



**HAL**  
open science

# Utilisation du satellite NOAA 5 à la connaissance de la thermique océanique. Etude de ses variations saisonnnières en Mer Ligure et de ses variations spatiales en Méditerranée

Lucien Wald

► **To cite this version:**

Lucien Wald. Utilisation du satellite NOAA 5 à la connaissance de la thermique océanique. Etude de ses variations saisonnières en Mer Ligure et de ses variations spatiales en Méditerranée. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1980. Français. NNT: . pastel-00955880

**HAL Id: pastel-00955880**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00955880>**

Submitted on 5 Mar 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E présentée

pour l'obtention

du

DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

spécialité : GEOPHYSIQUE

mention : OCEANOGRAPHIE PHYSIQUE

par M .....WALD.....Lucien.....

Sujet de la thèse

Utilisation du satellite NOAA 5 à la connaissance  
de la thermique océanique. Etude de ses variations  
saisonnnières en Mer Ligure et de ses variations  
spatiales en Méditerranée.

soutenue le ...26...Février...1980..... devant la Commission composée de :

M .. LACOMBE.....	Président
M .. BERROIR.....	examineur
M .. CREPON.....	«
M .. DESCHAMPS.....	«
M .. MONGET.....	«
M .. PRIEUR.....	«
M .. .....	invité

Cette Thèse a été effectuée au Centre de Télédétection et d'Analyse des Milieux Naturels, dont le Directeur est Monsieur MONGET.

Elle a pu être réalisée grâce à une Bourse d'Etude offerte par l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.

---

## REMERCIEMENTS

-----

Je voudrais remercier :

- Monsieur LAFFITE, qui a accueilli et soutenu le Praticien de Troy, et qui m'a si souvent hébergé dans son Laboratoire ;
- Monsieur BERROIR, qui a bien voulu juger de mon travail ;
- Messieurs CREPON et MONGET, auxquels je dois beaucoup, pour ne pas dire plus, et qui m'ont si souvent soutenu au cours de ces dernières années ;
- Monsieur DESCHAMPS, qui m'a appris si amicalement la Télédétection ;
- Monsieur PRIEUR, qui a gentiment mis à mon service ses connaissances de la Mer Ligure ;
- et puis enfin tous ceux qui ne figurent pas dans le Jury, mais qui m'ont aidé :
  - . mes collègues du C.T.A.M.N. : MM. ALBUISSON, POISSON et VILA, entre autres, ainsi que M. NIHOUS, à qui le chapitre II doit beaucoup ;
  - . MM. BETHOUX, GONELLA, Mlle HUA, MM. MILLOT, MOREL A., REVAULT D'ALLONES, SAINT-GUILY et SULEM ;
  - . le personnel de la station de la Météorologie Nationale de Nice ;
  - . tous ceux qui ont aidé à la réalisation matérielle de cet ouvrage :
    - Mme VENDROUX, le bureau de dessin du Muséum ;
    - . et... les autres, qu'un oubli passager ne chasse cependant pas de ma mémoire.

Je voudrais également remercier les Professeurs étrangers, pour leurs remarques sur mes travaux :

- M. ALLAN T.D. de Wormley (Angleterre),
- M. APEL J. de Seattle (U.S.A.),
- M. SALUSTI E. de Rome

-----

*"Ce n'est pas le puits qui est  
trop profond, c'est la corde  
qui est trop courte."*

*Confucius*

## I N T R O D U C T I O N

"... NOTRE OBJECTIF N'EST PAS LE SATELLITE, MAIS CE QUE NOUS POUVONS ATTEINDRE A TRAVERS LUI. CE QUI NOUS IMPORTE EST DE SAVOIR EN QUOI, COMMENT ET SOUS QUELLES CONDITIONS, IL PEUT NOUS AIDER DANS NOTRE TACHE ..." (Mr PIKETTY, Allocution d'ouverture des journées nationales d'études : Utilisation pour l'océanographie des satellites d'observation de la Terre. BREST, 6-8 Février 1978).

Cette thèse constitue une réponse partielle à cette question. En effet, ce travail a toujours été guidé par le problème de l'utilisation des données VHRR des satellites NOAA4 et NOAA5, qui permettent de tracer des cartes de températures de surface, à des fins d'océanographie dynamique.

De la lecture de cette thèse, peut résulter une certaine impression de dispersion et d'inachèvement. Ayant développé deux axes de recherche (variations saisonnières, variations spatiales) et ne les ayant traités qu'à l'aide des données satellite, il était fatal que les spécialistes de chaque sujet n'y trouvent pas leur compte.

Si, pour les variations saisonnières, j'ai pu élaborer minutieusement une méthode d'étude, il n'en est pas de même pour le second axe de recherche. Il n'est pas habituel en océanographie de traiter des champs bi-dimensionnels. J'ai donc utilisé plus ou moins les méthodes usuelles d'étude des séries temporelles, en les alliant avec celles issues de la géostatique minière que j'ai apprises à l'Ecole des Mines. J'ai conscience des imperfections et des problèmes statistiques attachés à mon étude, mais, étant d'abord un océanographe, j'ai préféré ne pas m'y attarder et continuer, afin de pouvoir évaluer la richesse potentielle de cette étude spatiale.

J'ai également essayé de calculer numériquement les courants d'advection thermique à partir des thermographies, à l'aide de l'équation de continuité de la

quantité de chaleur. Mais un calcul d'incertitude m'a vite montré que le bruit du VHRR était trop important pour que les résultats aient une quelconque signification. L'utilisation prochaine des mesures moins bruitées du satellite TIROS-N autorisera une telle étude.

L'utilisation de ces mesures de température par satellite pour l'océanographie dynamique s'avère très fructueuse. Elle a permis de compléter notre connaissance des phénomènes de surface dans le bassin liguro-provençal. Elle peut également apporter des éléments de solution à l'heure où la communauté océanographique se pose des questions sur la turbulence océanique à moyenne et grande échelle. Elle devrait aussi autoriser le calcul en routine des courants d'advection thermique.

En conclusion, je pense que les satellites fournissent actuellement des mesures fiables, qui sont souvent des bons traceurs de mouvement, et que l'avènement des satellites plus performants du type TIROS-N va autoriser des analyses très fines, qui vont considérablement augmenter notre compréhension des phénomènes marins.

--

A B S T R A C T

---

This thesis deals with the use of the data from the VHRR (Very High Resolution Radiometer) sensor aboard the meteorological satellite NOAA for oceanic dynamics. We have developed two studies: seasonal variations (chap.2) and spatial variations (chap.3). The study of scales from 1 to 100 km is the main originality.

CHAP. 1 : Problems in utilization of the infrared measurements of SST from satellite.

The errors which can affect the measurements of the SST (Sea Surface Temperature) are presented. The emissivity of the sea, the reflexion on the sea surface of the downward radiation of the sky, the atmospheric absorption are evaluated. VHRR data are shown to be reliable in the study of horizontal thermal gradients.

CHAP. 2 : Seasonal variations of sea surface temperature in the Ligurian Sea.

The climatology of the Ligurian Sea has been studied through SST derived from NOAA-VHRR data. An original method of point averaging in time series is used to identify typical seasonal variations over a yearly cycle. Statistical comparisons with sea-truth data confirm the satellite measurements.

Processing of VHRR time series also reveals the influence of wind on SST distributions. Although no quantitative relationship can be established between SST and currents, satellite imagery provides a good insight into overall marine circulation in the area under study.

CHAP. 3 : SST derived from VHRR data and turbulence.

A statistical analysis shows the turbulent character of the SST fields. From 40 to 100 km, the structure functions obey a law :  $D_{TT}(h) \sim h^m$ , where  $h$  is the scale. If  $l$  is the most frequent value of  $m$

(power spectra  $\sim k^{-2}$ , where  $k$  is the wavenumber), account must be taken of occurrence of value 0.6. Such results agree with previous studies and are not found in turbulence theories. The need for further investigations and more complete analysis with the help of the satellite TIROS N in order to increase our knowledge is indicated.

TABLE DES MATIERES
--------------------

	<u>Page</u>
INTRODUCTION .....	1
ABSTRACT .....	3
TABLE DES MATIERES .....	5
CHAP. I - PROBLEMES D'INTERPRETATION DES MESURES RADIOMETRIQUES DE TEMPERATURES DE SURFACE DE L'OCEAN EFFECTUEES PAR SATELLITE DANS L'INFRA-ROUGE LOINTAIN.	
RESUME .....	I.1
I.1. Caractéristiques des satellites NOAA et généralités sur l'émission infra-rouge .....	I.2
I.2. Etude du rayonnement mesuré par le radiomètre. Mise en équations .....	I.4
I.3. Emissivité de la mer .....	I.7
I.4. Réflexion du rayonnement céleste descendant sur la surface de la mer .....	I.7
I.5. Influence de l'atmosphère .....	I.9
I.5.a. Evaluation empirique de la correction atmosphérique .....	I.9
I.5.b. Evaluation par modèles numériques de la correction atmos- phérique .....	I.10
I.5.c. Evaluation de la perte de contraste .....	I.11
I.6. Signification physique de la mesure radiométrique .....	I.14
I.7. Conclusion .....	I.15
I.8. Quelques définitions et précisions utiles. Conventions .....	I.17
BIBLIOGRAPHIE .....	I.19

CHAP. II - EVOLUTION SAISONNIERE DE LA STRUCTURE THERMIQUE SUPERFICIELLE DANS LE BASSIN LIGURO-PROVENCAL.

RESUME .....	II.1
II.1. Introduction .....	II.2
II.2. Evolution saisonniere de la signature thermique superficielle : premières observations .....	II.9
II.3. Mise en évidence des évolutions saisonnières par la méthode de moyennes d'images .....	II.15
II.3.a. Pré-hiver .....	II.15
II.3.b. Eté .....	II.17
II.3.c. Confrontation avec les mesures in-situ (températures et vitesses) .....	II.19
II.4. Influence de divers facteurs .....	II.29
II.4.a. Les côtes et la bathymétrie .....	II.29
II.4.b. Les vents .....	II.29
II.5. Conclusion .....	II.37
BIBLIOGRAPHIE .....	II.39

CHAP. III - STRUCTURE TURBULENTE DU CHAMP DE TEMPERATURE SUPERFICIELLE DETECTEE PAR SATELLITE

RESUME .....	III.1
III.1. Introduction .....	III.2
III.2. Les données et leur traitement .....	III.5
III.3. Résultats .....	III.7
III.4. Discussion .....	III.9
III.5. Conclusion .....	III.13
BIBLIOGRAPHIE .....	III.17

ANNEXE 1 : FONCTIONS DE STRUCTURE .....	A1.1
ANNEXE 2 : PRECISION DES MESURES VHRR .....	A2.1
ANNEXE 3 : MOYENNE D'UNE SERIE D'IMAGES : PROBLEMES ET METHODE .....	A3.1
ANNEXE 4 : OBSERVATIONS D'ONDES PROGRESSIVES DANS LE BASSIN LIGURO- PROVENCAL .....	A4.1
ANNEXE 5 : METHODE DE CALCUL DE FONCTION DE STRUCTURES SUR UNE GRILLE REGULIERE BI-DIMENSIONNELLE .....	A5.1

## CHAPITRE I

---

PROBLEMES D'INTERPRETATION DES MESURES RADIOMETRIQUES  
DE TEMPERATURE DE SURFACE DE L'OCEAN EFFECTUEE PAR  
SATELLITE DANS L'INFRA-ROUGE LOINTAIN.

## R E S U M E

Après quelques rappels sur l'émission du corps noir et les caractéristiques du capteur infra-rouge VHRR embarqué sur les satellites NOAA, nous abordons les différents problèmes que posent les mesures radiométriques dans la fenêtre spectrale 10,5-12,5  $\mu\text{m}$ . L'émissivité de la mer et la réflexion du rayonnement céleste descendant sur la surface de la mer entraînent des erreurs beaucoup moins grandes que celles dues à l'absorption du rayonnement émis par la surface sur le trajet atmosphérique. L'influence de cette absorption peut être paramétrée par deux termes : la correction atmosphérique et la perte de contraste. Nous exposons divers modèles permettant d'estimer l'un ou l'autre de ces termes.

D'autre part, dans certaines conditions de vent faible, les variations temporelles et spatiales de la mesure radiométrique de la température de surface peuvent différer notablement de celles de la couche de mélange.

Cependant cette étude ainsi que les comparaisons expérimentales déjà effectuées montrent que, d'une façon générale, les mesures obtenues par le VHRR représentent bien le champ de température de surface.

## 1 - 1 Caractéristiques des satellites NOAA et généralités sur l'émission infra-rouge

Nous ne parlerons que du radiomètre infra-rouge VHRR (Very High Resolution Radiometer) embarqué sur les satellites à défilement NOAA. Ces satellites (NOAA 1 à 5) ont une altitude d'environ 1 500 km. Leur orbite est quasi-polaire et leur période de révolution de 115 minutes. Ils sont hélio-synchrones, c'est-à-dire qu'ils survoleront une zone donnée toujours à la même heure.

Pour la France, en orbite descendante (sens Nord-Sud) le passage s'effectue entre 8 h et 10 h TU et en orbite ascendante entre 18 h et 20 h TU.

Le capteur infra-rouge VHRR a une bande passante s'étendant de 10,5 à 12,5  $\mu\text{m}$ , qui est une fenêtre où l'absorption atmosphérique se fait peu sentir. La résolution spatiale au nadir (c'est-à-dire le point sub-satellite) est de 900 m et se dégrade au fur et à mesure que l'angle de visée augmente pour atteindre 4 km à l'extrême bord de l'image. La résolution radiométrique en température dépend de celle-ci mais peut être considérée comme constante et égale à 0,5°K en milieu marin. Le champ de balayage du capteur est de l'ordre de 2000 km. L'étalonnage est assuré sur le satellite par des mesures des rayonnements d'un corps noir maintenu à 290°K et du vide intersidéral qui peut être considéré comme un corps noir à 3°K. La composition de l'image, ligne par ligne, est effectuée par le mouvement de translation du satellite tandis que chaque ligne est acquise par la rotation d'un miroir autour de l'axe de translation.

Nous rappelons brièvement les lois régissant le rayonnement infra-rouge émis par un corps à la température T. On trouvera une description plus complète dans BRUHAT (1968), IVANOFF (1975) ou DESCHAMPS (1977).

Le flux énergétique du rayonnement par unité de surface W (ou émittance) émis par un corps noir ne dépend que de sa température T (loi de STEFAN) :

$$W = \sigma T^4 \quad (\sigma = \text{constante de STEFAN})$$

L'intensité de ce rayonnement est indépendante de la direction d'émission :

$$B(T) = \frac{\sigma T^4}{\pi}$$

La formule de PLANCK donne la répartition spectrale du rayonnement du corps noir :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{kT}} - 1 \right)}$$

où  $\lambda$ ,  $h$ ,  $c$ ,  $k$  désignent respectivement la longueur d'onde, la constante de PLANCK, la vitesse de la lumière et la constante de BOLTZMANN.  $B_{\lambda}(T)$  est la fonction de PLANCK et s'exprime en  $\text{W.m}^{-2} \cdot \text{s.r}^{-1}$ . Dans le cas du corps noir, elle se confond avec la luminance monochromatique  $I_{\lambda}$ .

Un corps gris est un corps qui émet un rayonnement inférieur à celui du corps noir. On lui attribue alors un facteur d'émission ou émissivité spectrale  $\epsilon_{\lambda}$  qui peut être fonction de la longueur d'onde. Sa luminance monochromatique est alors égale à :

$$I_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} B_{\lambda}$$

## I - 2 Etude du rayonnement mesuré par le radiomètre. mise en équations

L'atmosphère absorbe une partie du rayonnement incident provenant de la surface de la mer. Elle réémet à sa température propre selon le même coefficient d'absorption (lois de KIRCHOFF). On appellera  $t_\lambda$  sa transmission pour la longueur d'onde  $\lambda$ . Si  $I_{\lambda^0}$  est le rayonnement incident à la base, le rayonnement émergent  $I_\lambda$  au sommet d'une couche atmosphérique homogène à la température  $T_a$  est :

$$I_\lambda = t_\lambda I_{\lambda^0} + (1 - t_\lambda) B_\lambda(T_a)$$

L'atmosphère n'étant pas homogène, on devra en général intégrer cette relation sur l'ensemble du trajet atmosphérique. En utilisant la relation :

$$(I-2-1) \quad t_\lambda(z) = 1 + \int_0^z \frac{d t_\lambda(x)}{dx} dx$$

on obtient

$$(I-2-2) \quad I_\lambda = t_\lambda(P_1, P_2) I_{\lambda^0} - \int_{P_1}^{P_2} B_\lambda(T_a(P)) \frac{d t_\lambda(P_1, P_2)}{dp} dp$$

avec  $p$  : pression

$P_1, P_2$  : pressions au sommet, à la base de la couche atmosphérique.

$T_a(P)$  : température de l'atmosphère à l'"altitude"  $P$

$B_\lambda$  : fonction de PLANCK

Si  $T_s$  est la température de la surface de la mer la luminance monochromatique mesurée par le radiomètre est :

$$I_\lambda = \epsilon_\lambda B_\lambda(T_s) t_\lambda(o, P_0) - \int_0^{P_0} B_\lambda(T(p)) dt_\lambda(o, p)$$

où  $p_0$  est la pression à la surface de la mer.

Posons

$$\begin{aligned} \Delta I_{\lambda} &= I_{\lambda}(T_s) - I_{\lambda} = - \int_0^{p_0} [I_{\lambda}(T_s) - B_{\lambda}(T(p))] dt_{\lambda}(o,p) \\ &= - \int_0^{p_0} [\epsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T_s) - B_{\lambda}(T(p))] dt_{\lambda}(o,p) \end{aligned}$$

La correction atmosphérique dépend donc des profils verticaux de la température de l'air et des concentrations en gaz absorbants, de la température de surface ainsi que de l'émissivité de la mer. En supposant que l'émissivité de la mer est égale à 1 et en définissant la température effective moyenne  $\bar{T}_a$  comme suit :

$$\bar{T}_a = \frac{\int_0^{p_0} T(p) dt_{\lambda}(o,p)}{\int_0^{p_0} dt_{\lambda}(o,p)}$$

on peut écrire en première approximation

$$(I-2-3) \quad T_{\lambda}(T_s) = t_{\lambda} T_s + (1 - t_{\lambda}) \bar{T}_a$$

où on définit la température radiométrique équivalente  $T_{\lambda}$  par :

$$B_{\lambda}(T_{\lambda}) = I_{\lambda}$$

Pour une atmosphère donnée et en supposant la transmission constante spatialement :

$$(I-2-4) \quad T_{\lambda}(T'_s) - T_{\lambda}(T_s) = t_{\lambda}(T'_s - T_s) \quad (\text{DESCHAMPS et al, 1979}).$$

où  $T'_s$  et  $T_s$  désignent les températures de surface en deux points voisins. Cette équation montre que le contraste thermique est atténué par la valeur de la transmission de toute la couche atmosphérique  $t_{\lambda}$ . Cette transmission ne dépend pratiquement que de la concentration intégrée des gaz absorbants et pas du profil vertical de température.

Tant que l'on peut considérer l'atmosphère comme constante au dessus d'une zone géographique donnée, son effet peut être caractérisé par deux termes : la

transmission atmosphérique  $t_\lambda$  et la correction atmosphérique  $\Delta T_\lambda(\bar{T}_s)$  pour la température moyenne  $\bar{T}_s$  du site.

La température  $T_s$  d'un point s'écrira :

$$(I-2-5) \quad T_s = T_\lambda(T_s) + \Delta T_\lambda(\bar{T}_s) + \frac{1 - t_\lambda}{t_\lambda} (T_\lambda(T_s) - T_\lambda(\bar{T}_s))$$

(DESCHAMPS et al., 1979)

Le problème de correction atmosphérique est ainsi réduit à la connaissance de  $t_\lambda$  et de  $\Delta T_\lambda(\bar{T}_s)$ .

Cette mise en équation met en évidence quelques problèmes que nous allons rencontrer dans l'utilisation des mesures effectuées par le VHRR. Il nous faudra estimer l'émissivité spectrale de l'océan et la transmission spectrale de l'atmosphère.

Il faudra également, nous allons le voir, tenir compte de la réflexion sur la surface de la mer du rayonnement émis par le ciel.

Nous allons étudier en détail chacune de ces sources d'erreur. Le bruit relatif aux mesures du VHRR est traité dans l'annexe 2.

Signalons simplement que la grande imprécision du système d'étalonnage embarqué rend difficile l'utilisation de ces données en valeurs absolues.

I - 3 Emissivité de la mer

L'émissivité de la mer est une fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'émission, c'est-à-dire l'angle entre la normale à la surface et le rayon lumineux parvenant au radiomètre. Dans le cas d'une mer plane on peut estimer facilement l'émissivité par le calcul du coefficient de réflexion si l'on connaît l'indice de réfraction du milieu. A la verticale, l'émissivité de l'océan est supérieure à 0,95 pour  $\lambda$  variant de 4 à 13  $\mu\text{m}$ . D'après les mesures de BUETTNER et KERN (1965), l'émissivité est égale à 0,99 au voisinage de 11  $\mu\text{m}$  et pour des angles de visée inférieurs à 48°. De par sa dépendance vis à vis de l'angle d'émission, l'émissivité dépend de l'état de surface de la mer. On peut la calculer en supposant une distribution statistique des facettes des vagues autour de la normale. D'après les travaux de COX et MUNK (1955) et ceux de LECOMTE et al. (1970 et 1973), il semble que la variation de l'émissivité en fonction de l'état de la mer n'excède pas 5 % pour des vents inférieurs à 15m/s.

A la température de 300°k une variation de 1 % sur l'émissivité entraîne une variation sur la température de 0,6°K. Cependant, en pratique, la plupart des auteurs considèrent l'émissivité de la mer comme égale à 1 car les erreurs provenant de l'absorption atmosphérique sont souvent plus importantes.

I - 4 Réflexion du rayonnement céleste descendant sur la surface de la mer

Nous avons vu que l'atmosphère absorbait une partie du rayonnement émis par l'eau et réémettait à sa température propre. Une partie de ce rayonnement atmosphérique isotrope est reçu à la surface de l'eau et réfléchi. La luminance monochromatique  $I'_{\lambda}$  (T) de l'eau à la température T est :

$$\begin{aligned}
 I'_{\lambda} (T) &= \epsilon_{\lambda} B_{\lambda} (T) + (1-\epsilon_{\lambda}) (I_{\lambda s}) \\
 &= B_{\lambda} (T) + (1-\epsilon_{\lambda}) (I_{\lambda s} - B_{\lambda} (T))
 \end{aligned}$$

où  $I_{\lambda s}$  désigne la luminance monochromatique du rayonnement descendant émis par le ciel et reçu à la surface de la mer.

La luminance  $I''_{\lambda}$  (T) effectivement reçue par le radiomètre à l'altitude z est (équation I-2-2) :

$$I''_{\lambda}(T) = t_{\lambda}(z) I'_{\lambda}(T) - \int_0^z I_{\lambda}(T_a(x)) \frac{dt_{\lambda}(x)}{dx} dx$$

On voit ainsi apparaitre deux termes d'erreurs, le premier correspondant à la réflexion du rayonnement du ciel sur la surface de l'eau et l'autre à la transmission de l'atmosphère (DESCHAMPS et al. 1971). Pour des mesures acquises par satellite et par ciel clair en l'absence de nuages, l'effet de réflexion est égal à 0,5°K et présente de faibles variations temporelles et spatiales ( $\pm 0,1^{\circ}\text{K}$ ) (DESCHAMPS, 1977). On pourra donc le considérer comme constant sur des échelles moyennes ( $\sim 200$  km).

I - 5 Influence de l'atmosphère

Nous avons vu que l'influence de l'atmosphère pouvait être réduite à deux termes : la correction atmosphérique et la perte de contraste. Rappelons l'équation 1-2-5 :

$$T_s = T_\lambda (T_s) + \Delta T_\lambda (\bar{T}_s) + \frac{1 - t_\lambda}{t_\lambda} (T_\lambda (T_s) - T_\lambda (\bar{T}_s))$$

avec :  $T_s$  : température de surface en un point d'une zone géographique donnée ;

$\bar{T}_s$  : température moyenne de cette zone au dessus de laquelle on suppose l'atmosphère constante ;

$T_\lambda (T_s)$  : température radiométrique équivalente mesurée par le radiomètre ;

$t_\lambda$  : transmission atmosphérique ;

$\Delta T_\lambda (\bar{T}_s)$  : correction à ajouter à  $T_\lambda (\bar{T}_s)$  pour tenir compte de l'influence atmosphérique et obtenir la vraie valeur in-situ  $\bar{T}_s$ .

Les deux termes  $\Delta T_\lambda (\bar{T}_s)$  et  $t_\lambda$  dépendent de la concentration en gaz absorbants. Dans la fenêtre 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$  interviennent le gaz carbonique, l'ozone ainsi que la vapeur d'eau. C'est ce dernier facteur qui est le plus important et on considèrera l'absorption par l'ozone comme négligeable (GOLUBITSKIY et MOSKALENKO, 1968 b). Ces termes sont fonction également de l'angle de visée  $\theta$ , la dépendance étant en  $1/\cos \theta$ . Ceci est équivalent à un allongement de chemin optique pour les incidences s'éloignant de la normale. Il conviendra donc d'en tenir compte.

I-5-a Evaluations empiriques de la correction atmosphérique

Ces corrections sont calculées empiriquement à partir de comparaisons statistiques entre les relevés des navires et les mesures satellites. Ils ne donnent de bons résultats que lorsqu'on ne désire que la température moyenne d'une zone d'une centaine de km de côté.

Le tableau I-1 donne la correction atmosphérique déterminée par BROWER et al. (1976). La correction croît avec la mesure radiométrique à cause de l'augmentation en vapeur d'eau avec la température de surface.

Température radiométrique (K)	Correction en K pour une distance zénithale							
	0°	7°	14°	21°	28°	35°	43°	51°
270	3,05	3,09	3,18	3,32	3,50	3,74	4,03	4,40
275	3,39	3,43	3,52	3,66	3,84	4,08	4,37	4,74
280	3,81	3,86	3,95	4,08	4,27	4,50	4,79	5,16
285	4,30	4,36	4,44	4,57	4,76	4,99	5,28	5,65
290	4,87	4,92	5,01	5,15	5,33	5,56	5,85	6,22
295	5,51	5,56	5,65	5,78	5,96	6,20	6,49	6,86
300	6,21	6,26	6,35	6,48	6,66	6,90	7,19	7,56

Tableau I-1

Correction atmosphérique, moyenne empirique (10,5 - 12,5 $\mu$ m)

(BROWER et al, 1976)

in DESCHAMPS (1977)

Un autre modèle empirique a été obtenu par SMITH et al (1970)

$$\Delta T = \left[ 1,13 + 0,82 \left( \frac{\theta}{60} \right)^{2,48} \right] \ln \frac{100}{310 - T}$$

où la distance zénithale  $\theta$  est exprimée en degrés sexagésimaux et la température mesurée T en Kelvins.

#### I-5-b Evaluations par modèles numériques de la correction atmosphérique

Certains auteurs ont tenté d'exprimer la dépendance de  $\Delta T_{\lambda}(\bar{T}_s)$  vis à vis de  $\lambda$ , de l'absorption par les gaz, de la température moyenne  $\bar{T}_s$  et du profil vertical de température par des modèles numériques de simulation de l'atmosphère. COGAN et WILLAND (1976) et DESCHAMPS (1977) ont fait l'hypothèse que l'atmosphère est dans un état moyen, que les processus sont adiabatiques et qu'il y a saturation en vapeur d'eau. En ne considérant que l'absorption par la vapeur d'eau, ces hypothèses permettent d'exprimer simplement  $\Delta T(\bar{T}_s)$  (intégration de  $\Delta T_{\lambda}(\bar{T}_s)$  sur la fenêtre 10,5-12,5  $\mu$ m) à partir de W, contenu total en vapeur d'eau de la colonne atmosphérique.

La formule trouvée par COCAL et WILAND est la suivante

$$\Delta T (\bar{T}_s) = 0,66 W + 0,086 W^2 \quad (\Delta T \text{ en K, } W \text{ en g/cm}^2)$$

Les résultats obtenus diffèrent pratiquement peu de ceux donnés par la formule proposée par DESCHAMPS :

$$\Delta T (\bar{T}_s) = 0,4 + 0,86 W$$

Le désaccord à l'origine (0,4) est de l'ordre de grandeur de la précision indiquée par les auteurs.

Il faut regretter la difficulté d'obtention d'un grand nombre de mesures comparatives entre cette correction calculée et celle dérivée des observations satellites et bateau qui permettraient de tester efficacement la validité de ces modèles.

#### I-5-c Evaluation de la perte de contraste

Rappelons l'équation (I-2-4)

$$T_{\lambda} (T'_s) - T_{\lambda} (T_s) = t_{\lambda} (T'_s - T_s) \quad (\text{DESCHAMPS et al, 1979})$$

ou

$$\Delta T_{\lambda} = t_{\lambda} \Delta T_s$$

où  $T'_s$  et  $T_s$  désignent les températures de surface en deux points voisins.

Cette relation qui n'est vraie que lorsque l'atmosphère est constante au dessus du site considéré, prédit l'atténuation du contraste in-situ par un facteur égal à la transmission atmosphérique.  $t_{\lambda}$  dépend essentiellement du contenu intégré en vapeur d'eau et un peu du profil de température par l'intermédiaire de la dépendance des coefficients d'absorption vis à vis de celui-ci. Les fonctions de transmission du gaz carbonique et de l'ozone peuvent être considérées comme identiques à la fonction unité d'après les modèles de GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968 a et b), et donc nous n'en tiendrons pas compte. On utilise également des hypothèses d'adiabatisme des processus et de saturation en vapeur d'eau, pour remplacer la connaissance du profil de température par celle plus aisée de la température de surface. Le meilleur modèle actuel de transmission semble être celui de PRABHAKARA et al. (1974) (fig. I-1) qui tient compte de l'absorption par le continuum de vapeur d'eau (la plus importante)

ainsi que celle par les raies. Le tableau I-2 donne les valeurs de la transmission  $t$  ( $10,5 \leq \lambda \leq 12,5 \mu\text{m}$ ) en fonction de la température moyenne au sol et du contenu total en vapeur d'eau  $W$  et montre l'atténuation par l'atmosphère d'un contraste in-situ de 2K. Celui-ci correspond à ce qui est couramment observable dans le bassin liguro-provençal. Ses dimensions de l'ordre de la centaine de milles nous permettent de supposer que l'atmosphère est constante sur ce site.

$W$ (g. $\text{cm}^{-2}$ )		0,5	1	2	3	4
$T = 280 \text{ K}$	$t$	0,946	0,886	0,738	0,568	0,402
	$\Delta T$ en K	1,89	1,77	1,48	1,14	0,804
$T = 300 \text{ K}$	$t$	0,933	0,874	0,749	0,608	0,468
	$\Delta T$ en K	1,87	1,75	1,5	1,22	0,94

Tableau I-2 - Transmission  $t$  de la vapeur d'eau pour le canal 10,5-12,5  $\mu\text{m}$  en fonction du contenu total en vapeur d'eau  $W$  et atténuation par l'atmosphère d'un contraste de 2 K au sol. D'après PRABHAKARA et al (1974).

Cette atténuation du contraste par l'atmosphère est importante car il est é clair que sa méconnaissance peut conduire à des interprétations erronées, même qualitatives. Cependant l'influence de cet effet d'atténuation dépend de la résolution thermique du capteur.

Pour un contraste de 2K et un contenu en vapeur d'eau inférieur à  $2\text{g.cm}^{-2}$ , la perte de contraste est inférieure ou égale à la résolution thermique du VHRR (0,5K) et elle ne sera pas visible sur les mesures. Nous avons déjà souligné ce point lors de notre étude comparative satellite-avion (ALBUISSON et al, 1979). Ce problème devient plus crucial pour les capteurs à plus grande résolution

thermique comme le HCMR du satellite AEM-A ou l'AVHRR des satellites TIROS-N, NOAA A et suivants (résolution d'environ 0,2K). Il sera alors nécessaire de corriger ces données pour une interprétation plus précise. Quant aux données VHRR, il est préférable, si on ne peut pas estimer le contenu atmosphérique en vapeur d'eau, de disposer soit de mesures simultanées en mer (au moins deux), soit d'une connaissance statistique du champ de température du site.

Signalons une autre approche par radiométrie différentielle qui semble la plus prometteuse puisqu'elle éviterait de faire appel à des mesures extérieures de contenu en vapeur d'eau. Elle consiste à estimer les coefficients d'absorption de la vapeur d'eau dans différents canaux puis à exprimer  $\Delta T_\lambda (\bar{T}_s)$  et  $t_\lambda$  en fonction de ces coefficients (DESCHAMPS, 1977 ,DESCHAMPS et PHULPIN, à paraître).

## I - 6 Signification physique de la mesure radiométrique

Il est légitime de se demander à quelle grandeur physique correspond la mesure radiométrique effectuée par le satellite. Le coefficient d'extinction de l'eau étant très grand pour l'infrarouge, le rayonnement émis dans la bande spectrale 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$  provient essentiellement des cinquante premiers microns d'eau. Toutes les pertes de chaleur s'effectuant en surface, cette mesure radiométrique est extrêmement intéressante pour les problèmes d'échanges air-mer mais ne peut l'être au point de vue dynamique que si on peut relier cette mesure à la température de la masse d'eau sous-jacente.

Il a été montré l'existence à l'interface air-mer d'une couche d'eau d'épaisseur de l'ordre du millimètre dans laquelle les processus de diffusion moléculaire sont prépondérants. Elle est habituellement plus froide que la couche de mélange car, nous l'avons dit, les déperditions de chaleur s'effectuent en surface. La conductivité thermique étant purement moléculaire, il y a peu de mélange vertical et le gradient thermique vertical est souvent important et négatif. L'écart de température entre la surface et la masse d'eau sous-jacente (à quelques centimètres de profondeur) semble dépendre essentiellement du flux de chaleur reçu et du vent et peut atteindre des valeurs de l'ordre d'un K pour des vents de vitesse quasi-nulle (DESCHAMPS, 1977, KATSAROS, 1976, Mc ALISTER et Mc LEISH, 1969, SAUNDERS, 1967). Cependant cette couche est détruite pour des vitesses du vent supérieures à 15 noeuds, condition que l'on rencontre fréquemment en milieu marin.

Il peut également arriver que dans des conditions particulières, la température de surface soit sujette à des variations n'apparaissant pas aux niveaux inférieurs. La figure I.2, d'après DESCHAMPS (1977), montre l'évolution des températures journalières en surface, à 5 et 10 m de profondeur. Durant cette période de juillet 1969, les vents sont restés faibles, l'ensoleillement fort et on observe des variations de température en surface non ressenties en profondeur. Dans ce cas, les températures les plus représentatives des couches inférieures sont celles obtenues lors des minima nocturnes (entre 2 et 5 h T.U.). Il s'agit là cependant de conditions extrêmes que l'on ne rencontre que peu souvent en mer.

On peut donc considérer la mesure radiométrique comme représentative de l'évolution thermique de la couche de mélange. C'est ce qu'ont montré les études comparatives de FIEUX et al. (1978) dans le golfe du LION et les nôtres développées dans le second chapitre, dans le bassin liguro-provençal.

1 - 7 Conclusion

L'étude des divers problèmes affectant les mesures effectuées par satellite ainsi que leur interprétation à des fins dynamiques montrent que l'on peut utiliser sans aucune correction les données du VHRR pour l'étude des gradients thermiques de la couche de mélange pourvu que les conditions suivantes soient respectées :

- atmosphère constante spatialement au point de vue profil de température et contenu intégré en vapeur d'eau au dessus du site
- contenu intégré de l'atmosphère en vapeur d'eau inférieur à  $2 \text{ g.cm}^{-2}$

Dans les trois chapitres suivants nous supposerons, sauf indication contraire, que ces conditions sont respectées.

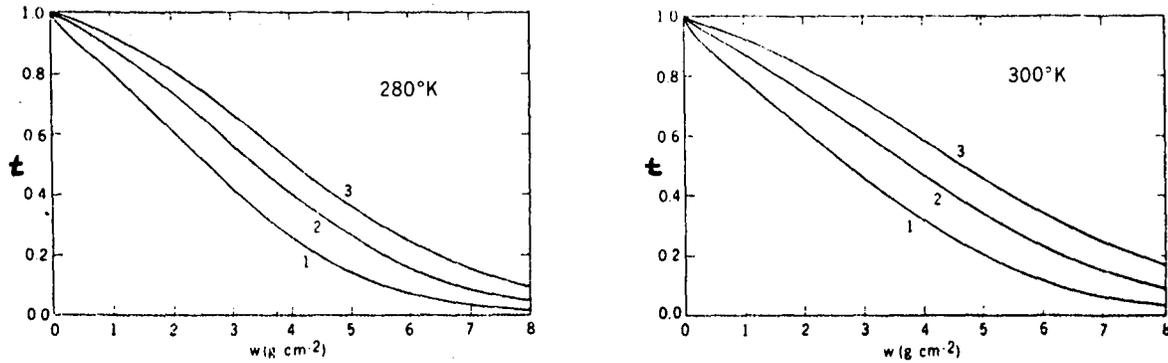


Fig. I-1 : Water vapor transmission in the three channels as a function of precipitable water content in the atmosphere for  $T = 280^\circ\text{K}$  and  $T = 300^\circ\text{K}$ : 1,  $775\text{--}831\text{ cm}^{-1}$ ; 2,  $831\text{--}887\text{ cm}^{-1}$ ; and 3,  $887\text{--}960\text{ cm}^{-1}$ .

D'après PRABHAKARA et al (1976)

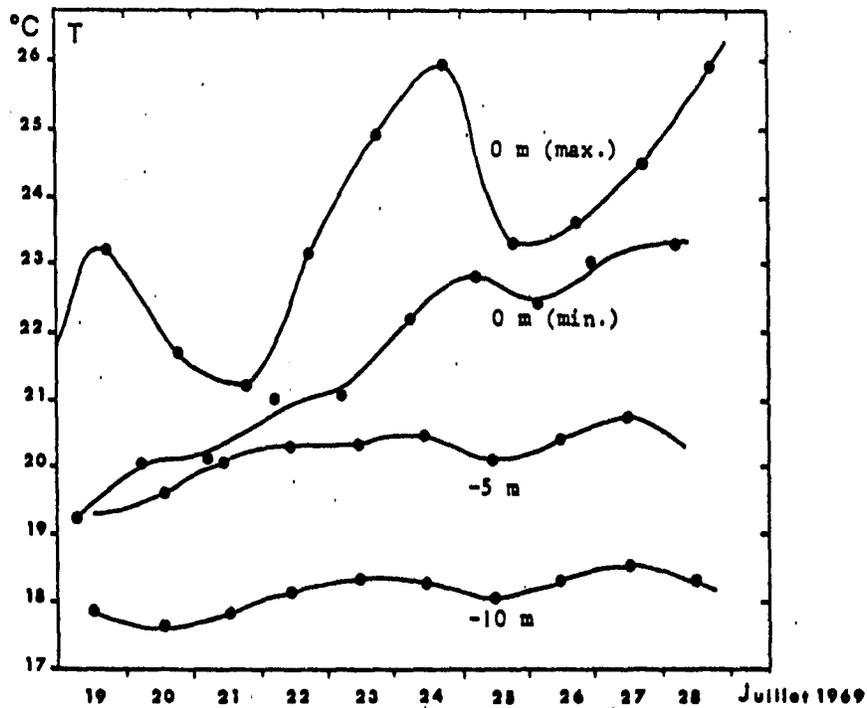


Fig. I-2 : Evolution des températures journalières (Campagne COFRASOV) : températures maximales et minimales de l'eau en surface, et températures à 5 et 10 m de profondeur.

D'après DESCHAMPS (1977)

## I - 8 Quelques définitions et précisions utiles - Conventions.

On appellera TSS la Température de Surface obtenue par Satellite. Il s'agit donc d'une mesure et non pas de la vraie valeur de la température de surface que nous appellerons "absolue".

On appellera image ou photo satellite ou thermographie le fichier numérique représentant les TSS ainsi que son expression graphique sous forme de cartes en noir et blanc telles que celles présentées au fil du texte. Ce fichier est obtenu après traitement au Centre de Télédétection et d'Analyse des Milieux Naturels (C.T.A.M.N) des données satellites captées par le Centre de Météorologie Spatiale à Lannion. Ce traitement est décrit en détail par ALBUISSON (1977,1978) et ses conséquences sont analysées dans l'annexe 2.

Les valeurs de ce fichier sont entières, comprises entre 0 et 255 et appelées "comptes numériques". Ce fichier image ne contient donc pas, à proprement parler, les TSS. Celles-ci et les comptes numériques sont reliés par une relation linéaire et au plus petit incrément ( $= 1$ ) des comptes numériques correspond un incrément de  $0,5^{\circ}$  K pour les TSS. Par exemple, le standard d'archivage au C.T.A.M.N attribue le compte numérique 100 à la valeur TSS  $0^{\circ}$ C, le compte numérique 101 à la TSS  $0,5^{\circ}$  C, le compte 102 à la TSS  $1^{\circ}$ C, etc... Cette étroite dépendance entre deux expressions numériques différentes d'un même champ de mesures explique pourquoi nous emploierons indifféremment l'un ou l'autre terme.

Les images ne sont pas comparables entre elles en valeur absolue du fait de l'absence de correction atmosphérique et du mauvais étalonnage des satellites du type NOAA. La résolution spatiale est de  $1 \times 1 \text{ km}^2$  et la résolution radiométrique de  $0,5 \text{ K}$ . Ces images peuvent être redressées géométriquement de manière à être superposables les unes aux autres (ALBUISSON, 1978), ce qui permet par exemple un suivi automatique de l'évolution de la température en un point géographique donné. ALBUISSON et al (1979), FIEUX et al (1978) ont montré que ces thermographies étaient de bons estimateurs des gradients thermiques marins avec une précision de  $0,5 \text{ K}$ . L'erreur de localisation d'un front a été estimée à  $3 \text{ km}$ .

Les images présentées dans cette thèse montrent divers niveaux de gris. Chaque niveau de gris représente un pas de  $0,5^{\circ}$ K, sauf indication contraire. Les températures sont de plus en plus élevées au fur et à mesure que l'on passe du blanc au noir. Les valeurs indiquées en légende sont, sauf indication contraire,

des dixièmes de degrés celsius par saut de 0,5°C. Pour la présentation des moyennes et des variances nous utiliserons des comptes numériques. La relation entre ces comptes numériques et les ISS est alors inconnue (mais toujours linéaire) mais ceci n'a pas d'importance car seuls comptent les contrastes thermiques et non pas les valeurs absolues qui sont inaccessibles par VUBR. Lorsque l'échelle spatiale n'est pas portée sur la carte, elle est égale à  $2 \cdot 10^{-6}$  (1 cm représente 20 km). Sur certaines images est tracé un trait entre deux points N et C qui figure la radiale Nice (N) - Calvi (C). Parfois apparaît sur l'image une barre oblique noire et blanche, un peu crénelée. Il s'agit de la ligne de synchronisation du capteur.

## BIBLIOGRAPHIE du chapitre I

=====

- ALBUISSON M. - 1978  
 Traitement sur mini-ordinateur des images  
 VHRR pour la thermographie.  
 Convention CNEXO 771671
- 1977  
 Traitement des thermographies des satellites  
 NOAA. Convention CNEXO 761516
- ALBUISSON M., L. PONTIER, L. WALD  
 - 1979  
 A comparison between sea surface temperature  
 measurements from satellite NOAA4 and  
 from airborne radiometer ARIES. Oceanol.  
 Acta, 2,1,1-4.
- BROWER, R.L., GORHBAND, H.S., PICHEL, W.G,  
 SIGNORE, T.L, and WALTON C.C.  
 - 1976  
 Satellite derived sea surface temperature  
 from NOAA spacecraft. NOAA Techn. Memorandum  
 NESS 78, 74p.
- BRUHAT G. - 1968  
 Cours de Physique Générale : Thermodynamique.  
 Sixième édition revue et augmentée par  
 A. Kastler. Masson et Cie Editeur Paris -  
 887 p.
- BUETTNER, K.J.K, and C.D. KERN  
 - 1965  
 The determination of infrared emissivity  
 of terrestrial surfaces.  
 J. Geophys. Res. 70, 1329-1337.
- COGAN, J. L, and J.H. WILLAND  
 - 1976  
 Measurement of sea surface temperature by  
 the NOAA2 satellite. J.Appl. Meteor. 15,2,  
 173-180.

- COX, C., and W. MUNK - 1955  
Some problems in optical oceanography  
J.Mar.Res., 14, 63-78
- DESCHAMPS P.Y. - 1977  
Télédétection de la température de la  
surface de la mer par radiométrie infra-  
rouge. Thèse d'Etat. Université de Lille.
- DESCHAMPS P.Y. et T.PHULPIN  
Atmospheric correction of infrared mea-  
surements of sea surface temperature  
using channels at 3.7, 11 and 12  $\mu$ m.  
A paraitre dans Boundary Layer Meteo-  
rology.
- DESCHAMPS P.Y., T.PHULPIN and B.TOURNIER  
1979  
Atmospheric corrections of surface tem-  
perature in a 40.5-12.5  $\mu$ m channel from  
AVHRR/TIROS N. Presented at COSPAR 22,  
Bengalore, India.
- DESCHAMPS P.Y, P. LECOMTE et  
J.C. VANHOUTTE - 1971  
Interprétation des mesures de température  
de la mer par radiométrie infra-rouge  
Agard conf. Proc. N°90, Agard CP-90-71, 24.  
1 A 9.
- FIEUX M, S. GARZOLI et J. GONELLA  
- 1978  
Contribution à la connaissance de la struc-  
ture spatiale des courants superficiels au  
large du Golfe du Lion.  
J. Rech. Oceanogr. 3,4.
- GOLUBITSKIY, B.M, and N.I MOSKALENKO  
- 1968 a  
Spectral transmission functions in the  
 $H_2O$  and  $CO_2$  bands. IZV., Atm. and Oceanic  
Phys., 4,3, 346-359.
- 1968 b  
Measurement and calculation of spectral  
transmission in the  $N_2O$  bands in the near-  
infrared region. IZV., Atm. and Oceanic  
Phys., 4,3, 360-362.

- IVANOFF A. - 1975  
Introduction à l'Océanographie. Tome II  
Vuibert, Paris - 338 p.
- KATSAROS, K.B. - 1976  
The sea surface temperature deviation at  
very low wind speeds : is there a limit ?  
Tellus, 29,3,229-239.
- LECOMTE P., DESCHAMPS P.Y, J.C VANHOUTTE  
- 1973  
Améliorations apportées à la mesure de  
la température de surface de l'océan par  
l'utilisation d'un radiomètre infrarouge  
polarisant. Applied Optics, 12, p 2115.
- LECOMTE P., DESCHAMPS P.Y,  
- 1970  
Mesure de la température superficielle  
de l'océan au moyen d'un radiomètre infra-  
rouge. Cahiers océanographiques XX11,2,p115.
- Mc ALISTER, E.D, W., Mc LEISH  
- 1969  
Heat transfer in the top millimeter of  
the ocean. J. Geophys. Res. , 74,13, 3408-  
3414.
- MAUL, G. A, and M. SIDRAN  
- 1973  
Atmospheric effects on ocean Surface  
temperature sensing from the NOAA Satellite  
scanning radiometer.  
J.Geophys. Res., 78,12, 1909 - 1916.
- MAUL, G.A, P. WEBB de WITT,  
A. YANAWAY, and S.R BAIG  
- 1978  
Geostationary satellite observations of  
Gulf Stream meanders : infrared measure-  
ments and time series analysis. J. Geophys.  
Res.,83,C12,6123-6135

MOSKALENKO, N.I, MIRUMYANTS, S.O

- 1969

The effect of temperature on infrared radiation absorption by water vapor and  $\text{CO}_2$ . IZV - Atmosph. Oceanic Phys., 5,12, 747-751.

PRABHAKARA, C., DALU, G., KUNDE, V.G.

- 1974

Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13  $\mu\text{m}$  window region. J. Geophys. Res, 79,33,5039-5044.

SAUNDERS, P.M,

- 1967

The temperature at the ocean air interface. J. Atmosph. Sci., 24,3,269-273.

SMITH, W.L., RAO,P.K., KOFFLER, R., and

CURTIS, W.R.

- 1970

The determination of sea surface temperature from satellite high resolution infrared window radiation measurements. Monthly Weather Rev., 98, 604-611.

WITTING, J.

- 1972

Temperature fluctuations at an air-water interface caused by surface waves. J. Geophys. Res., 77, 3265-3269

C H A P I T R E   I I

---

EVOLUTION SAISONNIERE DE LA STRUCTURE THERMIQUE  
SUPERFICIELLE DANS LE BASSIN LIGURO-PROVENCAL

## RESUME

Une étude climatologique du Bassin liguro-provençal a été effectuée à l'aide des thermographies infra-rouges obtenues par le radiomètre VHRR des satellites NOAA4 et NOAA5. Le dépouillement d'une centaine d'images réparties sur trois ans (1975, 1977, 1978) a montré la permanence de la structure thermique superficielle. Cinq périodes sont distinguées, et trois d'entre elles étudiées. Une méthode originale par moyenne temporelle en chaque point géographique d'une succession d'images met en évidence l'évolution annuelle de cette structure thermique. Certaines caractéristiques saisonnières ont pu être dégagées pour chaque période, à l'aide de calculs de variance. Des comparaisons statistiques avec des mesures in-situ montrent le bien-fondé de nos résultats. L'influence des différents régimes de vent a été étudiée. Enfin, il est montré que si aucune relation quantitative entre courants et températures TSS n'a pu être trouvée, les thermographies sont susceptibles de fournir certaines informations sur la circulation des eaux dans la couche de mélange.

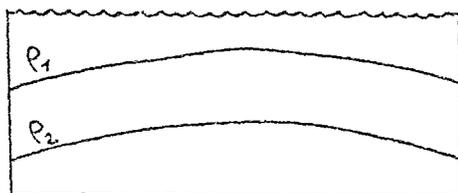
### II.1. INTRODUCTION

Le Bassin liguro-provençal a été défini par GOSTAN (1968) comme une unité hydrologique limitée par les côtes de Provence, les Rivieras du Levant et du Ponant, la côte Nord-Ouest de la Corse, et à l'Ouest par la ligne Gargalo-Porquerolles (Fig. II.1). A l'Est, il est en contact avec la Mer Tyrrhénienne par une ouverture de 45 milles, comprenant essentiellement des hauts-fonds. La majeure partie de la circulation s'effectue par le Canal de Corse, de profondeur 400 m (Fig. II.1 et II.2). A l'Ouest, il jouxte le bassin Nord-Baléares par une large ouverture d'environ 110 milles. D'un point de vue bathymétrique, le Bassin liguro-provençal peut être considéré comme une large vallée au fond plat et aux parois très escarpées. Sa superficie est d'environ 100.000 km<sup>2</sup>, dont 58 % recouvrent des fonds de plus de 2.000 m, et 63 % des fonds de plus de 1.000 m (Fig. II.2). La radiale Nice-Calvi, où ont eu lieu les stations hydrologiques effectuées par GOSTAN (1967) (Fig. II.1), ainsi que celles effectuées dans le cadre des programmes Hydrokor de la station marine de VILLEFRANCHE-SUR-MER, a une longueur de 90 milles.

La circulation dans le Bassin liguro-provençal est sous la dépendance de la circulation générale existant d'une façon quasi-permanente dans la Méditerranée Occidentale. Elle peut se décrire succinctement de la manière suivante : Le flux atlantique pénétrant par le détroit de Gibraltar se sépare en deux branches le long de la côte algérienne (Fig. II.3). L'une entre en Méditerranée Orientale par le canal de Sicile, tandis que l'autre longe les côtes Ouest de la Sardaigne et de la Corse, et débouche dans le Bassin liguro-provençal. Guidée par les côtes, elle forme le courant liguro-provençal et décrit un circuit cyclonique. La plus grande partie de ces eaux suit les côtes françaises, puis, longeant l'Espagne, rejoint, de part et d'autre des Baléares, la veine d'eau atlantique provenant de Gibraltar. Il semble qu'une branche du courant liguro-provençal se détache occasionnellement au niveau du Cap Bénat, et se dirige vers la Corse, bouclant ainsi le circuit cyclonique dans ce bassin. D'autre part, une partie des eaux superficielles de la Mer Tyrrhénienne, remontant vers le Nord, parvient dans le Bassin liguro-provençal par le canal de Corse. Ce flux rejoint le précédent (Ouest-Corse) au niveau du Cap Corse.

La figure II.4 montre l'évaluation des flux moyens, selon BETHOUX et PRIEUR (1978) dans le Bassin liguro-provençal. La caractéristique la plus remarquable est la permanence du circuit cyclonique entre le continent et la Corse. Les courants calculés par la méthode dynamique sur la radiale Nice-Calvi sont à peu près symétriques (avec changement de signe) par rapport au centre de la radiale. Ils décroissent à profondeur croissante, et la valeur maximale en surface est d'environ 40 cm/s (GOSTAN, 1968). Il faut noter que le flux le long de la Riviera vers le Sud-Ouest est comparable à celui s'écoulant à Gibraltar (Fig. II.4).

Cette circulation relève de l'hydrodynamique marine dans l'approximation des équations géostrophiques. En prenant une valeur de la vitesse égale à 40 cm/s, le paramètre de Coriolis égal à  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et une longueur caractéristique de 100 km, le nombre de Rossby est de l'ordre de 0,04. Sa faible valeur, ainsi que la permanence du mouvement, justifie cette approximation. Pour une étude de ces mouvements, on se reportera par exemple au cours de CREPON ou à HOLTON (1972). L'un des résultats est que, lorsque les vitesses croissent du fond vers la surface dans un tourbillon cyclonique de l'hémisphère Nord, les eaux les plus denses sont au centre et les plus légères à la périphérie. Ce tourbillon présente une structure verticale de densité en dôme, les isopycnes sont à des profondeurs plus grandes au bord qu'au centre, comme indiqué sur le schéma et la figure II.7 :



Dans la Mer Ligure, les eaux superficielles les plus denses, qui sont les plus salées, sont généralement les plus froides, sauf lors d'un hiver très rigoureux (GOSTAN, 1968). C'est pourquoi les thermographies peuvent en général donner des indications sur la circulation superficielle.

La figure II.5 est un exemple de ces thermographies, la température étant visualisée par des teintes de gris de plus en plus sombres au fur et à mesure que la température augmente. Le contraste entre les eaux chaudes et froides peut être élevé (4 K), ce qui permet une bonne appréhension de la circulation superficielle. La frontière entre les zones centrale et périphérique est souvent nettement marquée.

C'est l'évolution de cette signature thermique durant l'année, et sa réponse à diverses conditions météorologiques, que nous avons étudiées.

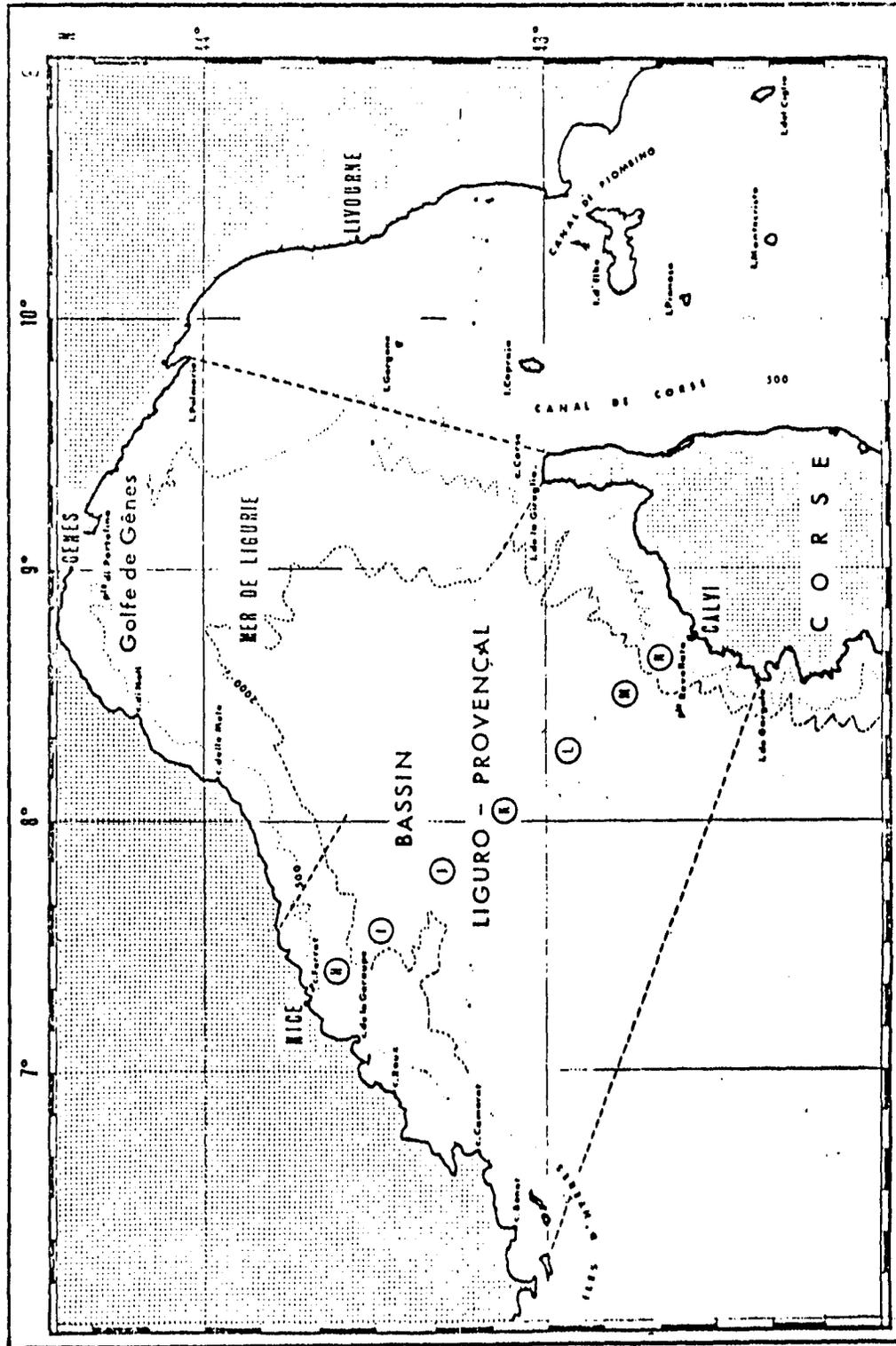


Fig.II.1 Carte du bassin liguro-provençal et position des stations.  
 In GOSTAN (1968)

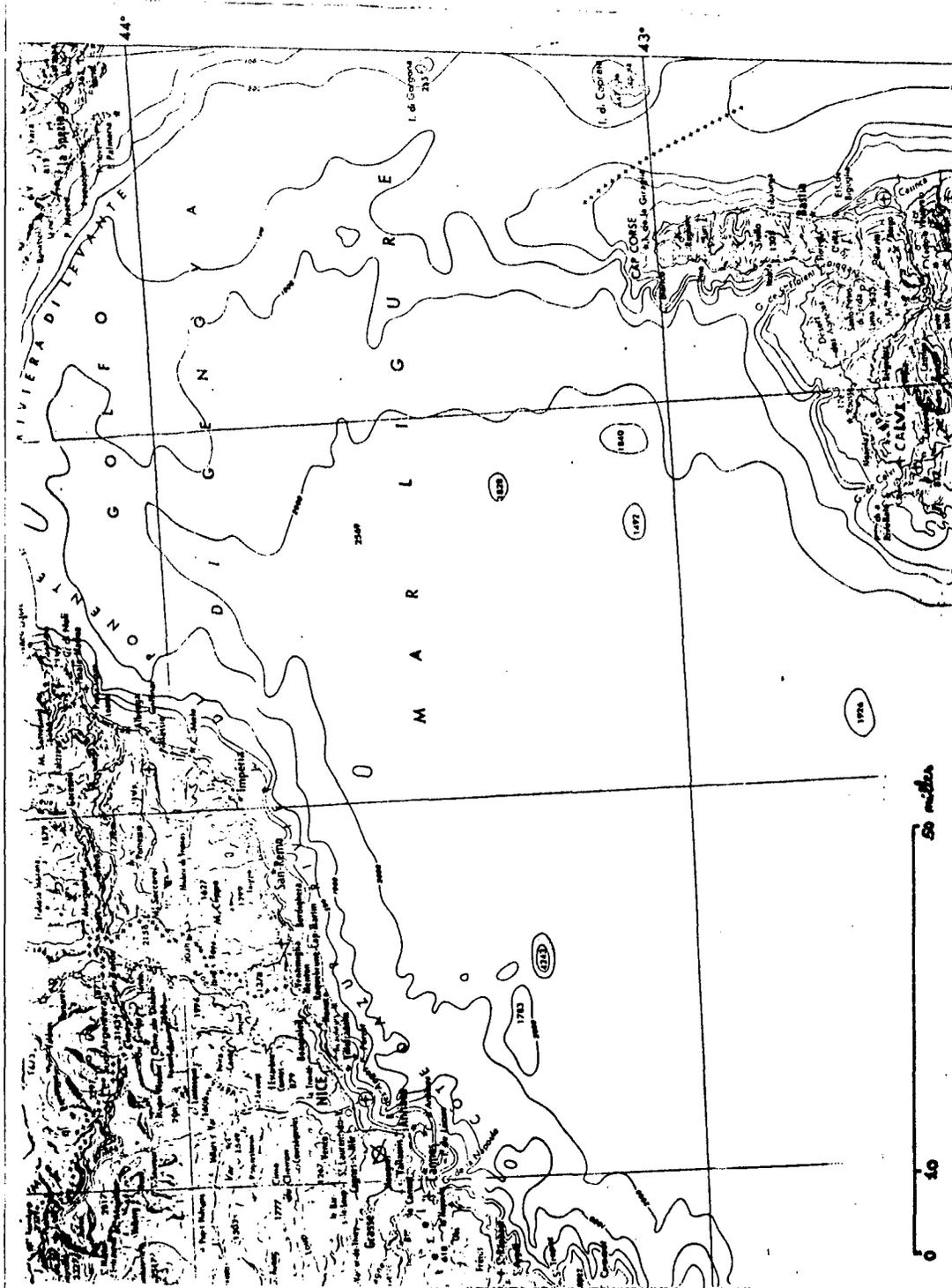
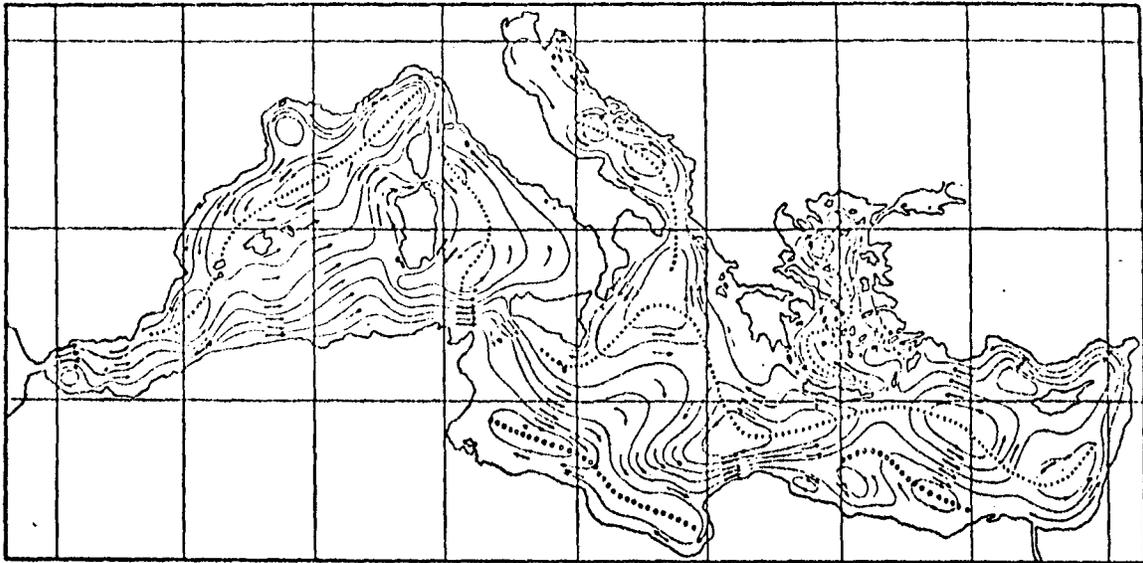
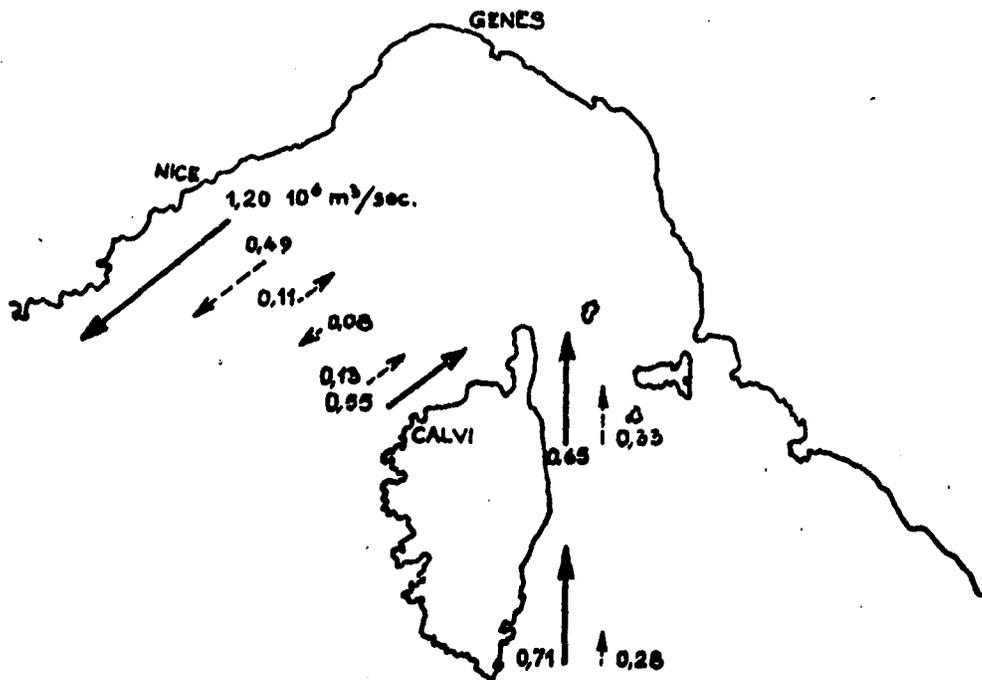


Fig.II.2 Carte bathymétrique du bassin liguro-provençal.  
 Les profondeurs sont exprimées en mètres.



**Fig.II.3** Composantes géostrophiques des courants de surface en hiver. *...* divergences, *...* convergences.  
*In OVTCHINNIKOV (1966\*)*  
 Geostrophic components of surface currents during winter. *...* divergences, *...* convergences.

**Schéma de circulation générale en Méditerranée.**



**Fig.II.4** Evaluation des flux moyens selon BETHOUX et PRIEUR (1978).

— : 0-200 m ; - - - : 200-1000m



Fig.II.5 Thermographie du 14 Octobre 1977 montrant la signature thermique de la circulation du bassin liguro-provençal. Au centre sont les eaux froides et à la périphérie les eaux chaudes. Le flux atlantique entrant est visualisé par les isothermes qui sont parallèles au déplacement des eaux.

II.2. EVOLUTION SAISONNIERE DE LA SIGNATURE THERMIQUE SUPERFICIELLE :  
PREMIERES OBSERVATIONS

Afin de compléter notre connaissance fragmentaire de l'évolution du champ thermique superficiel, nous avons traité systématiquement toutes les images dont nous disposons, réparties sur les années 1976, 1977 et 1978. BETHOUX et al (1978) ont abordé dans un premier temps une telle étude sur une quinzaine d'images. Les procédures informatiques utilisées sont celles décrites par ALBUISSON (1978). L'examen de la centaine d'images obtenues nous a conduits à confirmer d'une part la quasi-permanence des traits généraux du champ de température dus à la circulation cyclonique, à savoir des isothermes souvent parallèles à la côte, et de l'eau plus froide au centre du Bassin, ainsi que l'advection thermique en provenance de la Mer Tyrrhénienne, et constater d'autre part le déplacement au cours de l'année du centre de gravité de la tâche d'eau froide centrale et de certains fronts.

Cette étude de toutes les images nous a amenés à distinguer cinq périodes annuelles qui sont l'été, le pré-hiver, l'hiver, et deux périodes de transition. Ces appellations ont été choisies afin de coïncider plus ou moins avec celles utilisées en hydrologie. Etant donné les réserves émises dans le chapitre I quant à la crédibilité des mesures du VHRR, nous avons à tout instant de notre démarche confronté nos résultats aux données in-situ dont nous disposons (GOSTAN, 1967, et campagnes HYDROKOR).

L'hiver, ou période monotherme, correspond à l'hiver hydrologique. Cette saison recouvre les mois de février et mars. Elle est caractérisée par une uniformisation horizontale des températures TSS; la différence entre l'eau côtière et la tâche centrale est de l'ordre de 0,5 K. Cette uniformité des thermographies, illustrée par la figure II.6, est confirmée par les mesures in-situ de température de surface, dont deux profils Nice-Calvi (Février et Mars 1972) sont représentés sur la même figure à titre de comparaison. Les figures II.7 et II.8 montrant la forme des isopycnes sur une coupe Nice-Calvi et la variation de la température avec la profondeur, d'après les mesures de GOSTAN, illustrent l'homogénéité verticale de la zone centrale durant cette saison, en particulier à la station

60 milles. Les calculs de courant faits par PRIEUR (communication personnelle) en utilisant la méthode dynamique montrent que la circulation (c'est-à-dire les flux) reste la même, quelle que soit la saison. En cette période froide, il est alors impossible de relier le schéma de circulation et les thermographies, en raison de la faible précision du radiomètre VHRR (0,5 K), ne permettant pas de déceler les faibles écarts de température existant alors.

Les deux périodes de transition (Avril-Juin et Septembre-Novembre) sont des états intermédiaires entre l'hiver et l'été et entre l'été et le pré-hiver. Ces périodes sont souvent nuageuses (de même que la période mono-therme) ; nous avons donc trop peu d'images pour engager une étude.

L'été (Juillet-Août) ainsi que le pré-hiver (Décembre-Janvier) offrent des situations bien marquées. Leur étude complète est reportée au paragraphe suivant. Nous disposons pour l'été d'environ 60 images traitées bien réparties sur les deux mois et couvrant les années 1975, 1977 et 1978. Une fois les situations trop nuageuses écartées, il ne reste qu'une vingtaine d'images pour le pré-hiver (dont huit pour le mois de Décembre 1977) couvrant les années 1977, 1978 et 1979. Les figures II.9 et II.10 illustrent ces périodes de pré-hiver et d'été. Les deux images présentées soulignent la difficulté qu'il y a d'obtenir des photos dégagées de tout nuage (en blanc sur ces photos). En général, l'été offre un plus grand contraste entre la côte et le centre que le pré-hiver.  
(Nous appelons contraste la différence thermique entre deux points).

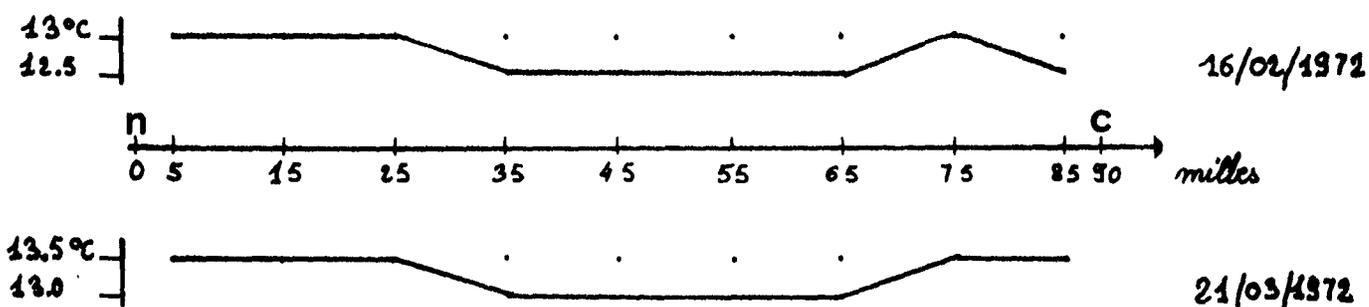


Fig.II.6 Thermographie du 22 Mars 1978 illustrant la période monotherme et profils de températures de surface entre Nice et Calvi d'après les campagnes HYDROKOR. Sur la thermographie, les petits carrés sur le segment N-C représentent l'emplacement des stations.

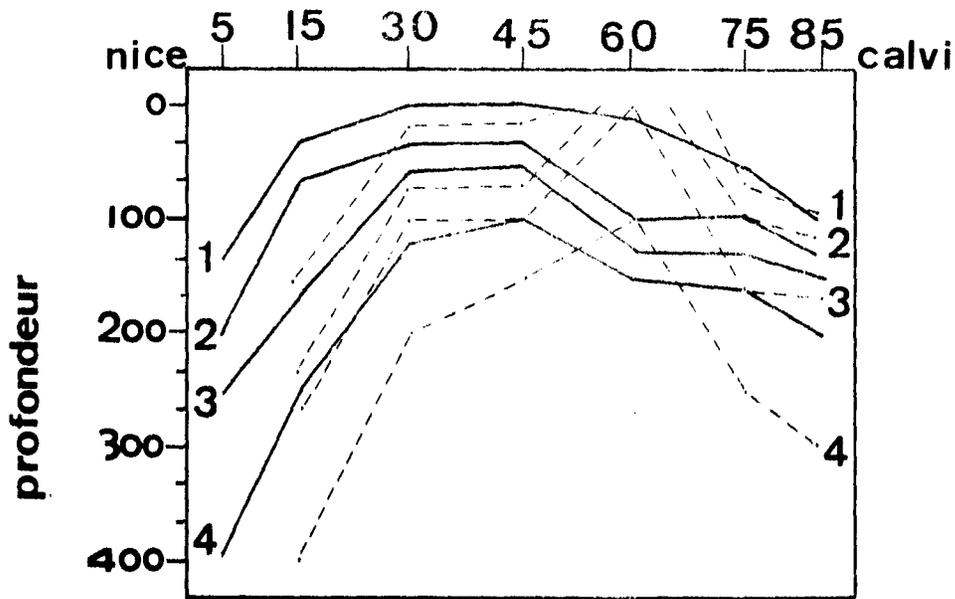


Fig.II.7 Isopycnés sur une coupe Nice-Calvi en hiver (4/2/1964:trait plein;3/3/1964:trait tiré) d'après GOSTAN (1967). Les profondeurs sont en mètres tandis que les nombres du haut représentent, en milles, la distance de la station à Nice. Aux chiffres des courbes correspondent les  $\sigma_t$ : 1=28,70; 2=28,80; 3=28,90; 4=29,00

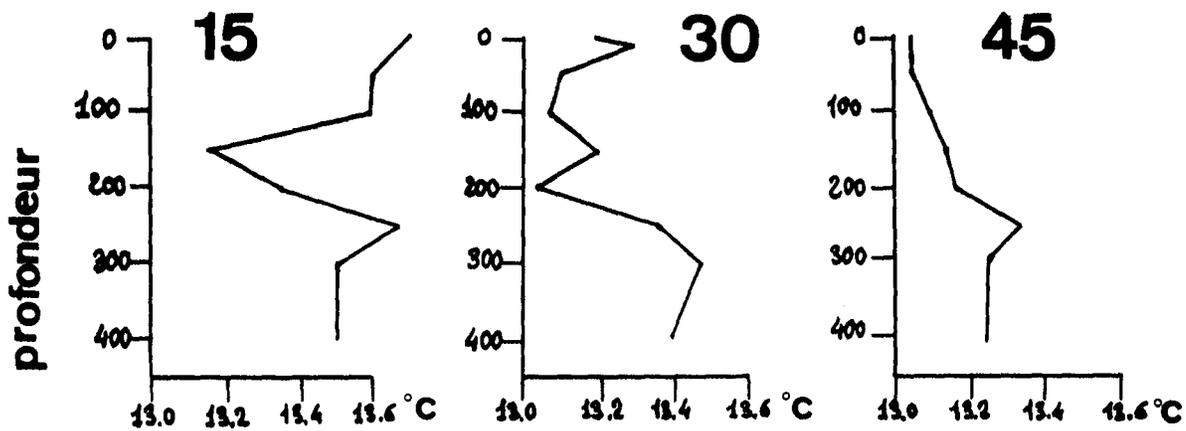


Fig.II.8 Profils verticaux de températures en diverses stations sur la radiale Nice-Calvi, le 4/2/1964, par GOSTAN (1967)

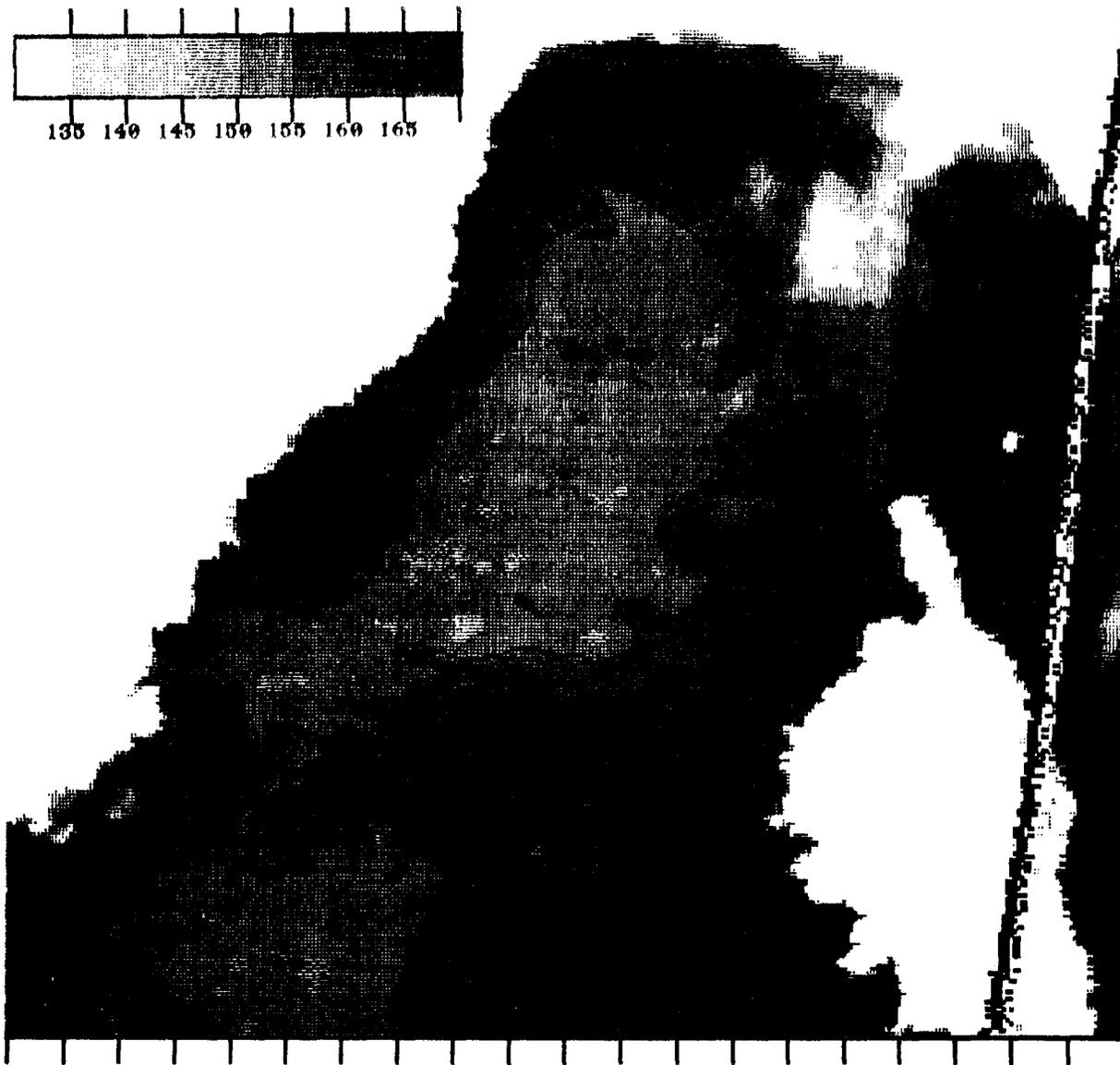


Fig.II.9 Thermographie du 6 Janvier 1978. La ligne oblique sur la droite de l'image est une ligne de synchronisation du capteur.

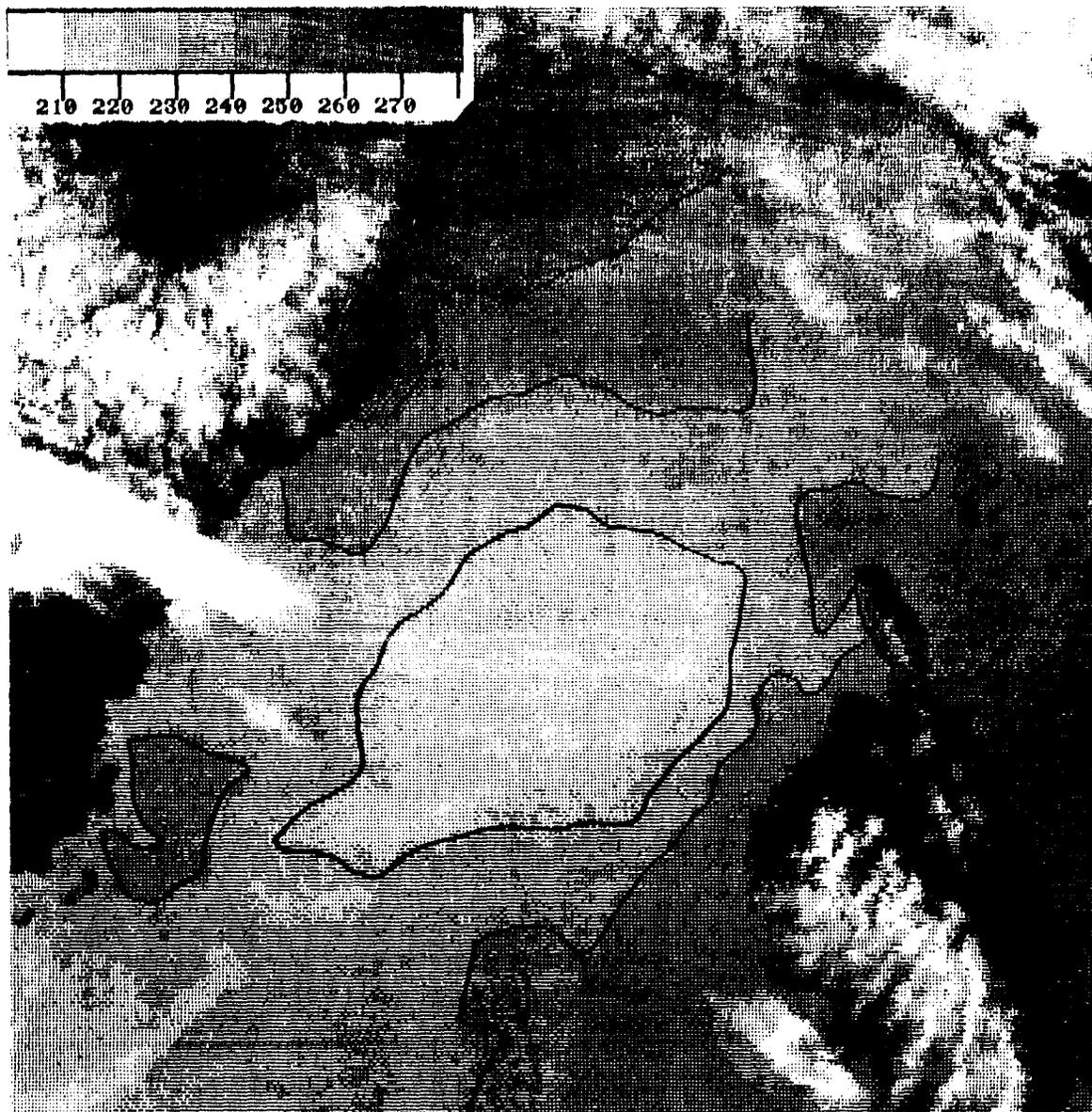


Fig.II.10 Thermographie du 1 Aout 1977.

Remarquer que le pas est de 1°C.

### II.3. MISE EN EVIDENCE DES EVOLUTIONS SAISONNIERES PAR LA METHODE DE MOYENNES D'IMAGES

Nous avons constaté que, pour l'été ou le pré-hiver, le tracé des isothermes variait peu. Nous avons alors pensé caractériser une saison par des traits propres, puis étudier l'évolution de ces traits entre ces deux saisons. Enfin, la connaissance de ces structures caractéristiques permettrait l'étude de quelques situations particulières.

Pour chaque saison, nous obtenons une image "moyenne" en réalisant la moyenne temporelle, en chaque point géographique, d'une série d'images. Il s'agit en fait d'une moyenne de contrastes ou de gradients thermiques locaux. Nous calculons également une image "variance du contraste" ou "variance du gradient thermique local" permettant d'estimer la stabilité statistique des isothermes moyens. La méthode est la suivante : On reporte sur la variance du contraste le tracé des isothermes moyens. Si sur l'image variance les points de part et d'autre d'une isotherme ont pour valeur  $n^2$ , alors le contraste  $C$  entre ces deux points est  $C \pm n$ . Etant donné que les images sont tracées avec une résolution thermique de 1 compte numérique (= 0,5 K), donc que pour des points suffisamment rapprochés  $C$  ne prend que la valeur 0 ou 1, il est clair que la seule valeur acceptable de  $n$  est 0. Seuls les tracés d'isothermes moyens situés dans les zones blanches sur les images de variance du contraste sont stables. Ils sont définis à 2,5 km près. Les problèmes méthodologiques posés par le calcul de ces moyennes sont exposés dans l'annexe 3.

Nous avons calculé les moyennes et les variances du contraste non seulement pour chaque saison, mais également pour les mois de Juillet et Août 1975, Décembre, Juillet et Août 1977, Décembre, Janvier, Juillet et Août 1978, et Janvier 1979.

#### II.3.a. Pré-hiver

Nous ne disposons que de peu d'images sommables : 16, dont malheureusement 7 appartiennent au mois de Décembre 1977, soumis à

un régime continu de vent d'Est inhabituel en cette saison (cf. II.4.b). La moyenne des 9 images restantes, également réparties entre les mois de Décembre, Janvier 1978 et Janvier 1979, est présentée sur la figure II.11. On constate la présence de 3 niveaux de gris, principalement : une tache centrale A, une tache périphérique B bordant A, et une eau C remplissant le fond du golfe de Gênes et résultant du mélange des deux flux provenant du Sud du Bassin Occidental et de la Mer Tyrrhénienne. Les domaines de variation des caractéristiques hydrologiques de surface de ces eaux A et B, tirées des mesures in-situ sur la radiale Nice-Calvi, sont les suivantes :

$$A : 13^{\circ}\text{C} \leq T \leq 15,5^{\circ}\text{C} ; 37,94^{\circ}/\text{‰} \leq S \leq 38,10^{\circ}/\text{‰} ; \\ 28,53 \leq \sigma_t \leq 28,80$$

$$B : 14^{\circ}\text{C} \leq T \leq 16^{\circ}\text{C} ; 37,87^{\circ}/\text{‰} \leq S \leq 38,01^{\circ}/\text{‰} ; \\ 28,08 \leq \sigma_t \leq 28,57$$

$$C : 14,5^{\circ}\text{C} \leq T \leq 16,0^{\circ}\text{C} ; 37,07^{\circ}/\text{‰} \leq S \leq 37,97^{\circ}/\text{‰} ; \\ 28,0 \leq \sigma_t \leq 28,5$$

Le cheminement du flux provenant de la Mer Tyrrhénienne et son refroidissement par mélange avec le flux Ouest-Corse à son entrée dans le Golfe de Gênes ne sont pas nettement représentés sur la figure II.11. Cette langue d'eau chaude (eau C) longeant les Riviéras se rétrécit, au cours de sa progression, par diffusion et échanges thermiques avec l'atmosphère (BETHOUX et al, 1978).

La fréquente présence de nuages sur les thermographies sommées n'a pas rendu l'interprétation aisée. Le calcul de la variance du contraste n'est pas significatif, et l'examen individuel des 9

images montre que la taille de la tache centrale fluctue d'un mois sur l'autre. Si les frontières externes de l'eau B restent sensiblement constantes durant les deux mois, la taille de la tache centrale A augmente au fur et à mesure que la saison monotherme (Février-Mars) approche. Cette tache croît au détriment de l'eau B. Cela suggère la présence au centre du Bassin de mouvements verticaux ascendants importants. La tache centrale se comporterait comme une source d'eau froide qui s'étendrait sur tout le Bassin à mesure que l'hiver approche. Cette interprétation est étayée par les mesures in-situ : elles montrent que la "température uniforme" en hiver, de l'ordre de 13°C, est la même que celle du noyau froid durant les deux mois précédents. Pour illustrer ce phénomène, nous présentons sur la figure II.12 deux moyennes partielles (Décembre et Janvier 1978) montrant bien la croissance de la tache A.

### II.3.b. Eté

Plusieurs moyennes globales ou partielles ont été calculées pour cette saison. Nous en présentons trois :

- Moyenne de 12 images obtenues en Juillet 1975, 1977 et 1978, également réparties entre ces trois années (Fig. II.13) ;
- Moyenne de 8 images des mois d'Août 1977 et 1978, également réparties (Fig. II.14) ;
- Moyenne de 25 images des étés 1975, 1977 et 1978, inégalement réparties (Fig. II.15).

Les thermographies d'Août 1975 n'ont pas été utilisées à cause de leur inhabituelle monothermie. Aucune campagne à la mer ne faisant état d'une telle uniformisation en cette saison, nous avons supposé qu'il s'agissait là d'une perte de contraste due à un important contenu intégré en vapeur d'eau de l'atmosphère (Chap. I,

§ I.5.C.)

Nous n'avons pas pu étayer cette hypothèse par des observations météorologiques.

La comparaison entre les situations moyennes de pré-hiver et d'été montre que les différences de température entre le centre du Bassin et ses bords sont plus élevées en été qu'en hiver, ce qui est confirmé par les mesures in-situ. Ceci est dû à la présence en été de veines d'eau chaude le long des côtes, confinées du côté continent entre Cannes et San-Remo, et du côté Corse dans le Golfe de Saint-Florent. Mises à part ces eaux côtières, nous retrouvons la même structure thermique horizontale qu'en situation de pré-hiver, avec trois types d'eau ou taches que nous nommerons également A, B et C. Les domaines de variation des caractéristiques hydrologiques de surface sont les suivants :

$$A : 19,0 \leq T \leq 22,12 ; 38,10\text{‰} \leq S \leq 38,26\text{‰} ; \\ 27,50 \leq \sigma_t \leq 28,35$$

$$B : 20,73 \leq T \leq 22,87 ; 38,00\text{‰} \leq S \leq 38,21\text{‰} ; \\ 27,30 \leq \sigma_t \leq 27,90$$

$$C : 21,5 \leq T \leq 24,37 ; 37,95\text{‰} \leq S \leq 38,08\text{‰} ; \\ 26,20 \leq \sigma_t \leq 27,50$$

Les deux images moyennes de Juillet et Août (Fig. II.13 et II.14) sont très semblables. Nous avons donc affaire durant ces deux mois à la même situation que nous avons caractérisée par la moyenne de 25 images d'été (Fig. II.15). Le report des isothermes moyens sur l'image de la variance du contraste (Fig. II.16) a permis de vérifier la stabilité de ceux-ci. La configuration générale des isothermes est caractéristique et permet de bien distinguer cette saison de celle du pré-hiver. La tache centrale est allongée et est ouverte sur le Bassin Nord-Baléares, alors qu'elle est quasi-fermée ou fermée en pré-hiver. Par rapport à cette der-

nière période, la frontière externe côté Corse de l'eau B s'est déplacée vers la Corse de 5 à 10 milles, tandis que le centre de gravité de la moitié Nord-Est de la tache centrale A s'est également décalé dans le même sens de 10 milles. Ce déplacement sera expliqué ultérieurement. Contrairement à ce qui se passe en pré-hiver, l'eau C résultant du mélange des deux flux entrant dans ce Bassin et occupant le Nord du Golfe de Gênes s'écoule maintenant le long du Continent jusqu'au Cap Camarat (sur les photos), et même parfois jusqu'à Marseille. La présence des eaux côtières chaudes en été achève de différencier les deux saisons.

On notera la présence de langues le long de la côte Est de la Corse, montrant une advection d'eau chaude provenant de la Mer Tyrrhénienne. Cette eau, qui est légèrement plus chaude (1 K) que l'eau d'origine atlantique, se refroidit au cours de sa progression dans le goulet situé entre la Corse et l'île d'Elbe. Il semble que le mélange en surface entre les deux flux est complet à la sortie du goulet.

On remarquera sur ces moyennes d'été la présence au sein de la tache centrale d'un petit noyau plus froid, que nous avons entouré d'un trait pointillé. Il ne nous paraissait pas significatif, bien qu'un tel noyau soit clairement visible sur la moyenne d'Août 1978. Cependant, au vu des résultats de STOCCHINO et al (1977), il semble que cela pourrait être la manifestation d'un petit tourbillon cyclonique. Ce tourbillon devrait apparaître plus nettement sur les images du satellite TIROS-N.

### II.3.c. Confrontation avec les mesures in-situ (températures et vitesses)

Il est clair que notre travail sur des situations moyennes n'aura de validité que si les conclusions qui s'en dégagent ne vont pas à l'encontre des résultats obtenus précédemment à l'aide de mesures in-situ effectuées en routine. C'est pourquoi nous nous sommes sans cesse appuyés dans les paragraphes précédents sur

les mesures in-situ, dès lors qu'elles étaient disponibles, pour vérifier nos affirmations. Il fallait également s'assurer de la capacité du capteur VHRR à reproduire fidèlement les gradients observés dans le Bassin liguro-provençal. Les conditions les plus sévères (grand contraste in-situ et contenu intégré en vapeur d'eau important) se trouvant en été, nous avons comparé les TSS relevées sur les moyennes de Juillet et Août le long de la radiale Nice-Calvi avec les températures mesurées le long de la même radiale durant les campagnes HYDROKOR et de GOSTAN. Pour ne comparer que les gradients, nous avons calculé les différences thermiques entre chaque station hydrologique et la station située au centre de la radiale. Puis nous avons établi un corrélogramme de ces différences TSS et in-situ pour chaque mois. Ils sont présentés sur la figure II.17.b. La plupart des points sont situés sur la droite de pente unité, ce qui confirme l'aptitude de VHRR à l'étude des gradients thermiques marins.

Du point de vue dynamique, il est plus intéressant de connaître le comportement de la couche de mélange que celui du premier mètre d'eau. Nous nous sommes demandé si nos conclusions étaient également vraies pour la couche de mélange. Nous avons établi pour l'été, quand la couche de mélange est bien définie, un corrélogramme entre les mesures de températures in-situ à 10 et 1 m le long de la radiale Nice-Calvi. La droite de régression que l'on peut tracer a une pente proche de l'unité. Les variations thermiques affectant la couche de mélange sont aussi celles affectant la surface et, par propriété de transitivity de la comparaison, celles des TSS. En hiver, l'homogénéité verticale permet de dire que la température de surface est une signature des températures en profondeur. Les TSS sont donc bien représentatives de l'évolution de la couche de mélange.

Nous avons enfin essayé de déduire les courants de surface des images TSS. Nous avons tenté de relier les courants calculés selon la méthode dynamique par PRIEUR (communication personnelle) et les

isothermes relevés sur nos cartes, ainsi que les températures in-situ. Nous avons laissé de côté la période monotherme, car si en surface il y a absence de gradients thermiques, la circulation n'en reste pas moins permanente (STOCCHINO et al, 1977). Aucune relation ne fut trouvée pour les autres périodes. Seule, une concordance de signe entre les gradients thermiques et les courants fut observée (en supposant le courant positif du côté Corse et négatif côté continent, et les distances comptées positivement à partir du continent). Considérons l'équation du courant thermo-halin :

$$\frac{\partial}{\partial z} \rho \underline{u} = - \underline{z} \times \frac{g}{f} \nabla \rho$$

où :  $\underline{x}, \underline{y}, \underline{z}$  : vecteurs unitaires

$\rho$  : masse volumique

$\underline{u}$  : vecteur courant

$g$  : accélération de la pesanteur

$f$  : paramètre de Coriolis

$\times$  : désigne le produit vectoriel

$\nabla$  : opérateur gradient  $\underline{x} \frac{\partial}{\partial x} + \underline{y} \frac{\partial}{\partial y}$

La variation verticale de courant est donc une fonction de la variation horizontale de densité. Dans ce bassin, où la salinité joue un grand rôle, les variations de densité ne sont pas gouvernées uniquement par les variations de température et ceci peut expliquer notre échec quant à la recherche d'une relation quantitative courant/température. La relation qualitative est, elle, expliquée par les variations, en général, en sens opposé de la salinité et de la température (froid et salé, chaud et moins salé), concourrant toutes deux à une augmentation ou à une diminution de la densité.

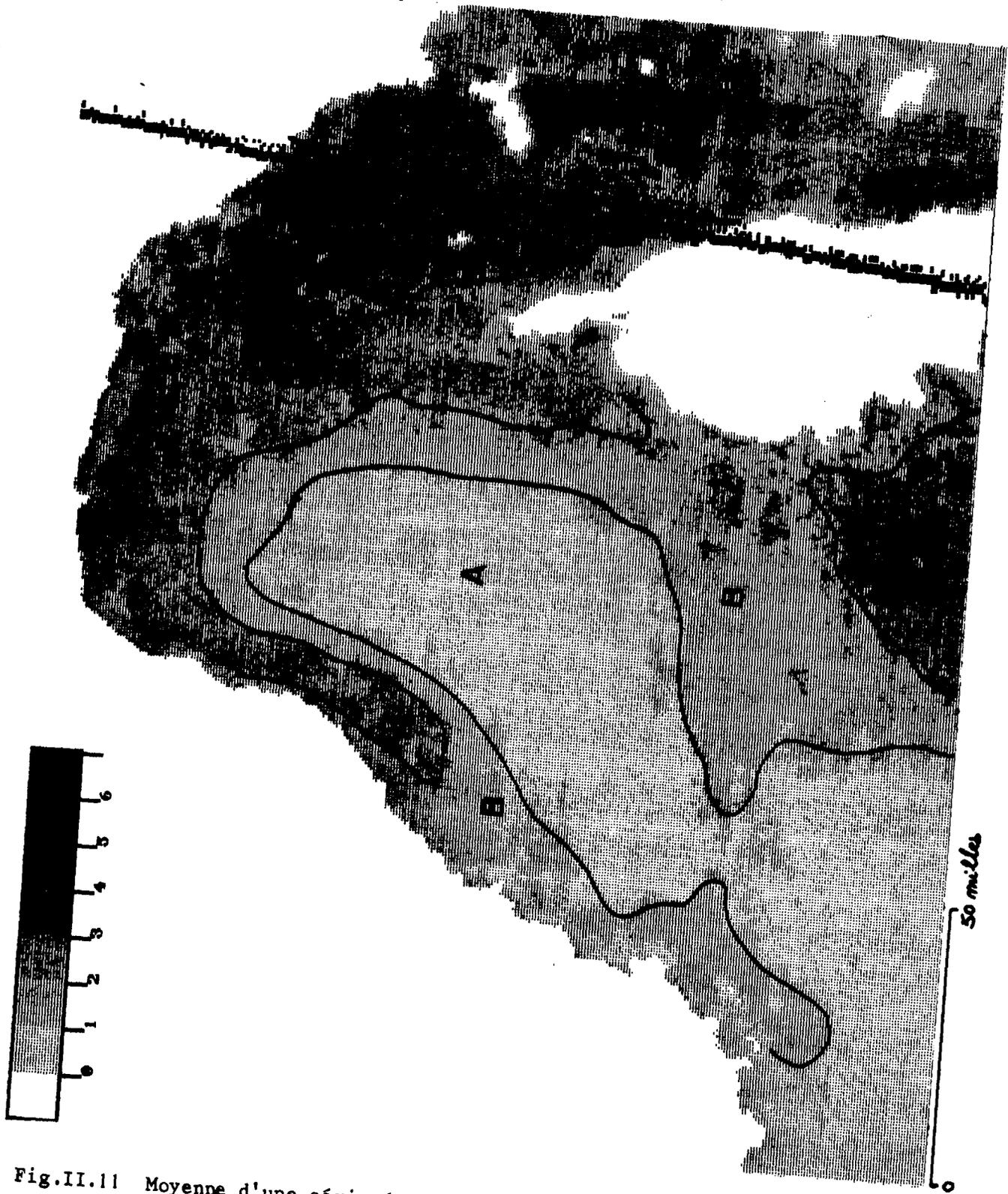


Fig.II.11 Moyenne d'une série de neuf images de la période de pré-hiver.  
La légende est en compte numérique.

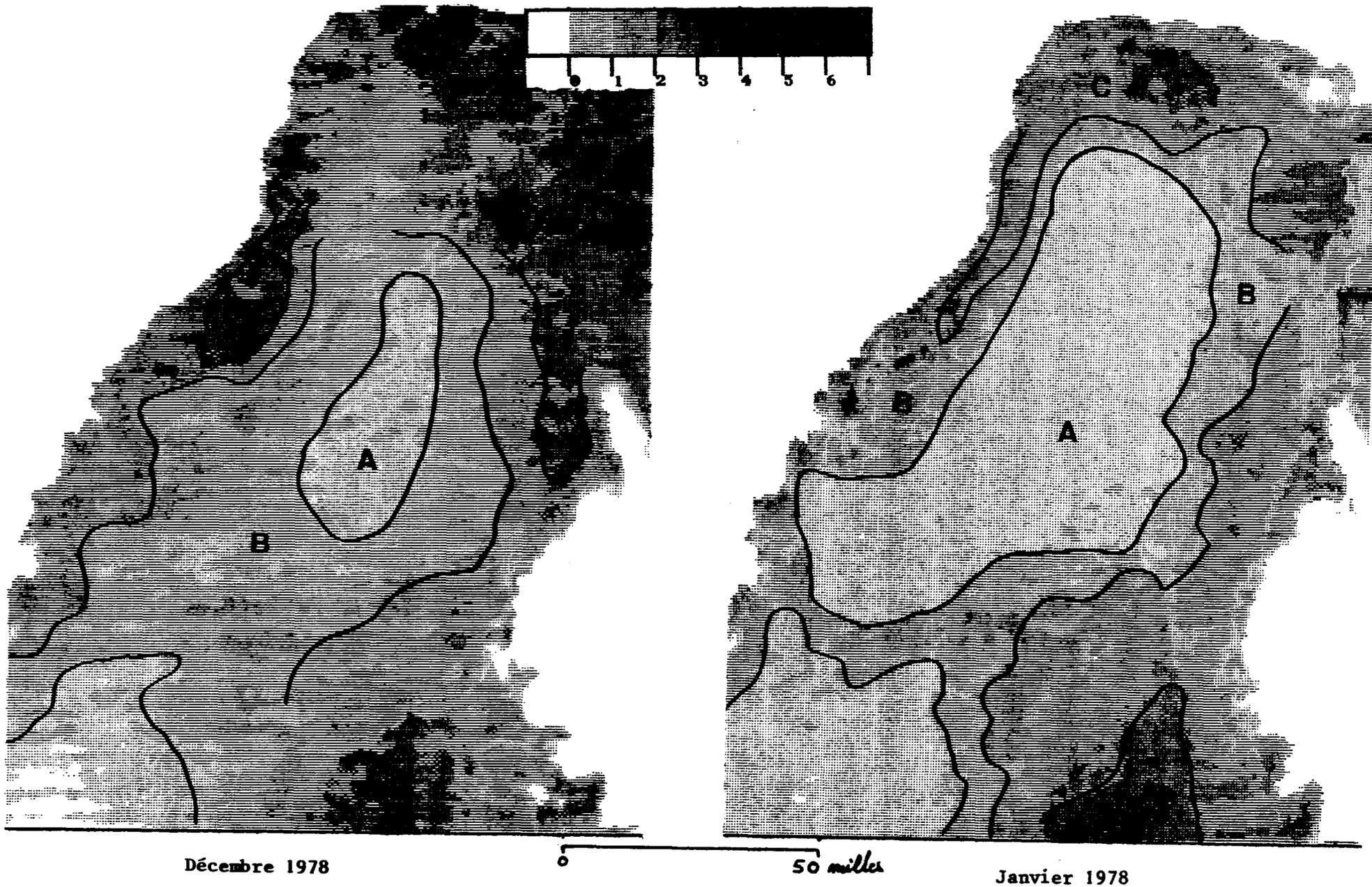


Fig.II.12 Moyennes partielles de trois images :Décembre et Janvier 1978 .La légende est en compte numérique.

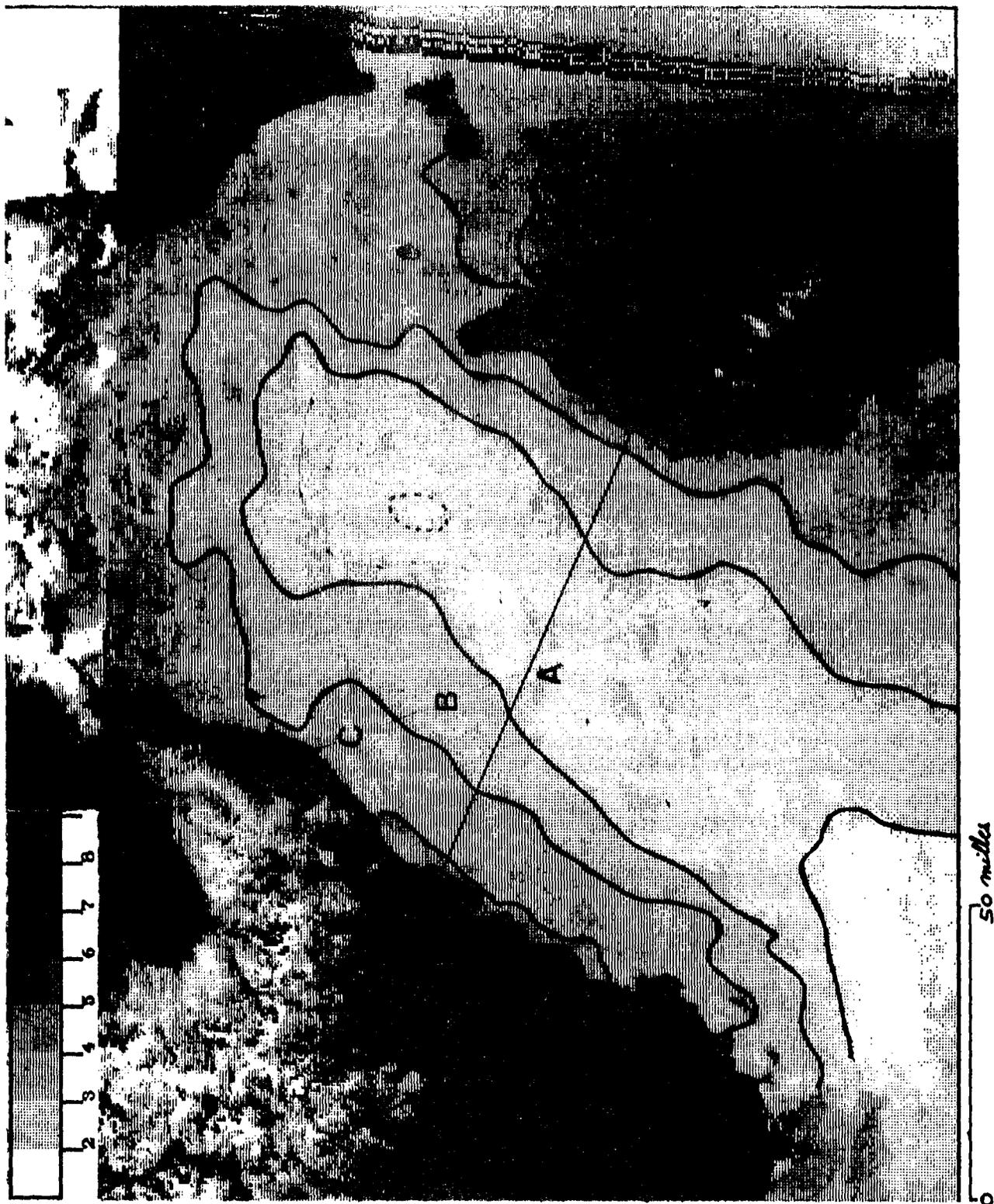


Fig.II.13 Moyenne d'une série de douze images des mois de Juillet  
1975,1977,1978.

La légende est en compte numérique.

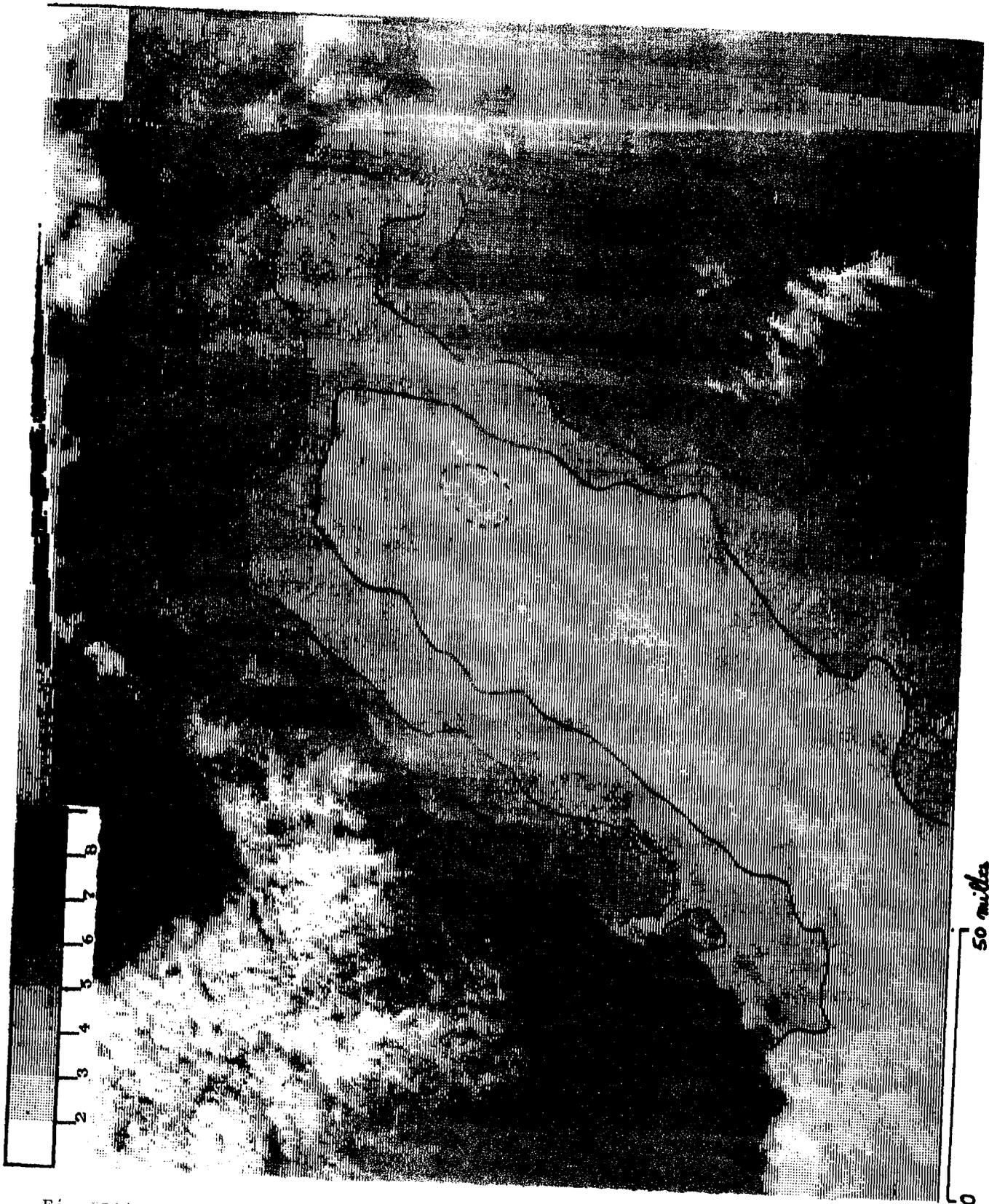


Fig.II14 Moyenne d'une série d'images des mois d'Aout  
1977 et 1978.  
La légende est en compte numérique.

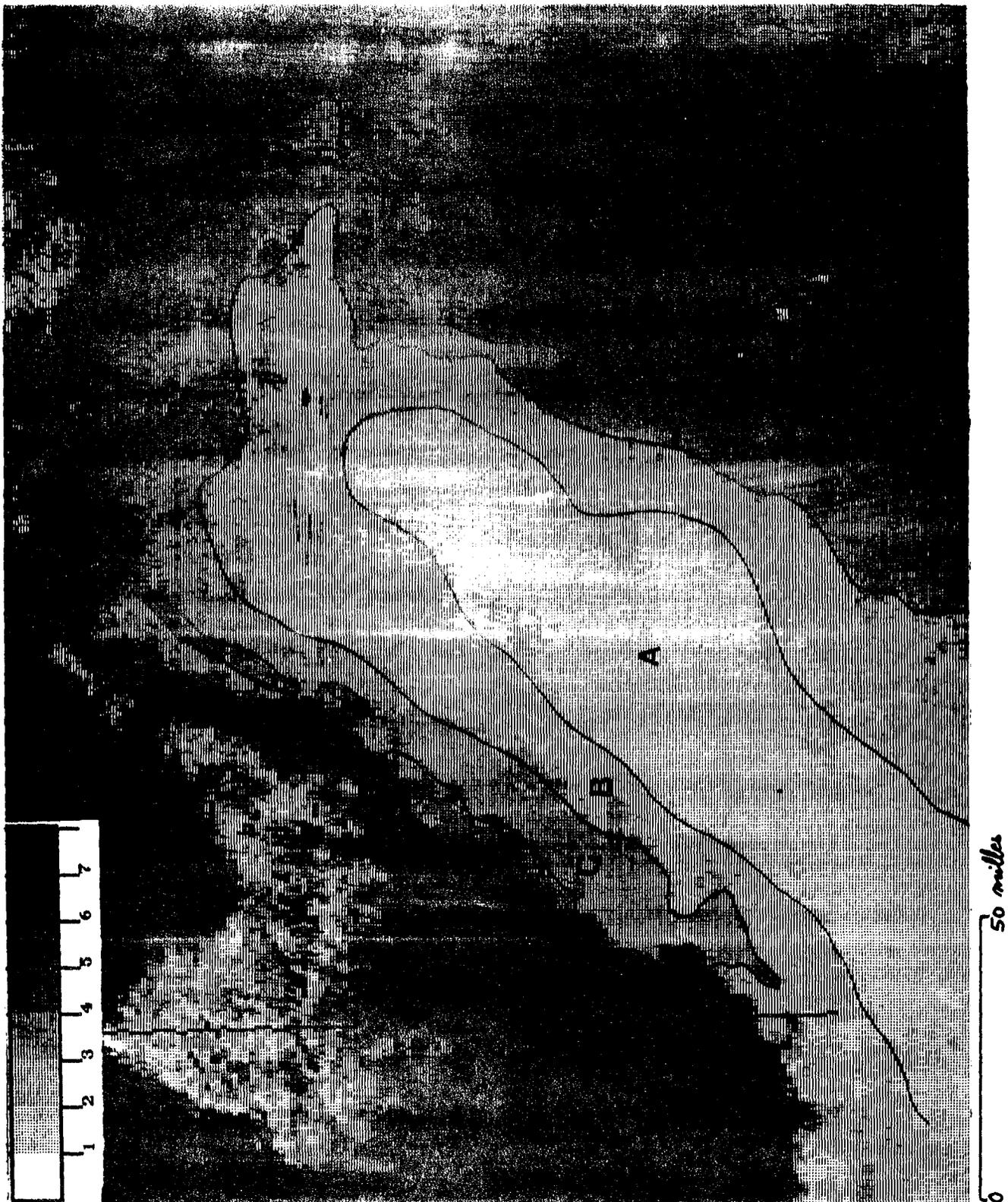


Fig.II.15 Moyenne d'une série de vingt-cinq images des saisons d'été 1975, 1977 et 1978.  
La légende est en compte numérique.

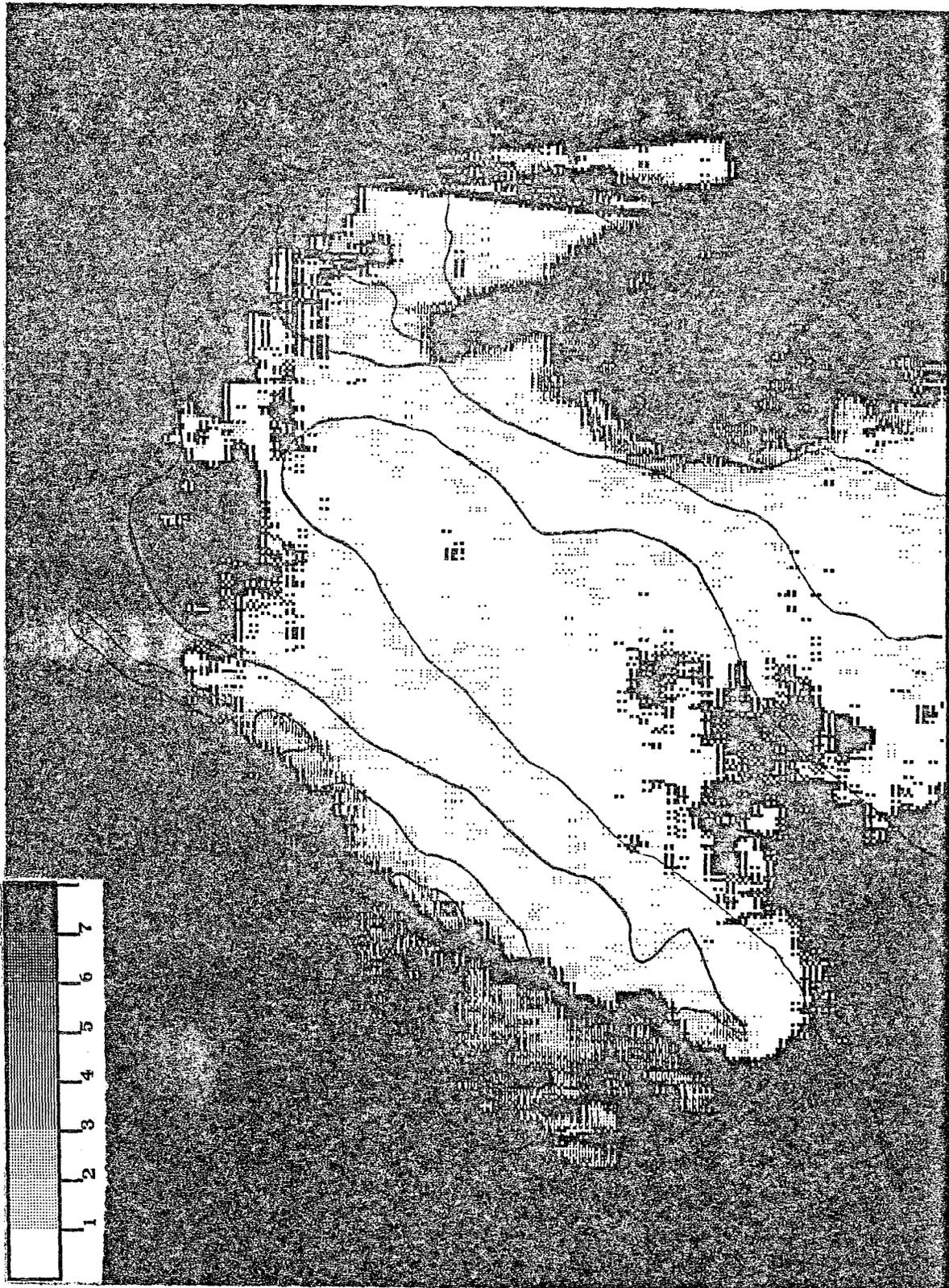


Fig.II.16 Variance du contraste de la série des vingt-cinq images des saisons d'été 1975,1977 et 1978.

La légende est en compte numérique.

Les zones blanches dénotent une très grande stabilité des isothermes (variance nulle).

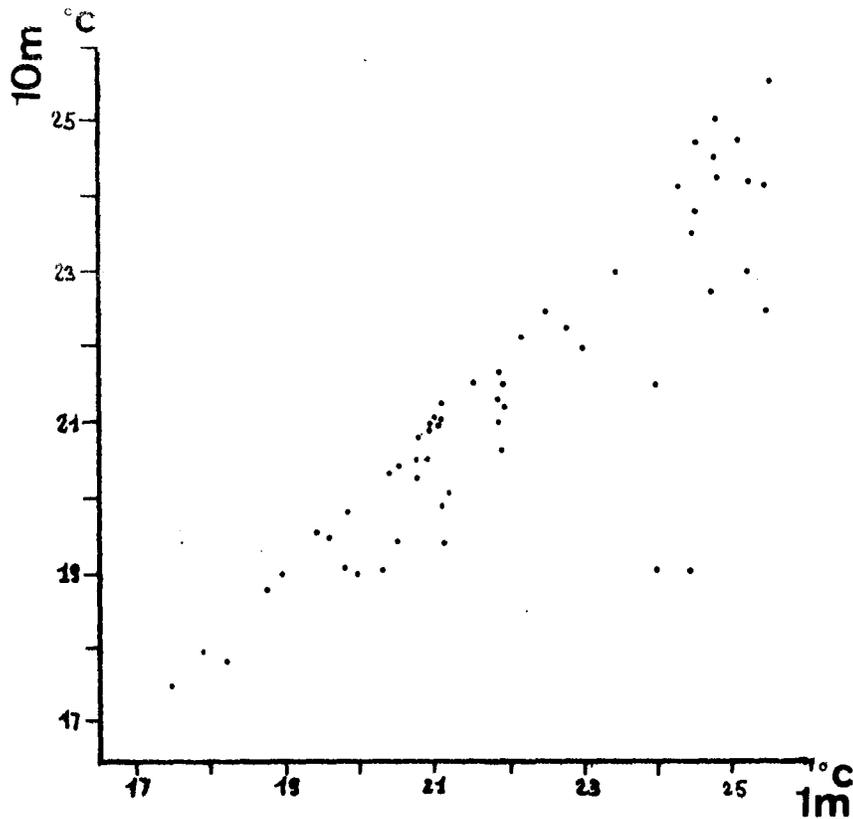


Fig.II.17 a Corrélogramme des températures mesurées à 1 et 10m durant l'été. D'après les campagnes à la mer de GOSTAN et HYDROKOR.

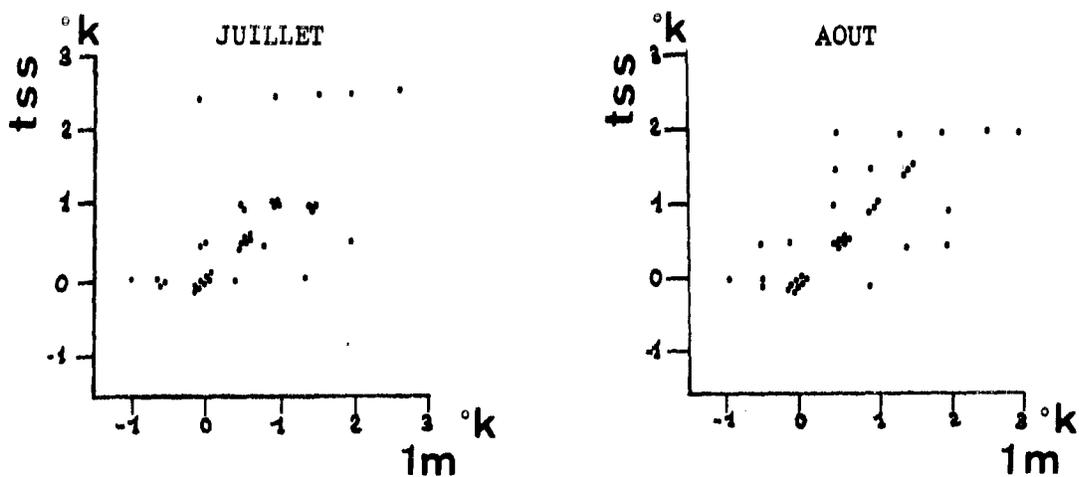


Fig.II.17 b Corrélogrammes des différences thermiques entre les stations de la radiale et celle située au centre pour les mesures in-situ à 1m et les moyennes des TSS. Les points supérieurs très dispersés représentent les eaux cotières.

océanique Mer de Kara  
Mer de Barents.

↳ Force de Coriolis

## II.4. INFLUENCE DE DIVERS FACTEURS

### II.4.a. Les côtes et la bathymétrie

Il est certain que la géographie du bassin a une grande influence sur la circulation générale de la Méditerranée Nord-Occidentale, et en particulier sur la circulation cyclonique du bassin. On peut considérer en effet que les côtes au Nord du 43ème parallèle décrivent un demi-cercle de l'île d'Elbe à Saint-Tropez. Les flux en provenance de l'Atlantique et de la Mer Tyrrhénienne entrent dans ce bassin par l'extrémité Sud-Est de ce demi-cercle.

Plaqués le long des côtes par la force de Coriolis et la force centrifuge, ils décrivent ainsi un circuit cyclonique.

Il semble que la bathymétrie n'ait pas d'autre influence sur la structure thermique superficielle. Le long des côtes, la profondeur atteint rapidement 2.000 m. Les isothermes de surface ne suivent pas ces isobathes profondes.

### II.4.b. Les vents

Les vents peuvent avoir des effets physiques et dynamiques.

Parmi les effets physiques, on remarque une modification possible du contenu atmosphérique (vapeur d'eau, etc...), une intensification de l'évaporation, et un refroidissement superficiel entraînant celui de la couche de mélange par brassage. Un éventuel accroissement de contenu intégré en vapeur d'eau de l'atmosphère entraînera une atténuation des contrastes vus par satellite (cf. Chap. I, § I.5.c).

Par conséquent, une sage précaution consistera à exclure de cette étude les images relatives à la période hivernale caractérisée par la faiblesse des différences thermiques superficielles.

D'autre part, les vents engendrent des courants de dérive entraînant un transport d'eau sur la droite du vent. Les vents ont donc

une répercussion sur la signature thermique par effet dynamique.

Dans cette région, les vents se révèlent souvent très variables en intensité et en direction d'un endroit à l'autre. Il y a fréquemment formation de dépressions, qui peuvent être de petite taille, et il est indispensable de disposer d'une vue d'ensemble de la situation météorologique. Nous avons utilisé pour cela les cartes météorologiques des isobares à la surface de la mer (Bulletin Météorologique Européen et Bulletin Quotidien de Renseignements). Le vent est alors calculé à partir de l'équation géostrophique. L'inconvénient de ces cartes réside dans l'imprécision du tracé des isobares, liée au manque de points de mesure. Nous avons donc également recouru aux mesures de vent effectuées quotidiennement toutes les deux heures par les stations de Marignanne, Toulon, Saint-Raphaël, Cannes, Cap d'Antibes, Nice, Cap Ferrat, Capo Mele, Gênes, Cap Corse, et Ajaccio. La connaissance des vents à ces stations, alliée à celle des Bulletins météorologiques, permet une bonne estimation de la répartition spatiale des vents, ainsi que la discrimination des situations météorologiques de faible amplitude et très localisées. Nous avons également disposé des bulletins annuels de la Commission Météorologique pour le département des Alpes Maritimes, ainsi que d'observations journalières de vent et d'état de la mer, effectuées depuis de longues années par l'hôtel EDEN-ROC au Cap d'Antibes. Trois régimes de vent caractéristiques sont connus :

- le régime d'Est,
- le régime d'Ouest (Mistral), qui est très fréquent en été,
- le régime "cyclonique" : le Mistral souffle sur l'ensemble du bassin, mais il existe du côté Continent, confiné dans une bande côtière assez étroite, un assez fort vent d'Est, soufflant jusque dans l'Esterel.

La Côte d'Azur (de Cannes à San Remo) a une position très abritée et n'est pas représentative de la situation sur le bassin. Gênes

est souvent située dans une petite dépression locale, dont le centre se trouve au Sud de cette ville.

Munis de ces renseignements, nous avons examiné les images aux dates correspondant à des situations météorologiques intéressantes. Nous ne reviendrons pas sur le cas du mois d'Août 1975, déjà expliqué. Nous n'avons pas pu disposer en même temps des situations précédant et suivant le coup de vent. Cependant, grâce aux moyennes, on peut quand même mettre en évidence le phénomène de dérive due au vent.

#### Régime d'Ouest

L'influence du vent d'Ouest est très bien illustrée par les figures II.13 à II.15, présentant les moyennes d'été. Cette saison est caractérisée par une grande fréquence des coups de vent d'Ouest (Mistral). Au Cap Corse, sont enregistrés en moyenne 12 jours de vent d'Ouest en Juillet (40 %), et 10,5 jours en Août (35 %) (DARCHEN et al, 1968). Par rapport à la situation de pré-hiver, on observe un déplacement vers la Corse de 5 à 10 milles de la frontière externe Sud-Est de la tache B, et d'une dizaine de milles du centre de gravité de la tache centrale A (centre de gravité pris en été pour la moitié Nord-Est de la tache qui est ouverte). Ce déplacement sur la droite du Mistral, corroboré par les mesures in-situ (Fig. II.17.b), peut s'expliquer par la théorie de la dérive d'Ekman, ainsi que par l'inertie des masses d'eau. Ce déplacement saisonnier disparaît avec l'arrivée de l'automne. La thermographie du 14 Octobre 1977 (Fig. II.5) offre une structure assez semblable à celle de l'été, mais où le déplacement n'existerait pas. Ce régime de vent ne semble pas modifier la visibilité des gradients thermiques in-situ par le VHRR, ce qui n'est pas étonnant, car le Mistral est connu pour être un vent sec.

### Régime d'Est

L'image présentée sur la figure II.18 est la moyenne de sept situations de Décembre 1977 (3, 4, 15, 17, 18, 19 et 20). Les images des 3 et 4 figurent à l'annexe 4. Le calcul de la variance du contraste de cette série (Fig. II.19) montre la très grande stabilité des isothermes. En comparant cette moyenne de Décembre 1977 et la moyenne de pré-hiver que nous considérerons comme représentative de la situation "normale" et habituelle en cette saison, on s'aperçoit que les frontières Nord de l'eau B coïncident. La partie Sud de l'image moyenne de Décembre 1977 est rabattue sur le Continent. Il y a conservation de toute la structure thermique horizontale, mais elle a été déplacée par un mouvement de rotation autour de sa partie Nord. Les 1, 2, 4, 15, 16, 18 de ce mois, un régime de vent d'Est de 15 à 30 noeuds a affecté la moitié Sud du bassin, tandis que le calme régnait sur la partie Nord. La particularité de ce mois peut donc être expliquée par la dérive due au vent.

On remarque que dans les deux moitiés Nord et Sud, il n'y a pas altération sur l'image de la signature thermique, et que la circulation reste clairement visible.

### Régime cyclonique des vents

Nous en avons deux exemples : le 1er et le 24 Août 1977 (Fig. II.10 et II.20). Le vent a cessé de souffler à la fin de ces journées, et nous disposons des images des 2, 3 et 25 Août 1977. Les isothermes côté Corse ont la même allure que ceux de la moyenne d'été, ce qui confirme le fait que le déplacement estival est dû au vent d'Ouest. Sur les images suivant les coups de vent (2, 3 et 25 Août), les isothermes demeurent invariables, ce qui dénote une grande inertie. On remarque sur les dates "ventées" la disparition des eaux côtières chaudes du côté continent. Si les photos des 2 et 3 Août ne sont pas utilisables du côté continent (nuages), on voit réapparaître ces eaux chaudes sur la thermographie du 25 Août, au même endroit

que sur la moyenne.

Il semblerait que cette disparition ne soit due qu'à une atténuation du contraste liée à un effet atmosphérique. Il est donc difficile d'étudier l'influence du régime cyclonique sur le champ thermique in-situ du côté continent.



Fig.II.18 Moyenne de sept images de Décembre 1977.  
La légende est en compte numérique.

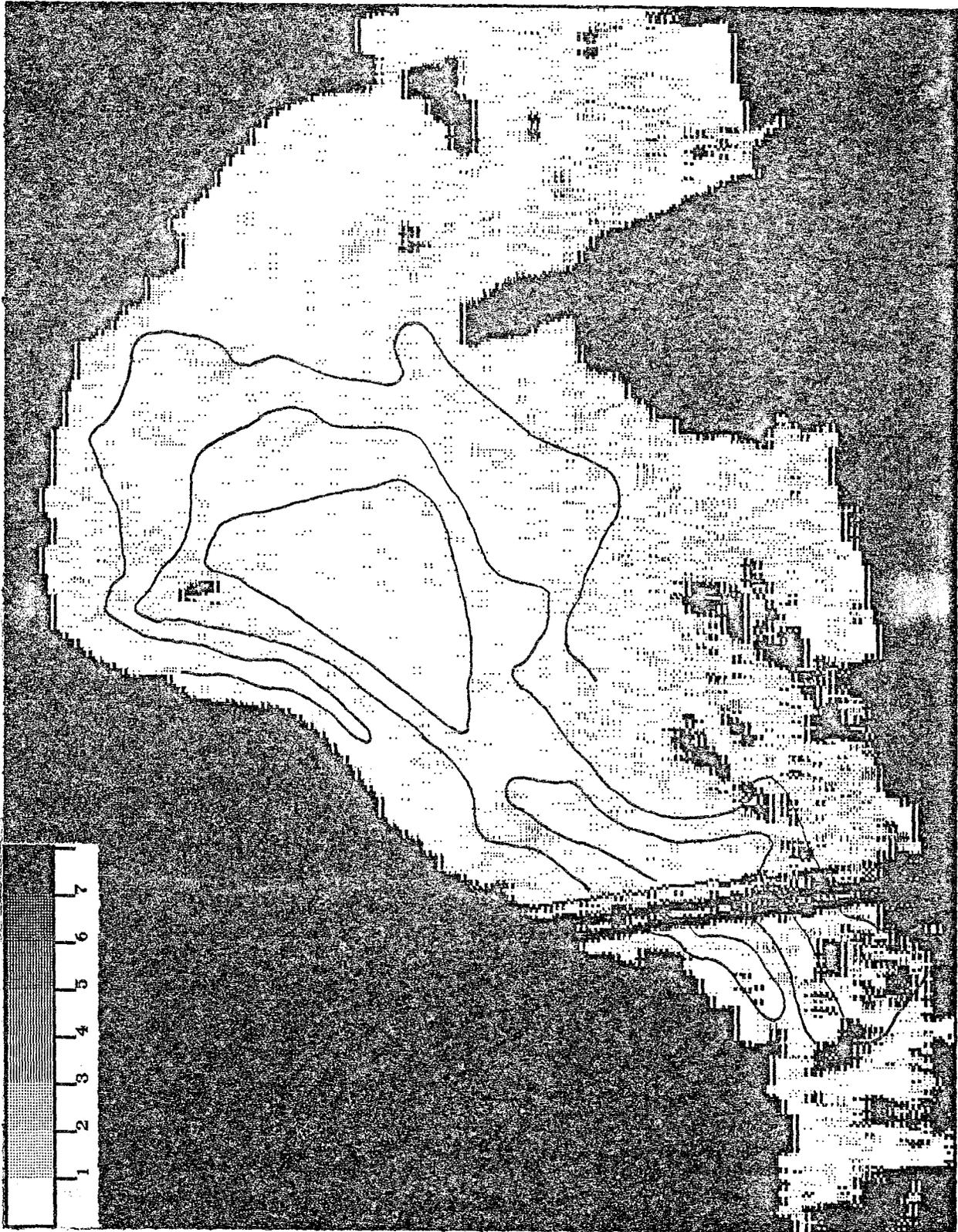


Fig.II.19 Variance du contraste de la série de sept images de  
Décembre 1977.La légende est en compte numérique.  
Les zones blanches dénotent une très grande stabilité  
des isothermes (variance nulle ).

GOLFE DU LION ET GOLFE DE GENES  
SATELLITE NOAA5  
DATE = 24 8 77  
HEURE TU = 9 40  
INDICE ETAT DE TRAITEMENT 4

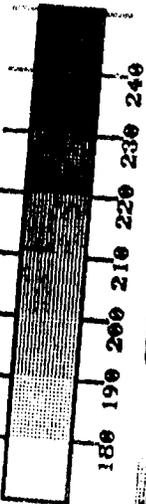


Fig.II.20 Situation du 24 Août 1977. Tandis que le Mistral souffle sur l'ensemble du bassin (remarquer les upwellings très développés) c'est le vent d'Est qui prédomine le long du continent jus- dans l'Esterel.

## II.5. CONCLUSION

L'étude climatologique des gradients thermiques superficiels du bassin liguro-provençal à l'aide des thermographies infra-rouge des satellites NOAA4 et NOAA5 a permis de distinguer cinq périodes annuelles, dont deux intermédiaires. Les périodes d'été et de pré-hiver (Décembre, Janvier) présentent des gradients bien définis et ont été particulièrement étudiées. Au contraire, la période monotherme (Février, Mars) se traduit par une uniformisation des températures de surface. La structure thermique horizontale se révèle d'une grande permanence, et est liée principalement à la circulation cyclonique des eaux superficielles. La visualisation des flux entrant dans le bassin d'origine atlantique ou tyrrhénienne est très nette.

Une méthode originale de calcul de moyenne temporelle d'images en chaque point du bassin avec élimination des nuages, ainsi que de calcul de variance de gradient, a permis de dégager certaines caractéristiques propres à chaque saison, tant sur le plan de la morphologie globale des isothermes qu'au niveau de phénomènes locaux :

- Mise en évidence d'une évolution temporelle de la tache centrale, bien arrondie et fermée en pré-hiver, plus allongée, ouverte sur le Golfe du Lion et décalée légèrement vers la Corse en été ;
- Refroidissement amorcé en pré-hiver, et menant à l'uniformisation constatée en Février/Mars, lié à une extension spatiale des eaux froides centrales.

Nous avons étudié l'influence du vent sur les gradients marins mesurés par satellite. Il semble que seul le vent d'Est introduise une atténuation artificielle (ou brouillage) des contrastes en été du côté du continent ; mais en règle générale, les mesures satellite de gradients sont fidèles à celles in-situ, et la structure horizontale est conservée. Nous avons ainsi

mis en évidence la dérive d'Ekman, engendrant le déplacement estival de la tache centrale.

Nous avons sans cesse comparé statistiquement nos conclusions aux mesures in-situ disponibles. La confrontation s'est révélée très satisfaisante, et a confirmé les possibilités d'études des gradients horizontaux dans la couche de mélange par radiométrie infra-rouge.

L'interprétation dynamique des thermographies moyennes s'est révélée difficile. En effet, seule une relation qualitative a pu être établie entre les courants de surface calculés par la méthode dynamique et les TSS sur la radiale Nice-Calvi. Cependant, les images donnent une bonne représentation globale de la circulation des eaux.

Ce travail ne constitue que le début d'une étude climatologique.

Il ne concerne que trois années, et le nombre de thermographies utilisables demeure restreint. Il est évident que certaines de nos conclusions seront précisées lorsqu'on disposera d'un nombre plus important de données.

La plupart des résultats de cette étude confirment des faits déjà constatés ou renforcent des hypothèses émises à la suite de campagnes hydrologiques. En revanche, d'autres sont originales et liées à l'utilisation de moyennes (traits caractéristiques saisonniers, évolution temporelle de la structure thermique superficielle). Un grand avantage est la représentation synoptique du champ thermique de surface.

Si les mesures par satellite ne concernent malheureusement que la surface de la mer, elles présentent néanmoins des avantages considérables : un suivi dans le temps, qui évite des campagnes à la mer nombreuses et coûteuses, et une grande couverture spatiale instantanée que les moyens traditionnels ne peuvent réaliser. Nous pensons qu'à l'avenir, de telles études climatologiques pourront servir de base à la planification de campagnes océanographiques, et ainsi éviter de disperser les efforts et le gaspillage des heures-bateau.

BIBLIOGRAPHIE

- ALBUISSON M. (1978)      Traitement sur mini-ordinateur des images VHRR pour la thermographie.  
Convention CNEOX 77/1671.
- ALBUISSON M., L. PONTIER et L. WALD (1979 a)  
A comparison between sea surface temperature measurements from satellite NOAA4 and from airborne radiometer ARIES.  
Oceanol. Acta, 2, 1, 1-4.
- ALBUISSON M., G. NIHOUS et L. WALD (1979 b)  
Etude de la cartographie, de la couleur et de la température de la surface de la mer.  
Convention CNEOX 78/1841.
- ALBUISSON M., J.M. MONGET, G. NIHOUS, M. POISSON et L. WALD (1979 c)  
Seasonal variations of sea surface temperature in the Ligurian sea.  
Remote Sensing Society Conference, 17-19 Décembre 1979.  
Dundee, Ecosse.
- BETHOUX J.P. et L. PRIEUR (1978)  
Evaluation des flux d'eau de la circulation du Nord-Est du bassin occidental.  
XXVIème Congrès CIESM. Antalya, Turquie. Décembre 1978.
- BETHOUX J.P., L. PRIEUR et M. ALBUISSON (1978)  
Apports de la télédétection infra-rouge à la connaissance de la circulation superficielle dans la partie Nord-Est du bassin occidental.  
XXVIème Congrès CIESM. Antalya, Turquie. Décembre 1978.

- CREPON M.                    Cours de dynamique marine (à paraître).
- DARCHEN J. et A. DE BLOCH (1968)  
Les vents sur les côtes de la France métropolitaine.  
Monographies de la Météorologie Nationale, 62, 2.
- FIEUX M., S. GARZOLI et J. GONELLA (1978)  
Contribution à la connaissance de la structure spatiale  
des courants superficiels au large du Golfe du Lion.  
J. Rech. Oceanogr., 3, 4.
- GOSTAN J. (1967)            Résultats des observations hydrologiques effectuées entre  
les côtes de Provence et de Corse (6 Août 1962 - 30 Juillet  
1964).  
Cahiers Océanographiques, XIX, S1, 1-69.
- "                    (1968)            Contribution à l'étude hydrologique du bassin liguro-  
provençal entre la Riviera et la Corse.  
Thèse d'Etat. Faculté des Sciences de Paris.
- HOLTON J.R. (1972)        An introduction to dynamic meteorology.  
Academic Press, London. 319 pp.
- LE PICHON X. et J.P. TROADEC (1963)  
La couche superficielle de la Méditerranée au large des  
côtes provençales durant les mois d'été.  
Cahiers Océanographiques, 15, 5.
- MILLOT C. (1979)        Wind induced upwellings in the Gulf of Lions.  
Oceanol. Acta, 2, 3, 261-274.
- MILLOT C. et L. WALD (1980)  
Upwellings in the Gulf of Lions.  
International Symposium on Coastal Upwellings.  
4-8 Février 1980, Los Angeles, U.S.A.

- Résultats des campagnes à la mer du N.O. KOROTNEFF. Campagnes HYDROKOR.  
(1973) Années 1969-1971. Fasc. 5. Centre de Recherches Océano-  
graphiques de Villefranche-sur-Mer.  
(1975) Années 1972-1973. Fasc. 16. id.

STOCCHINO C., A. TESTONI (1977)

Nuove osservazioni sulla circolazione delle correnti  
nel mar Ligure.

Istituto Idrografico della Marina, Genova.

HELA I. (1963)

Surface currents of the Ligurian Sea.

International Atomic Energy Agency. Vienne. n° 4

LAMY A. (1976)

Etude hydrologique et dynamique dans le canal Provence-  
Corse en été.

Thèse 3<sup>ème</sup> cycle. Université P. et M. Curie. Paris.

C H A P I T R E    I I I

---

STRUCTURE TURBULENTE DU CHAMP DE TEMPERATURE  
SUPERFICIELLE DETECTEE PAR SATELLITE

RESUME

L'analyse statistique de la structure thermique horizontale de la couche superficielle des océans, d'après les mesures radiométriques VHRR, a montré la nature turbulente de ces champs. Dans l'intervalle d'échelles  $h$  de 40 à 100 km, les fonctions de structure obéissent à une loi du type  $h^m$ . Il est montré que si la valeur de  $m$  la plus fréquente est 1 (correspondant à des spectres en  $k^{-2}$ , où  $k$  est le nombre d'ondes), l'occurrence de la valeur 0,6 est à prendre en considération. Ces résultats sont en bon accord avec les études précédentes. Une revue des différentes théories de la turbulence à grande échelle ne permet pas d'expliquer ces conclusions. Des études plus fines, à l'aide des satellites du type TIROS, sont souhaitables, afin d'accroître notre compréhension de ces phénomènes.

### III-1 Introduction

Plusieurs articles sont déjà parus sur l'étude spectrale de champs océaniques de température à échelle moyenne (1 à 100 km) - les mesures ont été faites soit par un radiomètre aéroporté à balayage ou profileur (Mc LEISH, 1970 ; SAUNDERS, 1972 ; HOLLADAY *et al.*, 1975 ; SCARPACE *et al.*, 1979), soit à l'aide d'une sonde remorquée en surface (FIEUX *et al.*, 1978) ou à 100 m de profondeur (VOORHIS *et al.*, 1966). Les spectres calculés obéissent tous à une loi du type  $k^{-p}$ , où  $k$  est le nombre d'onde et  $p$  varie entre 5/3 et 3 suivant les auteurs.

Grâce au satellite, nous pouvons disposer de vastes champs de température acquis de manière quasi instantanée. Nous avons alors calculé des spectres unidimensionnels de ces données. Cependant deux problèmes se posent :

- la calibration du VHRR, qui permet la transformation des mesures en températures équivalentes, fluctue d'un jour sur l'autre. Sa variation est néanmoins suffisamment lente pour qu'on puisse la considérer comme une erreur constante sur une image  $512 \times 512 \text{ km}^2$  acquise en quelques minutes.
- la seconde erreur est due à l'absorption atmosphérique. Nous avons écrit (chap.I, équation I.2.3) :

$$T = t T_S + (1 - t) \bar{T}_a$$

où

- $T$  : température mesurée par satellite
- $T_S$  : température *in situ* de surface
- $t$  : transmission atmosphérique dans la fenêtre 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$
- $\bar{T}_a$  : température effective de l'atmosphère.

Dans le cas d'une atmosphère constante au-dessus d'un site géographique donné,  $\bar{T}_a$  et  $t$  sont des constantes et on a :

$$(1) \quad T(x) = t T_S(x) + \Delta T$$

où  $x$  désigne un point du site et  $\Delta T$  la constante  $(1-t) \bar{T}_a$ . La non connaissance du terme  $\Delta T$  est alors équivalente à une erreur systématique sur tous les points de mesure. Dans ce qui suit, nous supposerons raisonnablement que l'atmosphère est constante sur des zones de 100 km de côté situées en plein océan.

Nous avons préféré à la transformée de Fourier un outil mathématique indifférent aux erreurs systématiques : la fonction de structure. Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, la définition de la fonction de structure est la suivante :

$$D_{TT}(h) = \frac{1}{2} E \left[ \left( T(x) - T(x+h) \right)^2 \right]$$

où  $T(x)$  : température au point  $x$   
 $h$  : échelle  
 $E$  : opérateur moyenne

Les principales propriétés des fonctions de structure sont exposées dans l'annexe 1. Rappelons que :

- les hypothèses sur le champ scalaire de température sont moins restrictives que pour le calcul de la fonction d'auto-corrélation  $B(h)$ . Seule la stationnarité des accroissements est exigée ;
- la fonction de structure est invariante vis-à-vis de tout décalage global des valeurs des mesures et des erreurs systématiques ;
- la détermination expérimentale de cette fonction est sujette à de moindres erreurs que celle de la fonction  $B(h)$  car de grandes variations aléatoires affectent beaucoup plus le calcul de celle-ci.

D'après l'équation (1) on obtient pour une atmosphère constante :

$$T(x) - T(x+h) = t \left( T_S(x) - T_S(x+h) \right)$$

La "vraie" fonction de structure  $D_{TT}^S(h)$  sera alors atténuée par la transmission atmosphérique :

$$D_{TT}(h) = t^2 D_{TT}^S(h)$$

où  $D_{TT}(h)$  est la fonction de structure calculée d'après les mesures satellite. Cette équation montre que, sans la connaissance de  $t$  et dans

le cas où  $D_{TT}^S(h) = A h^m$  (expression fréquente en géophysique), le calcul de  $D_{TT}(h)$  ne permettra que l'estimation de l'exposant  $m$ . Ceci est également vrai pour les spectres.

### III-2 Les données et leur traitement

Les données sont fournies en format standard par le Centre de Météorologie Spatiale de Lannion. Elles sont transformées en température équivalentes à l'aide d'abaques fournies par la NOAA et de la calibration du VHRR. On trouvera une étude de ces mesures dites "brutes" au début de l'annexe 2. Nous y montrons que le bruit radiométrique du VHRR est un bruit blanc de variance  $v = 0,56 \text{ K}^2$ .

Nous avons utilisé treize situations représentant de vastes zones (environ  $300 \times 300 \text{ km}^2$ ) choisies loin des côtes et sur des grands fonds. En général, les situations furent sélectionnées aux époques où la couche de mélange est assez homogène de manière à ce que le phénomène observé puisse être considéré comme affectant cette couche. Elles ne présentent aucun front thermique, ni de gradients forts ou trop directionnels, afin que soient respectées au mieux les hypothèses statistiques sur le champ de température et de se trouver quant au domaine des échelles dans une zone inertielle.

Les sites et dates choisis sont les suivants :

- *partie Est de la Méditerranée Orientale* : 19.12.1977, 19.03.1978, les 8, 14 et 17.05.1978.
- *golfe de Syrte (au sens large)* : 5.05.1978.
- *golfe de Gascogne* : 10.05.1977, 11.09.1977, 6.01.1978, 11.02.1978, 10.05.1978.
- *bassin Nord-Baléares* : 7.09.1977.
- bassin Sud-Baléares* : 14.08.1977.

Pour toutes ces dates sauf deux, la situation météorologique antérieure était calme.

Chaque zone (pour chaque date) fut découpée en un certain nombre de sous-zones carrées de 128 km de côté. Dans chacune de ces 74 sous-zones ainsi obtenues, afin d'atténuer le bruit important du VHRR, les données furent comprimées, c'est-à-dire que nous les avons lissées à l'aide d'une fenêtre mobile ayant la forme

d'un parallélépipède rectangle de base  $4 \times 4 \text{ km}^2$  et de hauteur  $1/16^e$  puis que nous avons rééchantillonné en ne prenant qu'un point sur quatre sur les lignes et les colonnes de l'image. Autrement dit, nous avons remplacé tous les petits carrés  $4 \times 4 \text{ km}^2$  disjoints d'une sous-zone par des points, la valeur en un point étant égale à la moyenne des valeurs des points du petit carré qu'il remplace. L'écart-type du bruit résiduel est alors égal à  $0,19 \text{ K}$  tandis que la résolution radiométrique devient  $0,1 \text{ K}$ .

La méthode de calcul de la fonction de structure d'un champ bidimensionnel est celle mise au point par MONGET (1972), exposée dans l'annexe 5. Elle permet d'obtenir pour chaque sous-zone les fonctions de structure dans les directions  $0^\circ$  (Ouest-Est),  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $135^\circ$  (ces directions couvrent le plan puisque la fonction de structure est paire) et enfin la fonction de structure moyenne par intégration sur les angles. L'influence de la compression sur le calcul de ces fonctions a été étudiée en annexe 1. Nous avons montré que la fonction de structure du champ compressé se déduit de la fonction de structure du champ original par simple soustraction d'une constante liée à la dimension des petits carrés de compression.

### III-3 Résultats

Nous avons calculé les cinq fonctions de structure pour chaque sous-zone. Un exemple est donné sur la figure III-1 où sont tracées les quatre fonctions de structure correspondant aux quatre directions. Ces fonctions offrent un aspect très régulier, bien que le début des courbes soit contaminé par le bruit important, et sont souvent ajustables par une expression du type  $A h^m$ . La comparaison de ces quatre fonctions indique que l'isotropie n'est pas bien vérifiée et qu'il existe des écarts entre les valeurs de ces fonctions. Cependant, le tracé de ces quatre fonctions en log - log montre que le comportement (i.e la valeur de l'exposant  $m$ ) est isotrope aux grandes longueurs d'onde.

Pour chaque situation (une zone et une date donnée) nous avons fait la moyenne, pour chaque direction, des fonctions de structure calculées sur les sous-zones. On obtient ainsi pour chaque situation cinq fonctions. Un exemple de cette moyenne pour la direction  $0^\circ$  est présenté sur la figure III-2. Le fait de ne sommer que quatre ou neuf fonctions de structure (nombre de sous-zones pour la situation considérée), pour une direction donnée, pose la question de la stabilité de l'estimateur moyen (intervalle de confiance). Ce problème est compliqué et fera l'objet d'un travail futur. La régularité des résultats obtenus laisse cependant présumer une certaine signification statistique.

Comme le laissait prévoir le choix des situations, les fonctions ne montrent pas en général d'échelles caractéristiques et de pics accentués. On remarque sur la figure III-2 la dispersion autour de la moyenne des fonctions de structure de chaque sous-zone pour les grandes échelles ( $> 20$  km). Si le niveau de bruit reste constant d'une sous-zone à l'autre, il n'en est pas de même de la variance du phénomène observé ainsi que de la transmission atmosphérique et ces variations peuvent expliquer cette dispersion. Les comportements des fonctions de structure des sous-zones n'en sont pas moins extrêmement similaires pour les échelles supérieures à 40 km.

A chaque fonction de structure résultant d'une moyenne sur les sous-zones pour une situation et une direction données, tracée en coordonnées log-log, nous avons ajusté une droite par une simple méthode aux moindres carrés. Seules ont été considérées les fonctions autorisant un excellent ajustement par un segment de droite entre 40 et 100 km (soit 15 points). L'écart-type obtenu par cette méthode sur la série de points ajustés est inférieure à  $5.10^{-3}$  et correspond à une erreur moyenne d'ajustement d'environ 3 %. L'incertitude sur la valeur de  $m$  est de 0,02. Pour chaque situation on obtient ainsi un certain nombre de valeurs de  $m$  (maximum 5).

En considérant l'ensemble des situations, on obtient une quarantaine d'estimations de  $m$ . Ces valeurs sont proches les unes des autres quelle que soit la direction ou la situation. Elles ne semblent pas dépendre de la saison, du site géographique et de la situation météorologique. Nous avons calculé pour chaque direction l'histogramme du nombre d'apparitions de chaque valeur de  $m$  pour l'ensemble des situations. Nous avons arrondi  $m$  au nombre le plus proche à 1 décimale, c'est-à-dire que la valeur 1 signifie l'intervalle (0,96 ; 1,05). Ces histogrammes sont présentés sur la figure III.3, ainsi que celui pour la moyenne angulaire des fonctions de structure et l'histogramme noté  $\Sigma$  qui est la somme des précédents. Les valeurs de  $m$  sont comprises entre 0,5 et 1,3 mais la répartition est très inégale puisque la plupart des valeurs apparaît dans l'intervalle (0,6 ; 1). L'exposant le plus fréquent en 1 (33 % en moyenne) puis viennent 0,6 (18 %) et 0,9 (15 %), les autres valeurs ne dépassant pas 7 %. On peut sans doute associer  $m = 1$  et  $m = 0,9$  pour des raisons expérimentales mais le trou qui existe entre  $m = 0,9$  et  $m = 0,6$  (fig. III-3) montre qu'il ne s'agit pas d'une répartition aléatoire due à une sorte de bruit provenant des calculs et des mesures. Pour une situation, la valeur 0,6 peut très bien apparaître pour une direction, alors que les trois autres directions donneront la valeur 1. La fréquence d'apparition de la valeur 0,6 semble liée à des causes physiques qu'il s'agit de déterminer.

### III.4 Discussion

On peut relier la fonction de structure  $D_{TT}(h)$  au spectre  $E_{TT}(k)$  de densité de variance de température dans l'espace des nombres d'onde. Pour une turbulence bidimensionnelle, homogène et isotrope, il vient :

$$D_{TT}(h) = 2 \int_0^{\infty} (1 - J_0(kh)) E_{TT}(k) dk \quad (\text{réf. 15, p 129})$$

où  $J_0(kh)$  : fonction de BESSEL de première espèce d'ordre 0  
 $k$  : nombre d'onde

Si  $D_{TT}(h)$  est du type  $h^m$  alors  $E_{TT}(k)$  sera du type  $k^{-p}$  avec  $p=m+1$  et réciproquement. A  $m=1$  correspond  $p=2$  et à  $m=0,6$  correspond  $p=1,6$ .

Les études précédentes montrent des spectres unidimensionnels de température du type  $k^{-p}$  avec  $p$  proche de 2 pour des échelles variant de 1 à 100 km (réfs. 4, 20, 26). FIEUX et al (4) ont également calculé des spectres de vitesse transverse pour  $(100 \text{ km})^{-1} < k < (3 \text{ km})^{-1}$  et trouvent la même loi en puissance que pour les spectres de variance de température.

Nous ne tenons pas compte des articles de SCARPACE et al.(21) et HOLLADAY et al.(6). Nous estimons que le premier ne respecte pas les conditions de stationnarité requises pour le calcul de la fonction d'autocorrélation. Quant au second les spectres bidimensionnels présentés du type  $k^{-3}$  sont calculés juste sur le flanc du pic de variance de température et donc loin d'une zone inertielle. De plus, les spectres unidimensionnels calculés le long des profils radiométriques sont en  $k^{-2}$ . Si les auteurs attribuent ce fait à une anisotropie du champ de température, SAUNDERS prétend que la valeur  $p=3$  provient de la constitution du champ bidimensionnel à partir des profils effectués dans diverses directions.

Signalons que dans les régions de front assimilables à des discontinuités du type échelon unité, ces discontinuités donnent un spectre en  $k^{-2}$ . Nos résultats ne sont pas imputables à cette cause puisque nous avons pris soin en choisissant nos données (visualisées par une image noir et blanc) d'éviter les gradients trop forts ou trop directionnels. Nous n'avons pas ôté de dérive linéaire à nos données car elles n'en comportaient pas.

Dans un écoulement bidimensionnel, il y a conservation de l'énergie  $E$  et de l'énstrophie  $D$ . On montre que l'énergie ne peut cascader que des petites échelles vers les plus grandes, c'est une cascade inverse. Il y a cascade

d'énstrophie des petits nombres d'onde vers les plus grands. On obtient deux zones inertielles.  $E(k)$ , dans la cascade d'énstrophie, ne dépend que de  $\eta$ , taux de transfert d'énstrophie, et une analyse dimensionnelle mène à :

$$E(k) = C \eta^{2/3} k^{-3}$$

avec éventuellement une correction logarithmique (10). Le spectre de température obtenu est en  $k^{-1}$  (48). Aux plus petits nombres d'onde, dans la cascade inverse d'énergie,  $E(k)$  ne dépend alors plus que du taux de transfert d'énergie  $\epsilon$  et on obtient :

$$E(k) = C' \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

Cette théorie a pu être vérifiée par une simulation numérique à très grand nombre de REYNOLDS (17).

Cependant si les spectres d'énergie cinétique calculés dans l'atmosphère libre indiquent tous des exposants de  $k$  proches de  $-3$ , les spectres de variance de température ont aussi le même comportement (7, 8, 9, 29, 30, 31, 50, 33). Ces expériences ne constituent pas une bonne vérification de cette théorie outre le fait que le nombre de REYNOLDS n'est pas assez grand.

CHARNEY (2) a montré qu'un écoulement géostrophique quasi-bidimensionnel, non divergent, conservait sous certaines conditions l'énergie  $E$  et l'énstrophie pseudo-potentielle  $F$  égale à

$$2 F = L(\Psi) = \left( \nabla^2 \Psi + f^2 N^{-2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)^2$$

où  $\Psi$  : fonction de courant

$\nabla^2$  : laplacien horizontal

$f$  : paramètre de CORIOLIS

$N$  : fréquence de BRUNT-VAISALA

CHARNEY ensuite veut montrer que cette contrainte dite géostrophique empêche l'énergie de cascader des grandes échelles vers les plus petites. Sa démonstration est en fait insuffisante, il montre uniquement que l'énergie est bornée. Nous allons ici reprendre ses arguments et les développer, développement élaboré au cours d'une conversation avec SULEM.

Après avoir montré que l'opérateur  $L$  est auto-adjoint et elliptique admettant des fonctions propres  $\Psi_m$  et des valeurs propres  $\lambda_m$ , avec  $\lambda_m$  positif et croissant avec  $m$ , il décompose  $\Psi$  suivant la base  $\Psi_m$

$$\Psi = \sum_1^{\infty} a_m \Psi_m$$

$$L(\Psi_m) = -\lambda_m \Psi_m$$

alors :

$$2 E = \sum_1^{\infty} \lambda_m a_m^2 \equiv \sum_1^{\infty} b_m$$

$$2 F = \sum_1^{\infty} \lambda_m^2 a_m^2 \equiv \sum_1^{\infty} \lambda_m b_m$$

Cette décomposition est tout à fait analogue aux séries de FOURIER. Dans le cas de la conservation de l'énstrophie  $D$ , l'opérateur  $L$  est le laplacien et la valeur propre  $\lambda_m$  est égale à  $k^2$ . Le terme  $b_m$  est analogue à la densité spectrale d'énergie  $E(k)$ . La relation

$$D = \int_1^{\infty} k^2 E(k) dk$$

est donc totalement analogue à

$$F = \sum_1^{\infty} \lambda_m b_m$$

La même démonstration que pour le cas à deux dimensions (conservation d'énstrophie) permet de montrer qu'une cascade directe d'énergie vers les grands  $m$  (c-a-d vers les petites échelles) augmentera l'énstrophie pseudo-potentielle et est donc impossible (18, 40, 46).

CHARNEY conjecture ensuite une cascade d'énstrophie des grandes vers les petites échelles et on retrouve la même loi que précédemment :

$$E(k) = C_1 \eta^{2/3} k^{-3}$$

$\eta$  étant le taux de transfert de l'énstrophie pseudo-potentielle. Mais cette fois le spectre de température devient :

$$E_{TT}(k) = C_2 (g^2 / N^2 T_0^2) \eta^{2/3} k^{-3}$$

où  $T_0$  : température moyenne

$g$  : constante de gravitation

Cette théorie rend donc bien compte des observations faites en atmosphère libre déjà citées.

Cependant il semblerait (15, 43) que de nombreuses mesures effectuées en URSS donnent des spectres en  $k^{-2}$  tant pour l'énergie cinétique que pour la température. Nous essayons actuellement de nous procurer ces publications mais elles ont été faites dans des revues peu accessibles. PANCHEV (15) considère une atmosphère stable et isotrope, bidimensionnelle, et prenant en compte la rotation de la Terre et en supposant que la dépendance de  $E(k)$  est en  $k^{-2}$ , il obtient par analyse dimensionnelle :

$$E_{11}(k) = A_u (\epsilon f)^{1/2} k^{-2}$$

$$E_{TT}(k) = A_T \gamma (f/\epsilon)^{1/2} k^{-2}$$

où  $E_{11}$  : spectre des corrélations longitudinales de vitesse

$\epsilon$  : taux de dissipation de l'énergie turbulente

$\gamma$  : taux de dissipation des inhomogénéités de température

$A_u$  et  $A_T$  : constantes

On peut cependant, sans dénigrer les mesures dont il se sert, douter de la validité de la théorie de PANCHEV. En effet il ne tient pas compte de la conservation de l'énstrophie et semble considérer des transferts d'énergie et vers les petites et vers les grandes échelles à des taux équivalents. La non tridimensionnalité de sa théorie semble résider uniquement dans de nouvelles définitions de  $\epsilon$  et de  $\gamma$ . Etant donné que l'énergie cinétique de l'atmosphère est conservée, le taux de dissipation moyen  $\epsilon$  doit être égal au taux de transformation de l'énergie solaire en énergie cinétique des masses d'air. La valeur obtenue est  $\epsilon = 5 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ . La quantité  $\gamma$  caractérise le processus de lissage des inhomogénéités de température par les mouvements de grande échelle.

Signalons que dans l'atmosphère libre les pentes des spectres augmentent avec l'altitude (78,33,43) . Ceci est dû à un amortissement des petites longueurs d'onde qui est d'autant plus important que la pression diminue. Si les résultats (4,20) et les nôtres ont été obtenus à la surface de l'océan, VOORHIS et PERKINS (26) ont obtenu des spectres en  $k^{-5/3}$  à 100 m de profondeur, donc pour une plus grande pression. Il semble donc possible que comme en atmosphère ( où cela semble moins sensible ) les spectres dépendent de la pression.

### III.5 Conclusion

Cette étude de la structure thermique horizontale de la couche superficielle des océans, réalisée par satellite en diverses localisations, a montré la nature turbulente de ces champs thermiques. Les fonctions de structure calculées sont du type  $h^m$  où  $m$  peut prendre la valeur 1 ou 0,6 pour  $h$  compris entre 40 et 100 km. Si ces valeurs sont en excellent accord avec d'autres résultats expérimentaux en océan, une rapide revue des différentes théories de la turbulence à grande échelle montre qu'aucune d'elle ne prend en compte de tels résultats. Il y a donc là un domaine d'investigation pour la théorie. Il est également souhaitable d'acquérir encore des spectres expérimentaux afin de dégager au mieux les paramètres intervenants. L'utilisation des très bonnes mesures des satellites du type TIROS permettra des analyses plus fines que celle ici présentée.

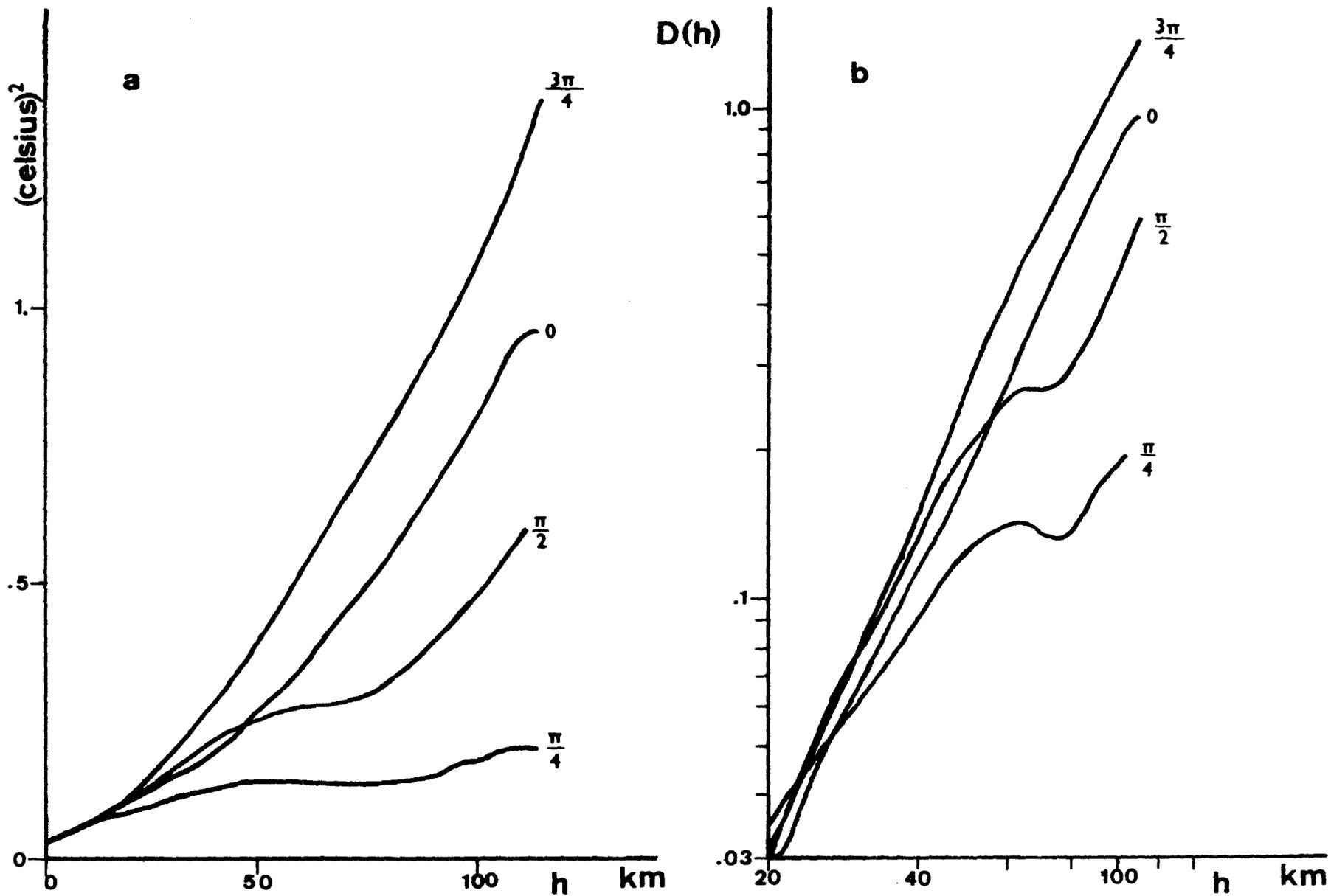


Fig.III.1 Exemple de fonction de structure pour les quatre directions :  
en coordonnées décimales (a) et log-log (b).

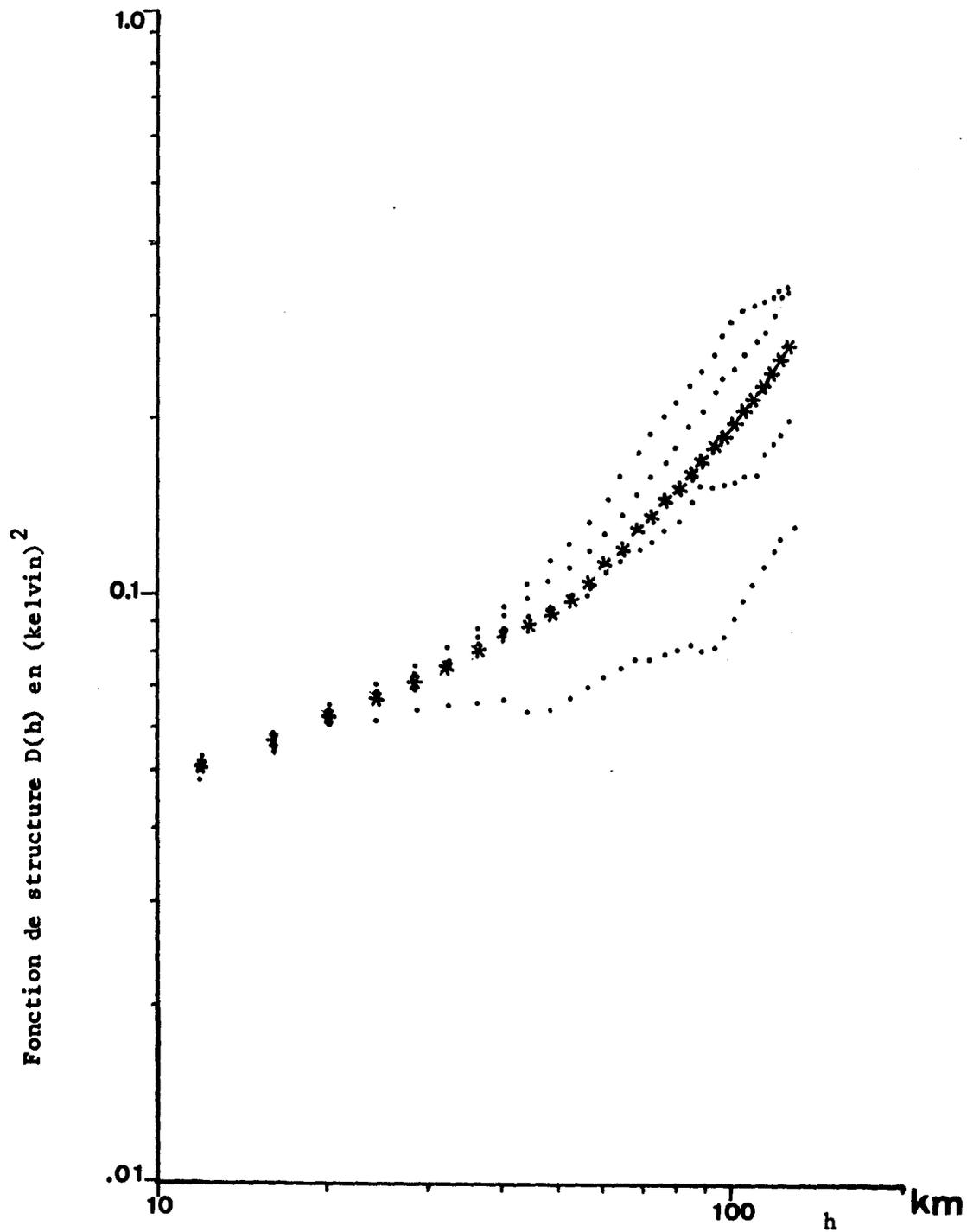


Fig.III.2 Exemple de fonction de structure moyenne (petites étoiles) dans la direction  $0^\circ$ . Les points représentent la fonction de chaque sous-zone.

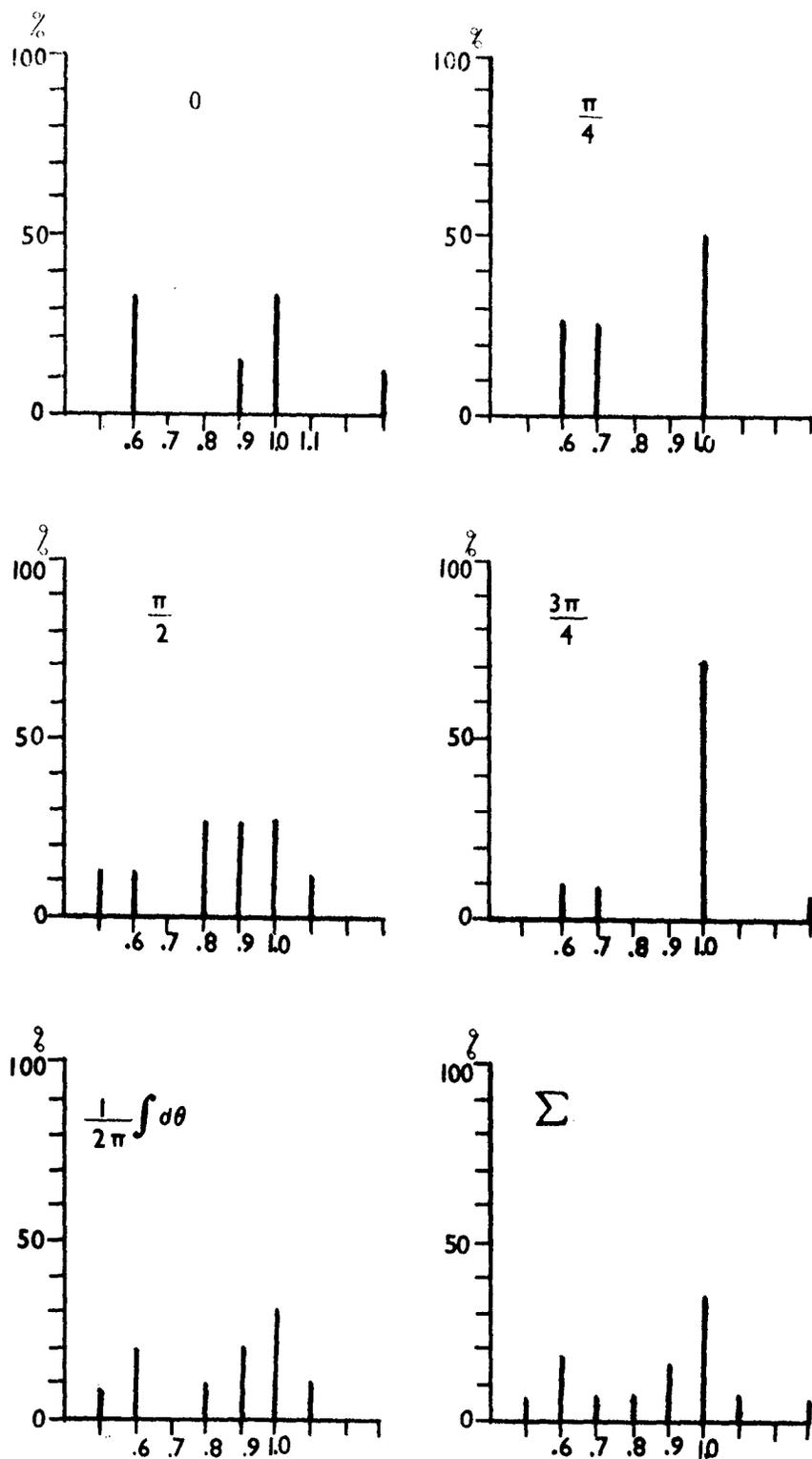


Fig.III.3 Fréquence d'occurrence des différentes valeurs de l'exposant  $m$  pour chacune des directions et pour la moyenne angulaire. Le symbole  $\Sigma$  désigne la somme des cinq histogrammes.

111-17

BIBLIOGRAPHIE

- BOLGIANO R. 1962 Structure of turbulence in stratified media.  
(1) J. Geophys. Res. ,67 ,8 ,3015-3023
- CHARNEY J.G. 1971 Geostrophic turbulence  
(2) J. Atmos. Sci. ,28 ,1087-1095
- DESCHAMPS P.Y. 1977 Télédétection de la température de la surface de la  
(3) mer par radiométrie infra-rouge.  
Thèse d'Etat.Université de Lille.
- FIEUX M. ,S. GARZOLI et J. GONELLA 1978 Contribution à la connaissance de  
(4) la structure spatiale des courants superficiels au large  
du golfe du Lion.  
J. Rech. Oceanogr. ,3 ,4 .
- GISINA F.A. 1969 Spectral characteristics of turbulence in a thermally  
(5) stratified atmosphere.  
Izv.,Atmos. and Ocean. Physics,5 ,3 ,247-257
- HOLLADAY C.G. and J.J. O'BRIEN 1975 Mesoscale variability of sea surface  
(6) temperature.  
J. Phys. Oceanogr. ,5 ,761-772
- HORN L.H. and R.A. BRYSON 1963 An analysis of the geostrophic kinetic  
(7) energy spectrum of large scale atmospheric turbulence.  
J. Geophys. Res.,68,1059-1064.
- JULIAN P.R.,W.M. WASHINGTON ,L. HEMBREE,C. RIDLEY 1970 On the spectral  
(8) distribution of large scale atmospheric kinetic energy.  
J. Atmos. Sci. ,27 ,376-387
- KAO S.K. 1970 Wavenumber-frequency spectra of temperature in the free  
(9) atmosphere.  
J. Atmos. Sci. ,27 ,1000-1007

- KRAICHNAN R.H. 1971 Inertial range transfer in 2 and 3 dimensional turbulence.  
(10) J. Fluid Mech. ,47 ,525-536
- LUNLEY J.L. 1970 Stochastic tools in turbulence.  
(11) Academic Press. 194 pp.
- Mc LEISH W. 1970 Spatial spectra of ocean surface temperature.  
(12) J. Geophys. Res. 75,6872-6877.
- MONGET J.M. 1972 Variogrammes sur une grille régulière bidimensionnelle.  
(13) LHM/R72/26.Centre d'Informatique géologique.Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.
- MONIN A.S. and A.M. YAGLOM 1971 Statistical fluid mechanics:mechanics of  
(14) turbulence.  
The MIT Press. 769 pp.
- PANCHEV S. 1971 Random functions and turbulence.  
(15) Pergamon Press.London. 444 pp.
- (16) 1975 On the existence of power-law relationships in oceanic  
turbulence spectra.  
Izv.,Atmos. and Ocean. Physics,11 ,6 ,620-625
- POUQUET A.,M. LESIEUR,J.C. ANDRE and C. BASDEVANT 1975 Evolution of high  
(17) Reynolds number two-dimensional turbulence.  
J. Fluid Mech.,vol 72 ,2 ,305-319.
- RHINES P.B. 1975 Waves and turbulence on a beta-plane.  
(18) J. Fluid Mech. ,69 ,3 ,417-443.
- SALMON R. 1978 Two-layer quasi-geostrophic turbulence in a simple  
(19) special case.  
Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.10 ,25-52.
- SAUNDERS P.M. 1972 Space and time variability of temperature in the upper  
(20) ocean.  
Deep-sea Res.,19 ,467-480.

- SCARPACE F.L. and T. GREEN 1979 The spatial variability of coastal surface  
(21) water temperature during upwelling.  
J. Phys; Oceanogr. ,9 ,638-643.
- SOULSBY R.L. 1977 Similarity scaling of turbulence spectra in marine and  
(22) atmospheric boundary layers.  
J. Phys. Oceanogr. .7 ,6 ,934-937.
- TATARSKIY V.I. 1961 Wave propagation in a turbulent medium.  
(23) Mc Graw-Hill Book Company,inc. London.
- TENNEKES H. 1977 The general circulation of 2-dimensional turbulent flow  
(24) on a beta-plane.  
J. Atmos Sci. ,34 ,702-712.
- 1978 Turbulent flow in two and three dimensions.  
(25) Bulletin American Meteorology Society,59 ,1 ,22-28.
- VOORHIS A.D. and H.T. PERKINS 1966 The spatial spectrum of short-wave  
(26) fluctuations in the near surface thermocline.  
Deep-sea Res. ,13 .641-654.
- WOODS J.D. 1977 Parametrization of unresolved motions.  
(27) Chap. 9 p118.In :Modelling and prediction of the upper  
layers of the ocean.Edited by E.B. KRAUS. Pergamon Press.
- ICHIYE T. 1972 Power spectra of temperature and salinity fluctuations  
(28) in the slope water off Cape Hatteras.  
Pure and Applied Geophys. 96, 4, 205-216
- BENTON G.S. and A.B. KAHN 1958 Spectra of large scale atmospheric flow at  
(29) 300 mb . J. Meteor. 15, 404-410.
- SALTZMANN B. and A. FLEISHER 1962 Spectral statistics of the winds at 500 mb.  
(30) J. Atmos. Sci. 19, 195-204.
- KAO S.K. and L.L. WENDELL 1970 The kinetic energy of the large scale atmo-  
(31) spheric motion in wavenumber-frequency space.I Northern  
Hemisphere. J. Atmos. Sci. 27, 359-375.

- VINNICHENKO M.F. 1970 The kinetic energy spectrum in the free atmosphere-  
 (32) 1 second to 5 years.  
 Tellus ,2 ,158-166
- OGURA Y. 1958 On the isotropy on large scale disturbances in the upper  
 (33) troposphere.  
 J. Meteorol. 15, 375-382.
- GARRET C. and W. MUNK 1971 Internal wave spectra in the presence of fine  
 (34) structure. J. Phys. Oceanogr. 1, 196-202.
- (35) 1972 Space-time scales of internal waves.  
 Geophys. Fluid Dynamics 3 ,225-264.
- (36) 1975 Space-time of internal waves : a progress  
 report. J. Geophys. Res. 80, 3, 291-297
- Mc KEAN R.S. and T.E. EWART 1974 Temperature spectra in deep ocean off Hawai  
 (37) J. Phys. Oceanogr. 4, 191.
- KATZ E. 1973 Profile of an isopycnal surface in the Sargasso Sea.  
 (38) J. Phys. Oceanogr. 3,44.
- LEITH C.E. 1972 Statistical hydrodynamics of the atmosphere.  
 (39) Lectures of Spring 1972, Woods Hole Oceanographic Insti-  
 tution.
- ROSE H.A. and P.L. SULEM 1978 Fully developed turbulence and statisticals  
 (40) mechanics. Le Journal de Physique,T. 39 ,5 ,441-484.
- FRISCH U.,P.L. SULEM and M. NELKIN 1978 A simple dynamical model of inter-  
 (41) mittent fully developed turbulence.  
 J. Fluid Mech. , 87, 4, 719-736.
- SULEM P.L.,M. LESIEUR,U. FRISCH 1975 Le "Test Field Model" interprète comme  
 (42) méthode de fermeture des équations de la turbulence.  
 Ann. Géophys. ,31 ,4 ,487-495.

- PINUS N.Z. 1963 Statistical characteristics of the horizontal component  
(43) of the wind velocity at heights of 6-12 km.  
Izv. Geophys. Ser. ,1 ,177-182.
- GUKHMAN A.A. 1965 Introduction to the theory of similarity.  
(44) Academic Press London .256 p.
- MANDELBROT B. 1975 Les objets fractals : forme,hasard et dimension.  
(45) Paris.Flammarion. 191 p.
- FOURNIER J.D. and U. FRISCH 1978 d-dimensional turbulence.  
(46) Physical Review A ,17 ,2 ,747-762.
- SULEM P.L.,J.D. FOURNIER,A. POUQUET Fully developed turbulence and renorma-  
(47) lization group.  
Dynamical critical phenomena and related topics.  
Lecture notes in Physics 104 Springer.
- KRAICHNAN R.H. 1974 Convection of a passive scalar by a quasi-uniform random  
(48) straining field .  
J. Fluid Mech. , 64, 4, 737-762 .
- FJORTOFT R. 1953 On the changes in the spectral distribution of kinetic energy  
(49) for twodimensional, non divergent flow .  
Tellus, 5, 3, 225 - 230 .
- WIIN - NIELSEN A. 1967 On the annual variation and spectral distribution of  
(50) atmospheric energy  
Tellus, 19, 4, 540 - 559 .
- MOREL P. and M. LARCHEVEQUE 1974 Relative dispersion of constant level balloons  
(51) in the Zomb general circulation .  
J. Atmos. Sci.,31,8, 2189 - 2196 .
- GAGE K.S. 1979 Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in mesoscale twodi-  
(52) mensional turbulence .  
J. Atmos. Sci. , 36, 1950 - 1954 .
- KHRISTOFOROV G.N. and A.S. ZAPEVALOV 1978 Wave components of the spectrum of  
(53) temperature fluctuations in the upper layer of the sea.  
IZV., Atmos. and Ocean. Phys., 14, 4, 295 - 300 .

- SAUNDERS P.M. 1971 Comments on "Wavenumber-frequency spectra of temperature  
(54) in the free atmosphere"  
J. Atmos. Sci. ,29, 197-199
- KAO S.K. and H.D. WOODS 1964 Energy spectra of mesoscale turbulence along and  
(55) across the Jet Stream.  
J. Atmos. Sci. ,21 ,513-519
- Van der HOVEN I. 1957 Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency  
(56) range from 0.0007 to 900 cycles per hour.  
J. Meteor. ,14, 160-164
- MANTIS H.T. 1963 The structure of winds of the upper atmosphere at meso-  
(57) scale. J. Atmos. Sci. ,20, 94-106
- BOLGIANO R. 1959 Turbulent spectra in a stably stratified atmosphere.  
(58) J. Geophys. Res. ,64, 12, 2226-2229
- BUELL C.E. 1957 Synoptic scale motion of the atmosphere as two dimensional  
(59) isotropic turbulence.  
J. Meteor. ,14, 471-472.
- HUTCHINGS J.W. 1955 Turbulence theory applied to large-scale atmospheric pheno-  
(60) mena. J. Meteor. ,12, 263-271.
- Mc CREADY P.B. 1953 Structure of atmospheric turbulence.  
(61) J. Meteor. ,10, 434-449.
- (62) 1962 The inertial subrange of atmospheric turbulence.  
J. Geophys. Res. ,67, 3, 1052-1059.
- LEITH C.E. and R.H. KRAICHNAN 1972 Predictability of turbulent flows.  
(63) J. Atmos. Sci. ,29, 1041-1058.
- PANOFSKY H.A. and Van de HOVEN I. 1955 Spectra and cross-spectra of velocity  
(64) components in the mesometeorological range.  
Quart. J. Roy. Meteor. Soc. ,81, 350, 603-606.

- GRIFFITH H.L. ,PANOFESKY H. A. and E. Van der HOVEN 1956 Powerspectrum analysis  
(65) over large ranges of frequency.  
J. Meteor. ,12, 271-282.
- RHINES P.B. 1976 Physics of ocean eddies.  
(66) Oceanus, 19, 3, 26-39.
- 1977 The dynamics of unsteady currents.  
(67) In The Sea : 6, 189-318 . Wiley Interscience. New-York.1048 p.
- 1979 Geostrophic turbulence.  
(68) Ann. Rev. Fluid Mech. ,11, 401-441.
- NOVIKOV YE.A. 1978 Spectral inequalities for two-dimensional turbulence  
(69) Izv. Atm. Ocean. Phys. , 14, 6, 474-476.

## CONCLUSION GENERALE

-----

L'examen des divers problèmes affectant la mesure radiométrique de la température de surface dans l'infra-rouge thermique a montré que l'incertitude existant sur les gradients thermiques est plus faible que celle portant sur la valeur absolue de la température. Les mesures par satellite favorisent donc les études portant sur les gradients.

Les comparaisons effectuées entre mesures radiométriques et mesures in-situ de la température de surface indiquent, qu'en Méditerranée, les données du capteur VHRR du satellite NOAA5 peuvent généralement être utilisées sans correction des effets atmosphériques, à cause de la faible précision radiométrique de ce capteur. Par contre, la fine résolution (0,2 K) des capteurs actuels augmente l'importance des termes d'erreur dus à l'absorption atmosphérique. L'océanographe utilisant de telles mesures devra donc absolument tenir compte de ces termes, et ne travailler que sur des données corrigées, sous peine d'erreurs d'interprétation. La manipulation de ces données sera donc alourdie et l'information devra être traitée par des calculateurs.

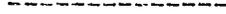
Les diverses études portant sur une relation mesure satellite/courant montrent que l'interprétation dynamique des thermographies est difficile en règle générale. Cependant, si le phénomène dynamique de surface est simple et bien marqué, en Méditerranée, le champ superficiel de température en offre souvent une bonne représentation.

Les satellites fournissent des informations qu'aucun autre moyen classique ne peut donner. Leurs gros avantages sont l'appréhension quasi-instantanée d'une vaste surface de l'océan, ainsi que la répétitivité de ces mesures, sans oublier le faible coût d'acquisition de ces données (pour les océanographes). Les satellites sont donc un outil indispensable aux études de phénomènes de moyenne échelle affectant la surface.

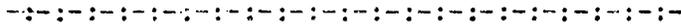
A N N E X E S

-----

A N N E X E I



F O N C T I O N S D E S T R U C T U R E



I Rappels et Définitions

On dit que la fonction aléatoire (F.A.)  $Y(x)$  est stationnaire si sa loi est invariante par translation (indépendance vis à vis du point d'appui). L'espérance mathématique  $m = E Y(x)$  est alors une constante.

Si  $Y(x)$  et  $Y(x + h)$  admettent des variances finies, elles admettent aussi une covariance  $K(x, h)$ . L'hypothèse de stationnarité entraîne l'indépendance de  $K(x, h)$  vis à vis de  $x$  :

$$K(h) = E[Y(x) Y(x + h)]$$

La variance de  $Y(x)$  est donnée par  $K(0)$ . Pour que la fonction aléatoire stationnaire  $Y(x)$  admette une covariance ou fonction de corrélation  $K(h)$ , il faut et il suffit qu'elle admette une variance finie  $K(0)$ .

On dit qu'une F.A.  $Y(x)$  est stationnaire d'ordre 2 si la variable aléatoire  $Y(x_0)$  admet une espérance  $m$  indépendante du point d'appui  $x_0$  et si pour tout vecteur  $h$  la covariance :

$$K(h) = E[Y(x_0 + h) Y(x_0)] - m^2$$

existe et ne dépend pas de  $x_0$ . Cette hypothèse qui n'entraîne pas la stationnarité au sens strict suppose l'existence d'une variance à priori finie  $K(0)$ .

Une autre hypothèse plus faible est l'hypothèse intrinsèque ou hypothèse de stationnarité des accroissements. La variance à priori de la F.A.  $Y$  peut ne pas exister.  $Y$  vérifie l'hypothèse intrinsèque si pour tout vecteur  $h$  l'accroissement  $Y(x_0 + h) - Y(x_0)$  admet une espérance et une variance indépendante du point d'appui  $x_0$ , soit :

$$m(h) = E[Y(x) - Y(x + h)]$$

$$2D(h) = E[(Y(x + h) - Y(x))^2]$$

$m(h)$  est la dérive linéaire en  $h$

$D(h)$  s'appelle le demi-variogramme ou fonction intrinsèque ou fonction de structure.

On peut bien entendu calculer la fonction de structure d'une F.A. stationnaire d'ordre 2.

Il existe alors une relation entre la covariance  $K(h)$  et le demi-variogramme  $D(h)$  :

$$D(h) = K(0) - K(h)$$

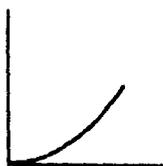
Dans le cas où  $K(\infty) = 0$ , on a  $D(\infty) = K(0)$ . On peut alors exprimer la covariance ou fonction de corrélation à partir de la fonction de structure :

$$K(h) = D(\infty) - D(h)$$

## 2. Propriétés de la fonction de structure

- la fonction de structure est une fonction symétrique, positive ou nulle et nulle en 0.
- elle donne un sens précis à la notion de zone d'influence : sa croissance plus ou moins rapide reflète la manière plus ou moins rapide dont se détériore l'influence d'un échantillon sur des zones de plus en plus lointaines.

- La continuité et la régularité dans l'espace de la fonction aléatoire  $Y(x)$  s'expriment dans le comportement du variogramme au voisinage de l'origine. Par ordre de régularité décroissante on peut observer 4 types :



Parabolique :  $D(h)$  est 2 fois dérivable en  $h = 0$ .  $Y$  est alors dérivable en moyenne quadratique<sup>(+)</sup> donc présente un haut degré de régularité dans l'espace.



Linéaire : La fonction de structure est continue en 0 mais non dérivable,  $Y(x)$  est continue m. q. mais non dérivable donc moins régulière.



Effet de pépite : La fonction de structure est discontinue à l'origine.  $Y(x)$  n'est même pas continue m. q. donc très irrégulière.



Effet de pépite à l'état pur :

Il caractérise le bruit blanc, c'est-à-dire la décorrélation spatiale des mesures.

(+) On dit que  $Y$  est continue en moyenne quadratique (m. q.) si :

$$E \left[ (Y(x+h) - Y(x))^2 \right] \rightarrow 0 \text{ pour } \|h\| \rightarrow 0$$

$Y'(x)$  est la dérivée m. q. de  $Y(x)$  si :

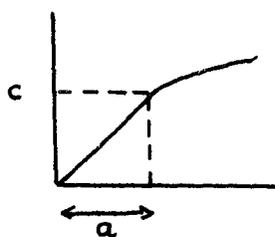
$$E \left[ \left( \frac{Y(x+h) - Y(x)}{h} - Y'(x) \right)^2 \right] \rightarrow 0 \text{ pour } \|h\| \rightarrow 0$$

### 3. Genèse d'un effet de pépite.

L'effet de pépite se manifeste chaque fois que la variable  $y(x)$  présente un comportement aléatoire local. Plus généralement, l'effet de pépite est une réminiscence d'une structure dont les dimensions sont bien inférieures à l'échelle à laquelle on travaille. Les caractéristiques de cette structure ne sont plus perceptibles et l'échelle supérieure n'a conservé qu'un paramètre unique - la constante de pépite - qui donne une sorte de mesure globale indifférenciée de "l'intensité" de cette structure dépassée.

Supposons une structure primaire de dimension  $a$  existant seule. On peut alors décrire la variable correspondante  $y(x)$  comme une réalisation de la fonction aléatoire  $Y(x)$  admettant une fonction de structure  $D_1(h) = C - C(h)$  de portée  $a$  et vérifiant  $D_1(\infty) = C = C(0)$  (en supposant que la covariance  $C(h)$  soit définie ce qui impose l'existence d'une variance a priori  $C(0)$  finie et la stationnarité d'ordre 2 pour  $Y(x)$ ). Si maintenant on suppose qu'à cette structure primaire se superpose une structure secondaire de dimensions beaucoup plus grandes, on devra en tenir compte en ajoutant une deuxième composante  $D_2(h)$  qui représente la structure secondaire et ne varie qu'avec une extrême lenteur à l'échelle  $a$  de la première structure :

$$D(h) = C - C(h) + D_2(h)$$



$D(h)$  présente donc au voisinage de l'origine une zone de croissance très rapide, dont la dimension est de l'ordre de  $a$ . A l'échelle de la structure secondaire,  $D(h)$  présentera donc un effet de pépite d'amplitude  $C$ .

L'effet de pépite apparaît comme la schématisation de toutes les structures de portée petites vis-à-vis de l'échelle d'observation.

### 4. Erreurs de mesure et effet de pépite.

On ne connaît pas la valeur vraie  $y(x)$  mais seulement une mesure  $y^+(x)$  qui est entachée d'une erreur de mesure  $e(x)$

$$y^+ = y + e$$

On observe non pas  $y$  mais  $y^+$

$$D^+(h) = D(h) + D_e(h) + E\left\{[y(x+h) - y(x)] \cdot [e(x+h) - e(x)]\right\}$$

Si on suppose l'erreur de mesure indépendante de la valeur vraie, le terme croisé se transforme en produit des espérances.

Si on suppose de plus que l'erreur est stationnaire et sans corrélation spatiale (bruit blanc) :  $E[e(x)] = \bar{e}$

Le terme croisé s'annule car  $e$  étant stationnaire, l'espérance de ses accroissements est nulle.

$$D_e(h) = \frac{1}{2} E[(e(x+h) - e(x))^2] = E[e(x)^2] - \bar{e}^2 = \text{var}(e(x)) = c$$

d'où  $D^+(h) = D(h) + c$

Sous les hypothèses précédentes, la variance  $c$  de l'erreur de mesure se répercute sur la fonction de structure comme une constante de pépite additionnelle.

## 5. Lissage et fonction de structure

On définit la régularisée d'une fonction  $Z(x)$  par une fonction de pondération  $P(x)$  comme le produit de convolution :

$$Z_p(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(x+y) P(y) dy = Z * P$$

La régularisée est donc le résultat d'un lissage par moyenne mobile pondérée par la fonction  $P(y)$ . On montre que pourvu que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(y) dy = 1$$

la régularisée  $Z_p(x)$  a même espérance que la F.A. initiale.

On montre également que pour toute F.A. dont les accroissements sont stationnaires et sans condition d'existence sur la covariance, la régularisée répond encore à l'hypothèse intrinsèque et la fonction de structure  $D_p(h)$  de la régularisée est donnée par :

$$D_p(h) = D * Q - A$$

où  $Q$  est le carré de convolution de  $P$  et  $A$  est une constante définie par  $D_p(0) = 0$

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} D(u) Q(u) du$$

Cette formule n'est pas très pratique. Soit une régularisation qui consiste à effectuer une moyenne  $Z_v(x)$  sur un support  $v$ . On peut alors interpréter la fonction de structure de la régularisée comme la variance d'estimation de la valeur moyenne  $Z_v(x)$  du support  $v(x)$  par la valeur moyenne  $Z_v(x+h)$  du support  $v(x+h)$ .

$$D_v(h) = E \left[ (Z_v(x+h) - Z_v(x))^2 \right]$$

On peut alors utiliser les formules donnant cette variance (voir JOURNEL ou MATHERON) et on obtient :

$$D_v(h) = \bar{D}(v, v_h) - \bar{D}(v, v)$$

où  $\bar{D}(v, v_h)$  désigne la valeur moyenne du demi-variogramme ponctuel  $D(u)$  lorsque l'une des extrémités  $M$  du vecteur  $u = \overrightarrow{MM'}$  décrit le support  $V(x)$  et l'autre extrémité  $M'$  décrit indépendamment le support  $V_h$ , translaté de  $V$  par le vecteur  $h$

$$\bar{D}(v, v_h) = \frac{1}{vv_h} \int_v du \int_{v_h} D(u' - u) du'$$

$\bar{D}(v, v)$  désigne la valeur moyenne de  $D(u)$  lorsque les 2 extrémités  $M$  et  $M'$  du vecteur  $u$  décrivent, indépendamment l'un de l'autre, le support  $v$

$$\bar{D}(v, v) = \frac{1}{V^2} \int_v du \int_v D(u' - u) du'$$

Pour des échelles  $h$  très grandes devant les dimensions du support  $V$ , il vient la relation :

$$D_v(h) = D(h) - \bar{D}(v, v)$$

Aux grandes échelles, la fonction de structure de la régularisée se déduit de la fonction de structure ponctuelle par soustraction d'un terme constant  $\bar{D}(v, v)$  lié à la dimension du support  $v$  de régularisation.

## 6. Applications aux variogrammes ponctuels du type $h^a$

Pour simplifier, supposons que  $v$  est un segment de longueur  $L$ .

Posons  $r = |u' - u|$  avec  $u' \in V_h, u \in V$

Supposons également que la fonction de structure ponctuelle soit du type :  $D(h) = Ch$  avec  $C > 0$

$$\bar{D}(L, \frac{L}{h}) = \frac{C}{L^2} \int_0^L du \int_h^{L+h} r du'$$

Il faut distinguer deux cas :

- $h > L$  ou  $V_h \cap V = \emptyset$
- $h \leq L$  ou  $V_h \cap V \neq \emptyset$

Finalement on obtient::

$$D_V(h) = \frac{C h^2}{3L^2} (3L - h)$$

$$0 \leq h \leq L \quad ? \text{ je trouve } \frac{Ch^2}{L}$$

$$Ch$$

$$h > L$$

Le comportement linéaire de la fonction de structure ponctuelle pour  $h \leq L$ , est donc remplacé par un comportement parabolique de la fonction de structure de la régularisée.

Maintenant plaçons-nous dans le cas de disjonction des supports  $V$  et  $V_h$  et donnons nous un variogramme ponctuel  $D(h) = h^\alpha$  avec  $0 < \alpha < 2$  qui est le type de schéma résultant des diverses théories de la turbulence bi ou tri-dimensionnelle.

Un calcul aisé nous mène à :

$$\bar{D}(L, L_h) = \frac{1}{L^2 (\alpha+1)(\alpha+2)} \left[ (h+L)^{\alpha+2} + (h-L)^{\alpha+2} - 2h^{\alpha+2} \right]$$

pour  $L < h$

$$D = D(L, L_h) - D(L, L)$$

Dans le cas de schémas linéaires ou paraboliques :

$$\alpha = 1 \quad D(h) = h$$

$$D_L(h) = h$$

$$\alpha = 2 \quad D(h) = h^2$$

$$D_L(h) = h^2 + \frac{L^2}{6}$$

tiens je trouve  $\frac{L^2}{6}$

Nous avons étudié numériquement l'erreur faite en assimilant  $\bar{D}$  et  $D$  pour différentes valeurs de  $\alpha$ .

Posons  $H = h/L$

$$\bar{D}(L, L_h) = \frac{L^\alpha}{(\alpha+1)(\alpha+2)} \left[ (H+1)^{\alpha+2} + (H-1)^{\alpha+2} - 2H^{\alpha+2} \right]$$

$$D(h) = L^\alpha H^\alpha$$

L'erreur  $\frac{\bar{D} - D}{D}$  ne dépend plus de L et s'écrit :

$$\frac{(H + 1)^{\alpha + 2} + (H - 1)^{\alpha + 2} - 2H^{\alpha + 2} - H^\alpha (\alpha + 1) (\alpha + 2)}{(\alpha + 1) (\alpha + 2) H^\alpha}$$

Tableau AI - 1 - Erreur (exprimée en pourcentage) faite en assimilant la fonction  $\bar{D}(L, L_1)$  à la fonction de structure ponctuelle D(h).

H \ α	0,7	1	1,2	1,5	1,7	2,0
1	2,00	0	2,12	6,44	10,01	16,66
1,25	1,20	0	1,30	4,1	6,42	10,66
1,5	0,80	0	0,91	2,8	4,43	7,42
1,75	0,60	0	0,72	2,0	3,21	5,45
2	0,45	0	0,51	1,57	2,49	4,01
3	0,20	0	0,22	0,71	1,10	1,85
4	0,11	0	0,12	0,39	0,63	1,03
5	0,07	0	0,08	0,25	0,41	0,66

Le tableau A1 - 1 donne les résultats de cette investigation. L'erreur croît avec  $\alpha$  pour  $\alpha > 1$ . L'erreur est maximale pour  $\alpha = 2$  mais est au plus égale à 2 % pour  $h \gg 3L$  et à 4 % pour  $h \gg 2L$ . Le comportement (c'est-à-dire la puissance  $\alpha$ ) de  $\bar{D}(L, L_h)$  étant celui de  $D_v(h)$ , cette étude montre que l'on pourra connaître le comportement de la fonction de structure  $D(h)$  avec une très petite erreur en ajustant à la fonction de structure expérimentale  $D_v(h)$  un schéma du type  $h^\alpha$ .

## BIBLIOGRAPHIE

-----

- ALBUISSON M. 1976  
Analyse de texture et lissage optimal des images thermographiques par satellite. Thèse Institut de Statistique des Universités de Paris.
- JOURNEL A.G. 1977  
Geostatistique Minière. Tome 1. Centre de Géostatistique. Ecole des Mines de Paris. Fontainebleau.
- MATHERON G. 1970  
La théorie des variables régionalisées et ses applications. Cahiers du Centre de Morphologie Mathématique de Fontainebleau. Ecole des Mines de Paris, Editeurs.
- MONGET J.M. 1970  
De l'estimation statistique dans la théorie du champ de la pesanteur. Thèse 3e cycle- Faculté des Sciences de Paris.
- 1969  
Une nouvelle méthode d'analyse statistique des données gravimétriques. Bulletin géodésique n° 94.
- MONGET J.M., ALBUISSON M. 1971  
A new statistical treatment of gravity data. Bulletin géodésique n° 102.
- MONGET J.M., J.P. BORDET 1972  
Le variogramme, révélateur de structure d'un champ bidimensionnel. Centre d'Informatique géologique. Ecole des Mines de Paris. Fontainebleau.
- SERRA J - 1967  
Echantillonnage et estimation locale des phénomènes de transition miniers. Thèse de docteur-ingénieur Nancy-Institut de Recherches de la Sidérurgie, Editeurs.

A N N E X E 2

PRECISIONS DES MESURES VHRR

-----

PRECISION DES MESURES VHRR  
-----

Pour les mesures satellites nous pouvons distinguer 3 "incertitudes" :

- l'incertitude absolue qui est l'écart entre la température vraie au sol et la température donnée par le radiomètre.
- le bruit de fond qui caractérise la dispersion des mesures radiométriques pour une même température donnée.
- la précision nominale qui est caractéristique du pouvoir séparateur du radiomètre et de la discrétisation des mesures ainsi que de l'intervalle de température considéré.

Pour les satellites du type NOAA, cette administration donnait les chiffres suivants :

bruit =  $1.5^{\circ}\text{K}$

précision nominale :  $0.5^{\circ}\text{K}$  à  $300^{\circ}\text{K}$

la résolution au sol au nadir est de  $1 \times 1 \text{ km}^2$

1. Incertitude absolue

Elle est très variable puisqu'elle dépend étroitement de l'absorption atmosphérique. De plus, les calibrations des satellites NOAA ne sont pas de bonne qualité. Quelques comparaisons avec des mesures au sol ont montré des surestimations de l'ordre de  $2^{\circ}\text{K}$ . (voir chapitre I).

2. Bruit de fond

Nous appellerons bruit de fond le bruit affectant les données après la transformation des mesures radiométriques en équivalent-températures. Nous l'assimilerons à un bruit blanc qui est le type de bruit le plus fréquemment rencontré dans les mesures. On peut estimer ce bruit en traçant un histogramme des mesures pour une visée de cible puis en calculer l'écart-type. Il peut également être donné par la discontinuité à l'origine de la fonction de structure que l'on calculera sur n'importe quelle série de mesures prise au hasard sur l'image.

Ce calcul a donc été fait sur diverses images (voir figures 1 à 5) et dans diverses directions ( $0$ ,  $\pi/4$ ,  $\pi/2$  et  $3\pi/4$ ), la direction  $\pi/2$  étant définie par la trace au sol du satellite. Une fonction de structure moyenne (intégration angulaire) a également été calculée. Les fonctions de structure obtenues ont une allure de bruit blanc superposé à une dérive plus ou moins forte, ce qui confirme notre première hypothèse.

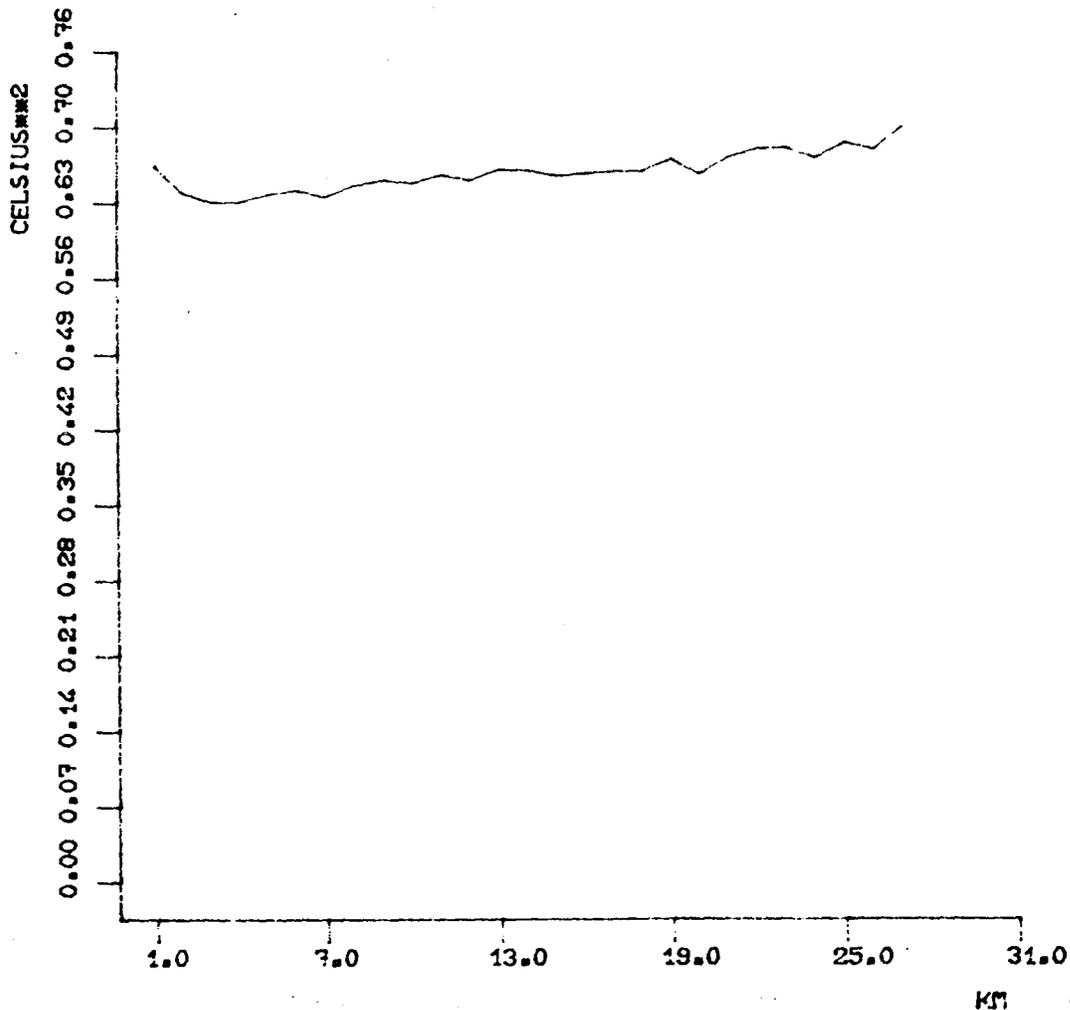
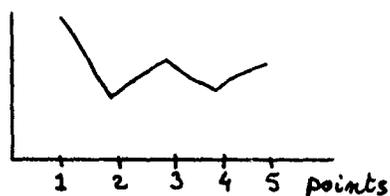


Figure A2 - 1: Exemple de moyenne angulaire de la fonction de structure.

Il y a forte anisotropie dans les petites échelles pour la direction 0. En effet, dans cette direction  $D(h)$  se présente comme suit



Cette singularité ne peut pas être tenue pour un effet purement expérimental ou d'échantillonnage ou numérique. Elle n'est pas due non plus à la transformation des mesures radiométriques en températures (opération de calibration) car elle lui est antérieure (Frouin, communication personnelle).

Elle signifie une corrélation négative entre 2 points voisins sur une même ligne, donc une forte variabilité de la mesure lors du balayage d'un point sur l'autre. Cette corrélation disparaît pour les échelles plus grandes et la variance à priori (hauteur du palier) est la même que dans les autres directions. Pour ces autres directions, l'allure de la fonction de structure est plus plate (voir figures) et on peut aisément en déduire la variance du bruit de fond. Cette variance déduite est en excellent accord avec le chiffre donné par la NOAA, et ce, pour une centaine de fonctions de structure. Cette variance peut fluctuer et être plus élevée d'un jour sur l'autre. Il semble qu'en moyenne le bruit de fond ait augmenté depuis l'été 1978.

En résumé, nous pouvons considérer le bruit de fond comme isotrope et blanc aux échelles supérieures à 2 pixels. Il est anisotrope aux échelles inférieures du fait d'une corrélation négative entre 2 points voisins durant un balayage due d'après DESCHAMPS (communication personnelle) à la forte croissance initiale de la fonction de réponse du capteur.

### 3. Précision nominale.

Elle est fonction du pouvoir séparateur du radiomètre. Les mesures analogiques sont ensuite discrétisées ce qui augmente l'imprécision. Puis on utilise des abaques de transformation de comptes numériques en températures. La précision dépend aussi de l'intervalle de température car ces abaques ne sont pas linéaires sur tout le domaine de mesure. On peut l'estimer en examinant les données car elle se traduit par des "trous" dans l'histogramme.

4. Conséquences du lissage.

Au C. T. A. M. N. nous employons une fenêtre mobile de lissage de type cylindrique (ALBUISSON, 1978).

$$L(x) = \frac{1}{2a} \quad \text{pour } 0 \leq |x| \leq a$$

$$L(x) = 0 \quad \text{ailleurs}$$

On effectue la convolution de la fonction  $Y(x)$  par la moyenne mobile  $L(x)$  :  $W(x) = Y(x) * L(x)$

Ce filtrage est répété à nouveau et on obtient une fonction

$$Z(x) = (Y(x) * L(x)) * L(x)$$

Nous voulons savoir quelles sont les conséquences de ces 2 filtrages. Il n'est pas possible ici d'estimer la variance thermique à l'aide de fonction de structure.

Après le lissage, nous pouvons toujours supposer l'erreur  $e(x)$  indépendante de la valeur vraie  $Z(x)$  ainsi que la stationnarité de  $e(x)$  mais il y a corrélation spatiale pour  $e$  pour les échelles inférieures à la dimension du filtre, le bruit n'est plus blanc.

Nous avons écrit :

$$D^+(h) = D(h) + D_e(h) + E \left[ (z(x+h) - z(x)) \cdot (e(x+h) - e(x)) \right]$$

où  $D^+(h)$ ,  $D(h)$  et  $D_e(h)$  signifiaient respectivement les demi-fonctions de structure expérimentale, vraie et de l'erreur.

Avec les hypothèses ci-dessus, on obtient :

$$D^+(h) = D(h) + D_e(h)$$

$$D_e(h) = \frac{1}{2} E \left( (e(x+h) - e(x))^2 \right) = c(0) - c(h)$$

où  $c(0)$  et  $c(h)$  désignent la variance à priori et la covariance de  $e$  respectivement (l'existence de la covariance découlant de l'existence de la variance à priori que l'on cherche).

La présence de corrélation spatiale du bruit dans les petites échelles implique la continuité en 0 de la fonction  $c(h)$ .

Pour  $h \rightarrow 0$   $D_e(h) \rightarrow 0$   $D(h) \rightarrow 0$  d'où  $D^+(h) \rightarrow 0$

Il y a disparition de l'effet de pépite à cause de la corrélation spatiale du bruit et donc impossibilité de mesurer la variance à l'aide de

la limite de D(h) pour h → 0. Les fonctions de structure calculées sur des données lissées corroborent cette conclusion.

En utilisant la propriété d'associativité du produit de convolution on peut écrire :

$$Z(x) = Y(x) * (L(x) * L(x))$$

Soit P(x) le carré de convolution de L(x).

On montre alors que P(x) est un cône de base circulaire de rayon 2a.

$$P(x) = \begin{cases} \frac{2a - |x|}{4a^2} & \text{pour } 0 \leq |x| \leq 2a \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Le lissage successif à l'aide de 2 cylindres identiques de base circulaire de rayon a est donc équivalent à un seul lissage effectué par un cône d'arête de pente 1 et de base circulaire de rayon 2a. Cette équivalence va nous permettre de calculer facilement les incertitudes spatiale et thermique. En effet, s'il est facile d'estimer la transformation d'un bruit blanc par un lissage, il est difficile d'estimer la transformation par un nouveau lissage de ce nouveau bruit qui présente une corrélation spatiale non nulle.

On montre que si le bruit est blanc

$$V = v \sum_{i=1}^N b_i^2 \quad \text{où } V \text{ et } v \text{ désignent les variances du bruit}$$

après et avant lissage respectivement, N le nombre de points utilisés pour le lissage et  $b_i$  les coefficients du filtre (avec  $\sum_{i=1}^N b_i = 1$ ).

Le filtre cylindre utilisé au C.T.A.M.N. a une base circulaire de rayon a = 2 points. Pour cette valeur, ce cercle discrétisé se confond avec un losange de diagonales égales et de valeur 5 points. Son carré de convolution est :

$$P(x,y) = \begin{cases} \frac{5 - |x| - |y|}{8 \cdot 5} & \text{pour } |x| + |y| \leq 5 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

La variance du bruit des mesures VHRR après utilisation de ce filtre est égale à  $0,13 \text{ } ^\circ \text{ K}$ . L'incertitude thermique, définie comme étant égale à 2 fois l'écart-type sera :  $\Delta T = \pm 0,26 \text{ } ^\circ \text{ K}$ .

Cette incertitude est égale à la précision nominale du capteur à  $300 \text{ } ^\circ \text{ K}$ . Ce double lissage est donc suffisant, ce qui avait été confirmé par ALBUISSON et al (1979) et FIEUX et al (1978).

Une troisième itération ne fait rien gagner, l'écart-type ne diminue que de  $0,1 \text{ } ^\circ \text{ K}$  et non seulement elle est coûteuse en temps calcul mais de plus, d'après le théorème de Nyquist elle ne permettra plus l'estimation des longueurs d'onde inférieures à 14 km.

B I B L I O G R A P H I E

ALBUISSON M. - 1978 -           Système de traitement sur miniordinateur  
des images VHRR pour la thermographie.  
Convention CNEOX 771671

- 1977 -                    Traitement des thermographies des satel-  
lites NOAA. Convention CNEOX 761516

ALBUISSON M., L.PONTIER, L. WALD

- 1979 -                    A comparison between sea surface tempera-  
ture measurements from satellite NOAA4  
and from airborne radiometer Aries.  
Oceanol. Acta, 1979, 2, 1, 1-4

FIEUX M., S. GARZOLI, J. GONELLA

- 1978 -                    Contribution à la connaissance de la  
structure spatiale des courants superfi-  
ciels au large du golfe du Lion.  
J. Rech. Océanogr. Vol. III, n° 4

Fig. A2-3

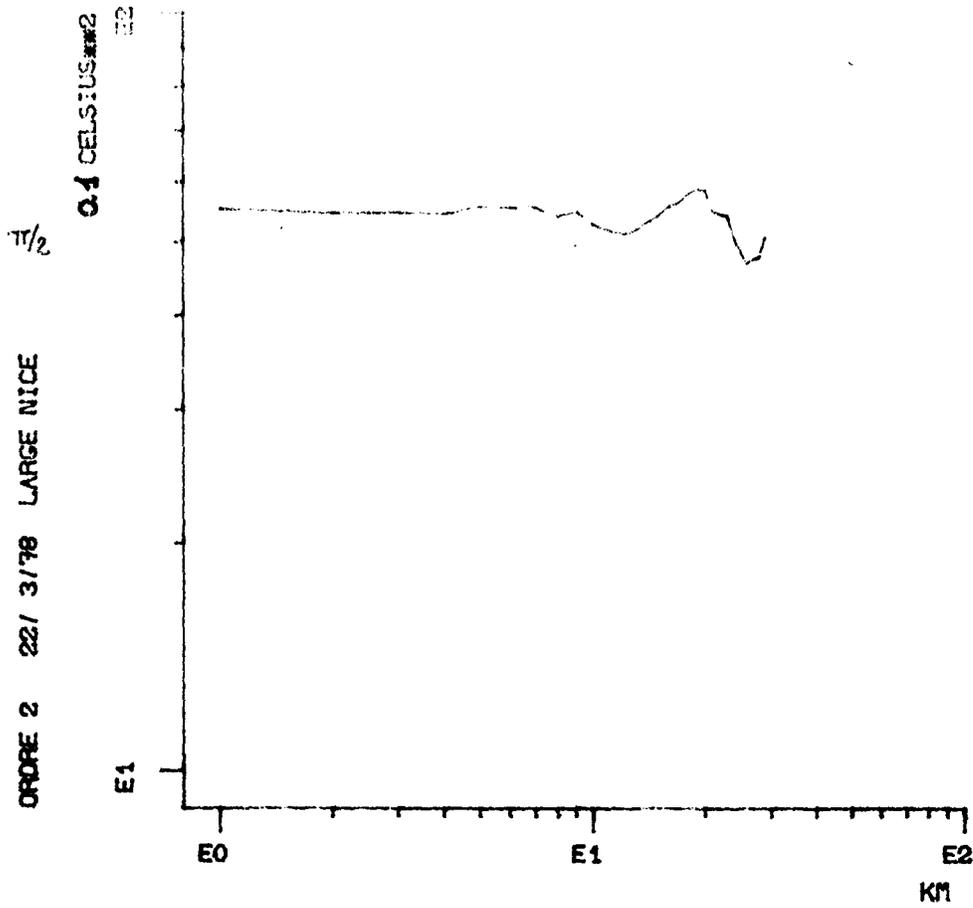
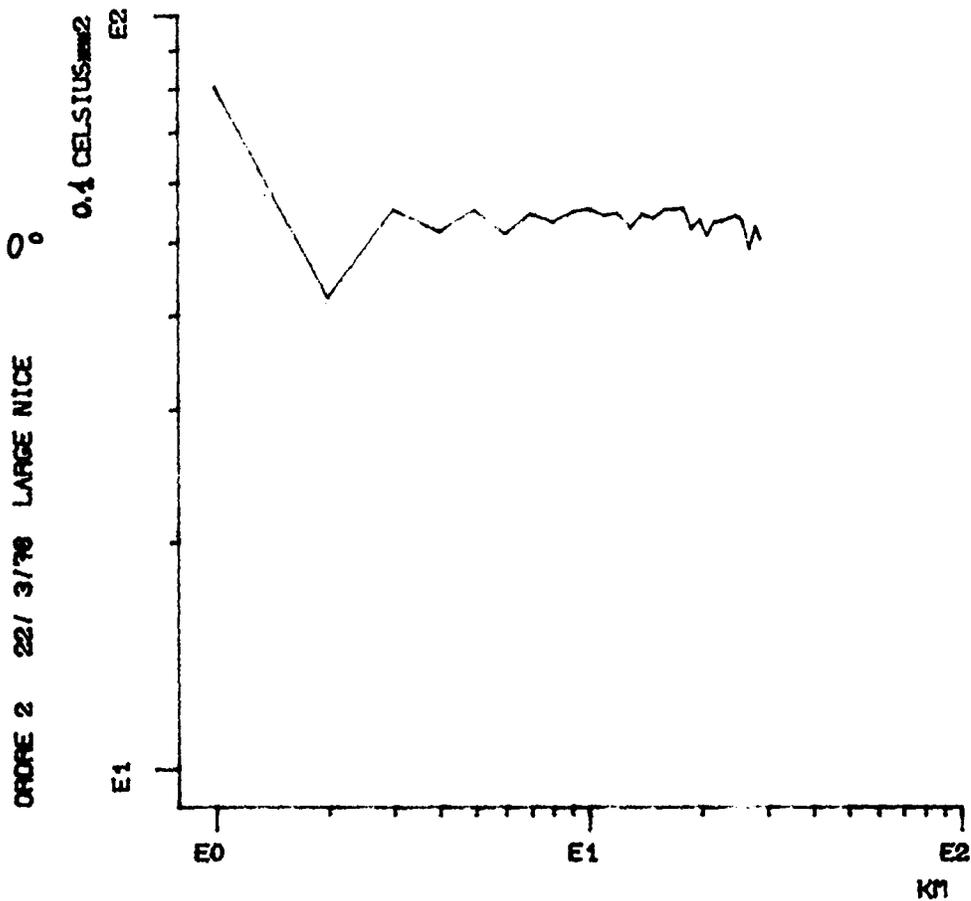


Fig. A2-2



Exemples de fonctions de structure de données brutes pour les directions 0 et  $\pi/2$  (coordonnées log-log)

Fig. A2-5

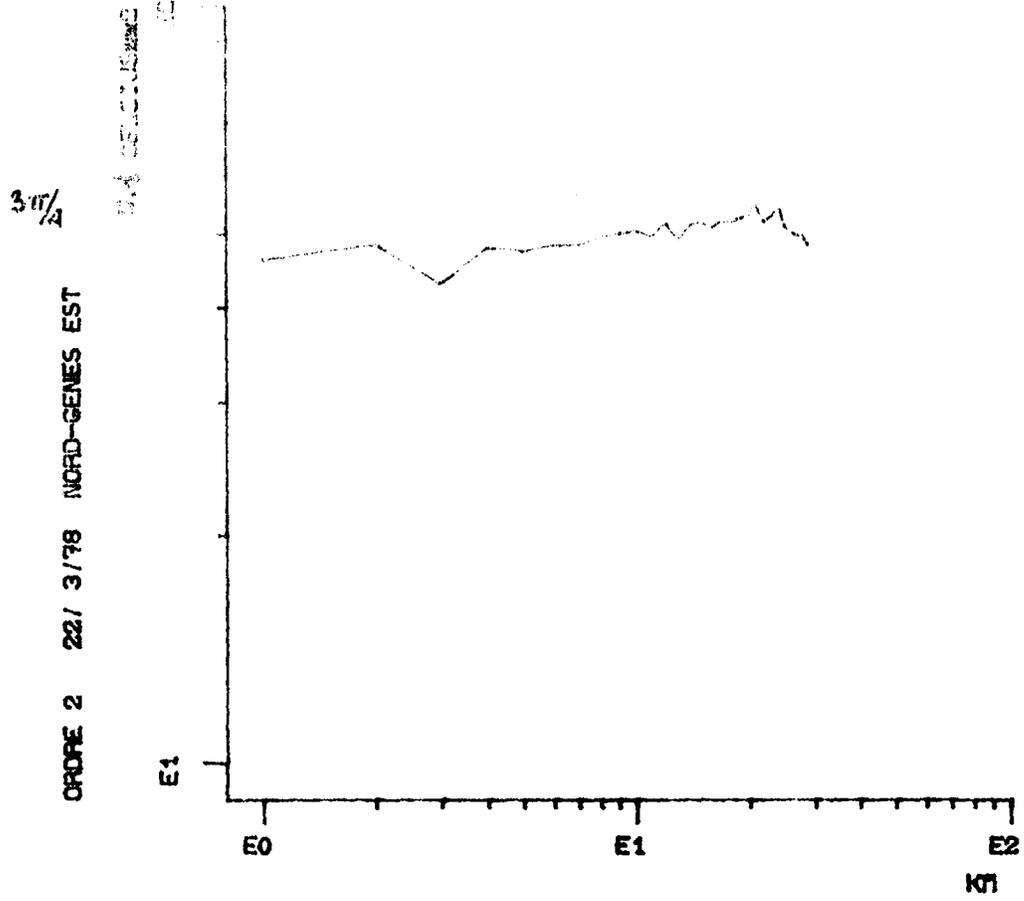
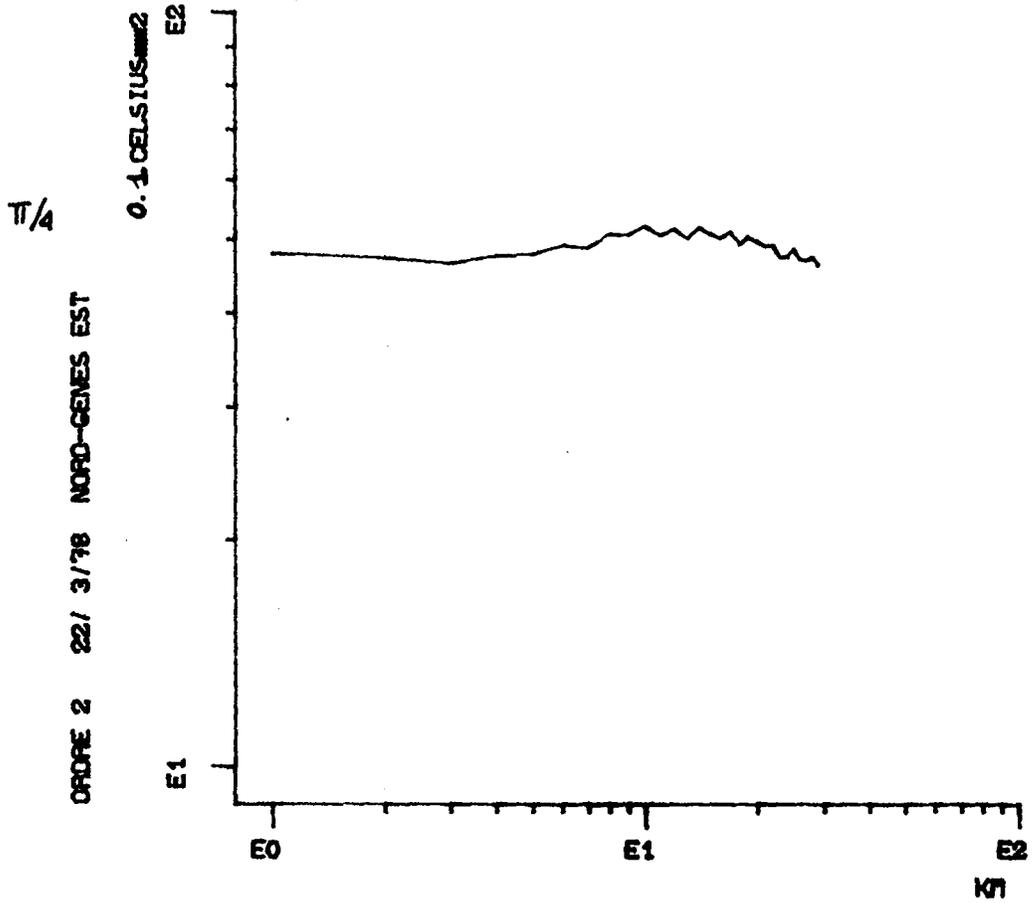


Fig. A2-4



Exemples de fonctions de structure de données brutes pour les directions  $\pi/4$  et  $3\pi/4$  (coordonnées log-log).

**A N N E X E 3**

---

**MOYENNE D'UNE SERIE D'IMAGES:PROBLEMES ET METHODE.**

MOYENNE D'UNE SERIE D'IMAGES :  
PROBLEMES ET METHODE

La moyenne temporelle d'images consiste à faire en chaque point la moyenne des comptes numériques. Ceci est possible car nous pouvons par rectification géométrique rendre les images superposables point à point. A priori, l'imprécision des TSS en valeur absolue n'est pas un obstacle car nous travaillons en valeur relative. L'imprécision est constante pour chaque image et les contrastes de température de la moyenne n'en sont pas affectés, comme le montre le calcul suivant. Soit  $t_{1A}$  la TSS de l'image 1 au point A et  $T_{1A}$  la température absolue correspondante,  $C_1$  et  $C_2$  les constantes à ajouter aux TSS des images 1 et 2 pour obtenir les températures absolues. Nous avons alors :

$$\begin{aligned} T_{1A} &= t_{1A} + C_1 & T_{2A} &= t_{2A} + C_2 \\ T_{1B} &= t_{1B} + C_1 & T_{2B} &= t_{2B} + C_2 \end{aligned}$$

Si  $T_A$  et  $t_A$  désignent respectivement la valeur moyenne absolue et la TSS moyenne au point A, le contraste moyen des valeurs absolues est :

$$T_B - T_A = \frac{1}{2}((T_{1B} + T_{2B}) - (T_{1A} + T_{2A})) = \frac{1}{2}((t_{1B} + t_{2B}) - (t_{1A} + t_{2A}))$$

d'où  $T_B - T_A = t_B - t_A$

Le contraste des valeurs absolues moyennes est égal au contraste des TSS moyennes. Cette propriété vient de la linéarité de l'opérateur moyenne.

Cependant trois problèmes pratiques se posent :

- a) Erreurs d'arrondi dues au calcul numérique de la moyenne. Elles ont été étudiées en détail par NIHOUS (ALBUISSON et al, 1979). On les minimise en effectuant les opérations en mode réel, puis en arrondissant à l'entier le plus proche. On obtient ainsi pour l'image moyenne la même résolution que pour une image "simple". Signalons aussi que l'opération de recentrage que nous expliquerons plus tard diminue ces erreurs.
- b) Effet de cadre. Les images ne recouvrent pas toutes exactement la même zone géographique. L'une peut comprendre l'île d'Elbe et pas le Sud de la Corse tandis qu'une autre montrera le Sud de la Corse et pas l'île d'Elbe, par exemple.
- c) Présence de nuages sur les images et nécessité de ne pas en tenir compte.

La figure A3.1 représente la moyenne brute de trois images de Décembre 1978, série qui va illustrer nos propos. On voit apparaître :

1 et 2 : la longue traînée nuageuse du 7/12

3 : les nuages au Sud-Ouest de la Corse des 6 et 17/12

4 et 5 : les nuages à l'est et au sud de Gênes du 17/12

6 et 7 : les bords des images

ces deux problèmes de cadre et de nuages sont résolus par des méthodes de seuillage et de recentrage que nous allons expliquer.

Plutôt que de ne pas prendre en compte dans la sommation les images présentant quelques nuages, nous avons préféré éliminer ceux-ci. Il est clair que leur sommation sans précaution entraîneraient de graves erreurs (cf. fig.A3.1). Dans la zone étudiée, les nuages sont généralement plus froids que l'eau et c'est pourquoi nous avons choisi une méthode simple de seuillage. On choisit une valeur de température (seuil) en deça de laquelle on ne trouve que des nuages ou tout autre objet ne nous intéressant pas et au dessus de laquelle se trouve la dynamique thermique de notre phénomène. Ce choix peut être très délicat car la différence entre eaux et nuages se révèle parfois assez faible. Toutefois l'utilisation d'un outil de visualisation puissant (système TRIM de CIT-ALCATEL plus le logiciel écrit par M. POISSON) nous a fortement facilité la tâche. Ce seuil est variable pour chaque image et seules sont prises en compte dans la sommation les valeurs supérieures au seuil. Ainsi les points de l'image moyenne n'ont pas tous la même valeur statistique car ils peuvent représenter un plus ou moins grand nombre de compte numérique sommés suivant que ceux-ci sont plus grands ou plus petits que leur seuil respectif. En effet, si l'on somme 5 images et que sur 4 images le point A soit couvert par un nuage, c'est la cinquième image seule qui fixera la valeur de l'image moyenne en A. Ce problème est très important car alors la notion de moyenne en ce point n'a plus de sens et ne pas en tenir compte entraînerait des interprétations erronées.

De plus le seuillage fait disparaître la propriété d'indépendance du contraste thermique de l'image moyenne vis à vis de l'imprécision en valeur absolue des images simples. Soit trois images à sommer de seuils respectifs  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  et dont les valeurs au point A sont  $a_1$ ,  $a_2$  et  $a_3$  et au point B voisin de A,  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$ . Supposons que globalement les valeurs de l'image 1 soient très élevées par rapport à celles des autres images et que l'on ait :

$$a_2 = b_2 > S_2 ; a_3 = b_3 > S_3 ; b_1 \sum S_1 > a_1$$

alors si  $X_A$  et  $X_B$  désignent les valeurs moyennes en A et B :

$$X_A = \frac{1}{2} ( a_2 + a_3 )$$

$$X_B = \frac{1}{3} ( a_2 + a_3 + b_1 )$$

Nous aurons donc en A une valeur moyenne plus petite que celle du point B voisin qui représente la "vraie" valeur moyenne des trois images. Il y aura alors discontinuité. Ce problème est le même que celui posé par l'effet de cadre. Le

cadre est un seuil géographique analogue au seuil thermique, les valeurs extérieures au cadre n'étant pas prises en compte. La figure A3.2 est un exemple de moyenne avec seuillage et montre les discontinuités dont nous venons de parler. Il s'agit toujours de la moyenne des 6, 7 et 17 Décembre 1978. Les nuages 1, 2, 3, 4 et 5 qui ont été rejetés par le seuillage apparaissent alors comme des parties plus sombres, donc plus chaudes. On conçoit aisément au vu de cette image que ces discontinuités disparaîtront si les valeurs des images sont toutes voisines. C'est la méthode du recentrage ou du décalage.

Elle consiste à effectuer pour chaque image un changement d'origine des comptes numériques (ou translation) de manière à ce que globalement la variation des comptes numériques ne soit pas brutale lorsque l'on passe d'une image à une autre. Prenons l'exemple du bassin liguro-provençal. La tache centrale étant le point le plus froid (mis à part les nuages), on lui affecte le compte numérique 1 puis on recalcule les valeurs des autres points géographiques selon cette nouvelle échelle en conservant les contrastes de températures. Ceci permet d'assurer une continuité visuelle comme en témoigne la figure A3.3. Elle illustre la disparition des discontinuités 2, 4, 5 et 6 sur la moyenne des trois images seuillées et recentrées de Décembre 1978. On choisit donc un point ou une zone de référence et on exprime la valeur de chaque point par rapport à la valeur du point ou de la zone référence, en conservant le contraste. On peut également calculer pour chaque image la valeur moyenne de la température de la zone d'étude et en égalant ces valeurs moyennes les unes aux autres déterminer ainsi la valeur du décalage pour chaque image. C'est cette méthode que nous nous proposons d'employer dans l'étude effectuée par Mlle NANTOIS, en collaboration avec MILLOT et nous-même, sur les points sources d'upwellings dans le golfe du Lion.

Le recentrage n'implique aucune hypothèse physique, telle que variation lente de la température in-situ en un point au cours du temps, puisque nous exprimons les images en terme de contraste. Cependant nous avons déjà signalé que cette méthode employée sans précaution peut être très trompeuse. La figure A3.3 en est un exemple. La zone 3 pourrait être considérée comme une zone d'eau chaude et la région Est-Corse se présente comme une zone très homogène. Or les valeurs en ces deux régions ne sont en fait déterminées que par une seule image sur trois, à cause des nuages et des cadres. La notion de moyenne perd alors tout son sens dans ces zones.

La description d'une série temporelle d'images par le seul paramètre de la moyenne étant impossible, nous avons cherché un autre paramètre statistique. La variance ne convient pas car c'est un outil de travail pour des valeurs absolues et elle dépend des valeurs de décalage de chaque image. C'est pourquoi nous avons calculé la variance du contraste qui au point  $i$  se définit ainsi :

$$v_i = \frac{1}{N_i} \sum_{t=1}^{N_i} (x_{i+d}^t - x_i^t - E(x_{i+d}) + E(x_i))^2$$

où  $N_i$  : nombre d'images sommées au point  $i$

$x_{i+d}^t$  : valeur au point  $(i+d)$  pour l'image  $t$

$E(x_i)$  : valeur de la moyenne au point  $i$

Cette quantité est indépendante et du choix du point de recentrage et de la valeur de décalage. Alors que la moyenne au point  $i$  est l'expression de la différence entre les valeurs au point  $i$  et au point de référence, à une constante près (valeur de décalage), la variance du contraste en  $i$  est une indication de l'incertitude existant sur le gradient entre le point  $i$  et le point  $(i+d)$ . Le paramètre  $d$  est choisi sur des critères physiques. Entre **deux points consécutifs** le contraste moyen sera nul ou égal à  $0,5 K$  (limite de résolution) sur nos thermographies. Or il n'existe pas de gradient marin supérieur à  $0,5 K/km$ . Le contraste entre ces mêmes deux points pour une image quelconque sera donc, lui aussi, nul ou égal à  $0,5 K$  et la variance du contraste (exprimée en compte numérique) prendra aléatoirement la valeur 0 ou 1. C'est à dire qu'on ne veut prendre en compte que les gradients nuls ou égaux à  $0,5 K/km$  et cette limite supérieure est trop grande. C'est pourquoi nous avons choisi  $d=5$ . Cinq kilomètres est une distance assez grande pour que la limite supérieure ne soit pas trop élevée ( $0,1 K/km$ ) et cependant assez petite pour ne pas chevaucher deux isothermes.

Nous avons également posé dans le calcul une condition de signification statistique (voir plus haut). Nous avons exigé que le nombre d'images prises en compte dans le calcul de la variance du contraste en un point donné soit au moins égale à 75% du nombre total d'images. Dans le cas contraire, on affecte au point une valeur très élevée qui le fera apparaître en noir sur les représentations des images variance.

La démarche à suivre est la suivante. On effectue la moyenne d'une série d'images après avoir déterminé les valeurs de seuillage et de décalage. Puis on calcule la variance du contraste en utilisant les mêmes valeurs de seuillage. Enfin on reporte sur la figure représentant la variance les isothermes moyens. La valeur de la variance du contraste nous renseignera sur la stabilité de la position de l'isotherme et permettra d'estimer la crédibilité de la moyenne.

Les figures A3.4 et A3.5 représentent la moyenne et la variance d'une série de quinze images montrant des situations de développement d'upwellings

dans le golfe du Lion. Le point de recentrage a été choisi au maximum de température ( à peu près au large d'Hyères ) et c'est ce point qui semble donner les meilleurs résultats, d'après les premiers travaux de Mlle NANTOIS. Les moyennes obtenues avec différents points de recentrage sont cependant toutes semblables. La faible stabilité des isothermes moyens près des points-source avait déjà été remarqué par MILLOT. Ceci doit être du au fait que les images ne représentent pas les upwellings au même instant de leur développement. Nous devons signaler que, du fait de l'algorithme utilisé, la côte peut jouer un rôle néfaste car elle peut être prise en compte dans le calcul de la variance.

Ces deux programmes de calcul sont implantés au CTAMN et leur maniement simple autorise un traitement de routine.

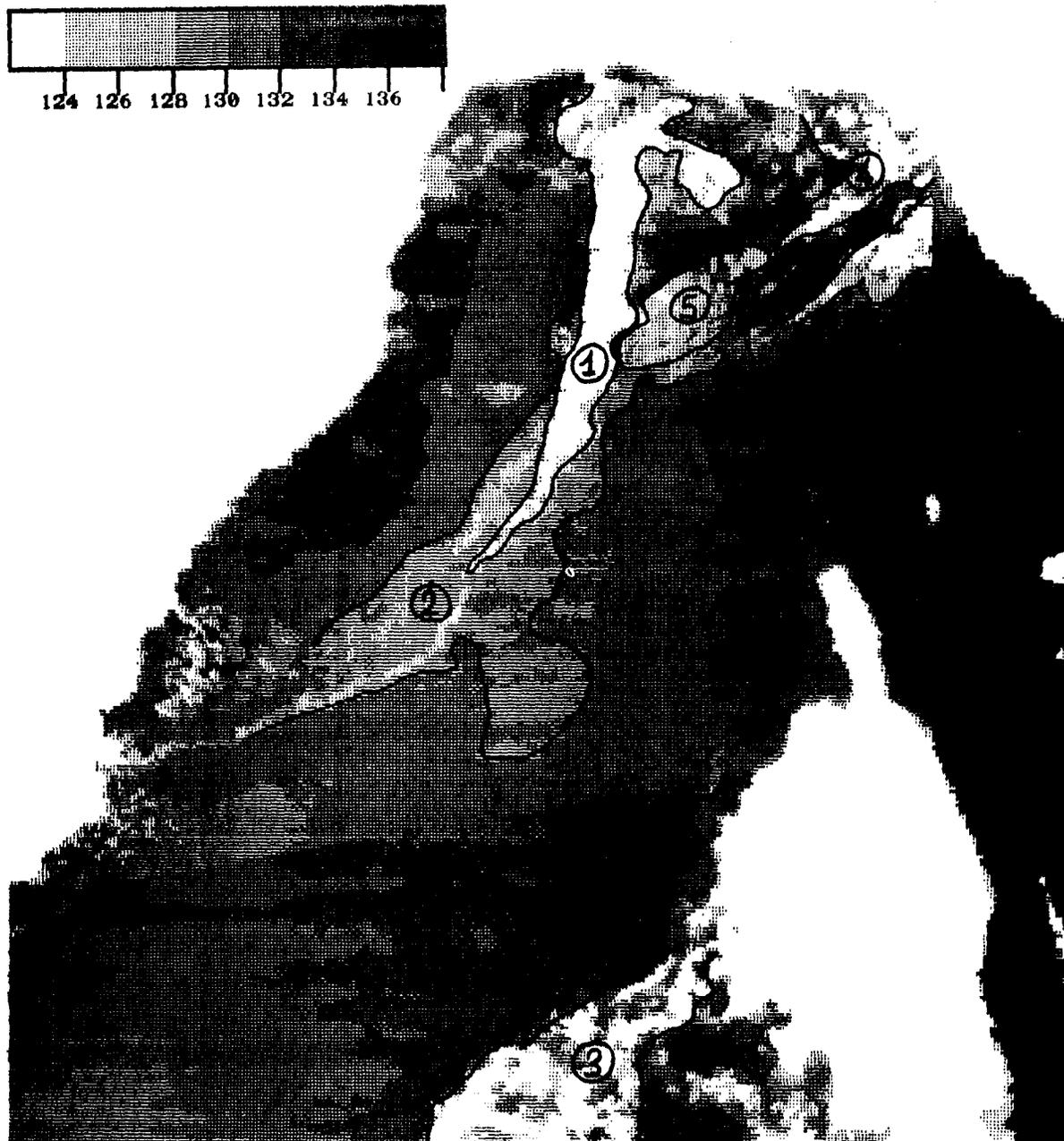


Fig A3.1 Moyenne brute des images des 6,7 et 17 Décembre 1978  
La légende est en compte numérique

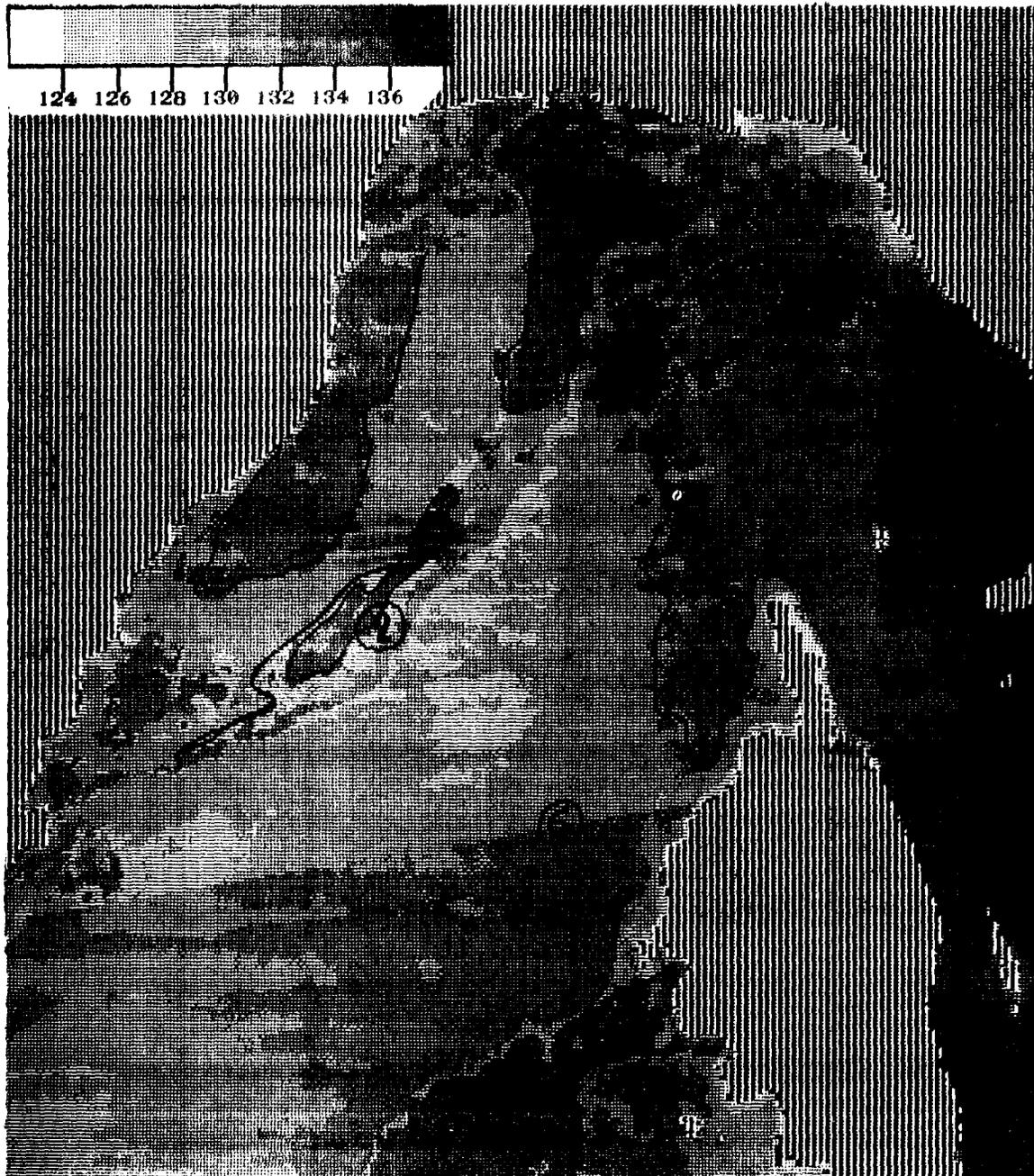


Fig A3.2 Moyenne arithmétique des images des 6, 7 et 17 Décembre 1978  
La légende est en compte numérique



Fig A3.3 Moyenne seuillée et centrée des images des 6,7 et 17 Décembre 1978. La légende est en compte numérique.

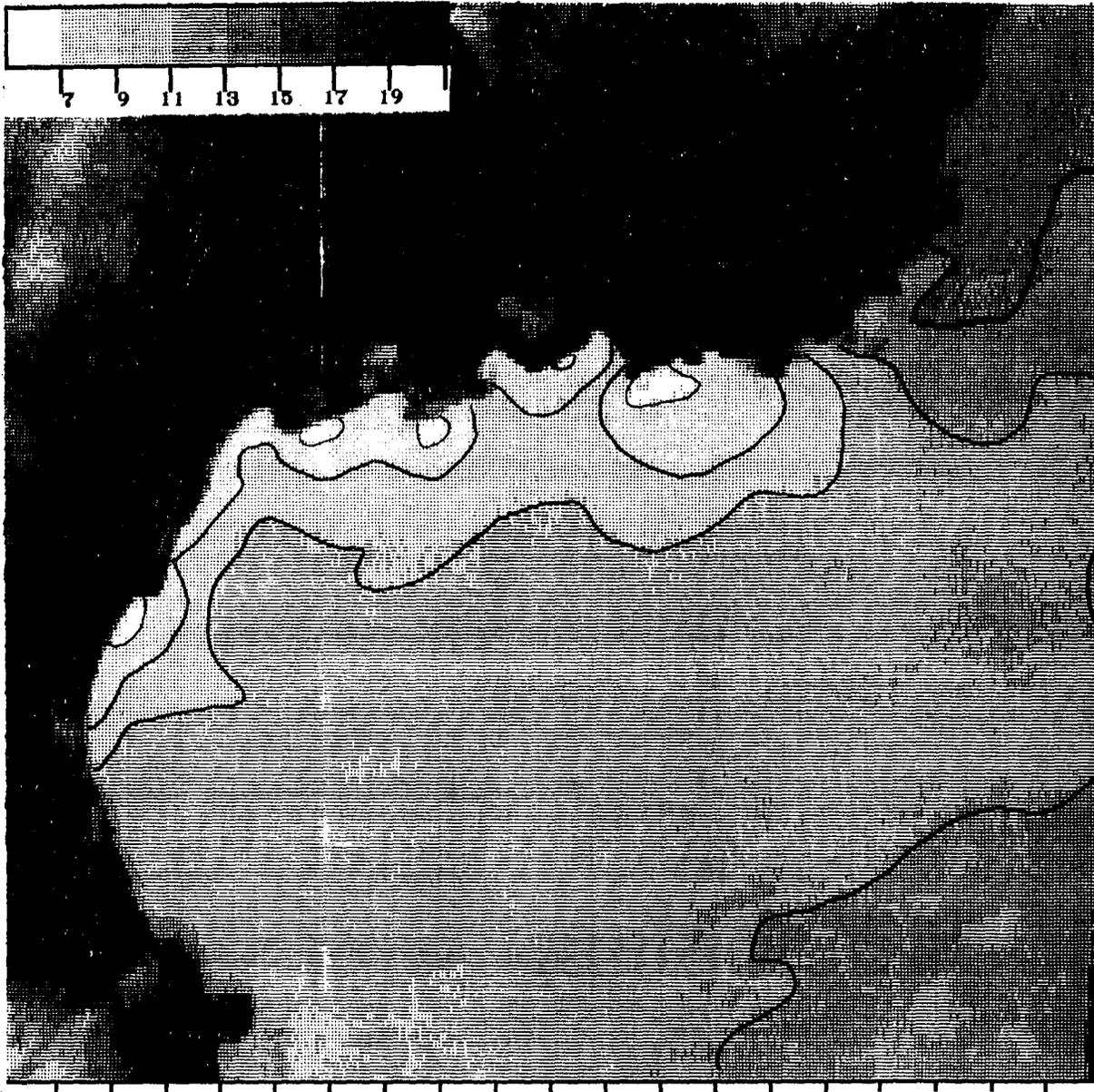


Fig A3.4 Moyenne seuillée et décalée de quinze images d'upwellings dans le golfe du Lion. La légende est en compte numérique.



Fig A3.5 Variance du contraste associée à la moyenne précédente  
( fig.A3.4 ).La légende est en compte numérique.

BIBLIOGRAPHIE

- ALBUISSON M., G. NIHOUS et L. WALD 1979 Etude de la cartographie de la couleur et de la température de la surface de la mer.  
Convention CNEKO 78/1841
- MILLOT C. 1979 Wind induced upwellings in the Gulf of Lions.  
Oceanol. Acta, 2, 3, 261-274
- MILLOT C. , L. WALD 1980 Upwellings in the Gulf of Lions.  
International Symposium on Coastal Upwelling.  
4-8 Février 1980. Los Angeles, USA.



OBSERVATIONS D'ONDES PROGRESSIVES DANS  
LE BASSIN LIGURO-PROVENCAL

Durant le mois de Décembre 1977, un régime quasi-continu de vents d'Est a régné sur la moitié sud du bassin. Il en a résulté un déplacement de la structure thermique superficielle de la partie sud du bassin sur la droite du vent, c'est à dire vers le continent ( chap.II, II-4 ). Des ondulations sont alors apparues à la frontière entre la tache centrale et les eaux périphériques, dans la zone du plus fort gradient thermique ( fig.A4.1 et A4.2 ). Ces gradients sont les plus importants que nous ayons observé sur les images, ils sont supérieurs à  $0,1$  °C/mille. Les ondulations semblent se propager autour de la zone centrale, sauf peut-être à l'extrémité sud-ouest où le phénomène est tantôt trop diffus, tantôt masqué par les nuages. Nous avons pu observer cette propagation sur six images aux dates suivantes : 3 et 4, 17, 18, 19 et 20 Décembre 1977. Ces thermographies reflètent des situations identiques quant à l'allure générale de la structure thermique comme le témoignent les images de la moyenne et de la variance du contraste ( chap.II, fig.II.18 et II.19 ). Les méandres ont des formes très diverses qui se conservent au cours du déplacement.

L'intervalle de temps entre deux images étant d'une journée, nous avons examiné l'hypothèse de déplacement apparent ou effet stroboscopique, suivant une remarque de GONELLA. Cet effet est le suivant : si on observe avec une fréquence  $n'$  un disque portant un signe distinctif et tournant avec une fréquence  $n$  telle que  $n = pn' + n''$ , où  $p$  est entier, la fréquence apparente de rotation sera  $n''$ . Le sens apparent de déplacement peut très bien être contraire au sens de rotation. Compte-tenu de ce que nous avons dit sur la conservation de l'aspect des méandres, sous une telle hypothèse, il leur faudrait parcourir au moins une fois la circonférence du circuit cyclonique en vingt-quatre heures, dans un sens ou un autre, ce qui donnerait une vitesse de propagation au moins égale à 20m/s. Cette vitesse est beaucoup trop élevée pour être réaliste et ce raisonnement par l'absurde nous conduit à rejeter cette hypothèse.

Ces images ayant été traitées de manière à être superposables les unes aux autres, nous avons pu faire la différence de deux images point à point. La figure A4.3 représente l'image "différence" pour les 3 et 4 Décembre.

Les teintes claires représentent les différences négatives (c-a-d que la température a augmenté en ce point entre le premier et le second jour) tandis que les teintes sombres représentent les différences positives (diminution de la température en ce point). Il n'est pas nécessaire pour ce faire de disposer des valeurs absolues ou même de disposer de la même échelle de valeurs pour les deux images. Les différences seront comptées négativement lorsqu'elles seront inférieures à une certaine valeur (translation de l'origine) qui sera égale à l'écart entre les moyennes des valeurs des deux images. Les teintes claires représentent donc les différences les plus "négatives" et les foncées les plus "positives".

On remarquera sur la figure A4.3 la présence de couples "noir-blanc". C'est une visualisation du déplacement des ondulations ainsi que du sens de propagation. L'eau en aval du front de propagation est plus chaude. Cette zone aval se refroidit lors du déplacement de l'ondulation tandis que la zone amont se réchauffe. La zone aval apparaît sur l'image en teintes sombres (diminution de la température) et la zone amont en teintes claires (réchauffement). On notera également comme nous l'avons dit plus haut que dans chaque couple les zones sombre et claire ont sensiblement le même aspect.

Ces images "différence" nous permettent d'estimer la longueur d'onde et la vitesse de propagation de ces ondulations en mesurant la distance entre les centres de gravité de, respectivement, deux mêmes teintes (noir-noir, blanc-blanc) de couples voisins et de deux teintes opposées (blanc-noir) d'un même couple. Les résultats obtenus sont pour la longueur d'onde :  $(40 \pm 10)$  km et pour la vitesse de phase :  $(18 \pm 2)$  cm/s. Ces deux quantités sont constantes tout autour de la tache centrale. On peut alors calculer la fréquence :  $4,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  qui est très inférieure à la fréquence de CORIOLIS ( $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) à cette latitude.

Nous avons tenté de donner une explication à ce phénomène.

- Nous avons rejeté l'hypothèse d'ondes planétaires. Ces ondes sont dues à la variation du paramètre de CORIOLIS avec la latitude. On devrait donc les voir apparaître tout au long de l'année et non pas dans un cas bien particulier. De plus un rapide calcul de la vitesse de propagation de ces ondes :

$$c = U - \frac{\beta}{k^2}$$

où U est le courant moyen (environ 40 cm/s)

$\beta$  est la variation du paramètre de CORIOLIS avec la latitude

k est le nombre d'onde  
 donne, en prenant  $\beta = 1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  et pour longueur d'onde 40 km :

$$c \approx U$$

ce qui ne correspond pas aux observations.

- Il ne pouvait pas y avoir instabilité barocline car la stratification verticale de densité est trop forte habituellement au mois de Décembre et que cet hiver 1977-1978 n'a pas été plus rigoureux que la moyenne.
- Les ondes topographiques ont également été écartées car la forme du fond ne s'y prête pas.

Ces ondulations qui ont une amplitude maximale les 3 et 4 Décembre 1977 sont encore perceptibles, sans modification des vitesse et longueur d'onde, les 5, 6 et 7 Janvier 1978 alors que le régime d'Est a cessé depuis longtemps. Ce phénomène n'a plus depuis été observé que ce soit au cours d'une autre période de l'année ou en Décembre 1978 ou Janvier 1979. Il est possible que ces ondulations soient dues en partie à des variations saisonnières des flux entrants dans le bassin, le régime de vent d'Est intervenant sur ceux-là éventuellement. Il est regrettable que nous ne puissions disposer de mesures in-situ à cette époque permettant de déterminer le mécanisme générateur de ces méandres. Nous espérons pouvoir mieux cerner ce problème en dépouillant les images du satellite TIROS N de cet hiver 1979-1980.

LEMAN - ALPES - GOLFE DE GENES  
SATELLITE NOAA5  
DATE = 3 12 77  
HEURE TU = 9 25  
INDICE ETAT DE TRAITEMENT 3

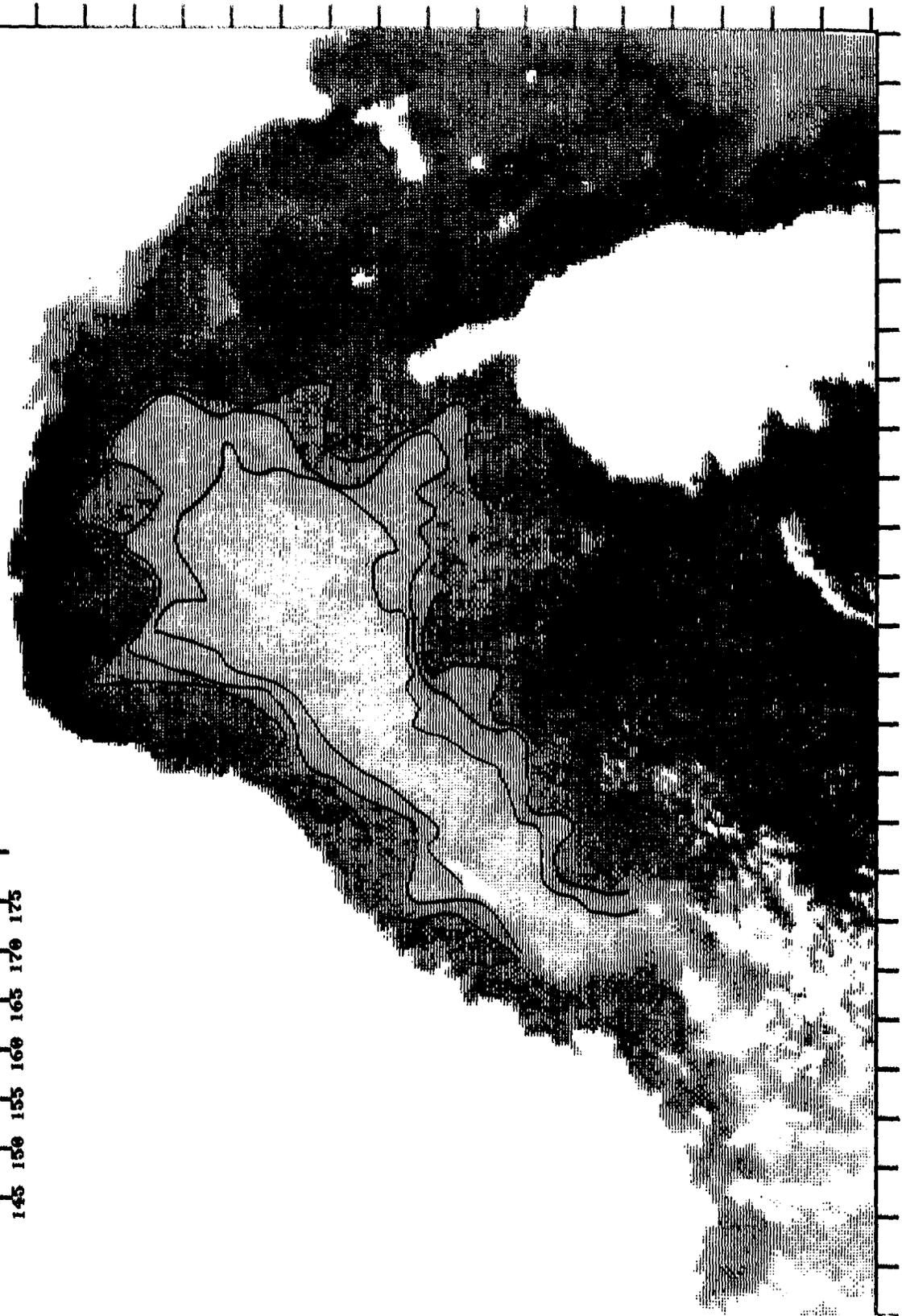
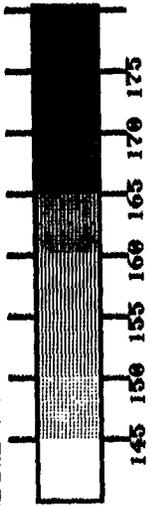


Fig. A4.1 Thermographie du 3 Décembre 1977

PES-MER LIGURE  
SATELLITE NOAA5  
DATE = 4 12 77  
HEURE TU = 8 38  
INDICE ETAT DE TRAITEMENT 33

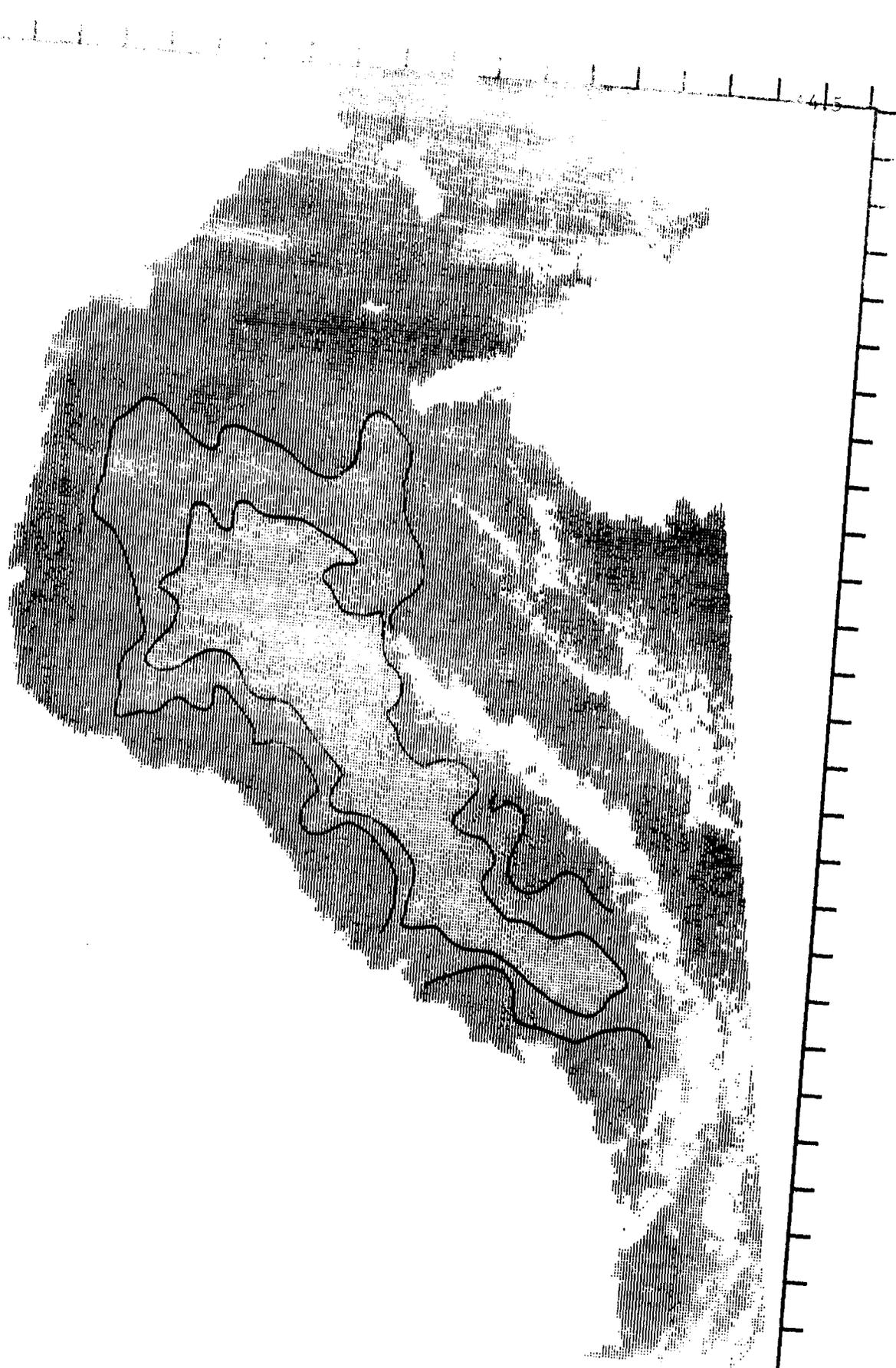
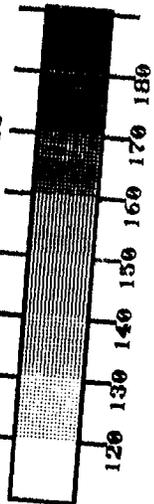


Fig. A4.2 Thermographie du 4 Décembre 1977

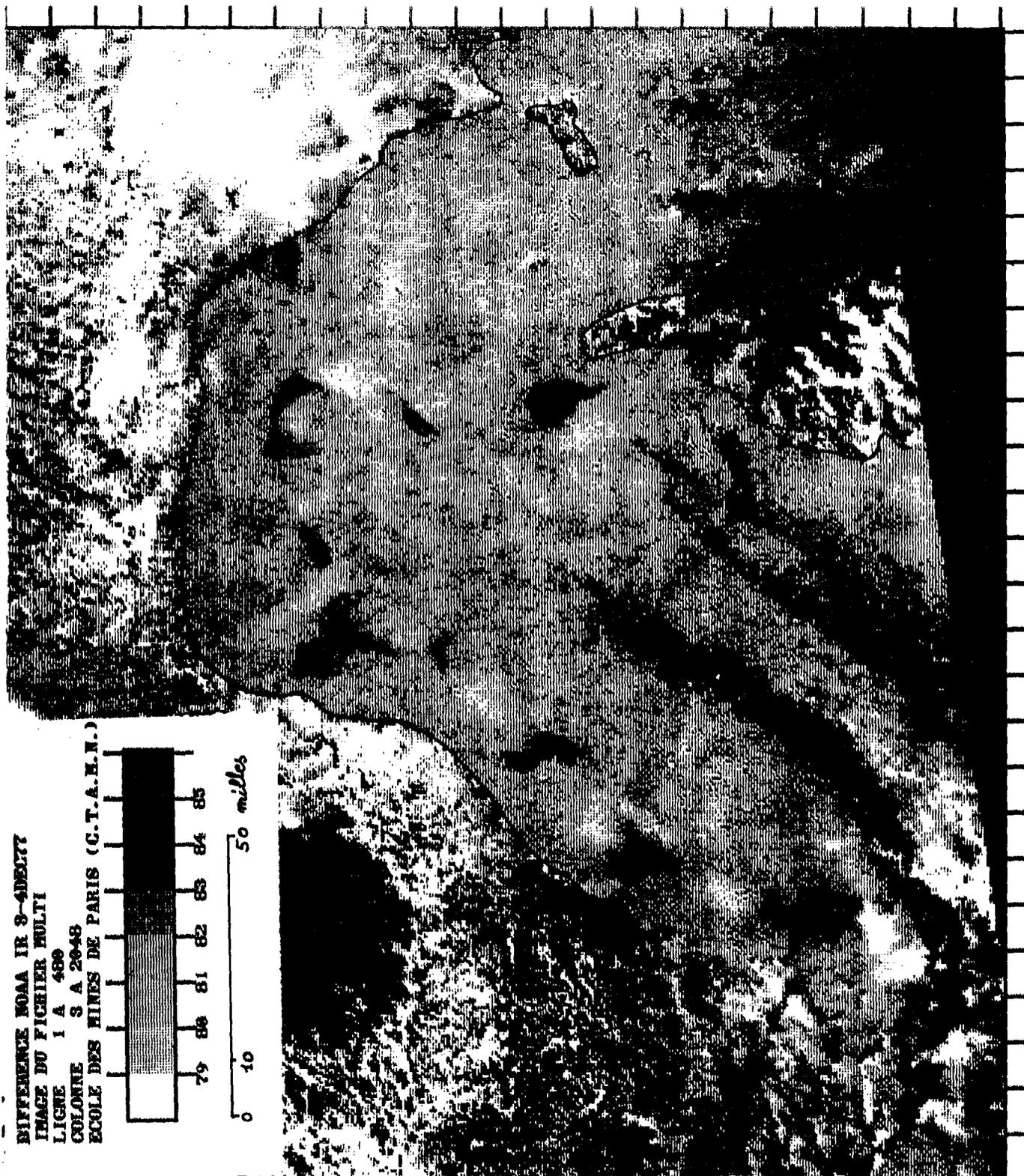


Fig. A4.3 Image de la différence point à point des deux thermographies précédentes.

A N N E X E 5

---

METHODE DE CALCUL DE FONCTION DE  
STRUCTURE SUR UNE GRILLE REGULIERE  
BIDIMENSIONNELLE.

METHODE DE CALCUL DE FONCTION DE  
STRUCTURE SUR UNE GRILLE REGULIERE  
BIDIMENSIONNELLE.

Nous présentons dans cette annexe une méthode de calcul mise au point par J.M. MONGET qui nous a gracieusement autorisé à la reproduire ici.

A5.1 Constitution d'une grille automate

A deux dimensions, la fonction de structure s'écrit

$$D(\vec{h}) = \frac{1}{2 N(\vec{h})} \sum (Z(x_1, x_2) - Z(x_1+h_1, x_2+h_2))^2$$

avec  $\vec{h} = (h_1, h_2)$

$Z(x_1, x_2)$  = valeur expérimentale au point  $(x_1, x_2)$

$N(\vec{h})$  = nombre de couple de points  $(x_1, x_2)$  se déduisant l'un de l'autre par une translation de vecteur  $\vec{h}$

Si le champ est un carré, il est plus simple de considérer une représentation de  $\vec{h}$  en coordonnées polaires  $(h, \theta)$ . Il faut donc chercher pour une grille régulière toutes les valeurs possibles de  $h$  et de  $\theta$ . MONGET montre alors qu'à cause de dissymétrie de dénombrement, on est amenés à considérer des classes d'angle et de distance. Puis il souligne le fait qu'à part des angles de tangente 0, 2/3 ou 1 il ne faut pas espérer étudier à l'aide d'une grille régulière une fonction de structure pour une direction quelconque. Le variogramme étant pair, quatre classes d'angle sont employées :

$0^\circ$  (1) ,  $\pi/4$  (2) ,  $\pi/2$  (3) ,  $3\pi/4$  (4)

chacune formant un faisceau de largeur  $\pi/8$  (fig.A5.1). On calcule également des classes de distance. Nous avons choisi de placer les carrés des distances par rapport aux carrés des nombres entiers. Chaque case de la grille automate contient un code qui détermine automatiquement à quelle classe d'angle et à quelle classe de distance appartient cette case. Un exemple de grille automate 19x19 entièrement codée pour le calcul sur un fichier de données 10x10 est représenté sur la figure A5.2. Les coins sont coupés et mis à 0. Dans le cas où on dispose de  $n$  classes de distances, la codification des cases est la suivante :

classe d'angle 1 : code de 1 à  $n$

classe d'angle 2 : code de  $n+1$  à  $2n$

classe d'angle 3 : code de  $2n+1$  à  $3n$

classe d'angle 4 : code de  $3n+1$  à  $4n$

avec un angle constant d'angle, les codes croissent de 1 à n avec les classes de distance.

### A5.2 Calcul du variogramme

Une fois constituée la grille automate, le calcul des fonctions de structure est simple. On balaie la matrice des données  $N \times N$  et on place au point courant  $(I, J)$  le centre de la grille automate  $(2N-1) \times (2N-1)$  qui est ainsi superposée à la matrice des données. Après avoir calculé  $(Z(I, J) - Z(I', J'))^2$ , on stockera cette valeur dans le vecteur variogramme VAR à l'adresse indiquée par le code de la grille automate coïncidant avec le point  $(I', J')$ . Après le balayage complet de la matrice des données et la division par deux fois le nombre de couples, on récupère dans le vecteur VAR les variogrammes dans les quatre directions. On calcule également un variogramme moyen par intégration sur les angles.

Le programme principal commence par appeler GRILL qui initialise la construction de la grille automate ICOD( $2N-1, 2N-1$ ). Puis on appelle autant de fois que nécessaire le sous-programme VARIO qui calcule les fonctions de structure de chaque matrice des données. Ce sous-programme autorise l'utilisation d'un masque (matrice booléenne), permettant de ne pas prendre en compte dans le calcul certaines données. La liste de ces deux sous-programmes est présentée aux pages suivantes.

MONGET J.M. 1972 Variogrammes sur une grille régulière bidimensionnelle.  
LHM/R72/26 Centre d'Informatique Géologique. Ecole  
Nationale Supérieure des Mines de Paris.





```

0001 FTN4
0002 SUBROUTINE GRILL(N, ICOD, NDI, NDI2, IBI, IBS, IMPRI)
0003 C
0004 C INPUT : N=DIMENSION DE LA MATRICE CARREE DES DONNEES NDI=2*N-1
0005 C IMPRI=NUMERO D UNITE LOGIQUE D IMPRESSION SI IMPRI
0006 C EST EGAL A 0 AUCUNE IMPRESSION
0007 C NDI2=NDI**2
0008 C
0009 C OUTPUT: ICOD =GRILLE AUTOMATE 2N-1*2N-1
0010 C IBI(N) ET IBS(N)=BORNES DE DISTANCE
0011 C UTILISEES DANS LA DETERMINATION DES CLASSES DE DISTANCES
0012 C
0013 C A ( I, J ) CORRESPOND ( J-1)*NDI+I SI J=LIGNE ET I=COLONNE
0014 C
0015 C DIMENSION ICOD(NDI2)
0016 C DIMENSION IBI(N), IBS(N)
0017 C
0018 C NP=N-1
0019 C NP2=NP*NDI
0020 C NP3=NP2+N
0021 C
0022 C INITIALISATION
0023 C DO 400 I=1, NDI
0024 C ICOD( I )=0
0025 400 CONTINUE
0026 C*
0027 C FEEDING THE AXES OF SYMETRY
0028 C
0029 C DO 1 I=1, NP
0030 C IN=I*NDI
0031 C ICOD(NP3+IN)=3
0032 C ICOD(NP3-IN)=3
0033 C
0034 C ICOD(NP3+I)=1
0035 C ICOD(NP3-I)=1
0036 C ICOD(NP3+IN+I)=4
0037 C ICOD(NP3-IN-I)=4
0038 C ICOD(NP3+IN-I)=2
0039 C ICOD(NP3-IN+I)=2
0040 C
0041 1 CONTINUE
0042 C**
0043 C CODING THE 1/8 PART OF THE SQUARE
0044 C
0045 C PIB=0.4142
0046 C
0047 C DO 3 I=2, NP
0048 C IP=I-1
0049 C IN=I*NDI
0050 C DO 4 J=1, IP
0051 C
0052 C TG=FLOAT(J)/FLOAT(I)
0053 C IF(TG.LE.PIB)GOTO401
0054 C ICOD(NP3+IN+J)=4
0055 C GO TO 4
0056 401 ICOD(NP3+IN+J)=3
0057 C
0058 4 CONTINUE
0059 3 CONTINUE
0060 C***
0061 C COMPLEMENTING THE CODE
0062 C
0063 C DO 5 I=2, NP
0064 C IP=I-1
0065 C IN=I*NDI
0066 C DO 6 J=1, IP
0067 C JN=J*NDI
0068 C
0069 C IF ( ICOD(NP3+IN+J).EQ.4)GO TO 300
0070 C ICOD(NP3+JN+I)=1
0071 C ICOD(NP3-JN-I)=1
0072 C ICOD(NP3+JN-I)=1
0073 C ICOD(NP3-JN+I)=1
0074 C ICOD(NP3-IN-J)=3
0075 C ICOD(NP3-IN+J)=3
0076 C ICOD(NP3+IN-J)=3
0077 C GO TO 6
0078 C
0079 300 ICOD(NP3+JN+I)=4
0080 C ICOD(NP3-IN-J)=4
0081 C ICOD(NP3-JN-I)=4
0082 C ICOD(NP3+JN-I)=2
0083 C ICOD(NP3-IN+J)=2
0084 C ICOD(NP3-JN+I)=2
0085 C ICOD(NP3+IN-J)=2

```

```

0086 C
0087 6 CONTINUE
0088 5 CONTINUE
0089 IF(IMPRI.EQ.0)GO TO 22
0090 DO 21 J=1,NDI
0091 JMA=J*NDI
0092 JMI=JMA-NDI+1
0093 WRITE(IMPRI,11)(ICOD(I),I=JMI,JMA)
0094 11 FORMAT(1X,100I1)
0095 21 CONTINUE
0096 22 CONTINUE
0097 C
0098 C
0099 C*****
0100 C GENERATION DES CLASSES DE DISTANCES
0101 C ON CALCULE LA DISTANCE EUCLIDIENNE AU CENTRE ET ON CONSTITUE AINSI
0102 C N CLASSES DE DISTANCES SI N EST LA DIMENSION DE LA MATRICE CARREE
0103 IBI(1)=0
0104 IBS(1)=1
0105 DO 103 I=2,N
0106 IBI(I)=IBS(I-1)
0107 IBS(I)=I*I
0108 103 CONTINUE
0109 C*****
0110 C ON RANGE LES DISTANCES DANS LA CLASSE DONT LE CARRE EST LE PLUS PROCHE
0111 C DE CELUI DE LA DISTANCE.
0112 C
0113 DO 104 I=1,NDI
0114 DO 105 J=1,NDI
0115 C
0116 IF((I.EQ.N).AND.(J.EQ.N))GOTO105
0117 C
0118 ID2=(N-I)*(N-I)+(N-J)*(N-J)
0119 IF(ID2.LE.2)GO TO 101
0120 C
0121 DO 106 K=2,NP
0122 IF((ID2.GT.IBI(K)).AND.(ID2.LE.IBS(K)))GO TO 107
0123 106 CONTINUE
0124 C*****
0125 C ELIMINATION OF THE CORNERS
0126 C
0127 IF((2*ID2-IBS(NP)).LE.IBS(N))GO TO 102
0128 ICOD((J-1)*NDI+1)=0
0129 GO TO 105
0130 C*****
0131 C COMPLETION OF THE CODING
0132 C
0133 102 KC=NP
0134 GO TO 200
0135 101 KC=1
0136 GO TO 200
0137 107 KC=K
0138 IF((IBS(K)+IBS(K-1)).GE.(2*ID2))KC=K-1
0139 200 CONTINUE
0140 II=(J-1)*NDI+I
0141 ICOD(II)=N*(ICOD(II)-1)+KC
0142 C
0143 105 CONTINUE
0144 104 CONTINUE
0145 C*****
0146 C
0147 IF(IMPRI.EQ.0)RETURN
0148 C
0149 WRITE(IMPRI,108)
0150 108 FORMAT(/,/, "-----",//)
0151 DO 116 J=1,NDI
0152 JMA=J*NDI
0153 JMI=JMA-NDI+1
0154 WRITE(IMPRI,117)(ICOD(I),I=JMI,JMA)
0155 117 FORMAT(1X,40I3)
0156 116 CONTINUE
0157 WRITE(IMPRI,108)
0158 RETURN
0159 END
0160 END$
**** LIST END ****

```

```

0001 FTN4
0002 C*****
0003 C
0004 C          SUBROUTINE VARIO
0005 C
0006 C*****
0007 C
0008 C          SUBROUTINE VARIO(Z1,Z2,N,ICOD,NDI,VAR,VARM,B,BT,N200,N50,
0009 C          * ICA,N2,NDI2,IMP)
0010 C
0011 C          DIMENSION ICOD(NDI2),ICA(N2)
0012 C          DIMENSION Z1(N2),Z2(N2)
0013 C          DIMENSION VAR(N200),VARM(N50)
0014 C          DIMENSION B(N200),BT(N50)
0015 C
0016 C INPUT : Z1(N2) Z2(N2)=MATRICES DES DONNEES LUES COMME DES VECTEURS.
0017 C          N=DIMENSION DE LA MATRICE CARREE. N2=N*N
0018 C          ICOD(NDI2)=GRILLE AUTOMATE NDI=2N-1 NDI2=NDI**2
0019 C          N50=NOMBRE DE CLASSES DE DISTANCES N200=4*N50
0020 C          ICA(N2)=MATRICE BOOLEENEE MASQUE
0021 C
0022 C OUTPUT : VARM(N50) ET BT(N50)=VARIORAMME MOYEN ET NOMBRE TOTAL DE COUPLES
0023 C          VAR(1-N50),B(1-N50)=VARIORAMME ET NOMBRE DE COUPLES POUR LA DIRECTION 0
0024 C          VAR(N50+1-N100),B(N50+1-N100)=VARIORAMME ET NOMBRE DE COUPLES POUR PI/4
0025 C          VAR(N100+1-N150),B(N100+1-N150)=VARIORAMME ET NOMBRE DE COUPLES POUR PI/2
0026 C          VAR(N150+1-N200),B(N150+1-N200)=VARIORAMME ET NOMBRE DE COUPLES POUR 3*PI/4
0027 C
0028 C
0029 C          N100=2*N50
0030 C          N150=N50+N100
0031 C*
0032 C          INITIALISATION
0033 C          DO 1 I=1,N200
0034 C          VAR(I)=0
0035 C          B(I)=0
0036 C          CONTINUE
0037 C          DO 2 I=1,N50
0038 C          VARM(I)=0
0039 C          BT(I)=0
0040 C          CONTINUE
0041 C          IF(IMP.EQ.0)GOTO4
0042 C          WRITE(IMP,1001)
0043 C          1001 FORMAT(IX,"IMPRESSION DU MASQUE.")
0044 C          DO 3 I3=1,N
0045 C          WRITE(IMP,1000)(ICA((I3-1)*N+J),J=1,N)
0046 C          1000 FORMAT(IX,40I1)
0047 C          3 CONTINUE
0048 C          4 CONTINUE
0049 C
0050 C**
0051 C          DO 11 L=1,N
0052 C          CALL ISW(L)
0053 C          LL=(L-1)*N
0054 C          LLI=(L-1)*NDI
0055 C          DO 12 M=1,N
0056 C          LM=LL+M
0057 C          LMI=LLI+M
0058 C          IF(ICA(LM).EQ.0)GOTO12
0059 C
0060 C          DO 13 LP=1,N
0061 C          LPP=(LP-1)*N
0062 C          LPI=(LP-1)*NDI
0063 C          DO 14 MP=1,N
0064 C          LPMP=LPP+MP
0065 C          IF(ICA(LPMP).EQ.0)GOTO14
0066 C
0067 C          IP=(N-L+LP-1)*NDI +N+MP-M
0068 C
0069 C          IP=2*N2-NDI-LMI+LPI+MP
0070 C          ICIP=ICOD(IP)
0071 C          IF(ICIP.EQ.0)GO TO 14
0072 C
0073 C          DIF=(Z1(LM)-Z1(LPMP))
0074 C          DIF2=(Z2(LM)-Z2(LPMP))
0075 C          DIF2=DIF
0076 C          DIFF=DIF*DIF2
0077 C          VAR(ICIP)=VAR(ICIP)+DIFF
0078 C          B(ICIP)=B(ICIP)+1

```

```
0079 C
0080 14 CONTINUE
0081 13 CONTINUE
0082 C
0083 12 CONTINUE
0084 11 CONTINUE
0085 C
0086 DO 22 I=1,N50
0087 I1=I
0088 I2=I+N50
0089 I3=I+N100
0090 I4=I+N150
0091 BT(I)=B(I1)+B(I2)+B(I3)+B(I4)
0092 IF(INT(BT(I)).EQ.0)GO TO 22
0093 VARM(I)=VAR(I1)+VAR(I2)+VAR(I3)+VAR(I4)
0094 VARM(I)=VARM(I)*0.5/BT(I)
0095 22 CONTINUE
0096 C
0097 DO 21 I=1,N200
0098 IF(INT(B(I)).EQ.0)GOTO21
0099 VAR(I)=VAR(I)*0.5/B(I)
0100 21 CONTINUE
0101 RETURN
0102 END
0103 END*
**** LIST END ****
```

### A5.3 Tests du programme et familiarisation avec le variogramme

Nous avons implanté les programmes décrits précédemment sur les mini-ordinateurs Hewlett-Packard du CTAMN. Les tests effectués alors ont permis de vérifier la bonne implantation de la méthode et sa justesse. En comparant la fonction de structure moyenne (après intégration sur les angles) obtenue par la méthode de MONGET à la fonction de structure moyenne calculée directement (à l'aide d'un programme écrit par nous), nous avons montré qu'elles concordent jusqu'à la cinquième décimale et qu'il n'y avait aucun biais introduit par cette notion de classe d'angle.

Nous avons également testé le comportement de cet algorithme face à la compression (voir annexe 1). La théorie prévoit que la fonction de structure du champ compressé se déduit de la fonction de structure du champ original par simple soustraction d'une constante liée à la dimension des carrés de compression. Nous avons pu vérifier que pour toutes les directions cette propriété était reproduite par la méthode numérique.

Pour nous familiariser avec les variogrammes, nous avons étudié les fonctions de structure de quelques fonctions simples. Les fonctions de structure dans les deux directions orthogonales X et Y du champ défini par

$$Z(X,Y) = \sin \frac{2\pi X}{3} + \sin 2\pi \left( \frac{Y}{5} - 4 \right) + 0,2X$$

sont présentées sur la figure A5.3. On observe dans la direction X une dérive superposée à une fonction périodique régulière dont la longueur d'onde est donnée par la largeur des bosses et les harmoniques par les minima locaux. La dérive, qui est le terme  $0,2X$ , étant parallèle à la direction X, elle n'est pas ressentie par le variogramme dans la direction Y qui révèle une structure régulière, reflet d'une fonction sinusoïdale de longueur d'onde 5. Comme le prévoit le calcul théorique de la fonction de structure d'une sinusoïde, le déphasage n'intervient absolument pas.

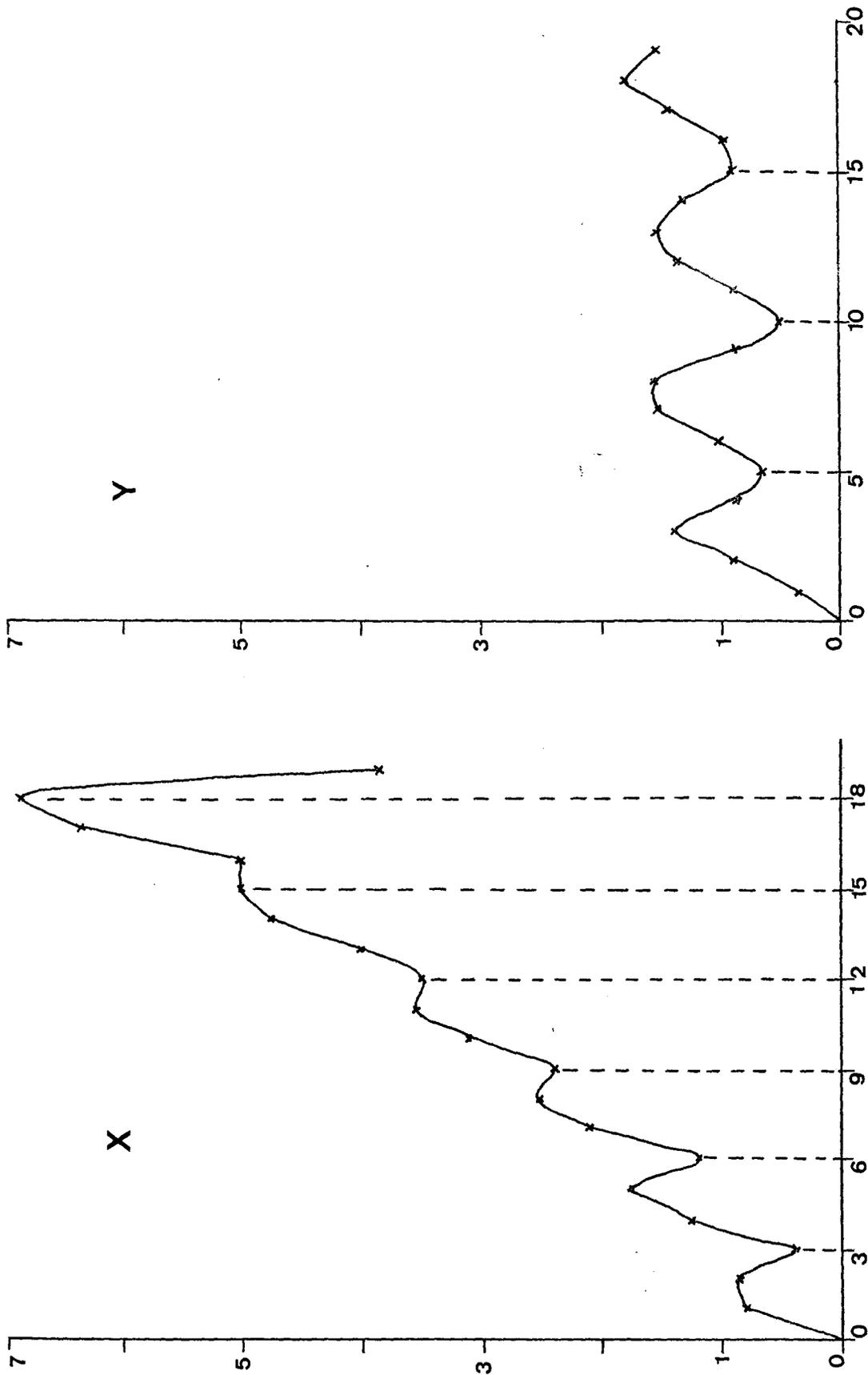


Fig.A5.3 Fonctions de structure dans les directions X et Y du champ défini par  $Z(X,Y) = \sin \frac{2\pi X}{3} + \sin 2\pi \frac{(Y-4)}{5} + 0,2X$