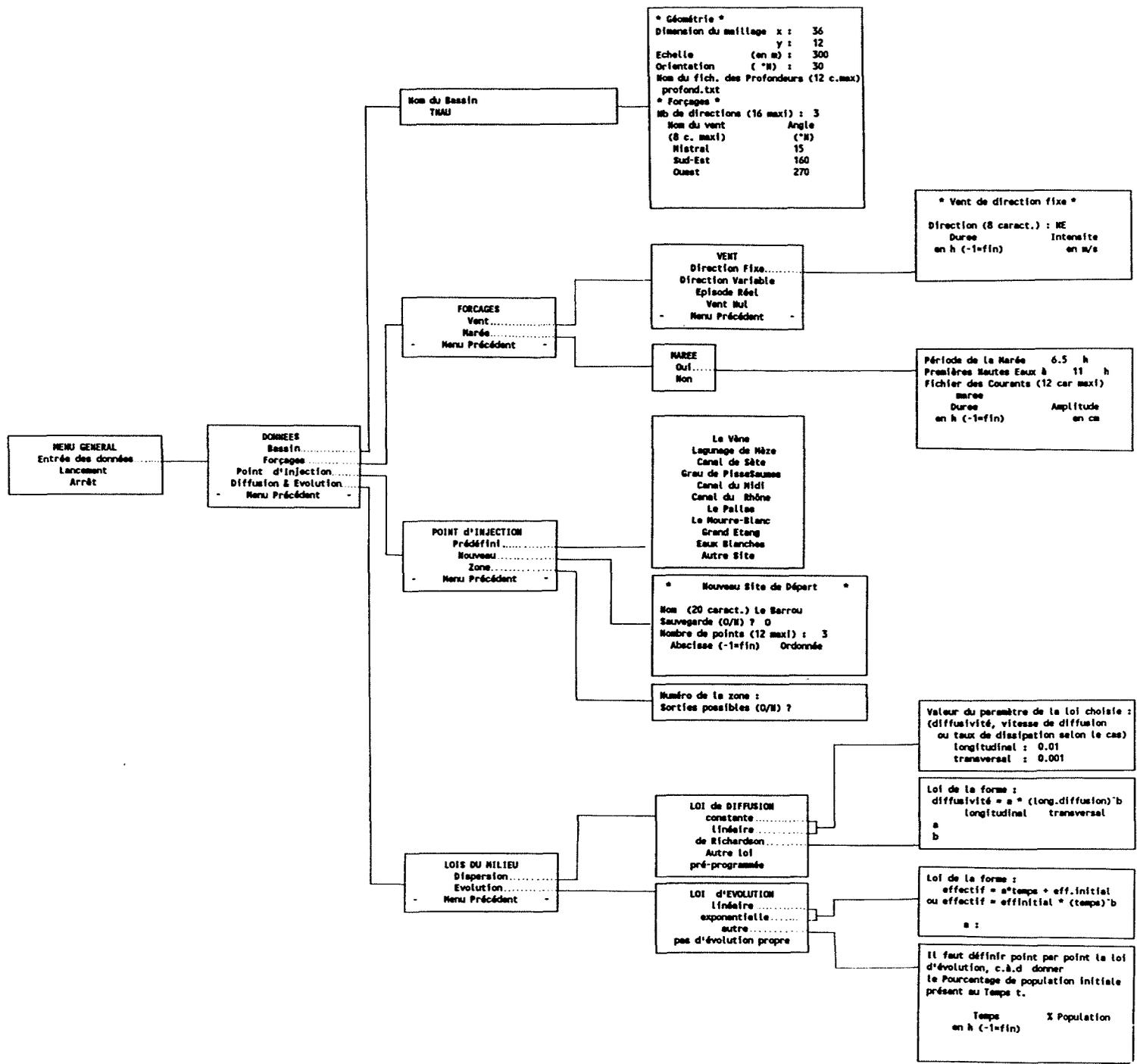
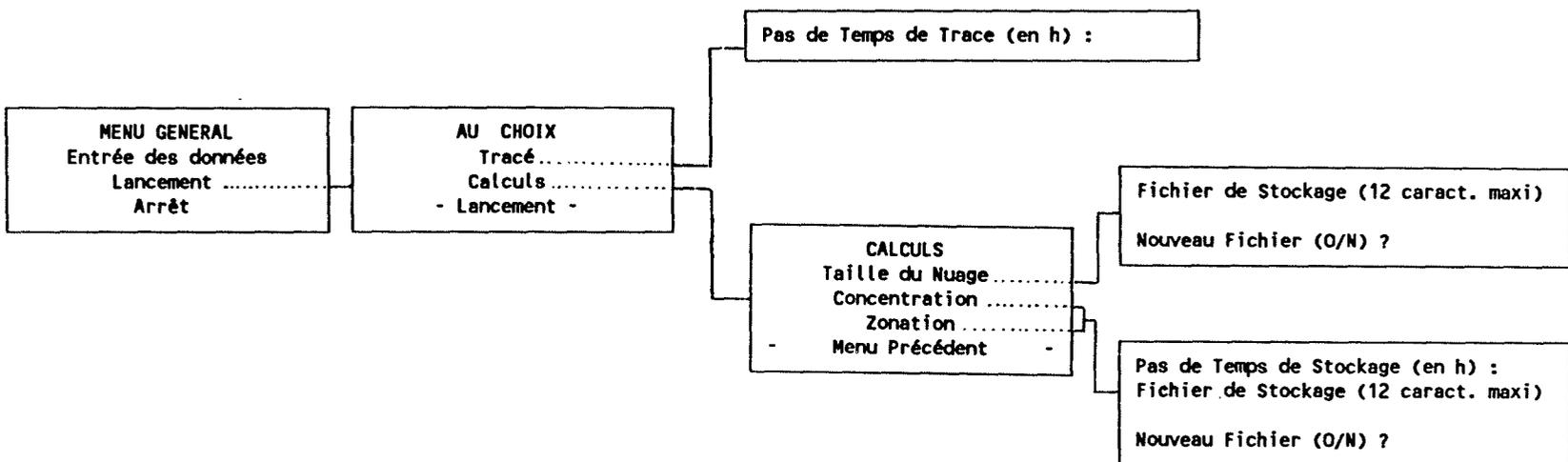


Fig. A3-2 : Choix des procédures de sortie du logiciel V.I.T.E.



REMERCIEMENTS

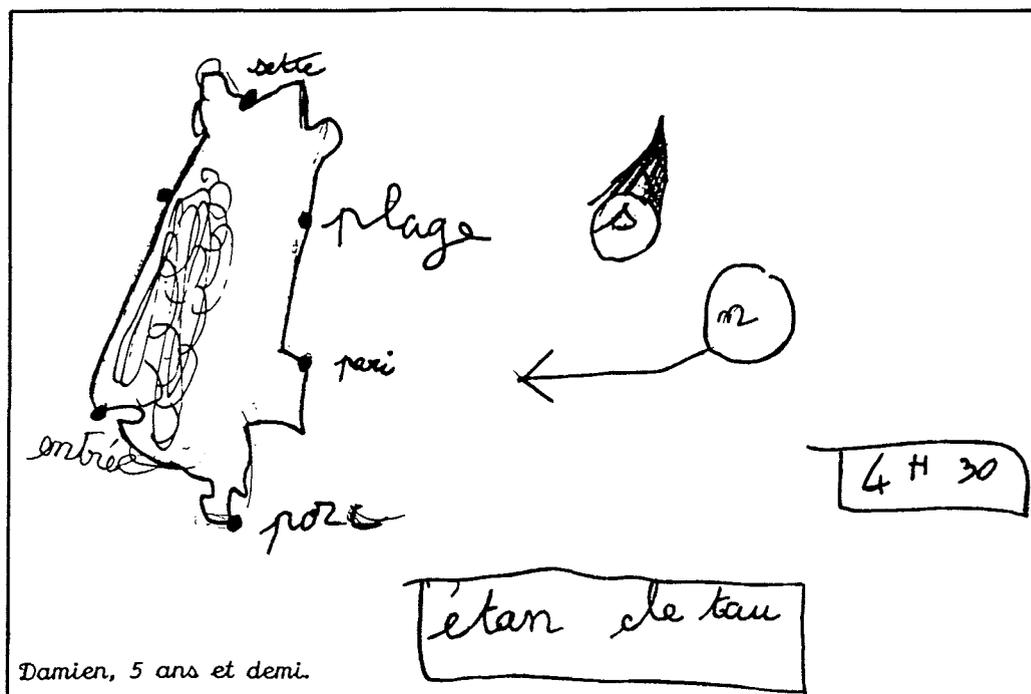
Je tiens à exprimer, ici, ma reconnaissance à mon directeur de thèse, *C. BOCQUILLON*, pour le foisonnement d'idées dont il m'a fait bénéficier, pour le respect qu'il a manifesté envers mon rythme de travail et surtout le soutien tacite qu'il m'a toujours apporté.

Je voudrais aussi remercier *R. POCHAT* et *M. DESBORDES* qui ont bien voulu donner leur point de vue en tant que rapporteurs. Je tiendrais compte de leurs remarques constructives.

Je remercie *Y. PIETRASANTA* d'avoir accepté de juger ce travail et *J. GANOULIS* d'avoir fait un long déplacement pour participer à ce jury.

Et un grand MERCI à *h, r* et à tous les *autres...*

Je dédie ce travail à Marc, à Jean-Julien
et à Damien qui m'avait fait un si joli dessin.



Marie-George ROSELLO-TOURNOUD, 1991.

Analyse du comportement d'un écosystème lagunaire à diverses échelles de temps et d'espace : application à l'étang de Thau.

Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II (210 p., 81 fig., 96 ref.).

Mots-clé

Hydrodynamique, Modèle de dispersion, Modèle de réacteurs-mélangeurs, Analyse d'échelles, Modélisation mathématique, Étang de Thau (Hérault, France).

Résumé

On tente, sur l'exemple de l'étang de Thau, de définir les échelles spatiales et temporelles de variabilité maximale des phénomènes physiques, qui permettront d'analyser le fonctionnement d'un milieu lagunaire à une échelle compatible avec celle des observations. La démarche adoptée comporte trois étapes :

- L'étude du comportement hydrodynamique du milieu, à l'aide du modèle numérique bidimensionnel de Leendertse (1971), sous le seul effet du vent. On met en évidence des organisations cellulaires, qui constituent l'échelle horizontale de variabilité maximale des processus de convection. On critique l'influence des diverses hypothèses de la modélisation sur la zonation.

- La modélisation des phénomènes de dispersion, par une approche de type pseudo-lagrangienne, permet d'une part de vérifier la validité du découpage spatial du système et d'autre part d'évaluer les impacts de rejets côtiers polluants sur les zones sensibles de l'étang, dans diverses situations de vent.

- La modélisation des phénomènes de mélange à l'échelle spatiale des organisations cellulaires et à l'échelle temporelle de la marée montre l'intérêt d'une analyse physique préalable du milieu, mais la nécessité d'une connaissance très complète des phénomènes physiques autant à l'intérieur du milieu qu'à ses interfaces avec la mer et le bassin versant.

Key Words

Hydrodynamical processes, Dispersion modeling, Box model, Analysis of scales, Mathematical modeling, Lagoon of Thau (France).