

Modélisation du régime thermique de la Manche

Ali Agoumi

▶ **To cite this version:**

Ali Agoumi. Modélisation du régime thermique de la Manche. Hydrologie. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1982. Français. NNT : . tel-00523011

HAL Id: tel-00523011
https://pastel.hal.science/tel-00523011

Submitted on 4 Oct 2010

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.

71312

NS 113063 3

THESE

Présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGENIEUR

DE

L'ECOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSEES

PAR

Ali AGOUMI

Sujet de thèse

MODELISATION DU REGIME THERMIQUE DE LA MANCHE

Soutenue le 24 novembre 1982

devant le Jury composé de :

Président	M. JACQUET	Professeur à l'ENPC
Examinateurs	M. FRANKIGNOUL	Professeur à l'Université de PARIS-VI
	M. LEPETIT	Chef du Département Environnement Aquatique et Atmosphérique -- EDF
	M. LEPROVOST	Maître de Recherche au CNRS
	M. MARIETTE	Attaché de Recherche au CNRS
	M. SALENÇON	Professeur à l'ENPC.

E.N.P.C.
DOC11360

Cette thèse a été préparée sous l'égide de
l'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES
grâce à une bourse de recherche attribuée par l'École.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à M. JACQUET, Professeur à l'ENPC, qui, par ses conseils et ses encouragements, m'a guidé au cours de ce travail et qui a bien voulu présider le jury de ma thèse.

M. MARIETTE, Attaché de recherche au CNRS et rapporteur de la thèse, a suivi la réalisation de cette étude avec intérêt, me faisant profiter de son expérience en océanographie physique. Je lui exprime ici ma plus sincère reconnaissance.

MM. FRANKIGNOUL, Professeur à l'Université de Paris VI, LE PROVOST, Maître de recherche au CNRS, SALENÇON, Professeur à l'ENPC, ont accepté de participer au jury. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude.

Ce travail a été réalisé dans le département Environnement Aquatique et Atmosphérique de la Direction des Études et Recherches d'Électricité de France. Je remercie M. LEPETIT de m'avoir accueilli dans son département et de m'avoir permis de mener à bien ce travail.

Je suis très reconnaissant envers l'ensemble du personnel de la division Échauffement et Pollution des eaux, Écologie, pour les aides permanentes qu'ils m'ont apportées. Je tiens à remercier particulièrement M. GRAS, Chef de la division et Madame ENDERLÉ, Ingénieur de la division pour leur soutien scientifique et amical tout au long de ce travail.

Je remercie par ailleurs l'ensemble du personnel du service de la recherche de l'ENPC pour leur aide amicale.

RÉSUMÉ

En Manche, la structure thermique verticale est très dépendante de la bathymétrie et des courants de marée : elle varie d'une structure avec stratification saisonnière importante à l'Ouest à une structure homogène à l'Est de la Manche.

La transition entre ces deux structures définit une région frontale correspondant à une discontinuité thermique horizontale.

Dans cette étude un modèle mathématique de simulation du régime thermique de la Manche est établi. Ce modèle permet de simuler le cycle annuel de la structure thermique de la colonne d'eau en tout point du chenal en utilisant les courants de marées et les données météorologiques. La simulation porte sur 20 années : de 1960 à 1979.

Verticalement, le modèle présente une structure à deux couches homogènes d'épaisseurs variables :

- la couche de surface est soumise au flux de chaleur dû aux échanges air-mer et à la turbulence due à l'action du vent ;

- la couche du fond est une couche turbulente, en raison du frottement des courants marins sur le fond.

Horizontalement, le modèle est bidimensionnel couvrant, avec un pas d'espace de 6 miles marin, une zone s'étendant en longitude de 6,5° W à 2° E, et de 48° N à 51° en latitude. L'effet de l'advection horizontale est représenté dans le modèle par un terme supplémentaire de dispersion.

Le modèle calcule, avec un pas de temps de 3 heures, la température des deux couches dans chaque maille. Les résultats ont été comparés aux données de température de surface disponible pour la période de simulation 1960-1979. La comparaison est correcte.

Pour quelques points particuliers où les mesures systématiques de température de la mer sont fiables (bateaux-feux) et où le nombre de mesures est suffisant, les résultats montrent que les niveaux de températures de surface sont cohérents. L'erreur moyenne entre températures calculées et mesures pour 1968-1971 n'excède pas 1 °C. L'apparition du front entre les eaux mélangées et les eaux stratifiées dans la partie Ouest, qu'on observe in situ, est représentée par le modèle.

SOMMAIRE

Pages

NOTATIONS

I - INTRODUCTION. 1

II - DESCRIPTION PHYSIQUE DU REGIME THERMIQUE EN MANCHE. 5

II.1. Description de l'évolution de la thermocline saisonnière dans l'océan. 5

II.2. Description de la structure thermique en mer à marée du plateau continental. 6

III - TRAVAUX EXISTANTS SUR LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER A MAREE. . . . 11

III.1. Critères de stratification. 12

III.2. Modèles de simulation. 17

IV - PRESENTATION DU MODELE. 31

IV.1. Equations générales. 31

IV.1.1. Equations instantanées. 31

IV.1.2. Equations moyennes. 32

IV.2. Modèle thermique de la Manche. 35

IV.2.1. Choix d'un modèle. 35

IV.2.2. Conditions aux limites. 40

IV.2.2.1. Conditions aux limites horizontales du domaine étudié. 40

IV.2.2.2. Conditions aux limites sur une même verticale. 40

IV.2.3. Intégration des équations. 43

IV.2.3.1. Conservation du volume. 44

IV.2.3.2. Equation d'enthalpie. 44

IV.2.3.3. Equation de l'énergie cinétique turbulente. . . . 46

IV.2.3.4. Bilan des équations du modèle. 53

Pages

IV.3. Discrétisation du modèle. 55
IV.3.1. Structure verticale à deux couches. 55
IV.3.2. Discrétisation spatiale. 55
IV.3.3. Discrétisation des équations. 58
IV.3.4. Etat initial. 63

V - DONNEES DE L'ETUDE. 67
V.1. Données de températures. 67
V.1.1. Mesures utilisées pour l'ajustement du modèle. 67
V.1.2. Ajustement à l'aide de mesures de températures de surface. 69
V.1.3. Paramètres de comparaison entre températures calculées et mesurées. 71
V.2. Données météorologiques. 73
V.3. Données de courants. 73

VI - AJUSTEMENT DU MODELE. 77
VI.1. Détermination des coefficients de vent. 84
VI.1.1. Ajustement sur les mesures effectuées sur les bateaux commerciaux. 84
VI.1.2. Ajustement sur les mesures effectuées sur les bateaux feux. 87
VI.1.3. Synthèse 89
VI.2. Détermination des coefficients de dispersion. 91
VI.2.1. Ajustement sur les mesures effectuées sur les bateaux commerciaux. 93
VI.2.2. Ajustement sur les mesures effectuées sur les bateaux feux. 95
VI.2.3. Synthèse. 97

VII - RESULTATS ET ANALYSE. 99
VII.1. Comparaison calculs-mesures. 99
VII.1.1. Résultats sur la période de calage 1968-1971 99
VII.1.1.1. Comparaison calculs-mesures en différents points. . 99
VII.1.1.2. Apport de la dispersion 102
VII.1.2. Validation du modèle 1962-1965 104
VII.2. Résultats de la simulation sur la période globale 1960-1979. . 104

Pages

VII.2.1. Evolution thermique annuelle en Manche 104
VII.2.2. Front de Ouessant 110
VII.2.3. Evolution annuelle des zones frontales en Manche . . . 116

VIII - CONCLUSION. 119

BIBLIOGRAPHIE. 123

Annexe I - Echanges d'énergie à l'interface air-mer.
Annexe II - Données météorologiques.
Annexe III - Critère de convergence de la méthode numérique.
Annexe IV - Comparaison calcul-mesure sans dispersion 1968-1971.
Annexe V - Comparaison calcul-mesure avec dispersion 1968-1971.
Annexe VI - Comparaison calcul-mesure avec dispersion 1962-1965.
Annexe VII - Isothermes de surface et de fond 1962-1979.
Annexe VIII - Iso-écart de température entre la surface et le fond 1962-1979.

NOTATIONS

		Dimension
a	Coefficient de vent, paramètre d'estimation des termes de convection et d'évaporation.	o
a_i	Coefficient de vent de la zone i de la Manche.	o
C_D	Coefficient de frottement des courants sur le fond.	o
C_E	Flux de chaleur dû à l'évaporation.	$M\ t^{-3}$
C_p	Chaleur spécifique de l'eau à pression constante.	$L^2t^{-2}T^{-1}$
C_v	Flux de chaleur dû à la convection.	$M\ t^{-3}$
C_{10}	Coefficient de frottement du vent sur la surface de l'eau.	o
D	Coefficient de viscosité moléculaire du sel.	$L^2\ t^{-1}$
e^2, ECT	Energie cinétique turbulente.	$L^2\ t^{-2}$
g	Accélération de la pesanteur.	$L\ t^{-2}$
H	Profondeur d'une colonne d'eau.	L
h	Profondeur de la couche de surface d'une colonne d'eau.	L
$H_{I,J}$	Profondeur de la maille (I,J).	L
$h^n_{I,J,1}$	Profondeur de la couche supérieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δ t.	L
$h^n_{I,J,2} = H_{I,J} - h^n_{,J,1}$	profondeur de la couche inférieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δ t.	L
K	Coefficient de viscosité moléculaire de la chaleur.	$MLT^{-1}t^{-3}$
K_x	Coefficient de dispersion selon $\vec{ox}$.	L^2t^{-1}
K_{xi}	Coefficient de dispersion selon $\vec{ox}$ dans la zone i de la Manche.	L^2t^{-1}
K_y	Coefficient de dispersion selon $\vec{oy}$.	L^2t^{-1}
K_{yi}	Coefficient de dispersion selon $\vec{oy}$ dans la zone i de la Manche.	L^2t^{-1}
m_v	Coefficient de paramétrisation du mode de production de l'ECT par action du vent en surface.	o

m_c	Coefficient de paramétrisation de la production de l'ECT par action des courants au fond de la mer.	o
n	Coefficient de paramétrisation de l'évolution de l'ECT suite à des pertes énergétiques en surface.	o
p	pression	$M\ L^{-1}t^{-2}$
P	pertes de chaleur en surface P = RE - RA + CE + CV P > o si la masse d'eau perd de la chaleur.	$M\ t^{-3}$
$P^n_{I,J}$	pertes en surface de la maille (I,J) au pas de temps n Δ t.	$M\ t^{-3}$
Q	Bilan des flux turbulents et radiatifs de chaleur à l'interface air-mer.	$M\ t^{-3}$
RA	Rayonnement atmosphérique.	$M\ t^{-3}$
RE	Rayonnement de la surface de l'eau	$M\ t^{-3}$
Ri	Flux radiatifs	$M\ t^{-3}$
Rs	Rayonnement solaire parvenant à la surface de l'eau.	$M\ t^{-3}$
R(z)	Rayonnement solaire parvenant à la profondeur z.	$M\ t^{-3}$
$R^n(z)$	Rayonnement solaire parvenant à la profondeur z au pas de temps n Δ t.	$M\ t^{-3}$
S	Salinité.	M
T	Température de l'eau.	T
T_1	Température de la couche de surface d'une colonne d'eau.	T
T_2	Température de la couche du fond d'une colonne d'eau.	T
$T^n_{I,J,1}$	Température de la couche supérieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δ t.	T
$T^n_{I,J,2}$	Température de la couche inférieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δ t.	T
$\vec{U}(U,V,W)$	Vecteur vitesse	$L\ t^{-1}$
U_c	Courant moyen sur la verticale d'une colonne d'eau.	$L\ t^{-1}$
U_v	Vitesse du vent à la surface de l'eau.	$L\ t^{-1}$

U_c^*	Vitesse de frottement des courants sur le fond marin.	$L\ t^{-1}$
U_v^*	Vitesse de friction du vent sur la surface de l'eau.	$L\ t^{-1}$
$U_{c,I,J}^{*n}$	Vitesse de frottement des courants sur le fond de la maille (I,J), au pas de temps n Δ t.	$L\ t^{-1}$
$U_{v,I,J}^{*n}$	Vitesse de frottement du vent en surface de la maille (I,J) au pas de temps n Δt.	$L\ t^{-1}$
We_1	Vitesse d'entraînement des masses d'eau de la couche du fond (2), vers la couche de surface (1).	$L\ t^{-1}$
We_2	Vitesse d'entraînement des masses d'eau de la couche de surface (1), vers la couche du fond (2).	
W_{10}	Vitesse du vent à 10 m de la surface.	$L\ t^{-1}$
X	Paramètre d'estimation de la pénétration de la lumière dans l'eau (Formule de PAULSON et SIMPSON cf. Annexe 1).	o
XD	Module de dispersion $XD = \sqrt{Kx^2 + Ky^2}$	L^2t^{-1}
XD_i	Module de dispersion dans la zone i de la Manche.	L^2t^{-1}
$-\alpha$	Coefficient d'expansion thermique.	T^{-1}
β	Coefficient de contraction saline.	M^{-1}
Δt	Pas de temps de la simulation (3 heures).	T
$\Delta x, \Delta y$	Pas d'espace de la discrétisation (6 milles marins).	L
δ_{ij}	Symbole de KRONECKER $\begin{cases} = 0 \text{ si } i \neq j \\ = 1 \text{ si } i = j \end{cases}$	o
η_1, η_2	Coefficients d'extinction de la lumière (cf. Annexe I).	L^{-1}
$\varepsilon_{i,j,k}$	tenseur alternatif = 0 si deux au moins des entiers I,J,K sont égaux = 1 ou -1 si les entiers distincts I,J,K figurent une permutation circulaire ou pas de 1, 2, 3.	o
μ	Coefficient de viscosité moléculaire de la quantité de mouvement.	$ML^{-1}t^{-1}$
ρ	masse volumique de l'eau.	ML^{-3}
ρ_a	masse volumique de l'air.	ML^{-3}
ρ_0	masse volumique de l'eau à l'état de référence.	ML^{-3}
$\vec{\Omega}$	Vecteur rotation de la terre.	t^{-1}

Chapitre I

INTRODUCTION

L'implantation d'industries et de centrales sur le littoral de la Manche, conduit à des rejets de nature diverse dans le milieu marin : eaux résiduaires industrielles, effluents thermiques.

Pour veiller au maintien de l'équilibre biologique de ce milieu aquatique, il est nécessaire d'évaluer les perturbations écologiques dues à ces rejets et les limites de la zone d'impact. Cette évaluation ne peut être faite que si le fonctionnement de l'écosystème MANCHE est connu à grande échelle sur plusieurs années.

Parmi les différents éléments de l'écosystème, les facteurs physiques déterminent les conditions d'existence des êtres vivants : le transport des masses d'eau, le cycle climatique, la température de l'eau. Ce dernièr paramètre joue un rôle primordial : c'est en effet la température qui conditionne la dynamique des transferts dans le milieu aquatique. La connaissance du régime thermique des masses d'eau est donc fondamentale pour toute analyse de l'écosystème marin en Manche.

Actuellement, cette connaissance est limitée à des éléments d'observations épars dans l'espace et dans le temps et de qualité très diverse. Pour une bonne appréhension des phénomènes biologiques, il est nécessaire de disposer des cycles annuels complets de températures à l'échelle d'espace à laquelle on s'intéresse.

La présente étude se propose de compléter cette connaissance fragmentaire du régime thermique de la Manche par une reconstitution systématique de l'évolution des cycles de températures sur de nombreuses années, à une échelle spatiale correspondant à celle retenue actuellement dans les études biologiques, comme celle de la faune benthique en Manche (6 miles marin). Il se trouve en effet qu'il y a coïncidence entre les échelles retenues pour les biologistes - CABIOCH -, comme par les physiciens - LEPROVOST, WARLUZEL, MANOHA - traitant des problèmes intéressant l'ensemble de la Manche.

Le régime thermique de la Manche est caractérisé par une répartition verticale des températures différente de l'ouest à l'est du chenal. Cette différence n'est observable qu'au printemps et en été, les masses d'eau étant par contre bien mélangées en hiver.

Les travaux antérieurs et les mesures de profils thermiques disponibles montrent, qu'au printemps et en été la Manche peut être divisée en trois zones de limites géographiques variables au cours du temps :

- une zone où le profil vertical de température présente un gradient thermique important. Cette zone se situe à l'entrée de la Manche occidentale ;

- une zone où la température est homogène sur toute la profondeur. Elle représente la MANCHE orientale, du COTENTIN au PAS-DE-CALAIS ;

- une zone où la structure thermique est intermédiaire entre celle des deux zones précédentes. Cette zone comprend deux parties, une où il subsiste encore une légère stratification, l'autre où la température est homogène ; la jonction entre ces deux parties fait apparaître une discontinuité thermique appelée front thermique, dont la position varie au cours du temps.

Les mesures de températures disponibles sont soit des mesures effectuées à bord de bateaux - feux, soit des mesures relevées par les bateaux commerciaux traversant la Manche. Ces mesures sont pour la plupart réalisées en surface, de façon irrégulière dans l'espace et dans le temps.

Un regroupement et un traitement de ces mesures ne peut suffir pour décrire de façon assez précise le régime thermique recherché, car celles-ci ne permettent ni d'appréhender la structure thermique verticale ni de reconstituer le champ thermique en Manche et son évolution temporelle.

Nous avons ainsi été conduit à reconstituer les chroniques de température à l'aide d'un modèle mathématique, simulant le régime thermique de la Manche. Ce modèle s'appuie sur les travaux antérieurs concernant la thermocline et les fronts thermiques, notamment ceux de LESAOS-MARIETTE, PINGREE, STIGEBRANDT, ALAZIN...

Dans cette modélisation nous avons tenu compte des phénomènes physiques prépondérants. Certaines hypothèses simplificatrices ont été émises essentiellement au niveau courantologique, afin de pouvoir réaliser une simulation de l'évolution thermique annuelle sur une longue période (1960 - 1979), et sur une zone aussi étendue que la Manche.

Ce modèle permet de reproduire l'évolution annuelle du champ de température en surface et au fond de la Manche, alors que jusqu'à présent l'évolution thermique au fond était peu étudiée.

Les déplacements tout au long de l'année de la zone frontale entre eaux stratifiées et eaux homogènes pourront également être appréhendés à l'aide du modèle, alors que les travaux antérieurs se limitaient à déterminer la localisation moyenne du front à différentes époques de l'année à l'aide de formulations empiriques reposant sur les conditions physiques locales.

Dans le présent travail, après une brève description physique de la structure thermique en mers à marée, nous présenterons une revue des travaux existants sur le sujet. Ensuite, nous décrirons le modèle thermique de la Manche proposé : nous développerons les équations et la résolution numérique du modèle. Une confrontation des résultats aux mesures disponibles permettra de juger du réalisme de cette modélisation.

Chapitre II

DESCRIPTION PHYSIQUE DU RÉGIME THERMIQUE EN MANCHE

Les principaux mécanismes déterminant l'évolution thermique des masses d'eau en mer sont :

- les échanges d'énergie à l'interface air-mer,
- l'action du vent et des courants marins sur la structure hydraulique verticale (turbulence en surface due au vent et au fond due aux courants marins),
- l'interaction entre les différentes masses d'eau (transport et dispersion).

En mer à marée mer de faible profondeur d'eau et de forts courants comme la Manche, pour étudier l'évolution de la température des masses d'eau, il est nécessaire de considérer ces différents mécanismes. Dans l'océan, les échanges air-mer et l'action du vent en surface sont prépondérants et permettent d'étudier l'évolution de la structure thermique superficielle.

Avant d'aborder le problème en mer à marée, nous allons rappeler les différentes étapes de la formation d'une thermocline dans la partie océanique à l'ouest du chenal.

II.1. Description de l'évolution de la thermocline saisonnière dans l'Ocean.

La structure thermique marine est caractérisée en hiver par l'homogenéité verticale de la température de la masse d'eau. Au printemps, le rayonnement solaire devient plus important. La masse d'eau absorbe de façon sélective le rayonnement solaire suivant les longueurs d'onde : les rayonnements infrarouge, rouge et jaune étant absorbés en surface, les couches superficielles accumulent plus d'énergie thermique que celles des couches profondes (qui absorbent les rayonnements bleu et vert). Le profil thermique résultant est stable en densité. Le vent produit, par frottement sur la surface de l'eau, une énergie cinétique turbulente qui mélangera les couches superficielles. A cette turbulence d'origine dynamique s'ajoute la turbulence d'origine thermique provenant du refroidissement en surface de la masse d'eau. Le profil thermique présente alors une couche de surface bien mélangée au bas de laquelle existe un gradient marqué appelé thermocline transitoire car elle dépend des conditions météorologiques momentanées.
La succession au cours du printemps de périodes de vents forts et de périodes de vents faibles avec forts ensoleillements créent une série de thermoclines

transitoires qui s'enfoncent successivement pour former finalement la thermocline saisonnière, dont la profondeur évolue peu au cours de l'été. Les couches profondes situées sous cette thermocline gardent la température acquise pendant l'hiver. Elles reçoivent peu d'échanges des couches superficielles, la thermocline saisonnière agissant comme une barrière de densité. De plus, ces couches profondes sont considérées comme non turbulentes. En effet, la turbulence produite par frottement sur le fond est faible, du fait des faibles courants de marée et n'intéresse qu'une zone de faible épaisseur, au voisinage du fond, négligeable vis-à-vis de la profondeur des couches profondes [2].

En automne, le rayonnement solaire est moins intense et le bilan thermique des échanges à l'interface air-mer devient négatif. Les couches superficielles se refroidissent et par convection, la couche bien mélangée s'étend progressivement à toute la profondeur : la thermocline est détruite par enfoncement vers le bas. La masse d'eau redevient homogène en température [2] (voir figure 11, page 39).

II.2. Description de la structure thermique verticale en mer à marée du plateau continental.

Sur le plateau continental, la profondeur est beaucoup plus faible et les courants de marée sont plus importants. La production d'énergie cinétique turbulente due au frottement sur le fond n'est plus négligeable et peut même devenir prépondérante pour de forts courants de marée et de faibles profondeurs.

L'existence d'une stratification thermique des masses d'eau dépend alors, non seulement des phénomènes de surface décrits précédemment pour l'océan, mais aussi de l'intensité de la turbulence des couches profondes.

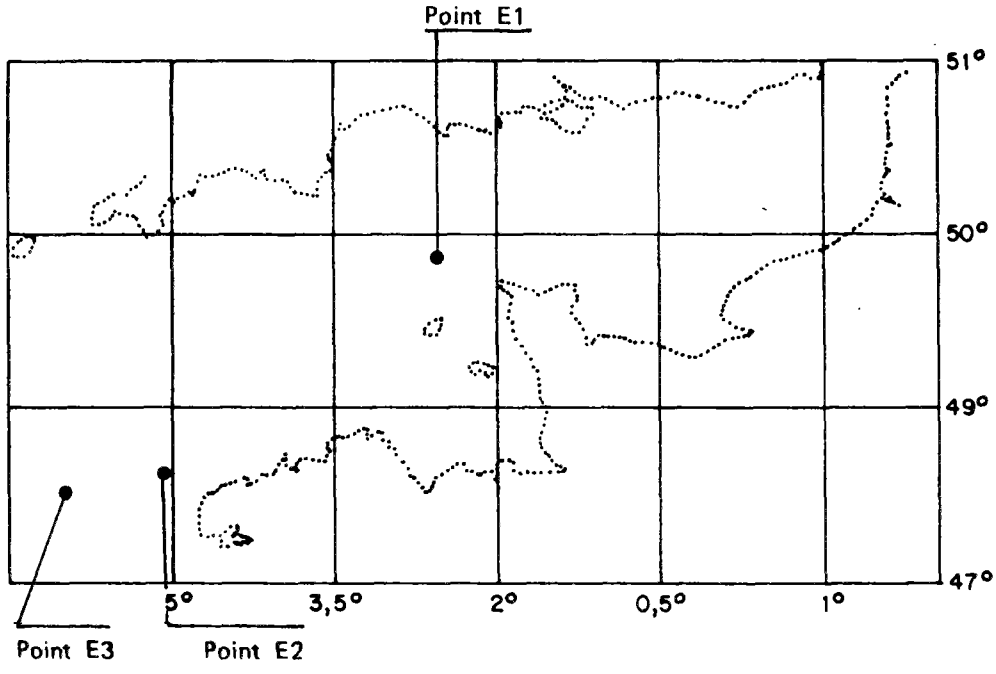
L'énergie cinétique turbulente créée par frottement sur le fond a tendance, au niveau de la thermocline, à entraîner des masses d'eau de la couche superficielle bien mélangée vers le fond. Il en résulte une diminution de l'épaisseur de la couche de mélange superficielle et un apport de chaleur à la couche de mélange du fond. Ce processus peut être schématisé par un rapport de forces entre la turbulence créée par le vent en surface et la turbulence créée par les courants de marée sur le fond.

/

Dans le cas de la MANCHE, la partie occidentale, profonde (de l'ordre de 150 m) est une zone stratifiée verticalement. La turbulence créée sur le fond n'est pas prépondérante (figure 1).

La partie orientale dont la profondeur moyenne est de l'ordre de 50 m est homogène verticalement en température. La turbulence du fond est tellement forte que la colonne d'eau devient pratiquement homogène (figure 2).

La partie intermédiaire est la zone de passage d'un régime à l'autre : d'un profil thermique légèrement stratifié, on passe à un profil homogène, selon la turbulence du fond et la profondeur (figure 3).



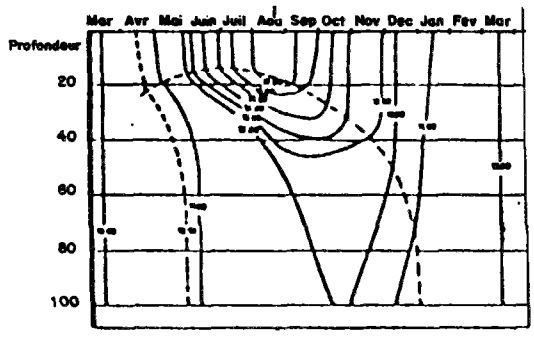


Figure 1

Structure thermique avec une stratification en été.

Point E3

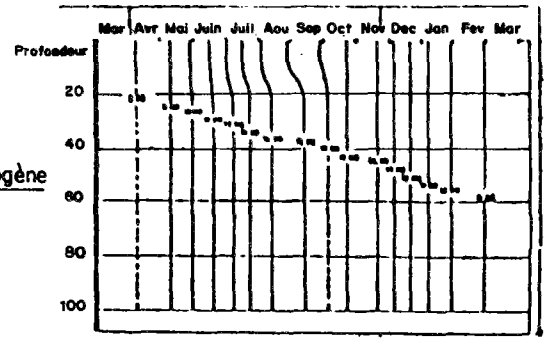


Figure 2

Structure thermique homogène tout au long de l'année

Point E1

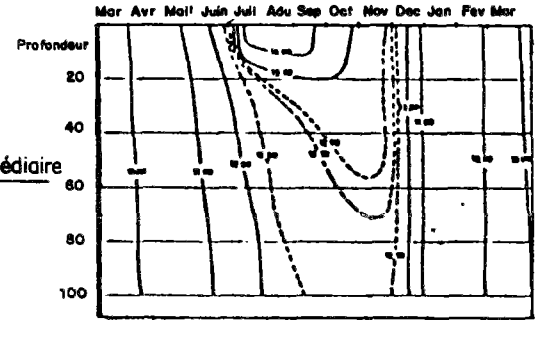


Figure 3

Structure thermique intermédiaire "Stratitification légère".

Point E2

Une discontinuité horizontale des températures correspondant au front thermique se situe à la limite des zones stratifiées et homogènes. En effet, en deux points voisins A et B situés de part et d'autre du front (figure 4), les répartitions de chaleur sont différentes : pour le point A situé dans la zone homogène, la chaleur est répartie sur toute la profondeur h'_1. La température moyenne T'_1 est donc plus froide que la température de surface au point B, T_1, où l'essentiel des échanges thermiques air-mer est réparti sur une épaisseur plus faible h_1. De même, la température près du fond T'_1 au point A est plus chaude que celle correspondant au point B, T_2, car la couche profonde d'épaisseur h_2 reçoit principalement de la chaleur par érosion de la thermocline.

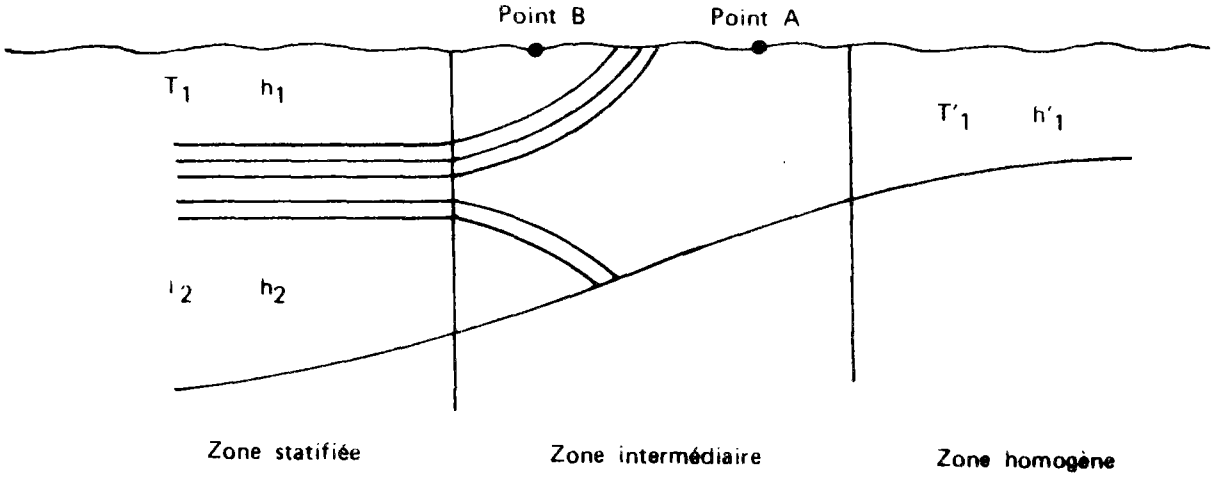


Figure 4

Chapitre III
TRAVAUX EXISTANTS SUR LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER A MARÉE

L'intérêt des chercheurs s'est porté dès le milieu du 19ème siècle sur les mers à marée, à cause des phénomènes thermiques qui s'y présentent "Les Fronts thermiques". L'océanographe américain F. MAURY 1858 [30] a décrit un front thermique comme un "phénomène extraordinaire" en mer. En 1875 G.F. NUMEYER a supposé que les fronts étaient le résultat d'une collision et d'un affrontement entre deux courants. Depuis cette époque des recherches ont été menées pour mieux connaître cette structure marine. Ce n'est que vers les années 1970 qu'ont été mieux perçus les causes et effets de ce phénomène. On peut noter les travaux marquants de SIMPSON, PINGREE, HUNTER, FERNHAD,...

L'étude des fronts thermiques n'est cependant pas l'unique travail effectué sur les mers à marée. En effet, en 1935, LUMBY a rassemblé une série de mesures de températures, de courants et de salinité; il a pu ainsi dresser une cartographie de ces différents paramètres dans le plateau continental. L'intérêt de ce travail a éte de mettre en évidence l'évolution de ces paramètres physiques à une échelle spatiale assez grande.

Un travail interessant, a une echelle spatiale aussi importante, est celui de PINGREE, sur la modélisation du régime thermique de la Manche-EST [1].

Ces différentes études sur la structure thermique en mers a marée peuvent être séparées en deux groupes :

- les travaux caractérisant la structure thermique en un lieu donné à partir de considérations empiriques et générales qui aboutissent à l'élaboration d'un critère de stratification. Ces études permettent ainsi de séparer les zones à structure homogène et stratifiée, et donc de localiser les fronts thermiques. Les resultats de ces travaux fournissent une structure thermique pour une periode particulière caractérisée par les paramètres hydrauliques, thermiques pris en compte dans les critères; par contre, ils n'en décrivent pas l'évolution temporelle.

- les travaux décrivant l'évolution temporelle de la structure thermique en un lieu donné. Ce sont, en général, des modèles de simulation qui conjuguent sous certaines hypothèses, les échanges air-mer, l'action du vent et des courants de marée sur la structure thermique.

III.1. Critères de stratification.

III.1.1. SIMPSON, HUNTER (1974) [4]

SIMPSON et HUNTER ont établi un critère simple pour connaître l'existence éventuelle de la stratification saisonnière en mer continentale.

Lors de la création de la stratification par les apports énergétiques de surface, les effets du vent ont été négligés. L'apport énergétique par le bilan thermique est :

$$E_t = -\frac{1}{2} g \alpha \frac{Q h}{Cp}$$

Q : fonction d'échanges thermiques à l'interface air-mer
$-\alpha$: coefficient d'expansion thermique de l'eau
h : profondeur de la masse d'eau
Cp : chaleur spécifique de l'eau

l'énergie turbulente créée par le frottement des courants de marée sur le fond est représentée par :

$$E_c = \rho_0 C_D |U|^3$$

C_D : coefficient de frottement au fond

ρ_0 : masse volumique

U : courant de marée en vives eaux.

Le rapport $R = \frac{E_t}{E_c} = \frac{\frac{1}{2} g \alpha Q h}{\rho C_p C_D |U|^3}$ et plus particulièrement le rapport $r = \frac{h}{|U|^3}$ permet de definir si la zone est stratifiée ou pas. La valeur critique de ce rapport a eté determinée à partir d'une série de mesures. Les résultats obtenus sont les suivants :

$r < 70$ zone homogène

$r > 70$ zone stratifiée

Ce critère n'est pas un critère fin. De plus, l'hypothèse qui consiste à négliger l'action du vent sur la stratification induit une erreur considérable. En effet, Ces mêmes auteurs ont estimé [5] que la production d'énergie due aux vents en surface et aux courants de marée au fond est du même ordre de grandeur.

III.1.2 - PINGREE 1975 [6]

A partir de données hydrographiques et thermiques, PINGREE a essayé de reproduire l'évolution de la position du front thermique sur le plateau continental.

Après une série de considérations physiques sur les phénomènes de formation et de retrait de la stratification, PINGREE considère le nombre de Richardson local R_f comme critère de stratification :

$$R_f = \frac{\text{taux de production d'énergie potentielle}}{\text{taux de production d'énergie turbulente}}$$

En effet, si $R_f < 1$, la masse d'eau est turbulente.

$$R_f = - \frac{g \alpha Q}{C_p} \frac{k Z}{U^{*3}}$$

- α : coefficient d'expansion thermique de l'eau
- C_p : chaleur spécifique de l'eau
- Q : flux de chaleur à la hauteur Z au-dessus du fond
- U_* : vitesse de friction du courant de marée sur le fond
- k : constante de Von Karman $k = 0,4$.

Les résultats de cette étude présentent la position hebdomadaire moyenne du front thermique sur le plateau continental (figure 5).

Le front commence au printemps au Sud de l'Irlande et avance doucement vers l'Ouest pour pénétrer dans la Manche trois semaines plus tard environ. Le retrait s'effectue dans le sens inverse sur une période plus longue (deux mois) à cause de l'inertie thermique.

III.1.3 - FEARNHEAD 1974 [7]

FEARNHEAD a déterminé un "paramètre de stratification" en considérant la turbulence produite par le frottement des courants de marée sur le fond comme le facteur de mélange du flux énergetique de surface. En effet, le flux de chaleur à l'interface air-mer est réparti sur une profondeur h par les processus de surface (effet de vent et refroidissement en surface). Afin de répartir cette chaleur sur toute la colonne d'eau H, il suppose que l'énergie turbulente nécessaire engendrée par le frottement des courants de marée sur le fond, est exprimée sous la forme :

$$E_t = \int \varepsilon \, dz + \frac{\partial \overline{V}}{\partial t}$$

où $\int \varepsilon \, dz$ est l'intégrale du taux de dissipation des forces de viscosités verticales et $\frac{\partial \overline{V}}{\partial t}$ est le taux de travail des tenseurs de Reynolds contre les forces de gravité. L'hypothèse simplificatrice suivante :

$$\int \varepsilon \, dz = (1 - \beta) \, E_t \qquad \beta < 1$$

permet de formuler une condition de mélange :

$$\beta E_t \geq \frac{\partial V}{\partial t}$$

où $$\beta = 1 - \frac{\int \varepsilon \, dz}{E_t} \ll 1$$

Pour une masse d'eau, de profondeur H, de densité ρ_0 avec une couche de surface d'épaisseur h et de densité ρ ', une évaluation simplifiée du travail nécessaire au mélange est exprimée par FEARNHEAD comme celui de la redistribution de la couche de surface sur toute la colonne d'eau, soit :

$$V = \frac{1}{2} \rho' \, g \, h \, (H - h)$$

Après simplifications, il obtient :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{H - h}{2} \quad \frac{\partial (\rho' \, g \, h)}{\partial t}$$

E_t, l'énergie turbulente au fond est évaluée par :

$$E_t = \rho_0 \, C_D \, \bar{U}^3$$

et le critère de mélange devient :

$$\frac{H - h}{\rho_0 \, \bar{U}^3} \frac{\partial B}{\partial t} \leq F \qquad \text{avec} \quad F \equiv 2 \beta \, C_D \qquad B = \rho' \, g \, h$$

Ce critère n'est utilisable qu'au printemps et au debut de l'été où les variations saisonnières de B sont lentes.

Ce critère qui peut être exprimé simplement sous la forme :

$$K = \frac{H - h}{\bar{U}^3}$$

introduit la stratification verticale par l'intermédiaire de h.

Une cartographie des valeurs de K en MANCHE a permis à FEARNHEAD de définir l'emplacement des fronts [figure 6].

Figure 6. Emplacement probable de fronts
(d'après FEARNHEAD)

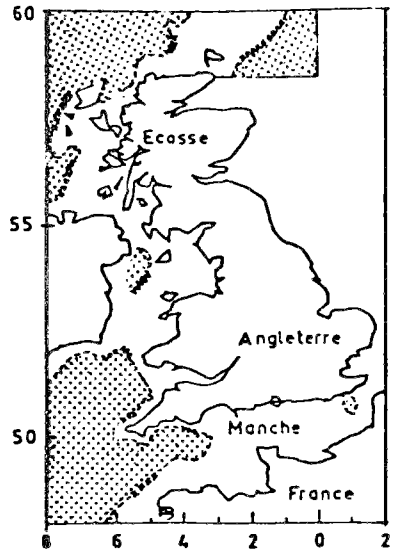
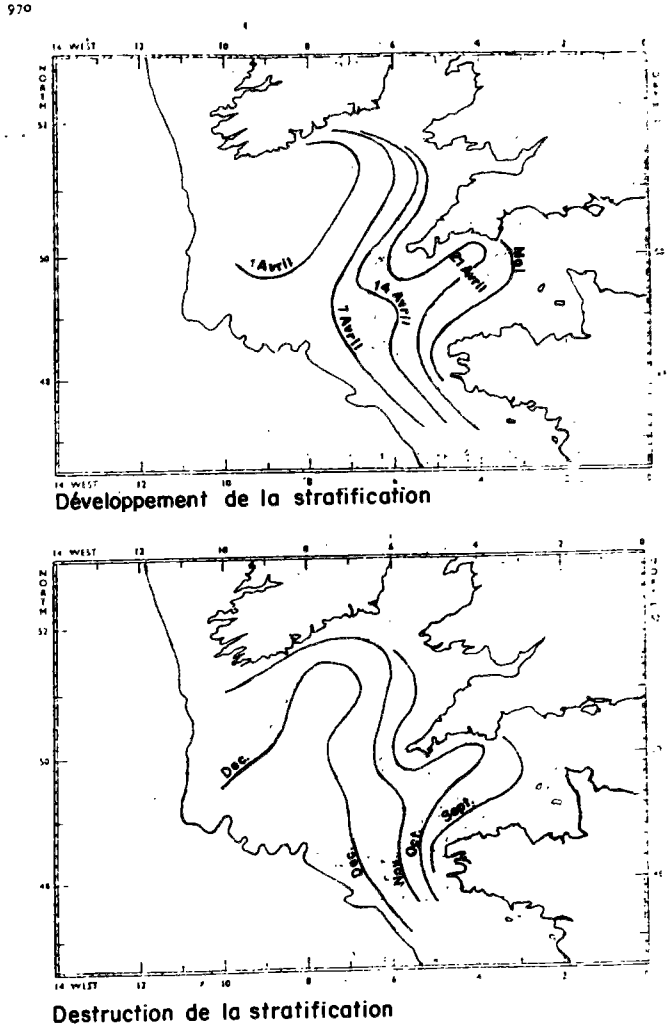


Figure 5. La stratification thermique en Manche
(PINGREE)



Développement de la stratification

Destruction de la stratification

III.2 - Modèles de simulation

III.2.1 - JAMES 1976 [9]

JAMES a développé un modèle de prédiction du cycle annuel de la structure thermique verticale d'une masse d'eau soumise à des courants de marée et des conditions météorologiques variables. Ce modèle est unidimensionnel et indique l'apparition d'un front entre des masses d'eau bien mélangées et stratifiées qui a été observé dans la mer Celtique.

L'équation d'enthalpie s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\overline{W'T'}\right) = 0$$

$\overline{W'T'}_z$ est exprimé par un coefficient de diffusion turbulente verticale A dont une partie A_{OW} représente l'effet du vent et l'autre A_{OC} l'effet des courants de marée :

$$\overline{W'T'}_z = - A \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$A = A_O \left(1 + \sigma R_i\right)^{-p}$$

A_{OW}, A_{OC} et p sont des constantes

R_i : nombre de Richardson de gradient

$$R_i = -g \alpha \frac{\frac{\partial T}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}$$

Le cisaillement du courant $\frac{\partial U}{\partial z}$ est représenté par la loi de Prandtl :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{U_1^*}{K\,(z + H)} + \frac{U_2^*}{K\,z}$$

K : constante de KARMAN

U_1^* : vitesse de frottement des courants de marée au fond

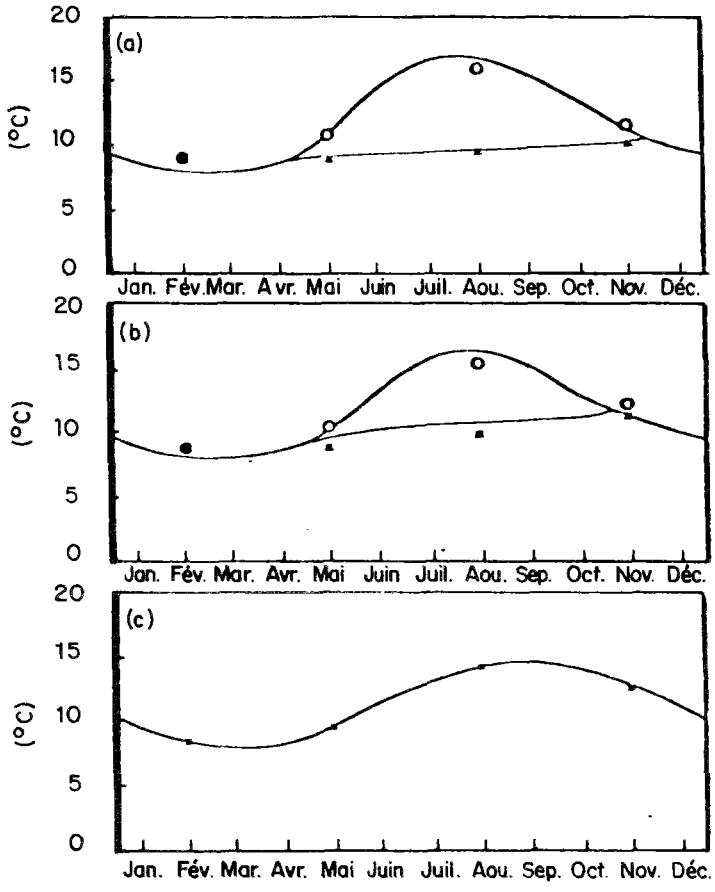
U_2^* : vitesse de frottement due au vent

Les conditions aux limites sont :

. en surface $-W'T'_{z=o} = \frac{Q}{\rho_o C_p}$ Q : bilan thermique à la surface de l'eau

. au fond $-W'T'_{z=H} = 0$

Le modèle a été appliqué sur un cycle annuel en différents points de la Mer Celtique. Les résultats obtenus sont satisfaisants (figure 7).



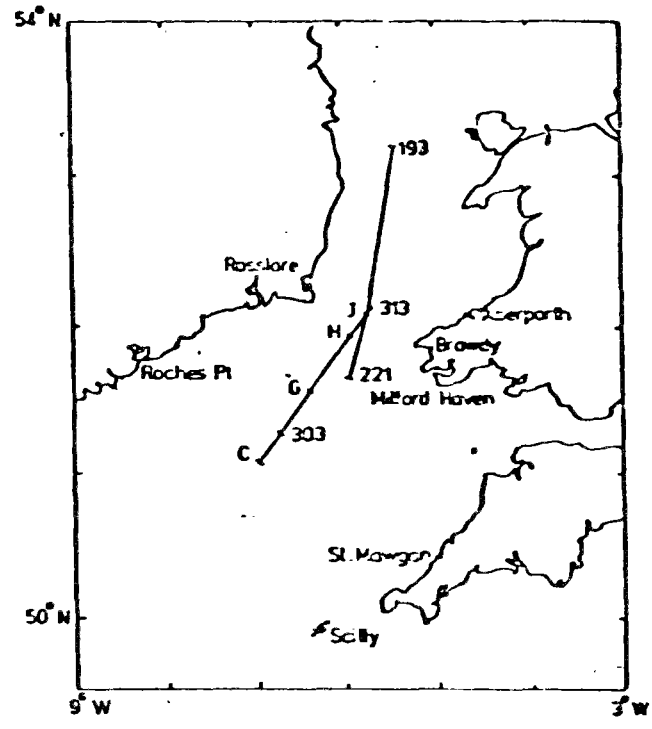


Figure 7. Comparaison températures calculées (—) en surface et au fond et températures mesurées (o, en surface) (x, au fond).
(a) point C
(b) point G (voir carte)
(c) point H

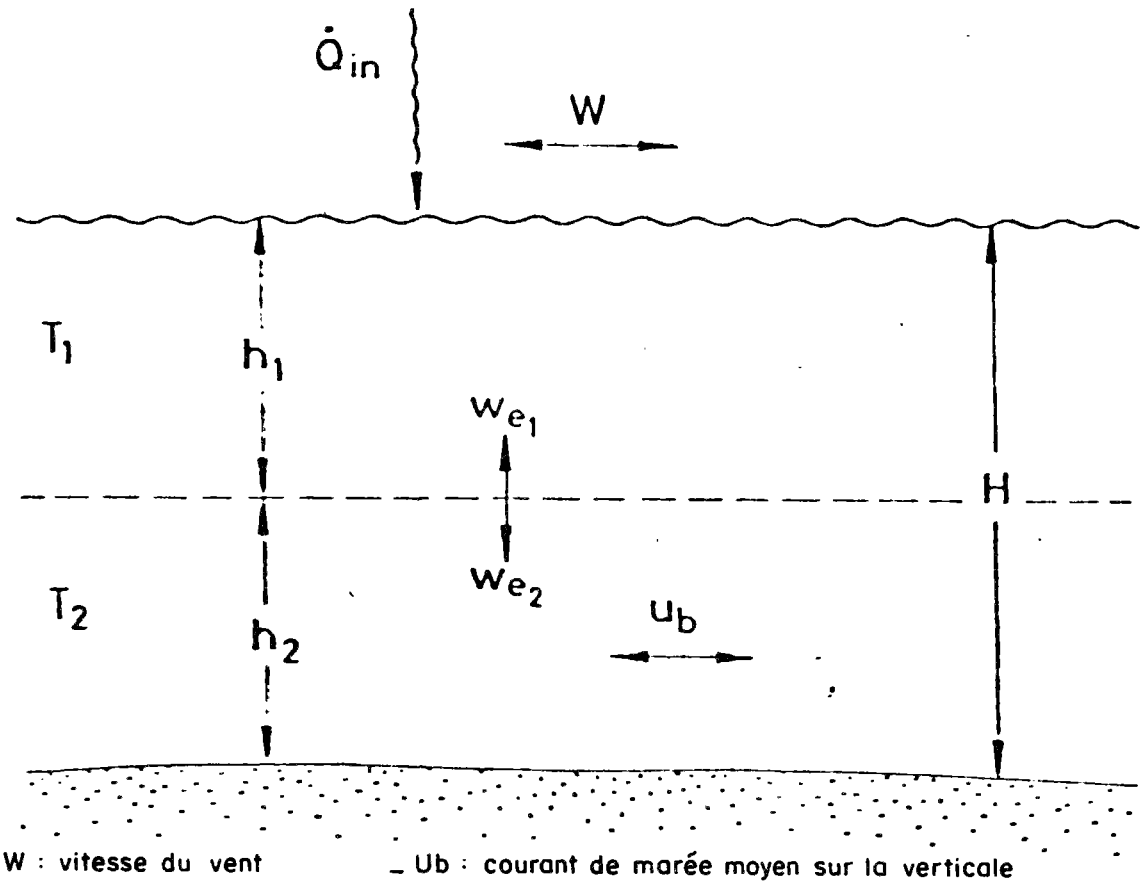
JAMES aboutit aux remarques suivantes :

- lors de la formation de la thermocline, l'effet de la diffusion verticale est tres faible au niveau de la thermocline ;
- la diffusion due à l'action des courants de marée est plus importante que celle due au vent ;
- quand la thermocline est établie, la diffusion dans la couche de surface est uniquement due au vent alors que dans la couche inferieure, elle est due au courant.

La thermocline joue le rôle d'écran, découplant les phenomènes dans chaque couche.

III.2.2 - STIGEBRANDT 1981 [10]

Le modèle présenté est un modèle unidimensionnel qui reproduit l'evolution de la structure thermique verticale. Cette structure est représentee par deux couches homogènes d'épaisseur variable. L'hypothese du modele est de considerer que les deux sources de turbulence, celle du vent en surface et celle du courant sur le fond, vont tendre à agrandir leur couche d'action respective. On aboutira ainsi à une structure plus ou moins stratifiee.



- W : vitesse du vent
- Ub : courant de marée moyen sur la verticale

Les équations résolues sont l'équation de conservation de la masse et l'équation de conservation de la chaleur pour chaque couche :

$$\begin{cases} \dfrac{dh_1}{dt} = We_1 - We_2 \\ \dfrac{dh_2}{dt} = We_2 - We_1 \\ \dfrac{d(\rho C_p T_1 h_1)}{dt} = \dot{Q}_{in} + We_1 \rho C_p T_2 - We_2 \rho C_p T_1 \\ \dfrac{d(\rho C_p T_2 h_2)}{dt} = We_2 \rho C_p T_1 - We_1 \rho C_p T_2 \end{cases}$$

We_1 (resp. We_2) est la vitesse d'entraînement des masses d'eau de la couche 2 (resp. 1) vers la couche 1 (resp. 2).

$\dot{Q}_{in}$ apport de chaleur à l'interface air-mer.

Les vitesses d'entraînement (liées à des notions de modèle intégral) sont calculées d'après les formules de KATO-PHILLIPS avec, pour la couche de surface, une correction qui tient compte de $\dot{Q}_{in}$.

$$We_2 = \frac{2\, m_b\, U_{*b}^3}{g\, \alpha\, (T_1 - T_2)\, h_2}$$

si $We_1 > 0$ $\qquad We_1 = \dfrac{2\, m_o\, U_{*W}^3}{g\, \alpha\, (T_1 - T_2)\, h_1} - \dfrac{\dot{Q}_{in}}{\rho C_p\, (T_1 - T_2)}$

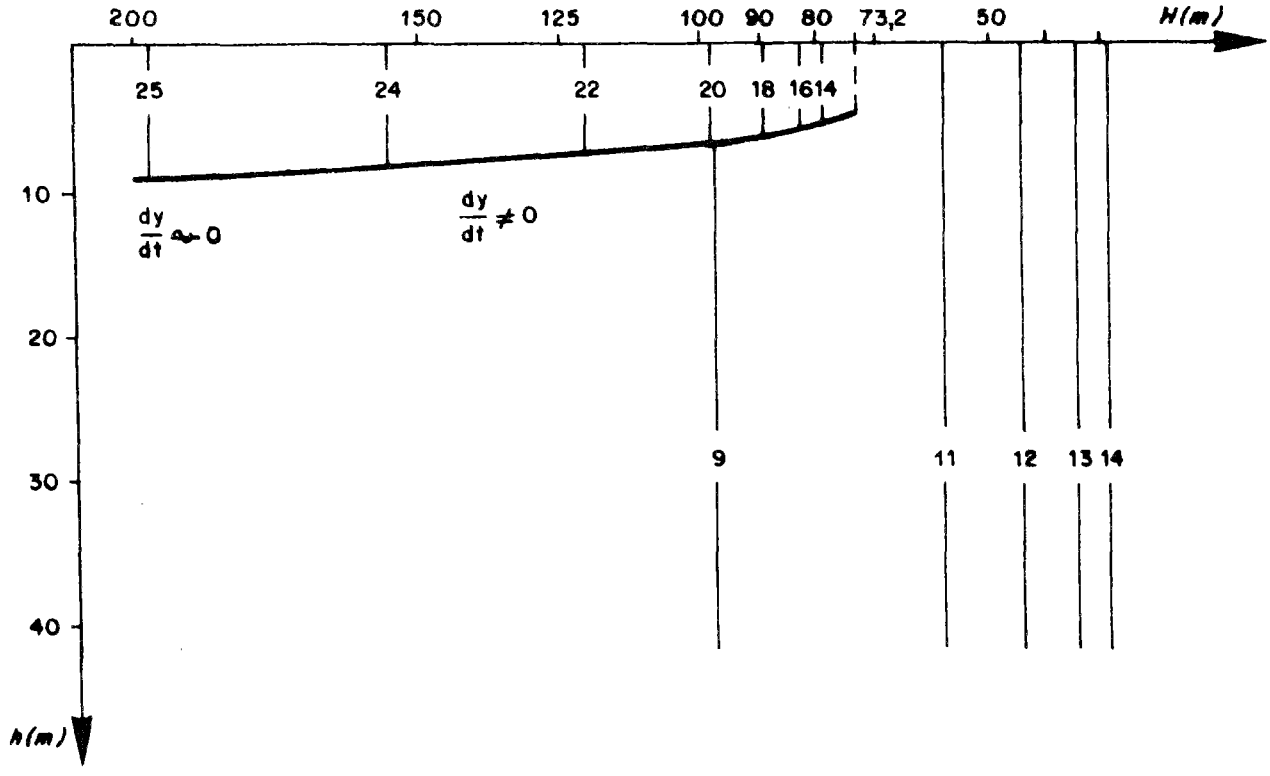
si $We_1 < 0$ $\qquad We_1 = 0$

Le but de cette étude est davantage la mise au point d'une mécanique qu'une application précise. Les résultats sont présentés pour un vent moyen constant, un courant moyen constant et des conditions météorologiques (Q_{in}) constantes.

U_{*b} : vitesse de frottement des courants sur le fond
U_{*W} : vitesse de friction du vent en surface

Cependant, ce modèle met bien en évidence l'apparition d'un front thermique en fonction de conditions variables de bathymétrie, courants de marée et vitesse du vent.

Ce modele a, par rapport au modèle de JAMES, présente en III.2.1, l'avantage d'être plus simple et de mise en oeuvre numérique plus rapide.



Situation apres 100 jours de simulation pour differentes profondeurs H.

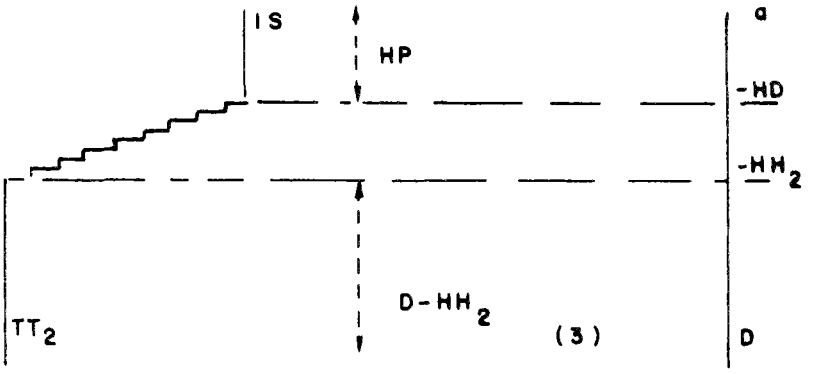
III.2.3 - ALTAZIN-PICHON 1981 [11]

Dans le modèle proposé qui est un modèle de simulation unidimensionnel sur la profondeur, les phénomènes de production de turbulence en surface, et sur le fond, ainsi que leur propagation sont supposes decouples et traites de façon similaire et independante.

Le modèle etudie d'abord les phénomènes de surface (bilan thermique et mélange convectif dû au vent) qui créent une couche de surface bien mélangée : c'est un modèle intégral de thermocline avec cisaillement du

courant au niveau de la thermocline. Ensuite, les phénomènes de turbulence due au frottement des courants sur le fond sont représentés avec un modèle du même type, créant une couche de fond bien mélangée sur une certaine hauteur.

Selon l'importance relative des deux sources de turbulence, le profil aura l'allure d'un profil à 2 couches ou à plusieurs couches.



Production d'énergie cinétique turbulente

fond $EPF = V_F \rho_o C_D U^3$ U : courant moyen sur la profondeur

surface $EPV = V_M \rho_a C_{10} U_{10}^3$ U_{10}: vitesse du vent à 10 m

Les valeurs de V_F et V_M après ajustement ont été prises égales à :

$$V_F = 150.10^{-4}$$

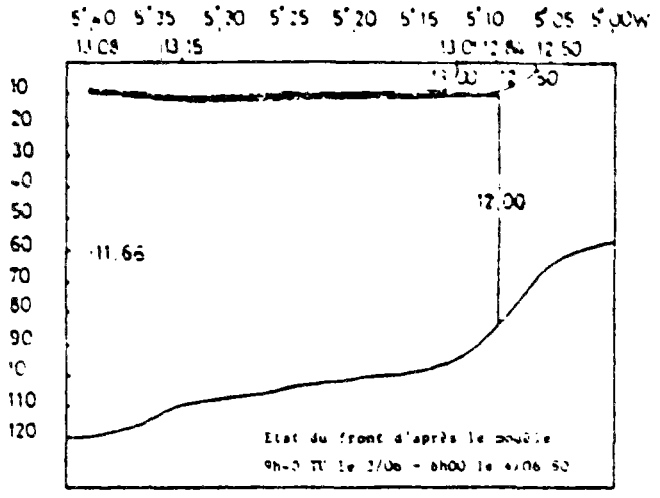
$$V_M = 5.10^{-4}$$

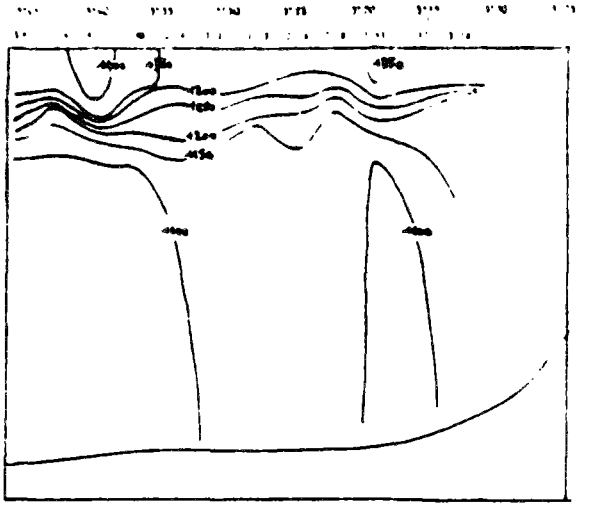
Le modèle a été appliqué pour reproduire l'apparition du front d'Ouessant. Les résultats ont été comparés aux mesures de la campagne DYNATLANT 80 et paraissent convenables.

Figure 8 - **Comparaison calculs-mesures du modèle ALTAZIN-PICHON**

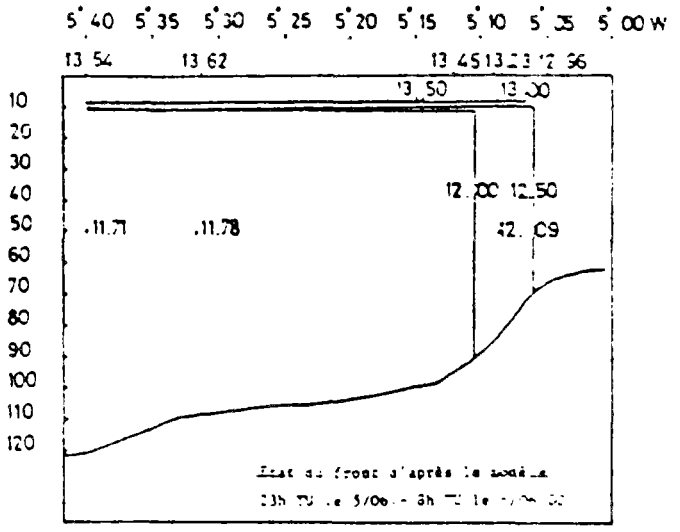
Front d'Ouessant

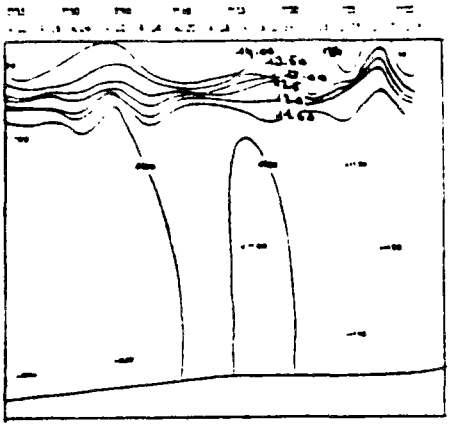
Calcul **Mesure**



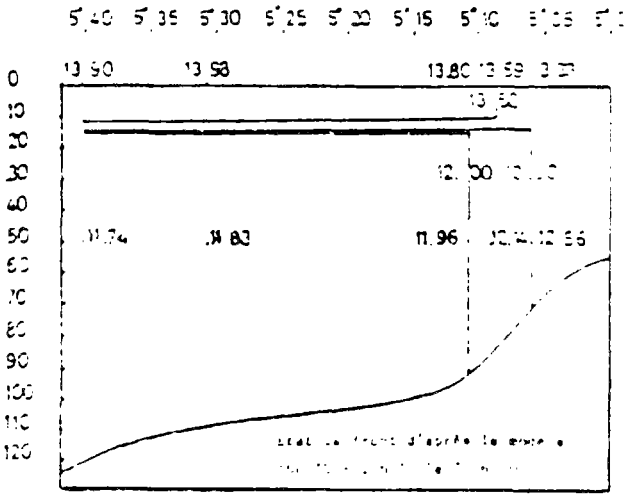


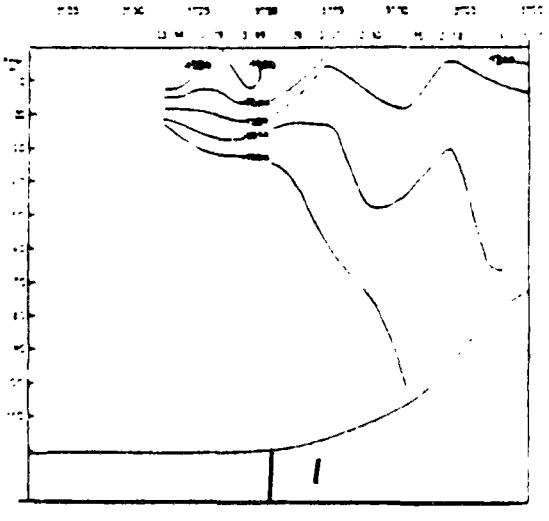
B1 : 9 H 40 TU le 3/06 - 6 H 00 TU le 4/06/80





B2 : 23 H 25 TU le 6/06 - 8 H 00 le 6/06/80





B3 : 16 H 38 TU à 20 H 12 TU le 7/06/80

III.2.4. PINGREE 1975 [1]

En Manche-Est, la structure thermique verticale est à peu près homogène tout au long de l'année. Le but que s'est assigné PINGREE a été de préciser le rôle de la turbulence horizontale dans la distribution de l'énergie reçue de l'atmosphère dans cette partie de la Manche. Pour ce, il s'est basé sur des mesures faites par Lumby pendant une période de 25 ans de 1903 à 1927.

Un modèle de simulation de l'évolution de la température d'eau en Manche-Est a été mis au point. Ce modèle est bidimensionnel dans le plan horizontal. Les masses d'eau sont supposées fixes dans l'espace. L'effet du transport sur la distribution de la chaleur est simulé par l'introduction de paramètres de dispersion.

L'équation de conservation de la chaleur pour un volume d'eau de profondeur H s'écrit :

$$H \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (H K_x \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (H K_y \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{Q}{\rho C_p}$$

Q	représente le gain énergétique	Calorie C m^{-2} s^{-1}
H	profondeur	cm
K_x, K_y	coefficients de dispersion	cm^2 s^{-1}

La simulation a été effectuée pour les mois d'avril à septembre. La fonction d'échange Q est déduite des résultats de Lumby sur les échanges air-mer en Manche.

Le pas de temps de calcul est 12500 s ($\approx$ 3,5 heures), les pas d'espace sont :

$$\Delta x = \Delta y = 10 \text{ km}$$

Les coefficients de dispersion ont été déterminés de façon à retrouver au mieux la distribution thermique mensuelle donnée par Lumby, les valeurs de K_x et K_y trouvés sont :

$$K_x = 2\ 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \qquad K_y = 1.6\ 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Une comparaison entre les résultats de cette modélisation et les cartes de Lumby est présentée sur la figure 9.

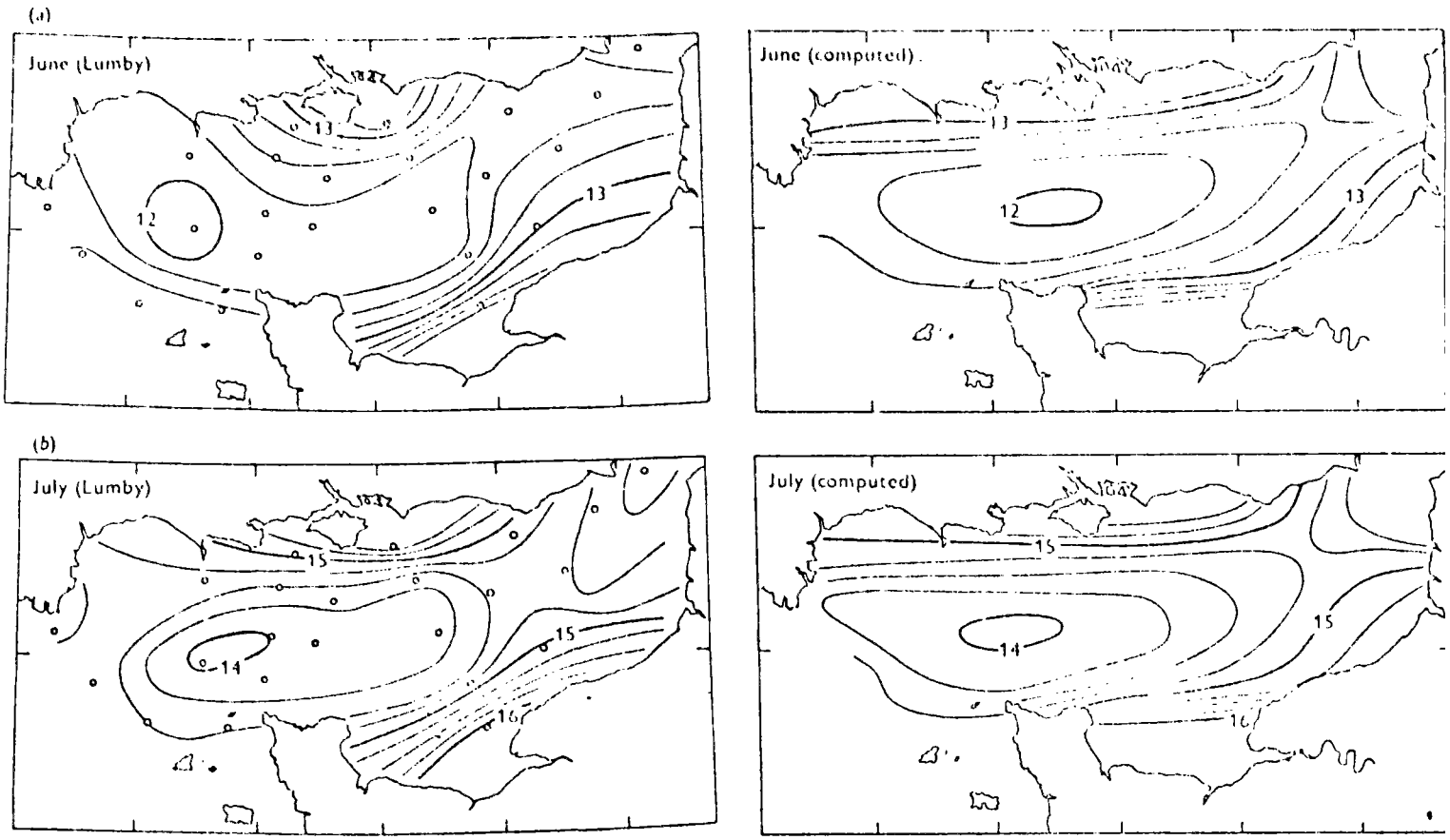


Figure 9 - Isothermes mensuelles pour les mois de juin (a) et juillet (b).

Sur ces résultats on peut faire les remarques suivantes :

- à l'ouest de la Manche Est (conditions aux limites) et au Pas-de-Calais, le résultat semble très satisfaisant, ceci est logique vu qu'aux conditions aux limites les chronologies utilisées sont celles des mesures de Lumby.
- les isothermes tracées par PINGREE sont assez peu inclinées, alors que selon les résultats de Lumby elles le sont davantage. Notons que ceci est normal vu le rapport $\frac{K_x}{K_y}$ utilisé par PINGREE dans son modèle :

$$\frac{K_x}{K_y} = 12,5$$

- Dans l'étude, PINGREE a supposé K_x, K_y uniforme dans toute la Manche-Est. Une amélioration aurait pu être obtenue en associant des coefficients de dispersion par mailles ou au moins par région de la Manche-Est, en considérant les connaissances actuelles sur les courants de marée en Manche.

III.2.5. PIQUET 1977 [34]

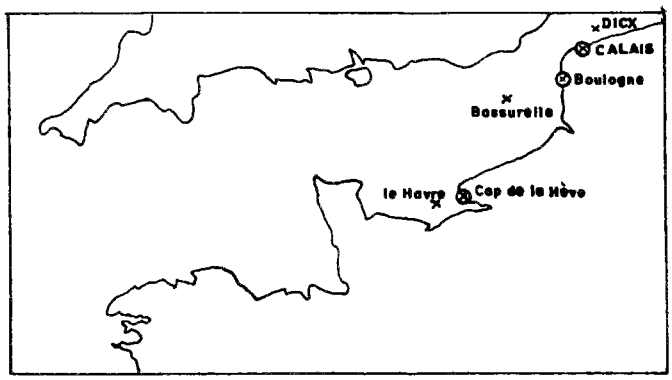
Un modèle de simulation de l'évolution thermique saisonnière en trois points de la Manche-EST (figure 9 A), a été développé par PIQUET. Dans ce modèle ; la structure verticale est supposée homogène tout au long de l'année, les échanges énergétiques horizontaux sont négligés.

L'équation d'évolution de la température de la masse d'eau étudiée s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{\rho C_p H}$$

* $Q = R_S + R_A - CV - CE - RE$; les éléments de ce bilan énergétique ont été évalués à partir de données météorologiques trihoraires tout au long de la période de simulation.

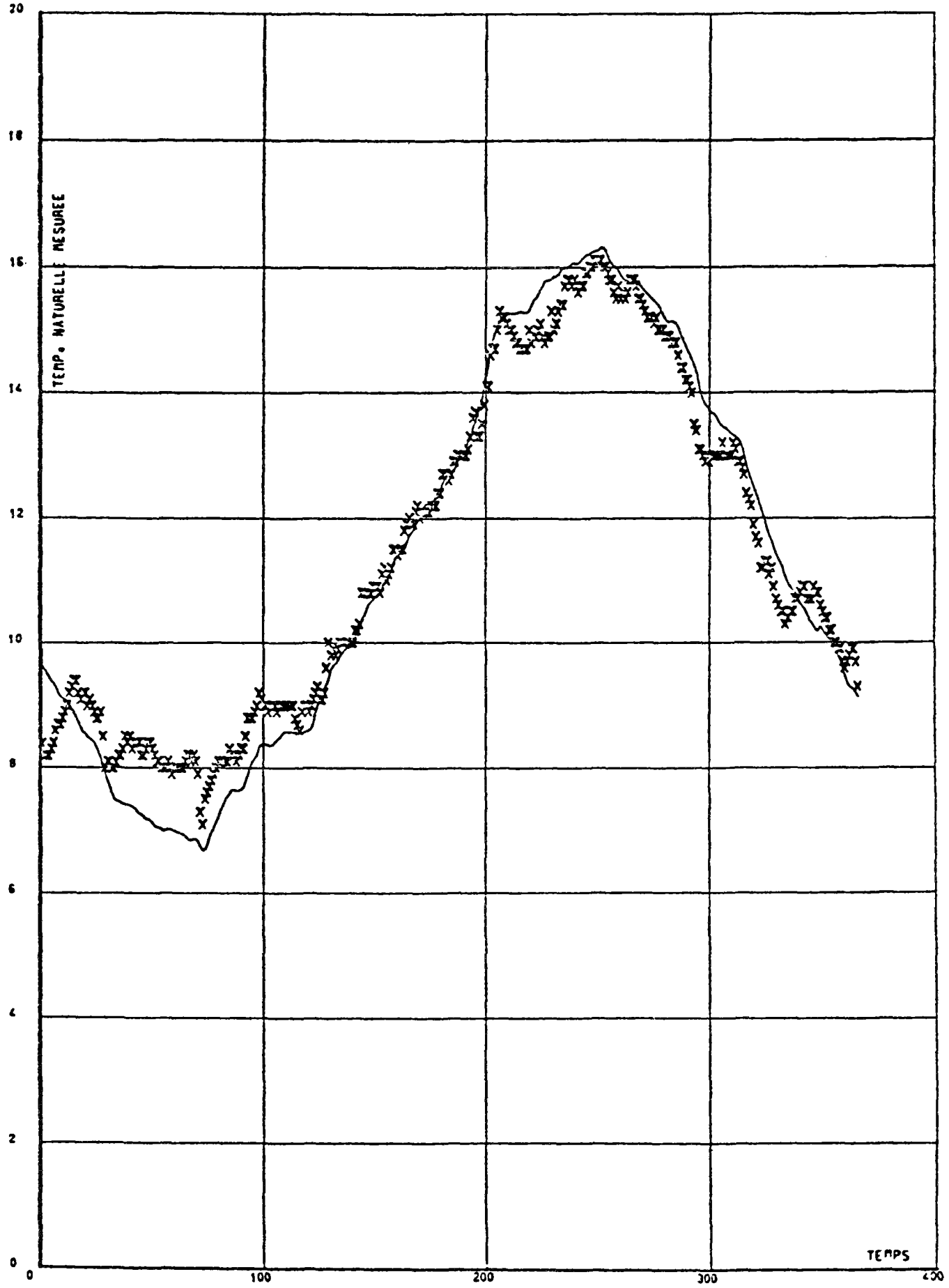
* H : profondeur d'eau; en réalité la profondeur H utilisée a été ajustée en chaque point étudié. Ceci a permis de compenser en partie le manque d'échanges thermiques horizontaux dans le modèle.



x : points de simulation

⊗ : stations météorologiques utilisées pour l'évaluation des échanges air-mer.

Figure 9 A : Points d'étude et stations côtières correspondantes.



ANNEE 1972

Figure 9 B : Comparaison calcul-mesures à Bassurelle.

Les résultats obtenus en ces trois points sont satisfaisants. La comparaison calcul-mesure a Bassurelle pour l'année 1972 est présentée sur la figure 9B.

Pour calculer les termes d'évaporation et de convection, un coefficient empirique (coefficient du vent) a été ajusté pour chacun des sites de simulation. Il est intéressant de noter que les valeurs de ces coefficients dépendent beaucoup des données météorologiques côtières. Ces coefficients intègrent en effet les liaisons entre le vent côtier et le vent au-dessus de la mer, liaisons qui diffèrent elles-mêmes beaucoup d'un site à un autre. En utilisant les données mesurées in-situ, les coefficients obtenus sont très voisins pour les trois sites étudiés. Les valeurs trouvées de ces coefficients de vent sont de l'ordre de 0,0025.

Les résultats de cette étude montrent que l'évolution des températures d'eau en Manche-EST est en grande partie liée aux échanges air-mer et que ces échanges peuvent être estimés avec une légère correction à partir de données météorologiques côtières.

Cependant, ces études ponctuelles ne peuvent être réalisées en tous points de la Manche. L'effet des échanges horizontaux qui dans ce cas a été compensé par un ajustement sur la profondeur d'eau devrait être représenté par une technique plus globale si l'on veut étendre cette mécanique de simulation à la Manche-orientale ! C'est ce que nous nous proposons de réaliser dans notre modélisation.

SYNTHESE

Une synthèse de ces différents modèles est présentée sur le tableau suivant. L'intérêt de notre travail est de combiner l'étude de la variabilité thermique horizontale et verticale alors que dans ces différents modèles, les auteurs se sont limités à l'étude de l'un ou l'autre des cas.

TABLEAU RECAPITULATIF des différents modèles présentés

Référence	Lieu de simulation	Période de simulation	hypothèse spatiale intégrée sur (ou homogène en) x	y	z	Pas de temps
JAMES [9]	Mer Celtique	1 an	oui	oui	non	variable
STIGEBRANDT [10]	Cas théorique	100 jours "Mai-Juin-Juillet"	oui	oui	non	1 jour
ALTAZIN [11]	Mer d'Iroise	90 jours "Avril-Mai-Juin"	oui	oui	non	1 h
PINGREE [1]	Manche-EST	5 mois "Avril-Mai-Juin-Juil. Août-Sept."	non	non	oui	$\simeq$ 3 h
PIQUET [34]	Manche-EST	plusieurs années	oui	oui	oui	3 h

Chapitre IV
PRESENTATION DU MODELE

Avant de se limiter aux phénomènes particuliers étudiés dans cette modélisation, nous allons rappeler brièvement les équations générales caractérisant l'évolution thermique des masses d'eau en mer.

IV.1. Equations générales.

L'évolution du milieu marin peut être décrite par un certain nombre de variables dans le temps et dans l'espace :

ρ	masse volumique
p	pression
T	température
S	salinité
$\vec{U}(U,V,W)$	vecteur vitesse

Ces différentes variables étant liées, l'étude de l'une d'entre elles nécessite généralement l'étude de toutes les autres.

IV.1.1. Equations instantanées.

Le repère choisi est un repère cartésien orthonormé ox, oy, oz où oz suit la verticale ascendante, ox et oy sont dirigés respectivement vers l'Est et le Nord.

Les équations qui régissent ces grandeurs physiques avec la simplification due à l'approximation de BOUSSINESQ sont :

- Equation d'état :

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S)$$

$$\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_0 \qquad \beta = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial S}\right)_0$$

- α coefficient d'expansion thermique de l'eau
  β coefficient de contraction saline de l'eau.

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0$$

- Equation de la quantité de mouvement :

$$\rho_o \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) + \varepsilon_{ijk}\, \rho_o\, \Omega_j\, U_k + \frac{\partial \pi}{\partial x_i} - \rho\, g\, \delta_{3i} = \mu\, \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}$$

- Equation de conservation de sel :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U_i \frac{\partial S}{\partial X_j} = D \frac{\partial^2 S}{\partial X_j^2}$$

- Equation d'enthalpie :

$$\rho_o\, C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j}\right) = \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)^2 - g\, U_i\, \delta_{i3} + k \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} + \frac{\partial R_i}{\partial x_i}$$

R_i : flux radiatif

μ, k, D : coefficients de viscosité moléculaire, de la quantité de mouvement, de la chaleur et du sel.

IV.1.2. Equations moyennes.

Les variables décrivant les milieux géophysiques (en particulier le milieu marin) sont en général décomposées selon la méthode de REYNOLDS en une valeur moyenne et une fluctuation turbulente.

$$\rho = \overline{\rho} + \rho' \qquad \overline{\rho'} = 0$$
$$U_i = \overline{U}_i + U'_i \qquad \overline{U'} = 0$$
$$T = \overline{T} + T' \qquad \overline{T'} = 0$$
$$\pi = \overline{\pi} + \pi' \qquad \overline{\pi'} = 0$$

En remplaçant ces grandeurs dans les équations précédentes, on aboutit à deux genres d'équations : celles relatives aux moments du premier ordre et celles relatives aux moments du second ordre. Nous nous limiterons ici aux équations qui nous seront utiles pour la suite de la modélisation.

* Equations relatives aux moments du premier ordre.

Une étude faite par PINGREE [27], à partir de mesures de température et de salinité relevées par LUMBY [28] en Manche, permet d'affirmer que l'effet de la salinité sur la structure thermique est négligeable devant celui de la température $\frac{\partial \rho}{\partial S} \sim 0$.

L'équation d'état devient :

$$\boxed{\bar{\rho} = \rho_0 (1 - \alpha \bar{T})} \qquad (1)$$

- équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_i} = 0$$

- équation d'enthalpie :

$$\rho_0 Cp \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_j}\right) = \frac{\mu}{2}\left[\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U'}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{U'}_j}{\partial X_i}\right)^2\right]$$

$$- \frac{\partial}{\partial X_j}\left(- K \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_j} + \rho_0 Cp \overline{T'U'_j} + R_j\right)$$

Dans cette équation les termes $\bar{\rho}\, g\, U_i\, S_{i3}$, $\frac{\mu}{2}\left[\left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U'}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i}\right)^2\right]$ et $K \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_i}$ peuvent être négligés (LESAOS). [12]

Après simplification, l'équation d'enthalpie s'écrit :

$$\boxed{\rho_0 Cp \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial X_j} = - \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\rho_0 Cp \overline{T'U'_j} + R_j\right)} \qquad (2)$$

* Equations relatives aux moments du second ordre :

On définit l'énergie cinétique turbulente comme la trace du tenseur de Reynolds :

$$e^2 = \frac{1}{2} \rho \overline{U'^2_i}$$

elle sera notée ECT.

La détermination de l'équation d'évolution de cette grandeur nous permettra de déterminer les moments d'ordre 2 du type $T'U'_j$ de l'équation [2], ce qui fermera le problème.

L'équation d'évolution de l'ECT est obtenue en multipliant les équations aux fluctuations terme à terme par les fluctuations turbulentes U'_j, T', puis en prenant la moyenne des équations additionnées (LESAOS).

Cette équation s'écrit :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}_1 \frac{\partial}{\partial X_j}\right) e^2 = - \rho_o \overline{U'_i U'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} - \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\overline{U'_j e'} + \overline{\pi' U'_j} - \mu \overline{U'_i \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i}\right)} \right] + g \, \delta_{i3} \, \overline{\rho' U'_i} - \frac{\mu}{2} \overline{\left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i}\right)^2}$$

Après simplification aux moments d'ordre 2, on obtient finalement :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial}{\partial X_j}\right) \bar{e}^2 = - \rho_o \overline{U'_i U'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} - \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\overline{U'_i e^2} + \overline{\pi' U'_j}\right) + g \, \delta_{i3} \, \overline{\rho' U'_i} - \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i}\right) \tag{3}$$

* $- \rho_o \overline{U'_i U'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j}$ — production d'énergie cinétique turbulente par action des tensions de Reynolds sur le gradient de courant moyen.

* $g \, \delta_{i3} \, \overline{\rho' U'_i}$ — Energie cinétique turbulente produite ou consommée par interaction du mouvement turbulent avec les forces gravitationnelles.

* $\frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial U'_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial X_i}\right)$ — Dissipation en chaleur d'une partie de l'ECT.

* $- \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\overline{U'_i e^2} + \overline{\pi' U'_j}\right)$ — Flux des fluctuations d'énergie cinétique et des fluctuations de pression.

IV.2. Modèle thermique de la Manche.

IV.2.1. Choix d'un modèle.

Ayant présenté dans le chapitre précédent, les différentes équations qui régissent l'évolution thermique des masses d'eau en mer, il s'agit maintenant de définir le mode d'application de ces équations au problème posé qui est celui de l'évolution de la structure thermique des masses d'eau en Manche.

Vu l'échelle spatiale à laquelle on se propose de travailler (La Manche) et l'échelle temporelle (simulation sur vingt années), il semble nécessaire d'adapter notre modélisation aux données disponibles sur la période de simulation.

* Le premier problème posé à ce niveau est celui du transport des masses d'eau. En Manche, ce transport est lié aux deux phénomènes suivants :

- phénomène de marée,
- dérive due au vent.

La modélisation de l'évolution thermique des masses d'eau dépend a priori du déplacement de celles-ci. Il est donc nécessaire de connaître tout au long de la période de simulation le déplacement des masses d'eau.

Actuellement, les connaissances acquises sur le transport en Manche permettent d'avoir une bonne idée sur le champ de courant de marée, pour les marées de coefficients 45 et 95. Ces travaux ont été faits notamment par LE PROVOST, WARLUZEL, MANOHA et MADDOCK. La précision de ces différents travaux ($cm\ s^{-1}$) ne permet pas d'avoir la dérive due à la marée. En effet les courants instantanés sont de l'ordre du $m\ s^{-1}$ alors que la dérive est de l'ordre du $cm\ s^{-1}$.

Ces différentes études considèrent uniquement l'effet de la marée, sans tenir compte du vent. PINGREE [42] lui a fait une étude comparant la dérive due au vent à celle due à la marée; il en a conclu que, dans certaines régions comme le Pas-de-Calais, pour un vent de 10 m/s, on peut avoir des courants résiduels dus au vent plus importants que ceux dus à la marée (voir figure 10).

Ces différents éléments acquis sur la structure courantologique en Manche restent assez faibles pour nous permettre d'avoir le champ de courant en tout point de la Manche, tout au long de la période de simulation 1960-1979.

L'idée proposée pour résoudre ce premier problème est celle retenue par PINGREE, pour la modélisation du régime thermique de la Manche Est. Nous considérons les masses d'eau fixes dans l'espace et nous nous proposons de compenser une partie des échanges thermiques horizontaux dus normalement à l'advection et à la dispersion par de la dispersion uniquement, tout en sachant que cette dispersion introduite n'est qu'un mécanisme artificiel de simulation.

Les coefficients de dispersion K_x, K_y seront alors des paramètres d'ajustement qui seront déterminés de façon à avoir la meilleure comparaison calcul-mesure.

Ceci se traduit dans l'équation (2) par : d'abord, l'hypothèse classique de diffusion turbulente :

$$\overline{T'U'} = K_x \frac{\partial \overline{T}}{\partial x}$$

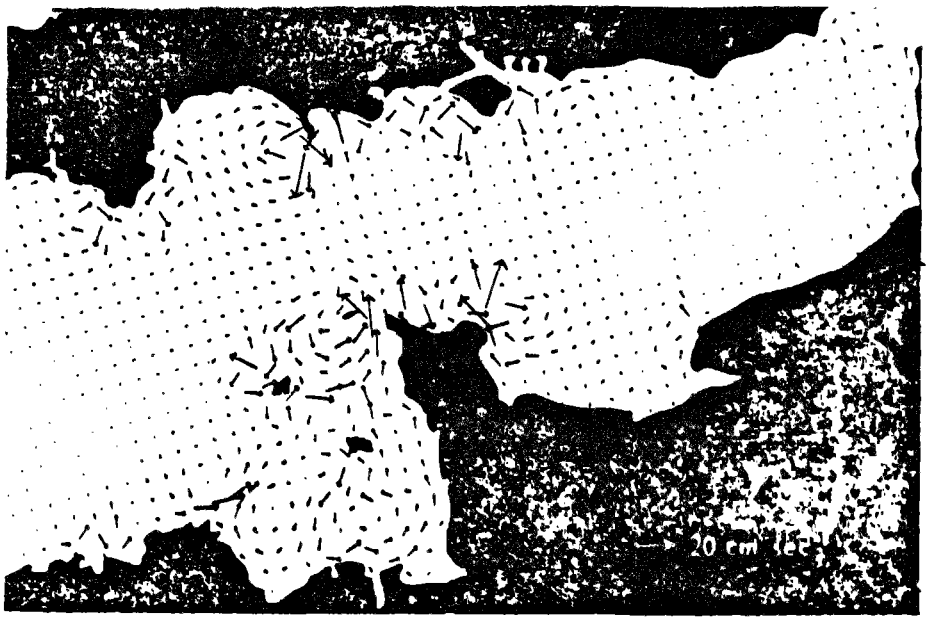
$$\overline{T'V'} = K_y \frac{\partial \overline{T}}{\partial y}$$

et ensuite le terme $U_j \frac{\partial \overline{T}}{\partial X_j}$ ne sera plus considéré. L'équation (2) devient :

$$\rho_o \, Cp \, \frac{\partial \overline{T}}{\partial t} = \rho_o \, Cp \, \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \overline{T}}{\partial x}\right) + \rho_o \, Cp \, \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \overline{T}}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_o \, Cp \, \overline{T'W'} + R_z\right) \qquad (4)$$

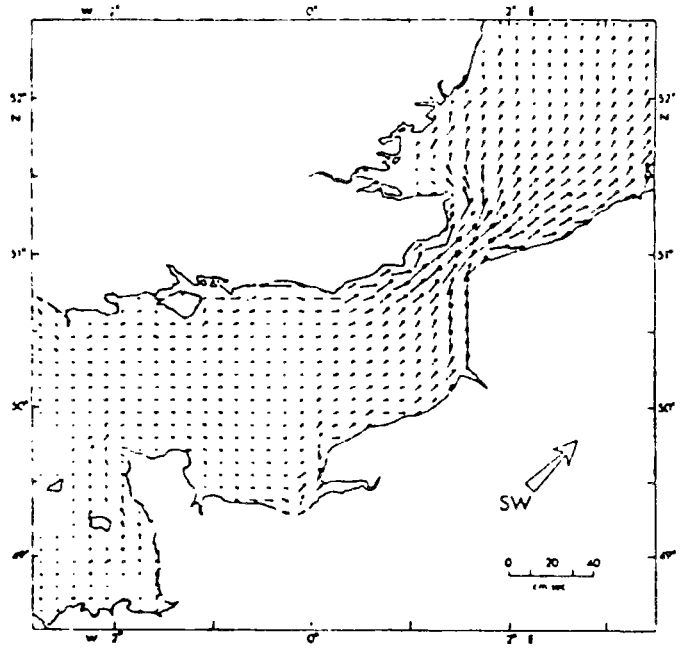
* Le second problème posé est celui de l'évaluation des termes d'échanges air-mer. Ces échanges énergétiques représentent un facteur très important pour la simulation thermique étudiée. Cette évaluation est faite à l'aide de formulations empiriques classiques à partir des données trihoraires des paramètres suivants :

- vitesse du vent,
- température de l'air,
- humidité relative de l'air,
- pression atmosphérique,
- nébulosité.



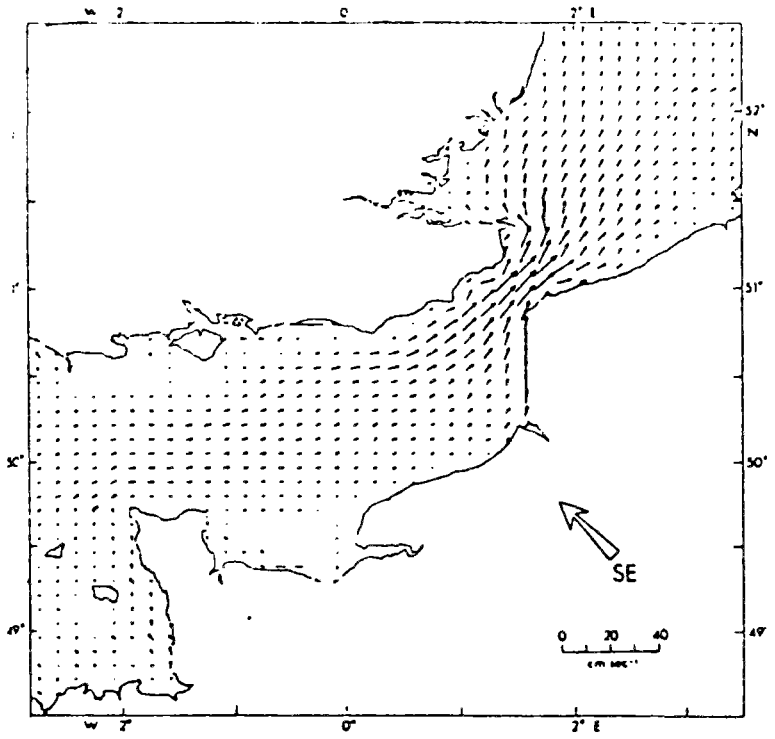
Circulation résiduelle en Manche
d'après MADDOCK et PINGREE. (MAREE) [41]

Figure 10



Courants résiduels dus au vent "PINGREE" [42]

un vent de 10 ms^{-1}
SW



Courants résiduels dus au vent "PINGREE" [42]

un vent de 10 ms^{-1}
SE

Afin d'évaluer ce bilan, en tout point de la Manche, il faudrait avoir les données en tout point pendant la période de simulation. Or les données météorologiques dont nous disposons sont celles des stations météorologiques côtières françaises et anglaises. Une étude présentée en Annexes I, II, permet de choisir les données de LA HAGUE pour évaluer les échanges air-mer avec une correction pour différentes zones de la Manche (coefficient du vent : voir annexe I).

* Enfin, il reste le problème de la modélisation de la structure thermique verticale. Verticalement, le modèle est un modèle intégral à deux couches homogènes d'épaisseurs variables; la couche de surface est mélangée par le vent, celle du fond par le frottement des courants sur le fond. Le transport de matières entre ces deux couches est paramétrisé par des vitesses d'entraînement d'une couche à l'autre. Ces vitesses d'entraînement sont données par l'intégration de l'équation de l'ECT sur chacune des couches, en faisant les approximations suivantes :

- les flux turbulents horizontaux sont négligés devant les flux turbulents verticaux,
- l'ECT est supposée quasi-stationnaire

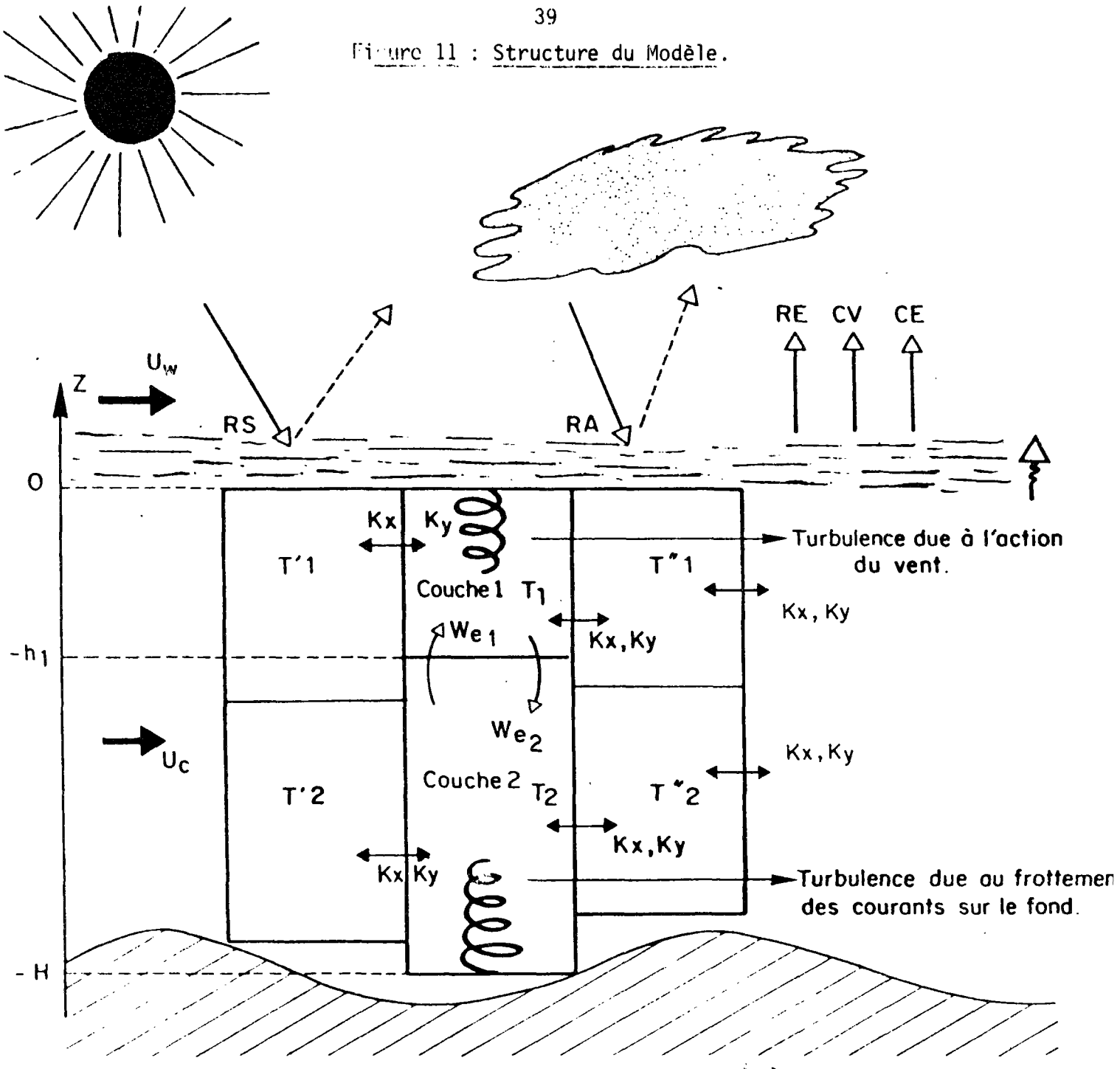
$$\frac{d\,\overline{e}^{2}}{dt} = 0$$

L'équation (3) s'écrit :

$$0 = -\rho_0 \left(\overline{U'W'}\frac{\partial \overline{U}}{\partial Z} + \overline{V'W'}\frac{\partial \overline{V}}{\partial Z}\right) - g\,\overline{\rho'W'} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{p'W'} + \overline{e^2W'}\right) - \frac{\mu}{2}\left(\frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U'_j}{\partial x_i}\right) \qquad (5)$$

A l'aide de ces différentes hypothèses, l'évolution thermique des masses d'eau en Manche est obtenue en intégrant les équations de masse, d'enthalpie et de l'ECT sur chacune des deux couches et ce en tous points. Sur la figure 11 est représentée la schématisation de notre modèle, ainsi que les différents mécanismes intervenant dans l'évaluation des températures d'eau en Manche.

Figure 11 : Structure du Modèle.



We_1 : Vitesse d'entrainement des masses d'eau de la couche 2 à la couche 1

We_2 : Vitesse d'entrainement des masses d'eau de la couche 1 à la couche 2

U_c : Vitesse des masses d'eau

U_w : Vitesse du vent

Kx,Ky : Coefficients de dispersion

CE : Flux de chaleur dû à l'évaporation

CV : Flux de chaleur dû à la convection

RE : Rayonnement de l'eau

RS : Rayonnement solaire

RA : Rayonnement atmosphérique

IV.2.2. Conditions aux limites.

Ces conditions aux limites peuvent être séparées en deux types : celles relatives aux limites du domaine étudié (la Manche) horizontalement et celles relatives aux limites sur une même verticale (surface, fond, interface entre les deux couches).

IV.2.2.1. Conditions aux limites horizontales du domaine étudié.

Aux frontières Est et Ouest du domaine étudié, nous ne disposons pas d'un nombre de mesures suffisant pour former une chronologie de température. Un calcul de cette chronologie de températures aux limites a été fait en supposant les masses d'eau soumises aux seuls échanges air-mer. Ce calcul a été ajusté sur les mesures disponibles (cf. annexe I).

L'influence des apports fluviaux sur l'état thermique des masses d'eau sera négligée. En effet l'un des plus importants est celui de la Seine. Le débit d'eau moyen y est de 500 $m^3\ s^{-1}$, cette eau provenant d'un fleuve a un régime thermique différent du régime marin : en réalité l'effet de cette eau sur le régime thermique est assez négligeable à l'échelle où nous nous plaçons : il suffit pour cela de remarquer que l'eau provenant de la Seine pendant une durée de temps de trois heures représente le $\frac{1}{500}$ du volume d'eau d'une maille moyenne en baie de Seine.

Les résultats du modèle, près de l'embouchure de la Seine ne devraient pas être pris en considération car, malgré tout, la structure non saline des eaux continentales rend le problème plus complexe au voisinage de la Seine.

IV.2.2.2. Conditions aux limites sur une même verticale.

Ces conditions aux limites sont évaluées :

- en surface,
- au fond,
- à l'interface entre les deux couches.

IV.2.2.2.1. En surface.

* La tension du vent à la surface de l'eau s'exprime en fonction de la masse volumique de l'air ρ_a et de la vitesse du vent à 10 mètres U_{10} :

$$\mathcal{T} = \rho_a \, C_{10} \, U_{10}^2 \qquad \rho_a \text{ masse volumique de l'air}$$

C_{10} est le coefficient de frottement donné par COANTIC 1978 [13].

$$C_{10} = (1 + 0{,}03 \, U_{10}) \cdot 10^{-3} \quad \text{avec } U_{10} \text{ en m.s}^{-1}$$

En introduisant la vitesse de frottement sur l'eau U^*_v :

$$\mathcal{T} = \rho_o \, U_v^{*2} \qquad \rho_o \text{ masse volumique de l'eau}$$

$$\mathcal{T} = \rho_a \, C_{10} \, U_{10}^2$$

$$\Longrightarrow \boxed{U^*_V = U_{10} \sqrt{\frac{\rho_a \, C_{10}}{\rho_o}}}$$

* Les échanges énergétiques air-mer sont regroupés en :

- transferts radiatifs (R_S, R_A, R_E)
- transferts turbulents (C_E, C_V)

R_S : rayonnement solaire

R_A : rayonnement atmosphérique

R_E : rayonnement de la surface de l'eau

C_V : flux de chaleur de convection

C_E : flux de chaleur dû à l'évaporation.

Ces différents termes sont détaillés en Annexe I.

On définit le terme P : "Pertes en Surface" :

$$P = R_E + C_V + C_E - R_A$$

En prenant la convention de signe que les flux sont positifs vers le haut, le bilan d'énergie au niveau de la surface s'exprime, $P - R_o$ où R_o est le rayonnement solaire arrivant en surface.

Dans l'eau, au voisinage de la surface (sur une couche d'épaisseur z très faible), le rayonnement solaire pénétrant est R_z. Le transfert turbulent de chaleur sensible s'écrit :

$$Q'_C = \rho_o C_p \overline{T'W'}\Big|_z$$

Comme il ne peut y avoir accumulation de chaleur à l'interface nous avons :

$$\lim_{z \to o} \left[\rho_o C_p \overline{T'W'}_z - R_z\right] = p - R_o$$

$$\boxed{\overline{T'W'}\Big|_o = \frac{P}{\rho_o C_p}}$$

IV.2.2.2.2. Au fond.

Les échanges thermiques avec le fond étant supposés négligeables, l'équation d'enthalpie par passage à la limite nous fournit la condition :

$$\boxed{\overline{T'W'}\Big|_{-H} = 0}$$

La tension des courants au voisinage du fond est représentée de façon analogue à celle du vent :

$$\mathcal{T} = \rho_o C_D U_c^2$$

U_c : vitesse de courant moyenne sur la profondeur H

C_D : coefficient de frottement au fond

$C_D = 2{,}1.10^{-3}$

En introduisant U^*_c :

$$\mathcal{T} = \rho_o U_c^{*2}$$

$$\Longrightarrow \boxed{U_c^* = U_c \sqrt{C_D}}$$

IV.2.2.2.3. A l'interface entre les deux couches.

Nous négligeons les effets de diffusion à travers l'interface entre les deux couches et supposons que les processus de mélange sont associés à l'entraînement d'une couche vers l'autre. Ces hypothèses sont empruntées aux modèles intégraux, à bilan d'énergie, représentant l'évolution de la thermocline en mer [14].

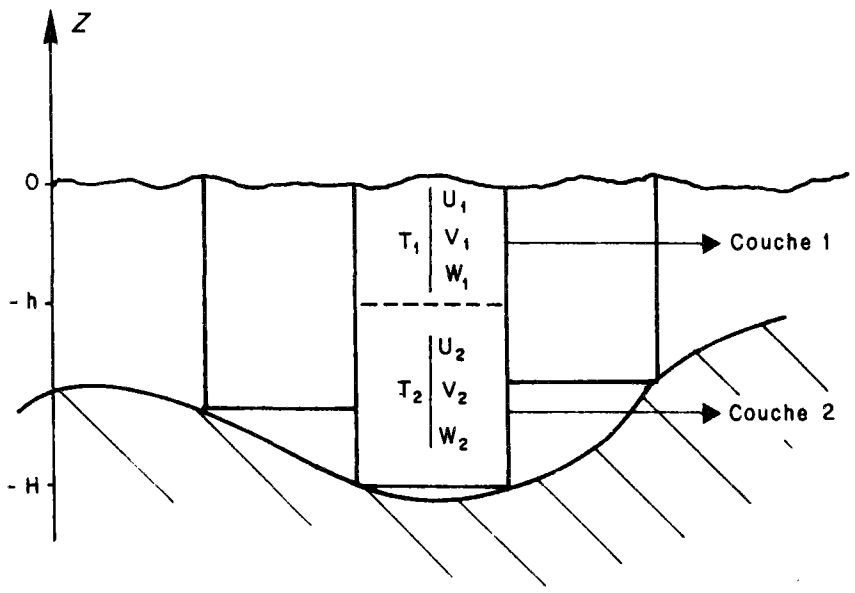
On définit ainsi deux vitesses d'entraînement verticales :

W_{e_1} (resp. W_{e_2}) : vitesse d'entraînement de la couche 2 (resp. couche 1) vers la couche 1 (resp. couche 2).

Couche 1 : $\rho C_p \overline{T'W'}\Big|_{-h+\varepsilon} = - \rho C_p W_{e_1} (T_1 - T_2)$ $\quad \varepsilon \longrightarrow 0$

Couche 2 : $\rho C_p \overline{T'W'}\Big|_{-h-\varepsilon} = - \rho C_p W_{e_2} (T_1 - T_2)$ $\quad \varepsilon \longrightarrow 0$

IV.2.3. Intégration des équations.



IV.2.3.1. Conservation du volume.

L'intégration des équations sur la profondeur de chaque couche h et H-h introduit une nouvelle variable dépendant du temps : h. L'entraînement des couches est lié à l'approfondissement de chacune, mais, de par la définition de l'entraînement [14], les vitesses d'entraînement W_{e_1} et W_{e_2} sont toujours positives. La conservation du volume donne :

(6) $$\boxed{\frac{dh}{dt} = W_{e_1} - W_{e_2}}$$

si $W_{e_1} < 0$ $\quad W_{e_1} = 0$

si $W_{e_2} < 0$ $\quad W_{e_2} = 0$

Rappelons qu'à ce stade l'hypothèse utilisée est qu'il n'y a pas d'échanges de matières entre différentes colonnes d'eau, il y a uniquement échange de chaleur.

IV.2.3.2. Equation d'enthalpie.

IV.2.3.2.1. Couche de surface.

L'équation d'enthalpie avec les hypothèses simplificatrices du modèle est donnée par l'équation (4) :

$$(4)\quad \rho_o C_p \frac{\partial \overline{T}}{\partial t} = \rho_o C_p \frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial \overline{T}}{\partial x}\right) + \rho_o C_p \frac{\partial}{\partial y}\left(K_y \frac{\partial \overline{T}}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_o C_p \overline{T'W'} + R_z\right)$$

L'intégration de cette équation sur la couche 1, où la température est uniforme T_1 donne :

$$\rho_o C_p \int_{-h}^{o} \frac{\partial \overline{T}}{\partial t}\, dz = \rho_o C_p \int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial \overline{T}}{\partial x}\right) dz + \rho_o C_p \int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial y}\left(K_y \frac{\partial \overline{T}}{\partial y}\right) dz$$

$$- \int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho_o C_p \overline{T'W'} + R(Z)\right) dz$$

$$\rho_o C_p \frac{\partial T_1}{\partial t} h = - \rho_o C_p \overline{T'W'}\Big|_o - R(o) + \rho_o C_p \overline{T'W'}_{-h+\varepsilon} + h(-h)$$

$$+ \rho_o C_p \int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial \overline{T}}{\partial x}\right) dz + \rho_o C_p \int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial y}\left(Ky \frac{\partial \overline{T}}{\partial y}\right) dz$$

* avec ε infiniment petit.

En utilisant :

- la règle de Leibnitz :

$$\int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial x}\right) dz = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \, h \, \frac{\partial T_1}{\partial x}\right)$$

$$\int_{-h}^{o} \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}\right) dz = \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \, h \, \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)$$

- les conditions aux limites :

$$\overline{T'W'}\Big|_o = P = RE + CE + CV - RA$$

$$\overline{T'W'}\Big|_{-h+\varepsilon} = - W_{e_1} (T_1 - T_2)$$

L'équation (4) intégrée sur la couche 1 de surface nous donne :

(7)
$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{W_{e_1}}{h} (T_2 - T_1) + \frac{R(-h) - R(o) - P}{\rho_o C_p h} + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \, h \, \frac{\partial T_1}{\partial x}\right) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \, h \, \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)$$

IV.2.3.2.2. Couche du fond.

De la même façon que pour la couche 1, l'intégration de l'équation (4) sur la couche (2) du fond nous donne, en utilisant les conditions aux limites :

$$\overline{T'W'}\Big|_{-h-\varepsilon} = - W_{e_2} (T_1 - T_2)$$

$$\overline{T'W'}\Big|_{-H} = 0$$

(8)
$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{W_{e_2}}{H-h} (T_1 - T_2) + \frac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o C_p (H-h)} + \frac{1}{(H-h)} \frac{\partial}{\partial x} \left((H-h) \, K_x \, \frac{\partial T_2}{\partial x}\right) + \frac{1}{(H-h)} \frac{1}{\partial y} \left((H-h) \, K_y \, \frac{\partial T_2}{\partial y}\right)$$

IV.2.3.3. Equation de l'énergie cinétique turbulente :

Le système constitué des équations (6), (7), (8) a pour variables T_1, T_2, We_1, We_2, h. Pour fermer le système, les vitesses d'entraînement We_1 et We_2 sont calculées en intégrant l'équation d'énergie cinétique turbulente sur chaque couche.

$$(5) \quad -\rho_o\left[\overline{U'W'}\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{V'W'}\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right] - g\,\overline{\rho'W'} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\pi'W'} + e^2\,W'\right] - \bar{\varepsilon} = 0$$

A B C D

L'intégration des différents termes est effectuée selon la méthode exposée par LESAOS [12], l'hypothèse qui sera utilisée tout au long de cette intégration est celle relative aux flux cinétiques turbulents : on suppose que les flux horizontaux sont négligeables devant les flux verticaux.

IV.2.3.3.1. Intégration sur la couche de surface :

a - Terme A $\quad \int_{-h}^{o} -\rho_o \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{U'W'}\frac{\partial U}{\partial z} + \overline{V'W'}\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right] dz$

A l'intérieur de la couche $\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$ et $\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}$ sont nuls.

Près de la surface, l'action du vent crée un gradient de courant moyen. Pour respecter les hypothèses d'homogénéité, on suppose en général [14] que le taux de production du mouvement moyen en surface est égal au taux de sa destruction par mélange. Le terme de production de turbulence est donc pris proportionnel au taux de travail du vent en surface.

$$\lim_{\varepsilon \to o} \int_{-\varepsilon}^{o} A = -\rho_o \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{U'W'}\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{V'W'}\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}\right]_o = \rho_o\, m_V^A\, U_V{}^{*3}$$

Au bas de la couche 1, à cause de la discontinuité du champ de courant à l'interface, le terme A n'est pas nul. Si l'on suppose que l'interface a une épaisseur ε , on retrouve le terme :

$$\lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h-\varepsilon}^{-h} A$$

$$\boxed{\int_{-h}^{o} - \rho_o \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{U'W'}\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{V'W'}\frac{\partial \overline{V}}{\partial z}\right]dz = \rho_o\, m^A{}_V\, U_V^{*3} + \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h-\varepsilon}^{-h} A}$$

b - Terme B $\quad \int_{-h}^{o} - g\,\rho' W'\,dz = \int_{-h}^{o} \rho_o\, g\, \alpha\, \overline{T'W'}\,dz$

$[z, 0]$ Afin d'évaluer $\overline{T'W'}_z$ nous intégrons l'équation d'enthalpie sur $z > -h$ en négligeant les flux thermiques $\frac{\partial}{\partial x}(K_x \frac{\partial T}{\partial x})$ et $\frac{\partial}{\partial y}(K_y \frac{\partial T}{\partial y})$:

$$\int_z^o \rho_o\, C_p \frac{\partial T}{\partial t}\,dz = \int_z^o - \frac{\partial}{\partial z}\left[\rho C_p\, \overline{T'W'} + R(z)\right]\,dz$$

d'où $\quad - \overline{T'W'}\Big|_z = z\,\frac{\partial T_1}{\partial t} - \overline{T'W'}\Big|_o - \frac{R(o) - R(z)}{\rho_o\, C_p}$

$$- \overline{T'W'}\Big|_{-h} = - h\,\frac{\partial T_1}{\partial t} - \overline{T'W'}\Big|_o - \frac{R(o) - R(-h)}{\rho_o\, C_p}$$

En éliminant $\frac{\partial T_1}{\partial t}$ entre les deux équations précédentes, on obtient :

$$\rho_o\, C_p\, \overline{T'W'}\Big|_z = - \rho_o\, C_p \frac{z}{h}\left[\overline{T'W'}\Big|_{-h} - \overline{T'W'}\Big|_o\right] - \frac{z}{h}\left[R(o) - R(-h)\right]$$

$$- \rho_o\, C_p\, \overline{T'W'}\Big|_o - \left[R(o) - R(z)\right]$$

en remplaçant $\begin{cases} \rho_o\, C_p\, \overline{T'W'}\Big|_o = P \\ \rho_o\, C_p\, \overline{T'W'}\Big|_{-h} = - \rho_o\, C_p\, We_1\left[T_1 - T_2\right] \end{cases}$ et en intégrant, on a :

$$\boxed{\int_{-h}^{o} \rho_o\, g\, \alpha\, \overline{T'W'}\,dz = \frac{g\alpha}{C_p}\frac{h}{2}P + \frac{g\alpha}{C_p}\left[\frac{h}{2}\left(R(o) + R(-h)\right) - \int_{-h}^{o} R(z)\,dz\right] - \rho_o\, g\alpha\, \frac{h}{2}\, We_1\,(T_1 - T_2)}$$

c - Terme C $\int_{-h}^{o} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\pi' w'} + \overline{e'^2 w'}\right] dz = -\left[\overline{\pi' w'} + e'^2 w'\right]_o + \left[\overline{\pi' w'} + \overline{e'^2 w'}\right]_{-h}$

Ce terme représente le flux des fluctuations d'énergie cinétique et de pression. A la surface, il doit être égal aux taux de travail du vent, c'est-à-dire qu'il est égal au produit de la contrainte par la vitesse de frottement du vent.

$$-\left[\overline{\pi' w'} + \overline{e'^2 w'}\right]_o = m_V^c \, \tau \, U_V^*$$

$$= \rho_o \, m_V^c \, U_V^{*3}$$

Au bas de la couche, ce terme représente le taux d'énergie cinétique turbulente nécessaire à rendre les couches entraînées aussi turbulentes que la couche de surface [14]. NIILER et KRAUS après l'avoir exprimé par $- W_e \, e'^2$ estiment qu'il est négligeable par rapport au travail à fournir pour entraîner l'eau dense et la mélanger à toute la couche :

$$-\left[\overline{\pi' w'} + \overline{e'^2 w'}\right]_{-h} = 0$$

$$\int_{-h}^{o} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\pi' w'} + \overline{e'^2 w'}\right] dz = \rho_o \, m_V^c \, U_V^{*3}$$

d - Terme D $\quad - \int_{-h}^{o} \bar{\varepsilon} \, dz$

$\int_{-h}^{o} \bar{\varepsilon} \, dz$ exprime la quantité d'énergie cinétique turbulente dissipée en chaleur. L'hypothèse couramment admise dans les modèles intégraux consiste à la prendre proportionnelle aux termes de production de l'énergie cinétique turbulente :

$$- \int_{-h}^{o} \bar{\varepsilon} \, dz = \rho_o \, (m_V - m_V^A - m_V^c) \, U_V^{*3} - (1-s) \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h-\varepsilon}^{-h} A$$

$$- (1 - n) \frac{g \alpha}{C_p} \frac{h}{2} \frac{P + |P|}{2}$$

La dissipation due aux pertes en surface est exprimée de telle sorte qu'elle n'intervienne pas lors d'un réchauffement ($P < 0$).

e - Equation globale.

L'équation (5) peut alors s'écrire après avoir remplacé les différents termes :

$$0 = \rho_o\, m_V\, U_V^{*3} + s \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h-\varepsilon}^{-h} A - (1-n)\, \frac{g\alpha}{C_p}\, \frac{h}{2}\, \frac{P + |P|}{2} + \frac{g\alpha}{C_p}\, \frac{h}{2}\, P$$

$$+ \frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (R(o) + R(-h)) - \int_{-h}^{o} R(z)\, dz \right] - \rho_o\, g\alpha\, \frac{h}{2}\, W_{e1}\, (T_1 - T_2)$$

L'hypothèse est faite que toute l'énergie cinétique turbulente créée par le cisaillement du courant moyen est dissipée en chaleur : $s = 0$.

Pour le terme de refroidissement en surface, $n = 0$ signifie que toute l'énergie cinétique turbulente créée par un refroidissement en surface est dissipée en chaleur (convection non pénétrante), alors que $n = 1$ signifie que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente lors de ce refroidissement est nulle (convection pénétrante). Ce paramètre sera déterminé lors de l'ajustement du modèle.

Cette équation nous permet d'obtenir W_{e1} :

(9)
$$W_{e1} = \frac{1}{T_1 - T_2} \left[\frac{2\, m_V\, U_V^{*3}}{g\, \alpha\, h} - (1-n)\, \frac{P + |P|}{2\, \rho_o\, C_p} + \frac{P}{\rho_o\, C_p} + \frac{R(o) + R(-h)}{\rho_o\, C_p} - \frac{2}{\rho_o\, C_p\, h} \int_{-h}^{o} R(z)\, dz \right]$$

IV.2.3.3.2. Intégration sur la couche du fond.

a - Terme A $\quad \int_{-H}^{-h} - \rho_o \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{U'W'}\, \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{V'W'}\, \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right] dz$

A l'intérieur de la couche $\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$ et $\frac{\partial \bar{V}}{\partial z}$ sont nuls.

Au voisinage du fond, on considère que le courant suit la loi de PRANDTL :

$$\overline{U'W'} = - \eta_t \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \qquad \overline{V'W'} = - \eta_t \frac{\partial \overline{V}}{\partial z}$$

avec, dans la couche limite, la viscosité turbulente η_t exprimée par $\eta_t = K U_c^* z$.

$$\tau_f \left| \begin{array}{l} \dfrac{\tau_{x\,f}}{\rho_0} = - \overline{U'W'}\Big|_{-H} \\ \\ \dfrac{\tau_{y\,f}}{\rho_0} = - \overline{V'W'}\Big|_{-H} \end{array} \right.$$

avec $\tau_f = \rho_0 U_c^{*2}$

$$\int_{-H}^{-H+\varepsilon} - \rho_0 \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{U'W'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{V'W'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right] dz = - \rho_0 \left[\overline{U'W'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{V'W'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right]_{-H+\varepsilon} + \rho_0 \frac{\tau^2}{K U_c^* H}$$

$$\int_{-H}^{-H+\varepsilon} A = \rho_0 m_c^A U_c^{*3}$$

A l'interface, de même qu'au bas de la couche de surface, le cisaillement du mouvement moyen induit le terme $\lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h}^{-h+\varepsilon} A$

$$\int_{-H}^{-h} - \rho_0 \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{U'W'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{V'W'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right] dz = \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h}^{-h+\varepsilon} A + \rho_0 m_c^A U_c^{*3}$$

b - Le terme B $\int_{-H}^{-h} - g\overline{\rho' W'}\, dz = \int_{-H}^{-h} + \rho_o\, g\alpha\, \overline{T'W'}\, dz$

Le terme $\overline{T'W'}\big|_z$ est obtenu par intégration de l'équation d'enthalpie sur $[-h, z]$ $z > -H$; en négligeant les flux thermiques :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial T}{\partial x}\right) \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial y}\left(K_y \frac{\partial T}{\partial y}\right)$$

$$\int_z^{-h} \rho_o C_p \frac{\partial T}{\partial t}\, dz = \int_z^{-h} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\rho C_p \overline{T'W'} + R(z)\right] dz$$

d'où $$- \overline{T'W'}\big|_z = (z+h) \frac{\partial T_2}{\partial t} - \overline{T'W'}\big|_{-h} + \frac{R(z) - R(-h)}{\rho_o C_p}$$

$$- \overline{T'W'}\big|_{-H} = (h-H) \frac{\partial T_2}{\partial t} - \overline{T'W'}\big|_{-h} + \frac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o C_p}$$

En éliminant $\frac{\partial T_2}{\partial t}$ entre les deux équations où $\overline{T'W'}\big|_{-H} = 0$ on obtient :

$$\rho_o C_p \overline{T'W'}\big|_z = \frac{z+h}{h-H}\left[\rho_o C_p \overline{T'W'}\big|_{-h} + 5(-h) - R(-H)\right] - \rho_o C_p \overline{T'W'}\big|_{-h} + R(z) - R(-h)$$

En intégrant ce terme sur $[-H, -h]$ et en remplaçant $\rho_o C_p \overline{T'W'}\big|_{-h} = + \rho_o C_p W_{e2} (T_2 - T_1)$:

$$\int_{-H}^{-h} \rho_o C_p \overline{T'W'}\, dz = - \frac{H-h}{2} \rho_o C_p W_{e2} (T_1 - T_2) + \frac{H-h}{2}\left[R(-H) + R(-h)\right] - \int_{-H}^{-h} R(z)\, dz$$

c - Terme C $\int_{-H}^{-h} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{\uparrow' W'} + \overline{e'^2 W'}\right] dz = \left[\overline{\uparrow' W'} + \overline{e'^2 W'}\right]_{-h} - \left[\overline{\uparrow' W'} + \overline{e'^2 W'}\right]_{-H}$

Ce terme correspond au flux des fluctuations de l'énergie cinétique turbulente et de la pression. Au fond, les fluctuations de pression étant supposées nulles, ce terme est pris proportionnel au terme de production de cette énergie [10].

$$\left[\overline{W'\pi'} + e'^2 W'\right]_{-H} = m_c^c \, \mathcal{Z} \, U_c^*$$

$$= \rho_o \, m_c^c \, U_c^{*3}$$

Comme nous l'avons supposé en IV.2.3.3.1.c :

$$\left[\overline{W'\pi'} + \overline{e'^2 W'}\right]_{-h} = 0$$

D'où

$$\boxed{\int_{-H}^{-h} - \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{W'\pi'} + \overline{e'^2 W'}\right] dz = \rho_o \, m_c^c \, U_c^{*3}}$$

d - Terme D $\qquad - \int \bar{\varepsilon} \, dz$

En appliquant les hypothèses des modèles intégraux de thermocline à la couche bien mélangée du fond, ce terme de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est pris proportionnel au terme de production de cette énergie, soit :

$$\boxed{- \int \bar{\varepsilon} \, dz = \rho_o \, (m_c - m_c^A - m_c^c) \, U_c^{*3} + (1-s') \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h}^{-h+\varepsilon} A}$$

e - Equation globale

L'équation (4), intégrée sur la couche $\left[-H,-h\right]$ s'écrit :

$$0 = \rho_o \, m_c \, U_c^{*3} + s' \lim_{\varepsilon \to o} \int_{-h}^{-h+\varepsilon} A + \frac{H-h}{2} \frac{g\alpha}{C_p} \left(R(-H) + R(-h)\right)$$

$$- \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-H}^{-h} R(z) \, dz + \rho_o \, g\alpha \, (H-h) \, W_{e_2} \, (T_2 - T_1)$$

En négligeant le cisaillement du courant (s'=0) l'équation nous permet d'obtenir W_{e_2} :

(10)
$$\boxed{W_{e_2} = \frac{1}{T_1 - T_2}\left[\frac{2 \, m_c \, U_c^{*3}}{g\alpha \, (H-h)} + \frac{R(-H) + R(-h)}{\rho_o \, C_p} - \frac{2}{(H-h) \, \rho_o \, C_p} \int_{-H}^{-h} R(z) \, dz\right]}$$

IV.2.3.4. Bilan des équations du modèle.

Le système d'équations à résoudre est le suivant, les variables étant :

T_1 température moyenne de la couche de surface

T_2 température moyenne de la couche de fond

h hauteur de la couche de surface

We_1 vitesse d'entraînement de la couche du fond (2) vers la couche de surface 1

We_2 vitesse d'entraînement de la couche de surface 1 vers la couche du fond 2

$$\begin{cases}
(6)\ \dfrac{dh}{dt} = We_1 - We_2 \\[2ex]
(7)\ We_1 = \dfrac{1}{T_1 - T_2}\left[\dfrac{2\, m_V\, U_V^{*3}}{g\,\alpha\, h} - (1-n)\,\dfrac{P + |P|}{2\,\rho_o\, C_p} + \dfrac{R(o) + R(-h)}{\rho_o\, C_p} - \dfrac{2}{\rho_o\, C_p\, h}\int_{-h}^{o} R(z)\,dz\right] \\[2ex]
(8)\ We_2 = \dfrac{1}{T_1 - T_2}\left[\dfrac{2\, m_c\, U_c^{*3}}{g\,\alpha\,(H-h)} + \dfrac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o\, C_p} - \dfrac{2}{\rho_o\, C_p\,(H-h)}\int_{-H}^{-h} R(z)\,dz\right] \\[2ex]
(9)\ \dfrac{\partial T_1}{\partial t} = \dfrac{We_1}{h}(T_2 - T_1) + \dfrac{-P + R(-h) - R(o)}{\rho_o\, C_p\, h} + \dfrac{1}{h}\dfrac{\partial}{\partial x}\left(h\, K_x \dfrac{\partial T_1}{\partial x}\right) + \dfrac{1}{h}\dfrac{\partial}{\partial y}\left(h\, K_y \dfrac{\partial T_1}{\partial y}\right) \\[2ex]
(10)\ \dfrac{\partial T_2}{\partial t} = \dfrac{We_2}{H-h}(T_1 - T_2) + \dfrac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o\, C_p\,(H-h)} + \dfrac{1}{(H-h)}\dfrac{\partial}{\partial x}\left((H-h)\, K_x \dfrac{\partial T_2}{\partial x}\right) + \dfrac{1}{(H-h)}\dfrac{\partial}{\partial y}(H-h)\, K_y \dfrac{\partial T_2}{\partial y}
\end{cases}$$

avec : $P = R_E + C_V + C_E - R_A$

$R(z) = R_S (X\, e^{\eta_1 z} + (1 - X)\, e^{\eta_2 z}$ } cf. Annexe I

n, m_v, m_c sont des coefficients de paramétrisation du mode de production de l'ECT. Ces paramètres seront déterminés lors de l'ajustement du modèle.

Le système d'équations obtenu peut être ramené aux systèmes résolus par STIGEBRANDT [10] et PINGREE [1] avec leurs hypothèses :

En effet, pour le modèle de PINGREE, de la Manche EST, en faisant tendre : $\begin{cases} T_1 \longrightarrow T_2 \\ h \longrightarrow 0 \end{cases}$ on a l'équation résolue par PINGREE, où la stratification thermique n'est pas considérée.

STIGEBRANDT a fait, lui, un modèle unidimensionnel vertical. On retrouve son système avec les conditions suivantes :

* $K_x = K_y = 0$ pas d'échanges thermiques horizontaux
* la convection est pénétrante $n = 1$
* Le rayonnement solaire est absorbé totalement en surface.

Cette dernière hypothèse, suffisante pour STIGEBRANDT qui part d'une stratification déjà établie ne saurait convenir à un modèle qui se propose de simuler la création de la stratification au printemps.

IV.3. Discrétisation du modèle.

IV.3.1. Structure verticale à deux couches.

Le modèle présenté précédemment suppose que la colonne d'eau est constituée de deux couches d'épaisseurs variables au cours de l'année. En réalité, la structure verticale de la mer est homogène en hiver, cependant nous maintenons cette schématisation en deux couches car elle permettra de reproduire le début de la stratification au printemps : en effet, ce sont les couches de surface qui emmagasinent le rayonnement solaire au printemps et qui induisent la stratification sous l'effet du vent.

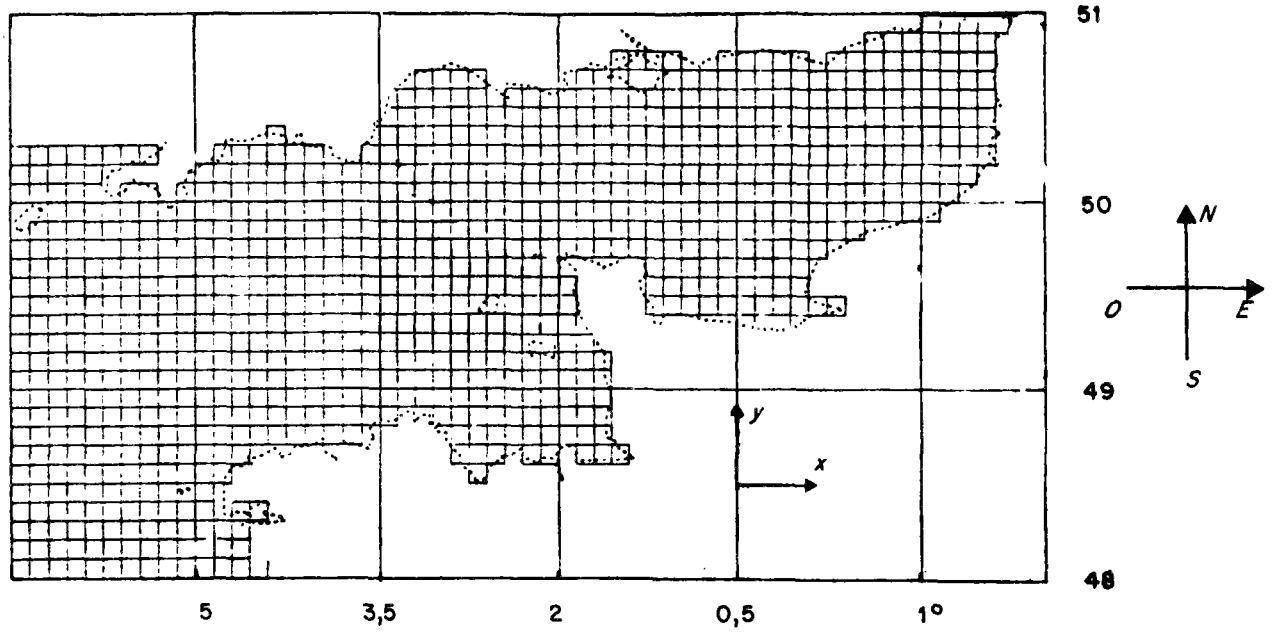
Nous maintenons en hiver une couche de surface de faible épaisseur (50 cm) et dont la température est de 1/10°C plus grande que celle de la couche du fond. Dès que la couche de surface s'échauffe, elle suit la dynamique du système.

Une étude de sensibilité à l'épaisseur de cette couche de surface hivernale a montré que la réponse du système est identique pour une épaisseur variant de 0 à 1 m.

IV.3.2. Discrétisation spatiale.

La Manche est représentée par un maillage enveloppant toute la surface marine. Le pas d'espace choisi est $\Delta x = \Delta y = 6$ milles marins.

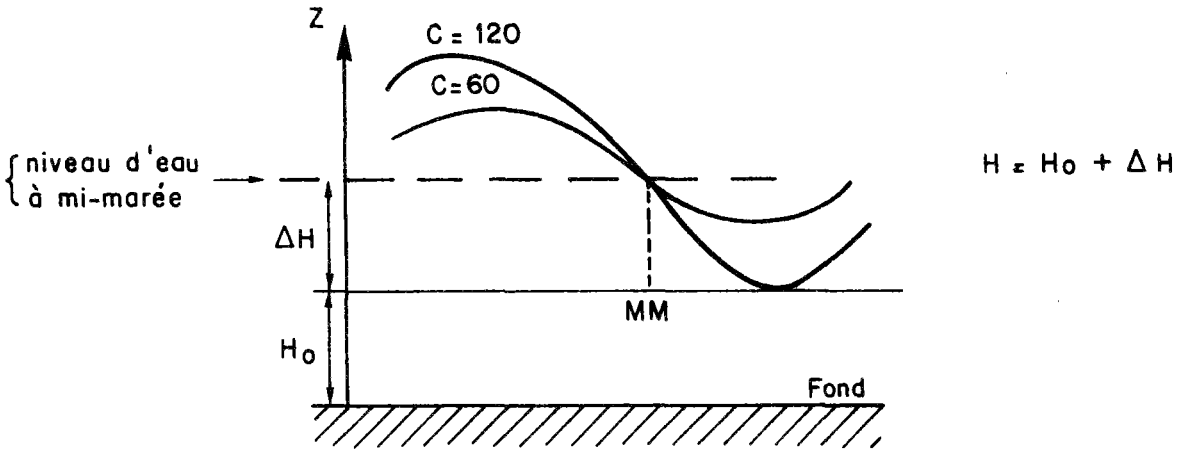
Dans une telle surface, la colonne d'eau est supposée constituée de deux couches d'eau, d'épaisseurs variables au cours de l'année, et de températures uniformes.



Le niveau de la mer a été supposé horizontal et constant. A chaque maille (i,j) on a associé une profondeur d'eau qui est celle correspondant au niveau moyen (voir fig. 12). La détermination de cette profondeur a été effectuée en deux étapes :

- d'abord à partir des cartes marines on a pu avoir une profondeur moyenne dans chaque maille. Cette profondeur correspondant aux plus basses mers : (coefficient de marée 120) : H_o.
- Ensuite, à cette profondeur, on a ajouté un terme correctif pour chaque maille pour avoir le niveau à mi-marée ΔH, ce terme correctif est donné dans tous les ports français et anglais par le NAUTICAL-ALMANAC. Au large une interpolation linéaire a été effectuée pour obtenir ce terme entre les deux zones françaises et anglaises [23], [24].

Figure 12 : Evolution du niveau de l'eau en un point au cours de deux cycles de marées de coefficients 60 et 120.



A partir de ces profondeurs à mi-marée, on a reformé les courbes isobathymétriques de la Manche à mi-marée (voir fig. 13).

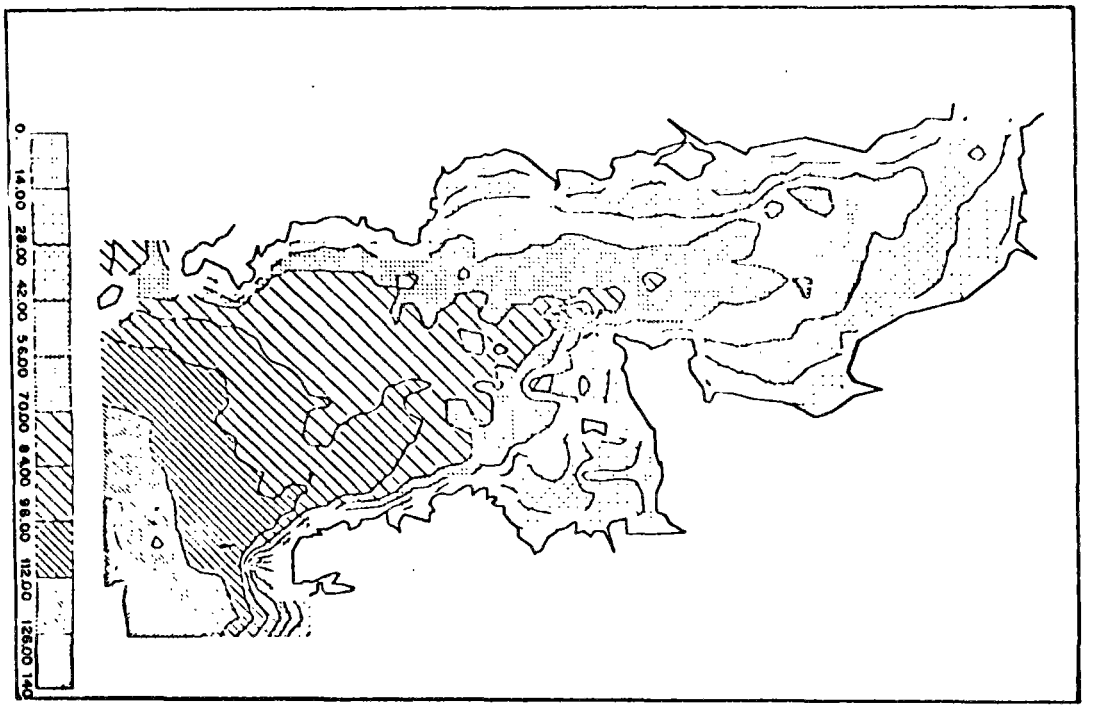


Figure 13 : Courbes isobathymétriques de la Manche.

IV.3.3. Discrétisation des équations.

Le système à résoudre s'écrit de la façon suivante en utilisant les équations (6), (7), (8), (9) et (10) et en cherchant l'évolution de la quantité de chaleur dans chacune des deux couches : hT_1 et $(H-h)\,T_2$.

(6) $$\frac{dh}{dt} = We_1 - We_2$$

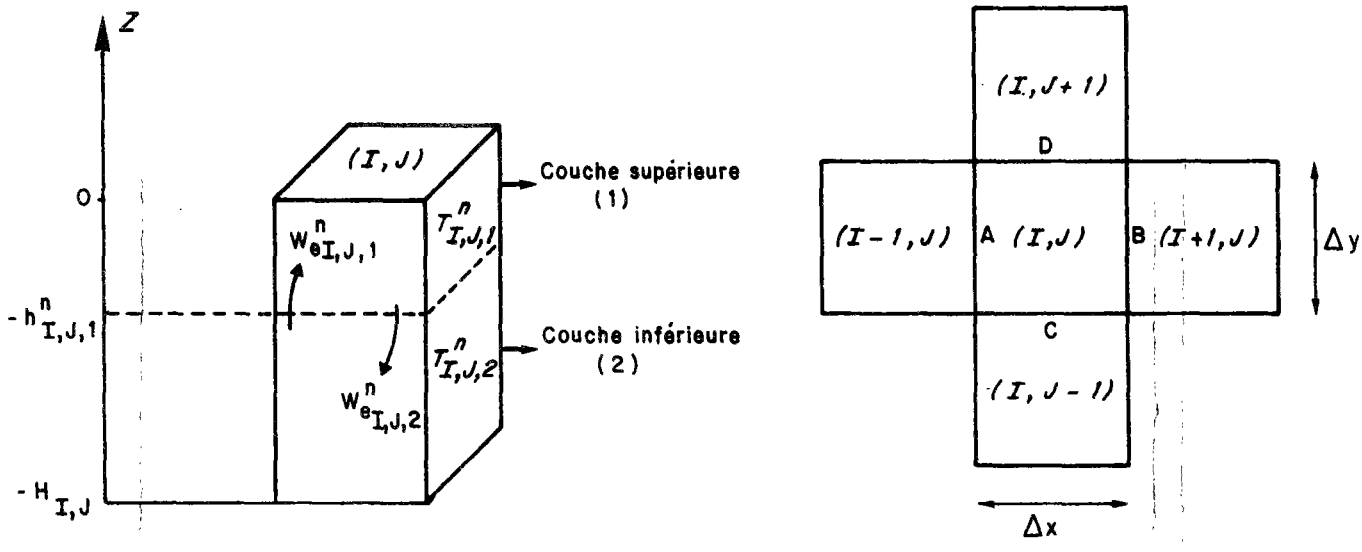
(7) $$We_1 = \frac{1}{T_1 - T_2}\left[\frac{2\, m_V\, U_V^{*3}}{g\,\alpha\, h} - (1-n)\,\frac{P + |P|}{2\rho_o\, C_p} + \frac{P}{\rho_o\, C_p} + \frac{R(0) - R(-h)}{\rho_o\, C_p} - \frac{2}{\rho_o\, C_p\, h}\int_{-h}^{0} R(z)\, dz\right]$$

(8) $$We_2 = \frac{1}{T_1 - T_2}\left[\frac{2\, m_c\, U_C^{*3}}{g\,\alpha\,(H-h)} - \frac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o\, C_p} - \frac{2}{\rho_o\, C_p (H-h)}\int_{-H}^{-h} R(z)\, dz\right]$$

(11) $$\frac{\partial h\, T_1}{\partial t} = We_1\, T_2 - We_2\, T_1 - \frac{P + R(-h) - R(o)}{\rho_o\, C_p} + \frac{\partial}{\partial x}\left(h\, K_x\, \frac{\partial T_1}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h\, K_y\, \frac{\partial T_1}{\partial y}\right)$$

(12) $$\frac{\partial (H-h)\, T_2}{\partial t} = We_2\, T_1 - We_1\, T_2 + \frac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o\, C_p} + \frac{\partial}{\partial x}\left((H-h)\, K_x\, \frac{\partial T_2}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}(H-h)\, K_y\, \frac{\partial T_2}{\partial y}\Big)$$

La résolution numérique du problème a été effectuée en utilisant une méthode explicite de résolution en différences finies.



$\Delta x, \Delta y$ Pas d'espace 6 milles marins

Δt Pas de temps (3 heures)

$T^n_{I,J,1}$ Température de la couche supérieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δt

$T^n_{I,J,2}$ Température de la couche inférieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δt

$H_{I,J}$ Profondeur de la maille (I,J).

$h^n_{I,J,1}$ Profondeur de la couche supérieure de la maille (I,J) au pas de temps n Δt

$h^n_{I,J,2} = H_{I,J} - h^n_{I,J,1}$ profondeur de la couche inférieure.

K_{AX}, K_{BX}, K_{CY}, K_{DY} : coefficients de dispersion à travers les sections A, B, C, D. Ces coefficients sont supposés homogènes sur la verticale.

Avec ces notations, la discrétisation du système nous permettra de connaître les différentes variables (en toute maille) au pas de temps (n+1) Δ t en fonction de ces variables au pas de temps n Δ t.

Pas de temps n Δ t.

On suppose connues la profondeur des deux couches et leurs températures respectives en toute maille au pas de temps n Δ t; nous allons voir de quelle façon obtenir, à partir du système précédent, et des données nécessaires, ces mêmes variables au pas de temps (n+1) Δ t.

$h^n_{i,j,1}$, $T^n_{i,j,1}$, $T^n_{i,j,2}$: données au pas de temps n Δ t.

Les termes d'échanges air-mer, pertes énergétiques en surface et rayonnement solaire sont estimés au pas de temps n Δ t à partir des données météorologiques et de la température de la couche supérieure $T^n_{i,j,1}$. On les notera :

$P^n_{I,J}$ pertes en surface au pas de temps n Δ t

$R^n(z)$ rayonnement solaire parvenant à la profondeur z au pas de temps n Δ t

(voir Annexe I).

Les données de vitesse du vent permettent de connaître la vitesse de friction du vent en surface au pas de temps n Δ t, $U^{*n}_{V,I,J}$. De la même façon, les données du courant moyen sur la verticale pour le pas de temps n Δ t dans la maille (I,J) permettent d'évaluer la vitesse de friction du courant de marée sur le fond : $U^{*n}_{C,I,J}$.

A partir de ces différentes grandeurs et en utilisant les équations (7) et (8) on peut estimer les vitesses d'entraînement des masses d'eau de la couche 1 (resp. 2) vers la couche 2 (resp. 1) en toute maille au pas de temps n Δ t.

$$W_{e}^{n}{}_{I,J,1} = \frac{1}{T^{n}_{I,J,1} - T^{n}_{I,J,2}} \left[\frac{2\, m_V\, U^{*n\,3}_{V,I,J}}{g\, \alpha\, h^{n}_{I,J,1}} - (1-n)\, \frac{P_{I,J} + |P_{I,J}|}{2\, \rho_o\, C_p} - \frac{P^{n}_{I,J}}{\rho_o\, C_p} \right.$$

$$\left. + \frac{R^n(o) - R^n(h^{h}_{I,J,1})}{\rho_o\, C_p} - \frac{2}{\rho_o\, C_p\, h^{n}_{I,J,1}} \int_{-h^{n}_{I,J,1}}^{o} R^n(z)\, dz \right]$$

$$W^{n}_{eI,J,2} = \frac{1}{T^{n}_{I,J,1} - T^{n}_{I,J,2}} \left[\frac{2\, m_C\, U^{*n\,3}_{C,I,J}}{g\, \alpha\, h^{n}_{I,J,2}} + \frac{R^n(-H_{I,J}) - R^n(-h^{n}_{I,J,1})}{\rho_o\, C_p} \right.$$

$$\left. - \frac{2}{\rho_o\, C_p\, h^{n}_{I,J,2}} \int_{-H_{I,J}}^{-h^{n}_{i,j,1}} R^n(z)\, dz \right] .$$

Au pas de temps $(n+1)\ \Delta t$.

L'équation de conservation de volume discrétisée s'écrit :

$$\frac{h^{n+1}_{I,J,1} - h^{n}_{I,J,1}}{\Delta t} = W^{n}_{eI,J,1} - W^{n}_{eI,J,2}$$

On en tire $h^{n+1}_{I,J,1}$ et $h^{n+1}_{I,J,2}$;

$$\boxed{\begin{aligned} h^{n+1}_{I,J,1} &= h^{n}_{I,J,1} + \Delta t\, (W^{n}_{eI,J,1} - W^{n}_{eI,J,2}) \\ h^{n+1}_{I,J,2} &= H_{I,J} - h^{n+1}_{I,J,1} \end{aligned}}$$

$h^{n}_{I,J,1}$, $W^{n}_{eI,J,1}$ et $W^{n}_{eI,J,2}$ étant connus au pas de temps $n\ \Delta t$, on a ainsi les profondeurs des deux couches dans toutes les mailles au pas de temps $(n+1)\ \Delta t$.

L'équation d'enthalpie (11) intégrée sur la couche supérieure, devient après discrétisation :

$$\frac{h^{n+1}_{I,J,1}\ T^{n+1}_{I,J,1} - h^{n}_{I,J,1}\ T^{n}_{I,J,1}}{\Delta t} = We^{n}_{I,J,1}\ T^{n}_{I,J,2} - We^{n}_{I,J,2}\ T^{n}_{I,J,1}$$

$$- \frac{P^{n}_{I,J} + R^{n}(-h_{I,J,1}) - R^{n}(o)}{\rho_o\ C_p} + \frac{1}{\Delta x}\left[\frac{h^{n}_{I-1,J,1} + h^{n}_{I,J,1}}{2} K_{BX} \frac{T^{n}_{i+1,J,1} - T^{n}_{I,J,1}}{\Delta x}\right.$$

$$\left. - \frac{h^{n}_{I-1,J,1} + h^{n}_{I,J,1}}{2} K_{AX} \frac{T^{n}_{I,J,1} - T^{n}_{I-1,J,1}}{\Delta x}\right] + \frac{1}{\Delta y}\left[\frac{h^{n}_{I,J+1,1} + h^{n}_{I,J,1}}{2} K_{DY}\right.$$

$$\left. \frac{T^{n}_{I,J+1,1} - T^{n}_{I,J,1}}{\Delta y}\right]$$

Dans cette équation, toutes les variables sont au pas de temps n Δ t sauf $h^{n+1}_{I,J,1}\ T^{n+1}_{I,J,1}$. On peut ainsi connaître la quantité de chaleur de la couche supérieure (1) au pas de temps (n+1) Δ t : $h^{n+1}_{I,J,1}\ T^{n+1}_{I,J,1}$.

De la même façon, et en discrétisant l'équation (12), on obtient la quantité de chaleur de la couche 2 au pas de temps (n+1) Δ t :

$$\frac{h^{n+1}_{I,J,2}\ T^{n+1}_{I,J,2} - h^{n}_{I,J,2}\ T^{n}_{I,J,2}}{\Delta t} = We^{n}_{I,J,2}\ T^{n}_{I,J,1} - We^{n}_{I,J,1}\ T^{n}_{I,J,2}$$

$$- \frac{R^{n}(-H_{I,J}) - R^{n}(-h^{n}_{I,J,1})}{\rho_o\ C_p} + \frac{1}{\Delta x}\left[\frac{h^{n}_{I+1,J,2} + h^{n}_{I,J,2}}{2} K_{BX}\right.$$

$$\left. \frac{T^{n}_{I+1,J,2} - T^{n}_{I,J,2}}{\Delta x} - \frac{h^{n}_{I-1,J,2} + h^{n}_{I,J,2}}{2} K_{AX} \frac{T^{n}_{I,J,2} - T^{n}_{I-1,J,2}}{\Delta x}\right]$$

$$+ \frac{1}{\Delta y}\left[\frac{h^{n}_{I,J+1,2} + h^{n}_{I,J,2}}{2} K_{DY} \frac{T^{n}_{I,I+1,2} - T^{n}_{I,J,2}}{\Delta y} - \frac{h^{n}_{I,J-1,2} + h^{n}_{I,J,2}}{2}\right.$$

$$\left. K_{CY} \frac{T^{n}_{I,J,2} - T^{n}_{I,J-1,2}}{\Delta y}\right]$$

Ayant obtenu $h^{n+1}_{I,J,1}$, $h^{n+1}_{I,J,2}$, $h^{n+1}_{I,J,1}\ T^{n+1}_{I,J,1}$, $h^{n+1}_{I,J,2}\ T^{n+1}_{IJ,2}$, on a les différentes variables physiques de la colonne d'eau en tout point de la Manche au pas de temps (n+1) Δt.

La stabilité numérique de la méthode utilisée nous impose les critères suivants :

$$\begin{cases} \dfrac{4\ K_x\ \Delta t}{(\Delta x)^2} < 1 \\ \dfrac{4\ K_y\ \Delta t}{(\Delta y)^2} < 1 \end{cases}$$

Le calcul permettant d'avoir ces critères de stabilité de la méthode numérique est présenté en annexe VI.

Le pas d'espace choisi est $\Delta x = \Delta y = 6$ milles marins, ce qui fait pour une dispersion de l'ordre de 1000 $m^2\ s^{-1}$ une condition sur le pas de temps : $\Delta t < 8$ heures. Le pas de temps a été pris de 3 heures, ce pour représenter au mieux l'évolution des échanges air-mer. En effet ce pas de temps est celui relatif aux données météorologiques disponibles. Ceci nous impose une condition sur Kx et Ky : $Kx < 2\ 858\ m^2\ s^{-1}$ $Ky < 2\ 858\ m^2\ s^{-1}$.

IV.3.4. Etat initial.

Vu la grande inertie du système étudié, il est nécessaire d'avoir un état thermique initial des masses d'eau aussi proche que possible de l'état réel, au premier pas de temps de notre simulation.

Les mesures disponibles, au 1er janvier 1960 - premier jour de la simulation - sont insuffisantes pour former cet état initial. On se propose alors de définir un moyen nous permettant d'approcher au mieux cet état initial.

Les mesures de températures acquises au 1er janvier des vingt années 1960-1979, mettent en évidence une différence de température entre l'est et l'ouest :

- à l'est de la Manche, la température est de l'ordre de 8° C à 10° C.
- à l'ouest, vers l'entrée de la Manche, elle est de l'ordre de 11° C.

Sachant que, de toutes les façons, l'état initial que l'on donnera à la masse d'eau sera différent de l'état réel, évaluons le temps nécessaire à une masse d'eau, pour "oublier" l'erreur due à sa température initiale. Pour cela, nous considérons deux masses d'eau, de même profondeur, avec des températures initiales différentes. Ces masses d'eau sont soumises aux seuls échanges air-mer, et nous cherchons le temps nécessaire pour que cet écart thermique initial entre ces deux masses d'eau s'atténue, voire même devienne négligeable.

Tout d'abord, nous faisons ce calcul pour deux masses d'eau, sans stratification saisonnière, à faible profondeur 50 m.

Masse d'eau 1 $T_i(1)$ température initiale : 8° C
" " 2 $T_i(2)$ " "
$\Delta T_i = T_i(2) - T_i(1)$

L'équation régissant l'évolution thermique de ces masses d'eau s'écrit :

$$H \frac{dT}{dt} = \frac{R_s - P}{\rho C_p}$$

R_s rayonnement solaire

P Pertes en surface

Ce calcul a été fait en utilisant les données météorologiques de la station de La Hague à partir du 1er janvier 1960.

La courbe présentée sur la figure 14 permet de connaître le temps nécessaire, pour que l'écart ΔT qui vaut initialement ΔT_i devienne plus petit que 0,1° C. Ce résultat nous montre que même pour une température initiale de 8° C, même en commettant une erreur de 4° C, cette erreur est rattrapée après une année de calcul, ceci pour des masses d'eau sans stratification, à profondeur maximale de 50 m. Donc, a priori pour ce qui est de la Manche-orientale, un état initial correct peut être retrouvé après une année de calcul. En Manche-Ouest, les profondeurs d'eau sont plus importantes (100 à 150 m), la réponse du système est différente.

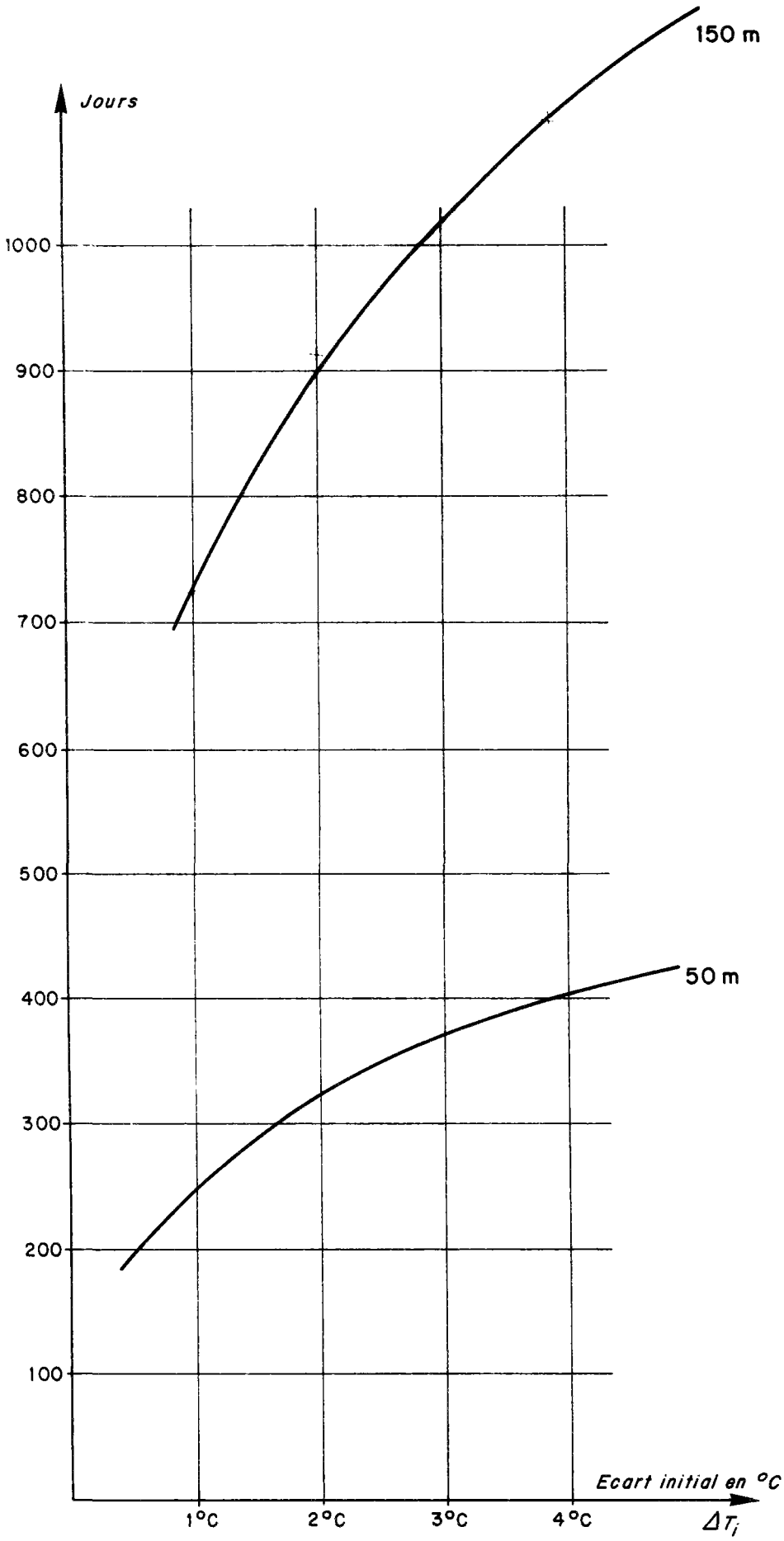


Figure 14: Nombre de jours nécessaire pour que $|\Delta T| < 0{,}1°C$

En effet, un calcul similaire a été fait pour deux masses d'eau de 150 m de profondeurs, les résultats sont sur la figure 14. Ils nous indiquent qu'en commettant une erreur de 1° C sur la température initiale, deux années de calcul sont nécessaires pour oublier cette erreur. Ceci peut sembler assez long, n'oublions pas qu'une telle erreur (1° C) sur 150 m est très importante vu la grande inertie de la masse d'eau.

En conclusion, à partir des mesures moyennes des vingt années de simulation, relative au début janvier, nous avons formé un état initial moyen. Le calcul précédent nous permet d'espérer qu'après deux années de calcul 1960-1961, l'erreur commise sur l'état initial serait rattrapée par le système. Les résultats de notre simulation ne seront considérés qu'à partir du début de l'année 1962 (Période d'exploitation des résultats du modèle 1962-1979).

Chapitre V
DONNÉES DE L'ÉTUDE

D'après l'étude théorique précédente nous avons vu que, pour prévoir l'évolution de la structure thermique des masses d'eau en MANCHE, il est nécessaire de connaître les échanges d'énergies mécaniques, thermiques et radiatives s'effectuant à l'interface air-mer, et l'action des courants de marée sur la structure verticale par frottement sur le fond marin. L'évaluation de ces deux termes est faite en utilisant : des données météorologiques relevées en différentes stations météorologiques (pour ce qui est des échanges air-mer), et des données de courants de marée résultant d'un modèle mis au point au Laboratoire National d'Hydraulique. Ces données forment la base d'entrée du modèle.

Une autre série de données est celle des mesures de températures de surface; ces mesures permettent de comparer les résultats théoriques avec la réalité et de déterminer certains paramètres du modèle. Une collecte des mesures effectuée,entre 1960 et 1979 en Manche a été faite et permet ainsi d'avoir des mesures de températures de surface en différents points de la Manche tout au long de notre période de simulation. Ce travail a été fait grâce à la collaboration des organismes suivants : CNEXO, COB, BNDO, EPSHOM, Météorologie Nationale Française, Meteorological Office (Anglais).

Ces deux étapes, choix des données d'entrée du modèle et choix des données d'ajustement sont d'une grande importance. Les résultats de cette modélisation en seront très dépendants. Avant de voir les résultats qu'on peut obtenir avec ces données, essayons d'abord de connaître leur nature, leur qualité, et la façon dont elles ont été choisies.

V.1. Données de températures.

V.1.1. Mesures utilisées.

Pour l'ajustement du modèle, nous disposons de mesures de températures de surface tout au long de la période de simulation 1960-1979. Ces mesures sont d'origines très différentes. On peut les séparer en deux catégories :

* les mesures effectuées à bord de bateaux feux, de façon régulière et en certains points de la Manche. Ces mesures semblent cohérentes et fiables;
* les mesures faites à bord des bateaux commerciaux par simple formalité administrative; ces mesures ont une précision nettement moins bonne et leur dispersion est parfois assez grande.

Grâce à ces deux types de mesures, on arrive à recouvrir la Manche entière. Les bateaux feux sont au nombre de six en Manche dont un seul se situe en Manche Ouest (bateau 1) (voir figure 15).

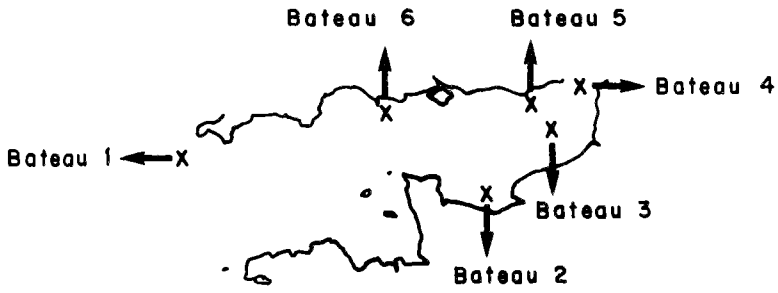


Figure 15.

Pour avoir une idée du degré de fiabilité qu'on peut donner à ces mesures, analysons la façon dont elles sont faites.

Les mesures de température de surface en mer sont effectuées de diverses manières : le moyen le plus simple et qui a existé depuis longtemps consiste à mettre à l'eau un seau; de préférence à l'avant du bateau pour éviter les eaux polluées évacuées par le bateau. On abandonne ce seau à la traîne pendant quelques instants, afin de le laisser prendre la température de la mer, on le remonte et on y plonge aussitôt un thermomètre. La précision du thermomètre permet d'avoir une mesure avec une erreur inférieure au 10ème de degré. Mais là où l'erreur est plus grande c'est lorsque la température de l'air est très différente de celle de la mer; dans ce cas la mesure peut être entachée d'erreur car la température de l'eau dans le seau a pu varier pendant l'opération.

Un autre procédé consiste à mesurer la température de l'eau de mer à la prise d'eau sur une canalisation de circulation permanente de l'eau de mer. Ce procédé a l'avantage de causer un dérangement minima, le thermomètre pouvant être lu instantanément. Mais très souvent la canalisation a une température différente de celle de l'eau de mer, il en résulte en général une erreur par excès de quelques dixièmes de degrés.

Vu les méthodes utilisées, il est prudent d'admettre qu'à bord d'un bateau les mesures ont une précision de l'ordre du 1/2° C [6].

Cette précision est certainement celle des mesures effectuées à bord des bateaux-feux. Pour les autres mesures qui elles sont faites à bord de bateaux commerciaux, par simple formalité administrative, la précision est nettement moins bonne.

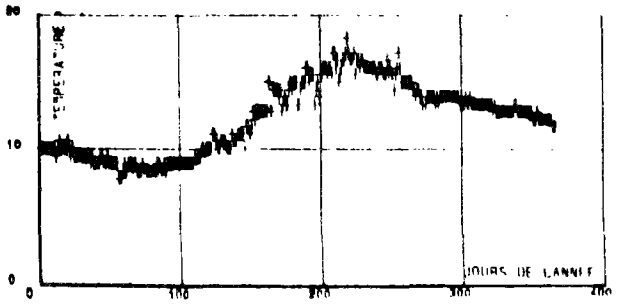


Figure 16.A

+ Mesures de températures de surface effectuées à bord de bateaux-feux.

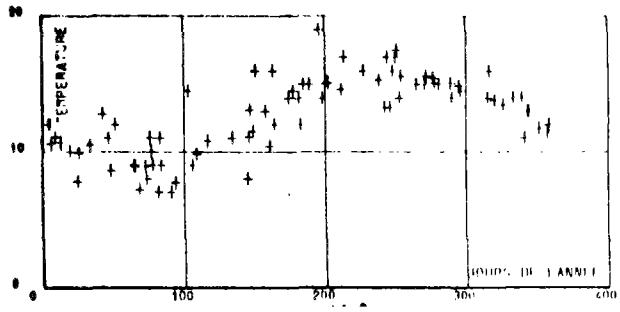


Figure 16.B

+ Mesures de températures de surface effectuées à bord de bateaux commerciaux.

Figure 16 : "1968" Comparaison entre les données de températures de surface effectuées à bord de bateaux-feux et à bord de bateaux commerciaux.

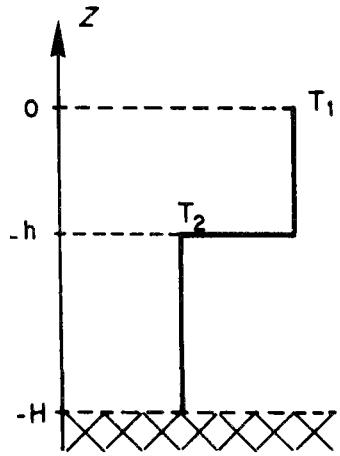
V.1.2. Ajustement à l'aide de mesures de températures de surface.

Ces mesures étant toutes effectuées en surface, la vérification de la validité de la structure verticale semble à première vue difficile !

En effet dans les différents modèles de thermocline [31], l'ajustement est fait à l'aide de la fonction énergie potentielle. Dans notre cas ne disposant pas de profils de température verticaux ceci ne peut être fait. Essayons de voir jusqu'où un ajustement du modèle à l'aide des seules mesures de température de surface serait sensé !

En hiver, ce problème ne se pose pas, vu que la structure thermique verticale est homogène.

En été, en un point où il y a une stratification saisonnière, on a trois inconnues : T_1, h, T_2.



Si l'ajustement en surface donne une valeur de T_1 correcte, sachant que cet ajustement reste valable tout au long de l'été, la couche de surface étant seule en interaction avec l'atmosphère à cette époque de l'année, ceci veut dire que l'inertie de cette couche (h) est bien estimée. Lors de la destruction de la stratification, si T_2 n'était pas correcte, après mélange, en hiver, la température de surface serait fausse. Pour s'assurer d'être aussi près que possible du profil réel, il suffirait donc de garder un ajustement des températures de surface équilibré tout au long de l'année. C'est ce que l'on se propose de faire.

V.1.3. Paramètres de comparaison entre températures calculées et mesurées.

Les paramètres choisis pour ajuster les résultats du modèle aux mesures pendant la période de temps T (années) et dans le domaine D (d'une partie de la Manche) sont obtenus de la manière suivante :

Soit $T^{JK}_{M(I,J)}$ une température d'eau mesurée en surface le jour JK(JK T) dans la maille (I,J) (I,J) ϵ D).

A cette température on fait correspondre $T^{JK}_{C(I,J)}$ qui est la moyenne de température de surface journalière calculée dans la maille (I,J) le jour JK.

On a ainsi deux séries de températures mesurées et calculées le même jour et à la même maille. Nous formons ensuite la série des écarts :

$$\Delta T^{JK}_{(I,J)} = T^{JK}_{M(I,J)} - T^{JK}_{C(I,J)}$$

On définit EM : la moyenne de la série des ECARTS :

$$EM = \frac{\sum_{JK \,\epsilon\, T} \sum_{(I,J) \,\epsilon\, D} \Delta T^{JK}_{(I,J)}}{N_{TD}}$$

N_{TD} est le nombre de mesures disponibles dans le Domaine D pendant la période de temps T.

On définit ET : l'écart-type et la série des ECARTS :

$$ET = \frac{\sqrt{\sum_{JK \,\epsilon\, T(I,J)} \sum_{\epsilon\, D} (\Delta T^{JK}_{(I,J)} - EM)^2}}{N_{TD}}$$

de la même manière on définit EAM : la moyenne de la série des ECARTS absolus.
ET EAT : écart-type de la série des écarts absolus.

minimale.



$$EAM = \frac{\sum_{JK \in T} \sum_{(I,J) \in D} \left| \Delta T^{JK}_{(I,J)} \right|}{NTD}$$

$$EAT = \frac{\sqrt{\sum_{JK \in T} \sum_{(I,J) \in D} \left(\Delta T^{JK}_{(I,J)} - EAT \right)^2}}{NTD}$$

La figure 17 nous montre le nuage de points $(T^{JK}_{M(I,J)}, T^{JK}_{C(I,J)})$ sur une période T dans un domaine D de la Manche.

L'ajustement du modèle est effectué en deux étapes :

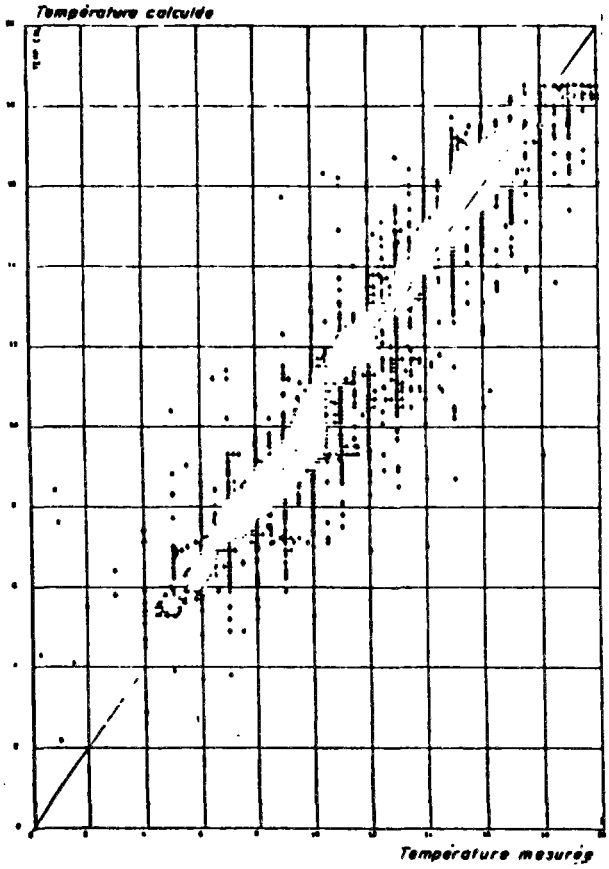


Figure 17.

(1) Rendre EM le plus près de 0 possible, ce qui revient à centrer le nuage autour de la bissectrice.

(2) Minimiser EAM pour rendre la distance des points à la bissectrice minimale.

V.2. Données météorologiques.

Pour évaluer les échanges entre une masse d'eau et l'atmosphère il aurait éte nécessaire d'avoir les données météorologiques locales du lieu de simulation pendant la période d'étude. Ces données n'existant pas, l'évaluation de ces échanges est faite avec les données météorologiques de la station de LA HAGUE. Le choix de cette station a été effectué, à la suite d'une étude présentée en Annexe II. Dans cette étude on s'est d'abord intéressé à former un champ de paramètres météorologiques en Manche, à partir des paramètres relevés dans les stations côtières françaises et anglaises, ceci n'a pas été possible vu le peu de renseignements disponibles sur l'évolution de ces paramètres au large de la Manche. La solution qui nous restait était de tester le modèle avec différentes données météorologiques et opter pour la station donnant la meilleure comparaison calculs-mesures. Il s'est avéré que les données de la station de LA HAGUE permettaient de représenter au mieux les échanges air-mer en Manche-Est. Par extension nous avons conservé ces données pour l'évaluation du bilan énergétique en Manche (cf. Annexe II).

Les paramètres météorologiques utilisés sont :

- vitesse du vent,
- nébulosité,
- température de l'air,
- pression atmosphérique,
- humidité relative.

Le calcul des différents termes du bilan énergétique à partir de ces données est présenté en Annexe I.

V.3. Données de courants.

Pour évaluer l'énergie cinétique turbulente produite par le frottement des courants sur le fond, il est nécessaire de connaître à chaque pas de temps de calcul, et en chaque point de simulation, l'intensité moyenne de courant sur la verticale.

En effet, cette part d'énergie cinétique turbulente figure dans l'équation (3) par le terme :

$$m_c \, u_c^{*3} = m_c \, C_D^{3/2} \, |u_c|^3$$

$|u_c|$ est le module du courant moyen sur la verticale.

Une étude de sensibilité du modèle à ce terme de turbulence nous a montré que la connaissance de la moyenne sur une marée de cette grandeur ($|u_c|$) suffisait pour reproduire l'influence des courants marins sur la structure thermique verticale. Cette moyenne s'écrit :

$$|u_c|_C = \frac{\int_T |u_c| \, dt}{T}$$

T période de marée

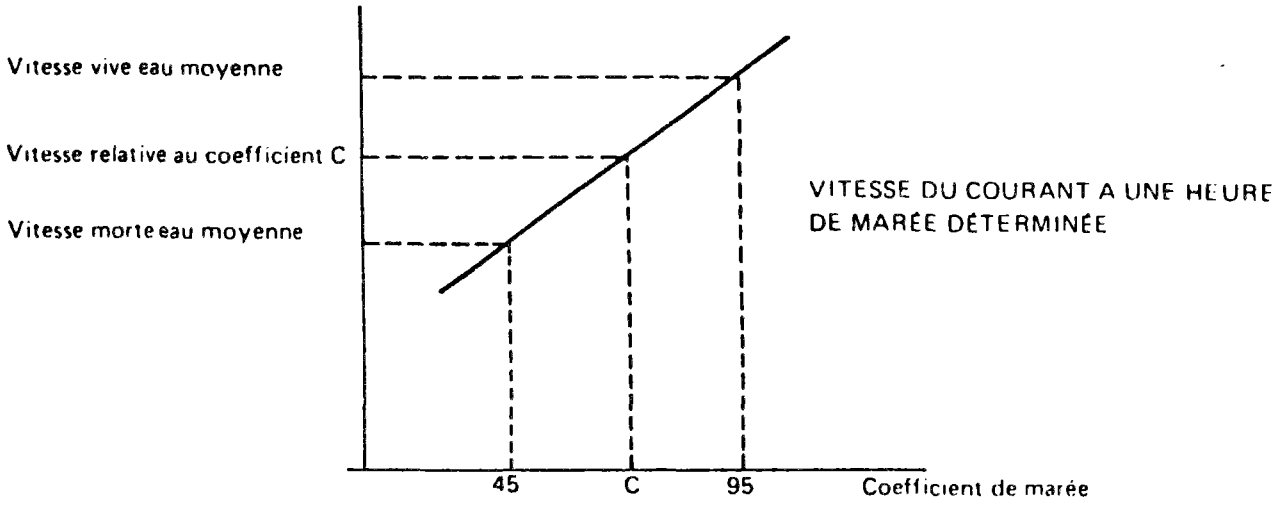
c coefficient de marée

$|u_c|_C$ module moyen de courant sur la marée de coefficient c

Les modèles mathématiques de simulation des courants de marée en Manche faits par WARLUZEL [21] et MANOHA [22] nous ont permis d'avoir en tout point de la Manche les termes :

$$|u_c|_{45} \qquad \text{et} \qquad |u_c|_{95}$$

Afin de reconstituer ces termes pour tous coefficients de marée, on a supposé que la variation de l'amplitude des vitesses avec le coefficient de la marée est linéaire. Par conséquent, la connaissance des courants de marée en vives eaux (coefficient de marée : 95) et en mortes eaux (coefficient de marée : 45) suffit pour extrapoler la valeur des vitesses correspondant à un coefficient de marée quelconque C [23].



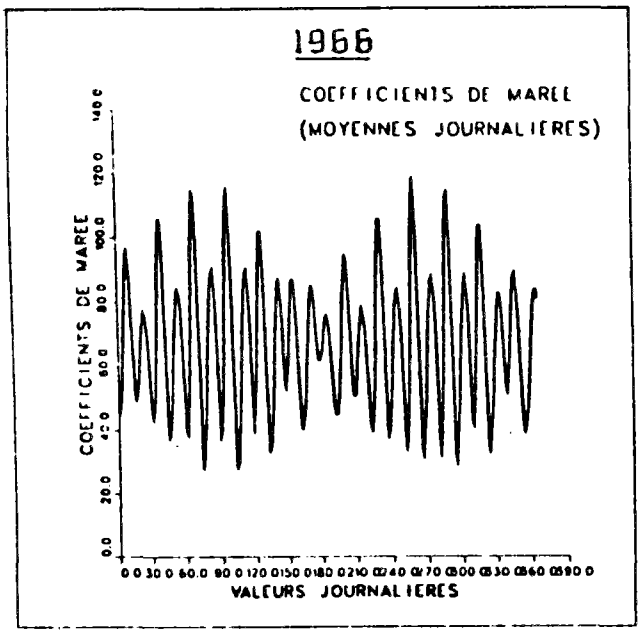
Nous obtenons la formulation suivante :

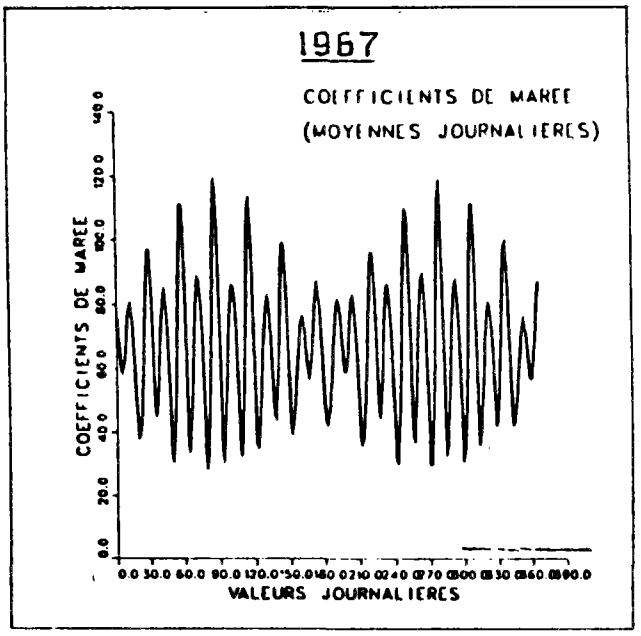
$$|u_c|_C = \frac{|u_c|_{45} (95 - c) + |u|_{95} (c - 45)}{95 - 45}$$

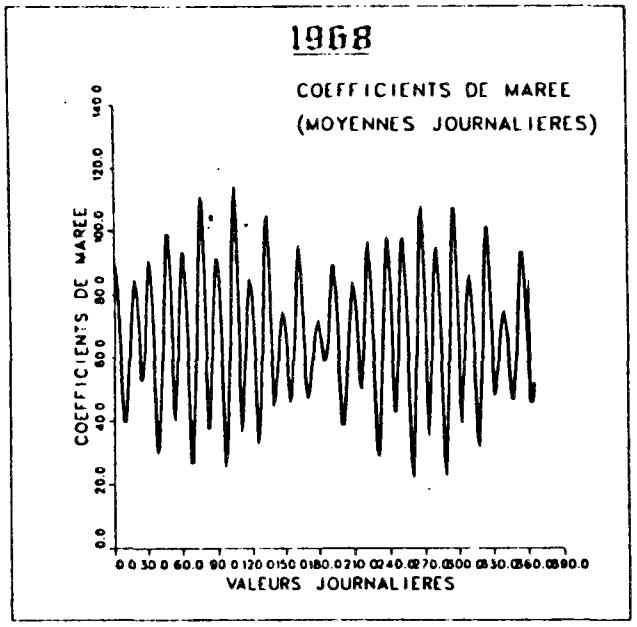
Pour simplifier le problème, nous avons considéré que le module de courant était constant pendant une journée.

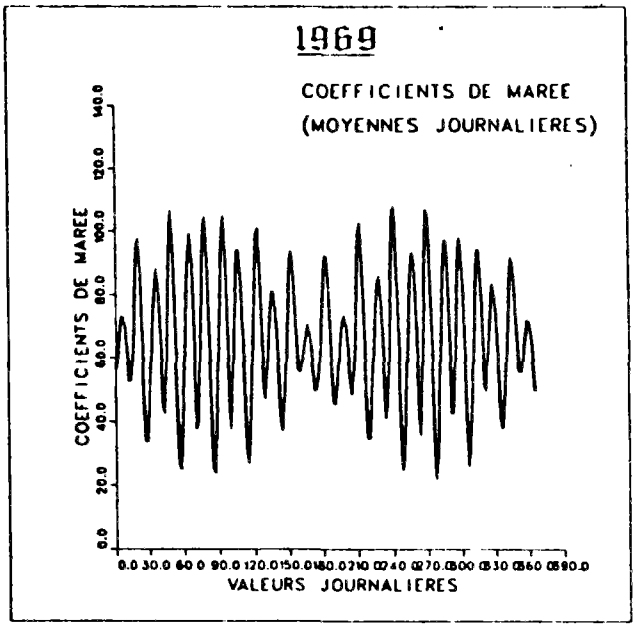
Pour connaître au jour j de la simulation, le module du vecteur de vitesse moyen sur une journée, il a suffi d'associer à ce jour le coefficient de marée moyen de cette journée pris dans les annuaires de marée (1960-1979) [24] (voir figure 18).

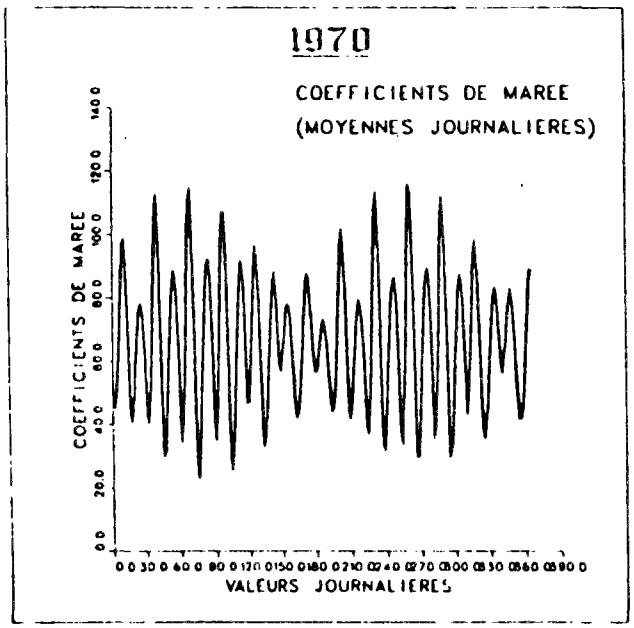
De cette façon, on a pu reconstituer, en tout point de la Manche, le module moyen journalier du vecteur vitesse tout au long de la période de simulation 1960-1979.











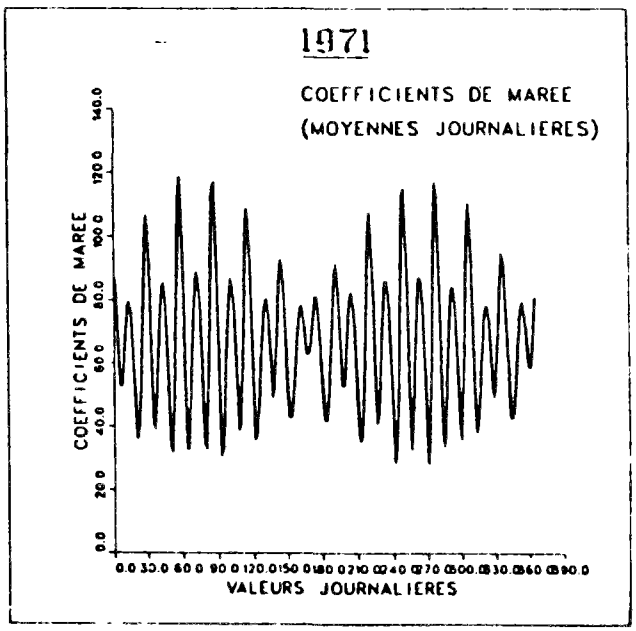


Figure 18 : Chronologies de coefficients de marée 1966-1971.

Chapitre VI
AJUSTEMENT DU MODELE

Après avoir présenté la structure du modèle mathématique et choisi les données d'entrée, il s'agit maintenant de déterminer les valeurs numériques de certains paramètres du modèle.

Ces paramètres peuvent être regroupés en trois types :

- paramètres concernant la répartition de l'énergie sur la verticale n, m_c, m_v (cf. équations (7), (8)),
- paramètres d'estimation des échanges air-mer.
  a : coefficients du vent (cf. annexe I),
- paramètres d'échanges énergétiques horizontaux entre différentes masses d'eau K_x, K_y, coefficients de dispersion.

Avant de nous intéresser à la détermination des paramètres des échanges air-mer et de dispersion, nous allons rappeler les critères en fonction desquels nous avons été amenés à choisir n, m_c, m_v ; coefficients de paramétrisation du mode de production de l'ECT :

n : part de l'ECT dissipée suite à un refroidissement en surface

$0 \leqslant n \leqslant 1$

n = 1 : la dissipation de l'ECT créée par un refroidissement en surface est nulle ; convection pénétrante.

n = 0 : toute l'ECT créée par un refroidissement en surface est dissipée; convection non pénétrante.

m_v : part de l'énergie née de l'action du vent en surface, qui servira au mélange.

Ce paramètre se retrouve dans l'équation de l'ECT au sein du terme :

$\rho_o \, m_v \, (U_V^*)^3$ $\qquad$ U_V^* : vitesse de friction du vent en surface

m_c : part de l'énergie née du frottement des courants sur le fond qui servira au mélange.

Comme ci-dessus on retrouve ce paramètre dans l'équation de l'ECT :

$\rho_o \, m_c \, (U_C^*)^3$ $\qquad$ U_C^* : vitesse de frottement des courants sur le fond

Dans les divers modèles de thermocline et de fronts thermiques, on peut constater des différences nettes dans les valeurs attribuées aux paramètres précités. Ainsi, DENMAN, STIGEBRANDT,... ont des modèles en convection pénétrante (n=1) alors que MARIETTE, POLLARD, LESAOS, ALTAZIN ont des modèles en convection non pénétrante (n = 0).

De la même façon, pour les paramètres m_v et m_c :

	KATO et PHILLIPS	DENMAN	HALPERN	KULLENBERG	LESAOS	ALTAZIN
m_v	1.25	0.96	3.1	1.6	0.12 à 0.6	0.36

	JAMES	STIGEBRANT	SIMPSON and Al.	GARRET	ALTAZIN
m_c	1.25	1.25	0.008	0.06	0.30

Ces différences - a priori importantes - peuvent être expliquées d'une part par le fait que ces modèles schématisent de façons différentes les phénomènes physiques, et d'autre part parce que l'application des dits modèles se fait en des lieux différents, avec des données hydrauliques, météorologiques de natures différentes.

Ces valeurs par conséquent ne peuvent être considérées comme intrinsèques. En outre il est préférable de ne pas les isoler et de les considérer globalement par 3 ou 2 (2 dans le cas d'un modèle de thermocline n, m_v) puisqu'ils sont dépendants. Dans notre cas on s'est donc attaché à déterminer le triplet n, m_v, m_c convenant le mieux à notre modèle.

Pour ce faire, nous avons déterminé les deux triplets permettant le meilleur ajustement du modèle sans dispersion horizontale dans les deux cas d'hypothèse : convection pénétrante et non pénétrante. Ces deux triplets sont :

Hypothèse 1		Hypothèse 2	
	$n_1 = 0$		$n_2 = 1$
	$m_C^1 = 0.07$		$m_C^2 = 0.15$
	$m_V^1 = 0.50$		$m_V^2 = 0.12$

Cet ajustement a été réalisé en comparant les résultats obtenus par le modèle avec différents triplets et en divers points de la Manche. Ce calcul a été effectué avec un coefficient de vent : a = 0.0012.

Une comparaison entre les résultats du modèle sans dispersion avec les deux cas d'hypothèses antérieures est présentée sur la figure 19, avec un parallèle pour les années 1968-1969, en un point donné de la Manche.

Cette figure met en évidence les résultats du modèle, à savoir l'évolution des deux couches, de surface et de fond, et de leurs températures tout au long de l'année. Les températures mesurées en surface in situ y sont également mentionnées (+), et permettent une comparaison calculs-mesures.

L'examen des courbes de cette figure nous amène aux déductions suivantes :

- l'action d'un refroidissement en surface sur la largeur de la couche supérieure est plus marquée en convection pénétrante. Il s'ensuit que cette couche est plus mince dans ce cas.

- Par ailleurs, en automne, le mélange entre les deux couches par refroidissement en surface s'effectue de façon prématurée en convection pénétrante. Ainsi, au 300ème jour de l'année 1968, la masse d'eau est homogène selon le modèle en convection pénétrante alors qu'il persiste un gradient vertical de l'ordre de 3° C en convection non pénétrante. Ce dernier cas semble le plus près des mesures relevées in situ.

En définitive, nous avons retenu pour la suite de l'étude, l'hypothèse 1, dont les paramètres sont :

$n = 0$
$m_c = 0.07$ convection non pénétrante
$m_v = 0.5$

Comparaison entre les résultats du modèle en convection PENETRANTE et en convection non PENETRANTE au Point 2 (modèle sans dispersion).

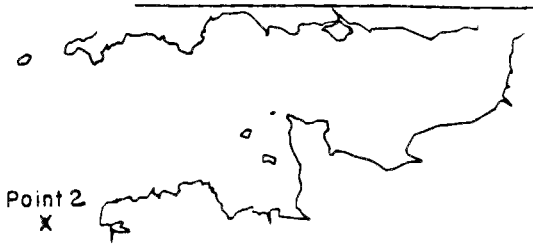
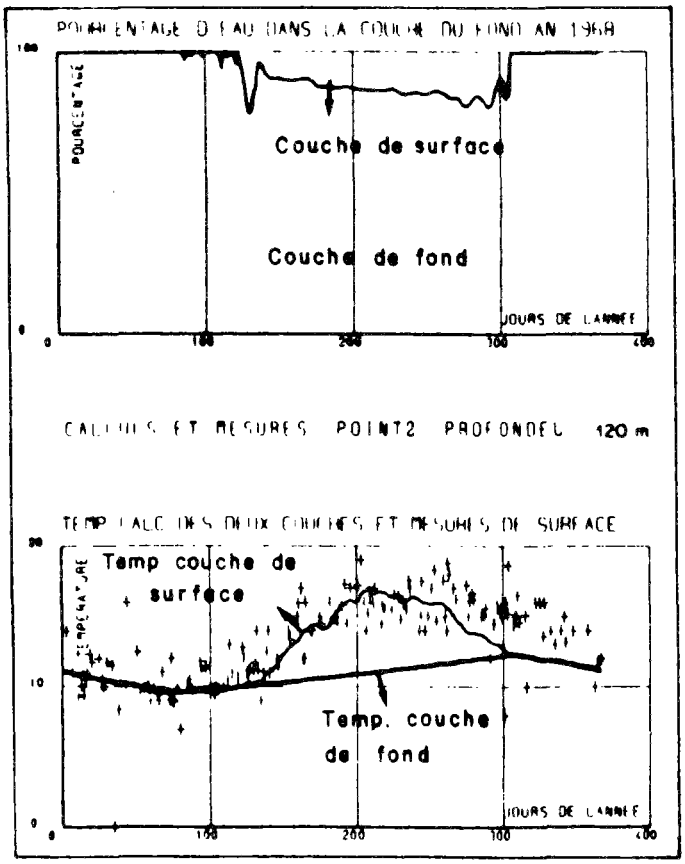
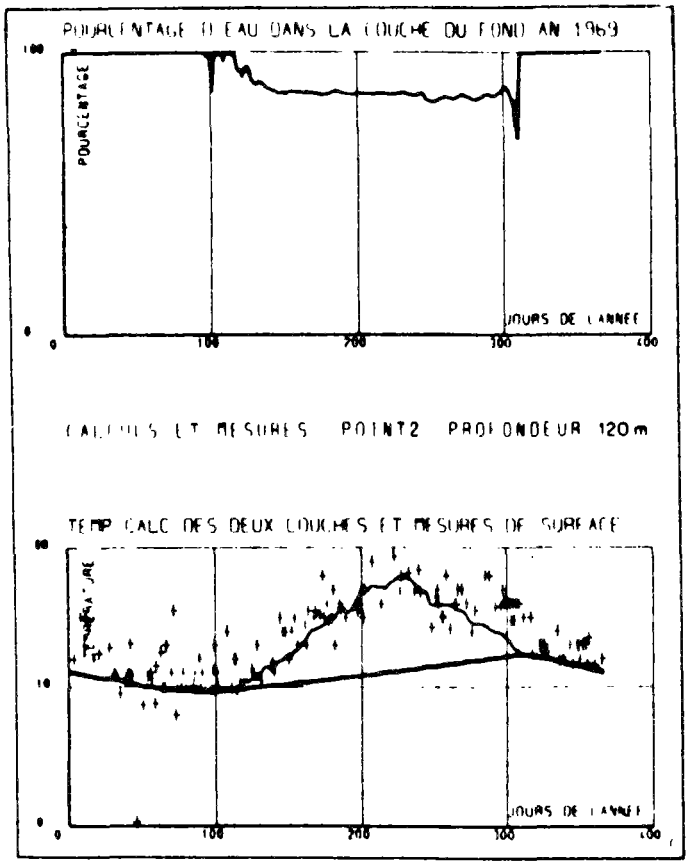


Figure 19

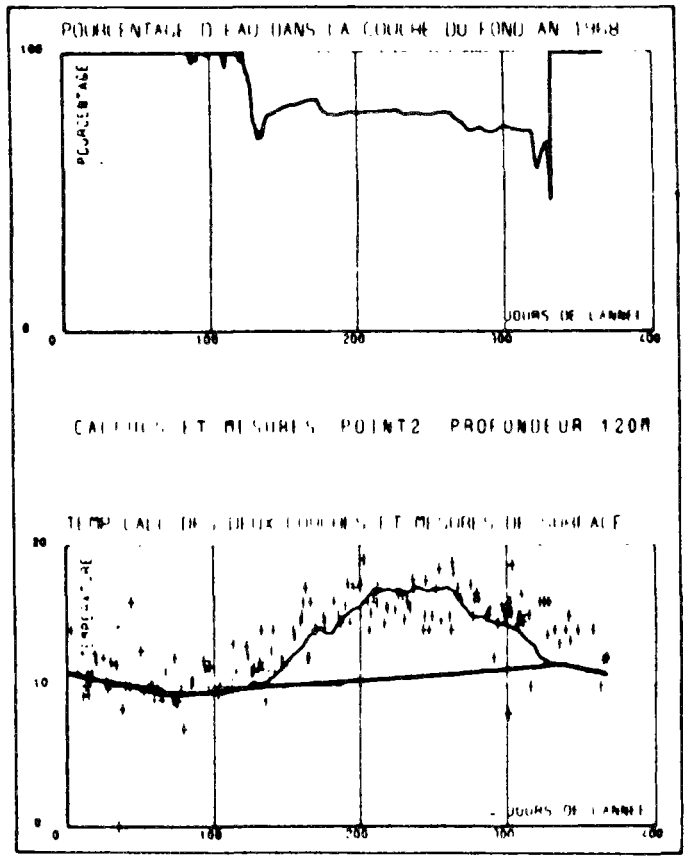
Convection PENETRANTE *Hypothèse 2*



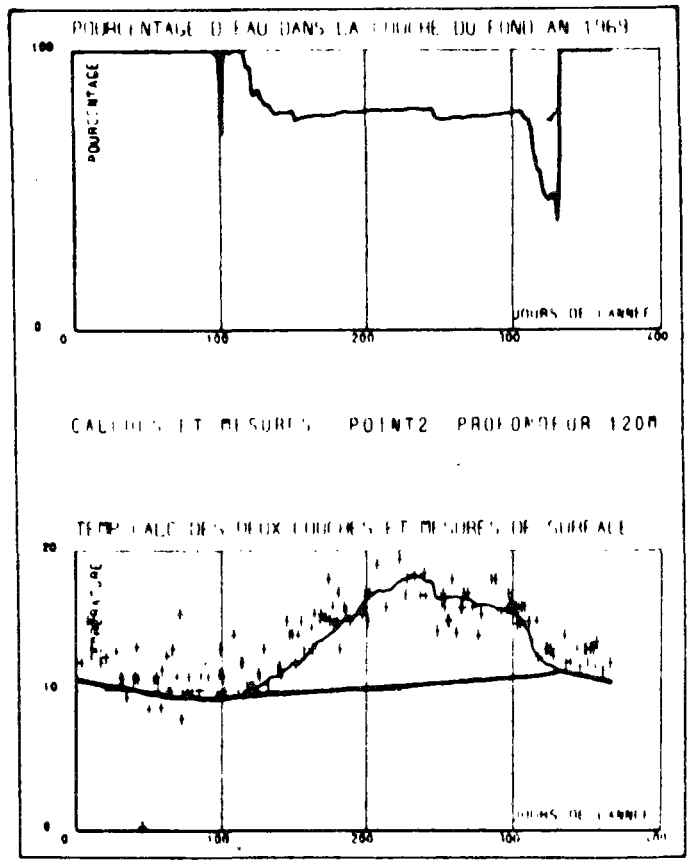
Année 1968



Convection NON PENETRANTE *Hypothèse 1*



Année 1968



Ce choix étant fait il nous reste à présent à déterminer les coefficients du vent et les coefficients de dispersion.

Pour cela une étude approfondie de la sensibilité du modèle à ces divers paramètres s'avère nécessaire.

* Coefficient du vent : a

C'est un paramètre d'ajustement de la fonction d'échange air-mer, il est propre au lieu où s'effectuent ces échanges, il permet aussi dans notre cas d'effectuer une corrélation sur le champ de vitesse du vent qui est celui de la station de La Hague pour l'approcher aussi près que possible du champ de vitesse réel en mer. En effet le coefficient du vent intervient dans l'évaporation et la convection par l'intermédiaire du terme $C_e = a\ (1 + U)$. U : vitesse du vent à 2 m.

* Coefficients de dispersion :

Ces coefficients sont censés compenser l'effet du transport horizontal moyen et turbulent sur la répartition de la chaleur en Manche. Ils seront supposés homogènes verticalement.

Compte tenu de l'échelle spatiale à laquelle nous travaillons, les conditions climatologiques et courantologiques étant différentes entre l'ouest de la Manche et le Pas-de-Calais, il semble utile de donner à ces paramètres des valeurs distinctes en diverses régions de la Manche.

Nous avons ainsi réalisé un découpage de la Manche en neuf zones où ces paramètres sont supposés homogènes (voir figure 20).

Ce découpage en zones a été conçu en fonction de la géométrie du chenal et surtout en prenant en considération la structure des courants de marée en Manche. Cette structure courantologique a été relevée d'après les cartes de courants de marée établies au LNH. Les zones où les courants ont une direction privilégiée ont été isolées (zones 3, 4, 6, 7 et 8), de même que celles où les courants de marée sont isotropes (zones 5, 9).

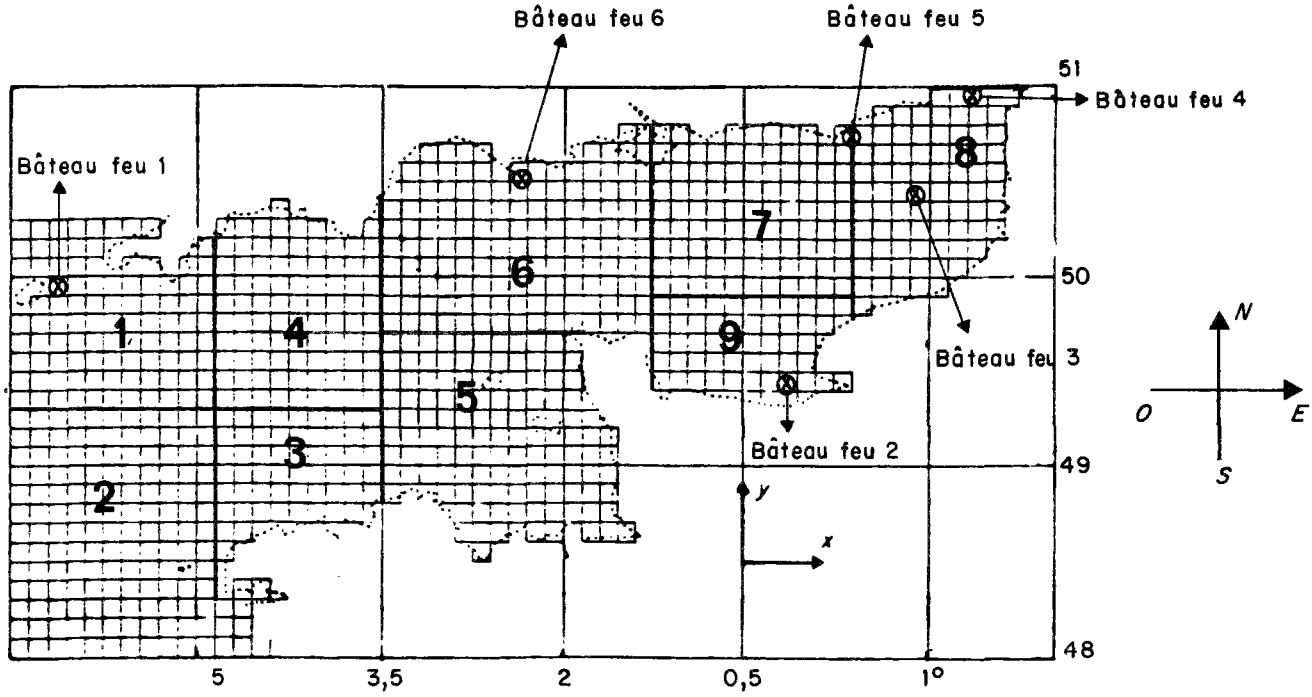


Figure 20.

Les différentes zones du découpage de la Manche.

Avec ces hypothèses notre problème se ramène à déterminer les 27 paramètres suivants :

Coefficients du vent	a_1 ..... a_9	
Coefficients de dispersion	K_{x_1} ..... K_{x_9}	→ "dispersion en x"
	K_{y_1} ..... K_{y_9}	→ "dispersion en y"

La détermination de ces paramètres sera réalisée par optimisation de leurs valeurs de façon à rendre l'écart absolu moyen entre calcul et mesure aussi petit que possible et ceci dans toutes les zones.

Cette optimisation étant très délicate à effectuer, nous procéderons par approximation en supposant que les coefficients du vent et ceux de dispersion sont indépendants. Nous commençons par ajuster les coefficients du vent en considérant une dispersion horizontale nulle, ensuite nous ajusterons les coefficients de dispersion.

*** Période d'Ajustement 1968 - 1971**

La période d'étude 1962-1979 étant trop longue pour ajuster le modèle, nous nous sommes limités à une période de quatre ans pour laquelle on dispose d'un nombre important de mesures. 1968-1971.

VI.1. Détermination des coefficients du vent : a.

La détermination des coefficients du vent est effectuée à l'aide du modèle sans dispersion. Une comparaison est faite entre les résultats du calcul, avec différents coefficients de vent, et les mesures.

Pour chacune des zones de la Manche, le coefficient qui donne le meilleur résultat a été retenu.

Les mesures disponibles étant de natures différentes, cet ajustement est fait en deux étapes :

- ajustement sur les mesures effectuées à bord de bateaux commerciaux,
- ajustement sur les mesures effectuées à bord de bateaux-feux.

Le choix définitif des coefficients de vent sera réalisé après une synthèse des résultats des deux étapes précédentes. Enfin et pour donner un ordre de grandeur de ces coefficients de vent, citons les travaux sur la modélisation du régime thermique en lac [32], en rivière [33], et en mer [34] mis au point par ENDERLE, GRAS et PIQUET. Dans ces modèles, l'évaluation des échanges air-mer a été faite de façon identique à celle de ce modèle. Les coefficients de vent retenus sont de l'ordre de 0,0025.

VI.1.1. Ajustement sur les mesures effectuées à bord de bateaux commerciaux.

Nous avons formé pour chacune des zones une série de mesures de température de surface relevées in situ pendant la période 1968-1971. A cette série nous avons associé la série des températures de surface calculées par le modèle, les mêmes jours, aux mêmes endroits. On a ainsi formé les séries d'écarts et d'écarts absolus entre calculs et mesures.

Les courbes présentées sur la figure 21 montrent pour chacune des neuf zones, l'évolution de l'écart absolu moyen en fonction du coefficient du vent. Ces courbes ont une allure parabolique. Le coefficient du vent correspondant au minimum de la parabole est considéré comme la valeur optimale qui permet d'obtenir le meilleur résultat dans une zone.

De cette façon, nous avons associé à chacune des zones un coefficient de vent. Le tableau suivant indique les valeurs des coefficients et les résultats obtenus dans chacune des zones.

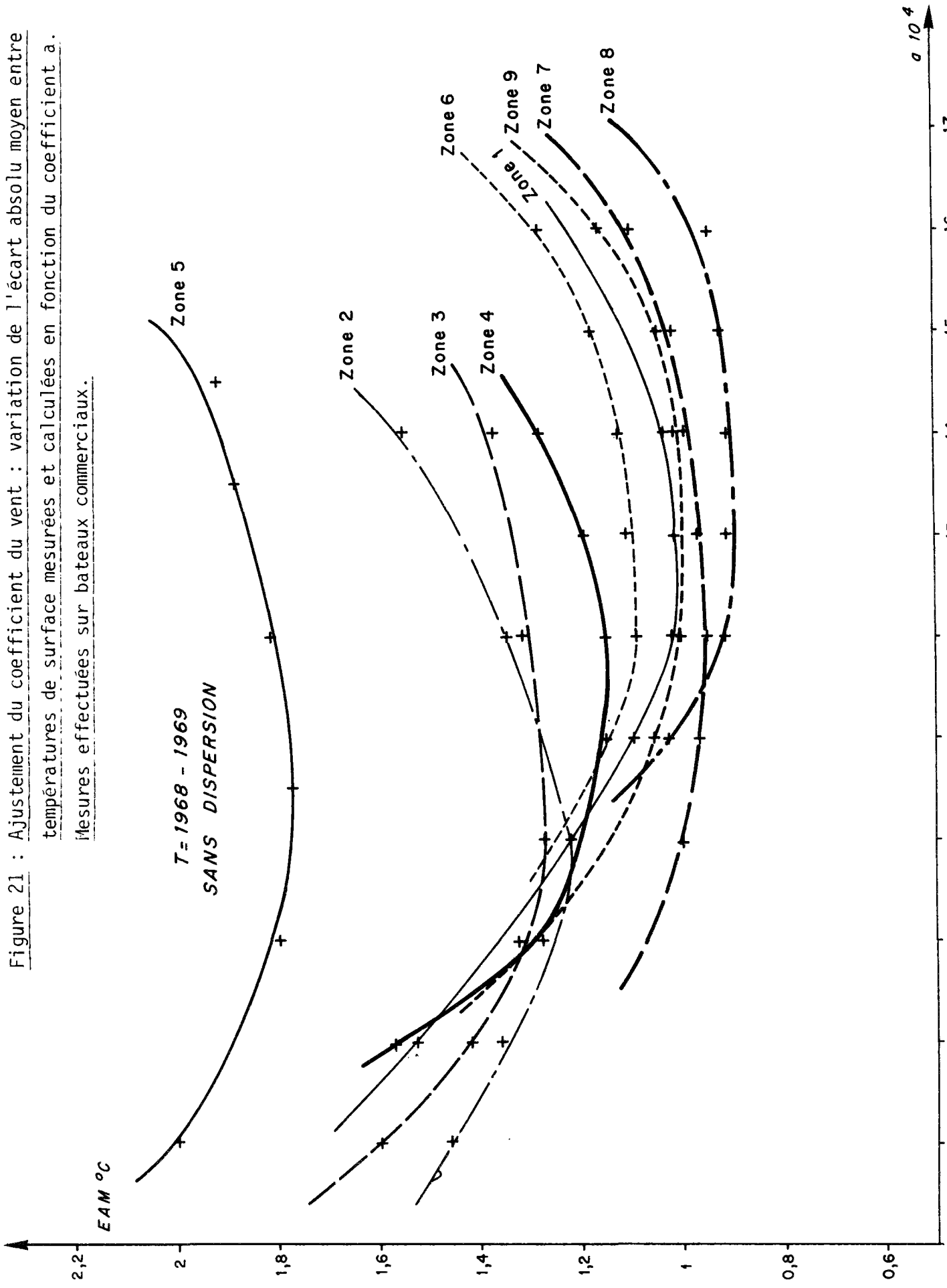
	coefficient du vent	écart absolu		écart	
		moyenne	écart-type	moyenne	écart-type
Zone 1	0,0012	1,10°C	1,04°C	-0,02°C	1,55°C
Zone 2	0,0010	1,21°C	1,16°C	0,14°C	1,67°C
Zone 3	0,0010	1,27°C	1,21°C	-0,05°C	1,75°C
Zone 4	0,0012	1,15°C	1,05°C	0,06°C	1,56°C
Zone 5	0,0010	1,79°C	1,39°C	0,06°C	2,27°C
Zone 6	0,0012	1,08°C	1,0°C	-0,0009°C	1,47°C
Zone 7	0,0012	0,95°C	0,92°C	0,01°C	1,32°C
Zone 8	0,0013	0,90°C	0,81°C	-0,07°C	1,21°C
Zone 9	0,0012	1,03°C	0,94°C	0,06°C	1,40°C

Ces résultats nous amènent à faire les remarques suivantes :

- les coefficients de vent adaptés à notre modèle sont de l'ordre de 0,0012, alors que ceux trouvés par PIQUET sont de 0,0025. Il est vain de chercher une valeur uniforme ou universelle pour ce coefficient qui est un paramètre d'ajustement et qui dans notre cas nous permet de compenser le choix des données météorologiques de LA HAGUE pour évaluer les échanges air-mer en tout point de la Manche.
- ensuite, on notera la grande dispersion des résultats obtenus dans la zone 5. Ceci peut s'expliquer, car cette zone est à bathymétrie très variable. Le calcul de la structure thermique, en négligeant les échanges horizontaux y est insuffisant. On verra ultérieurement que les résultats seront améliorés de façon assez nette avec de la dispersion dans cette zone.

Figure 21 : Ajustement du coefficient du vent : variation de l'écart absolu moyen entre températures de surface mesurées et calculées en fonction du coefficient a.

Mesures effectuées sur bateaux commerciaux.



VI.1.2. Ajustement sur les mesures effectuées à bord de bateaux-feux.

Les mesures effectuées sur les bateaux-feux, bien qu'étant d'une précision satisfaisante risquent d'introduire lors de l'ajustement des effets parasites dus à des phénomènes locaux. Ceci semble assez clair pour ce qui est du bateau 4; en effet, situé au Pas-de-Calais, ce point est soumis à une advection importante et l'ajustement des échanges air-mer en ce point prend en compte aussi les effets advectifs. Ce point étant trop particulier, l'ajustement du coefficient du vent pour le bateau 4 ne sera pas considéré.

Pour les autres bateaux 1, 2, 3 les courbes d'ajustement sont sur la figure 22. Les coefficients du vent et les écarts entre calcul et mesure après ajustement sont :

	coefficient du vent a	écart absolu		écart	
		moyenne	écart-type	moyenne	écart-type
Bateau 1	0,0012	0,83°C	0,65°C	-0,2°C	1,03°C
Bateau 2	0,0015	0,74°C	0,47°C	-0,13°C	0,82°C
Bateau 3	0,0016	0,68°C	0,46°C	-0,01°C	0,81°C

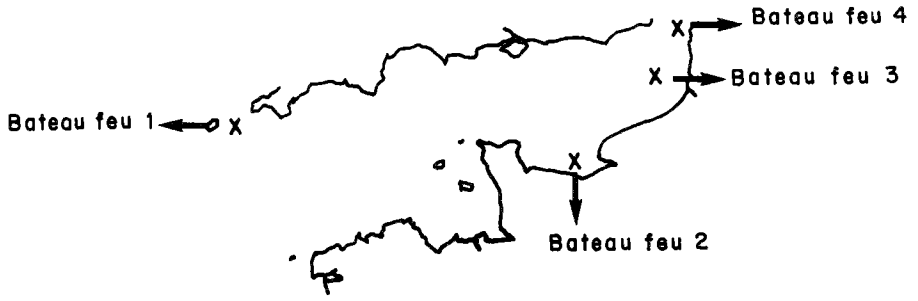
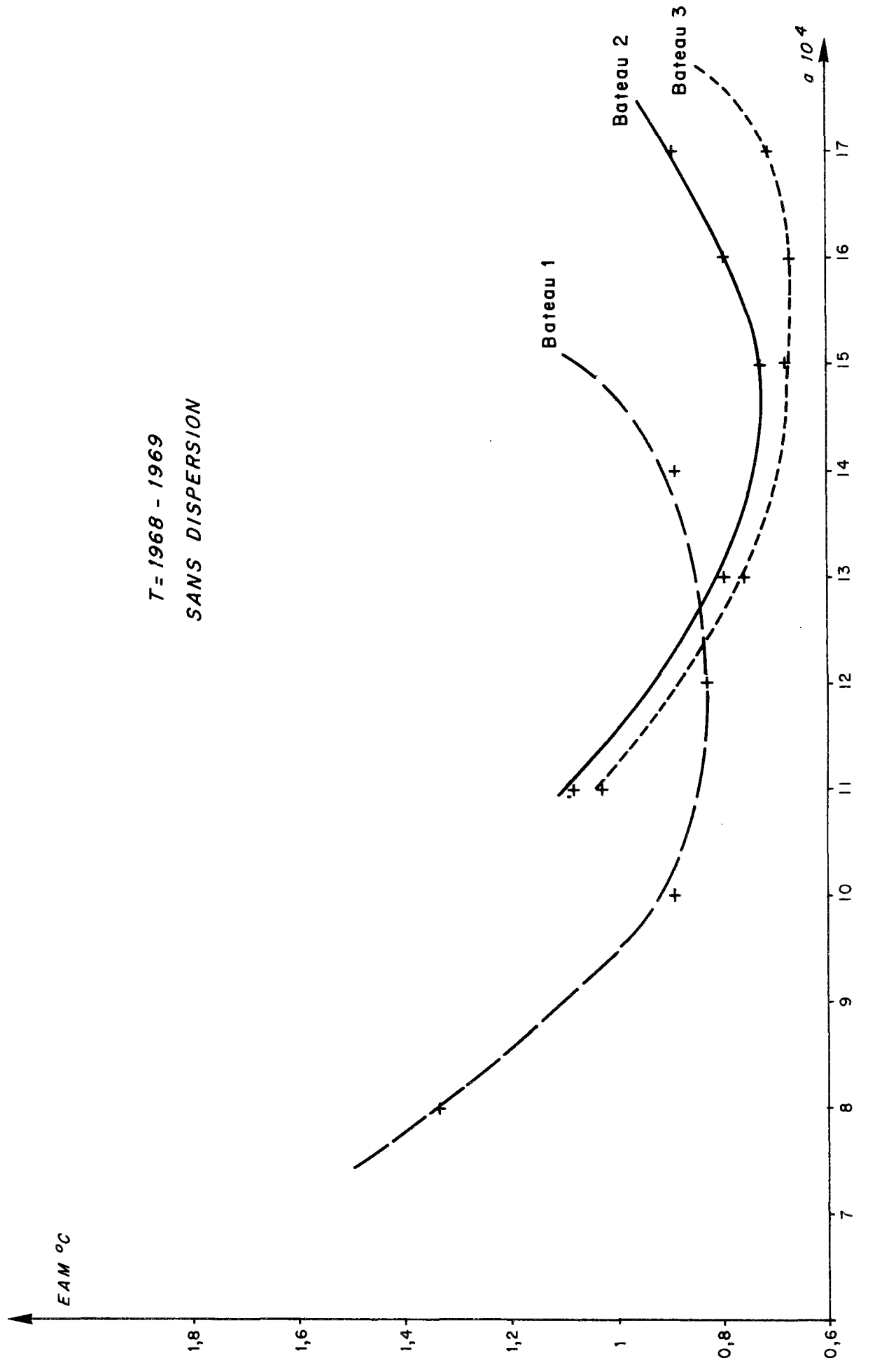


Figure 22 : Ajustement du coefficient du vent : variation de l'écart absolu moyen entre températures de surface mesurées et calculées en fonction du coefficient a.
Mesures effectuées sur bateaux-feux.



VI.1.3. Synthèse.

* Avec les deux ajustements effectués :

- l'un, sur des mesures précises et fiables mais effectuées en trois points de la Manche,
- l'autre, sur un nombre de mesures de qualité faible mais bien dispersé sur notre domaine d'étude.

Le choix des coefficients de vent pour chacune des zones pose un certain nombre de problèmes.

Pour les zones 2, 3, 4, 5, 6 et 7, le seul choix possible est le résultat de l'ajustement sur les bateaux commerciaux.

Pour la zone 1, l'ajustement sur les bateaux commerciaux donne un coefficient de vent de 0,0012, de même pour le bateau-feu 1 appartenant à cette zone. Il semble donc y avoir cohérence entre les différents ajustements.

Par contre, pour les zones 8 et 9 un problème reste posé; en effet après ajustement nous arrivons à :

a : coefficient du vent	Ajustement		
	Bateau 2	∈ Zone 9	"le bateau 2 est dans la zone 9"
a :	0,0015	0,0012	
	Ajustement		
	Bateau 3	∈ Zone 8	"le bateau 3 est dans la zone 8"
a :	0,0016	0,0013	

Vu la position des bateaux 2, 3, on a décidé de prendre en compte le résultat de l'ajustement dans les mesures effectuées par les bateaux-feux pour les zones 8, 9. En fait on a pris : $a_8 = a_9 = 0{,}0015$.

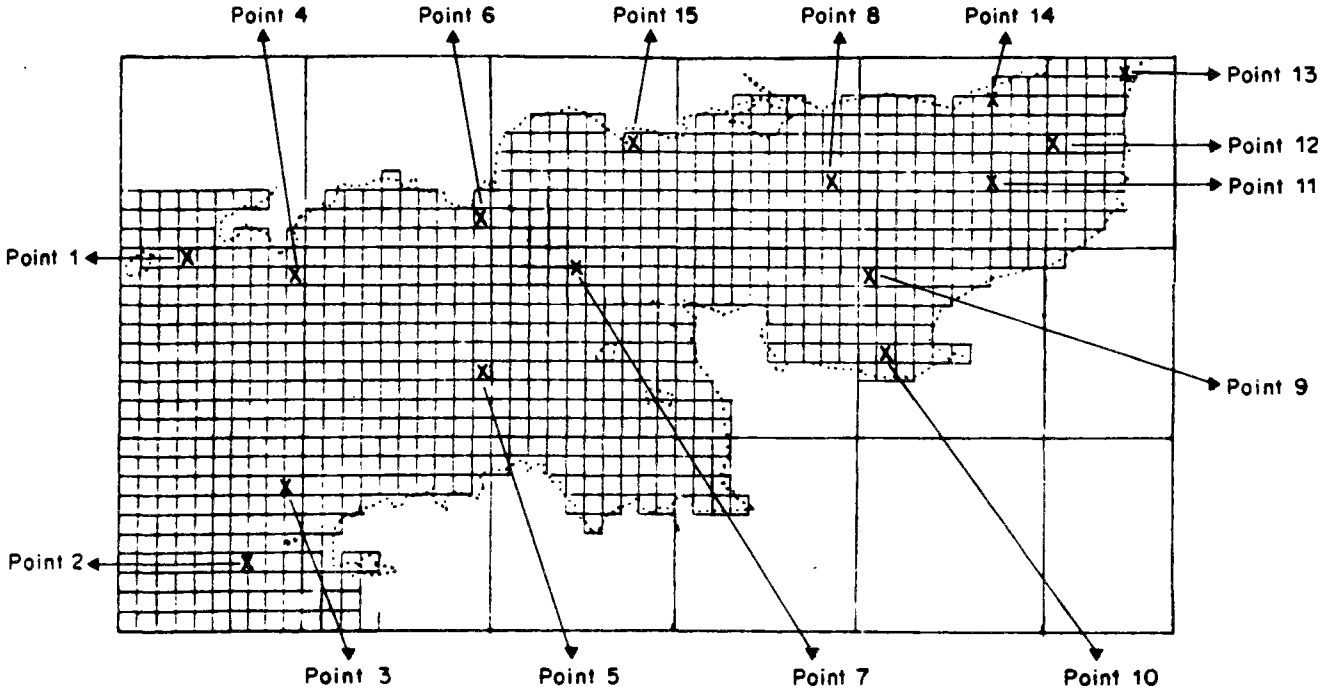
Ces résultats obtenus montrent une variabilité de a de l'ordre de 30 %, ce qui est assez faible.

Finalement, les coefficients de vent retenus pour chacune des zones sont :

zones / coefficients de vent	1	2	3	4	5	6	7	8	9
a x 10^4	12	10	10	12	10	12	12	15	15

Les résultats du modèle, sans dispersion, sont présentés en Annexe IV. En 15 points de la Manche, une comparaison calcul-mesure est montrée pour la période 1968-1971 (voir figure 23).

Figure 23 : Positions des points de comparaison.



Ces résultats montrent que déjà en ne considérant que les phénomènes physiques verticaux (échanges air-mer, transport vertical), on arrive à reproduire de façon assez correcte l'évolution thermique des masses d'eau.

Ceci est moins vrai pour ce qui est de la zone 5 (baie du Mont Saint Michel), et du point 13 (Pas-de-Calais), régions où les échanges énergétiques horizontaux sont importants. Dans ces deux cas la dispersion apportera une bonne amélioration.

VI.2. Détermination des coefficients de dispersion.

Avant de nous intéresser à la détermination de ces coefficients, rappelons la nature de la dispersion utilisée dans le modèle. Cette dispersion ne correspond pas uniquement à la diffusion réelle existant en mer. Elle permet aussi de compenser l'effet de la turbulence et du transport moyen des masses d'eau sur la distribution horizontale de la chaleur en Manche. C'est donc une schématisation numérique permettant de retrouver, au moins en partie, le transport de chaleur dû aux mécanismes physiques cités précédemment.

Nous pouvons, de la sorte, décomposer ces coefficients de dispersion en deux termes :

$$\underbrace{XD}_{\text{coefficient de dispersion}} = \underbrace{XD_{DT}}_{\text{terme dû à la diffusion turbulente}} + \underbrace{XD_{TM}}_{\text{terme dû au transport moyen}}$$

Dans son modèle relatif au régime thermique de la Manche-EST [1], où la même hypothèse a été émise (et où les pas d'espace et de temps sont du même ordre que ceux de notre modèle), PINGREE a abouti à des coefficients de dispersion de l'ordre de 2000 $m^2\ s^{-1}$. Les coefficients de diffusion turbulente sont normalement de l'ordre de 100 $m^2\ s^{-1}$. Ceci implique que dans cette schématisation, le terme XD_{TM} est prépondérant. Par conséquent, les coefficients de dispersion seront dépendants en grande partie du transport moyen en Manche.

Pour simplifier le problème, nous allons supposer ces coefficients constants dans le temps et homogènes dans les différentes zones du découpage de la Manche présenté dans le paragraphe précédent.

Les cartes de courants dues à la marée et au vent nous ont conduit à associer à chacune des neuf zones considérées une orientation de cette dispersion : cette orientation correspond à la direction principale moyenne du transport. Cette direction a été paramétrisée par les angles α_i tels que :

$(KX_i, KY_i, \quad i = 1,9)$

$$\text{tg } \alpha_i = \frac{KY_i}{KX_i}$$

KX_i coefficients de dispersion selon ox dans la zone i

KY_i coefficients de dispersion selon oy dans la zone i

α_i direction de la dispersion dans la zone i

Les angles α_i associés aux différentes zones sont :

$\alpha_1 = 45°$ $\alpha_5 = 45°$ $\alpha_9 = 10°$

$\alpha_2 = 45°$ $\alpha_6 = 10°$

$\alpha_3 = 10°$ $\alpha_7 = 30°$

$\alpha_4 = 10°$ $\alpha_8 = 45°$

Ce choix réduit le nombre de coefficients à déterminer à neuf.

Soit XD_i, le module de dispersion dans la zone i :

$$XD_i = \sqrt{KX_i^2 + KY_i^2}$$

Avec ces notations, KX_i et KY_i s'écrivent :

$$\begin{cases} KX_i = XD_i \cos \alpha_i \\ KY_i = XD_i \sin \alpha_i \end{cases}$$

Ainsi, il suffirait de trouver les valeurs des coefficients XD_i pour connaître les coefficients de dispersion (KX_i, KY_i) recherchés. Pour cela, on cherchera à minimiser les fonctions écarts absolus moyens entre températures de surface calculées et mesurées en différentes zones.

Soit EAMi, l'écart absolu moyen dans la zone i pour la période 1968-1971. A priori, cet écart doit dépendre de tous les coefficients XD_i :

$$EAM_i = f\ (XD_1, \ldots . XD_9)$$

Or, une étude de sensibilité de cette fonction a montré qu'on a pratiquement $\frac{\partial EAM_i}{\partial XD_K}_{(K \neq i)} \approx 0$, ce qui signifie que les résultats obtenus dans une zone sont très peu sensibles aux valeurs de la dispersion dans les autres zones. Ce résultat peut être expliqué par l'importance des dimensions des zones considérées. Cette importance fait que la dispersion des zones voisines n'influe que sur les frontières. Sachant que les mesures sont relevées au hasard dans la zone considérée, cette influence a un effet négligeable sur le paramètre EAM_i.

Les résultats de cette étude de sensibilité nous facilitent la résolution numérique du problème. En effet, nous allons ainsi déterminer de façon indépendante le coefficient XD_i optimum, dans une zone, en le supposant nul dans les autres zones.

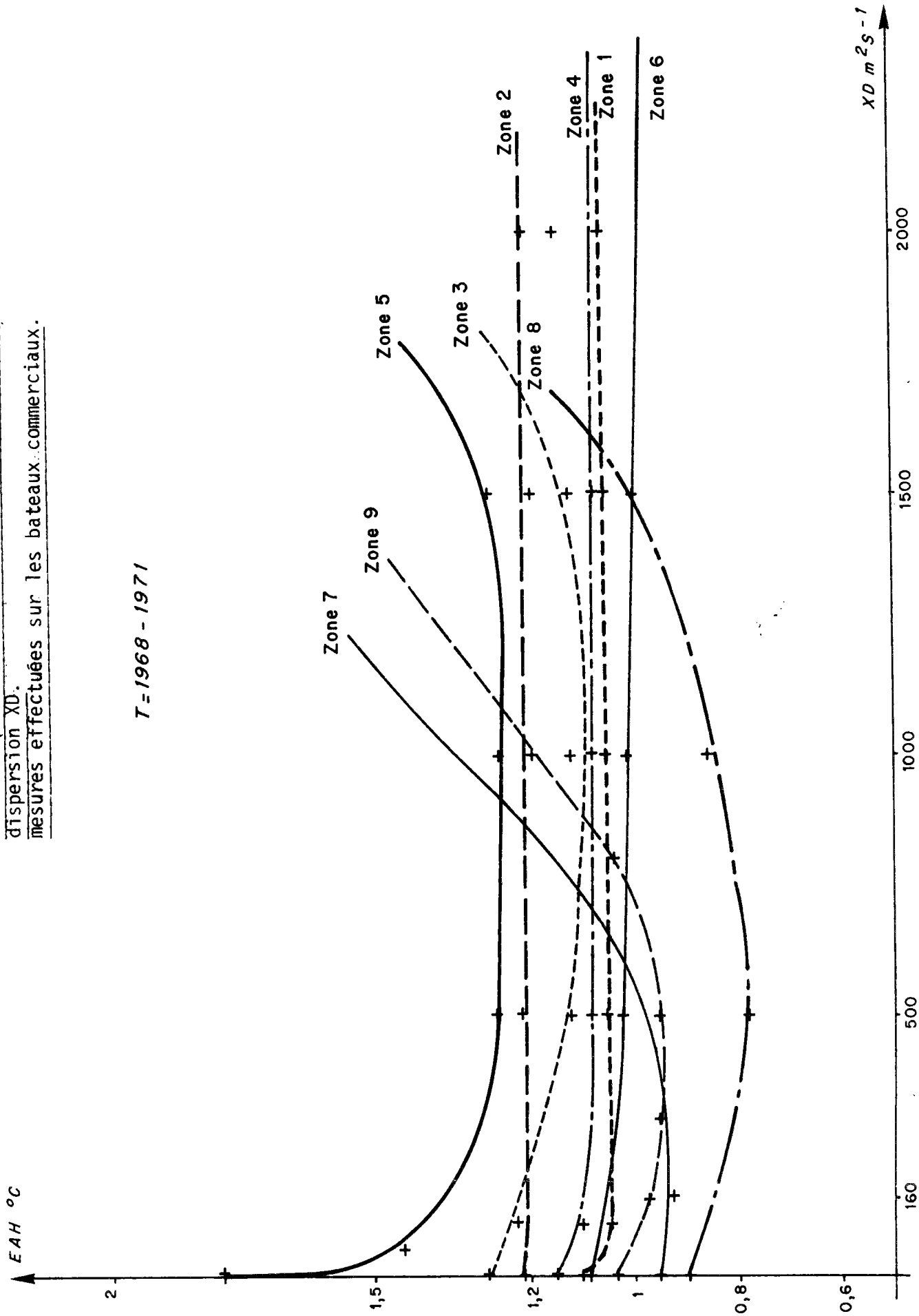
Cette détermination est réalisée en distinguant, comme lors de l'ajustement des coefficients de vent, les deux types de mesures : mesures des bateaux-commerciaux et mesures des bateaux-feux. Auparavant, rappelons que les coefficients de dispersion doivent respecter le critère de convergence de la méthode numérique utilisée (cf. Annexe III).

$$\begin{cases} K_x < 2\,858\ m^2\ s^{-1} \\ K_y < 2\,858\ m^2\ s^{-1} \end{cases}$$

VI.2.1. Résultats relatifs aux mesures effectuées à bord de bateaux commerciaux.

Pour chacune des zones, la courbe d'évolution de l'écart absolu moyen entre températures de surface calculées et mesurées en fonction du module de dispersion XD_i est présente sur la figure 24. Ces courbes d'allures paraboliques montrent un apport plus ou moins important de la dispersion selon les zones. Dans les zones 3, 4, 5, 6 cet apport est assez net. Ce sont des zones où les courants de marée sont assez forts, ce qui explique l'importance des échanges thermiques horizontaux dans ces régions. Ceci n'est pas le cas des zones 1, 2, 4, zones du large où les courants sont assez faibles et où la bathymétrie est assez uniforme.

Figure 24 : Ajustements des coefficients de dispersion : variation de l'écart absolu moyen entre températures de surface mesurées et calculées en fonction du modèle de dispersion XD.
mesures effectuées sur les bateaux commerciaux.



Les coefficients XD_i retenus pour les différentes zones, et les résultats des calculs de comparaison correspondants sont :

	XD_i optimum $m^2\ s^{-1}$	écart absolu °C		écart °C	
		moyenne	écart-type	moyenne	écart-type
Zone 1	100	1,06	1,02	-0,05	1,47
Zone 2	100	1,21	1,16	0,27	1,66
Zone 3	1 000	1,16	1,20	0,25	1,65
Zone 4	2 000	1,05	1,04	-0,07	1,48
Zone 5	1 000	1,25	1,13	0,48	1,62
Zone 6	2 900	0,97	0,95	0,1	1,36
Zone 7	160	0,93	0,90	0,04	1,29
Zone 8	500	0,78	0,72	-0,1	1,06
Zone 9	500	0,95	0,92	0,28	1,29

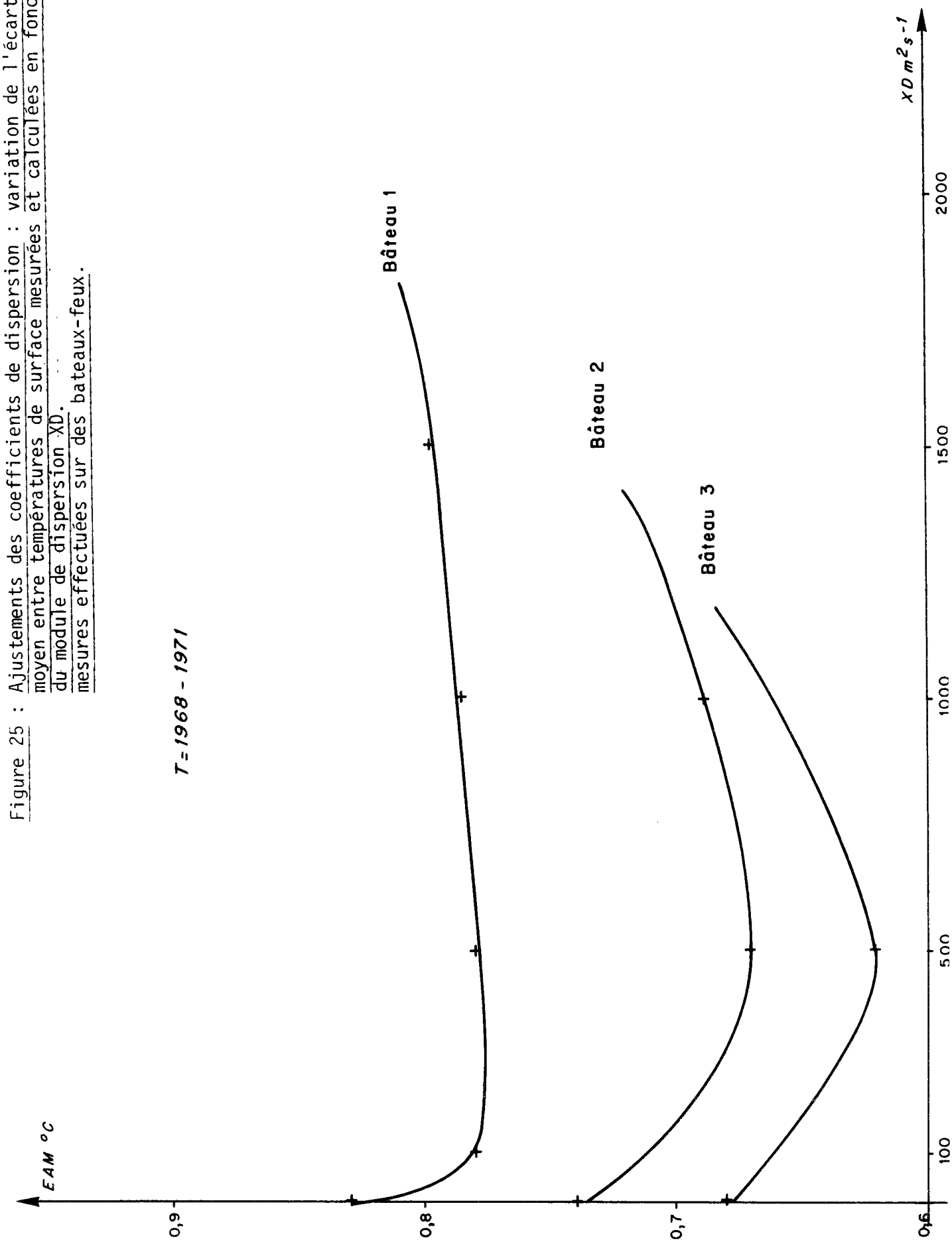
Ce tableau nous indique que les échanges horizontaux s'effectuent de façon très importante dans la zone 6 : 2 900 $m^2\ s^{-1}$. Cette zone est en effet celle où les courants sont les plus forts en Manche.

VI.2.2. Résultats relatifs aux mesures effectuées à bord de bateaux-feux.

Les trois bateaux sur lesquels l'ajustement a été fait sont les bateaux 1, 2, 3. Les coefficients de dispersion optimum XD_i pour les trois points et les résultats de la comparaison calcul-mesure sont :

	XD_i optimum $m^2\ s^{-1}$	écart absolu °C		écart °C	
		moyenne	écart-type	moyenne	écart-type
Bateau 1 (zone 1)	100	0,78	0,61	-0,18	0,98
Bateau 2 (zone 9)	500	0,67	0,51	0,46	0,70
Bateau 3 (zone 8)	500	0,62	0,47	-0,27	0,75

Figure 25 : Ajustements des coefficients de dispersion : variation de l'écart absolu moyen entre températures de surface mesurées et calculées en fonction du module de dispersion XD.
mesures effectuées sur des bateaux-feux.



Les courbes d'évolution des écarts absolus moyens entre les calculs et les mesures qui ont permis de déterminer les coefficients optimum sont sur la figure 25. On peut y noter que l'apport de la dispersion pour le bateau 1 est moins important que pour les bateaux 2 et 3, les bateaux 2, 3 se situant en Manche-Est où les variations de profondeurs sont importantes et où les courants de marée sont assez forts. Ce résultat semble donc cohérent.

VI.2.3. Synthèse.

Les deux ajustements des coefficients de dispersion XD_i, arrivent à des résultats similaires; en effet :

- le bateau 1 ϵ Zone 1 $\quad XD = 100\ m^2\ s^{-1}$
- le bateau 2 ϵ Zone 9 $\quad XD = 500\ m^2\ s^{-1}$
- le bateau 3 ϵ Zone 8 $\quad XD = 500\ m^2\ s^{-1}$

Ces coefficients de dispersion seront ceux utilisés pour la suite de la modélisation. Pour chacune des zones, nous allons indiquer sur le tableau suivant les coefficients de dispersion en x et en y retenus :

$$\begin{cases} KX_i = XD_i \cos \alpha_i \\ KY_i = XD_i \sin \alpha_i \end{cases}$$

	Kx $m^2\ s^{-1}$ Dispersion selon ox	Ky $m^2\ s^{-1}$ Dispersion selon oy
Zone 1	70	70
Zone 2	70	70
Zone 3	980	170
Zone 4	1 970	350
Zone 5	710	710
Zone 6	2 850	500
Zone 7	140	80
Zone 8	350	350
Zone 9	490	90

La comparaison entre les résultats du modèle et les mesures, après les différents ajustements, est présentée en 15 points de la Manche (voir figure 23) en Annexe IV. La période de comparaison est 1968-1971.

Chapitre VII

RÉSULTATS ET ANALYSE

Les résultats de cette étude sont de deux types :

- tout d'abord, des résultats relatifs au calage et à la validation du modèle mathématique sur des périodes limitées. Une comparaison entre les calculs et les mesures disponibles est présentée et analysée ;

- ensuite, des résultats de l'application du modèle sur la période globale. Une description des traits généraux de la structure thermique en Manche est faite suivie d'une étude sur les fronts thermiques en Manche occidentale.

VII.1. Comparaison calculs-mesures.

VII.1.1. Résultats sur la période de calage 1968-1971.

VII.1.1.1. Comparaison calcul-mesures en différents points.

Les résultats de cette comparaison se présentent sous la forme de chronologies de températures en quinze points de la Manche et ce pour les deux hypothèses suivantes :

1 - modèle sans dispersion 1968-1971 en Annexe IV
2 - modèle avec dispersion 1968-1971 en Annexe V

L'analyse des deux résultats obtenus sur la période d'ajustement, c'est-à-dire 1968-1971 par le modèle sans et avec dispersion indique qu'en certaines régions la température des masses d'eau est essentiellement influencée par les phénomènes locaux (échanges air-mer, courant de marée, vent). C'est le cas des points 1, 8 et 12. Par contre dans d'autres régions, comme celle de la Baie du Mont-Saint-Michel, ces températures en un point sont très liées à celles des points voisins : dans ces régions les échanges horizontaux ont beaucoup d'importance.

Ces résultats présentés en Annexes IV et V, nous amènent à faire les remarques suivantes :

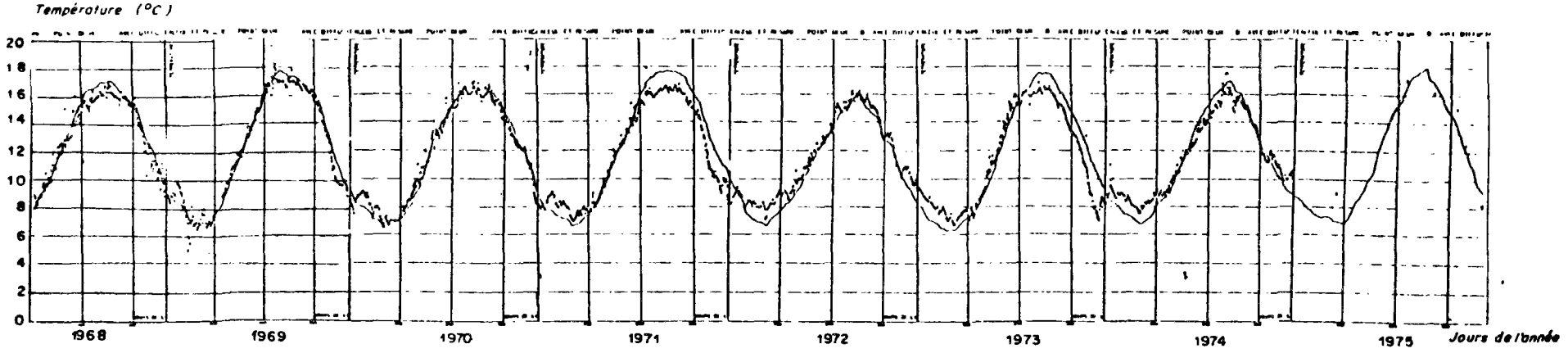
* Aux points 1, 10, 12, 13, 14 et 15 correspondant aux positions des bateaux-feux, les résultats sont assez corrects sur la période d'ajustement 1968-1971. Cependant, on peut noter par périodes certaines anomalies. Un exemple de ces anomalies est celui retrouvé au point 12, l'été des années 1968

et 1971. Sur la figure 26, est présentée l'évolution des températures de surface calculées et mesurées au point 12 de 1968 à 1975. Lors des étés 68 et 71, la température calculée par le modèle est de 1,5°C plus forte que celle mesurée in-situ. Ceci peut être expliqué par le fait que la température de l'air au voisinage de la surface marine a une amplitude de variation plus amortie que celle d'une station météorologique cotière. Pour certaines périodes où on a une brusque variation de la température de l'air sur terre, on en retrouve un effet moins important au large. Sachant que dans nos calculs les données météorologiques utilisées pour évaluer les échanges air-mer sont côtiers : le calcul du modèle tend donc à donner des températures trop élevées. De façon générale, les anomalies trouvées devraient au moins être réduites si on arrivait à avoir des données locales, pour évaluer le bilan énergétique aux différents points étudiés de la Manche.

* Aux points autres que les positions des bateaux-feux, les résultats sont d'une qualité moins bonne. Ceci peut être attribué en partie à la qualité des mesures qui sont faites avec une incertitude trop grande, mais ce n'est certes pas suffisant !

En effet, le calcul en certains points ne concorde pas du tout avec les mesures. Par exemple au point 3, les mesures indiquent pour les quatre années, une température en octobre de l'ordre de 18°C, alors que le modèle prévoit une température de 15°C. La position de ce point dans la zone frontale - limite entre zone stratifiée et zone homogène - pourrait peut être expliquer cette discordance. Vu le pas d'espace de notre simulation (6 miles marin), la séparation entre région homogène et région stratifiée prévue par le modèle ne s'effectue certainement pas de façon identique dans la réalité, il suffit que ce point 3 se trouve d'un coté du front alors que le modèle le prévoit de l'autre pour retrouver une telle erreur.

Il faut donc rester conscient des hypothèses de cette modélisation, qui confèrent des limites aux résultats qu'on peut en attendre : dans des zones aussi critiques les résultats obtenus sont à considérer avec prudence.



Chronologie de température de surface 1968-1975

Point 12 : Position du bateau-feu 3

Figure 26

——— Calcul

------- Mesures

VII.1.1.2. Apport de la dispersion.

Ces résultats vus de façon globale indiquent l'importance des échanges air-mer et des échanges thermiques verticaux dans l'évaluation de la structure thermique des masses d'eau. Toutefois nous remarquerons que les échanges horizontaux représentés par de la dispersion ont amené une amélioration systématique des résultats. En étudiant la position de certains points, nous allons tenter de mettre en évidence les conditions de cette amélioration.

* Au point 9, situé dans une région non stratifiée, les échanges horizontaux ont induit une augmentation de la température en été, et une diminution en hiver. Ce point est entouré de masses d'eau moins inertes, se réchauffant plus en été et moins en hiver. Leur régime thermique a donc par l'intermédiaire de la dispersion, provoqué une augmentation de l'amplitude de variation de la température au point 9. (figure 27).

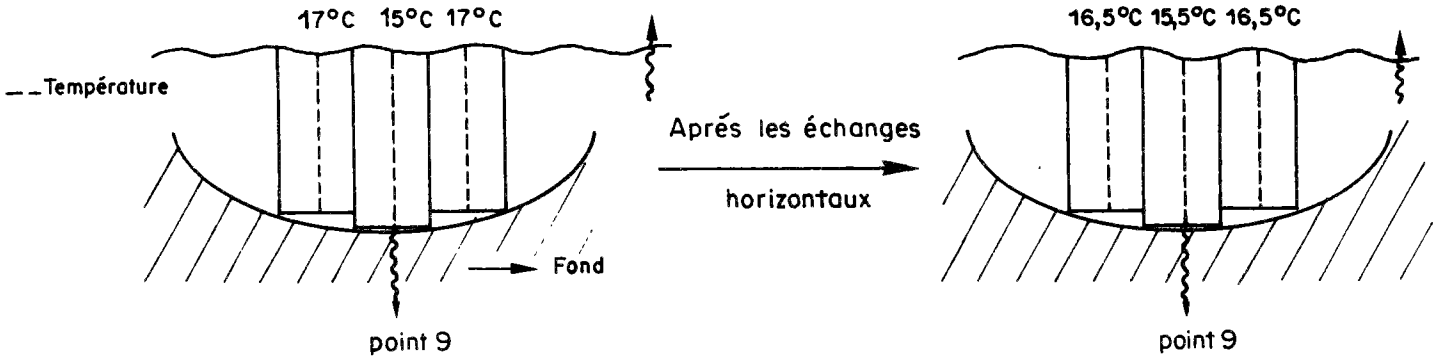


Figure 27 : Effet de la dispersion en zone homogène (été)

* Aux points 6, 7, le modèle sans dispersion donne une structure homogène toute l'année, les mesures laissent prévoir une légère stratification saisonnière en ces points. Ceci est retrouvé sur le modèle avec dispersion. En effet, ces points sont entourés de masses d'eau plus profondes stratifiées en été et qui par échanges horizontaux induisent une stratification thermique aux points 6, 7 (figure 28).

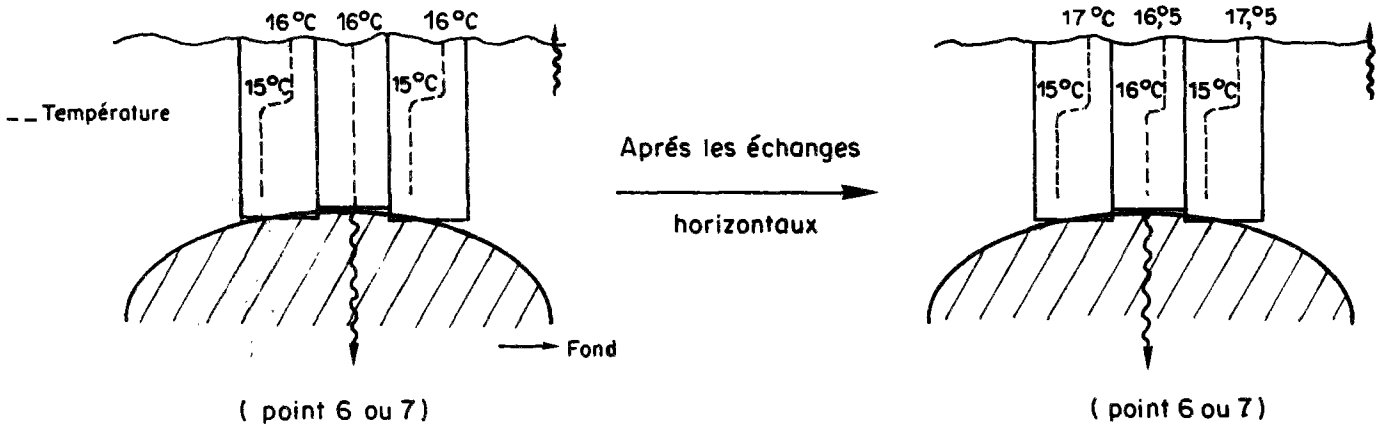


Figure 28 : Stratification induite par les échanges horizontaux

* Au point 10, position du bateau-feu de la Baie de Seine, le modèle sans dispersion indique une possibilité de stratification thermique. Les masses d'eau environnantes sont de structure homogène toute l'année, et grâce aux échanges horizontaux, ces masses d'eau servent de stabilisateur et font que la stratification thermique n'a pas lieu au point 10. Ceci peut être observé au début de l'été sur les mesures disponibles. (figure 29).

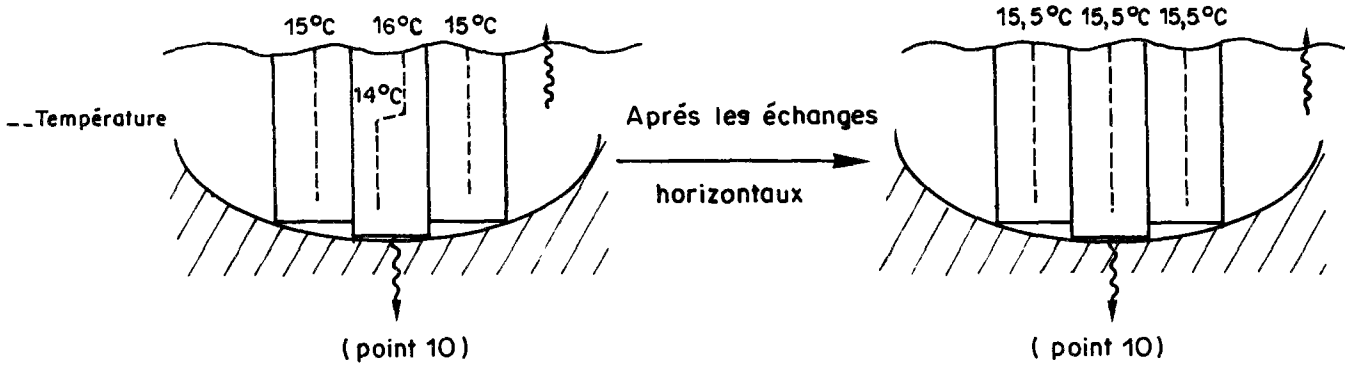


Figure 29 : Déstratification induite par les échanges horizontaux

VII.1.2. Validation du modèle (1962-1965).

La validation de ce modèle ne peut être faite par les seuls résultats de simulation sur la période d'ajustement. L'estimation de certains paramètres du modèle a été effectuée sur cette même période, il est donc important de voir si cette évaluation des paramètres peut être considérée valable sur une autre période. Pour cela, une simulation a été faite sur la période 1962-1965, période où l'on dispose d'un nombre de mesures suffisantes. Les comparaisons calculs/mesures sur cette période sont présentées en Annexe VI. Les écarts entre calculs et mesures y sont de même ordre que ceux de la période d'ajustement. On a donc une stabilité des résultats du modèle par période. Ceci nous permettra d'utiliser le modèle pour une simulation sur la période 1962-1979, en sachant que les résultats sont de qualité égale pour toutes les années de l'étude.

VII.2. Résultats de la simulation sur la période globale 1962-1979.

Les résultats de notre modélisation vont nous permettre en premier lieu de faire une synthèse globale décrivant l'évolution annuelle de la distribution spatiale des températures en Manche. Ensuite, nous étudierons les problèmes de fronts thermiques à l'ouest du chenal.

VII.2.1. Evolution thermique annuelle en Manche.

Dans les chapitres précédents, on s'est limité à étudier localement l'évolution thermique. Or, il serait aussi intéressant d'avoir cette évolution à l'échelle globale de la Manche. Pour cela, nous allons utiliser les résultats moyens du modèle, sur la période 1962-1979. En Annexe VII, sont présentées les moyennes mensuelles de température de surface et de fond. Ces différents résultats nous amènent à résumer cette structure thermique de la façon suivante pour les différents mois de l'année :

JANVIER

La température est homogène sur la verticale en tout point de la Manche. A l'ouest du Cotentin, les températures sont assez uniformes, de l'ordre de 11° C. En Manche-Orientale, les températures varient entre 10° C (au large de La Hague) et 7° C (Pas-de-Calais). Les masses d'eau les moins profondes correspondent aux plus faibles températures. Les isothermes en Manche-Est ont une allure similaire aux isobathes (voir figure 30).

FEVRIER

Le bilan énergétique à l'interface air-mer est négatif. Vers le Pas-de-Calais les températures de surface sont de 6° C, au large du Cotentin les températures baissent de façon moins rapide. Le gradient thermique horizontal en Manche-Est s'est donc accru depuis le mois de janvier. A l'Ouest de la Manche, la grande inertie des masses d'eau fait que leurs températures varient très lentement elles sont de l'ordre de 9° C à 10° C.

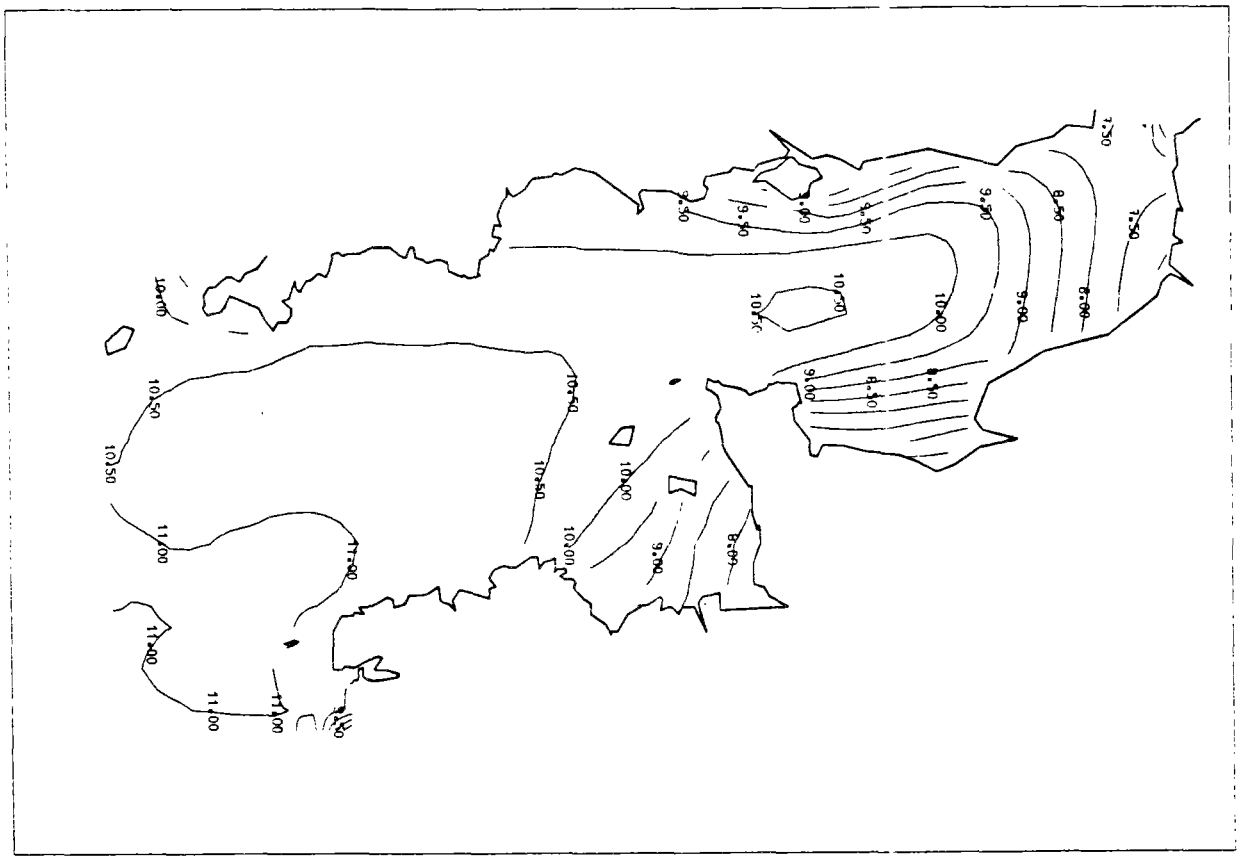
MARS

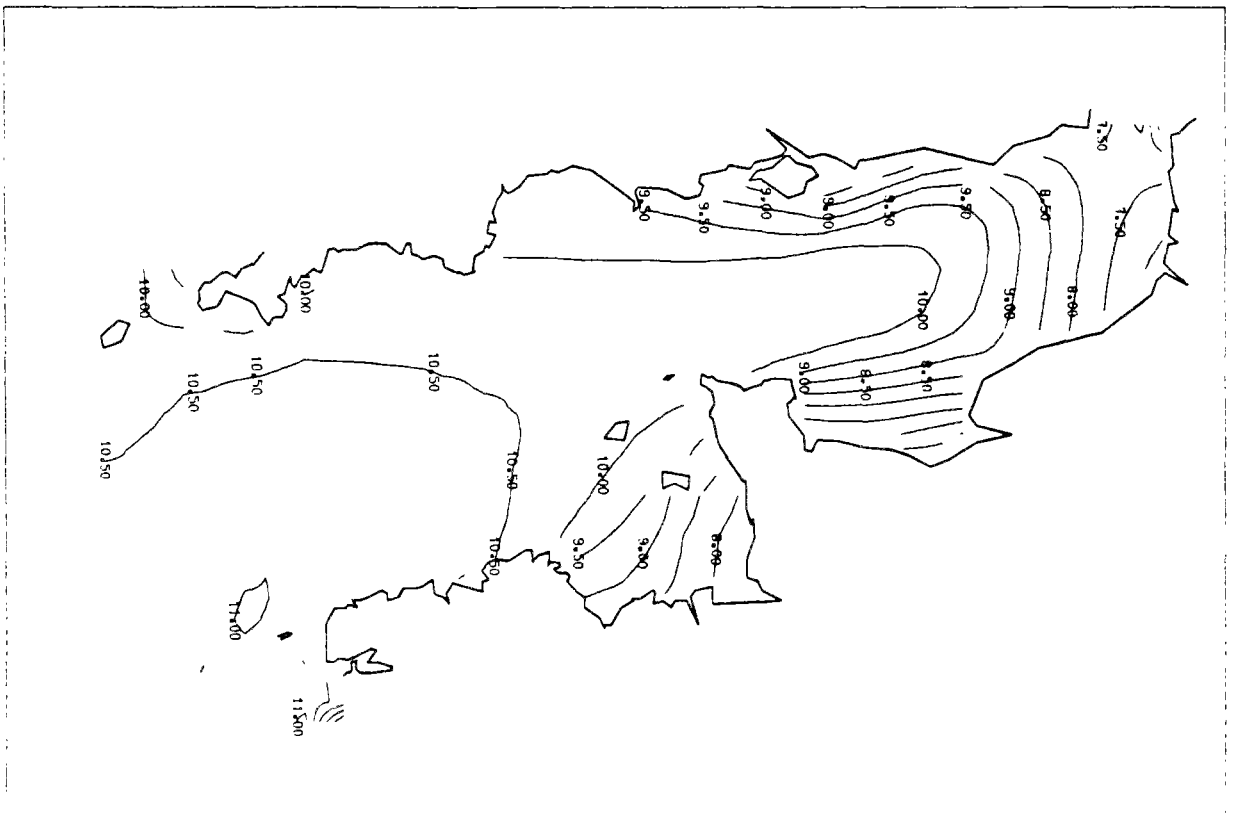
Le bilan encore négatif à l'interface air-mer n'a plus d'action directe sur les températures des masses d'eau très peu profondes, à l'Est de la Manche orientale. En effet, ces températures au Pas-de-Calais restent à leur niveau du mois de février soit 6° C. Par contre dans les autres régions plus profondes les températures continuent à décroître; on arrive de la sorte à un gradient thermique horizontal de moins en moins important, des isothermes de forme similaire aux isobathes apparaissant aussi en Manche-Ouest.

AVRIL-MAI

Le bilan énergétique devient positif. Les régions peu profondes voient leur température augmenter rapidement rejoignant ainsi celles des plus inertes. Ce phénomène fait qu'au mois de mai, la température de surface en Manche est à peu près uniforme : de 9° C à 10° C. Au fond la situation est à peu près similaire. A cette époque de l'année une légère stratification thermique a lieu à l'entrée du chenal (écart de température surface-fond $\approx$ 0,5 à 1° C).

Figure 30 : Isothermes moyennes mensuelles : Janvier.





JUIN-JUILLET

En juin, on distingue la formation d'une zone froide au large du Cotentin, à l'Est de cette zone les masses d'eau peu profondes ont des températures qui ont augmenté rapidement. A l'Ouest de cette zone, se trouvent des masses d'eau stratifiées dont les températures de surface sont importantes. Cette zone intermédiaire est profonde et la structure verticale y reste homogène toute l'année. Ce phénomène thermique de surface persiste encore au mois de juillet.

Une image satellite prise le 7 juillet 1979 permet de l'observer. Une comparaison entre cette situation observée et celle simulée par le modèle le même jour est présentée sur la figure 31. On notera que la zone en question semble plus étendue que ne le prévoit le modèle.

Ce phénomène de surface ne se retrouve absolument pas au fond. En effet, à l'Ouest de la Manche les températures de fond sont celles du mois d'avril. Au fur et à mesure qu'on s'approche de la Manche-Est, les températures deviennent importantes, le gradient horizontal entre l'entrée de la Manche et le Pas-de-Calais au mois de juillet est de l'ordre de 5° C.

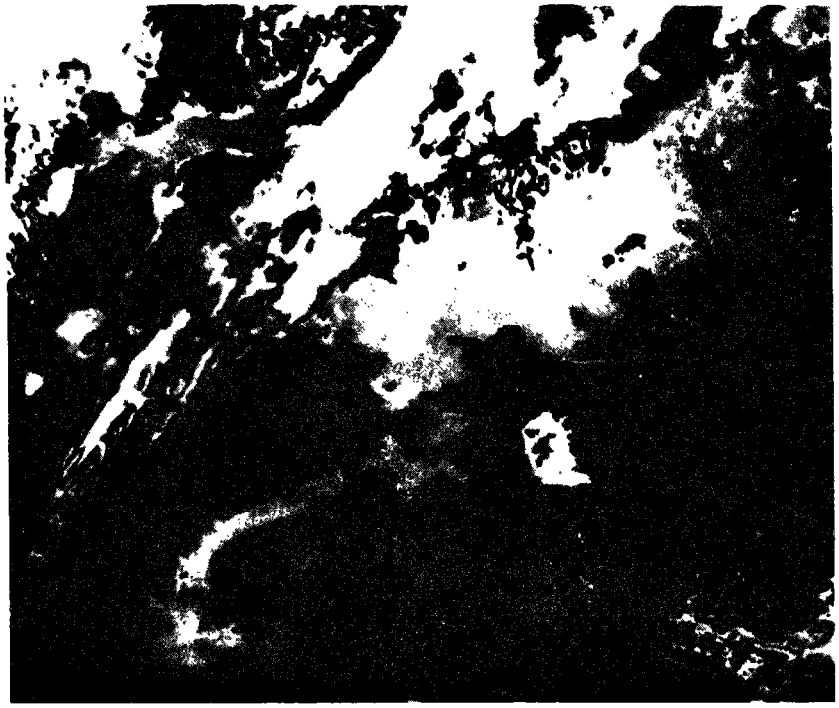
AOUT

Les températures de surface tendent vers une valeur uniforme sur toute la Manche : 15° C à 17° C. Des gradients thermiques horizontaux importants sont à noter, au voisinage de l'île d'Ouessant : fronts thermiques. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur cette particularité.

Au fond, le gradient Est-Ouest devient plus important il atteint 7° C. Ceci est dû à l'échauffement continu des masses d'eau du Pas-de-Calais et à la stationnarité de la température des couches d'eau profondes à l'entrée du chenal (voir figure 32).

SEPTEMBRE-OCTOBRE

Les coups de vent en Automne font que la déstratification a lieu en certaines régions de l'Ouest. Les températures de surface à l'Ouest après mélange deviennent basses; on a ainsi des températures de 13° C de surface vers l'entrée de la Manche, alors qu'au Pas-de-Calais elles sont encore à 16° C.



Zone froide

Zone chaude

Figure 31 : Comparaison Photo satellite / Calcul - 7 juillet 1979

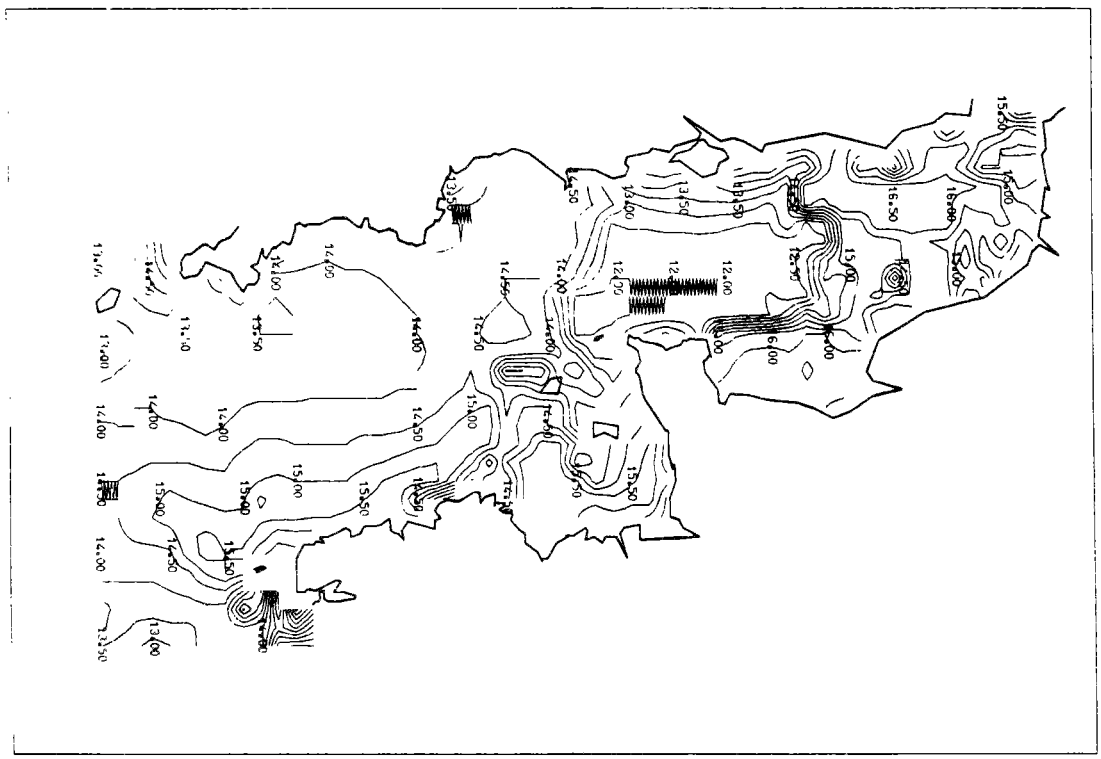
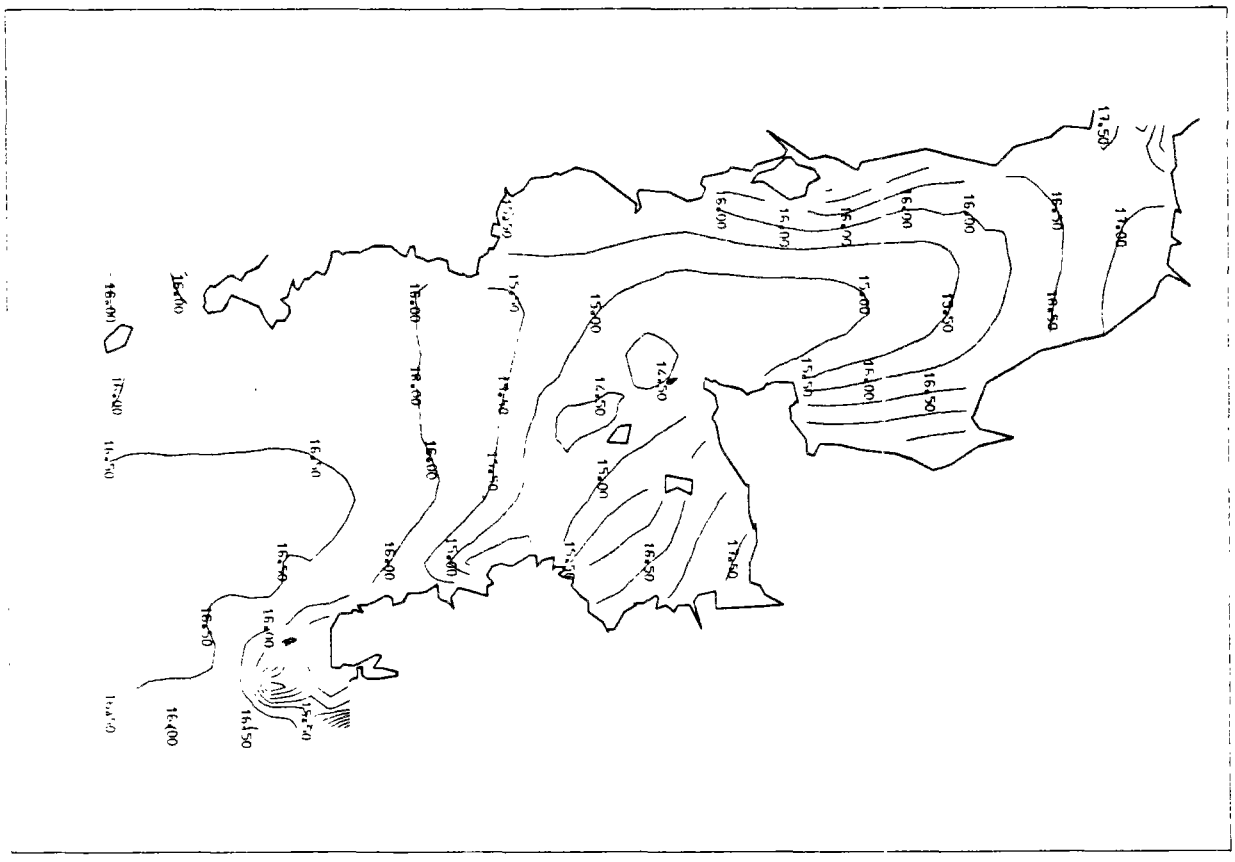
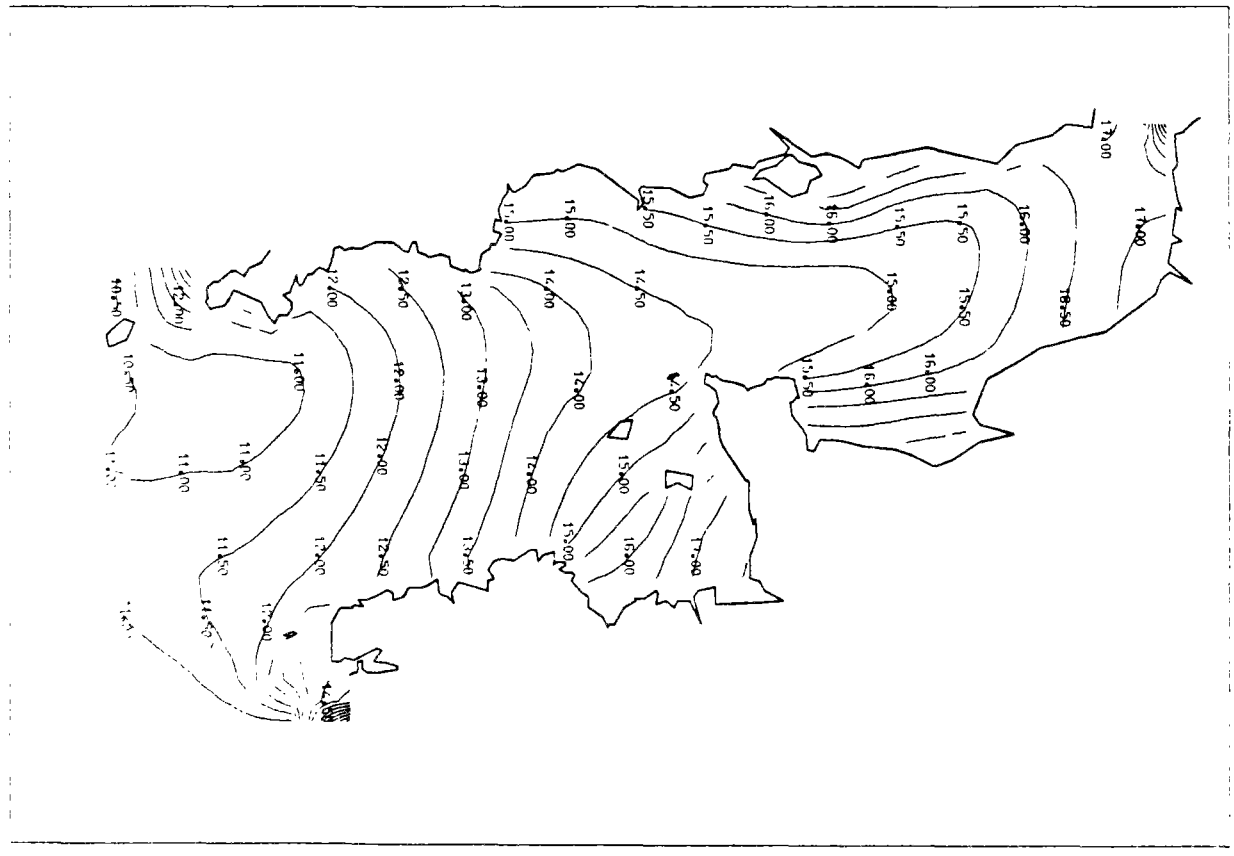


Figure 32 : Isothermes moyennes mensuelles : Août.



TEMPERATURE DE SURFACE



TEMPERATURE DE FOND

NOVEMBRE-DECEMBRE

Par refroidissement, les masses d'eau cèdent de l'énergie. Celles possédant le plus, sont celles du large du Cotentin. En décembre elles forment une zone légèrement plus chaude que le reste des masses d'eau. Cette zone est à 12° C, alors que les autres sont à 10° C.

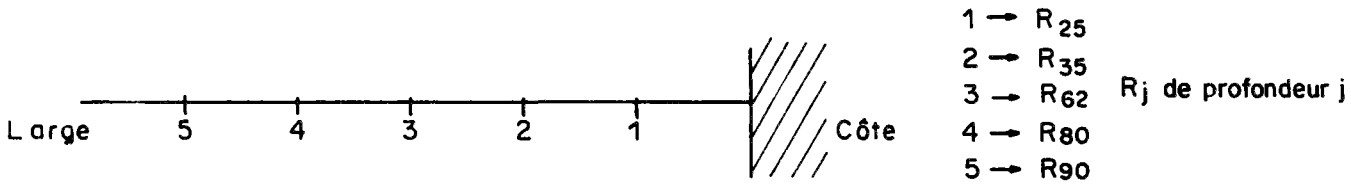
VII.2.2. Front de Ouessant :

Lors de la description précédente du régime thermique en Manche, nous avons noté l'existence de gradients thermiques horizontaux importants, l'été, en certaines régions de la Manche-Ouest, en particulier dans la région de Ouessant.

Cette structure thermique au voisinage de Ouessant a fait l'objet de diverses études [11]. On se propose à notre tour de décrire de quelle façon le modèle mathématique développé reproduit la formation et le développement du front thermique dans la région.

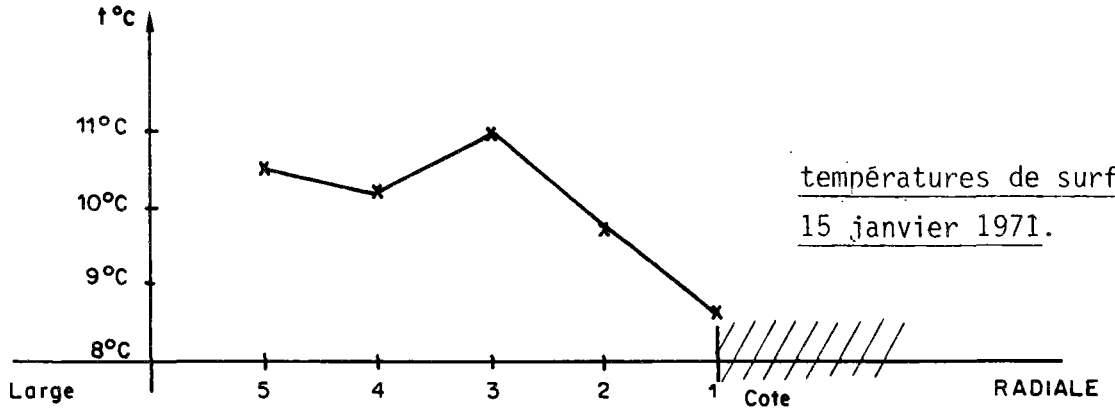
Notons que l'échelle spatiale de notre modélisation fait qu'on ne peut prétendre représenter de façon précise, la localisation de ce front, ni le gradient thermique horizontal correspondant. Cependant, les grands mécanismes physiques induisant ce front étant représentés dans le modèle, nous allons pouvoir analyser la part de chaque mécanisme dans la formation et l'évolution de la zone frontale.

A cette fin, nous avons considéré une radiale, à l'Ouest de Brest. Sur cette radiale nous nous sommes intéressés à l'évolution thermique en cinq points 1, 2, 3, 4 et 5, distants de 6 miles marin. (Figure 33).



Les profils de température calculés par le modèle tous les mois de l'année 1971 en ces différents points sont présentés sur la figure 33. De cette façon nous allons analyser l'évolution thermique sur la radiale tout au long de l'année.

* En janvier, les profils thermiques verticaux sont homogènes, la température d'eau au point 1, côtier, est de 8,5°C. Au large au point 5, elle est de 10,5° C. C'est au point 3 intermédiaire que la température est la plus élevée : 11°C.

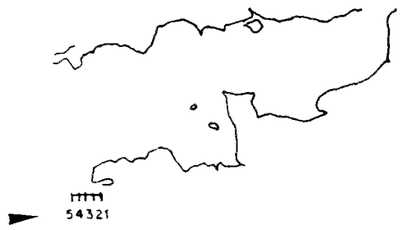


températures de surface, 15 janvier 1971.

En été le point 3, dont l'inertie est intermédiaire entre celles des points voisins a récupéré le plus d'énergie grâce aux échanges air-eau. Ceci est dû à sa structure thermique presque homogène toute l'année et à sa bathymétrie relativement importante : profondeur 62 m (point 3, R_{62}). (voir fig. 33).

* Au mois de février, le refroidissement hivernal continu et cela se poursuivra jusqu'au mois de mars. Pendant cette période la température des cinq points décroît de façon parallèle. Au mois de mars, la coupe thermique sur la radiale devient la suivante :

Figure 33 **Evolution de la structure thermique en différents points d'une radiale**



Résultats du modèle année 1971

Point 1 → R_{25}
Point 2 → R_{35}
Point 3 → R_{62}
Point 4 → R_{80}
Point 5 → R_{95}

15 JANVIER 1971 | 15 FEVRIER 1971 | 15 MARS 1971 | 15 AVRIL 1971 | 15 MAI 1971 | 15 JUIN 1971 | 15 JUILLET 1971 | 15 AOUT 1971 | 15 SEPTEMBRE 1971 | 15 OCTOBRE 1971 | 15 NOVEMBRE 1971 | 15 DECEMBRE 1971

Z=0 H 0 5 10 15 20 25 m

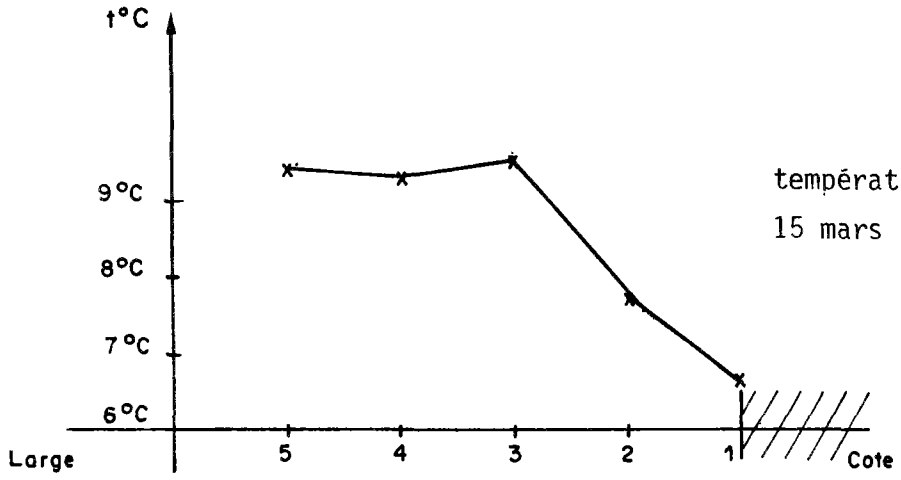
R_{25} 25 m: 8,5°C | 7,3°C | 6,7°C | 7,6°C | 10,4°C | 13,3°C | 16,7°C | 18,8°C | 19,4°C | 18,5°C | 15,3°C | 12,1°C

R_{35} 100 m: 9,7°C | 8,4°C | 7,7°C | 8,1°C | 10,3°C | 12,6°C | 15,9°C | 17,3°C | 18,2°C | 17,8°C | 15,5°C | 12,9°C
35 m: 9,7°C | 8,4°C | 7,7°C | 8,1°C | 10,3°C | 12,6°C | 15,1°C | 17,3°C | 18,2°C | 17,8°C | 15,5°C | 12,9°C

R_{62} 100 m: 11,1°C | 10,1°C | 9,5°C | 9,4°C | 11,5°C | 12,3°C | 15°C | 15°C | 15,6°C | 15,8°C | 14,9°C | 13,4°C
62 m: 11,1°C | 10,1°C | 9,5°C | 9,4°C | 11,5°C | 11,6°C | 14,5°C | 14,5°C | 15,6°C | 15,8°C | 14,9°C | 13,4°C

R_{80} 100 m: 10,2°C | 9,6°C | 9,2°C | 9,2°C | 10,1°C | 12,8°C | 14,4°C | 17°C | 17,9°C | 17°C | 14,2°C | 11,3°C
80 m: 10,2°C | 9,6°C | 9,2°C | 9,2°C | 9,8°C | 10,7°C | 11,4°C | 11,4°C | 11,8°C | 11,3°C | 11,2°C | 11,3°C

R_{95} 100 m: 10,4°C | 9,8°C | 9,4°C | 9,4°C | 11,4°C | 12,4°C | 14,4°C | 17,4°C | 18°C | 17°C | 13,5°C | 11,6°C
95 m: 10,4°C | 9,8°C | 9,4°C | 9,4°C | 9,8°C | 10,7°C | 11,4°C | 11,4°C | 11,8°C | 11,3°C | 11,2°C | 11,6°C

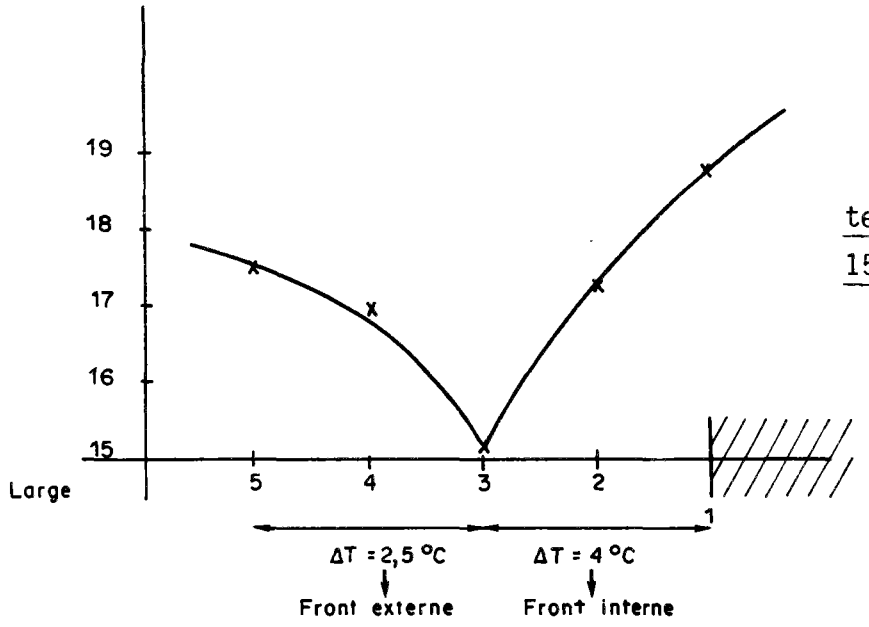


températures de surface, 15 mars 1971.

On peut noter que la diminution de la température aux points 5, 4 et 3 entre janvier et mars est de l'ordre de 1°C, alors qu'elle est de l'ordre de 2 à 3°C aux autres points : ceci est dû à la différence d'inertie entre ces points.

En avril, commence le réchauffement atmosphérique. Le bilan énergétique à l'interface air-mer devient positif. Les différentes masses d'eau se réchauffent plus ou moins selon leurs inerties. Ainsi au mois de mai, on peut voir sur la figure 30 que les masses d'eau les moins inertes ont chauffé vite et se retrouvent à températures égales à celles des plus inertes. La structure thermique est uniforme sur la radiale en ce mois. La température y est de l'ordre de 10 à 10,5° C.

A cette même époque, commence la stratification thermique aux points 4 et 5. Tout au long de l'été, les points 1, 2 avec une structure verticale homogène continuent à emmagasiner de la chaleur. Les points 4 et 5, eux, emmagasinent leur chaleur sur une couche d'eau de 25 m en surface. Le point 3 se situe en zone intermédiaire il s'y forme une légère stratification en début d'été, mais elle ne dure pas longtemps. La répartition des températures de surface, au mois d'août se schématise ainsi :

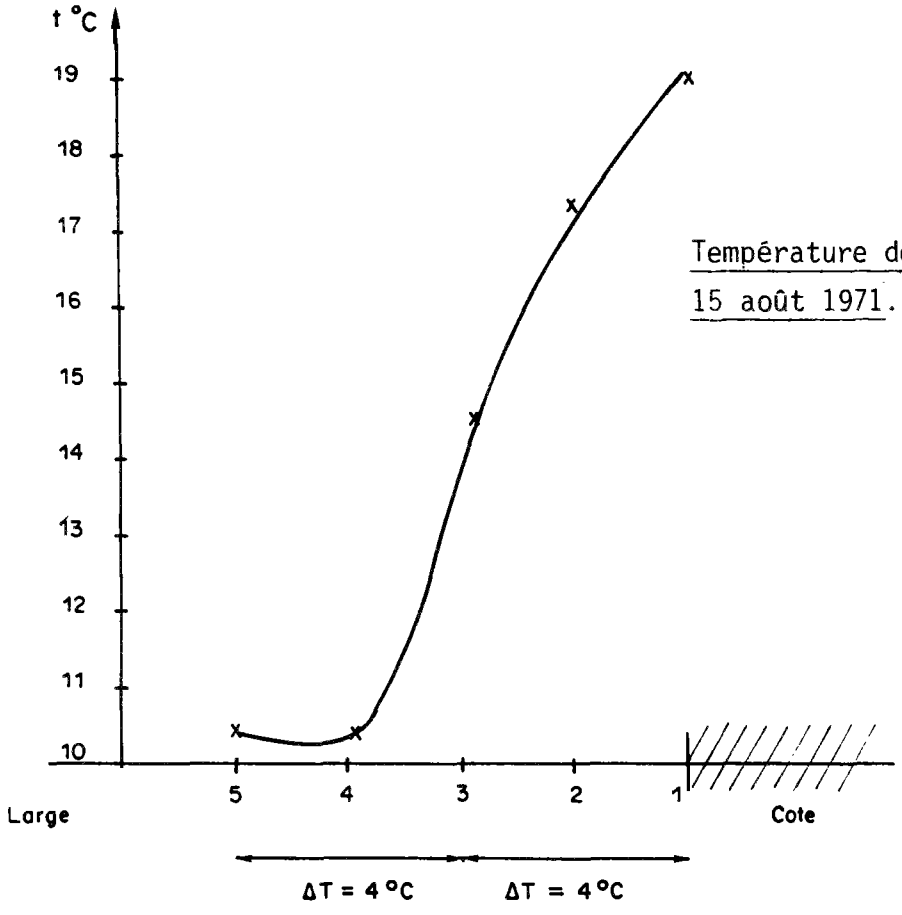


températures de surface, 15 août 1971.

On s'aperçoit donc, qu'il peut y avoir dans cette zone des gradients thermiques horizontaux très importants. Le gradient entre les points 3 et 1 est dû uniquement au fait que les profondeurs d'eau décroissent rapidement du point 3 au point 1 (62 m → 25 m) : ce gradient est nommé front interne.

L'autre gradient entre les points 3 et 5 est nommé front externe, il résulte de la stratification au point 5, tout au long de l'été. L'apport énergétique est réparti au point 5 sur une couche de surface de 25 m, alors qu'au point 3, cet apport est réparti sur toute la profondeur 62 m. La température de surface au point 5 est donc plus élevée que celle du point 3.

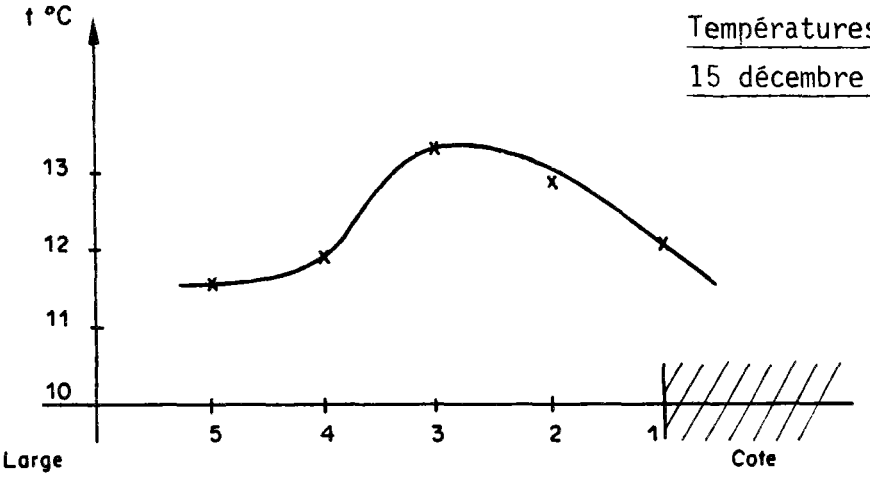
Au fond, les températures évoluent de façon inverse à l'Ouest du point 3. A l'Est le profil vertical étant homogène on retrouve une structure identique à celle de surface :



Température de fond, 15 août 1971.

Soulignons l'importance du gradient thermique au fond, entre le large et la côte : 8°C.

Lors de l'année 1971, l'été fut assez long. Ce qui explique que la stratification thermique aux points 4 et 5 a persisté au 15ème jour du mois d'octobre. Ce n'est qu'au mois de novembre que le refroidissement en surface a détruit les stratifications en ces points. Au mois de décembre les structures verticales sont redevenues homogènes sur la radiale. Les températures les plus faibles sont: celle du point 1 le moins profond qui a suivi de façon directe, l'évolution atmosphérique, et celles des points 4, 5 stratifiées en été et dont la couche du fond était resté à 11°C, tout l'été. Au 15ème jour de ce mois de décembre, on se retrouve avec la configuration qui suit :



Températures de surface,
15 décembre 1971.

VII.2.3. Evolution annuelle des zones frontales en Manche :

En étudiant l'exemple du front de Ouessant nous avons voulu montrer les différents mécanismes qui induisent ces phénomènes de fronts. Ces zones frontales de part leur définition sont toujours situées dans les régions intermédiaires entre zones à structures homogènes et zones à structures stratifiées. Par conséquent, une connaissance de la situation de ces frontières au cours de l'année, permet de localiser approximativement les fronts thermiques susceptibles de se former. Une simulation du modèle réalisée sur la période 1962-1979, nous a permis de tracer les moyennes mensuelles d'écarts de températures entre la surface et le fond en tous points du domaine étudié. Ces courbes sont en Annexe VIII. Elles sont sous forme d'iso-écarts, entre le mois d'avril et le mois de décembre.

Du mois de janvier au mois d'avril, cet écart est nul. La répartition thermique verticale est homogène. En mai, nous apercevons une zone à l'Ouest de la Manche à légère stratification. En juin, la stratification à l'Ouest apparaît de façon plus nette ; l'écart atteint 2,5° C à l'entrée de la Manche. La frontière entre zone stratifiée et zone homogène, qu'on peut visualiser par la ligne d'écart fond-surface égale à 0,5° C a tendance à pénétrer dans la Manche-Est. Quelques zones de l'Est de la Manche connaissent à leur tour une très légère stratification en ce début d'été :

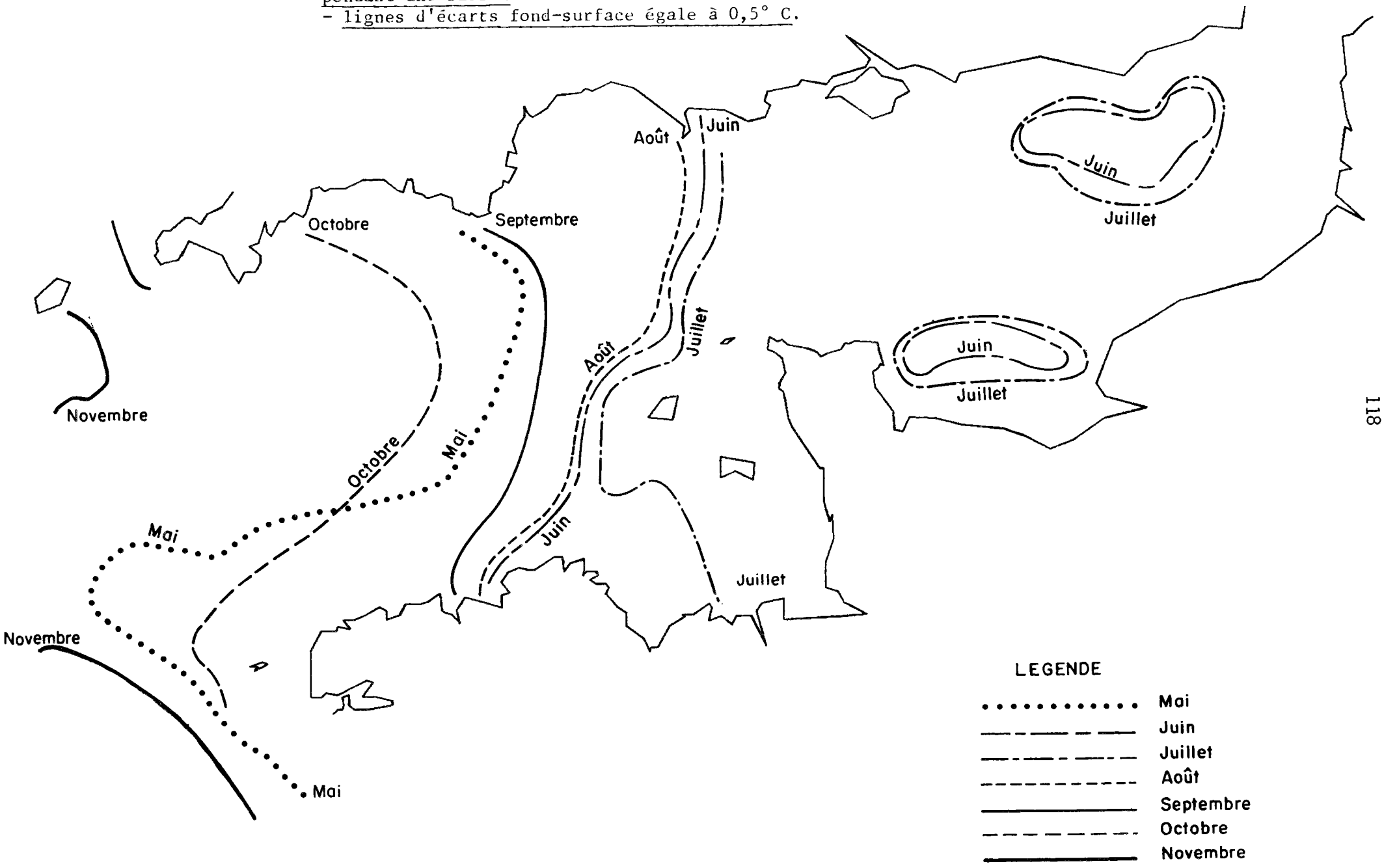
Pas-de-Calais et baie de Seine ; notons que ces zones correspondent au minimum de courant de marée à l'Est.

Au mois de juillet, cette évolution continue. La zone de transition progresse encore vers l'Est, l'écart atteint à l'Ouest 4,5° C. Le mois d'août peut être considéré comme un mois de changement de tendance. En effet, la zone commence à revenir vers l'Ouest ; une déstratification a eu lieu pour quelques régions de la Manche-Est. Les gradients verticaux les plus forts de l'année sont atteints en ce mois, ils sont de l'ordre de 6° C à l'Ouest du chenal.

En septembre, le refroidissement en surface commence. Les couches de surface des zones stratifiées voient décroître leurs températures et par suite l'écart entre leurs températures de surface et celles du fond. La zone de transition continue à quitter la Manche par l'Ouest. En novembre, seules quelques régions limites de notre domaine gardent une très légère stratification. La structure verticale se retrouve ainsi homogène au mois de décembre, et le front thermique se situe loin à l'Ouest de la Manche, sur le plateau continental.

Pour visualiser l'évolution au cours d'une année moyenne de cette zone frontale, nous avons tracé sur la figure 34, la position de la ligne d'écart fond-surface égale à 0,5° C aux différents mois de l'année. Ce schéma nous montre que l'entrée de cette zone vers la Manche-Est s'effectue en deux mois, alors que la sortie vers l'Ouest de la Manche a lieu en 3 à 4 mois : ceci est dû à l'inertie des masses d'eau à l'entrée de la Manche. Dans cette partie du chenal ; les profondeurs d'eau sont de l'ordre de 100 m à 120 m, les courants de marée sont assez faibles, ce qui fait que la stratification thermique a lieu du mois de mai jusqu'au mois de novembre.

Figure 34 : Evolution moyenne de la zone de transition entre eaux stratifiées et eaux homogènes pendant une saison.
- lignes d'écarts fond-surface égale à 0,5° C.



Chapitre VII
CONCLUSION

Un modèle mathématique a été développé afin de simuler la répartition spatio-temporelle de la température en Manche. Une simulation sur vingt années, 1960 à 1979, a été réalisée en utilisant les données météorologiques de la station de LA HAGUE, ainsi que les courants de marée calculés par le modèle LNH (*).

Cette simulation nous a permis de déterminer l'évolution thermique en surface et au fond de la Manche tout au long de différents cycles annuels, et de montrer les mécanismes qui régissent la formation et le développement du front thermique en Manche occidentale.

Une validation partielle du modèle, à l'aide de mesures de surface, a montré que cette représentation du cycle annuel de la structure thermique était vraisemblable. Les résultats obtenus confirment bien l'hypothèse de la prépondérance des échanges oui - non et des échanges thermiques verticaux par rapport aux échanges thermiques horizontaux.

Un affinement de ce modèle et donc une meilleure description de l'évolution thermique en Manche nécessiterait, d'une part, une meilleure évaluation des échanges air-mer - Ceci peut être réalisé si l'on acquiert des informations complémentaires sur l'évolution temporelle des paramètres météorologiques au large de la Manche - D'autre part la prise en compte des mécanismes de transport qui sont encore mal connus en Manche à l'échelle de temps de notre simulation.

Sur ce dernier point, on doit signaler une étude actuellement développée par LE PROVOST [43] qui a pour but de décrire l'évolution des courants de marée en Manche pendant une période d'un mois. Une comparaison entre les résultats d'une simulation avec prise en compte de l'advection et les résultats actuels pourra donc être faite sur cette période. Ceci devrait permettre de déterminer la part d'erreur due à la non prise en compte des phénomènes de transport horizontaux dans le modèle développé ici.

(*) Laboratoire National d'Hydraulique EDF Chatou.

Dans cette modélisation, le réseau de mesures de températures d'eau en Manche collecté a été d'une grande importance. En effet, c'est à l'aide de ces mesures que nous avons pu déterminer les différents paramètres d'ajustement du modèle. Ce réseau de données aurait pu être plus profitable au modèle s'il avait été structuré différement :

- les mesures relevées à bord de bateaux commerciaux sont de qualité médiocre. Un effort important devrait être fait pour rendre cet ensemble de renseignement plus utilisable.

- Certaines régions de la Manche sont assez dépourvues en mesures de température. Ceci est le cas dans la baie du Mont Saint Michel. Cette région est biologiquement riche et un contrôle de ses paramètres physiques semble indispensable. Le mouillage d'une station dans cette zone conviendrait, en apportant des renseignements précieux.

- Enfin, la structure thermique verticale n'étant pas toujours homogène en certaines zones de la Manche, il serait souhaitable, dans la mesure du possible, que les mesures de température à bord de bateaux-feux soient faites non seulement en surface mais également au fond. Ceci nous aurait permis, de tester la répartition thermique verticale du modèle.

Ce souci de disposer d'une meilleure description du régime thermique de la Manche ne doit pas masquer l'importance des résultats obtenus qui devraient intéresser plusieurs études notamment celles relatives à l'écosystème :

- la connaissance du régime thermique au voisinage du fond devrait faciliter les travaux actuels de CABIOCH [34] sur la faune benthique. Cet auteur a émis l'idée d'une possible relation entre la diversité des espèces benthiques présentes dans une région de la Manche et le régime thermique de celle-ci. A l'aide des résultats du modèle et des données disponibles sur la faune benthique cette hypothèse sera analysée [35].

- Le modèle peut servir de support à l'étude de la dynamique d'évolution des populations phytoplanctoniques en Manche : d'une part la connaissance de la structure thermique verticale contribuera à l'évaluation de l'influence de la température sur le taux de croissance ; d'autre part la capacité du modèle à estimer le flux de matière échangé entre la surface et le fond permettra l'étude de la répartition verticale des nutriments qui sont indispensables au métabolisme algal.



BIBLIOGRAPHIE

[1] R.D. PINGREE (1975) :
A time varying temperature model of mixing in the english chanel.
Institut of Oceaographic Sciences
J. Mar. Biol. ASSU, 16 (1975) p. 55, 975, 992.

[2] KLEIN P. (1980) :
Modélisation des mécanismes turbulents dans les couches marines superficielles" - Thèse Doct. ETAT, Univ. Aix - Marseille III.

[3] AGOUMI A. (1982) :
Modélisation du régime thermique de la Manche (Modèle de la Manche-Est).
Rapport EDF E 31/82 n° 6.

[4] SIMPSON J.H. et HUNTER J.R. (1974)
"Fronts in the Irish Sea". Nature,London, p. 250, 404, 406.

[5] SIMPSON J.H. (1981) :
"The shilf sea fronts : implications of their existence and behaviour"
Fil. Trans. R. Soc., London A (1981).

[6] PINGREE R.D. (1975) :
"The advance and retreat of the thermocline on the continental shilf"
Institute of Oceanographic Sciences, Wormley, Surrey.
The laboratory, Marine Biological Association, Citadel Hill, Plymouth.

[7] FEARNHEAD (1975) :
"On the formation of fronts by tidal mixing around the British isles"
Deep-Sea - Research, 1975, vol. 22, p. 311-321.

[8] GARZOLI S. (1977) :
"Rapport concernant les premiers résultat théoriques de structure thermique obtenus sur le plateau continental breton".
Rapport scientifique, Sept. 1977.
Laboratoire d'Océnographie Physique de l'Université de Bretagne occidentale

[9] JAMES I.D. (1977) :
"A model of the annual cycle of temperature in a frontal region of the celtic sea".
Estuarine and Costal Marine Science (1977), 5, p. 339-353.

[10] STIGEBRANDT A. (1981) :
"Cross thermocline flow on continental shelves and the locations of shef fronts".
Elsevier Oceanography Series, 32 Ed. J.N. Nihoul.

[11] ALTAZIN - PICHON.A (1981)
"Application d'un modèle de thermocline à la formation du front thermique en mer d'Iroise. Confrontation des résultat. avec des mesures "in situ".
Thèse de 3ème cycle, océanographie-physique - Université de Bretagne occidentale.

[12] LE SAOS (J.P. (1979) :
"Simulations numériques de l'évolution de la couche superficielle de l'océan et confrontation avec des mesures "in situ".
Thèse de 3ème cycle, océanographie-physique - Université de Bretagne occidentale.

[13] COANTIC M.F. (1978) :
"An introduction to turbulence in geophysics, and air-sea interactions"
AGARDOGRAPH n° 232.

[14] NIILER P.P. et KRAUS E.B. (1977):
"Modelling and prediction of the upper layers of the ocean".
E.B. KRAUS, Ed. Pergamon Press, p. 285.

[15] DENMAN (1973) :
"A time-dependant model of the upper-ocean"
Journal of physical oceanography, vol. 3 - April 1973.

[16] SALENCON, KLEIN, BONNEFILLE(1976) :
"Variabilité dans le temps des échanges océan-atmosphère" -
Rapport EDF/DER E 31/76 n° 26

[17] KLEIN - MOMAL (1979) :
"Méthode d'estimation du rayonnement solaire".
Rapport EDF/DER E 31/79 n° 15.

[18] **PAULSON C.A., SIMPSON J.J. (1977)**
"Irradiance measurements in the upper ocean"
J. Phys. Oceanogra., 7, p. 952-956.

[19] MARIETTE V. LE SAOS J.P., PICHON A. GIRARDOT J.P. (1980)
"Résultats des mesures effectuées lors de la campagne Dynatlant 1980"
Rapport scientifique 1980 - Université de Bretagne occidentale.

[20] Heat and mass transfer between a water surface and the atmosphere. Tennessee Valley autority, Division of Water Control planning engineering Laboratory. Avril 1972.

[21] WARLUZEL A.
"Modèle mathématique des courants de marée en Manche".
Rapport EDF/DER E42/77 n 6.

[22] MANOHA B.
"Modèle mathématique des courants de marée en Bretagne".
Rapport EDF/DER E42/77 n 6

[23] Service Hydrographique et Océanographique de la Marine :
"Courants de marée dans la Manche et sur les côtes françaises de l'Atlantique". (1968)

[24] Annuaires des Marées (1960-1979). Service Hydrographique et Océanographique de la Marine - Paris.

[25] PERRIN de BRICHAMBAUT (1963)
"Rayonnement solaire et échanges radiatifs naturels"
(Gauthier - Villars).

[26] KLEIN W.H., 1948
"Calculation of solar radiation and the solar load on man"
J. METEOR. 5, p. 119-128.

[27] PINGREE (1977)
"The bottom mixed layer and the continental shef"- Estuarine and Coastal Marine Science 5, p. 399-413.

[28] LUMBY (1935)
"Salinity and temperature of the English channel" - Fisheries investigations II, I4 - 67.

[29] J.H. SIMPSON and D. BOWERS (1981)
"Models of stratification and frontal movement in shelf seas"
DEEP. Sea Research, Vol. 28 A n° 7, pp. 727 to 738, 1981.
Printed in GREAT BRITAIN.

[30] PROCEEDINGS at a workshop held at the Marine Sciences Research Center - May 25-27, 1977
"Oceanic fronts un coastal Processes"
Edited by Malcolm J. Bowman and Wayne E ESAIAS.
Springer - Verlag Berlin Heidlberg - New York, 1978.

[31] J.P. LESAOS, V. MARIETTE (1981)
"Observation et simulation de la Couche Superficielle de l'Océan"
OCCANOL. Acta, 1981, 4, 2, 117 - 128.

[32] ENDERLE M.J. (1980)
"Détermination du profil vertical de température d'une retenue de barrage"
Rapport EDF/DER HE 31/80 n° 33.

[33] GRAS R. (1969)
"Simulation du comportement thermique d'une rivière à partir des données fournies par un réseau classique d'observations météorologiques"
Note HF 041- 69/10, AIRH TOKYO, 1969;

[34] PIQUET M.C. (1977)
"Simulation du comportement thermique de la Manche"
Rapport EDF/DER HE 3/77 n° 22

[35] CABIOCH (1976)
"Distribution de la faune benthique en Manche"
Journées de la thermo-Ecologie - 1976

[36] AGOUMI A - SABATON C. (1982)
"Application du Modèle thermique Manche-EST en vue de l'étude de la Faune benthique"
Rapport EDF/DER. HE/31 - 82 - N° 15

[37] SWEERS H.E. (1976)
"A monogram to estimate the heat-exchange coefficient at the air-water interface as a function of wind speed and temperature; a critical survey of some literatures". Journal of Hydrology, 30; 375-40.

[38] KLEIN P., BONNAUD E. (1977).
"Détermination du profil vertical de température d'une masse d'eau à partir de données météorologiques".
Rapport EDF DE 31.77/N° 19.

[39] GARWOOD and CAMP (1977).
J.P.O - Mai 1977 - Page 470.

[40] RORY THOMPSON (1976).
J.P.O - Juillet 1976 - Page 498.

[41] PINGREE and GRIFFITHS (1980).
"Current driven by a steady uniform wind stress on the shelf seas".
Oceanol. Acta 1980, 3, 2, 227-236.

[42] MADDOCK and PINGREE (1977).
"Tidal résiduals in the English Channel".
J. mar. biol. ass. UK 57, 339-354.

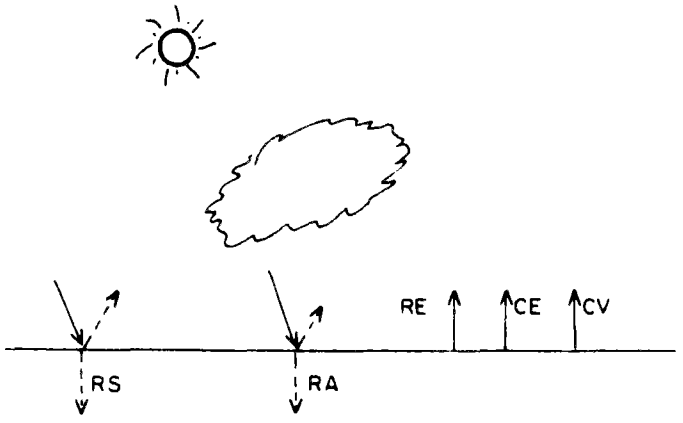
[43] M. FORNERINO - G. LE PROVOST (1982).
"Modélisation des courants de marée en Manche".
Rapport IMG (contrat CNEXO n° 79/604).

ANNEXE I

Echange d'énergie à l'interface air-mer.

Dans les échanges énergétiques à l'interface air-mer, on trouve deux mécanismes :

- les transferts d'énergie par rayonnement (R_S, R_A, R_E)
- les transferts d'énergie par turbulence (C_E, C_V).



R_S	est le flux de chaleur dû au rayonnement solaire	$W\ m^{-2}$
R_A	est le flux de chaleur dû au rayonnement atmosphérique	$W\ m^{-2}$
R_E	est le flux de chaleur dû au rayonnement de la surface de l'eau	$W\ m^{-2}$
C_V	est le flux de chaleur dû à la convection	$W\ m^{-2}$
C_E	est le flux de chaleur dû à l'évaporation	$W\ m^{-2}$

Comme on ne dispose pas de mesures de chacun de ces flux, nous nous ramenons à des méthodes d'estimation de chacun de ces termes à partir de grandeurs météorologiques mesurées.

I - RAYONNEMENT SOLAIRE : RS.

L'estimation du rayonnement solaire est liée aux caractéristiques propres aux sites considérés (position géographique, luminosité du ciel, humidité de l'air). Il existe deux méthodes d'estimation du rayonnement solaire incident par ciel clair :

- la méthode de KLEIN[26] est une méthode de calcul directe qui représente les phénomènes physiques influant sur le rayonnement solaire (absorption et diffusion par les constituants atmosphériques gazeux et particulaires) ;
- la méthode de PERRIN de BRICHAMBAUT [25] a été mise au point à partir de corrélations statistiques portant sur de longues séries chronologiques de mesures du rayonnement solaire. La démarche aboutit à un résultat simple, valable sur une région donnée, qui intègre tous les facteurs locaux.

Les deux methodes sont équivalentes [16] , celle de PERRIN de BRICHAMBAUT sera choisie en raison de sa simplicité. L'estimation du rayonnement solaire par ciel clair est :

$$R_o = AR\ (\text{Sin}\ h)^{BR}$$

avec h : la hauteur angulaire du soleil (en radians) voir fig. I.2
AR, BR : coefficients relatifs à la luminosité et à la couleur du ciel
R_o : rayonnement solaire instantané.

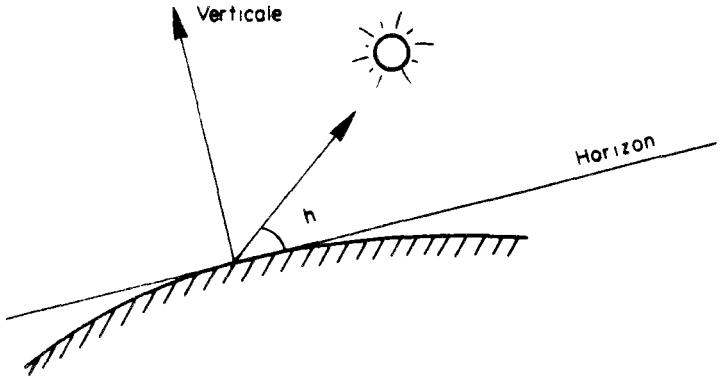


Figure I.2.

L'influence de la couverture nuageuse est estimée par la formule de BERLIAND :

$$R = R_o \ (1 - 0{,}65 \ C^2)$$

C étant la nébulosité en dixièmes.

Une partie du rayonnement est réfléchie à la surface de la masse d'eau.

On définit l'albédo (A) comme le rapport de cette énergie réfléchie vers l'atmosphère à l'énergie incidente. L'énergie absorbée par la masse d'eau est alors :

$$R_{sol} = R \ (1 - A)$$

PAYNE a estimé les valeurs mensuelles de l'albëdo en fonction de la latitude : en moyenne A est de l'ordre de 6 % [17] .

RS, le flux énergétique dû au rayonnement solaire pénétrant dans la masse d'eau est alors donné par :

$$\boxed{R_S = AR(\sin h)^{BR} \ (1 - 0{,}65 \ C^2) \ (1 - A)} \qquad (W \ m^{-2})$$

Absorption du rayonnement solaire dans la masse d'eau

Le rayonnement solaire pénétrant dans l'eau s'atténue en fonction de la profondeur. Ceci est dû aux effets d'absorption et de diffusion.

Les méthodes d'estimation existantes, essayent de représenter cette absorption sélective en fonction de la profondeur.

La représentation classique consiste à supposer cette distribution comme une fonction exponentielle de la profondeur :

$$R \ (-Z) = R_S \ e^{-nZ} \qquad n \simeq 0{,}2 \ m^{-1}$$

Une représentation plus fine consiste à considérer le rayonnement solaire résiduel à la profondeur Z comme une source de deux exponentielles :

$$R(Z) = R_S\left(X\, e^{n_1 Z} + (1 - X)\, e^{n_2 Z}\right)$$

où X, n_1, n_2 sont des constantes caractérisant l'eau.

La première exponentielle caractérise la rapide atténuation dans les premiers mètres, du rayonnement situé dans les parties latérales du spectre solaire, la seconde exponentielle représente l'atténuation de la lumière bleu-vert pour les profondeurs plus importantes [2] .

Pour les valeurs de X, n_1, n_2, deux genres de valeurs ont été données par PAULSON ET SIMPSON [18] selon la turbidité de l'eau.

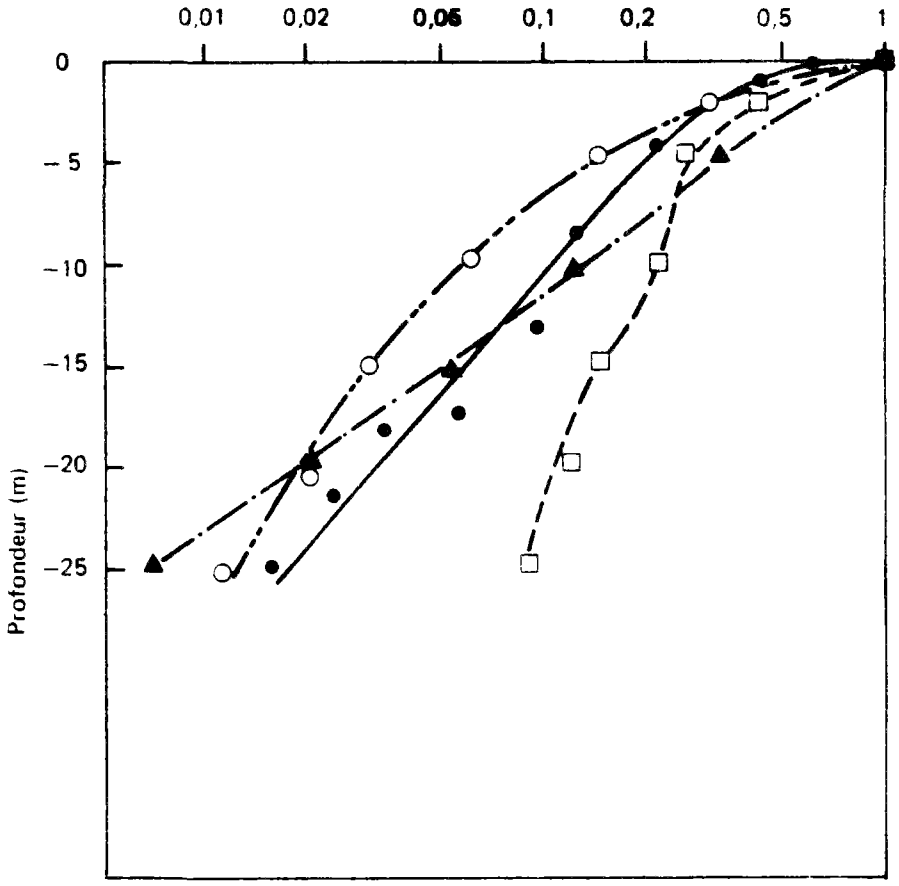
	X	n_1	n_2
eau claire	0,62	0,66	0,050
eau turbide	0,78	0,66	0,125

Afin de choisir entre ces différentes formulations, nous allons les comparer à des résultats de mesures effectuées au large de la Bretagne [19] . (Voir figure I.3).

Rappelons que par convention de signe, on suppose que le flux est positif vers le haut c'est-à-dire que RS est toujours négatif.

DISTRIBUTION VERTICALE EN VALEUR RELATIVE DE L'ECLAIREMENT ENERGETIQUE DESCENDANT

FIGURE I.3



- ● mesures
- □ $(0,62\ e^{0,66Z} + 0,38\ e^{0,05Z})$
- ▲ $(e^{+0,22})$
- ○ $(0,78\ e^{+0,66Z} + 0,22\ e^{0,125Z})$

Il semblerait que la formulation la plus adaptée à la zone qu'on étudie serait celle de PAULSON and SIMPSON pour une eau turbide.

La formule retenue est :

$$R(Z) = R_S\ (0,78\ e^{0,66Z} + 0,22\ e^{0,125Z})$$

avec par convention de signe $R(Z) < 0 \qquad (\forall\ Z)$

II - RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE : R_A

Le rayonnement atmosphérique correspond à la réémission d'une partie de l'énergie solaire directe absorbée par les différents constituants de l'atmosphère qui émettent comme un corps noir. Ce rayonnement est estimé à partir de la loi de Stefan Boltzmann :

$$R_A = \varepsilon_a \sigma T_a^4$$

ε_a est l'émissivité, l'évaluation de cette émissivité a été effectuée par plusieurs auteurs en fonction (température de l'air, épaisseur d'eau condensable,...).

On retiendra la formule de Swimbank qui apparaît la plus simple :

$$\varepsilon_a = 0{,}937\ 10^{-5}\ T_a^2$$

- T_a est la température de l'air en °K

  σ est la constante de Stephan $5{,}67\ 10^{-8}$ W m^{-2} $°K^{-4}$

- l'influence de la nébulosité est représentée par la formule de Bolz :

$$R_A = \varepsilon_a \sigma\ T_a^4\ (1 + K\ C^2)$$

C est la nébulosité en dixièmes. La constante K a été prise égale à 0,17 ce qui est une moyenne [10] .

Une partie de ce rayonnement est réémise par la masse d'eau, ceci représente 3 % du rayonnement incident [20] , ainsi le rayonnement atmosphérique pénétrant la masse d'eau est :

$$\boxed{R_A = 0{,}97 \times (0{,}937\ 10^{-5}\ T_a^2)\ 5{,}67\ 10^{-8}\ T_a^4\ (1 + 0{,}17\ C^2)} \quad (W\ m^{-2})$$

III - RAYONNEMENT DE L'EAU : R_E.

En considérant que la surface de l'eau rayonne comme un corps noir, le flux RE est estimé par la loi de Stefan Boltzmann :

$$R_E = \varepsilon_e \sigma T_e^4 \quad (W m^{-2})$$

ε_e est l'émissivité de l'eau 0,96

T_e température de surface de l'eau °K

IV - FLUX DE CHALEUR DU A L'EVAPORATION : C_E.

$$C_E = L(T_e) \rho_a C(U) (q_e - q_a) \quad (W m^{-2})$$

$L(T_e)$ est la chaleur latente de vaporisation, elle est donnée par la formule :

$$L(T_e) = (2500,9 - 2,36 T_e) 10^3 \text{ Joule Kg}^{-1}$$

T_e est la température de surface de l'eau (°C)
ρ_a est la masse spécifique de l'air ($Kg\ m^{-3}$)
q_a est l'humidité specifique de l'air $Kg\ Kg^{-1}$
q_e est l'humidité spécifique de l'air saturée à la temperature de l'eau $Kg\ Kg^{-1}$

L'humidité spécifique de l'air saturé à la température de l'eau est calculée en fonction de la pression atmosphérique p et de la température de l'air :

$$q_e = \frac{0,622\ e}{p - 0,378\ e}$$

ou

$$e = \exp\left[2,302\left[\frac{7,5\ T_e}{237,3 + T_e} + 0,7858\right]\right]$$

(formule de MAGNUS TEFEN'S)

V - FLUX DE CHALEUR DU A LA CONVECTION : C_V.

$$C_V = \rho_a \, C_{pa} \, C(U) \, (T_e - T_a)$$

C_{pa} chaleur spécifique de l'air à pression constante : 1002 J $kg^{-1}{}^{\circ}C^{-1}$

SWEERS [37] a fait une étude comparative des principales formulations du coefficient C(U), fonction du vent, caractérisant la turbulence atmosphérique. Les deux points suivants ont été retenus :

- Le coefficient C(U) doit conserver une forme binomiale a + bU pour être utilisable aux faibles vitesses de vent : en effet, en l'absence de vent, il peut y avoir évaporation.

- Il est préférable de considérer les coefficients a et b de C(U) = a + bU non comme des valeurs universelles mais comme des paramètres de calage du modèle qu'il faut estimer par comparaison statistique des résultats de simulation aux mesures disponibles.

KLEIN [38], après différentes études, a montré que les variations de a et b sont très proches et que l'ajustement en considérant a = b était suffisant.

Nous avons retenu ici la formule suivante :

$$C(U) = a \, (1 + U)$$

U vitesse de vent à 2 m ($m \, s^{-1}$)
a paramètre d'ajustement du modèle.

Les données nécessaires pour l'évaluation de chacun de ces termes sont les valeurs trihoraires des paramètres météorologiques suivant en tout point de la Manche :

- Vitesse du vent $m\ s^{-1}$
- température de l'air °C
- humidité relative de l'air %
- pression atmosphérique mb
- nébulosité octa

Pour avoir un ordre de grandeur de chacun de ces termes d'échanges à l'interface air-mer, nous allons considérer une masse d'eau de profondeur 40 mètres soumise uniquement aux échanges atmosphériques. Cette masse d'eau est supposée à structure thermique verticale homogène toute l'année.

Un bilan thermique a permis de calculer l'évolution de la température de cette masse d'eau pour l'année 1960, la température initiale de la masse d'eau est de 10°C, les données météorologiques sont celles de la station de La Hague (voir figures I4, I5, I6, I7, I8 et I9), le coefficient du vent a été pris égal à 0,0015.

Le tableau I.1 montre la répartition annuelle des termes d'échanges.

Une estimation de ces bilans mensuels a été effectuée par PINGREE [27], à partir de mesures de températures relevées par LUMBY 1902-1927 en Manche [28]. Une comparaison entre ces résultats et les résultats de notre simulation en 1960 est présentée sur la figure I.10. Les bilans semblent être du même ordre de grandeur.

On notera cependant, que dans notre simulation, l'évaluation du bilan d'échanges air-mer à un pas de temps donné, est faite en utilisant la température de surface calculée par le modèle au pas de temps précédent. Cette façon de procéder est quelque peu critiquable mais on ne peut faire autrement. (voir critiques de GARWOOD [39] sur le modèle de RORY [40] où le même procédé a été utilisé).

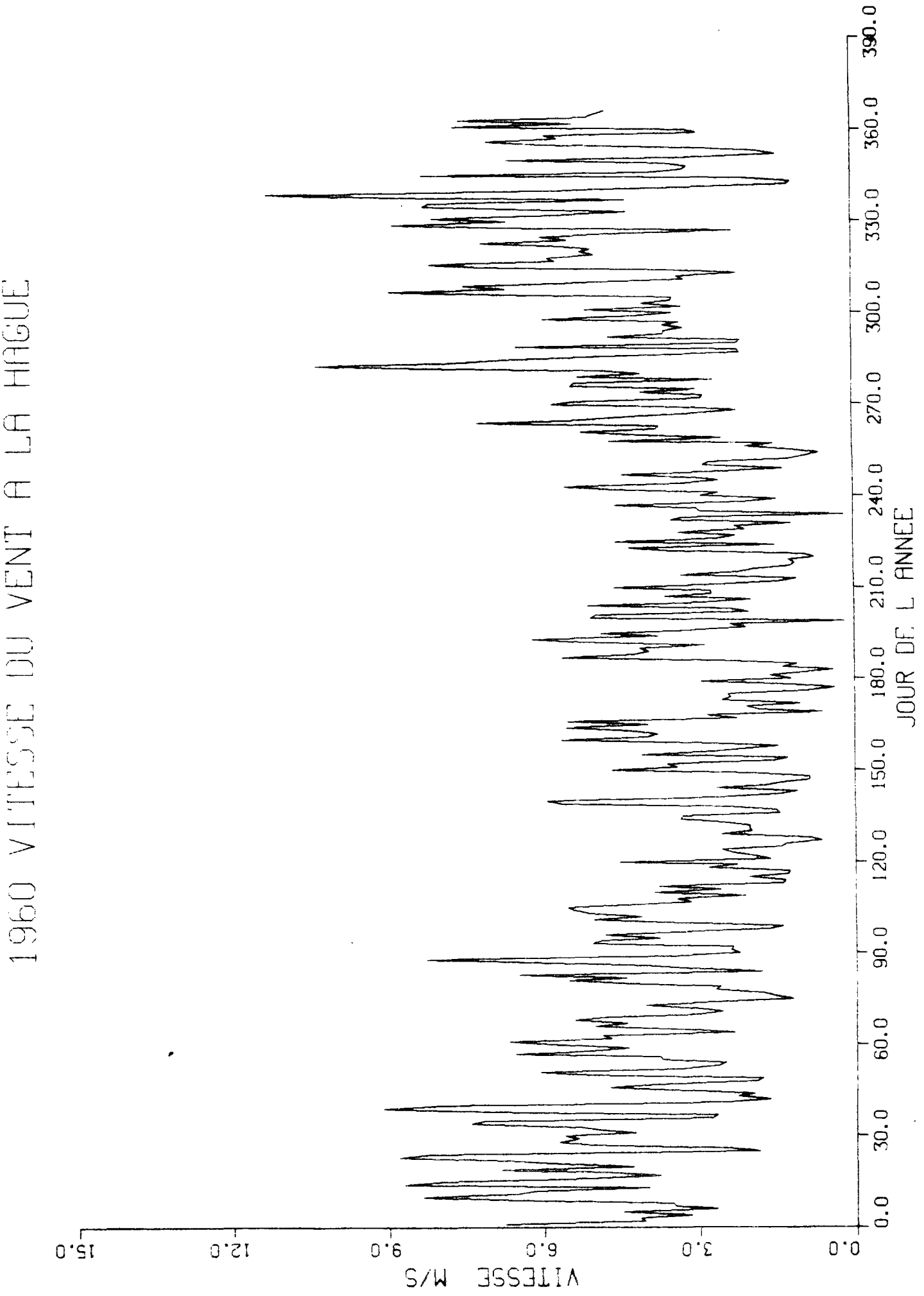

1960 VITESSE DU VENT A LA HAGUE
VITESSE M/S
0.0
3.0
6.0
9.0
12.0
15.0
JOUR DE L ANNEE
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0

Figure 1.4

Figure 1.2

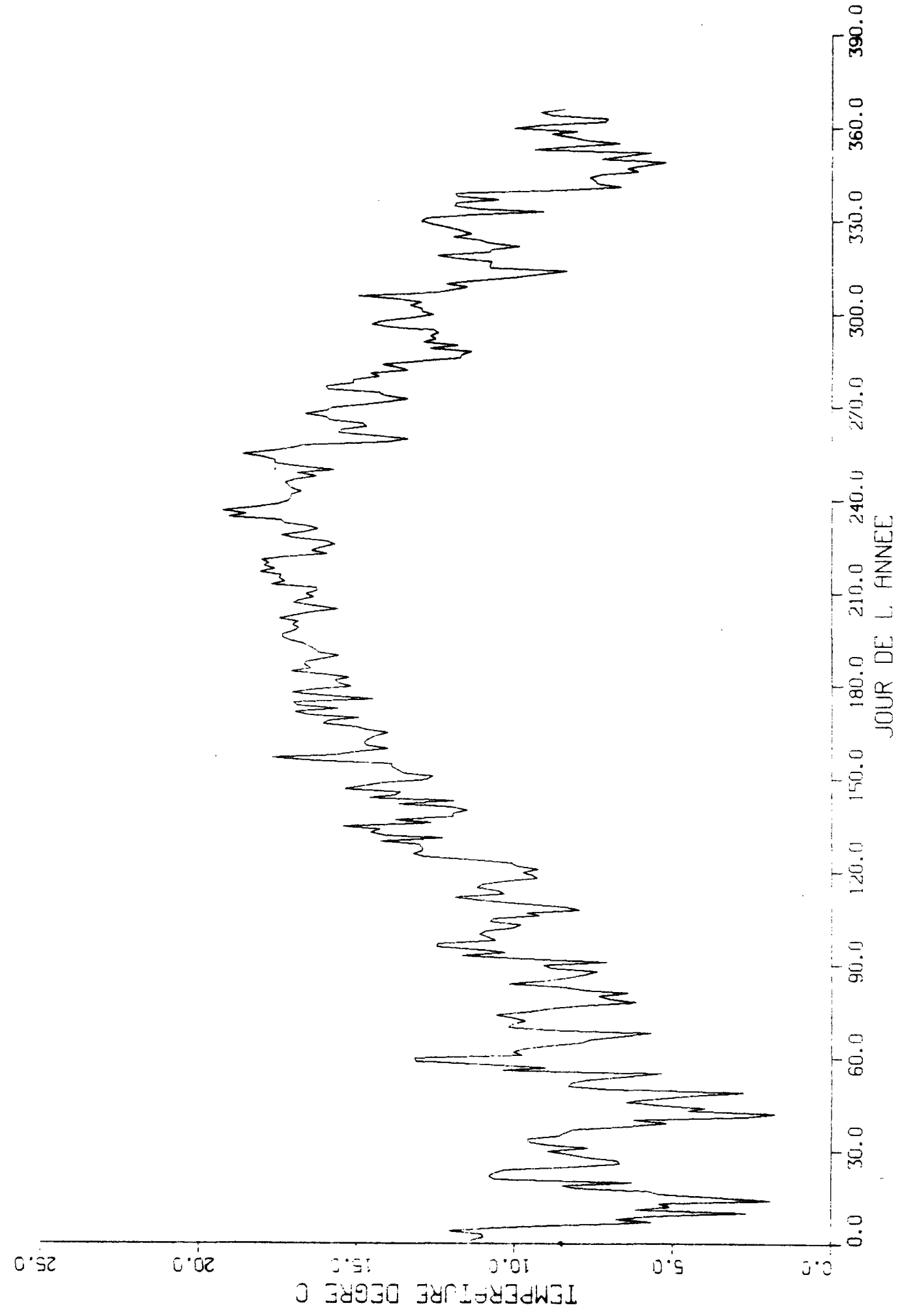
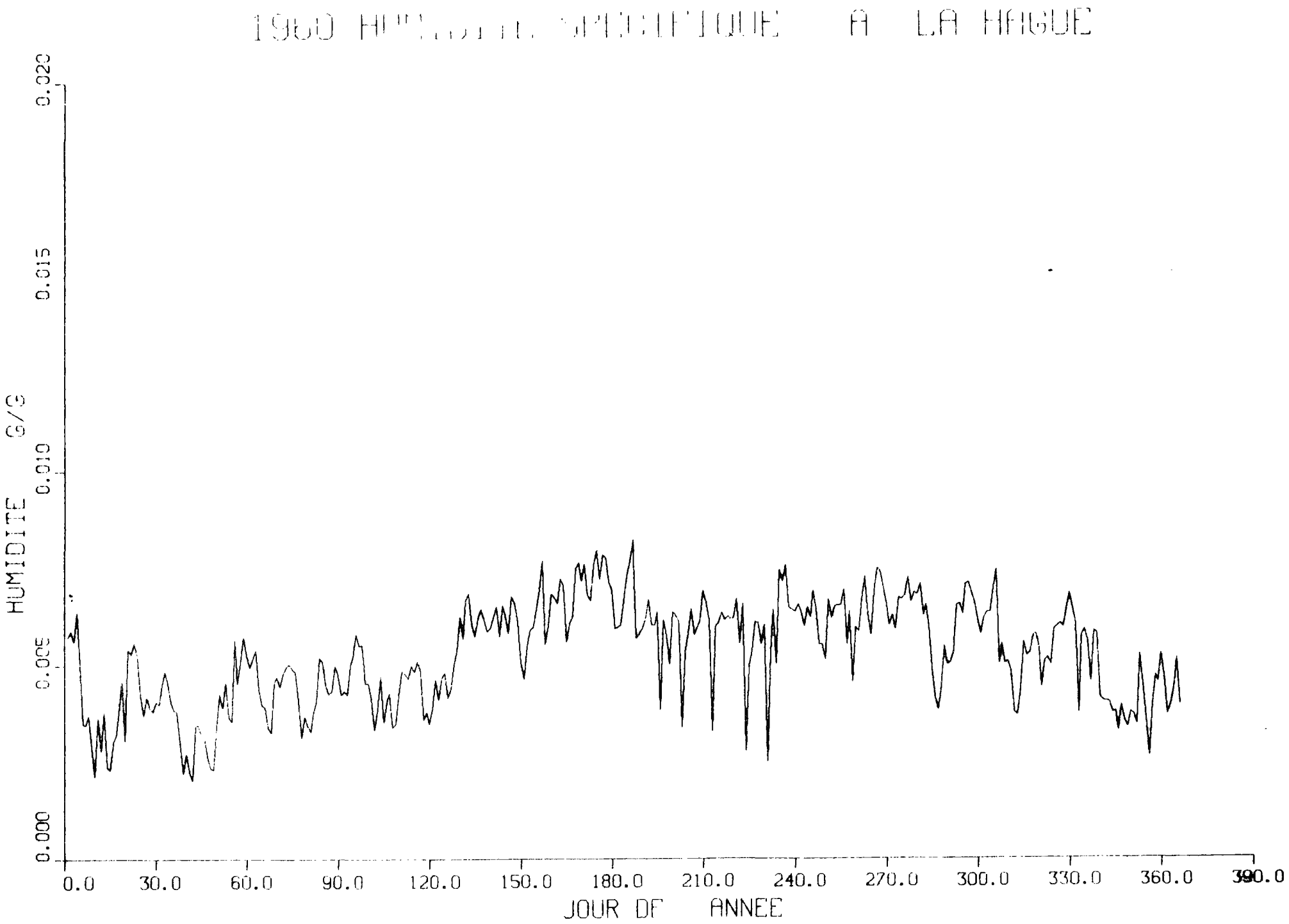

1960 TEMPERATURE DE L EAU A LA HAGUE
TEMPERATURE DEGRE C
0.0
5.0
10.0
15.0
20.0
25.0
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0
JOUR DE L ANNEE

Figure 1.6


1960 HUMIDITE SPECIFIQUE A LA HAGUE
HUMIDITE G/G
0.020
0.015
0.010
0.005
0.000
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0
JOUR DE ANNEE

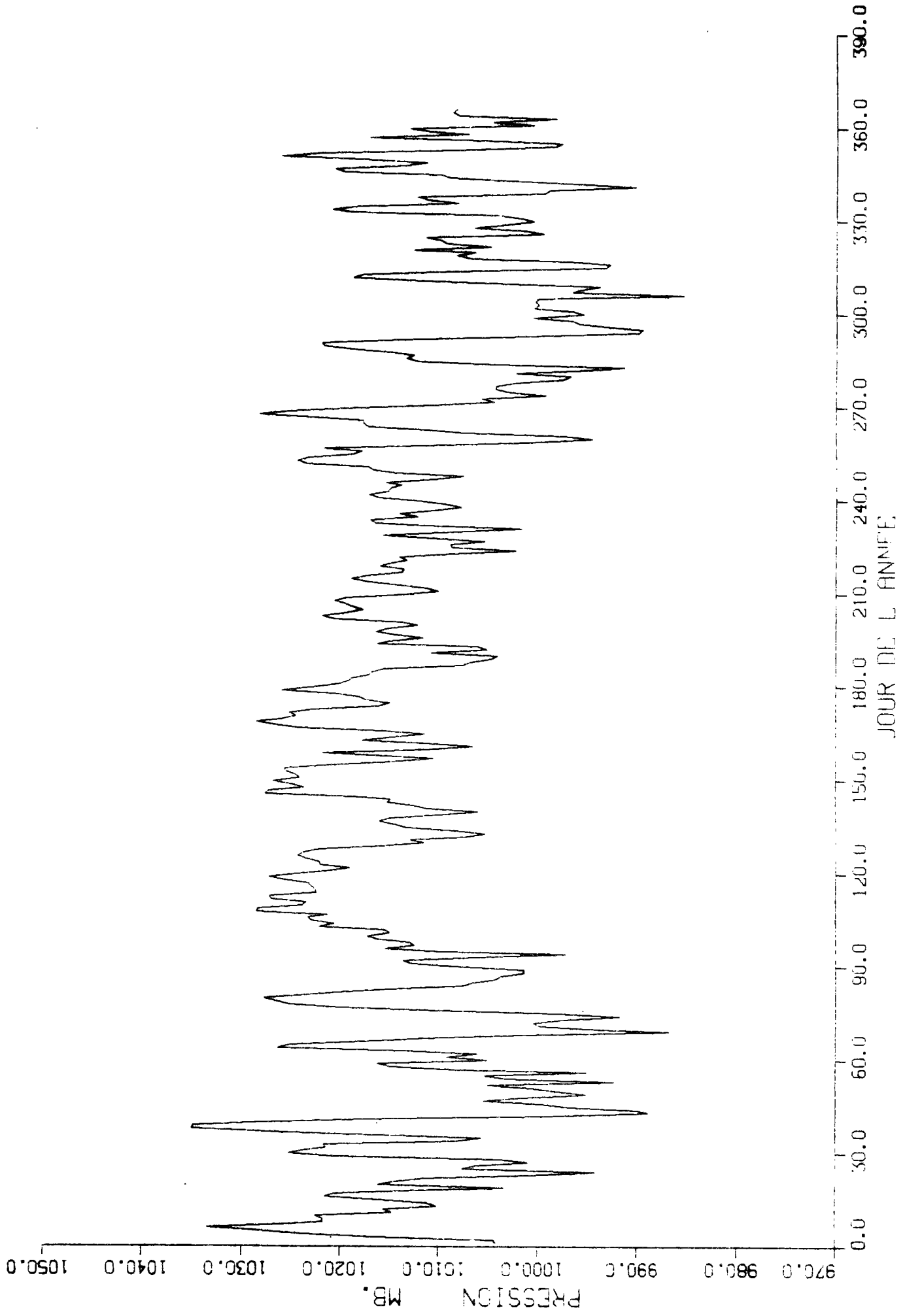

1960 PRESSION ATMOSPHERIQUE A LA HAGUE
PRESSION MB.
1050.0
1040.0
1030.0
1020.0
1010.0
1000.0
990.0
980.0
970.0
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0
JOUR DE L ANNEE

Figure 1.7

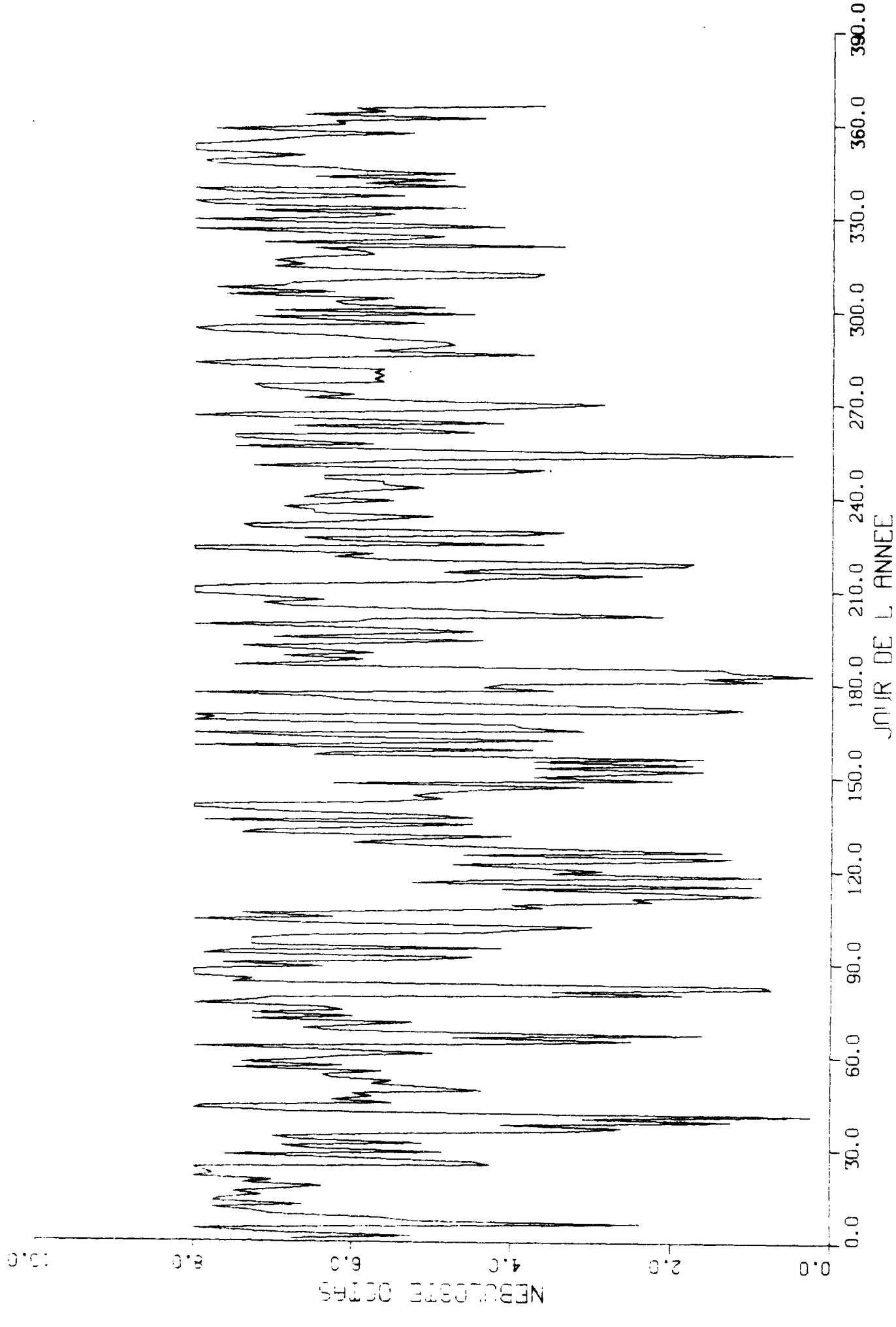

TYPHU NEBULOSITE A LA HAGUE
NEBULOSITE OCTAS
0.0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
JOUR DE L ANNEE
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0

Figure 1.8

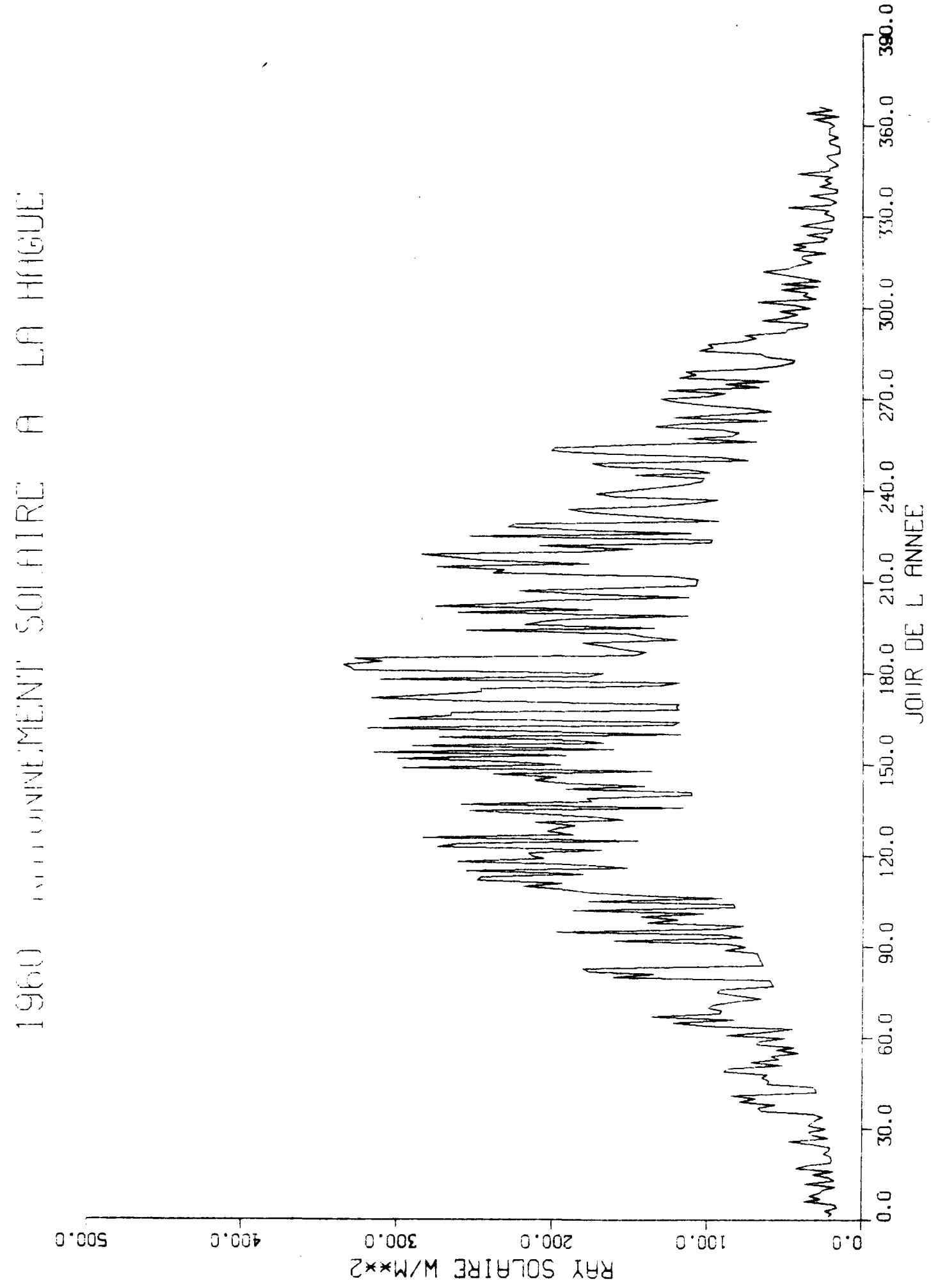

1960 ENSOLEILLEMENT SOLAIRE A LA HAGUE
RAY SOLAIRE W/M**2
0.0
100.0
200.0
300.0
400.0
500.0
0.0
30.0
60.0
90.0
120.0
150.0
180.0
210.0
240.0
270.0
300.0
330.0
360.0
390.0
JOUR DE L ANNEE

Figure 1.9

Tableau I.1

KCAL/cm^2 MOIS	$(-R_S)$ Rayon. solaire	R_A Rayon. atmosp.	R_E Rayon. de l'eau	C_E Evaporation	C_V Convection	Q Bilan	P Pertes
JANVIER	1,7	19,2	22,4	4,1	0,9	-6,5	8,2
FEVRIER	3,4	17,2	20,6	2,9	0,1	-3,0	6,4
MARS	5,9	19,1	22,0	2,1	-0,3	+1,2	4,7
AVRIL	10,1	18,7	21,5	1,8	-0,7	+6,2	3,9
MAI	12,8	20,6	22,9	1,4	-0,7	+9,8	3,0
JUIN	13,6	20,8	22,9	1,5	-0,7	+10,7	2,9
JUILLET	11,9	22,6	24,5	3,4	-0,4	+7,0	4,9
AOUT	10,8	22,6	25,0	4,0	-0,0	+4,4	6,4
SEPTEMBRE	7,0	21,4	24,3	5,0	0,7	-1,6	8,6
OCTOBRE	4,1	21,3	24,7	6,2	1,4	-6,9	11,0
NOVEMBRE	2,1	19,8	23,2	6,3	1,6	-9,2	11,3
DECEMBRE	1,4	19,2	23,2	5,3	1,3	-9,7	11,1

$$Q = -RS + RA - RE - CV - CE$$

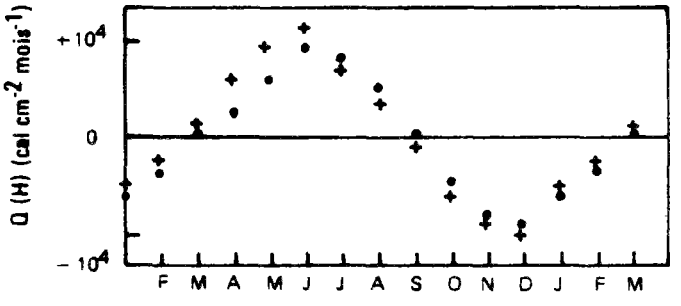
$$P = RE - RA + CV + CE$$

Q : bilan énergétique en surface

P : pertes énergétiques en surface

* RS < 0 par convention de signe

FIGURE I.10



• Q estimé par PINGREE [27]

+ Q donné par notre calcul

ANNEXE II

DONNEES METEOROLOGIQUES

Pour évaluer les échanges d'énergie à l'interface air-mer, il est a priori nécessaire de connaître les valeurs trihoraires des paramètres météorologiques suivants en tous points de la Manche pendant la période d'étude :

- vitesse du vent,
- température de l'air,
- humidité relative de l'air,
- pression atmosphérique,
- nébulosité.

Les mesures de ces paramètres météorologiques disponibles sont celles mesurées, de façon régulière, aux stations côtières françaises et anglaises et, plus épisodiquement, au large à bord de bateaux. Notre problème est alors d'essayer à partir de ces données de reconstituer le champ météorologique en tous points de la Manche.

Ces paramètres météorologiques sont assez homogènes au large; par contre sur les côtes des effets côtiers font qu'il y a des fluctuations locales de ces paramètres. Ces phénomènes côtiers influent essentiellement sur la vitesse du vent et la nébulosité.

A l'échelle à laquelle on travaille, on peut supposer que les paramètres sont uniformes au large de la Manche.

Avec une telle hypothèse, il nous suffit d'évaluer à chaque pas de temps de trois heures, la valeur des cinq paramètres pendant la période d'étude. Ceci revient à mettre au point une station"fictive"qui serait représentative de l'évolution météorologique en Manche à partir des données disponibles.

V.1. Etude statistique.

Pour former cette station"fictive", on se propose d'effectuer une étude statistique, pour chacun des paramètres, permettant de voir s'il est possible d'établir des régressions linéaires entre les valeurs des paramètres au large et celles mesurées aux stations côtières. Cette étude a été effectuée uniquement pour la Manche orientale.

Pour ce, nous avons considéré les valeurs moyennes journalières des paramètres mesurées au large et celles mesurées aux stations françaises. L'analyse de ces différentes données sur la période 1960-1979 est présentée sur les tableaux II.1. à II.5.

① Vitesse du vent.

Les corrélations entre les mesures de vitesse du vent au large et celles des stations côtières sont assez faibles, de l'ordre de 0,4.
On notera cependant le fait que la moyenne de vitesse au large est 7,41 m s^{-1} et qu'elle est du même ordre que celle de la station de La Hague 7,68 m s^{-1}.

② Température de l'air.

Pour ce qui est de ce paramètre, les corrélations entre les stations côtières et le large sont très bonnes. Ce paramètre semble assez homogène au large et sur les côtes. De plus on remarque que la station de La Hague donne une moyenne de température et un écart-type du même ordre que ceux du large. Le coefficient de corrélation entre La Hague et le large est de 0,9.

	Moyenne	Ecart-type
Large	11,6° C	4,15
La Hague	11,5° C	4

Par conséquent, pour ce paramètre, la station de La Hague semble assez représentative de l'évolution au large.

③ Humidité relative.

Les corrélations sont très faibles pour ce qui est de ce paramètre entre le large et les stations côtières. Aucun résultat ne peut être retenu de cela.

④ Pression atmosphérique.

La pression atmosphérique semble être un paramètre assez homogène au large comme sur la côte. Les corrélations entre les écarts à la pression normale sont de l'ordre de 700/1000. Les moyennes sont de l'ordre de 2 mb avec un écart-type de l'ordre de 10 mb, excepté pour la station de Deauville.

Les mesures effectuées aux stations côtières autres que Deauville semblent être représentatives de l'évolution de la pression atmosphérique au large de la Manche Est.

⑤ Nébulosité.

Très mauvaise corrélation entre la nébulosité au large et celle à la côte; ceci provient des effets côtiers et de la nature même de ce paramètre météorologique.

CONCLUSION.

Cette étude nous montre qu'on n'est pas en mesure de former une station fictive représentative du climat en mer vu les mauvaises corrélations trouvées pour certains paramètres (vitesse du vent, humidité relative, nébulosité). On notera cependant que la station de La Hague semble représenter assez bien l'évolution de la température de l'air et la pression atmosphérique au large de la Manche-Est.

VARIABLE : Vitesse du vent · m s^{-1}

Stations	Moyenne	Ecart-type
Mesures au large	7,41	3,58
Dunkerque	6,67	2,92
La Hague	7,68	3,97
Boulogne	5,95	2,89
Dieppe	5,04	3,09
Deauville	4,04	1,94

MATRICE DE CORRELATIONS (en millièmes)

	Large	Dunkerque	La Hague	Boulogne	Dieppe	Deauville
Large	1.000	452	453	438	444	405
Dunkerque	452	1.000	631	810	773	647
La Hague	453	631	1.000	707	657	757
Boulogne	438	810	707	1.000	767	723
Dieppe	444	773	657	767	1.000	731
Deauville	405	647	757	723	731	1.000

Tableau II.1.

VARIABLE : température de l'air °C

Stations	Moyenne	Ecart-type
Mesures au large	11,6	4,15
Dunkerque	10,6	5,4
La Hague	11,5	4
Boulogne	10,2	5,4
Dieppe	10,4	5,2
Deauville	9,8	5,3

MATRICE DE CORRELATIONS (en millièmes)

	Large	Dunkerque	La Hague	Boulogne	Dieppe	Deauville
Large	1.000	916	926	898	897	880
Dunkerque	916	1.000	941	971	969	950
La Hague	926	941	1.000	941	939	933
Boulogne	998	971	941	1.000	966	967
Dieppe	900	969	939	966	1.000	971
Deauville	880	950	933	967	971	1.000

Tableau II.2.

VARIABLE : Humidité relative %

Stations	Moyenne	Ecart-type
Mesures au large	82,5	6,6
Dunkerque	82,8	7,9
La Hague	84,0	7,7
Boulogne	84,0	9,3
Dieppe	83,8	7,8
Deauville	82,7	9,0

MATRICE DE CORRELATIONS (en millièmes)

	Large	Dunkerque	La Hague	Boulogne	Dieppe	Deauville
Large	1.000	174	224	140	172	124
Dunkerque	174	1.000	309	613	540	497
La Hague	224	309	1.000	354	424	389
Boulogne	140	613	354	1.000	561	596
Dieppe	172	540	424	561	1.000	615
Deauville	124	497	389	596	615	1.000

Tableau II.3.

VARIABLE : Ecart par rapport à la pression normale : "P - 1013" mb

Stations	Moyenne	Ecart-type
Mesures au large	3,1	9,9
Dunkerque	1,9	9,9
La Hague	1,7	10,1
Boulogne	-0,6	10,8
Dieppe	0,72	9,9
Deauville	-14,9	9,3

MATRICE DE CORRELATIONS (en millièmes)

	Large	Dunkerque	La Hague	Boulogne	Dieppe	Deauville
Large	1.000	787	761	699	769	783
Dunkerque	787	1.000	950	932	972	959
La Hague	761	950	1.000	916	972	985
Boulogne	699	932	916	1.000	968	896
Dieppe	769	972	972	968	1.000	970
Deauville	783	959	985	896	970	1.000

Tableau II.4.

VARIABLE : Nébulosité en octa.

Stations	Moyenne	Ecart-type
Mesures au large	4,4	2,1
Dunkerque	5,5	2,2
La Hague	5,5	2,1
Boulogne	5,6	2,1
Dieppe	5,2	2,3
Deauville	5,5	2,2

MATRICE DE CORRELATIONS (en millièmes)

	Large	Dunkerque	La Hague	Boulogne	Dieppe	Deauville
Large	1.000	3	38	31	15	16
Dunkerque	3	1.000	529	838	744	662
La Hague	38	529	1.000	604	661	718
Boulogne	31	838	604	1.000	817	745
Dieppe	15	744	661	817	1.000	853
Deauville	16	662	718	745	853	1.000

Tableau II.5.

V.2. Choix de la station météorologique.

Dans la mesure où l'étude statistique précédente ne nous permet pas de former l'état météorologique au large à partir des données disponibles, on est amené à représenter cette évolution météorologique en Manche-Est par les données mesurées dans l'une des stations météorologiques côtières.

Le choix parmi les stations côtières françaises et anglaises disponibles est effectué en se référant au modèle mathématique. En effet, nous supposons les masses d'eau soumises aux seules échanges air-mer et nous calculons l'évolution thermique des masses d'eau en Manche. Le calcul de ces échanges est effectué en utilisant les données météorologiques relatives aux différentes stations et nous choisirons la station permettant les meilleurs résultats.

Un premier calcul a été effectué, où le coefficient du vent : "Paramètre d'ajustement de la fonction d'échange" a été supposé homogène dans la Manche-Est. On a alors comparé les résultats du calcul et des mesures, en considérant toutes les mesures disponibles de 1962-1965 en Manche-Est. Le calcul a été effectué de 1960-1965, les deux premières années ont servi pour l'initialisation.

La figure II.1 représente le résultat du calcul effectué pour trois hypothèses :

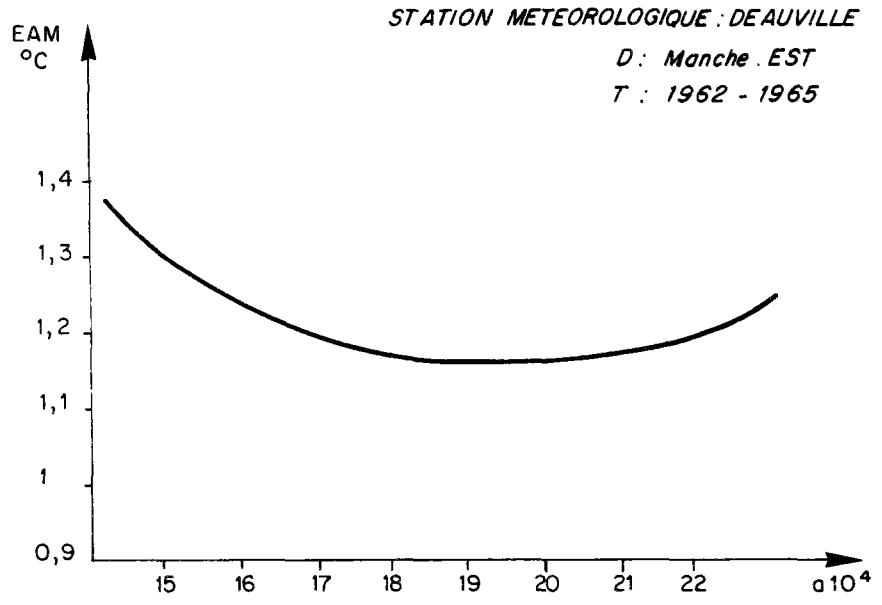
(1) les données météorologiques utilisées dans le calcul sont celles mesurées à la station de Deauville.

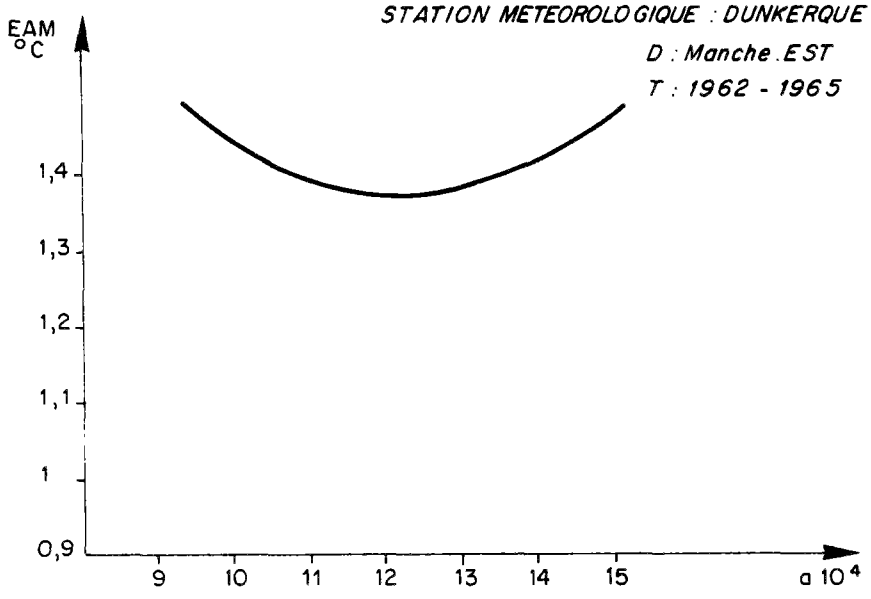
(2) les données météorologiques utilisées dans le calcul sont celles mesurées à la station de Dunkerque.

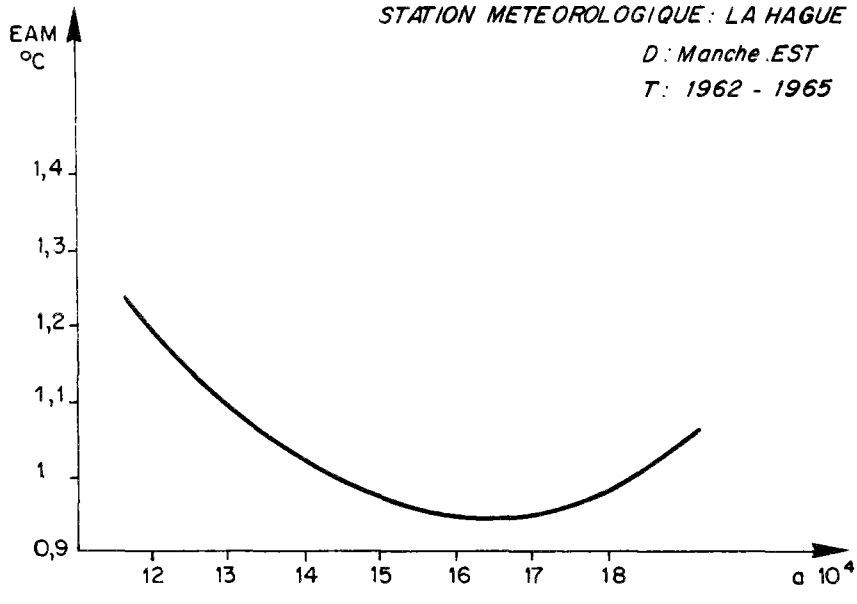
(3) les données météorologiques utilisées dans le calcul sont celles mesurées à la station de La Hague.

A.II.10.
Figure II.1.

Variation de l'écart absolu moyen entre les températures calculées et mesurées en fonction du coefficient du vent "a" - modèle sans dispersion.







Ceci nous montre qu'après ajustement du coefficient a, l'écart absolu moyen est de 1,15° dans l'hypothèse (1), de 1,35° dans l'hypothèse (2) et de 0,95° C dans l'hypothèse (3), ce qui semblerait montrer que la station de LA HAGUE est plus représentative que celle de Deauville et celle de Dunkerque de l'état météorologique au large.

Ceci étant, il semble nécessaire d'essayer de voir de plus près si ce résultat est aussi vrai dans les régions proches de La Hague que dans les autres régions de la Manche-Est. Nous avons alors divisé le domaine étudié en quatre zones (voir figure II.2) :

- zone 6 : représentant l'entrée-ouest de la Manche-Est
- zone 7 : représentant la partie centrale de la Manche-Est
- zone 8 : représentant le Pas-de-Calais
- zone 9 : représentant la baie de Seine.

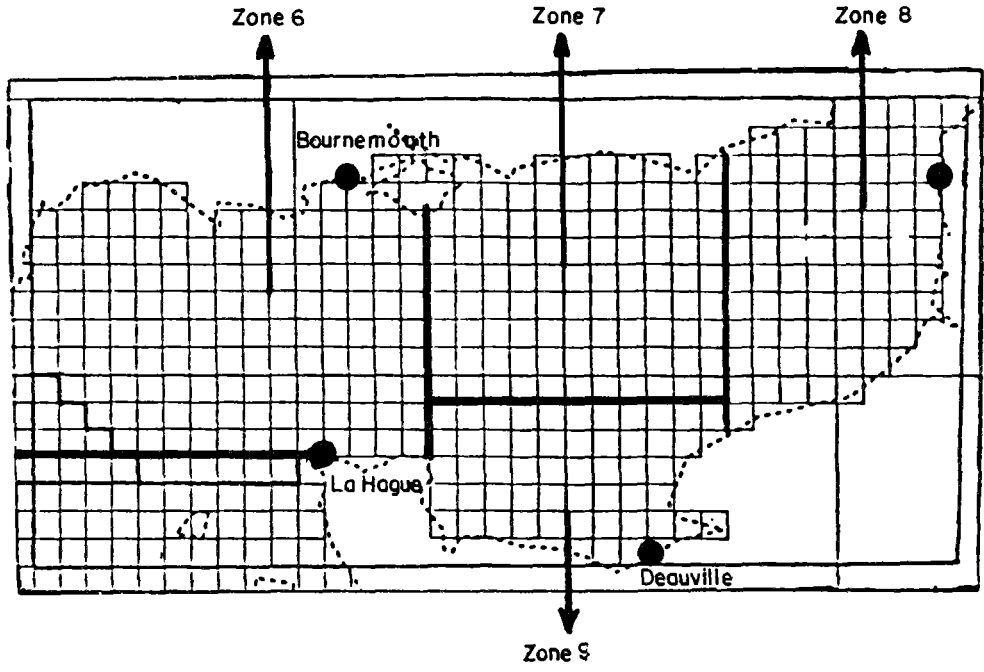


Figure II.2.

Ensuite nous avons essayé de voir quelle est la station météorologique la mieux représentative de l'évolution météorologique dans chacune des quatre zones. Pour cela, nous avons procédé de la même manière qu'avant, en ajustant le coefficient du vent supposé homogène dans chaque zone dans les trois hypothèses suivantes :

① données météorologiques de La Hague
② données météorologiques de Bournemouth
③ données météorologiques de Boulogne

Le résultat de la comparaison calcul-mesure pour la période considérée 1962-1965 est présenté sur les figures II.3, II.4 et II.5.

Après ajustement du coefficient du vent pour chacune des quatre zones l'écart absolu entre mesures et calculspour chaque hypothèse est :

	Zone 6	Zone 7	Zone 8	Zone 9
MTO LA HAGUE	1,2° C	1° C	1,1° C	0,7° C
MTO BOULOGNE	1,3° C	1,2° C	1,2° C	1,1° C
MTO BOURNEMOUTH	1,25°C	1° C	1,15°C	0,85°C

Ce résultat nous montre que la station de La Hague représente mieux que toute autre l'état météorologique dans les quatre zones. On notera cependant le fait que la station de Bournemouth (côte anglaise) représente aussi bien l'état météorologique en zone I que celle de la Hague. Sachant que nos mesures de température d'eau sont plutôt du côté de la côte française, ceci nous confirme le fait qu'il n'y a pas de grande variation entre l'évolution météorologique sur la côte française et celle sur la côte anglaise.

V.3. Conclusion.

Les résultats de l'étude statistique nous ont juste permis de montrer que pour la température de l'air et la pression atmosphérique la station météorologique de La Hague représente assez bien l'évolution de ces paramètres au large de la Manche. Ceci était insuffisant pour pouvoir définitivement opter pour cette station météorologique vu les mauvaises corrélations obtenues pour ce qui est de la vitesse du vent, nébulosité et humidité relative.

Etant dans l'impossibilité de former l'état météorologique au large à partir des données disponibles, la solution a été de choisir parmi les stations météorologiques disponibles celle qui donne le meilleur résultat de calcul; le calcul effectué avec différentes stations a montré que la station de La Hague est la mieux représentative de l'état météorologique au large.

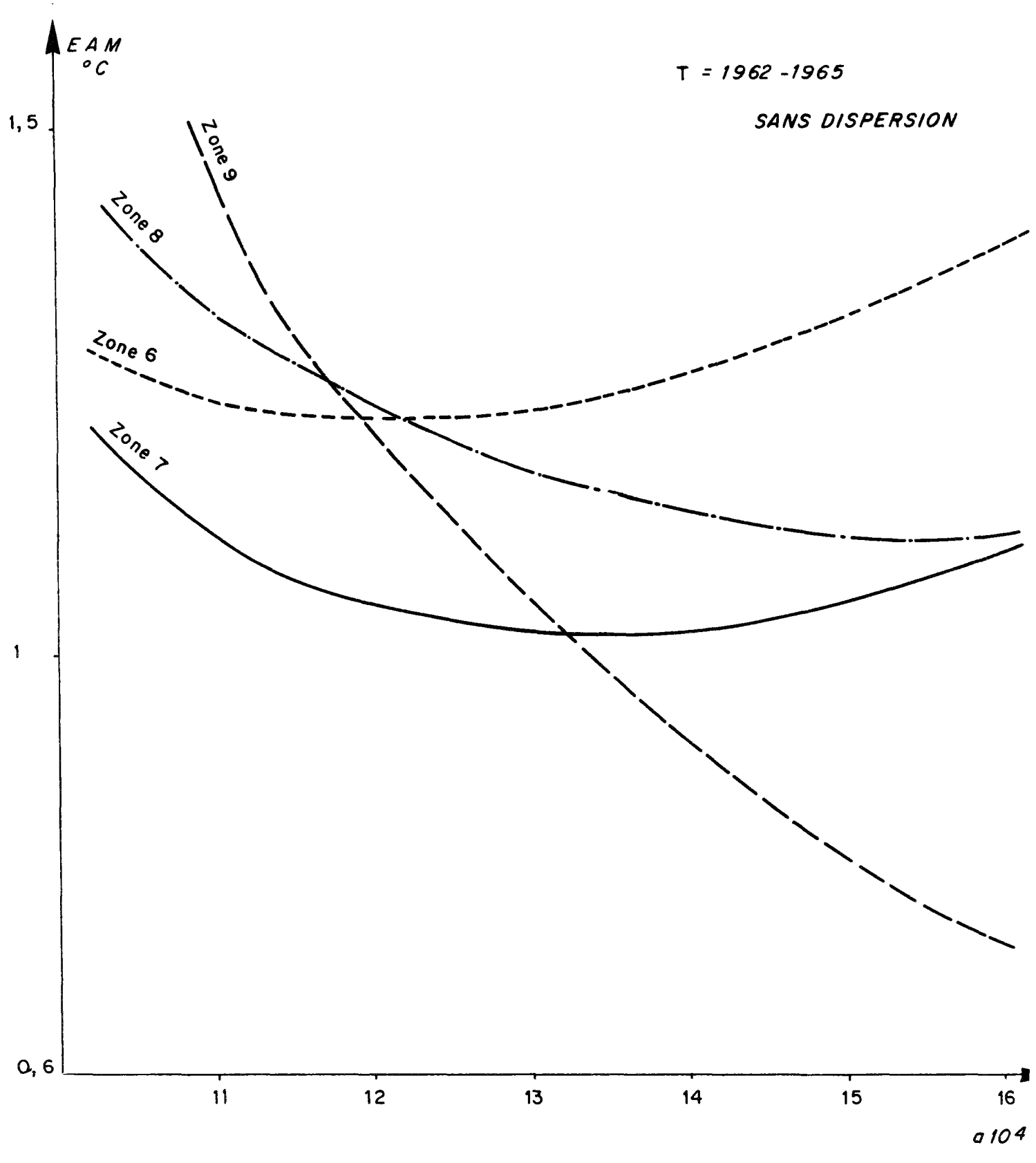
Cette étude a été faite uniquement pour la partie est de la Manche. Pour la partie ouest, le choix de la station météorologique de La Hague pour évaluer les échanges en mer a été conservé. Des essais ont été faits pour voir si une amélioration des résultats du modèle peut être apporté par le choix d'une autre station. Il s'avère que même vers les îles de Scilly, la station de La Hague permet d'avoir un bilan correct.

Ainsi les données météorologiques utilisées pour la suite de l'étude sont celles de La Hague, avec un ajustement par zone du paramètre coefficient du vent (cf. Annexe 1).

Figure II.3

Variation de l'écart absolu moyen entre les températures calculées et mesurées en fonction du coefficient du vent.

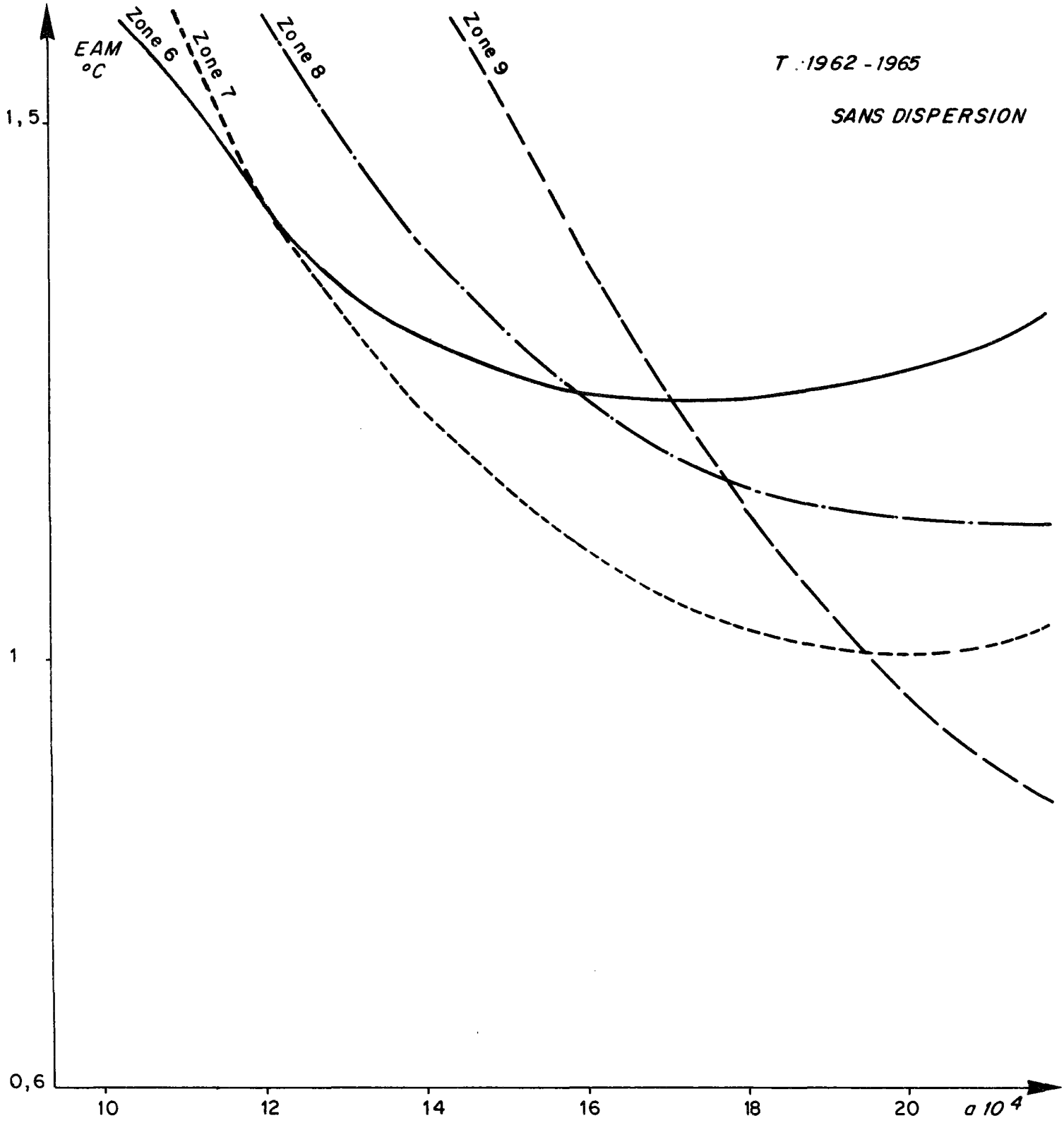
Résultats par zones : MTO : LA HAGUE.



A.II.15.
Figure II.4.

Variation de l'écart absolu moyen entre les températures calculées et mesurées en fonction du coefficient du vent.

Résultats par zones : MTO : BOURNEMOUTH.

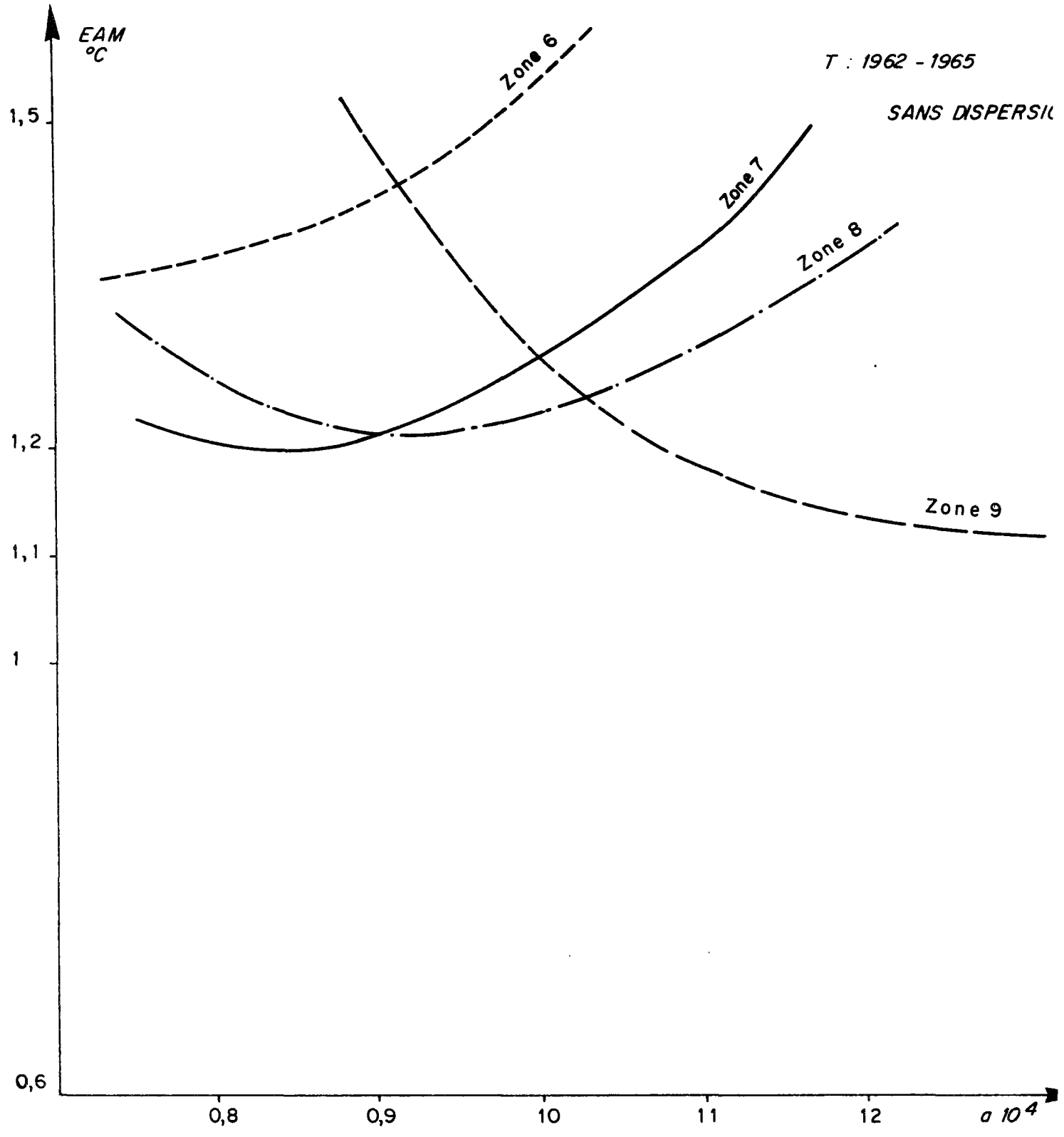


A.II.16.

Figure II.5.

Variation de l'écart absolu moyen entre les températures calculées et mesurées en fonction du coefficient du vent.

Résultats par zones : MTO BOULOGNE.



A N N E X E III

CRITERE DE CONVERGENCE DE LA METHODE NUMERIQUE

La résolution numérique du problème a été réalisée par une méthode explicite en différence finie. Cette méthode est celle utilisée par PINGREE, dans son modèle de la Manche-EST [1]. La convergence numérique est obtenue avec une condition liant le pas d'espace, le pas de temps et les coefficients de dispersion utilisés. Les équations qui amènent à considérer ces critères sont celles de la chaleur intégrées sur les couches de surface et de fond :

$$(11) \qquad \frac{\delta h\, T_1}{\delta t} = W_{e_1}\, T_2 - W_{e_2}\, T_1 - \frac{P + R(-h) - R(o)}{\rho_o\, C_p}$$

$$+ \frac{\delta}{\delta x}\left(h\, K_x \frac{\delta T_1}{\delta x}\right) + \frac{\delta}{\delta y}\left(h\, K_y \frac{\delta T_1}{\delta y}\right)$$

$$(12) \qquad \frac{\delta (H-h)\, T_2}{\delta t} = W_{e_2}\, T_1 - W_{e_1}\, T_2 + \frac{R(-H) - R(-h)}{\rho_o\, C_p}$$

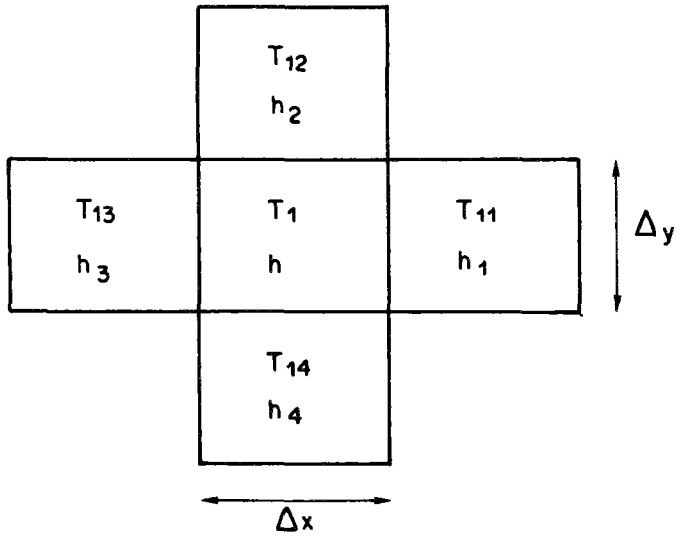
$$+ \frac{\delta}{\delta x}\left((H-h)\, K_x \frac{\delta T_2}{\delta x}\right) + \frac{\delta}{\delta y}\left((H-h)\, K_y \frac{\delta T_2}{\delta y}\right)$$

En discrétisant l'équation (11), nous allons voir de quelle façon on arrive à trouver ce critère de convergence.

Soit (i,j) une maille de notre domaine.

Soit T_1, h : température et largeur de la couche de surface de la maille I,J à l'instant t

T_2 : température de la couche du fond de la maille I,J à l'instant t.



Soit T_{1i}, $i = 1,4$ les températures des couches de surfaces des mailles entourant la maille I,J à l'instant t

h_i, $i = 1,4$ les profondeurs de ces couches de surface.

L'équation (11) discrétisée s'écrit :

$$\frac{\Delta h\, T_1}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta x}\left(\frac{(h_1 + h)}{2} K_x \frac{(T_{11} - T_1)}{\Delta x} - \frac{(h_3 + h)}{2} K_x \frac{(T_1 - T_{13})}{\Delta x} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\Delta y}\left(\frac{(h_2 + h)}{2} K_y \frac{(T_{12} - T_1)}{\Delta y} - \frac{(h_4 + h)}{2} K_y \frac{(T_1 - T_{14})}{\Delta y} \right) + \frac{Q'}{\rho C_p} \right.$$

$$Q' = \underbrace{\rho C_p (W_{e_1} T_2 - W_{e_2} T_1)}_{\text{échanges entre la couche de surface et la couche du fond}} - \underbrace{P + R(-h) - R(o)}_{\text{échanges entre la couche de surface et l'atmosphère}}$$

Les pas d'espace Δx et Δy sont dans notre cas égaux $\Delta x = \Delta y = 6$ miles marins.

En prenant $K_x = K_y = K$ on aboutit à l'équation qui suit :

$$\Delta(h\, T_1) = \frac{4\, K}{\Delta x^2} \Delta t \left[\frac{h(T_{11} + T_{12} + T_{13} + T_{14}) + h_1 T_{11} + h_2 T_{12} + h_3 T_{13}}{8} \right.$$

$$\left. + h_4 T_{14} - \frac{(4h + h_1 + h_2 + h_3 + h_4)}{8} T_1 \right] + \frac{Q' \Delta t}{\rho C_p}$$

En supposant qu'on ait : $h \approx \frac{h_1 + h_2 + h_3 + h_4}{4}$

on a :

$$\Delta(h\,T_1) = \frac{4\,K}{\Delta x^2}\,\Delta t \left[\frac{\frac{h + h_1}{2} T_{11} + \frac{h + h_2}{2} T_{12} + \frac{h + h_3}{2} T_{13} + \frac{h + h_4}{2} T_{14}}{4} - h\,T_1 \right] + \frac{Q'\,\Delta t}{\rho\,C_p}$$

Pour avoir la stabilité numérique dans la détermination de $\Delta(h\,T_1)$ il suffit donc qu'on ait :

$$\boxed{\frac{4\,K}{\Delta x^2}\,\Delta t \leqslant 1}$$

Ainsi, les coefficients de dispersion utilisés doivent vérifier :

$$\begin{cases} \dfrac{4\,K_x}{\Delta x^2}\,\Delta t \leqslant 1 \\ \dfrac{4\,K_y}{\Delta y^2}\,\Delta t \leqslant 1 \end{cases}$$

en prenant $\Delta x = \Delta y = 6$ miles

$\Delta t = 3$ heures

Ce critère limite les valeurs des coefficients de dispersion à :

$$\begin{cases} K_x \leqslant 2\,958\ m^2\ s^{-1} \\ K_y \leqslant 2\,958\ m^2\ s^{-1} \end{cases}$$

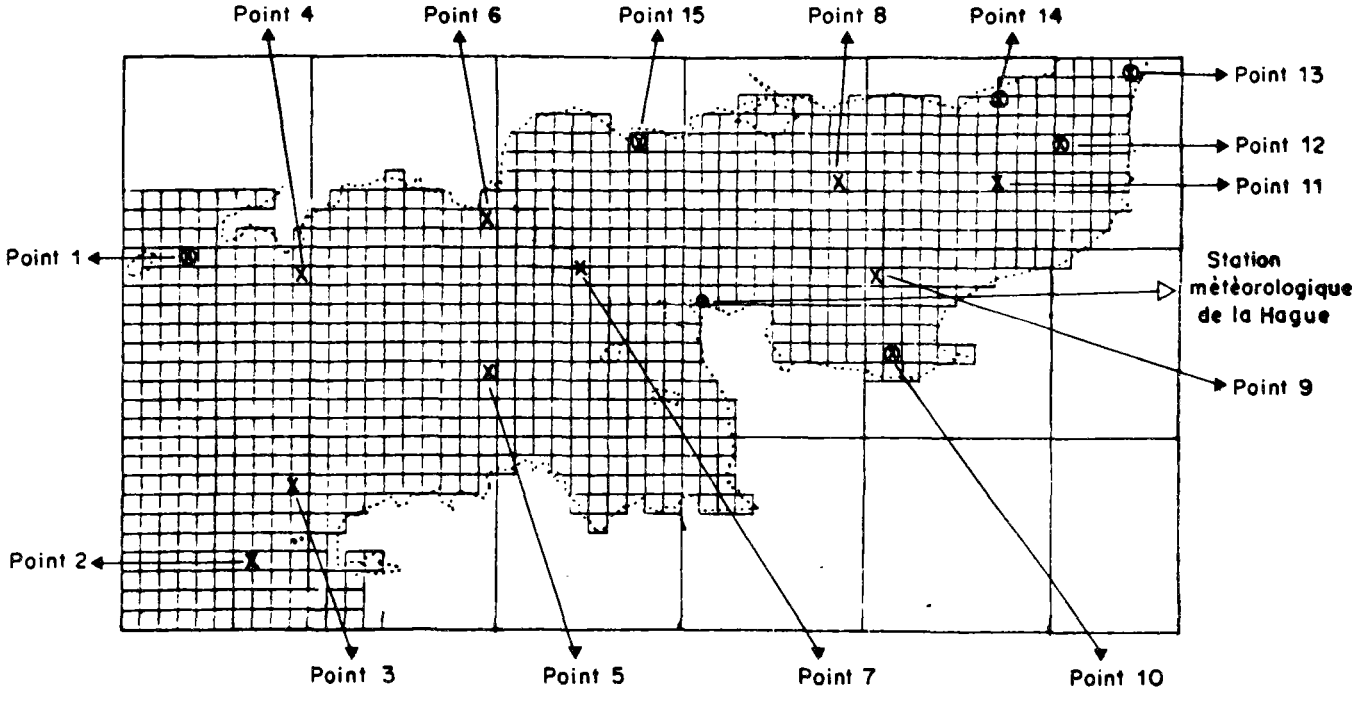
Ces valeurs sont très grandes et cette limite ne nous gênera nullement dans notre étude.

A N N E X E IV

Evolution annuelle de la structure thermique en différents points de la Manche.

Comparaison entre les températures de la couche de surface calculées par le modèle et les mesures relevées en surface "in situ".

Période 1968-1971 utilisée pour l'ajustement du modèle
Modèle sans dispersion

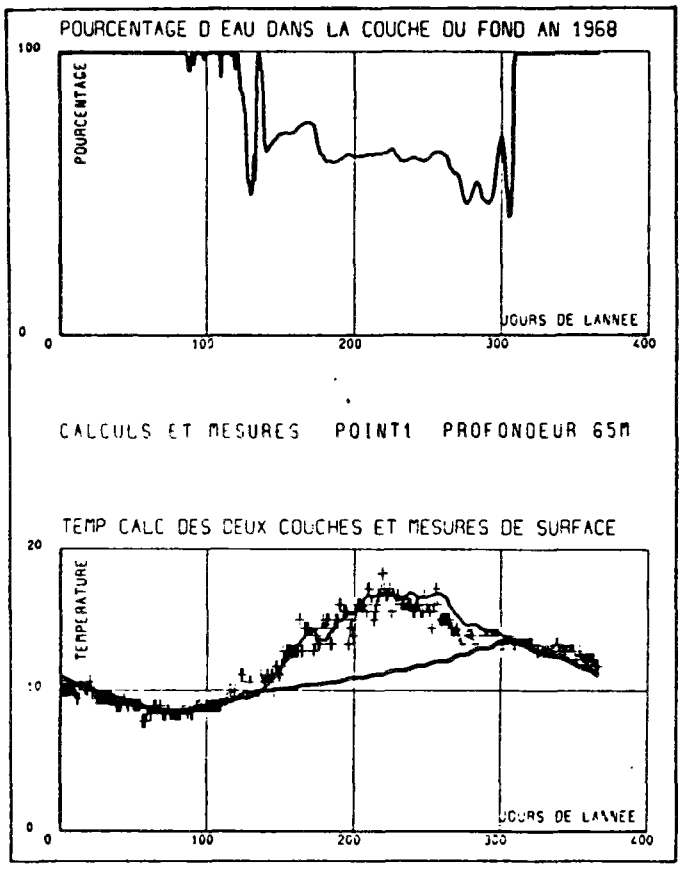


⊗ Positions de Bateaux - Feu

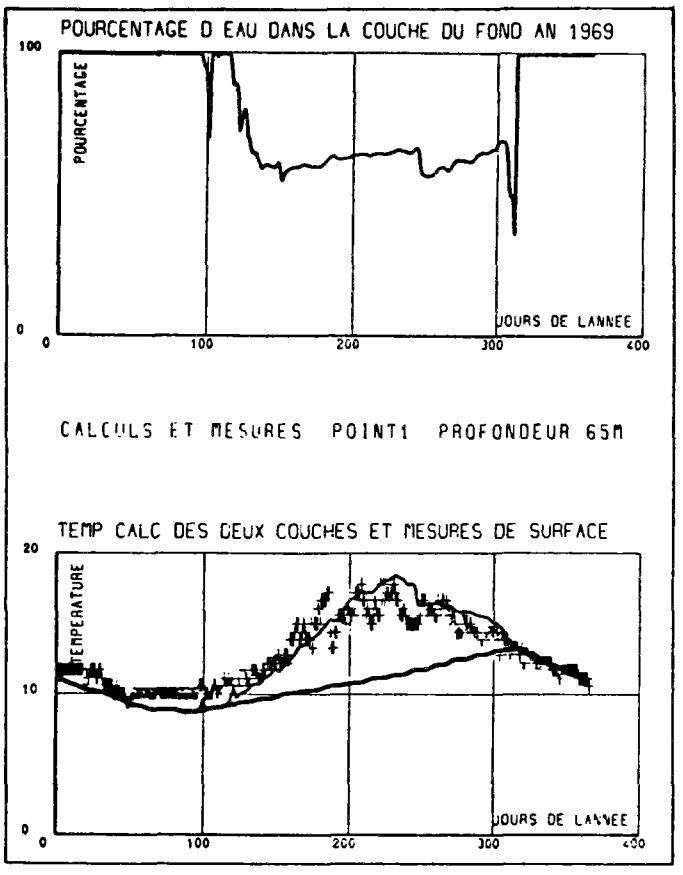
CALCULS ET MESURES AU POINT 1

(Bateau - Feu)

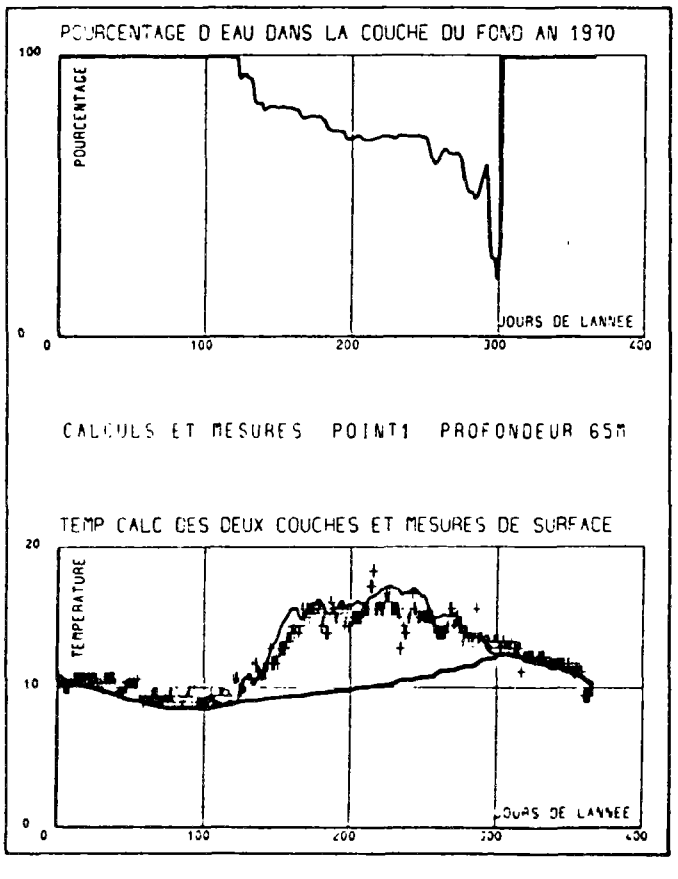




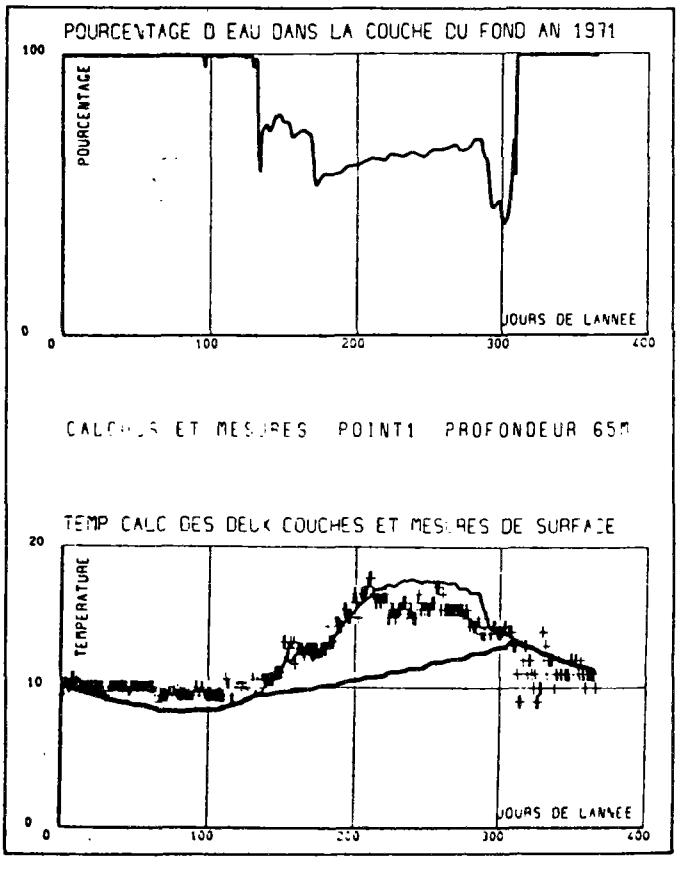
Année 1968



Année 1969



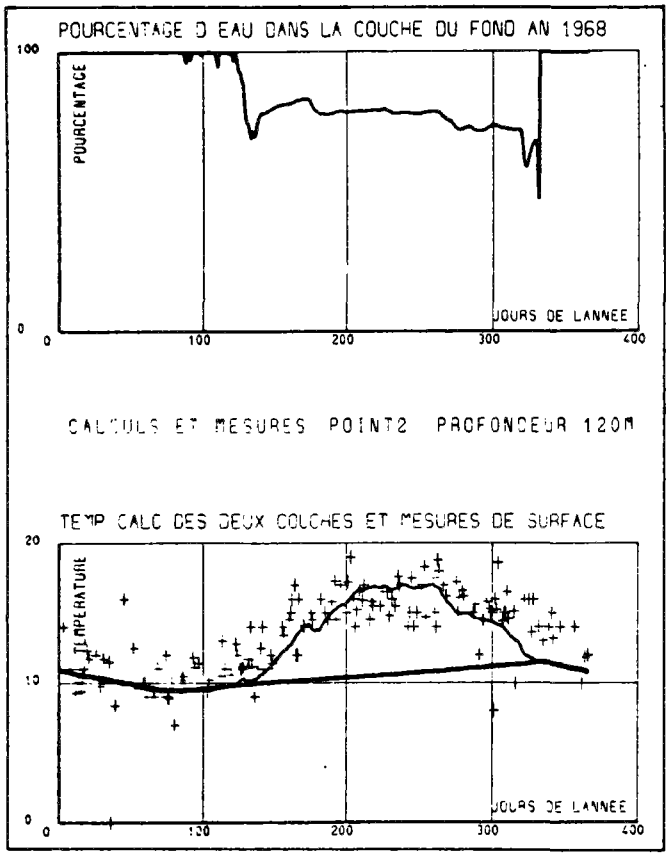
Année 1970



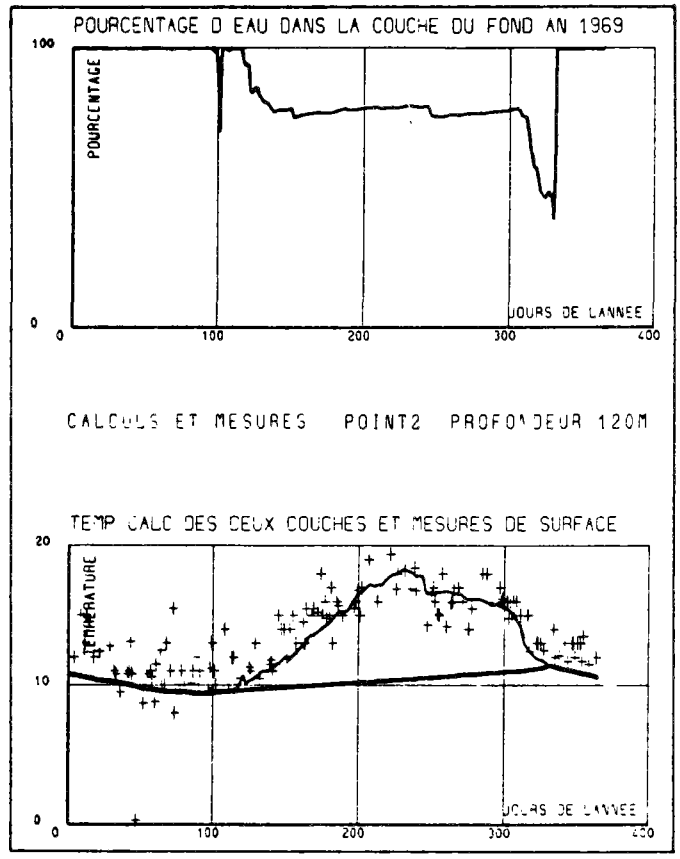
Année 1971

CALCUL ET MESURE AU POINT 2

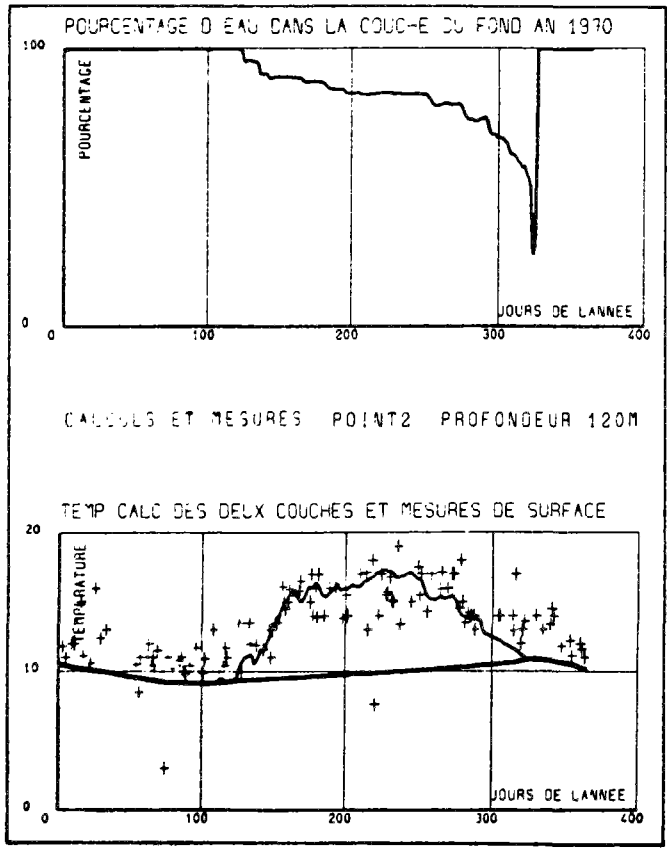




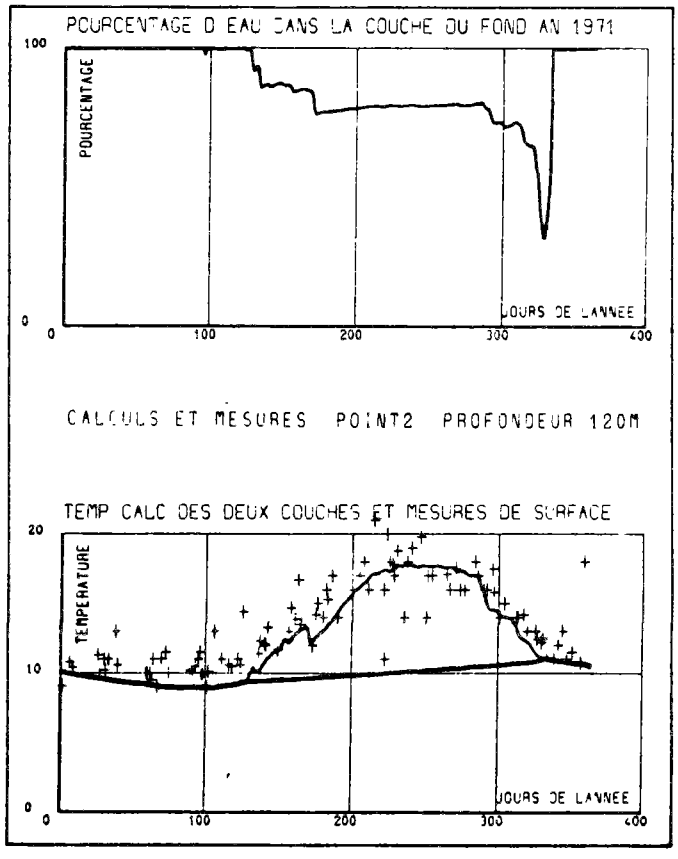
Année 1968



Année 1969



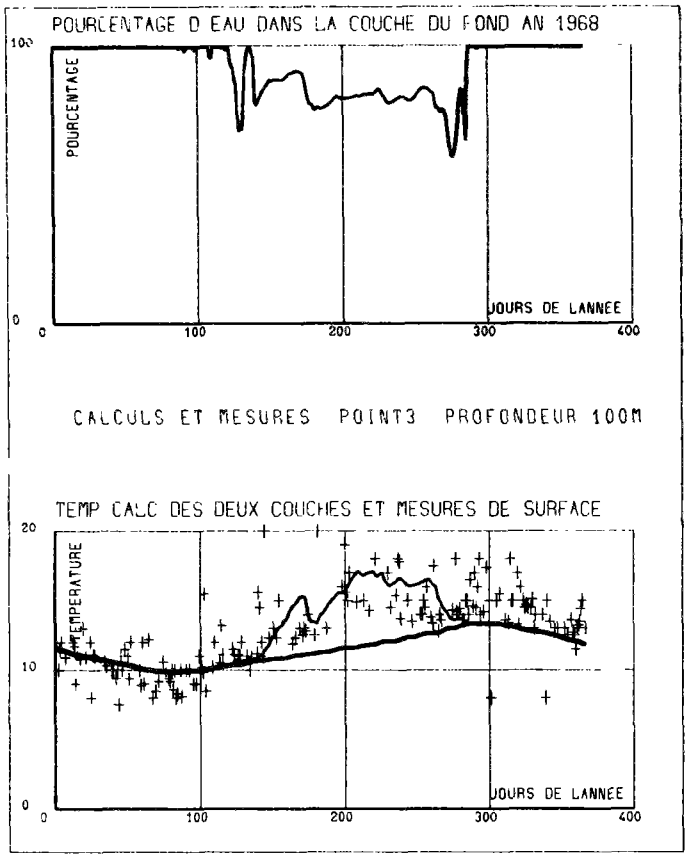
Année 1970



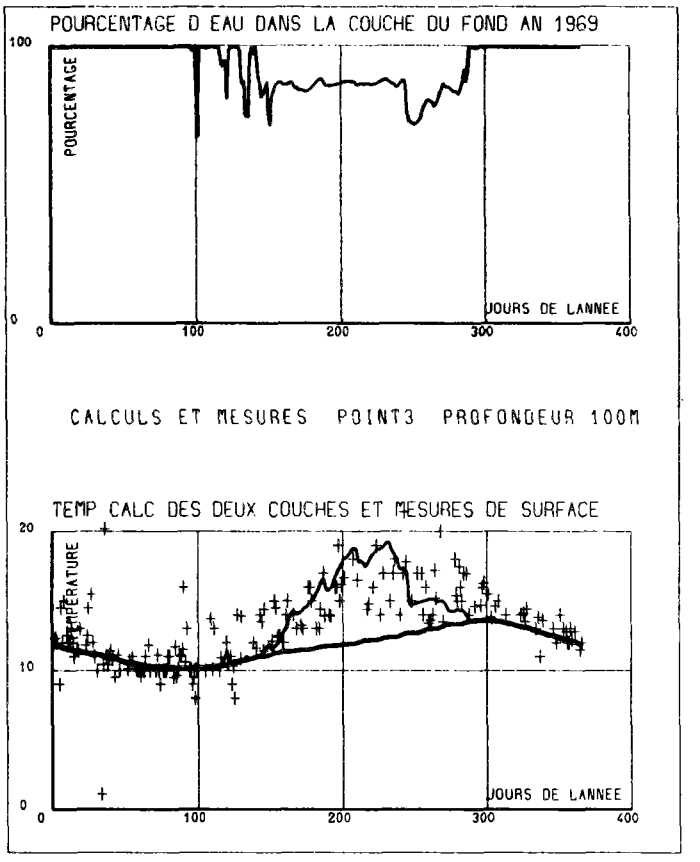
Année 1971



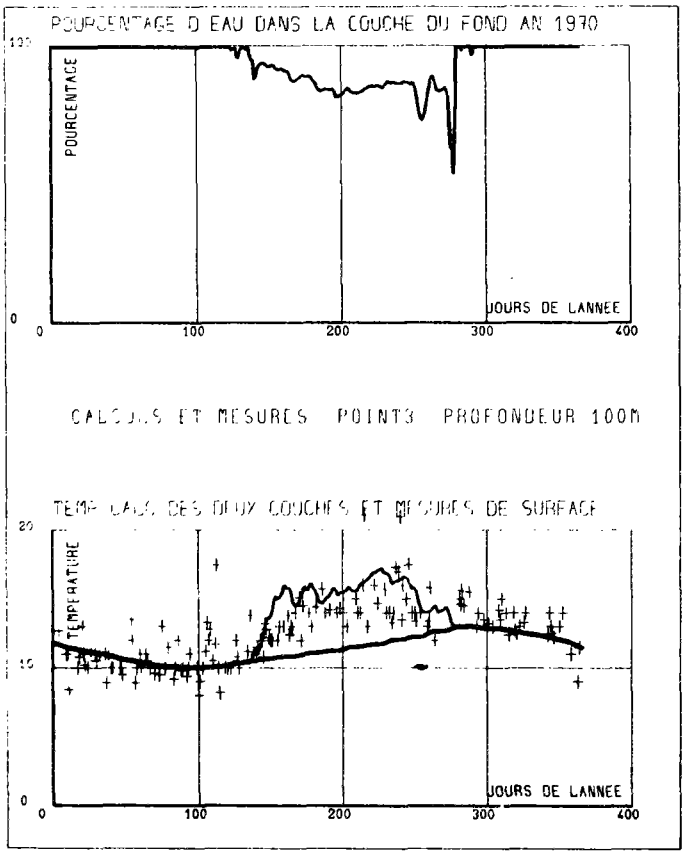
CALCULS ET MESURES AU POINT 3



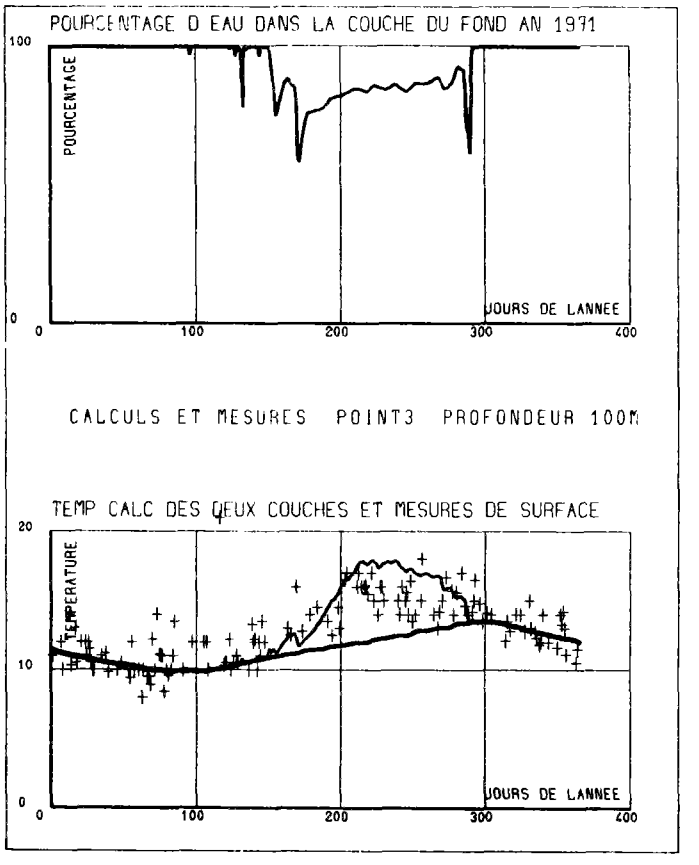
Année 1968



Année 1969



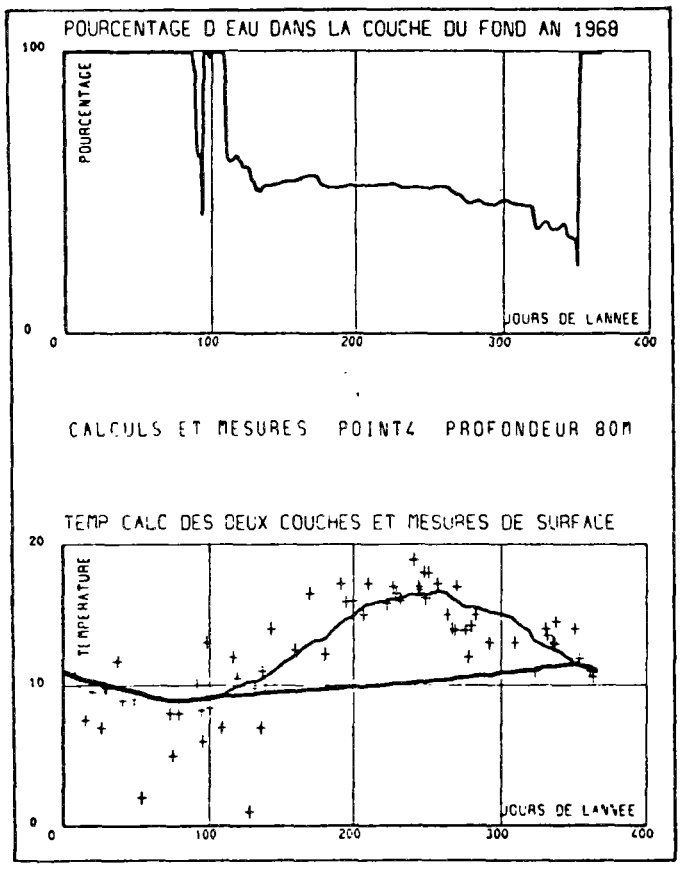
Année 1970



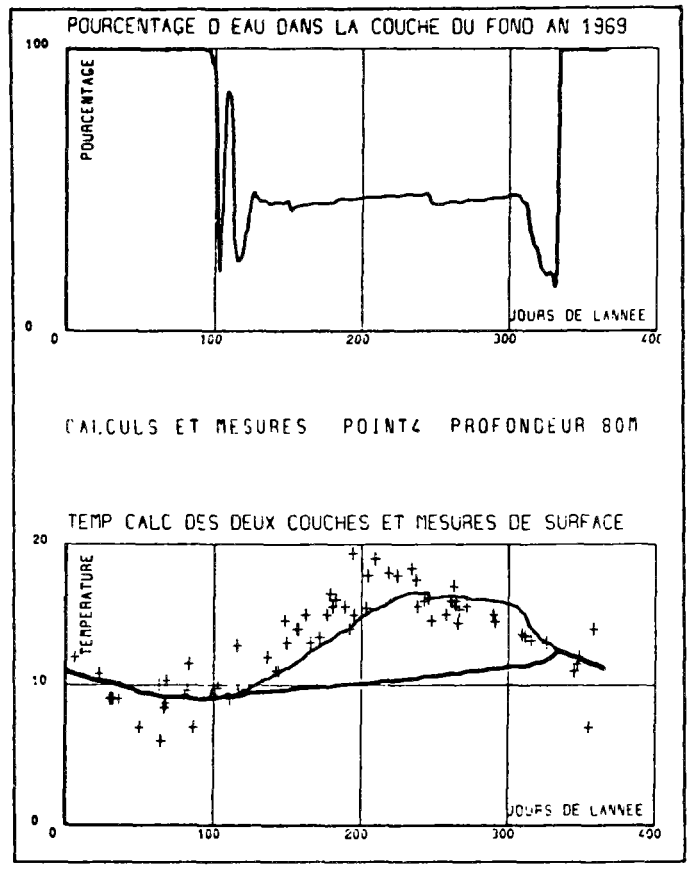
Année 1971

CALCULS ET MESURES AU POINT 4

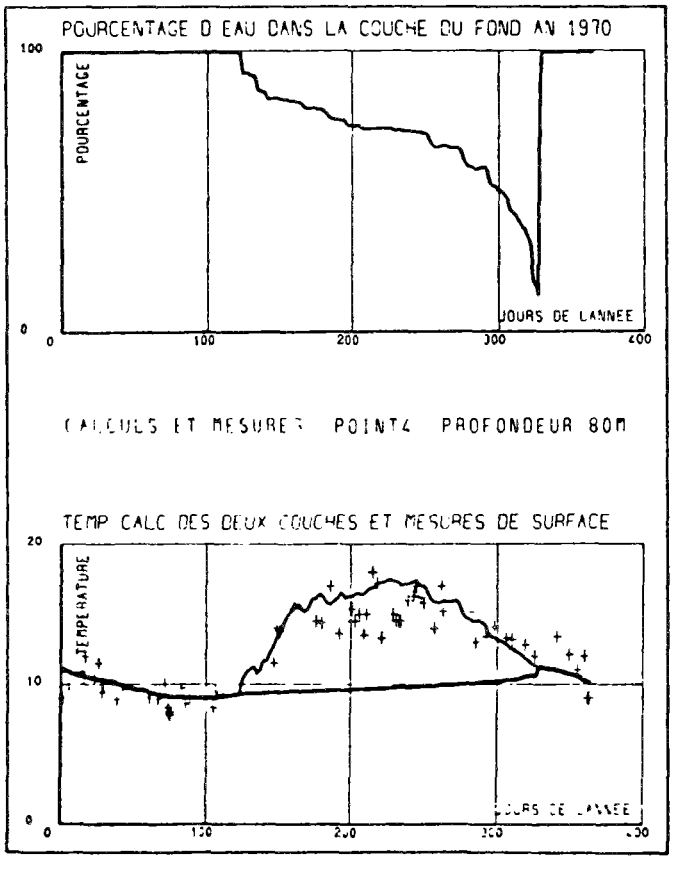




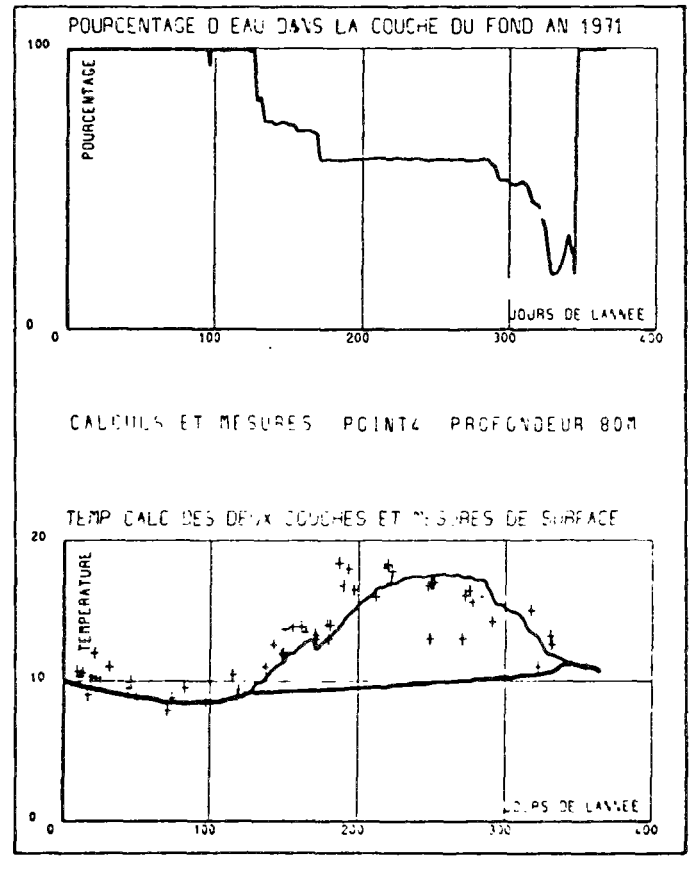
Année 1968



Année 1969



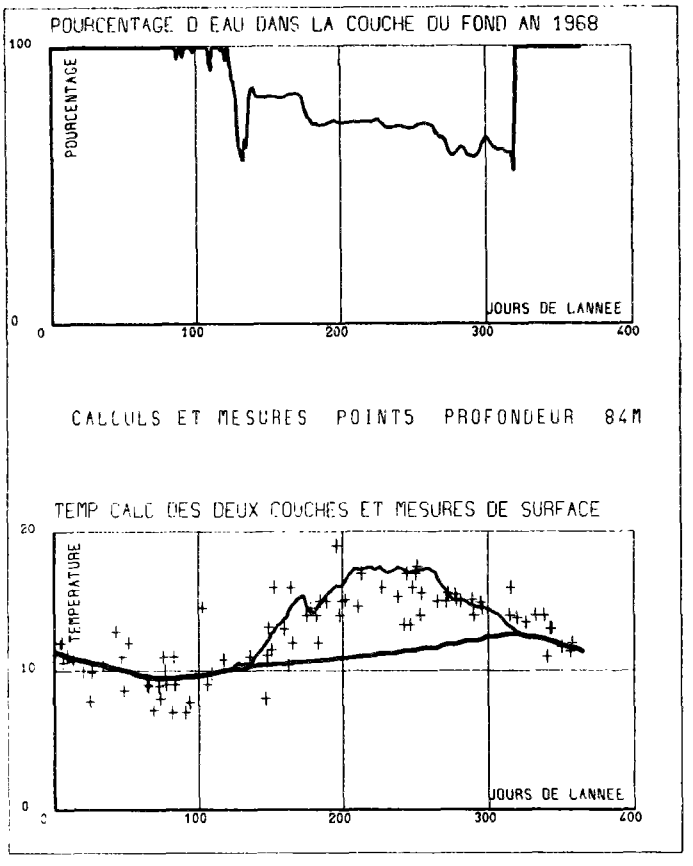
Année 1970



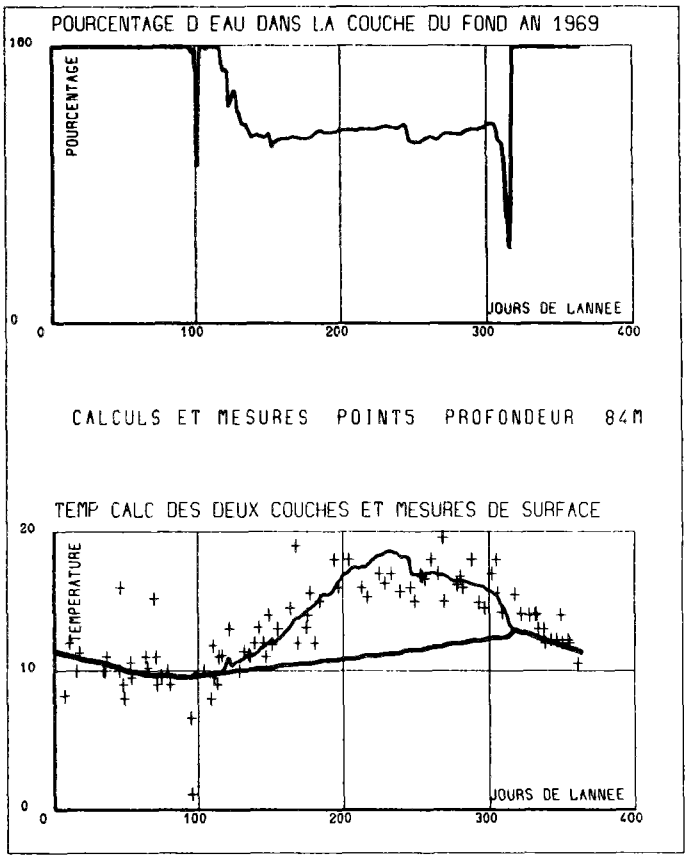
Année 1971



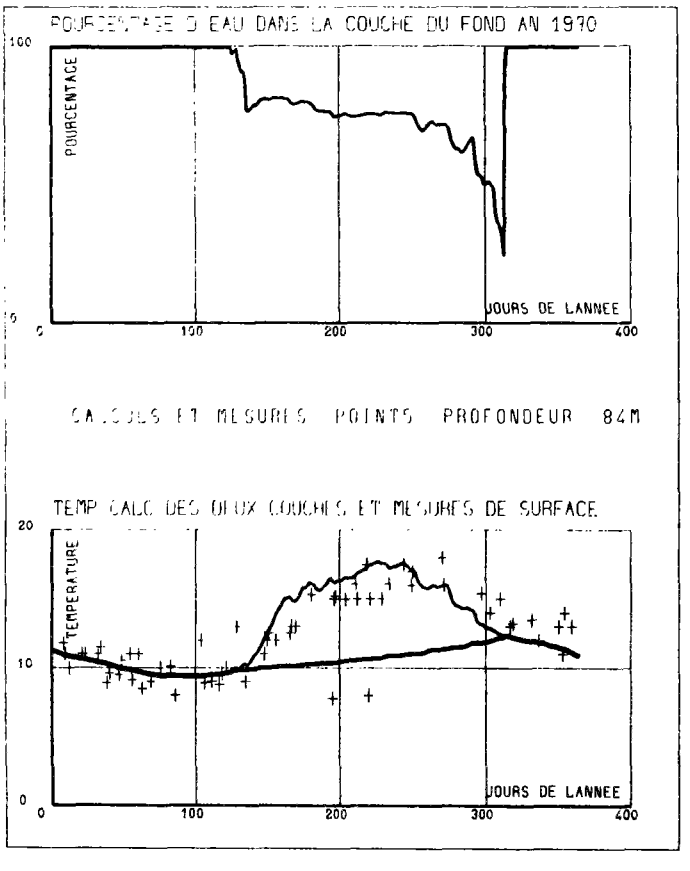
CALCULS ET MESURES AU POINT 5



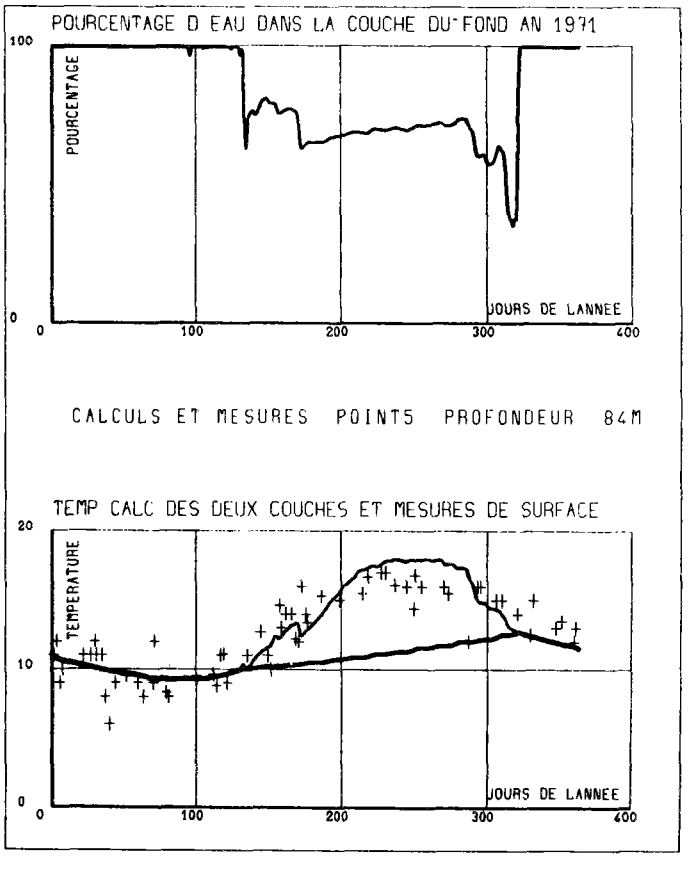
Année **1968**



Année **1969**



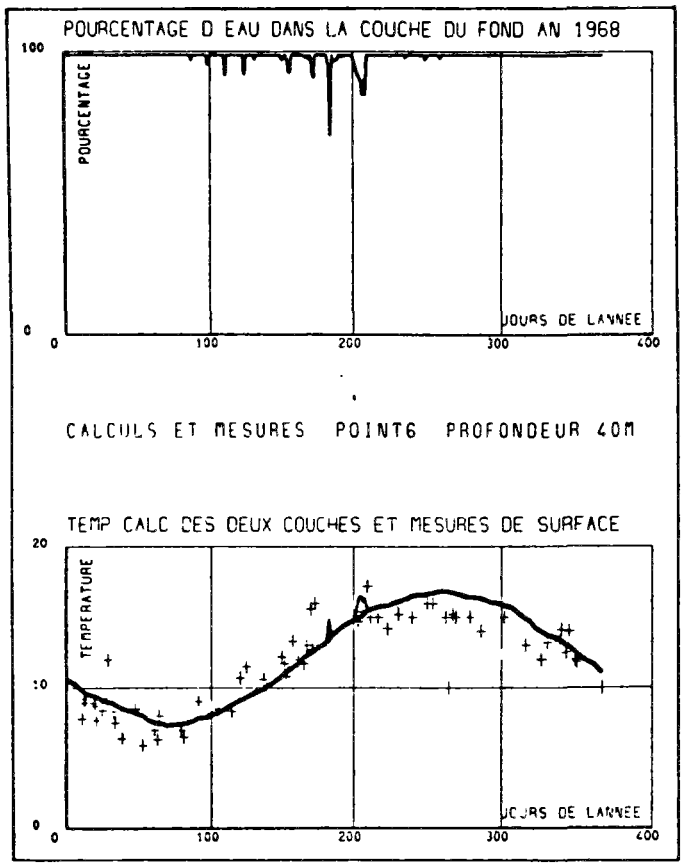
Année **1970**



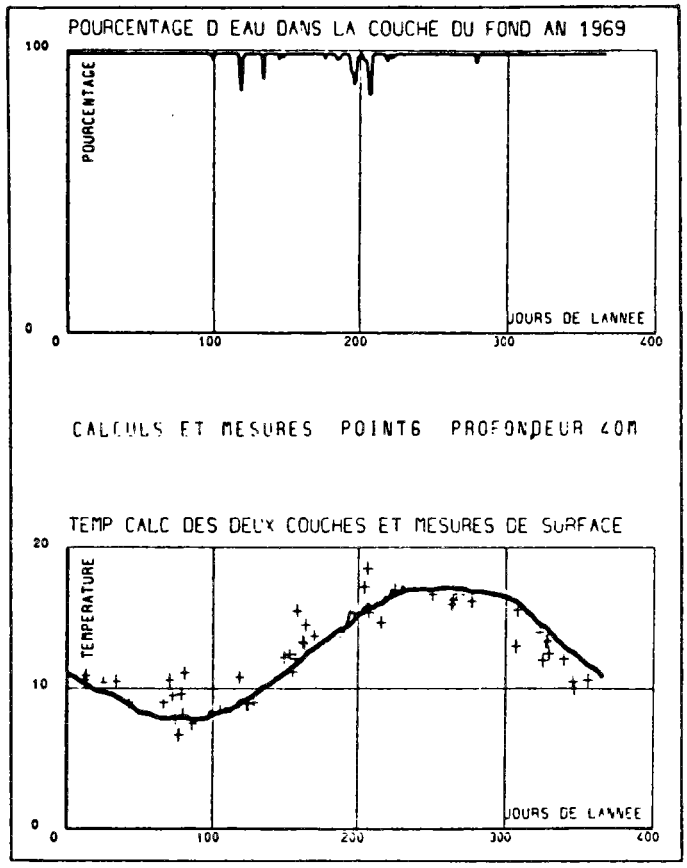
Année **1971**

CALCULS ET MESURES AU POINT 6

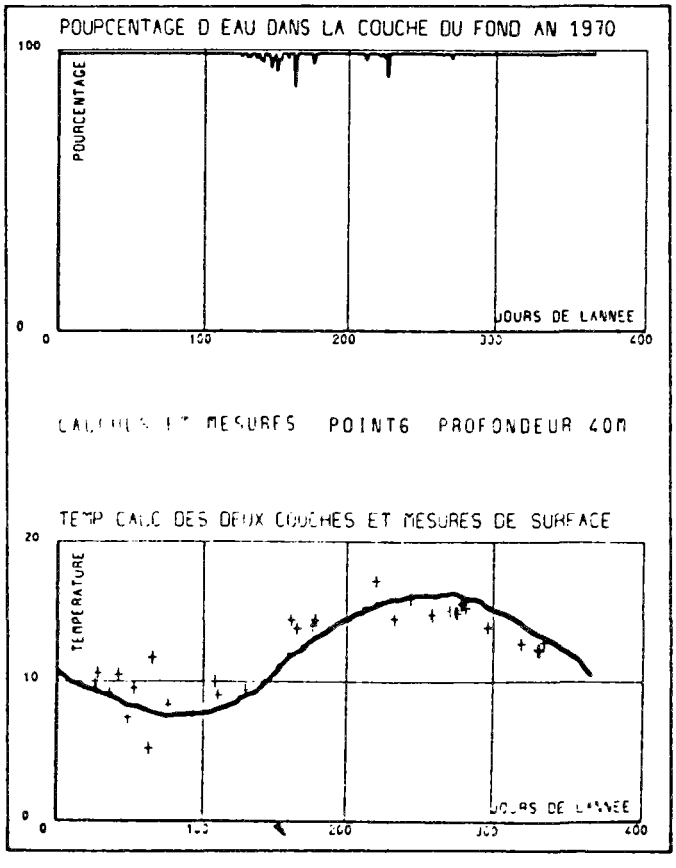




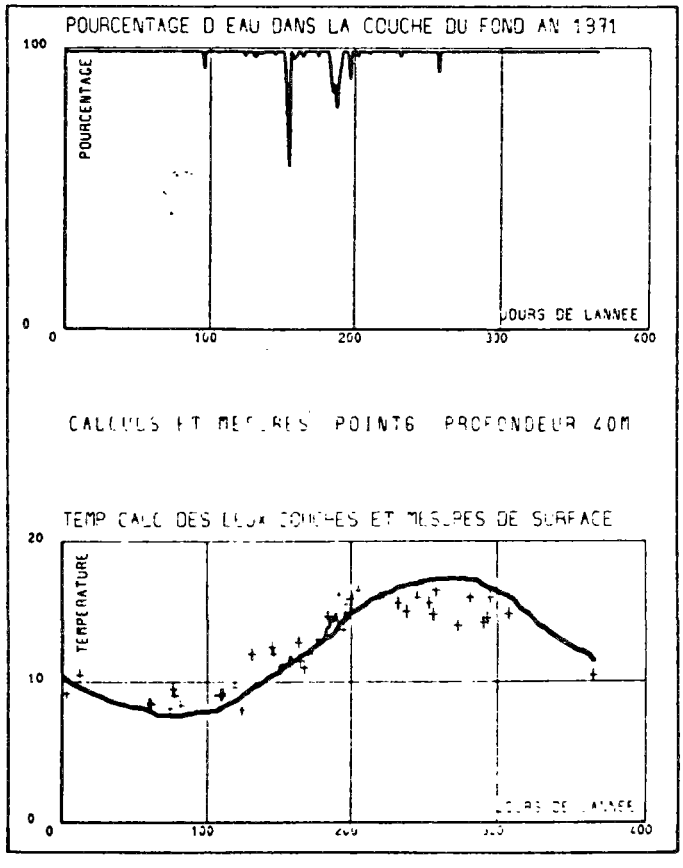
Année 1968



Année 1969



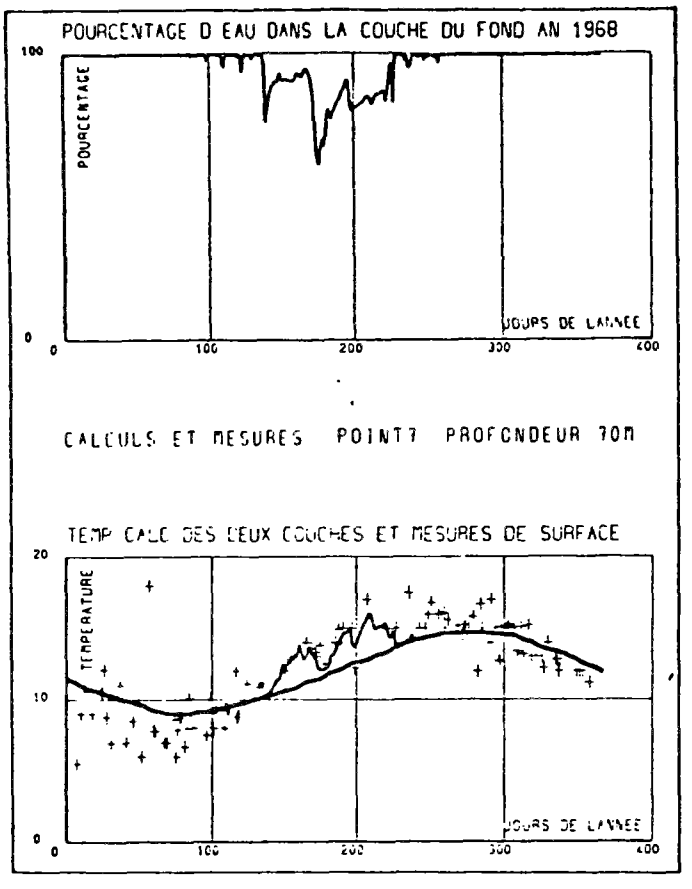
Année 1970



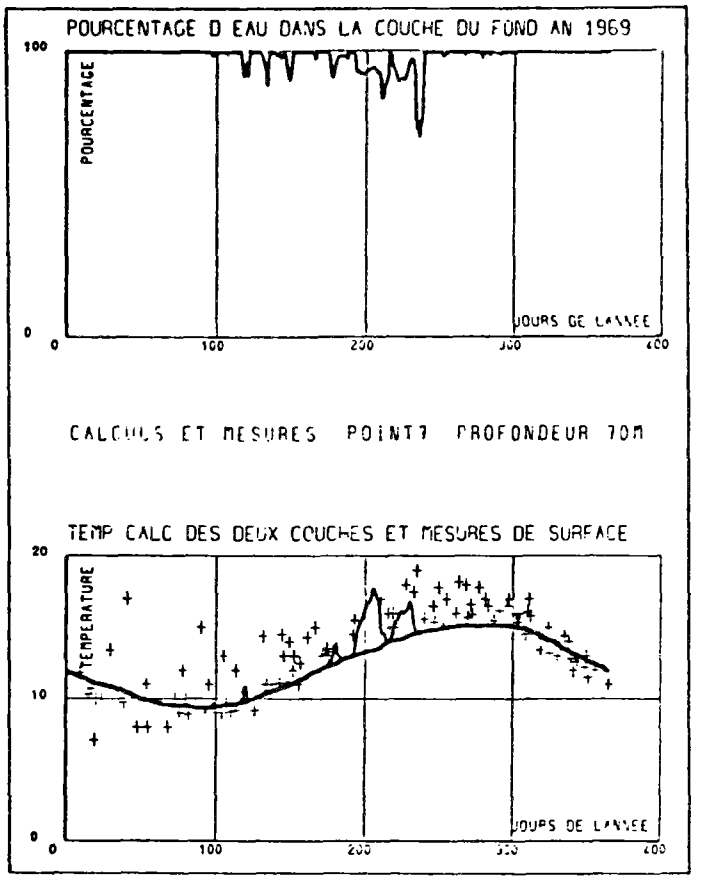
Année 1971

CALCULS ET MESURES AU POINT 7

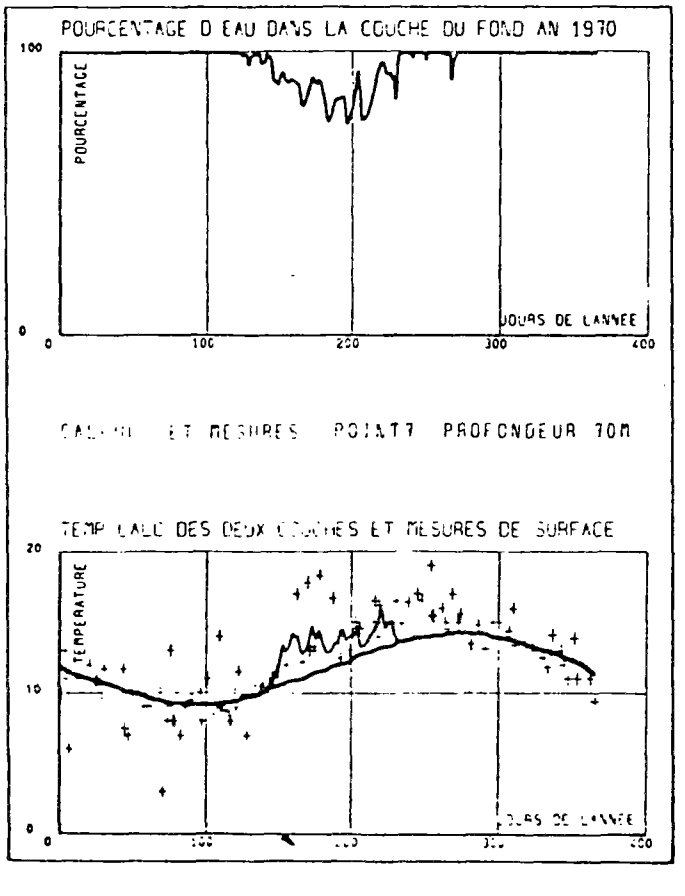




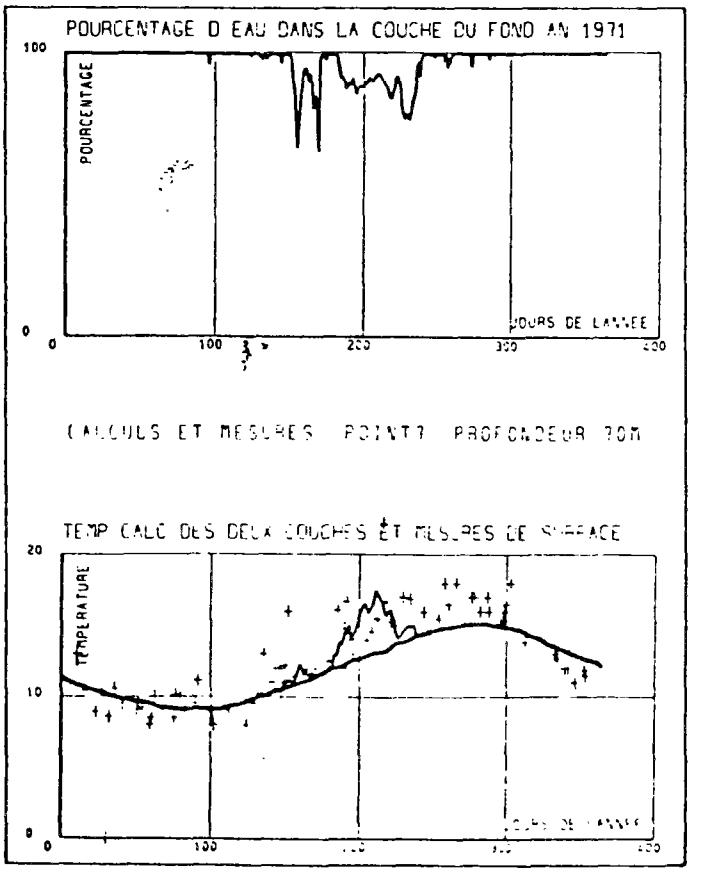
Année 1968



Année 1969



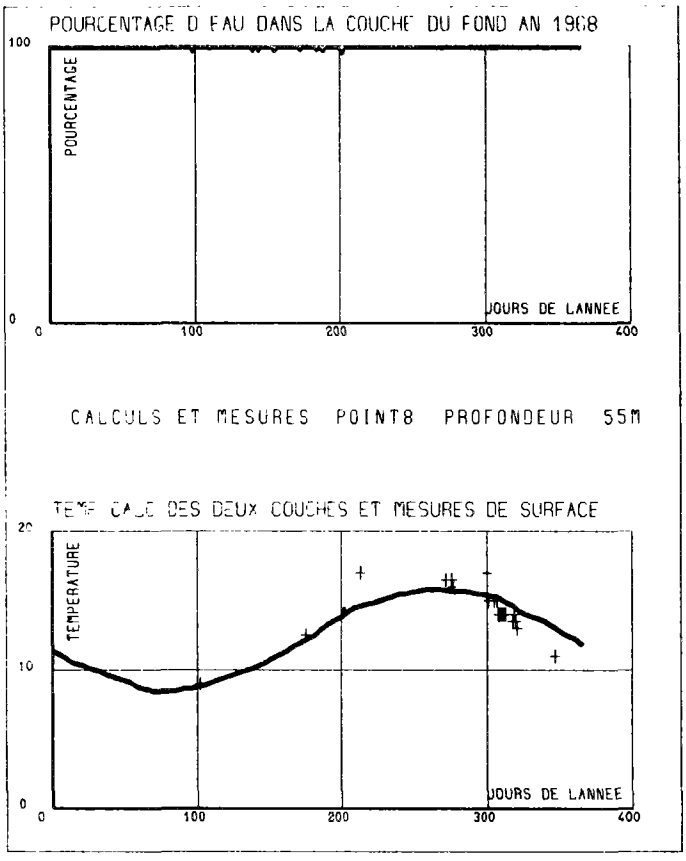
Année 1970



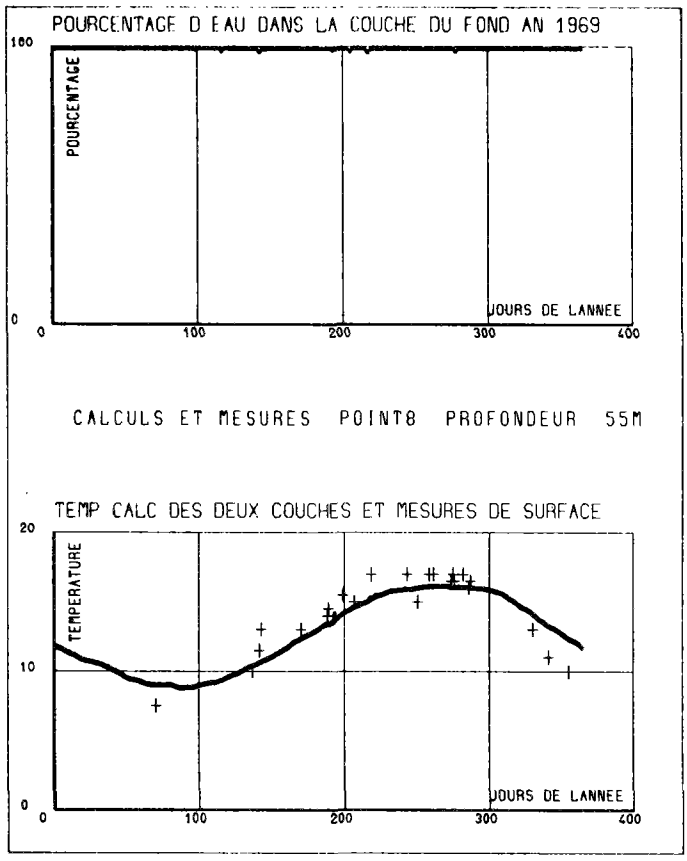
Année 1971



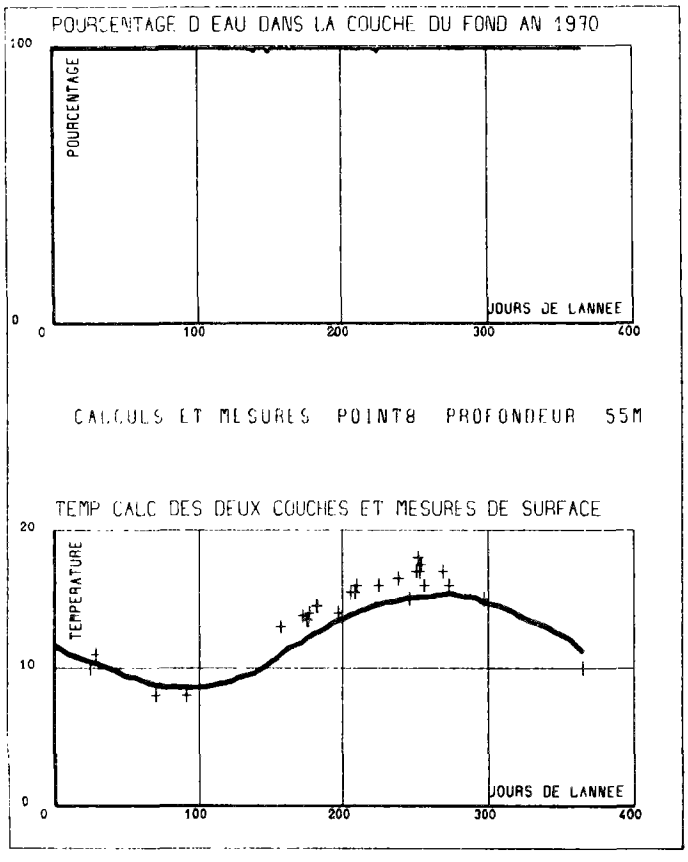
CALCULS ET MESURES AU POINT 8



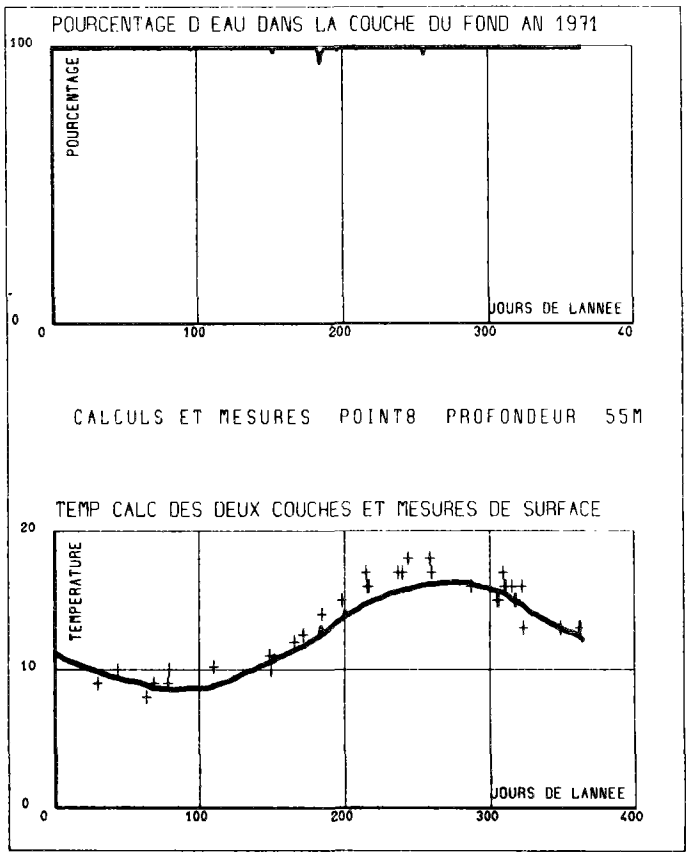
Année **1968**



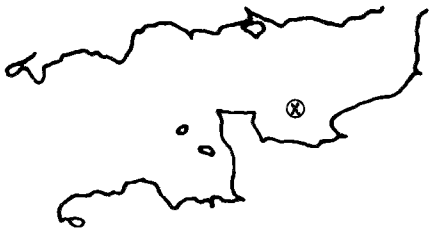
Année **1969**



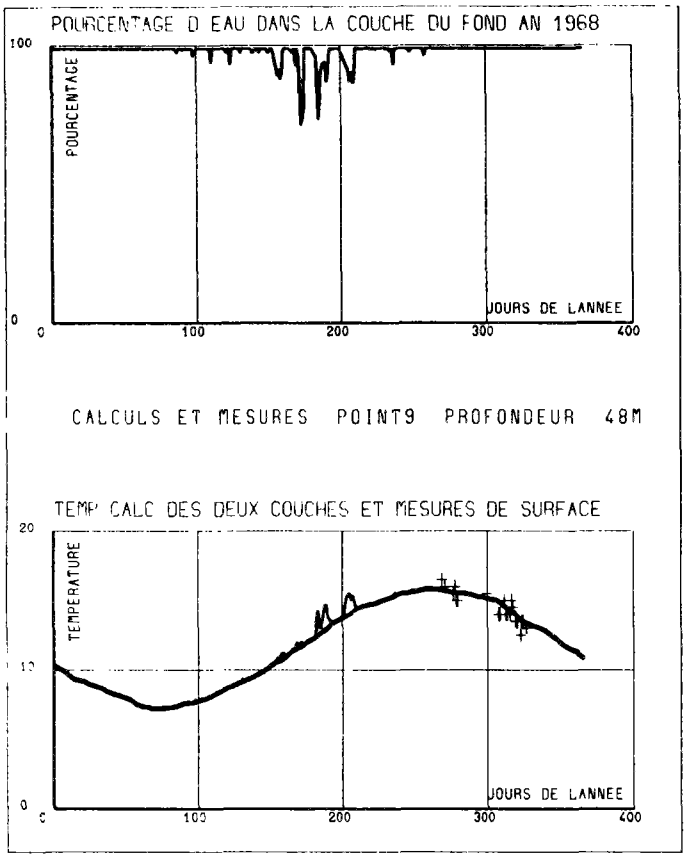
Année **1970**



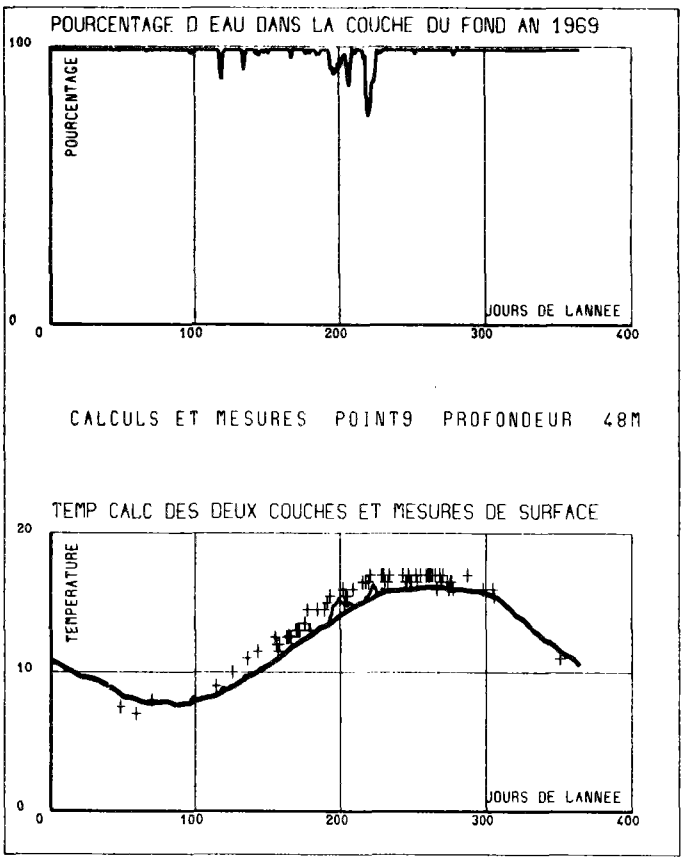
Année **1971**



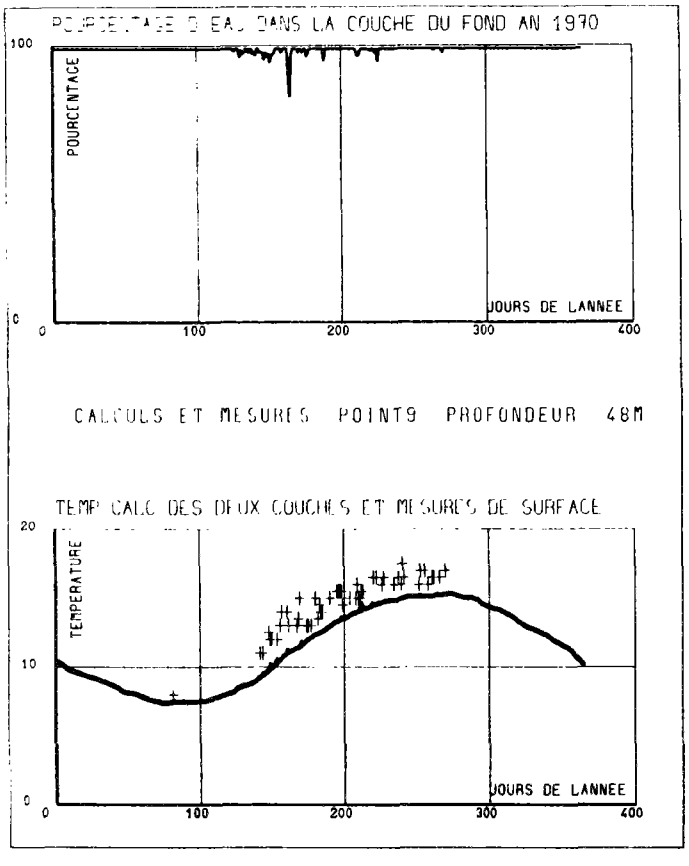
CALCULS ET MESURES AU POINT 9



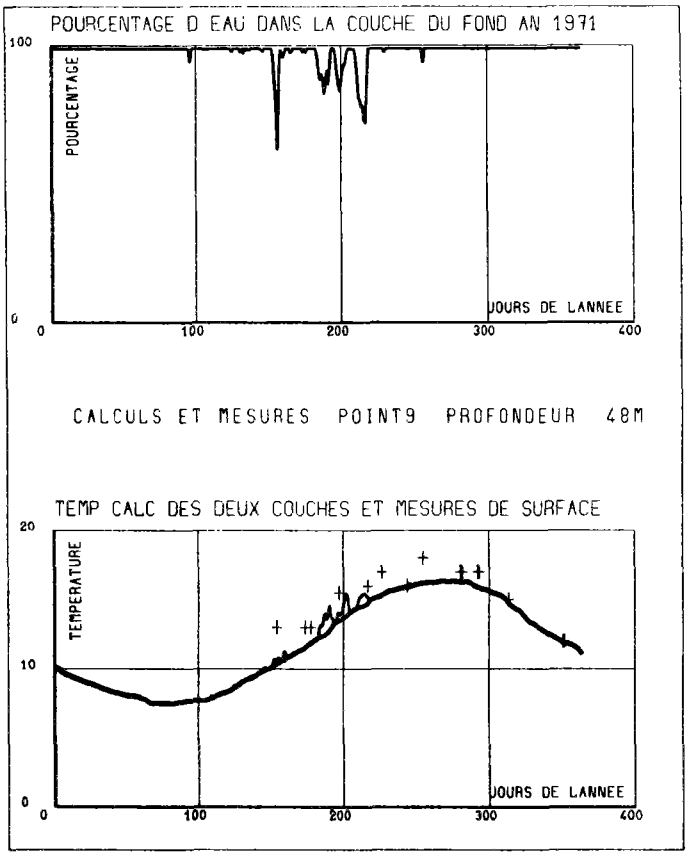
Année **1968**



Année **1969**



Année **1970**

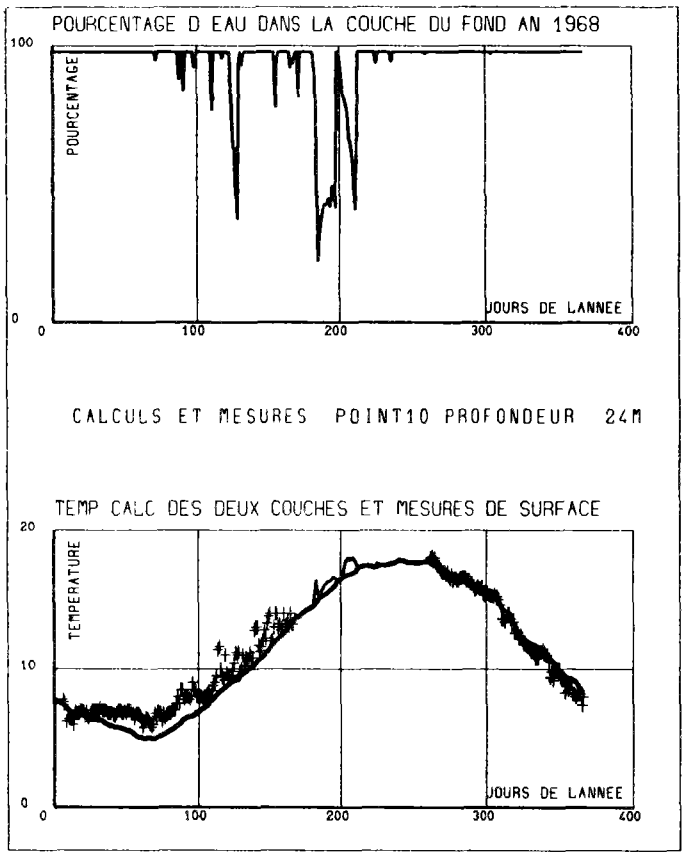


Année **1971**

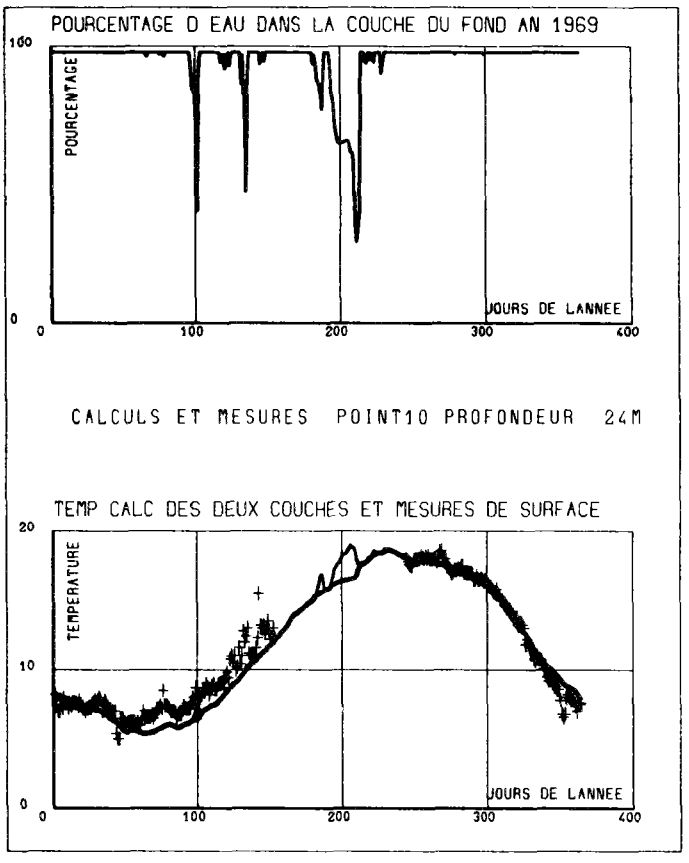


CALCULS ET MESURES AU POINT 10

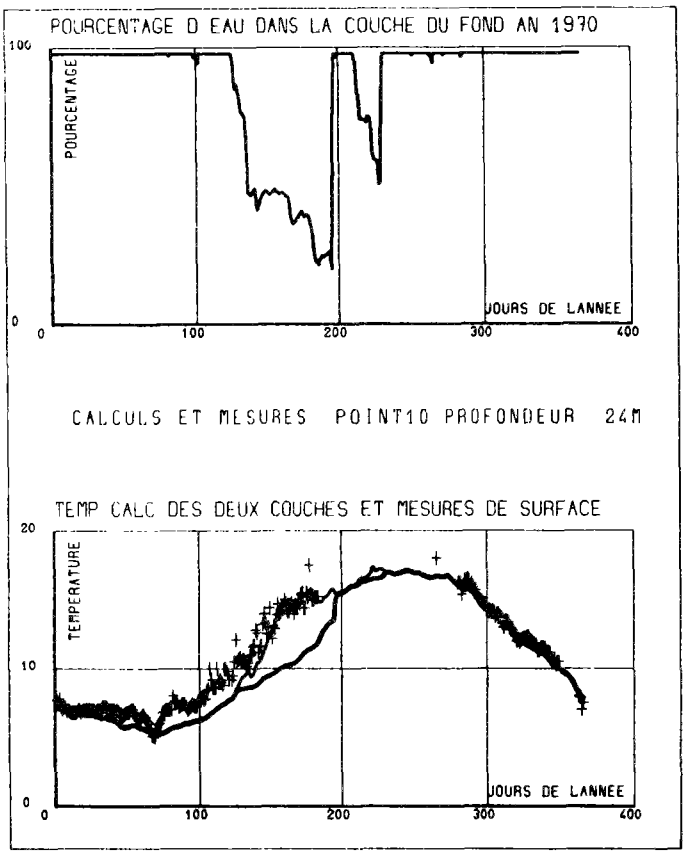
(Bateau - Feu)



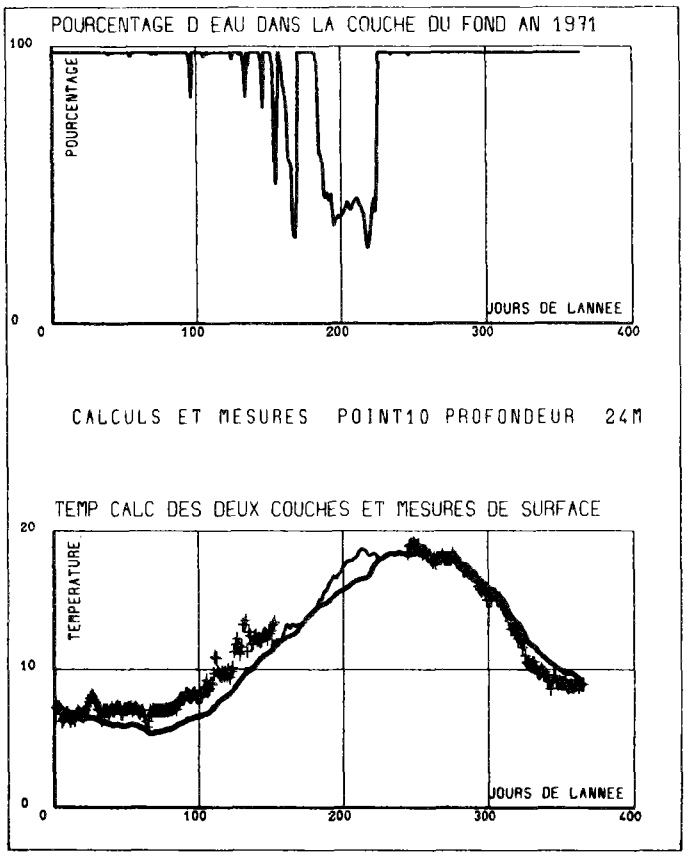
Année 1968



Année 1969



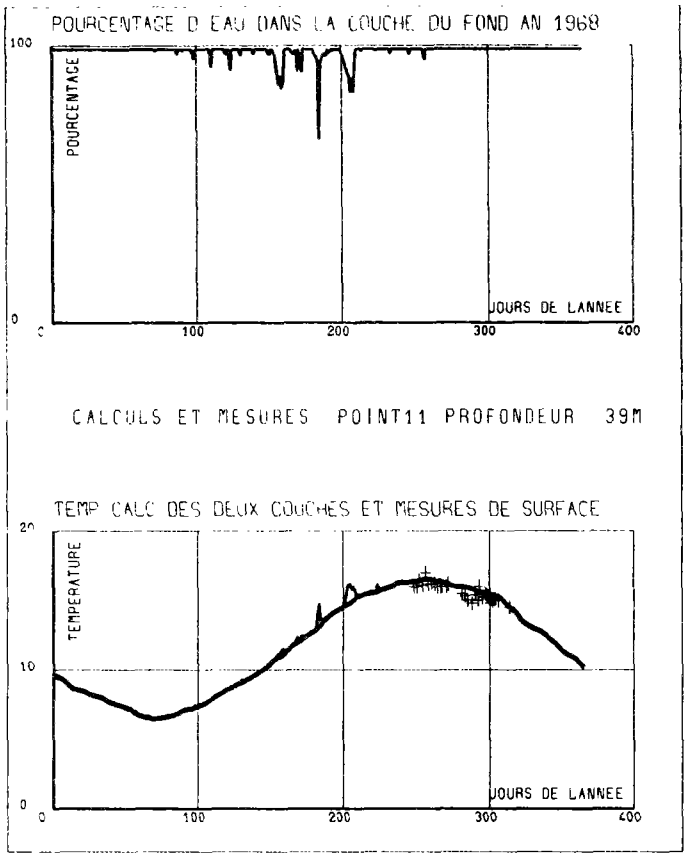
Année 1970



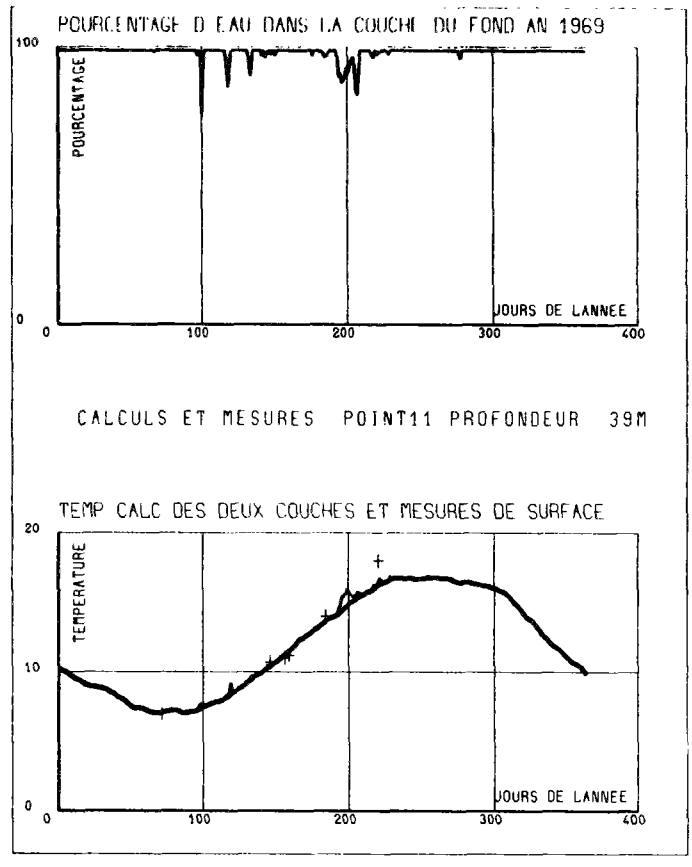
Année 1971



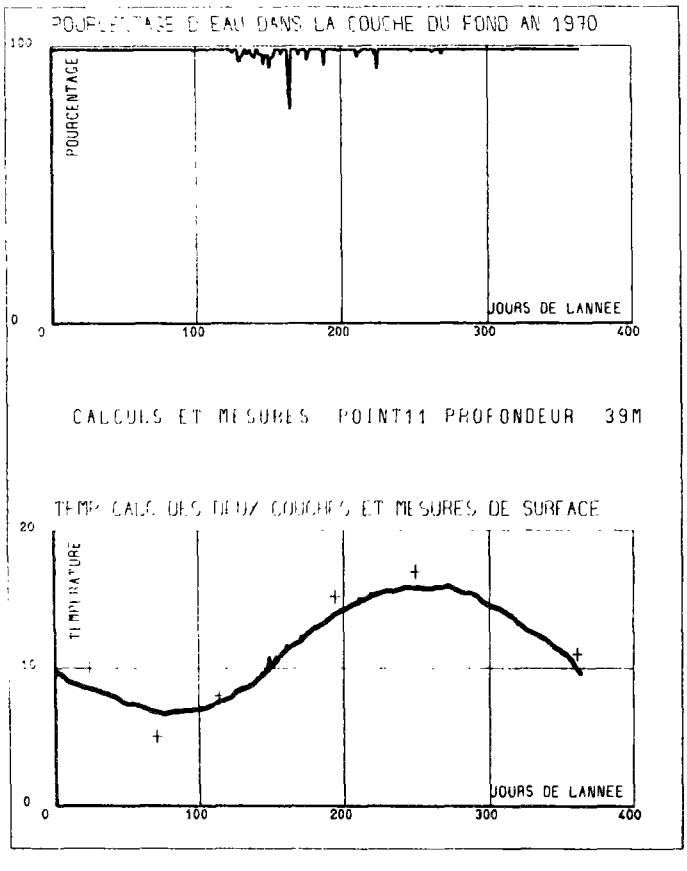
CALCULS ET MESURES AU POINT 11



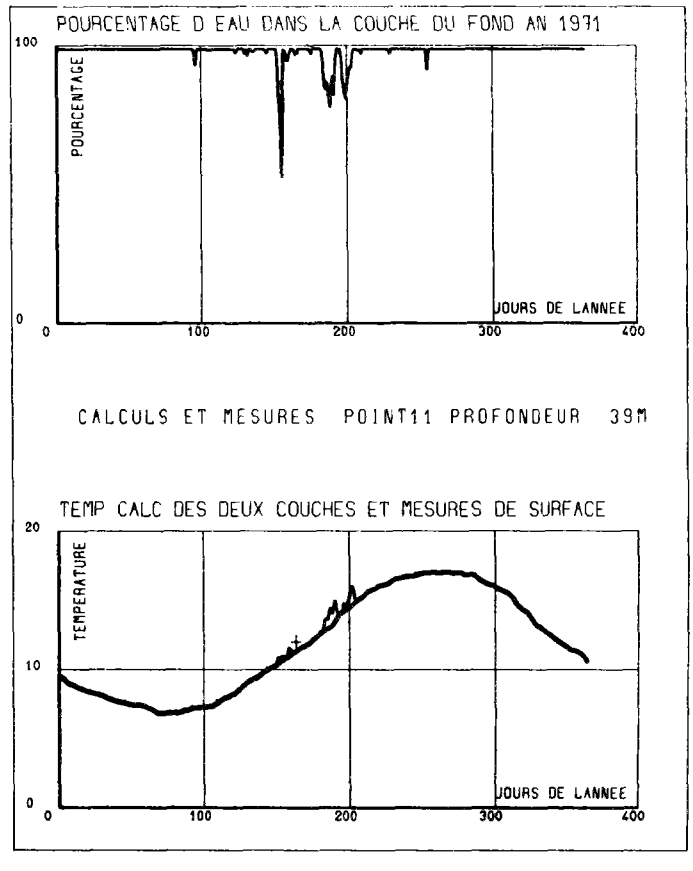
Année **1968**



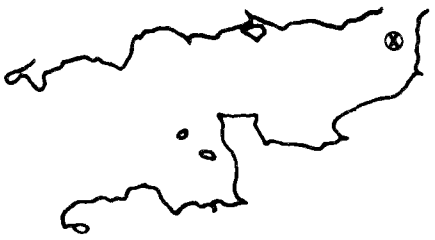
Année **1969**



Année **1970**

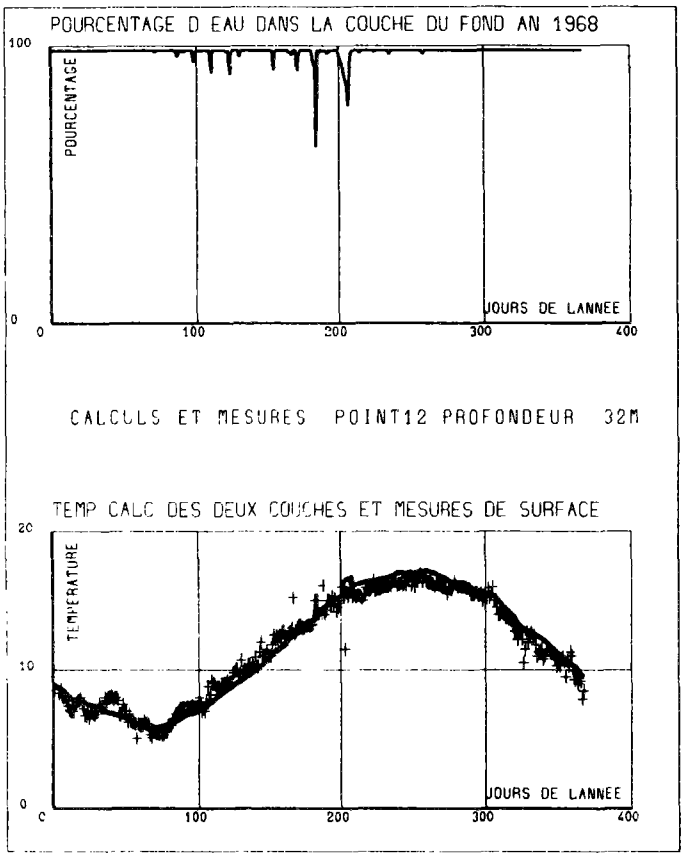


Année **1971**

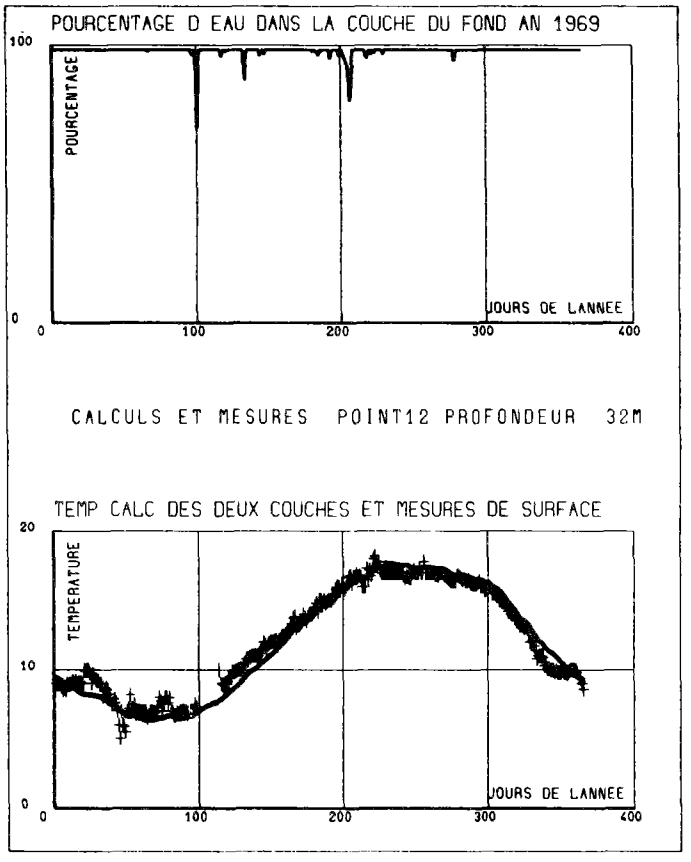


CALCULS ET MESURES AU POINT 12

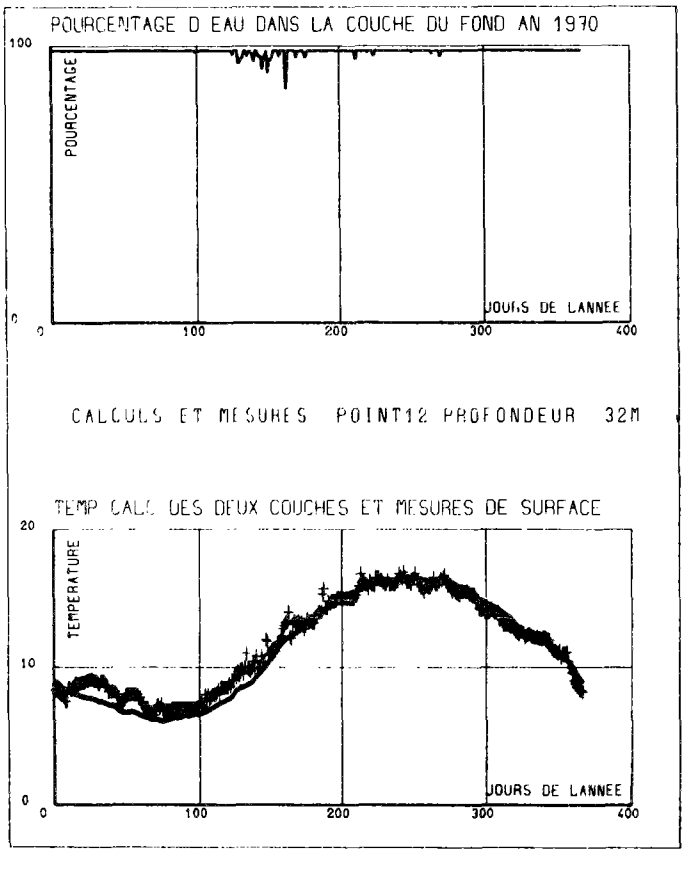
(Bateau - Feu)



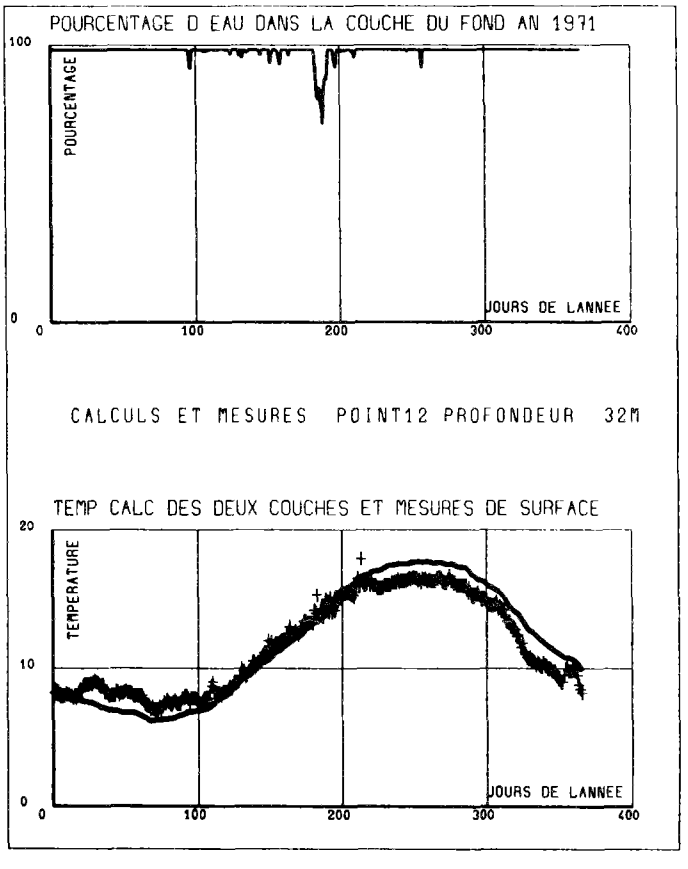
Année 1968



Année 1969



Année 1970

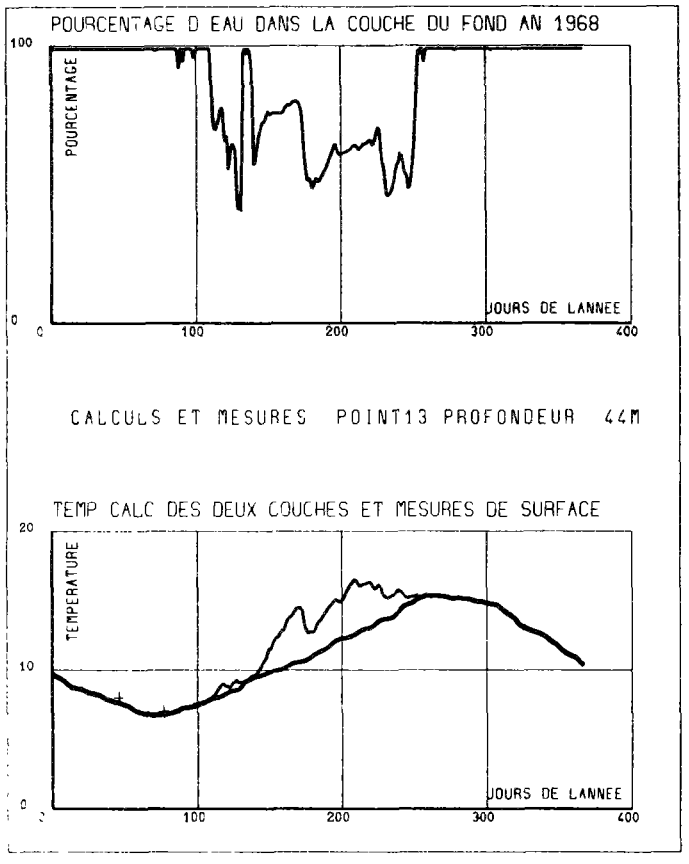


Année 1971

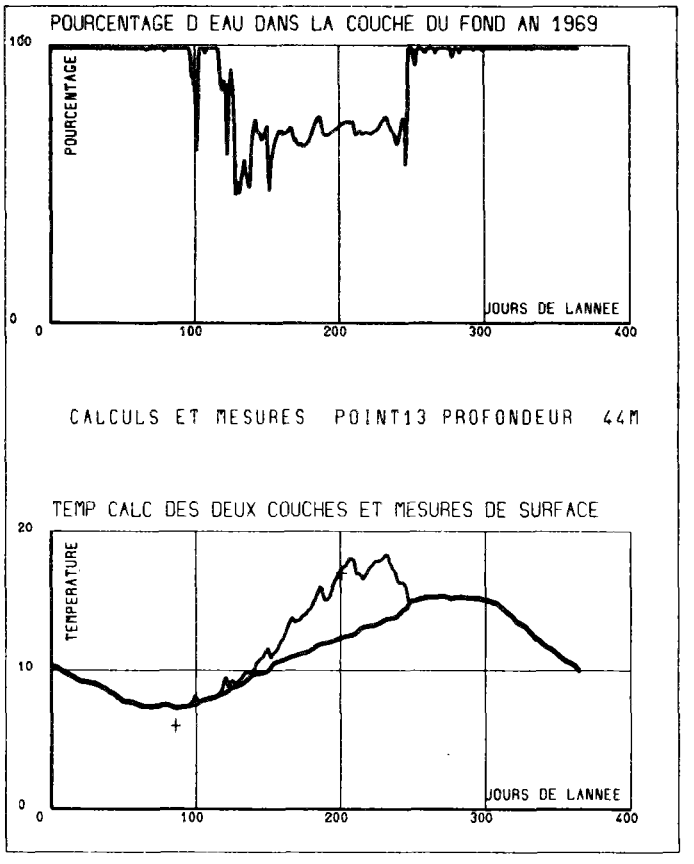


CALCULS ET MESURES AU POINT 13

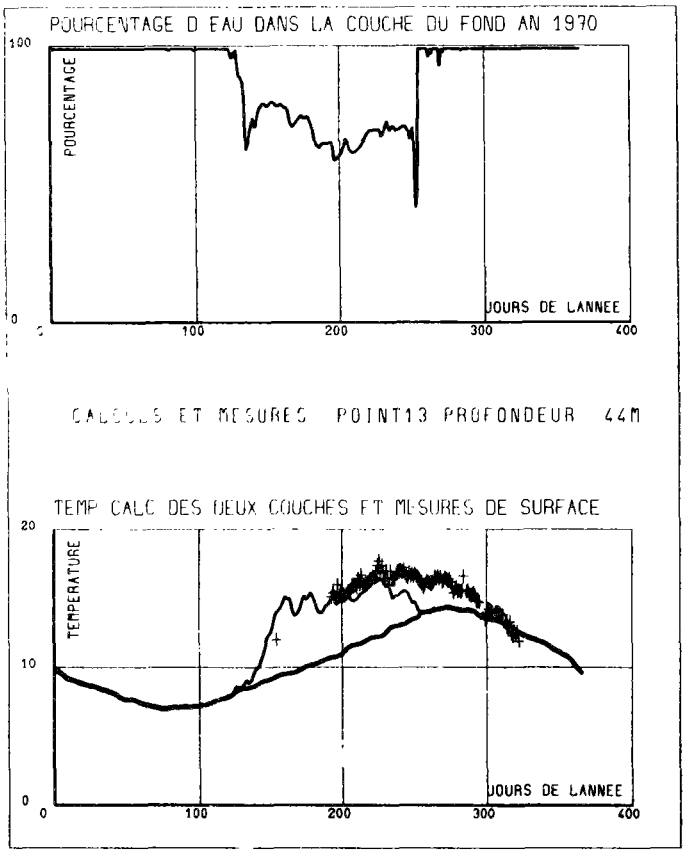
(Bateau - Feu)



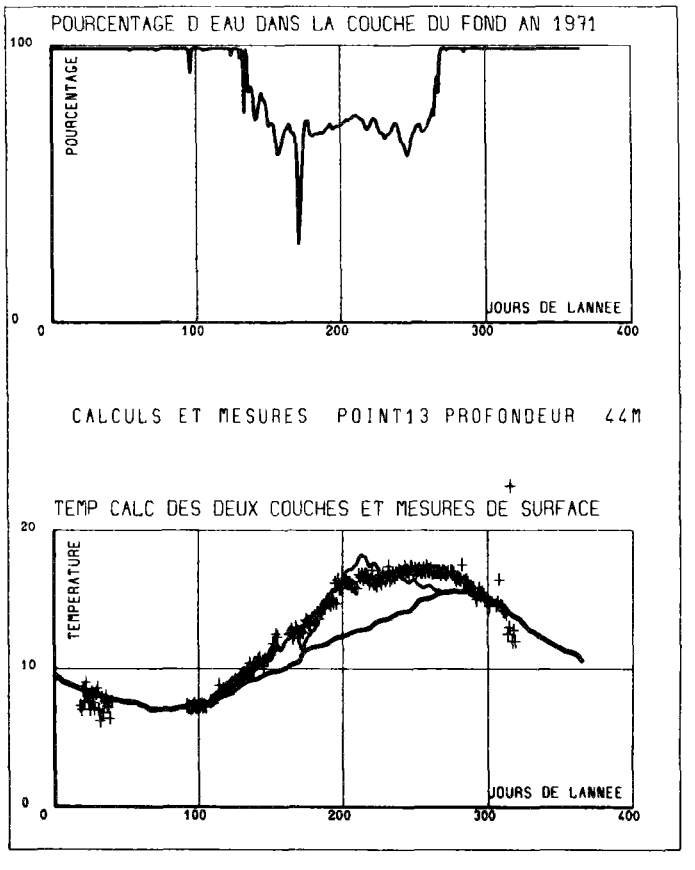
Année 1968



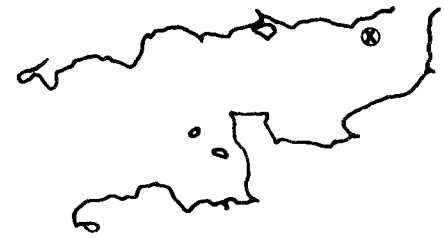
Année 1969



Année 1970

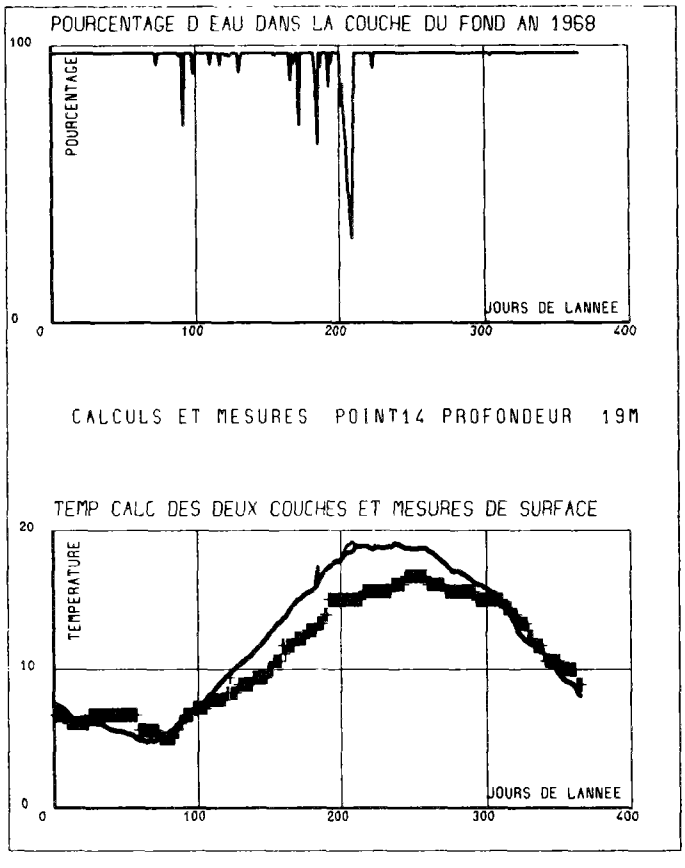


Année 1971

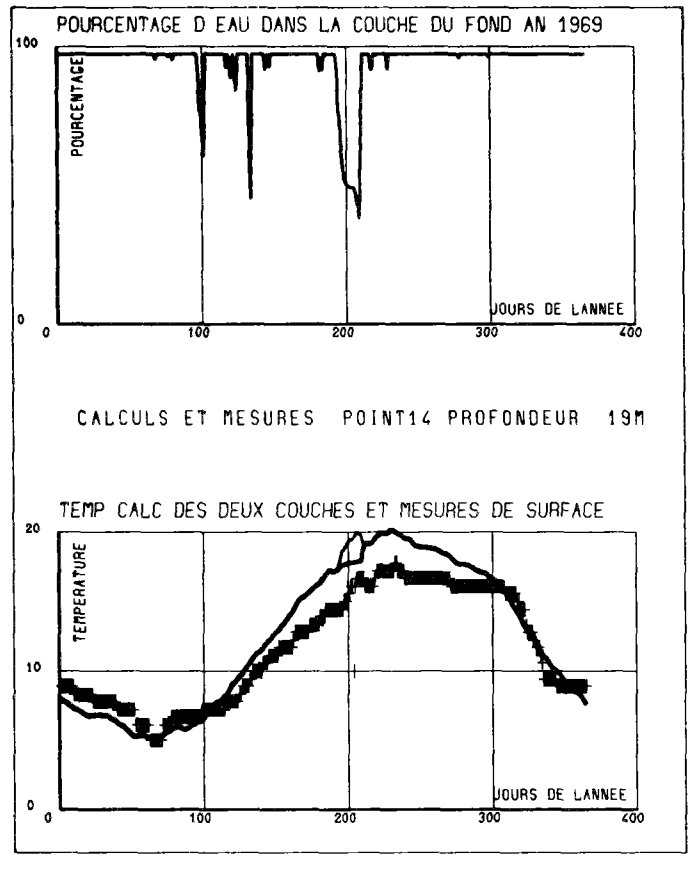


CALCULS ET MESURES AU POINT 14

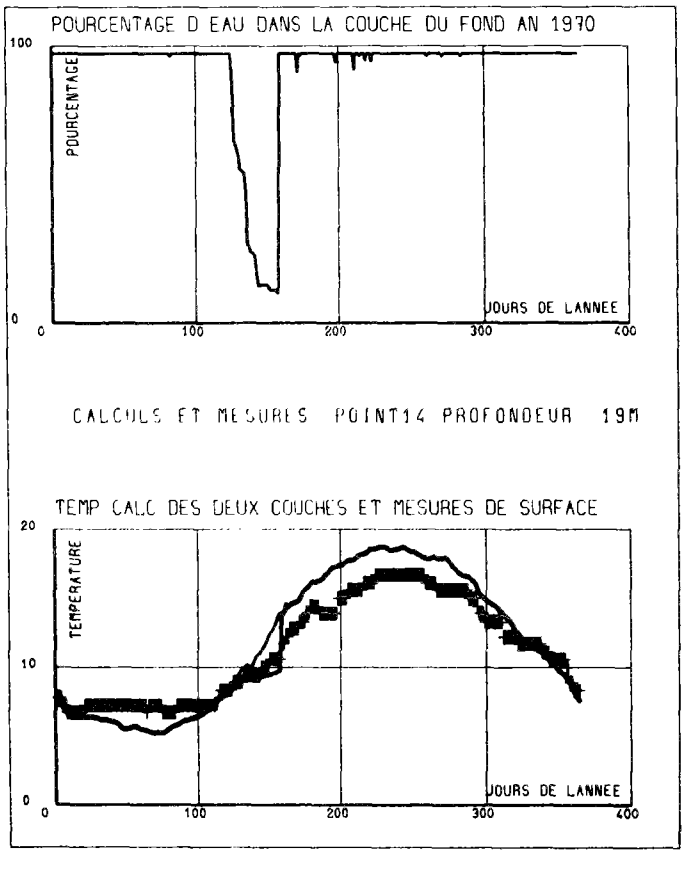
(Bateau - Feu)



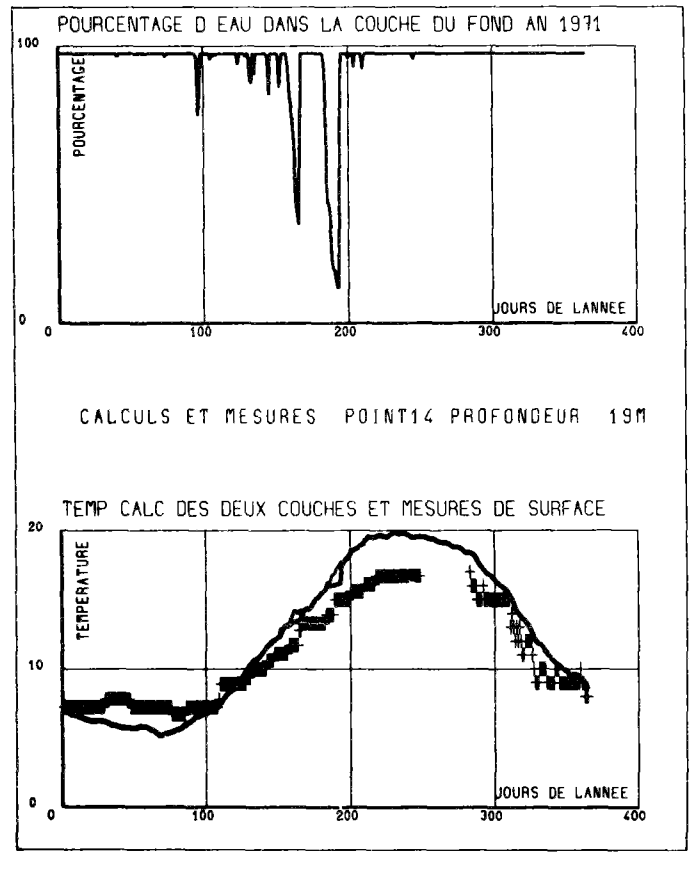
Année 1968



Année 1969



Année 1970

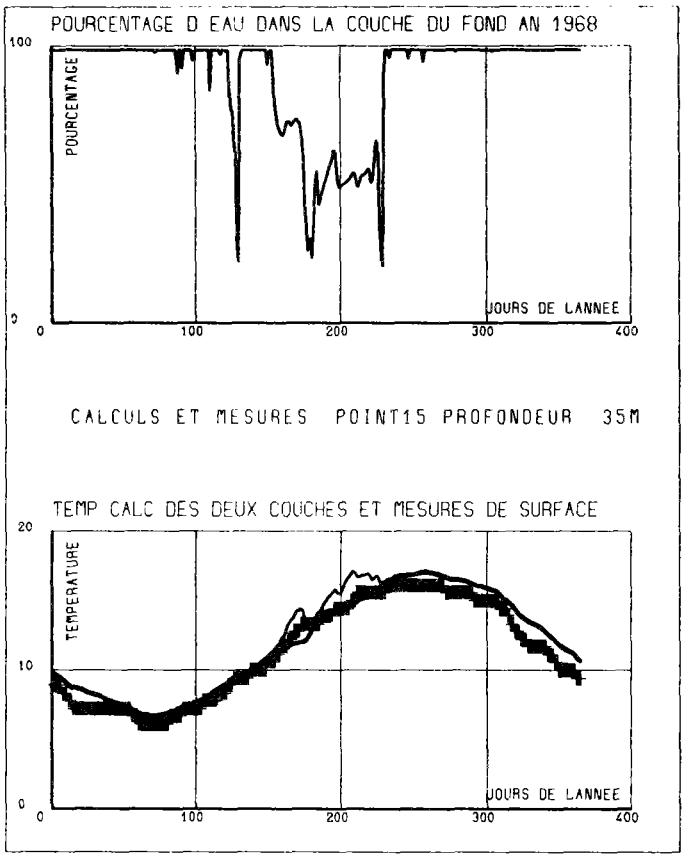


Année 1971

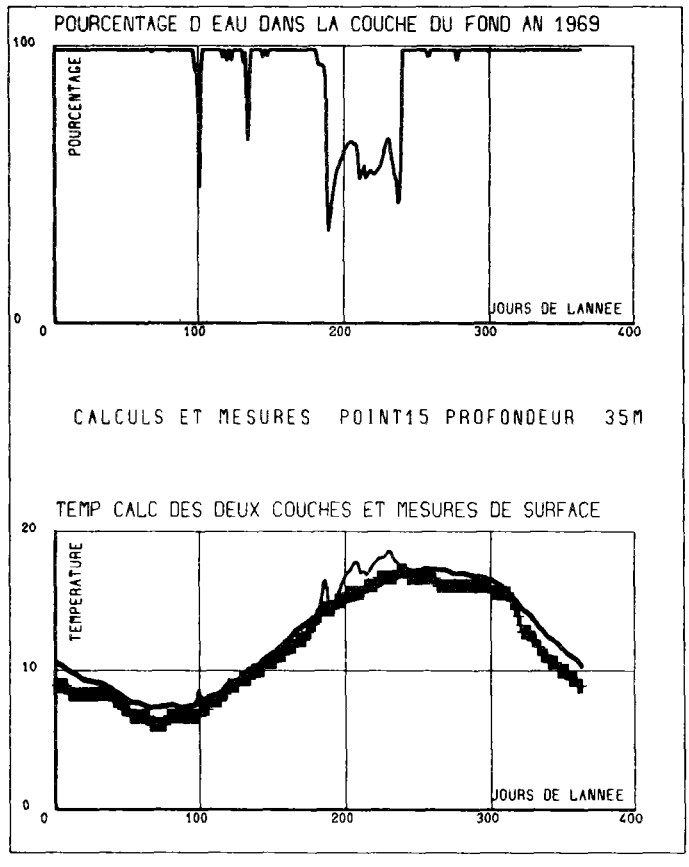


CALCULS ET MESURES AU POINT 15

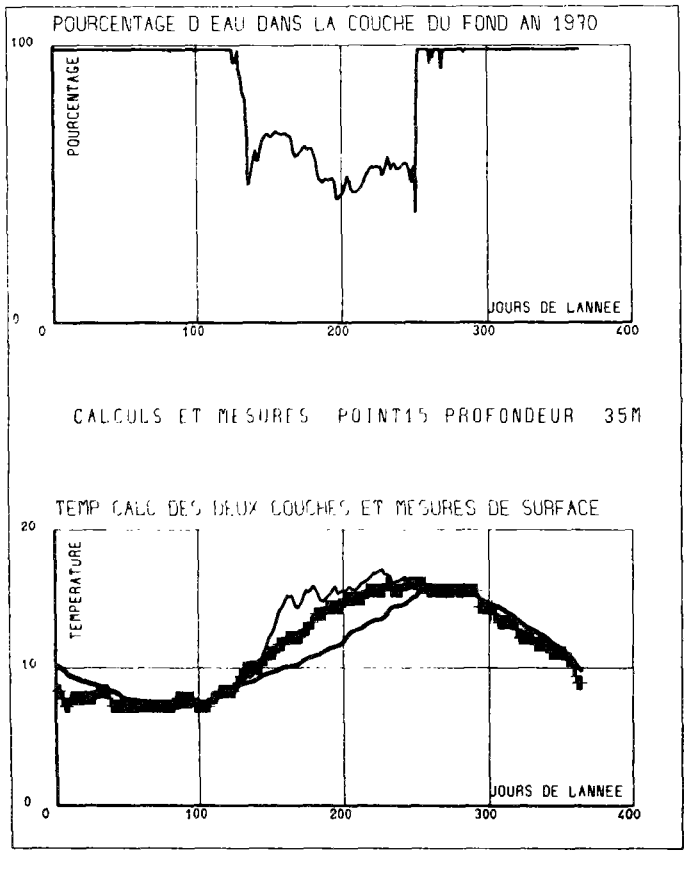
(Bateau - Feu)



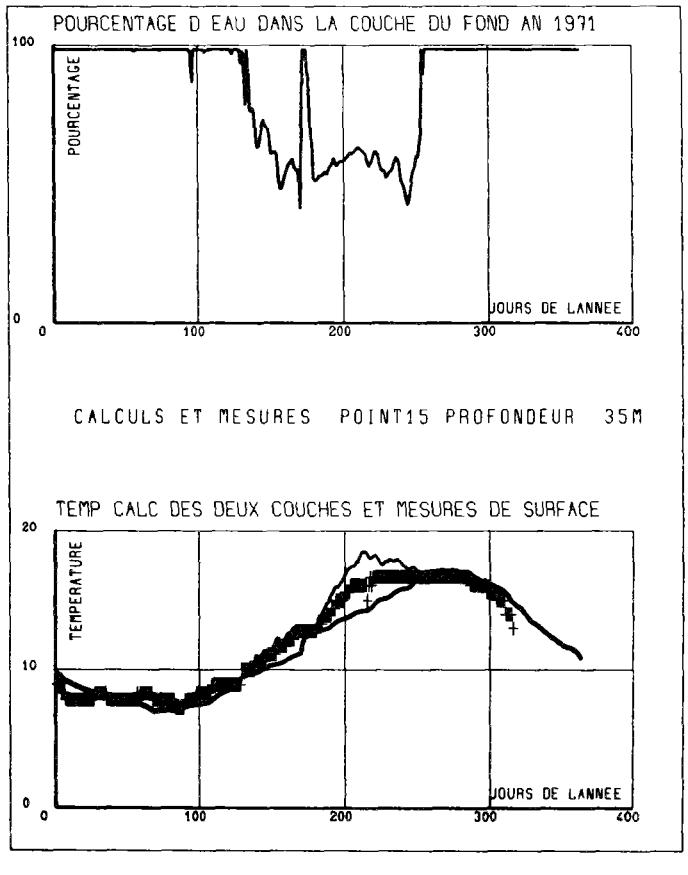
Année 1968



Année 1969



Année 1970



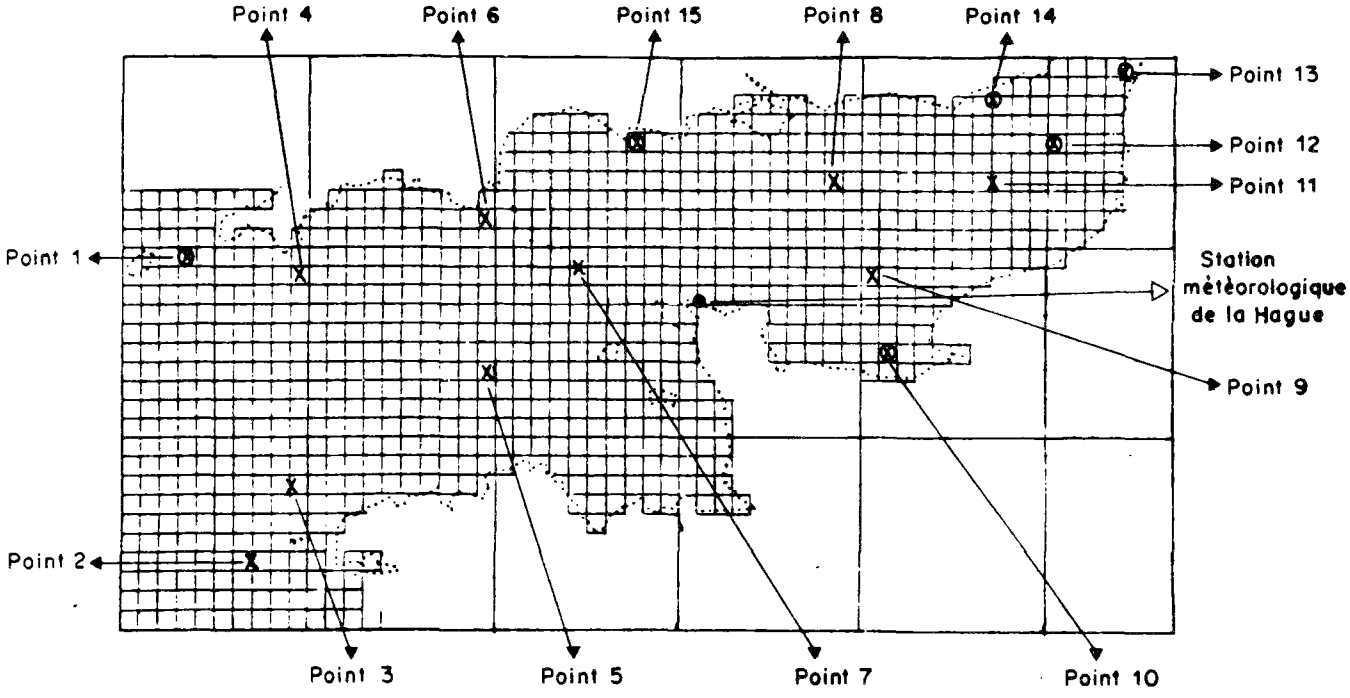
Année 1971

A N N E X E V

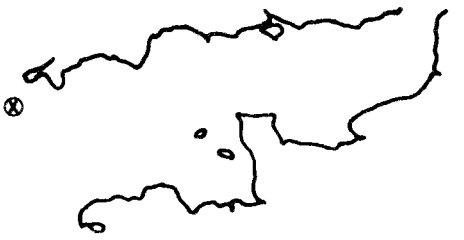
Evolution annuelle de la structure thermique en différents points de la Manche.

Comparaison entre les températures de la couche de surface calculées par le modèle et les mesures relevées en surface "in situ".

{ Période 1968-1971 utilisée pour l'ajustement du modèle
{ Modèle avec dispersion

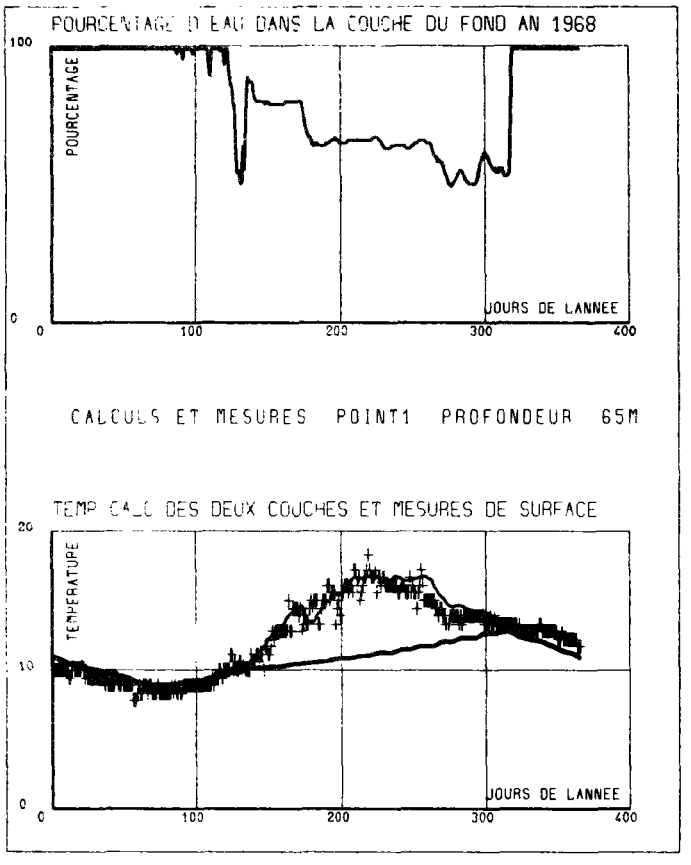


⊗ Positions de Bateaux - Feu

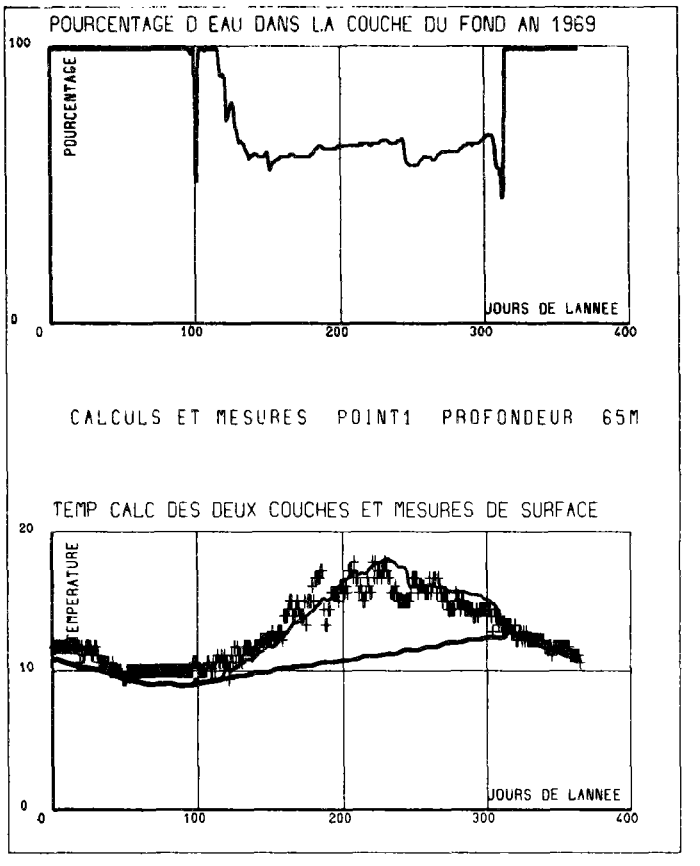


CALCULS ET MESURES AU POINT 1

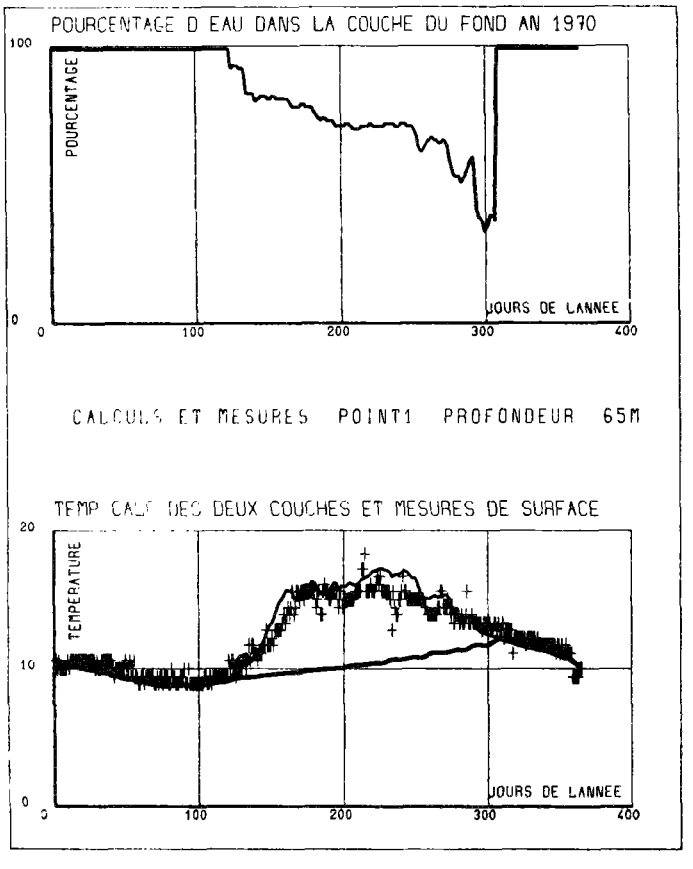
(Bateau - Feu)



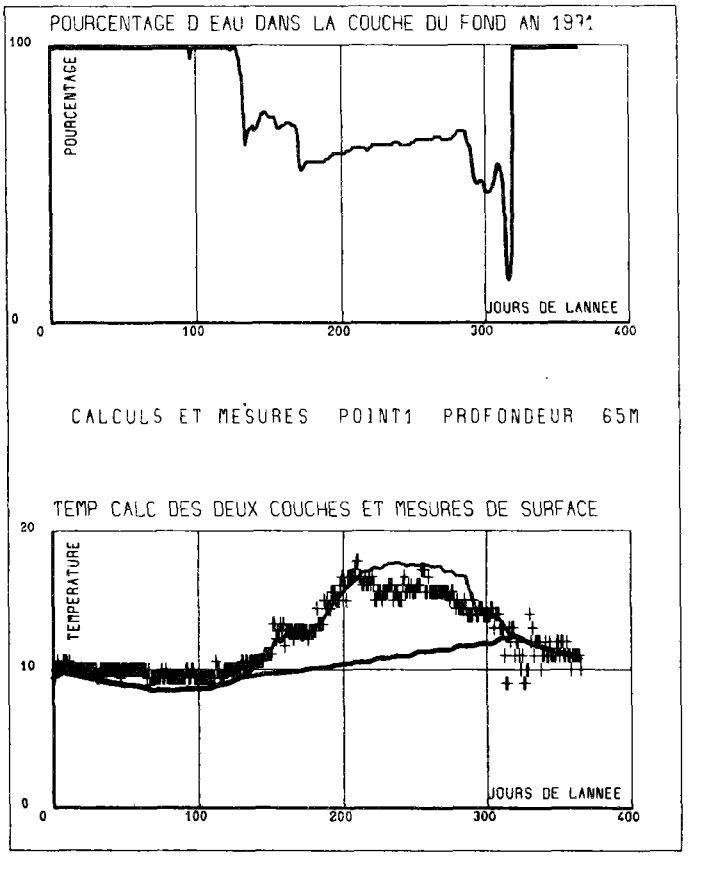
Année 1968



Année 1969



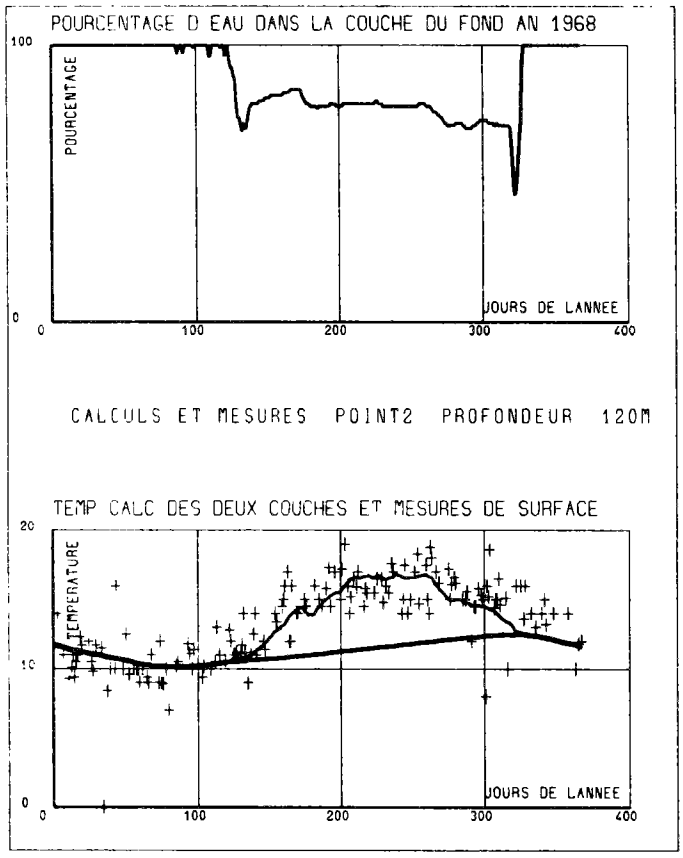
Année 1970



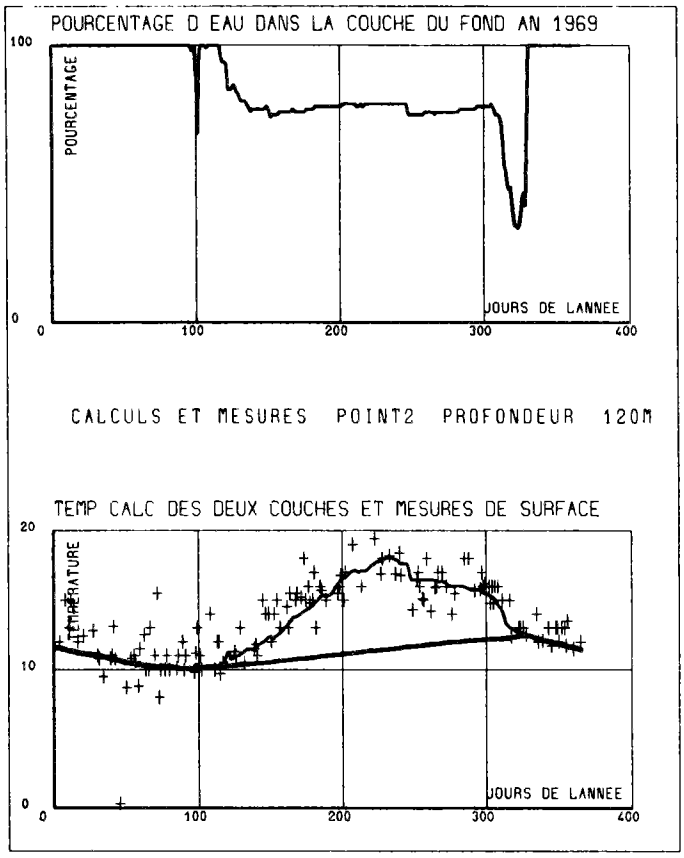
Année 1971



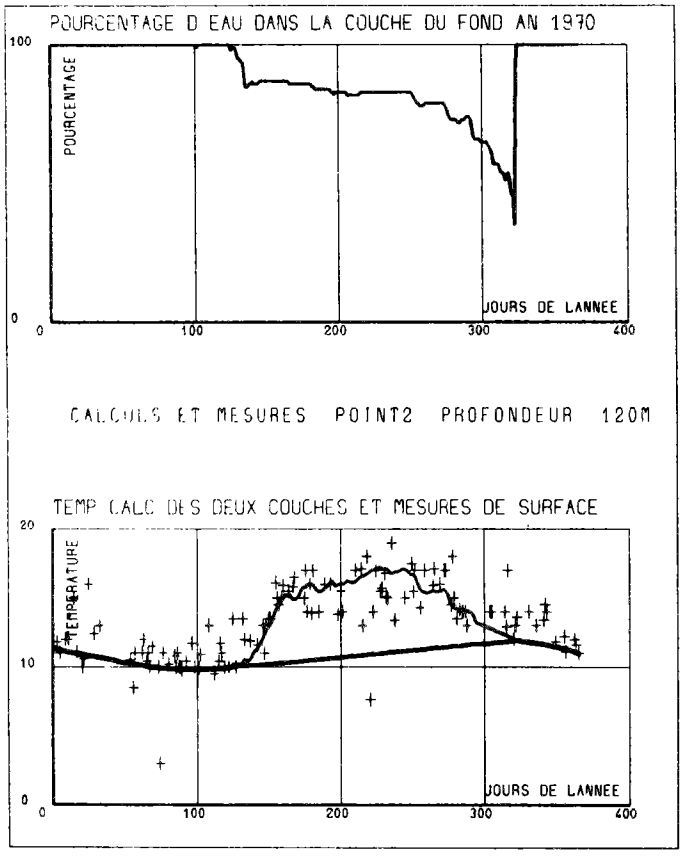
CALCULS ET MESURES AU POINT 2



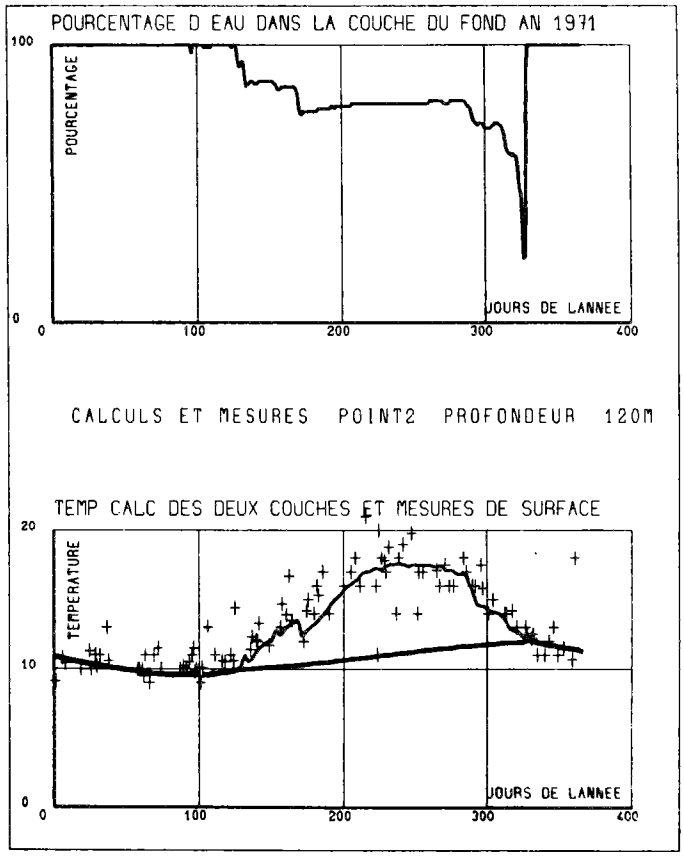
Année **1968**



Année **1969**



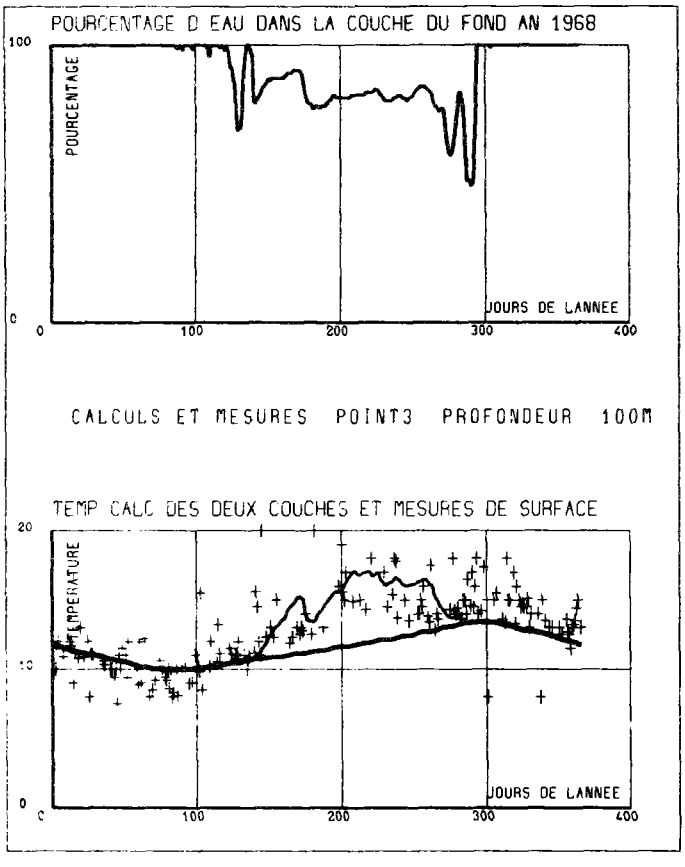
Année **1970**



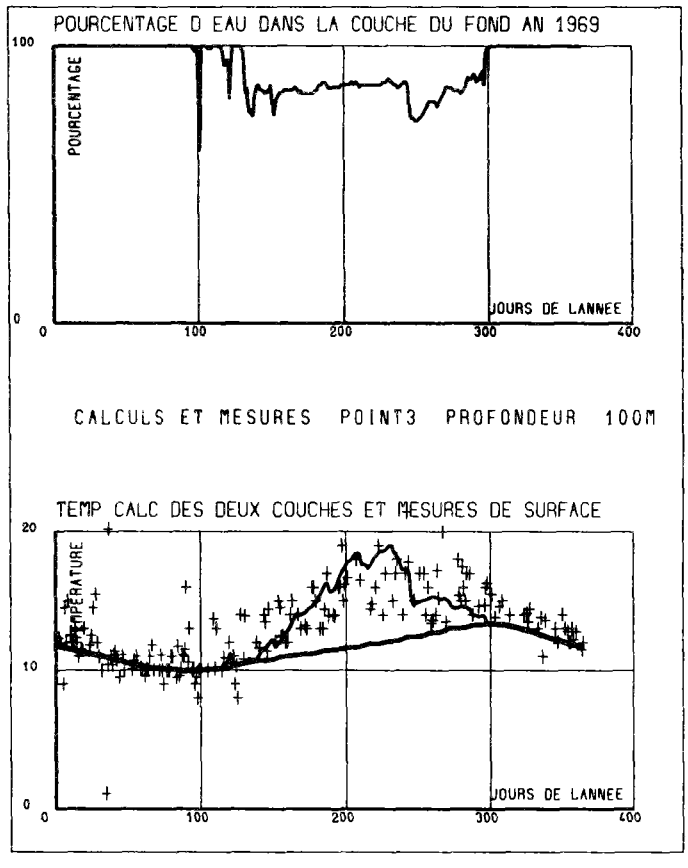
Année **1971**



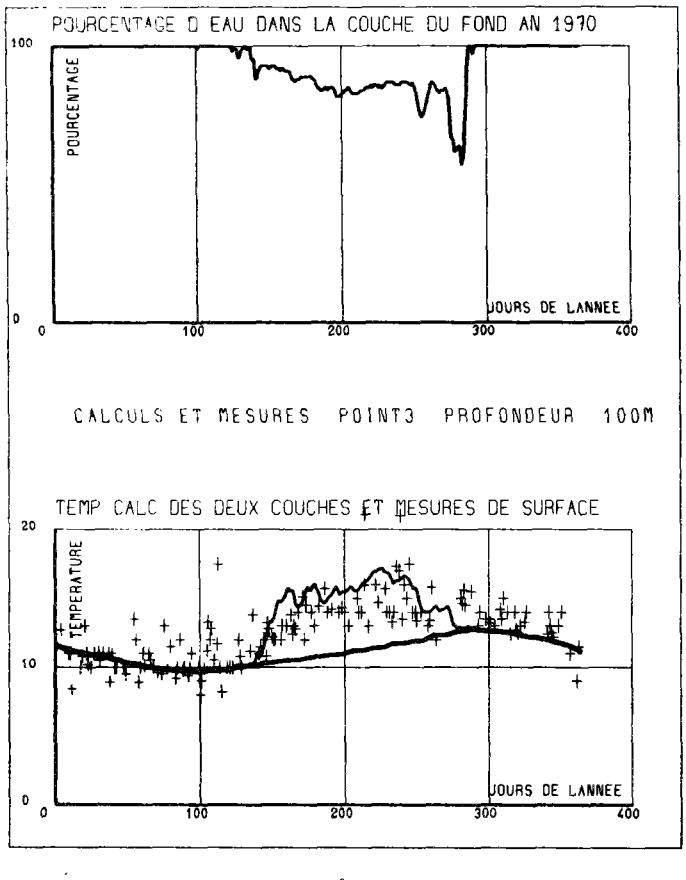
CALCULS ET MESURES AU POINT 3



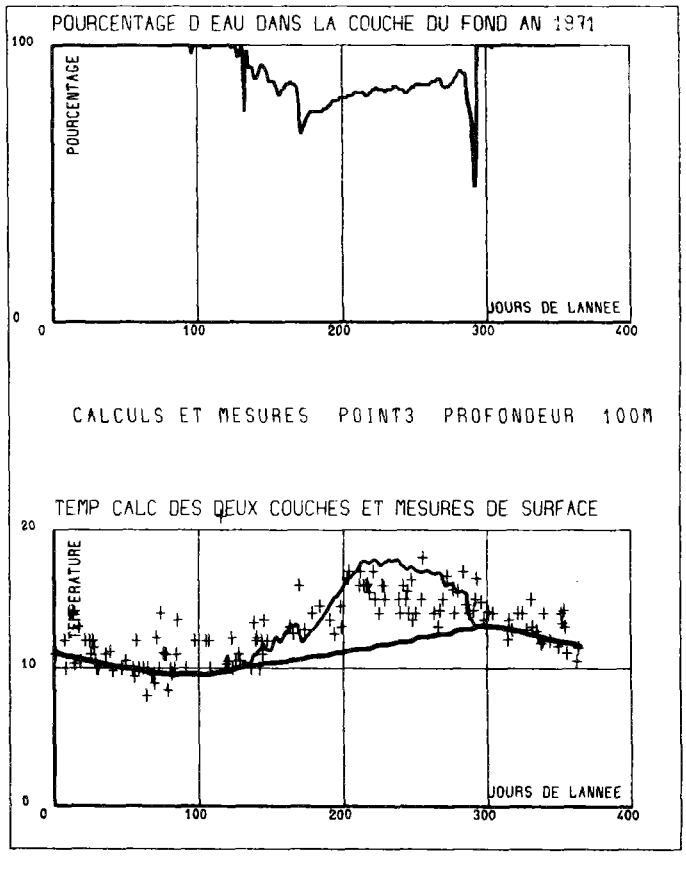
Année **1968**



Année **1969**



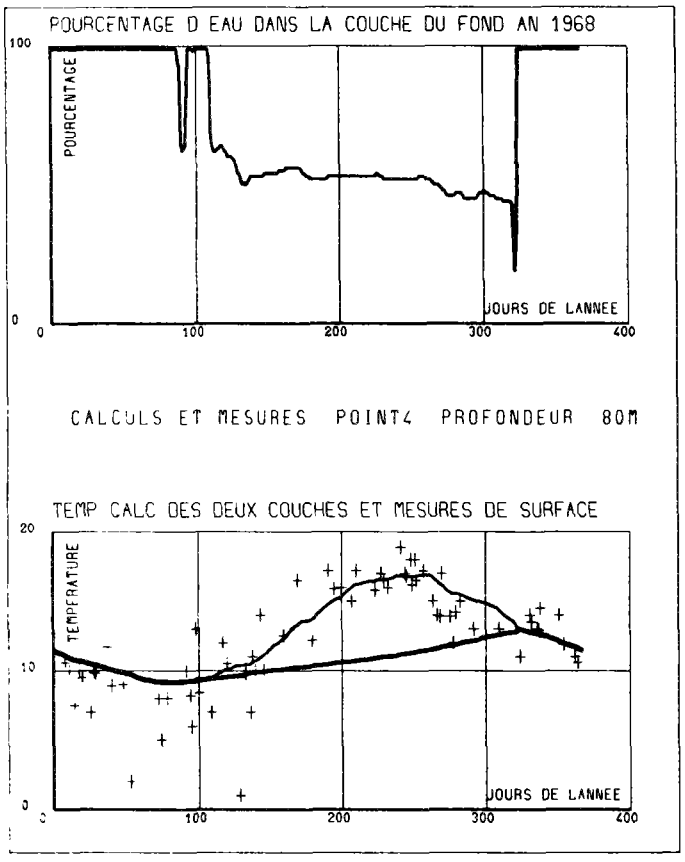
Année **1970**



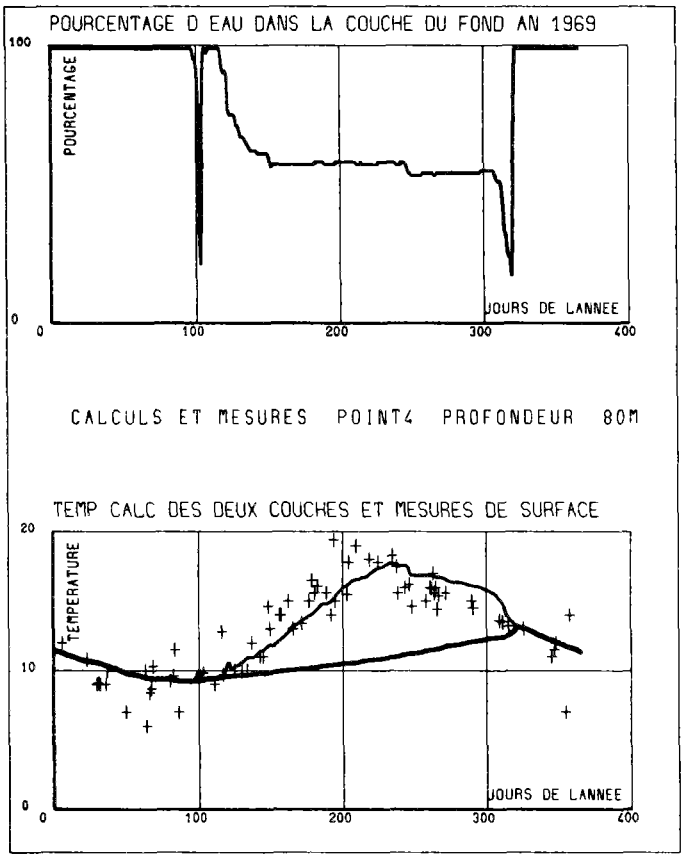
Année **1971**



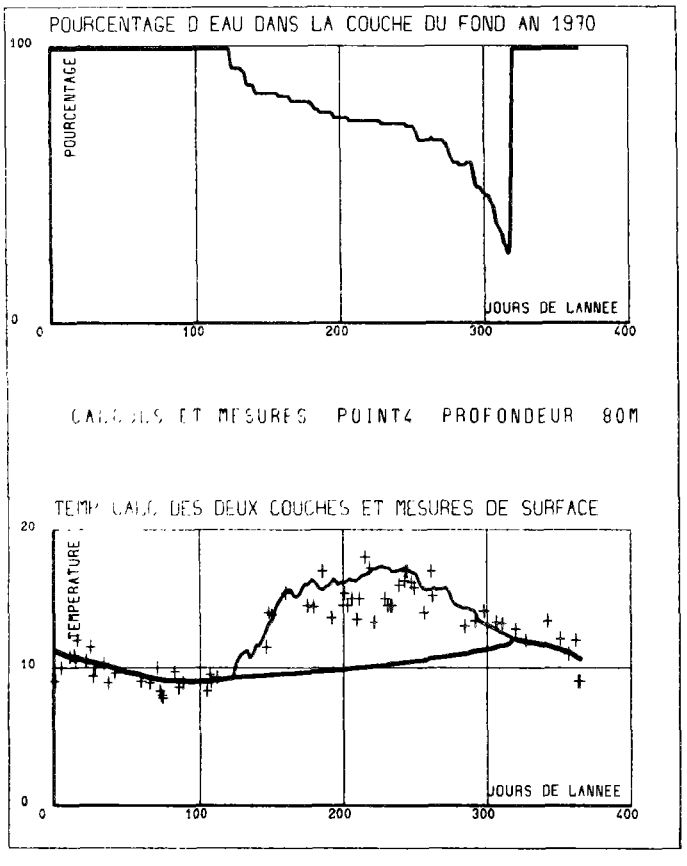
CALCULS ET MESURES AU POINT 4



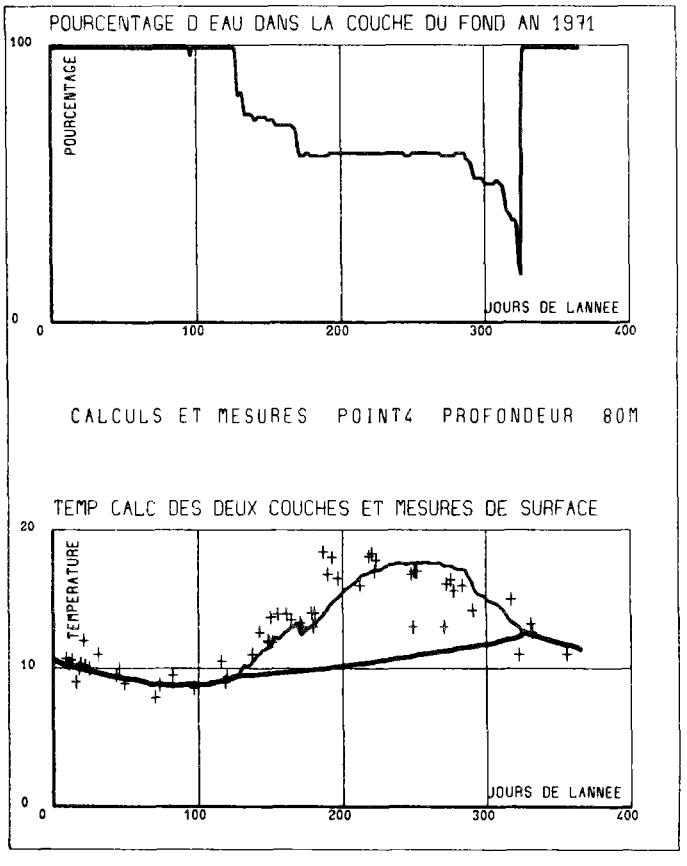
Année 1968



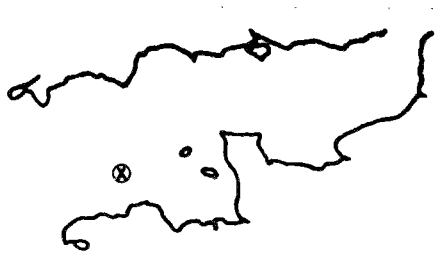
Année 1969



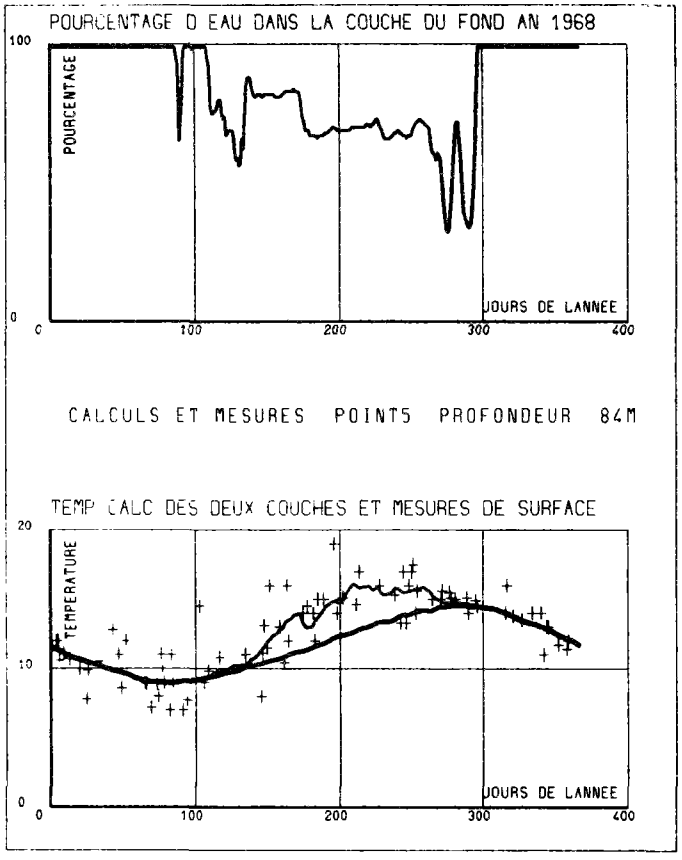
Année 1970



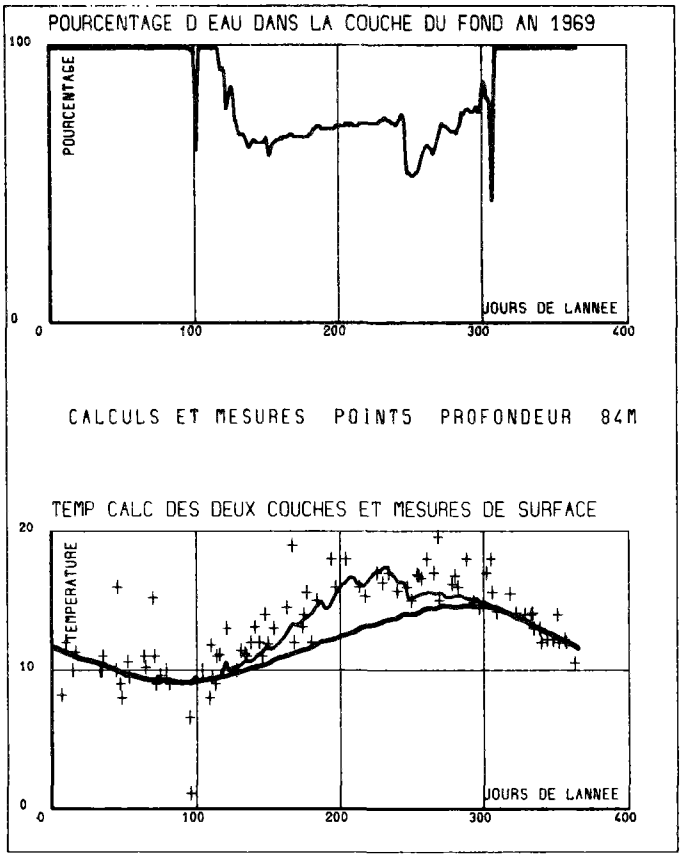
Année 1971



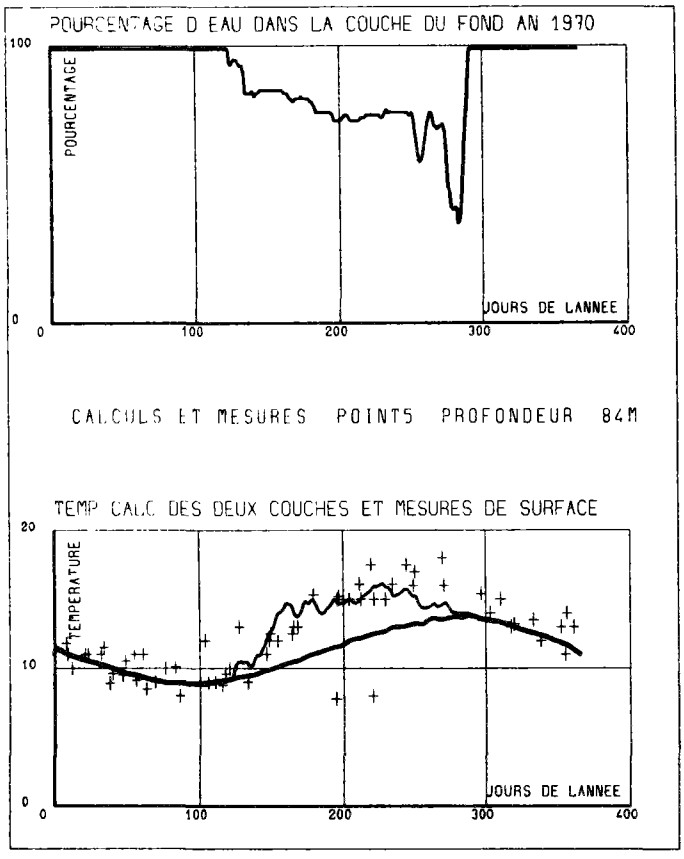
CALCULS ET MESURES AU POINT 5



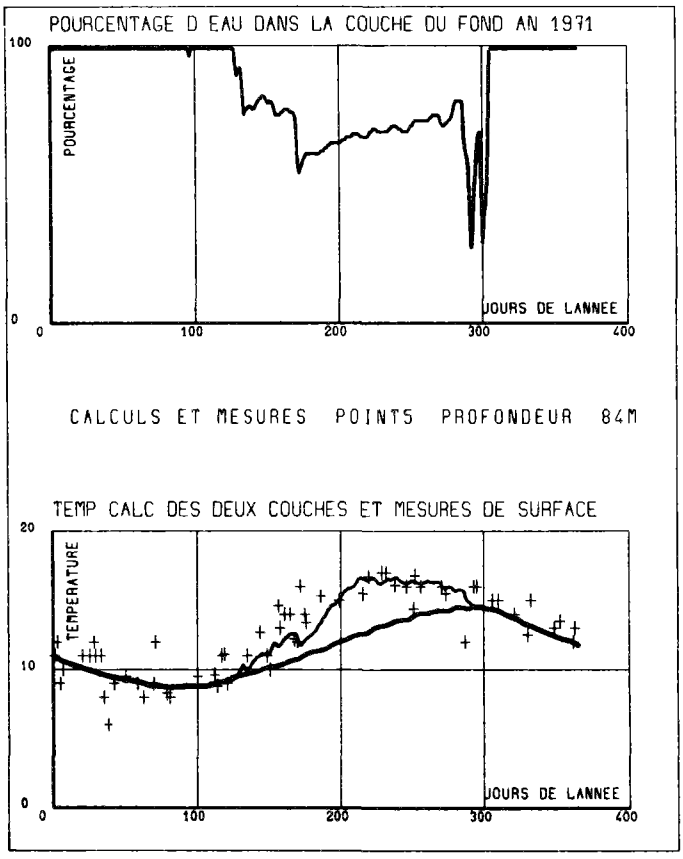
Année 1968



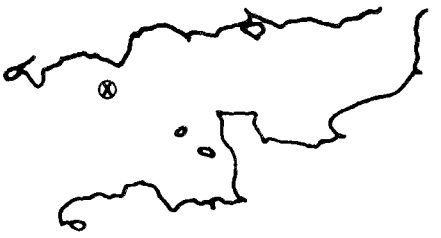
Année 1969



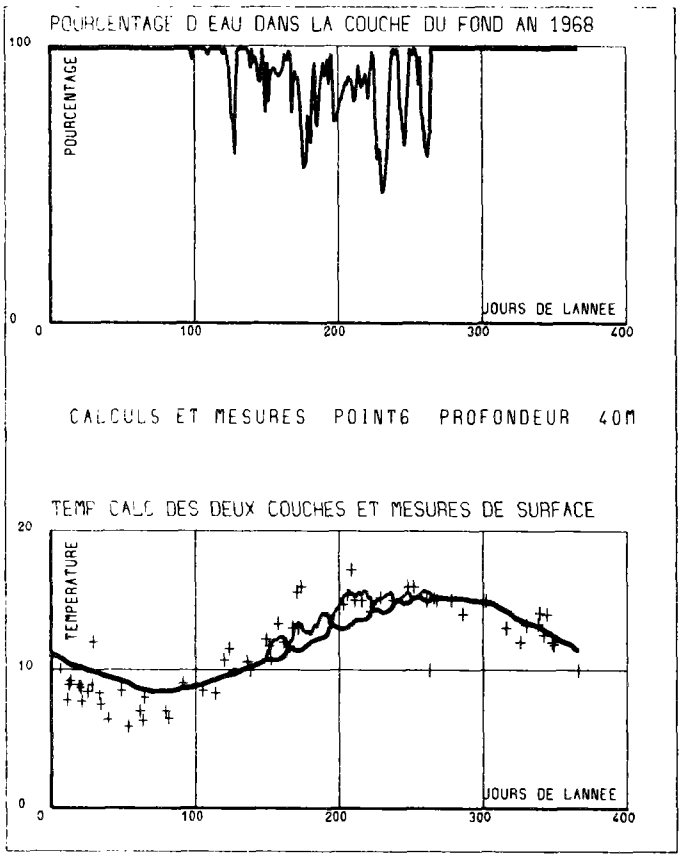
Année 1970



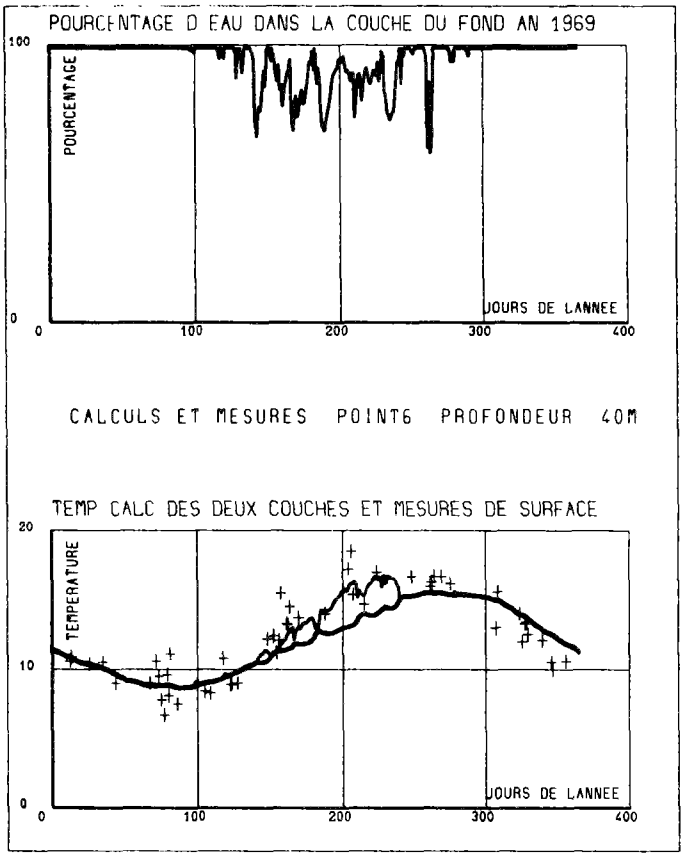
Année 1971



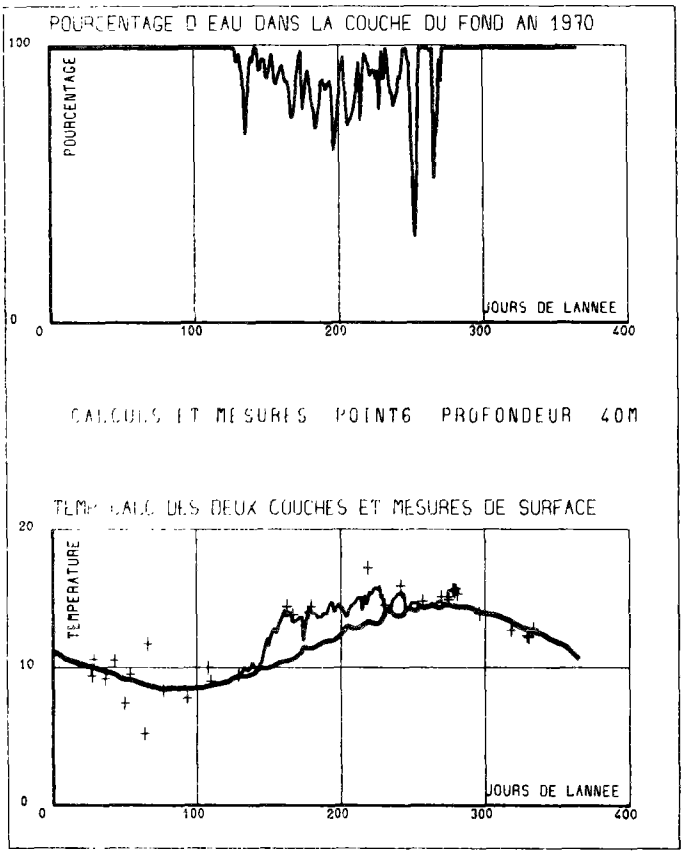
CALCULS ET MESURES AU POINT 6



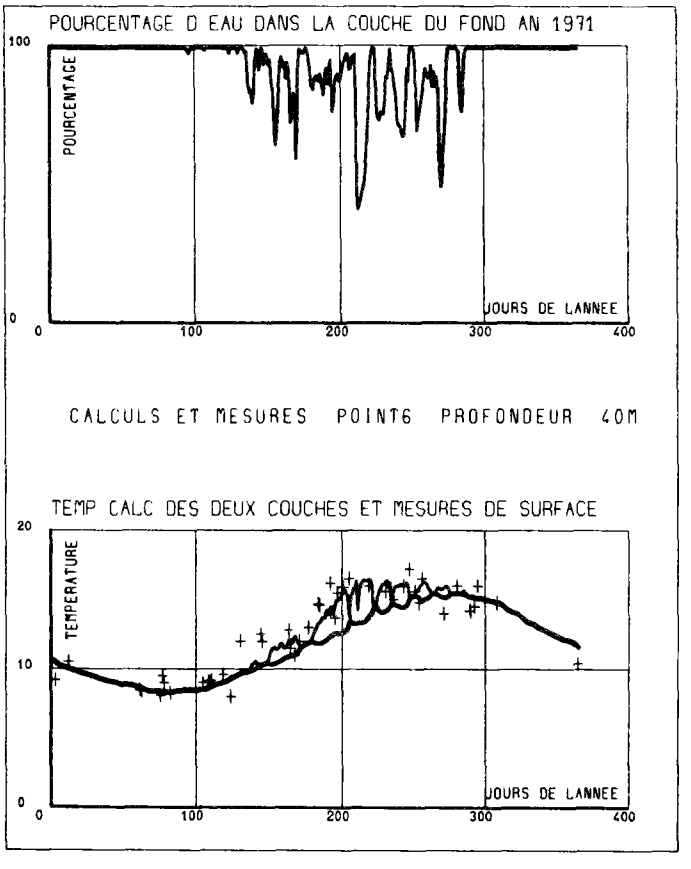
Année 1968



Année 1969



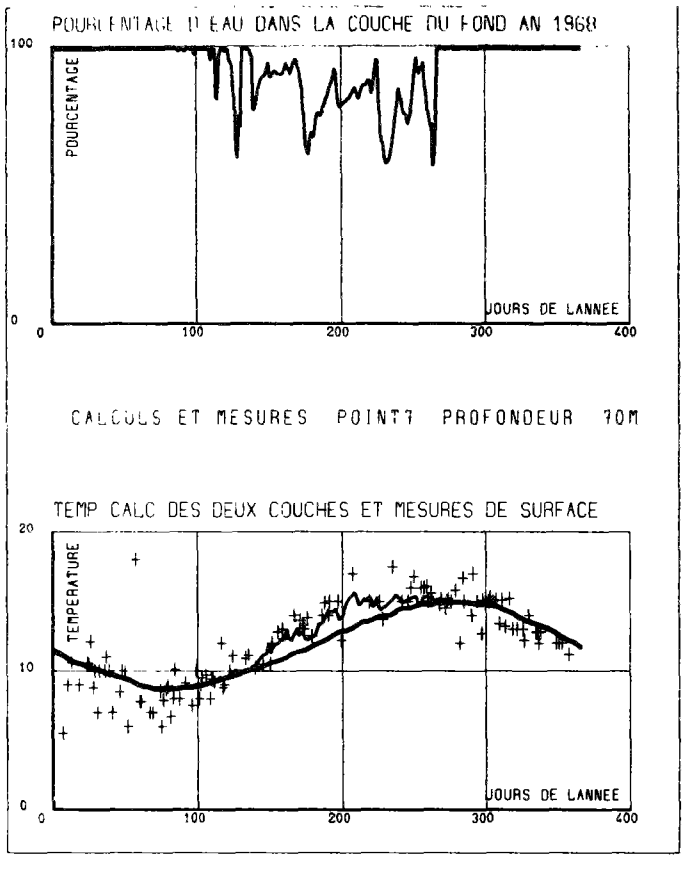
Année 1970



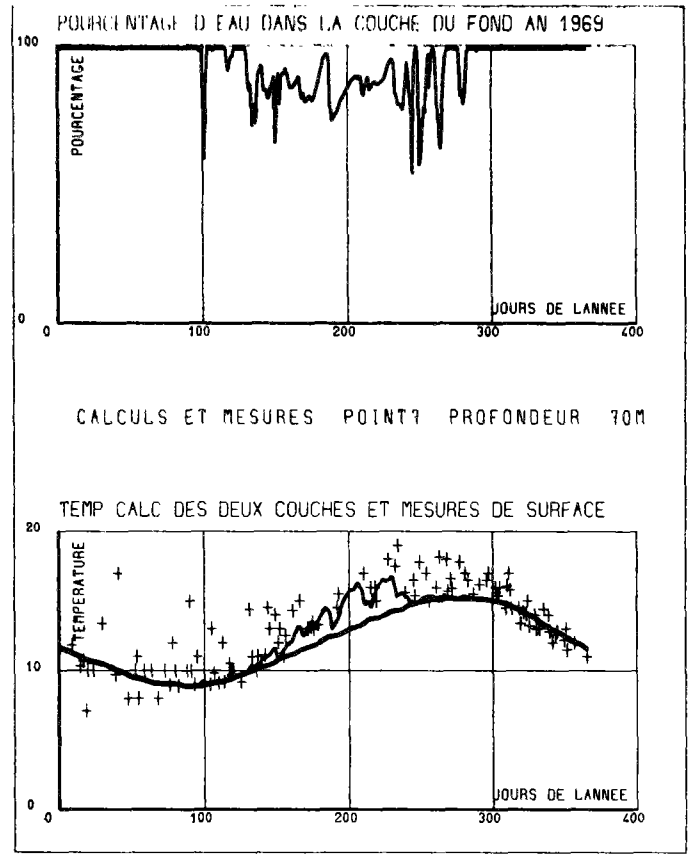
Année 1971



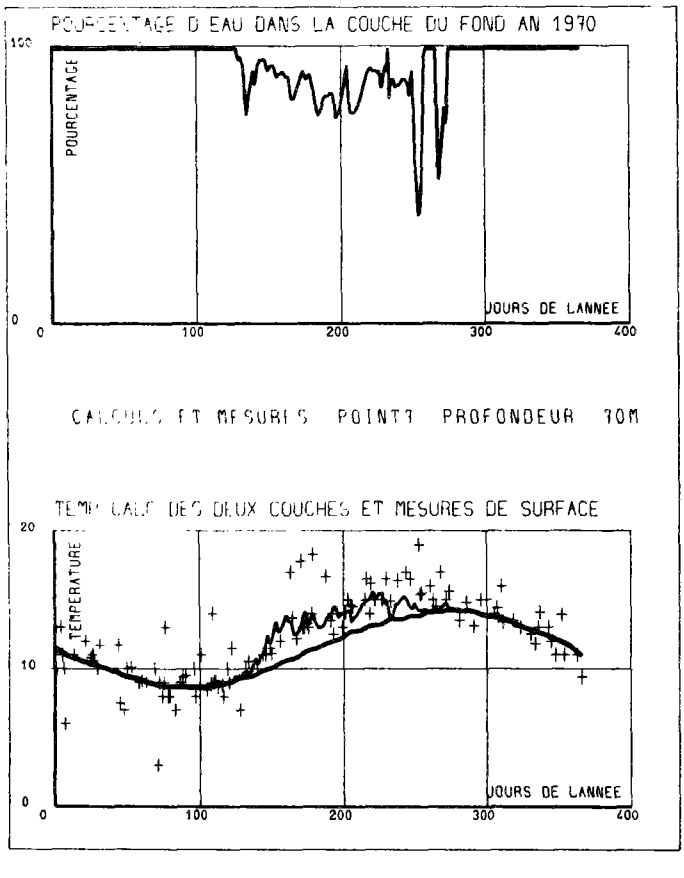
CALCULS ET MESURES AU POINT 7



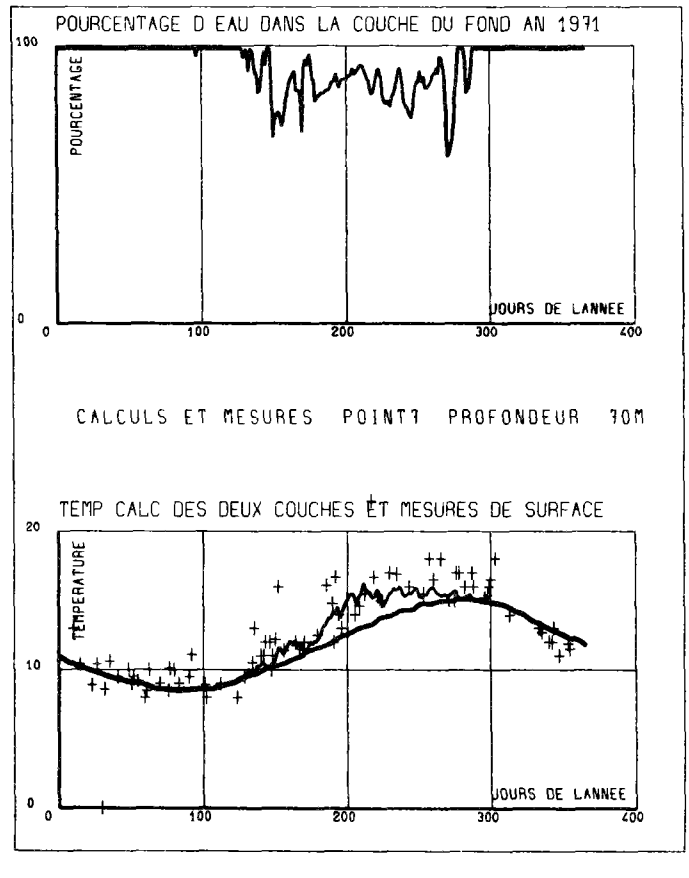
Année 1968



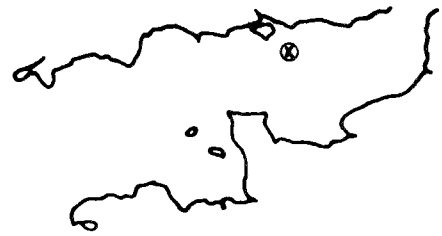
Année 1969



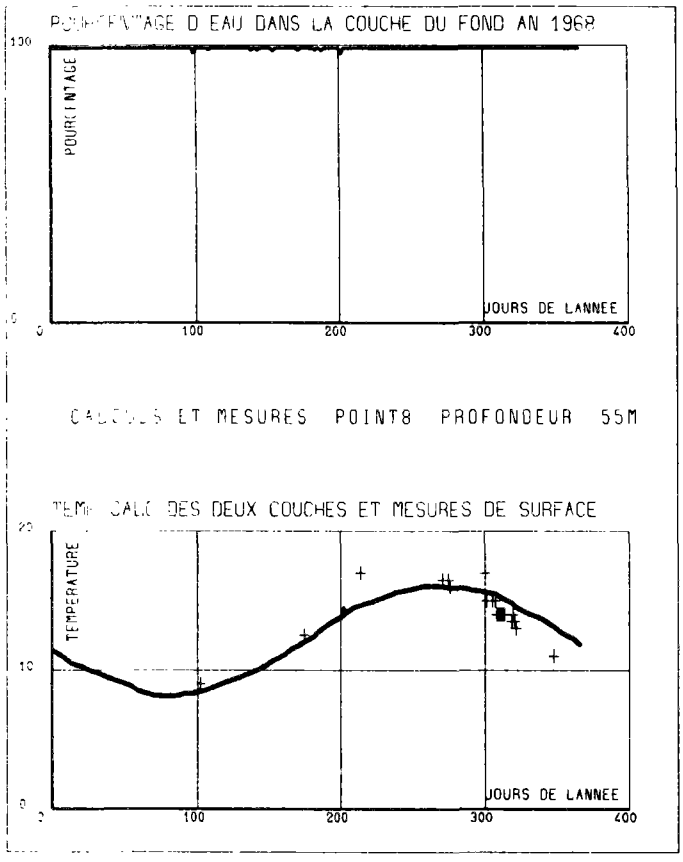
Année 1970



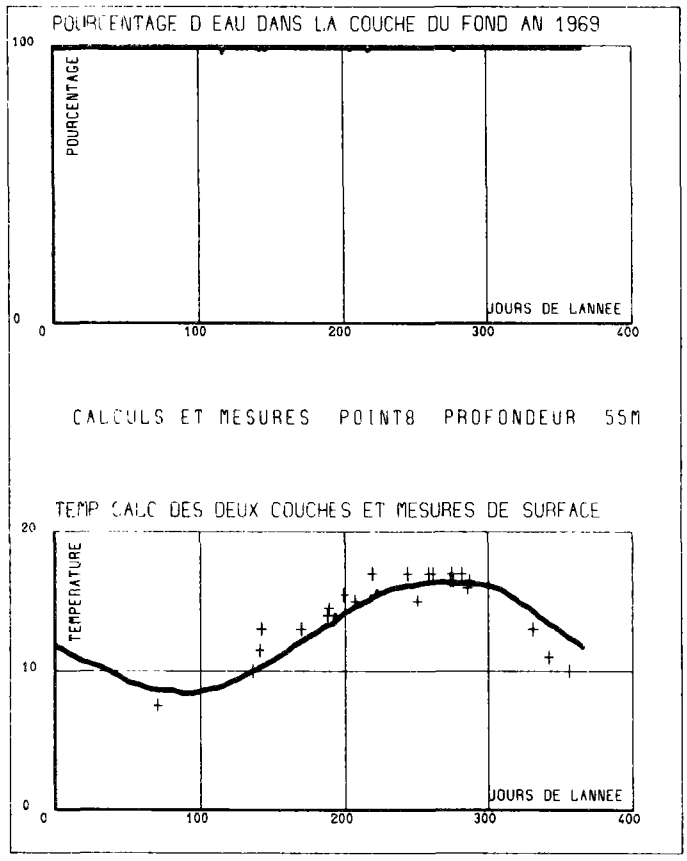
Année 1971



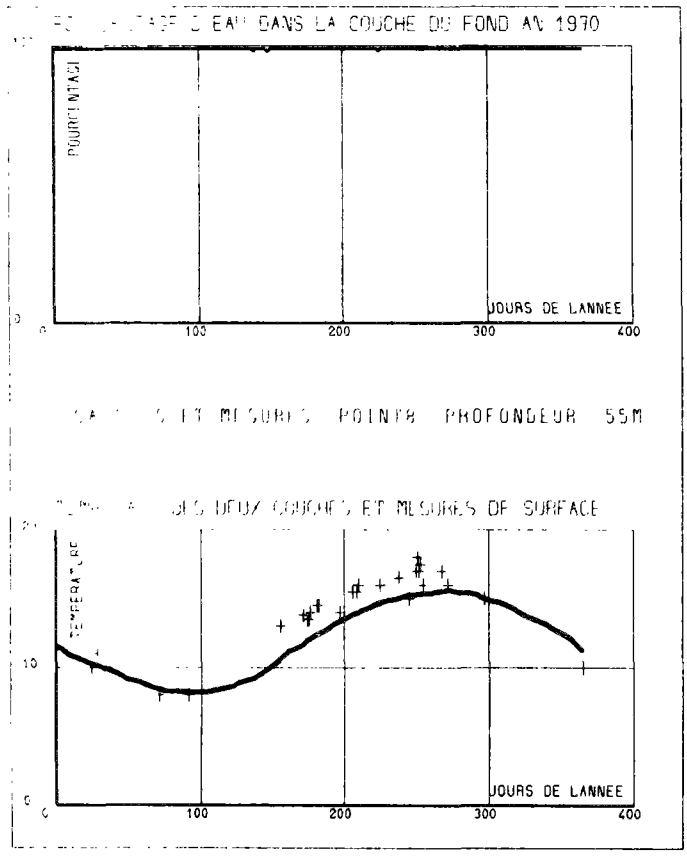
CALCULS ET MESURES AU POINT 8



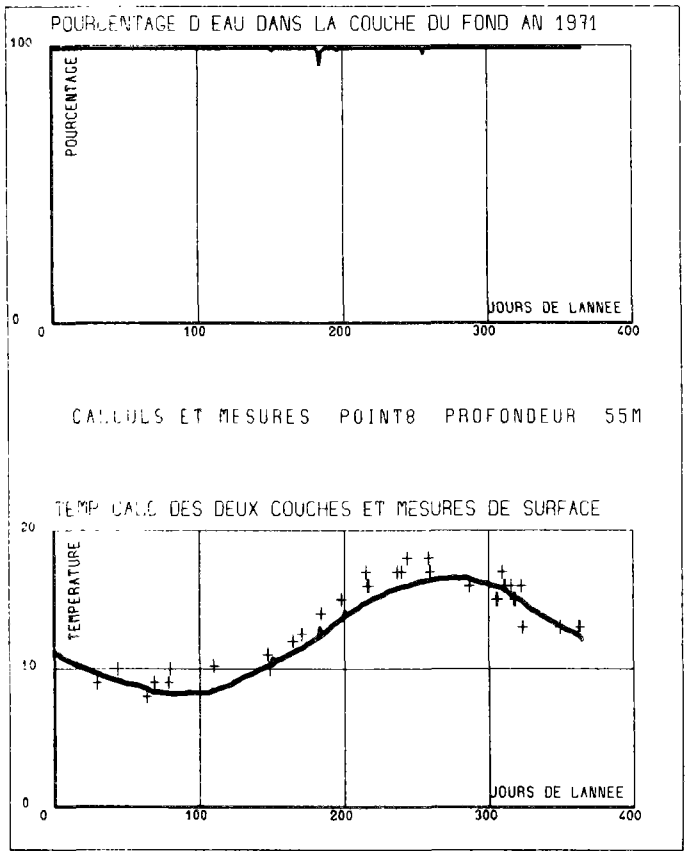
Année 1968



Année 1969



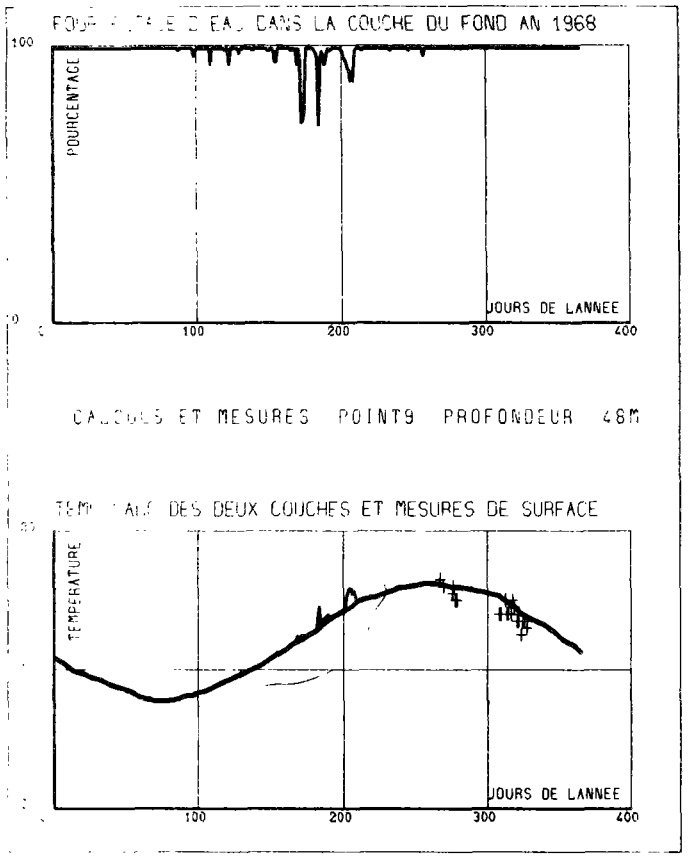
Année 1970



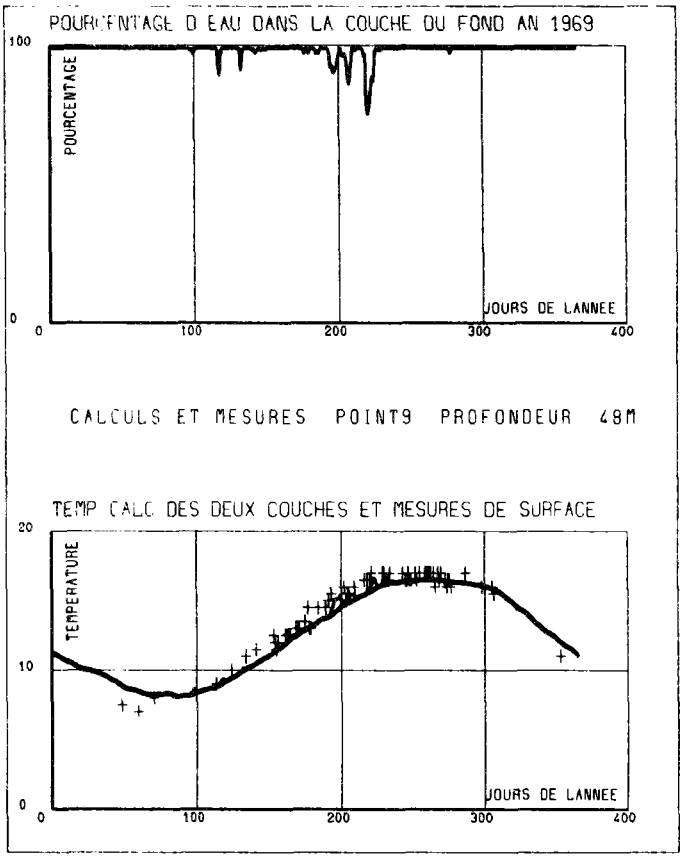
Année 1971



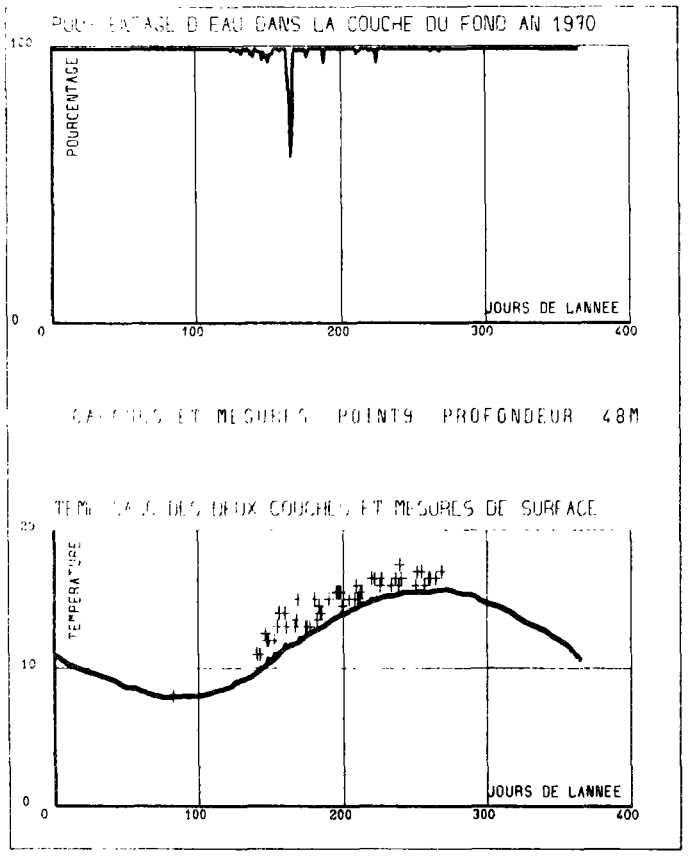
CALCULS ET MESURES AU POINT 9



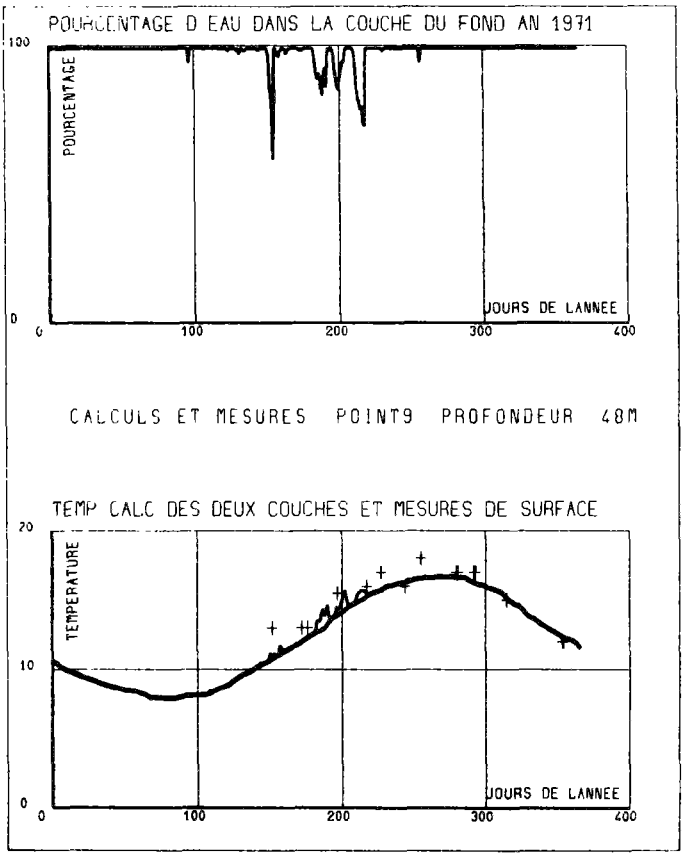
Année **1968**



Année **1969**



Année **1970**

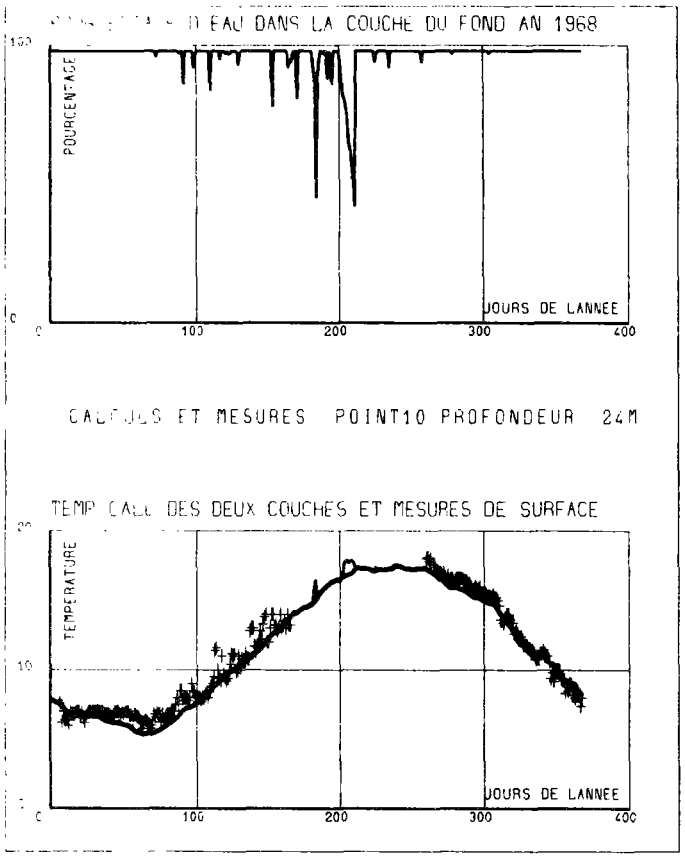


Année **1971**

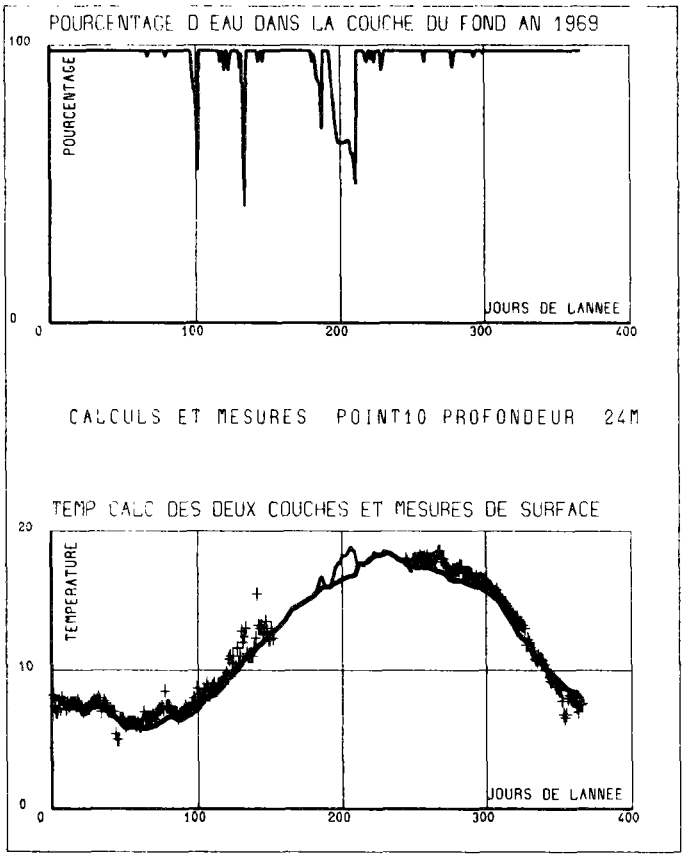


CALCULS ET MESURES AU POINT 10

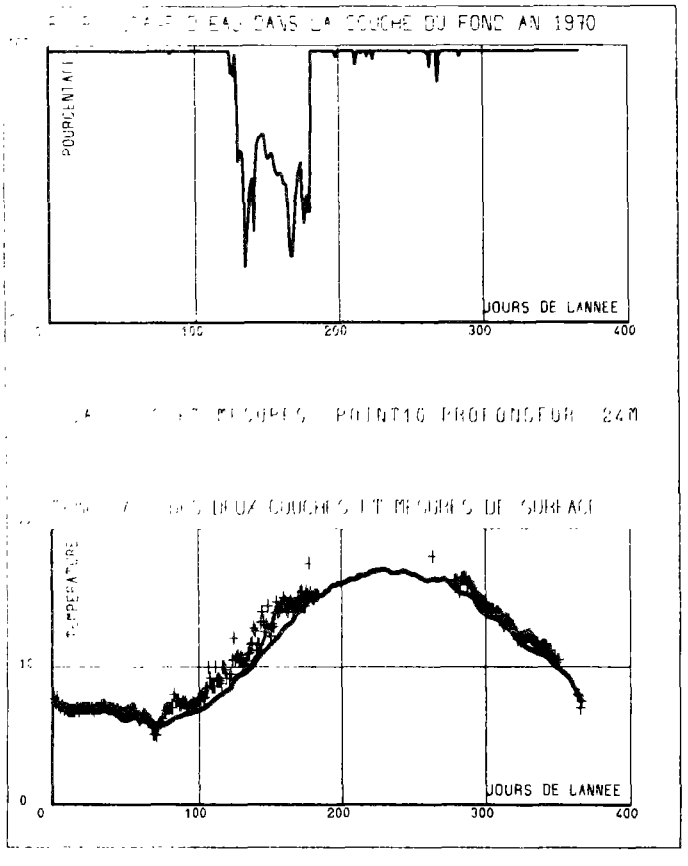
(Bateau - Feu)



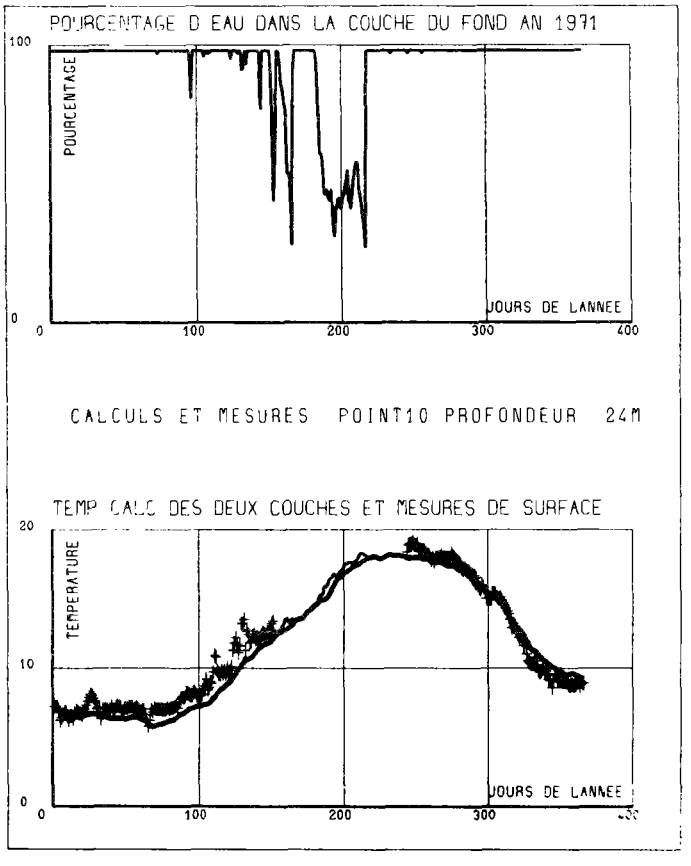
Année 1968



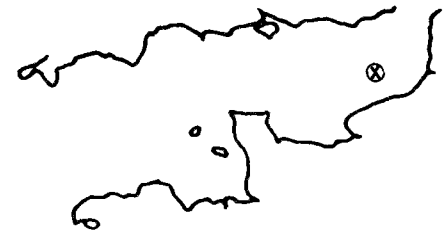
Année 1969



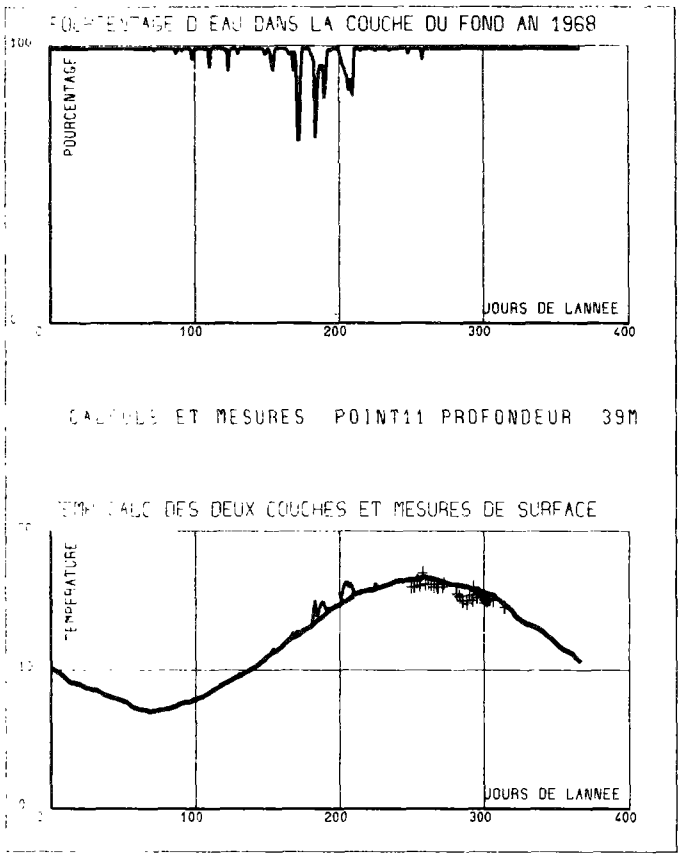
Année 1970



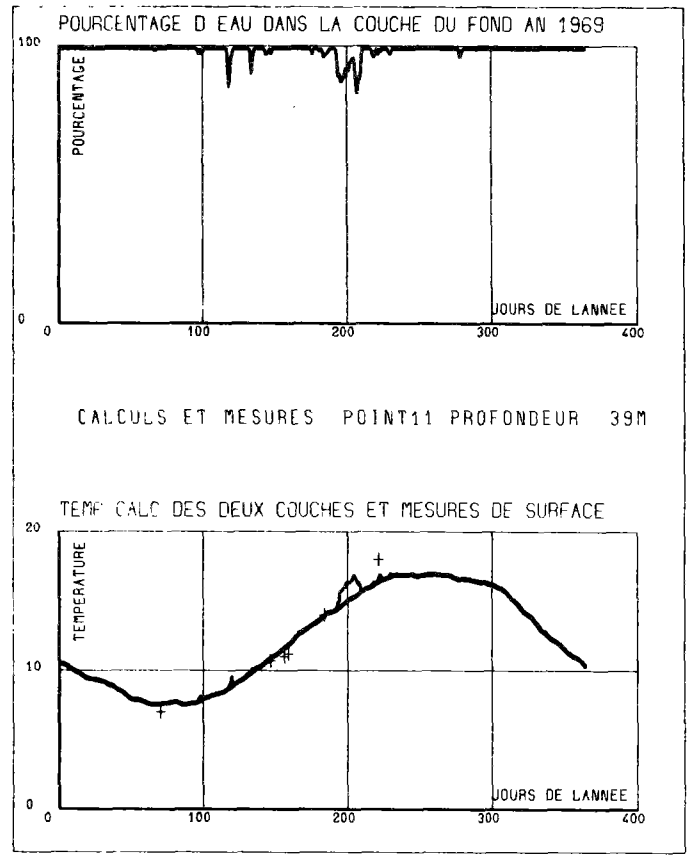
Année 1971



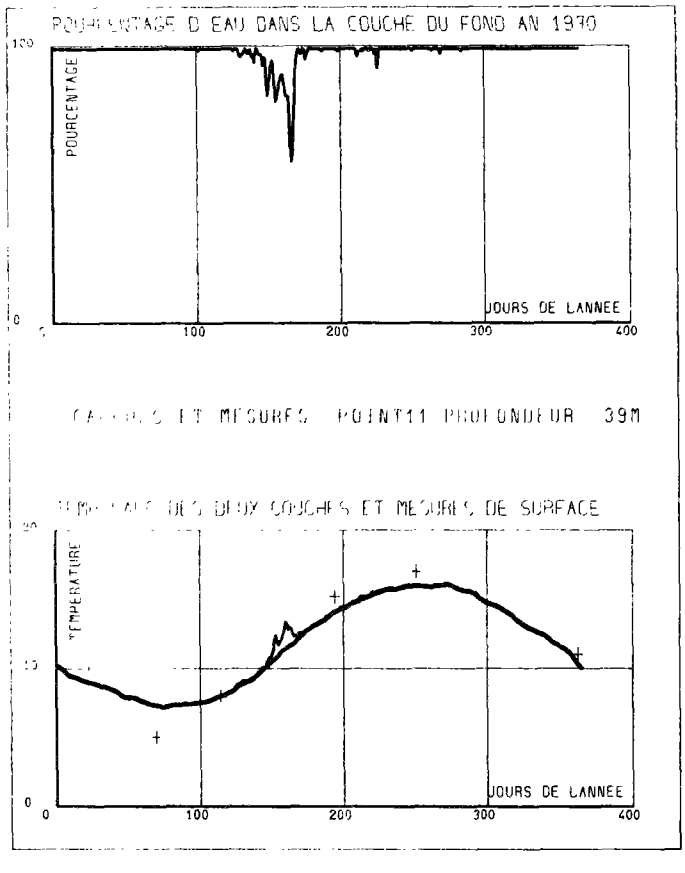
CALCULS ET MESURES AU POINT 11



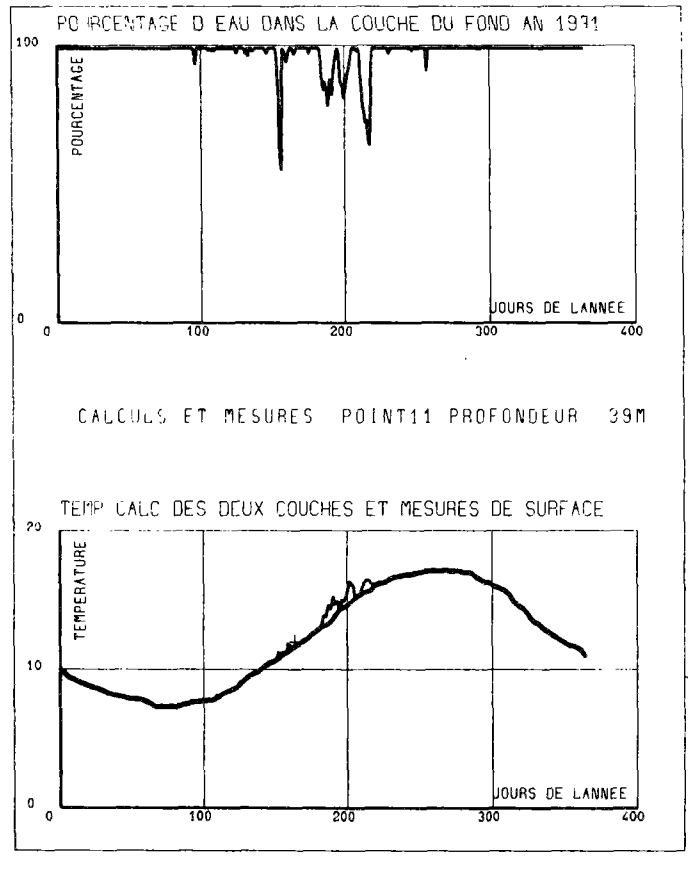
Année **1968**



Année **1969**



Année **1970**

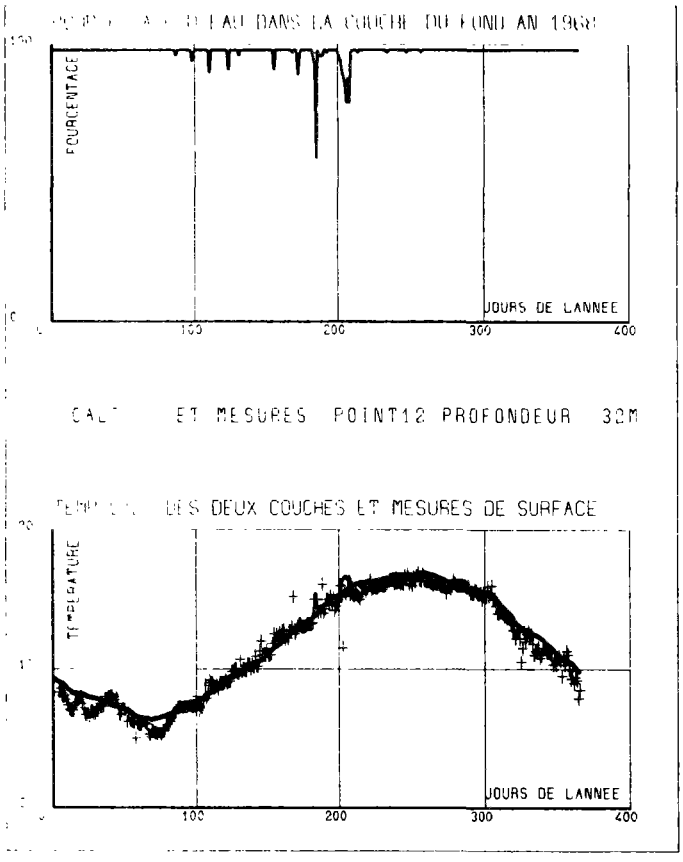


Année **1971**

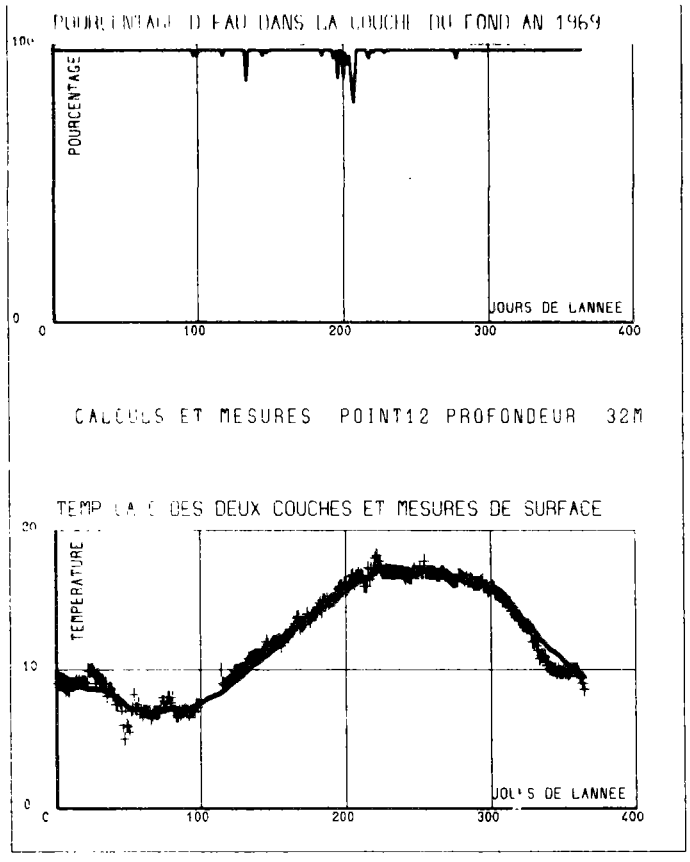


CALCULS ET MESURES AU POINT 12

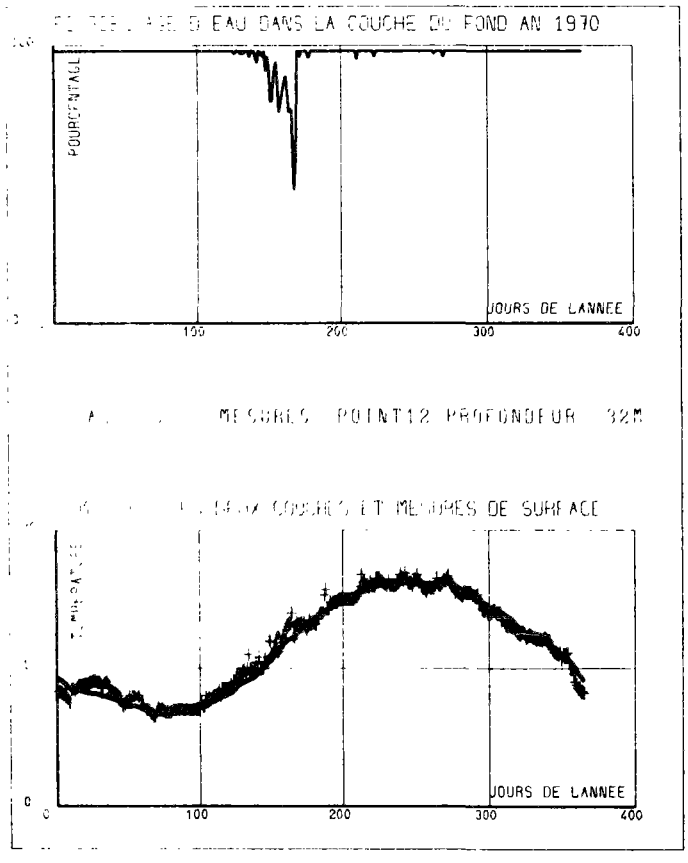
(Bateau - Feu)



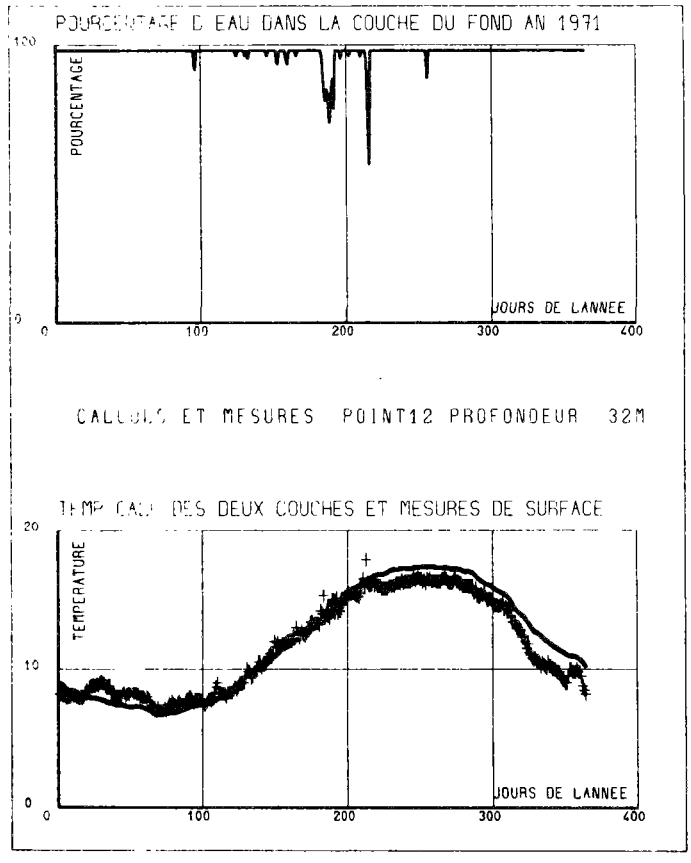
Année 1968



Année 1969



Année 1970

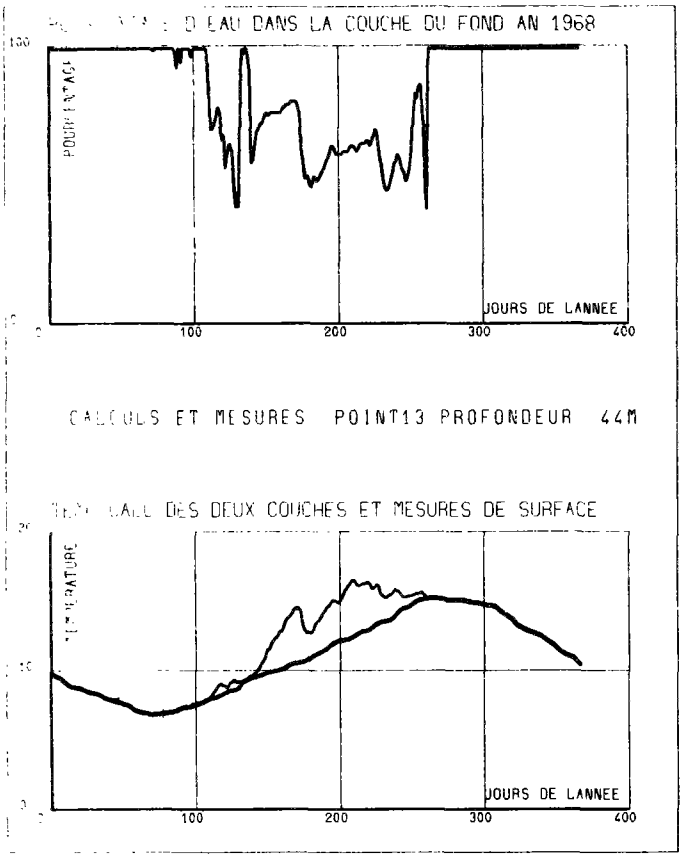


Année 1971

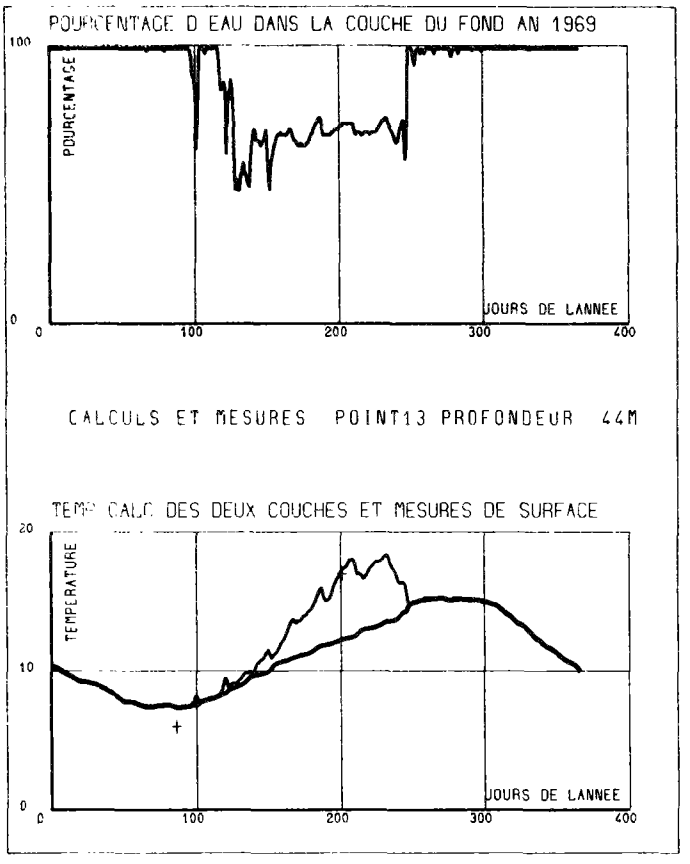


CALCULS ET MESURES AU POINT 13

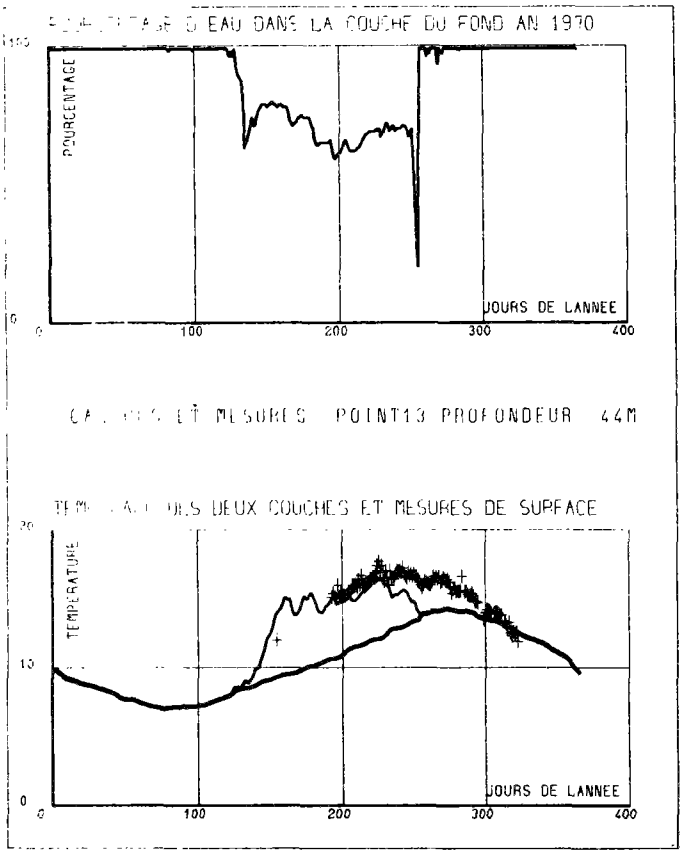
(Bateau - Feu)



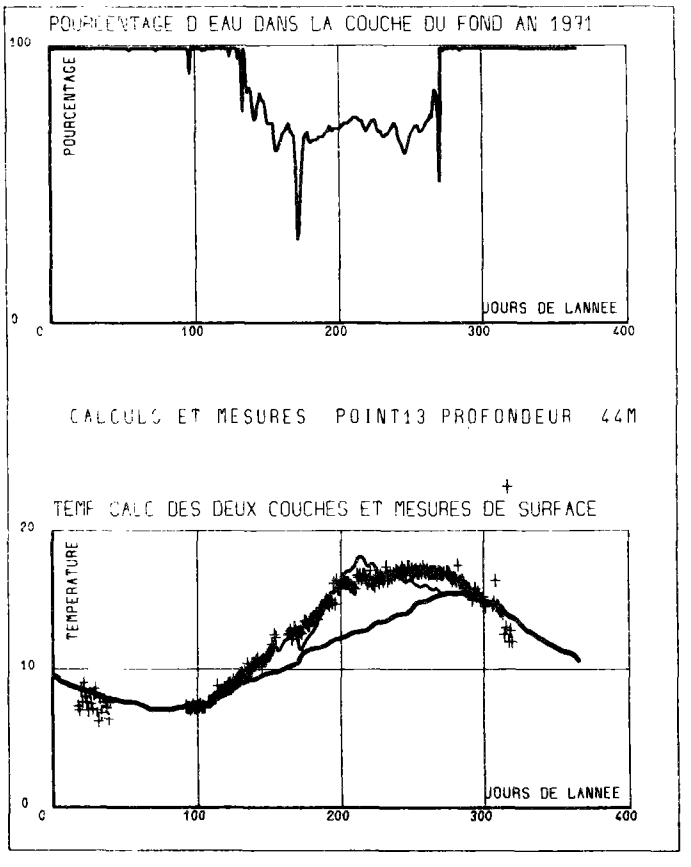
Année 1968



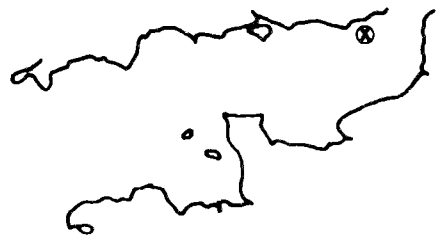
Année 1969



Année 1970

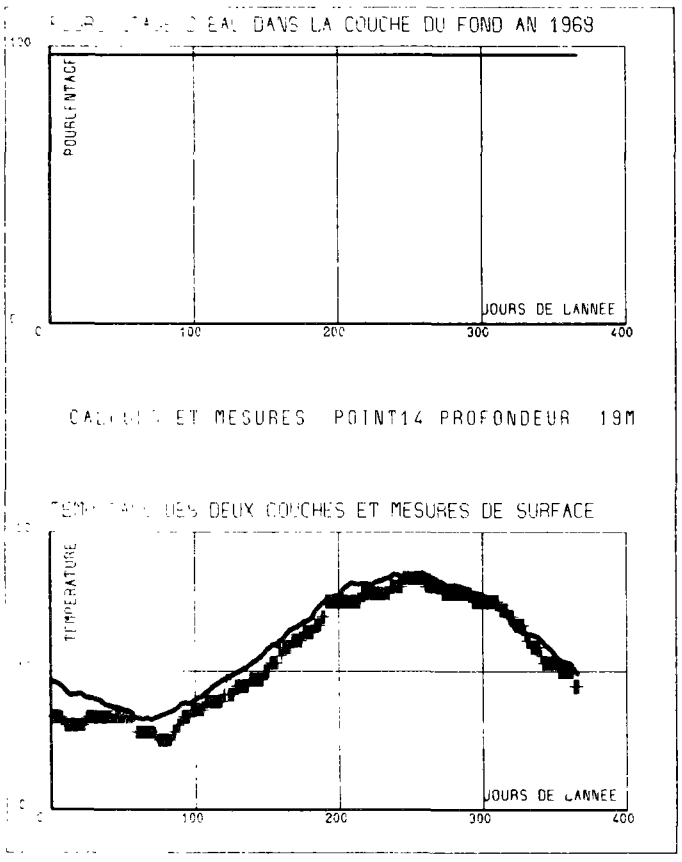


Année 1971

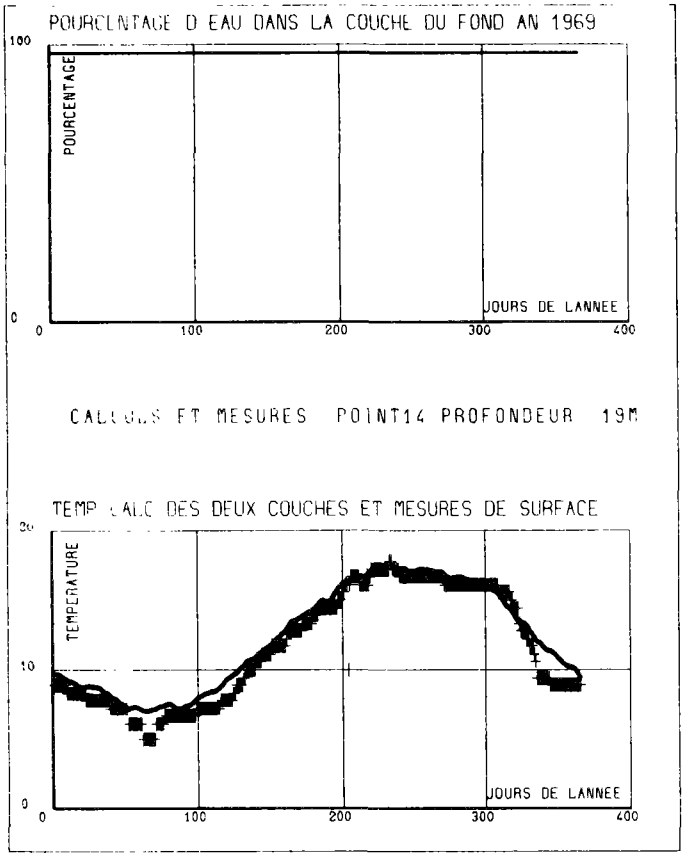


CALCULS ET MESURES AU POINT 14

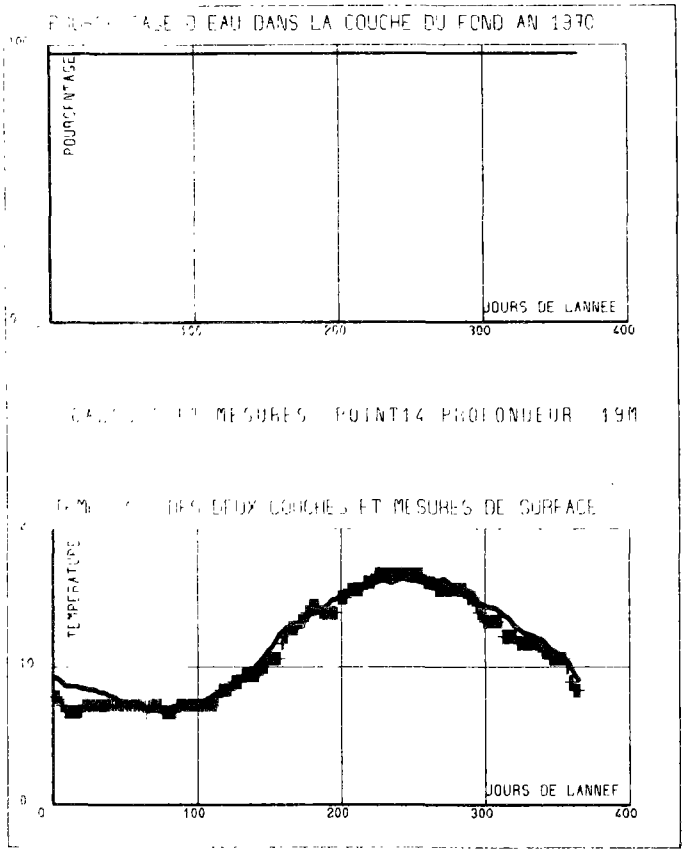
(Bateau - Feu)



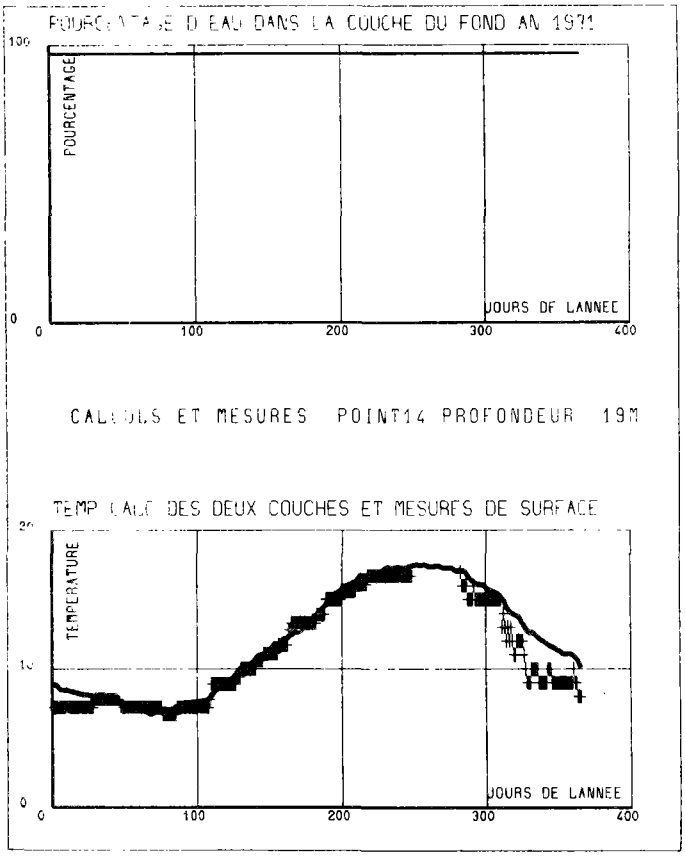
Année 1968



Année 1969



Année 1970

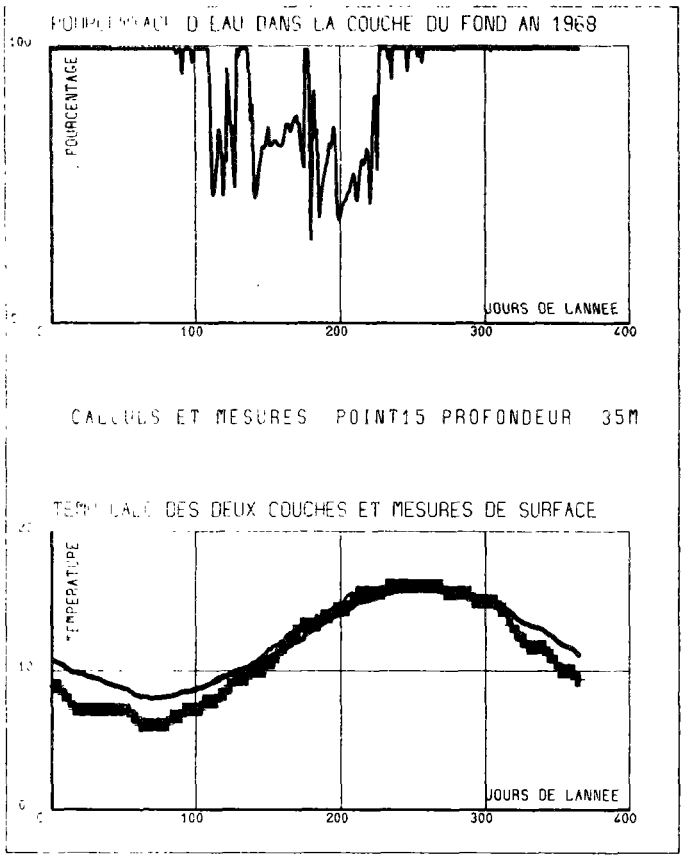


Année 1971

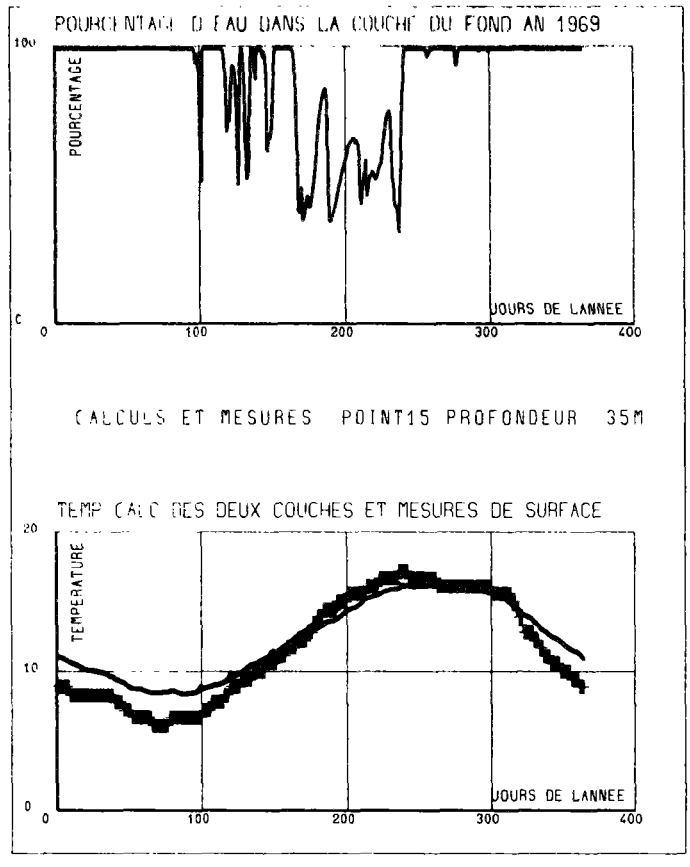


CALCULS ET MESURES AU POINT 15

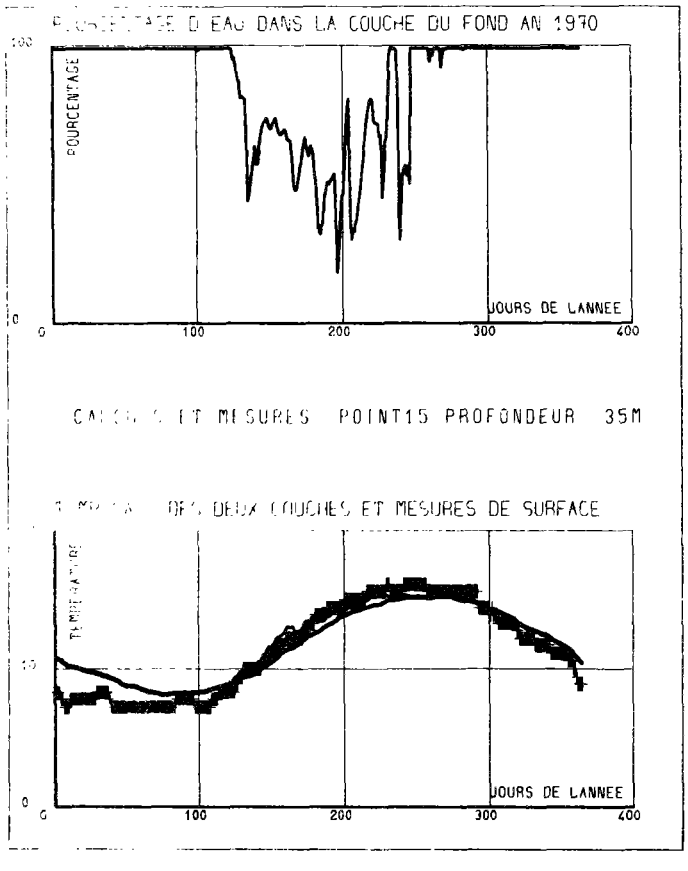
(Bateau - Feu)



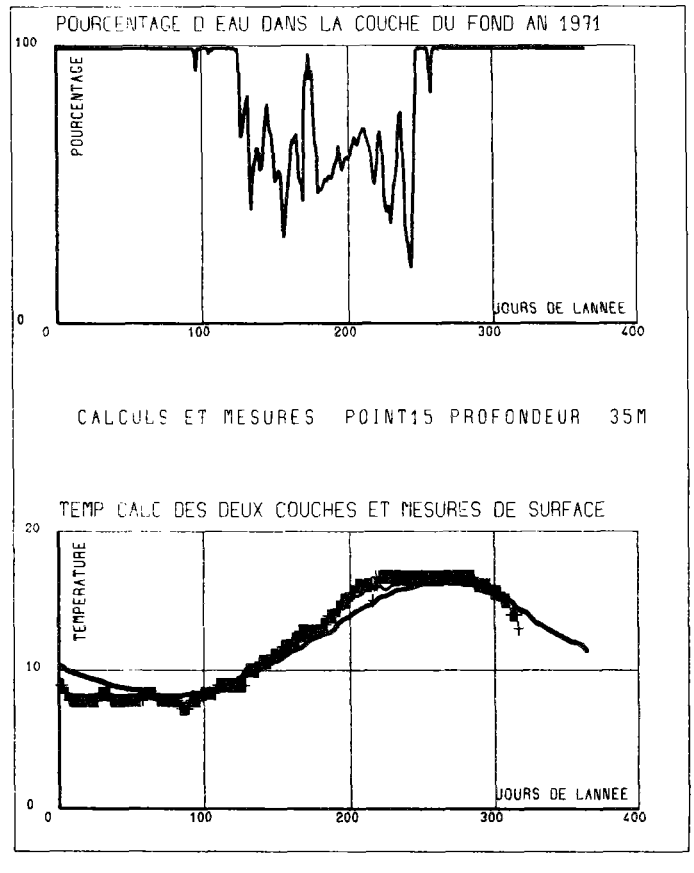
Année 1968



Année 1969



Année 1970



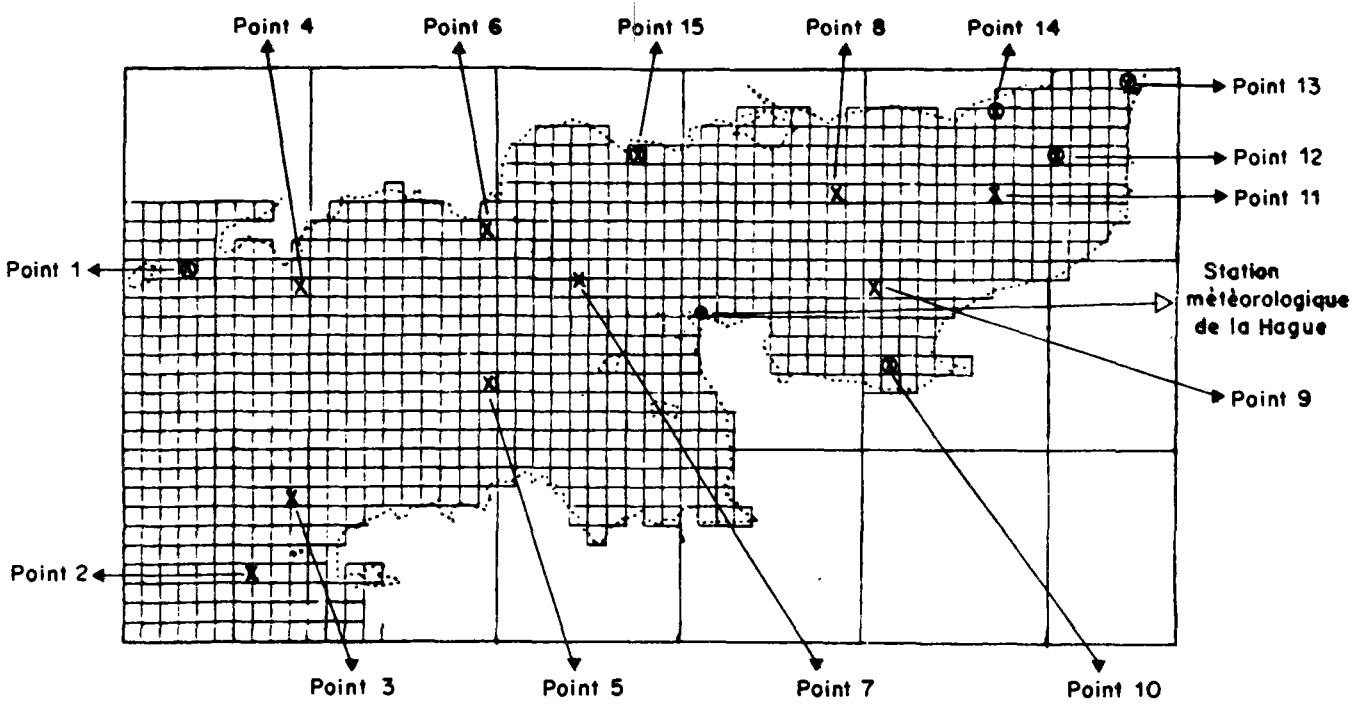
Année 1971

A N N E X E VI

Evolution annuelle de la structure thermique en différents points de la Manche.

Comparaison entre les températures de la couche de surface calculées par le modèle et les mesures relevées en surface "in situ".

Période 1962-1965 : validation de la capacité prédictive du modèle
Modèle avec dispersion

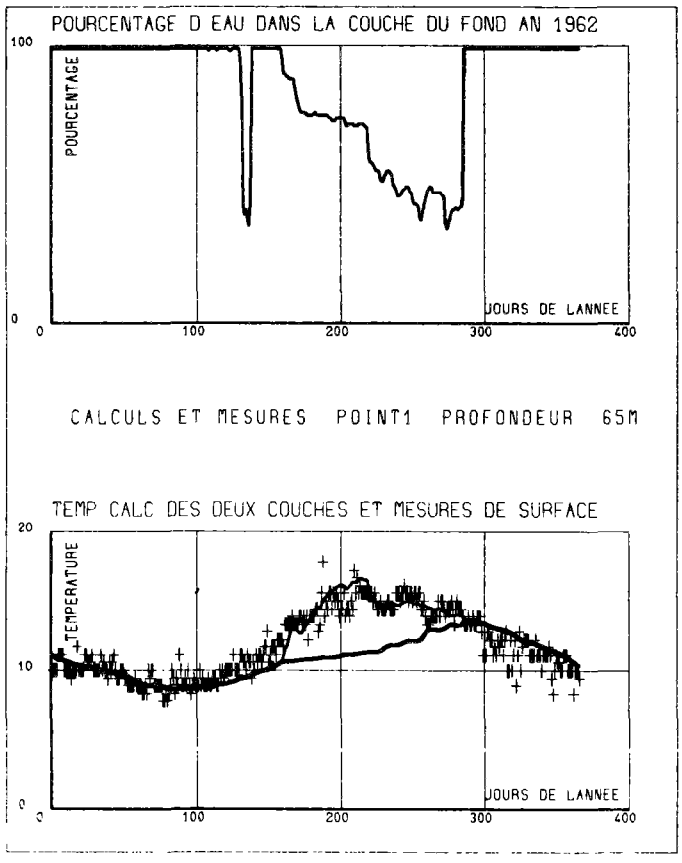


● Positions de Bateaux - Feu

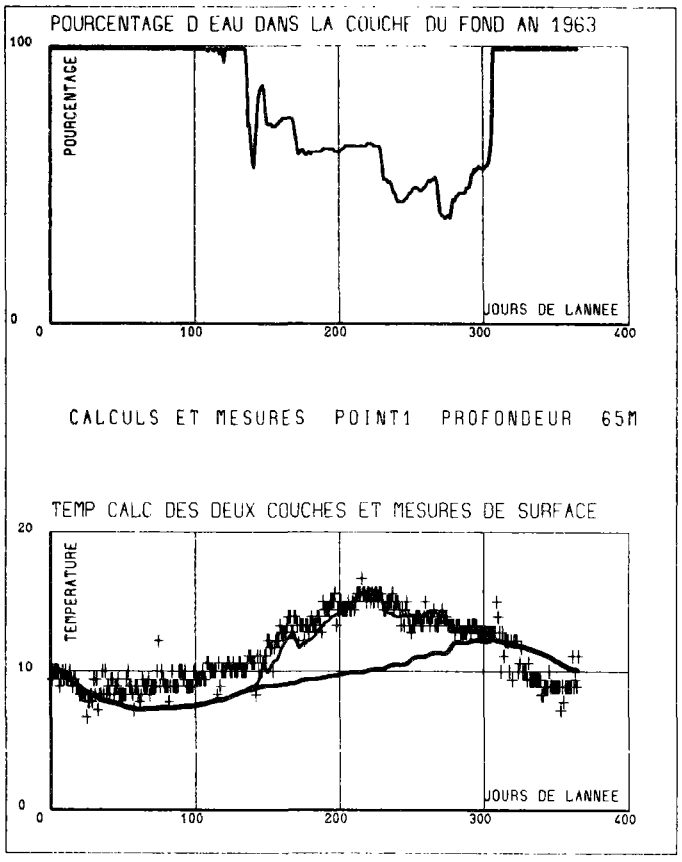


CALCULS ET MESURES AU POINT 1

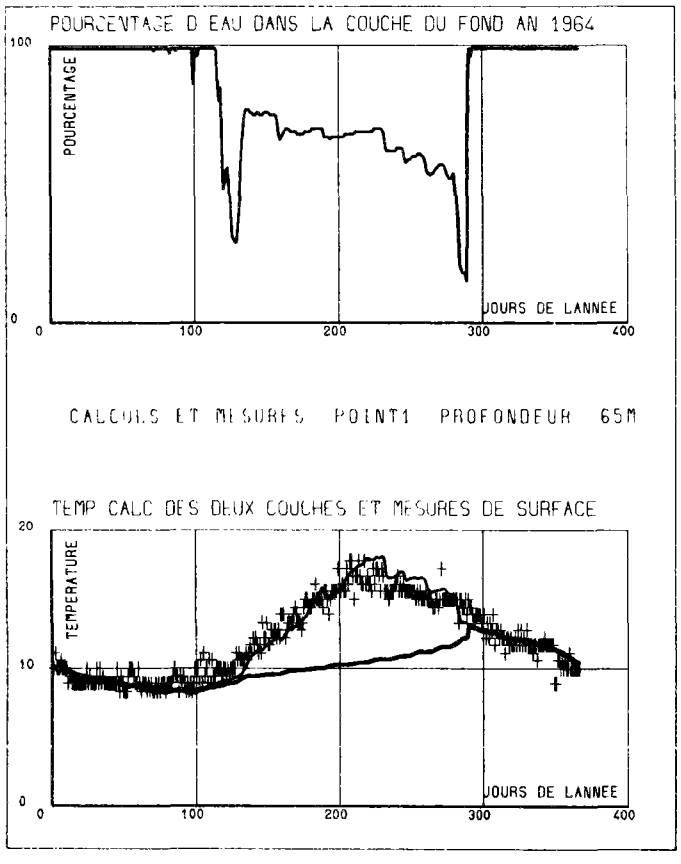
(Bateau - Feu)



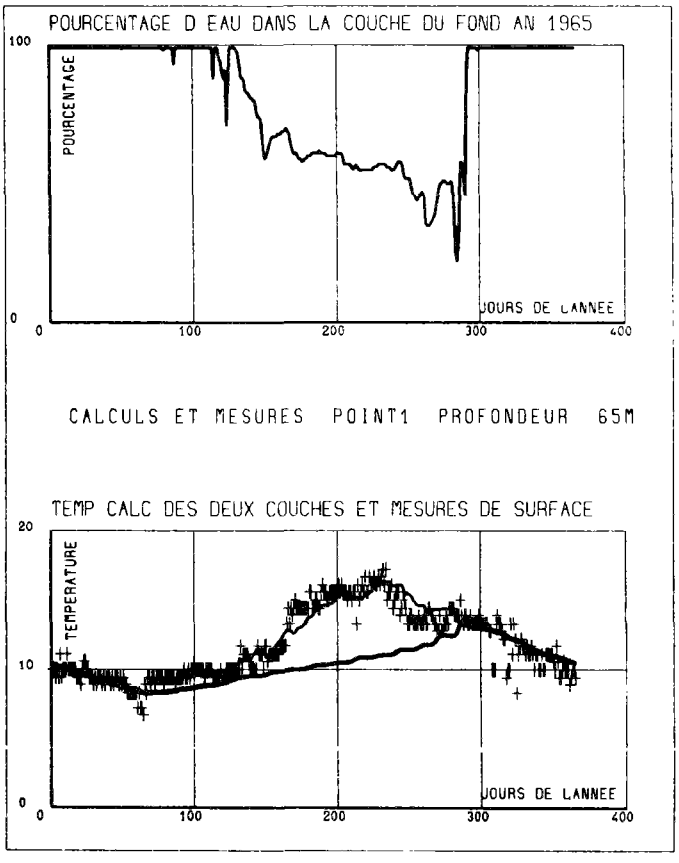
Année 1962



Année 1963



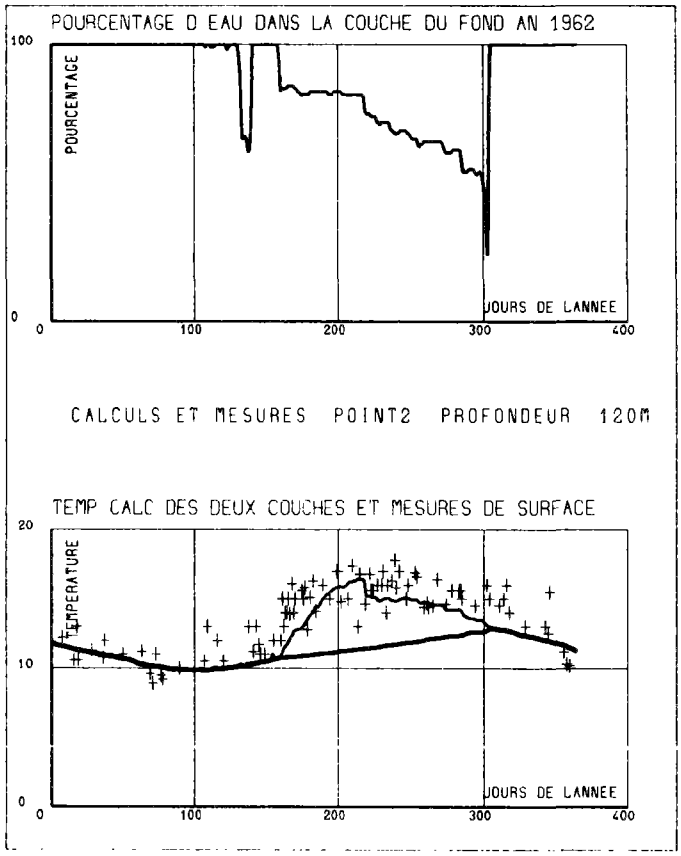
Année 1964



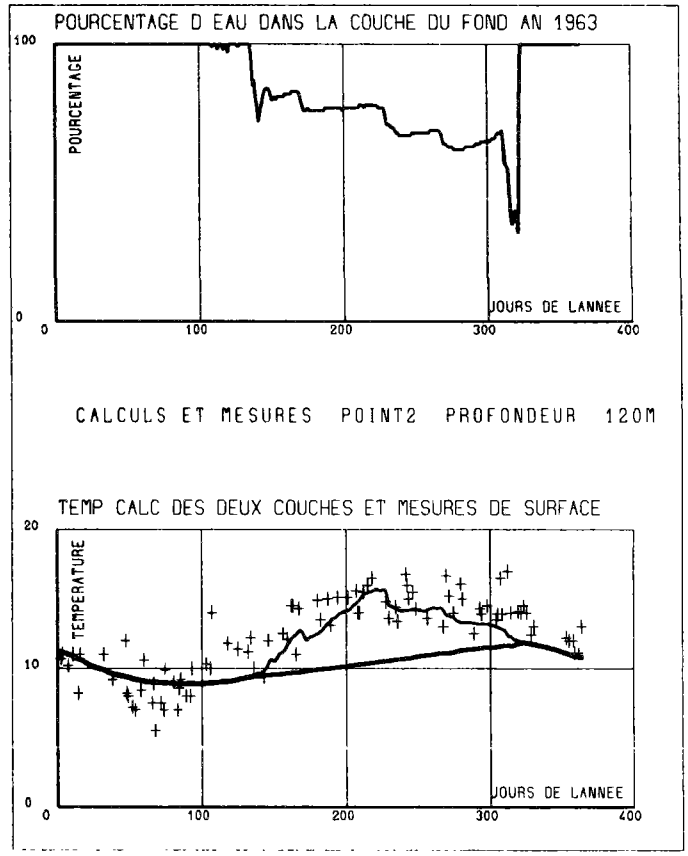
Année 1965



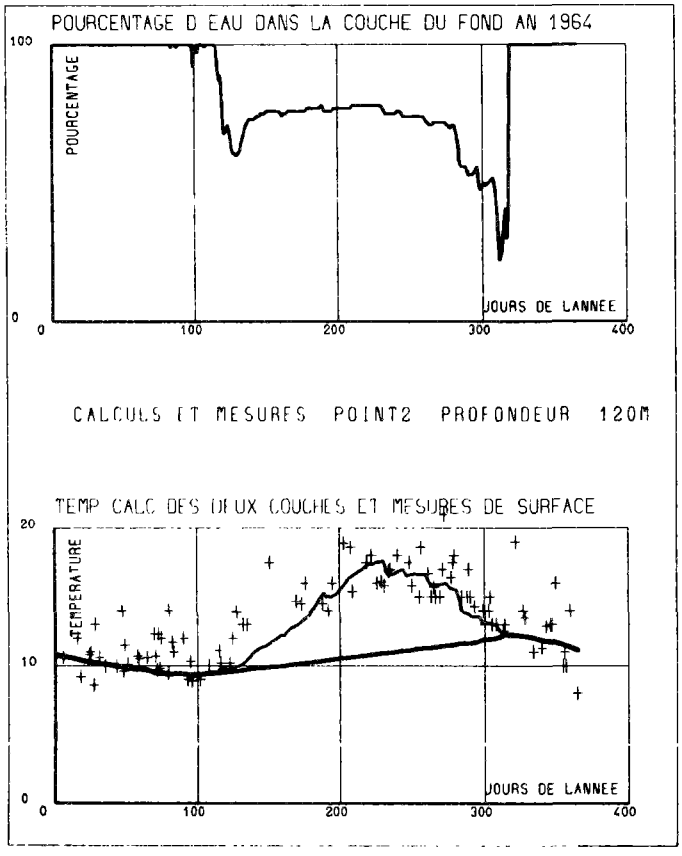
CALCULS ET MESURES AU POINT 2



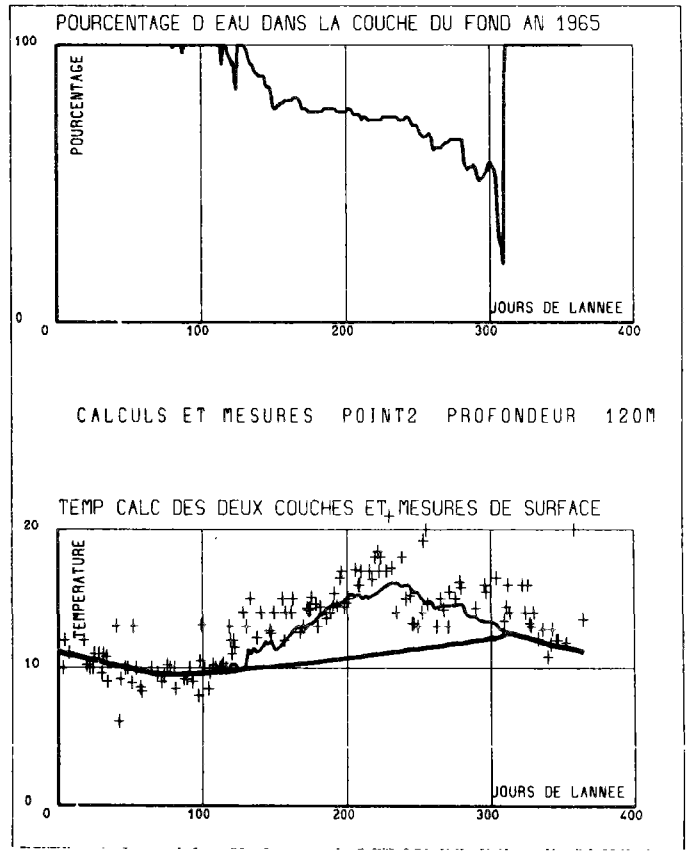
Année **1962**



Année **1963**



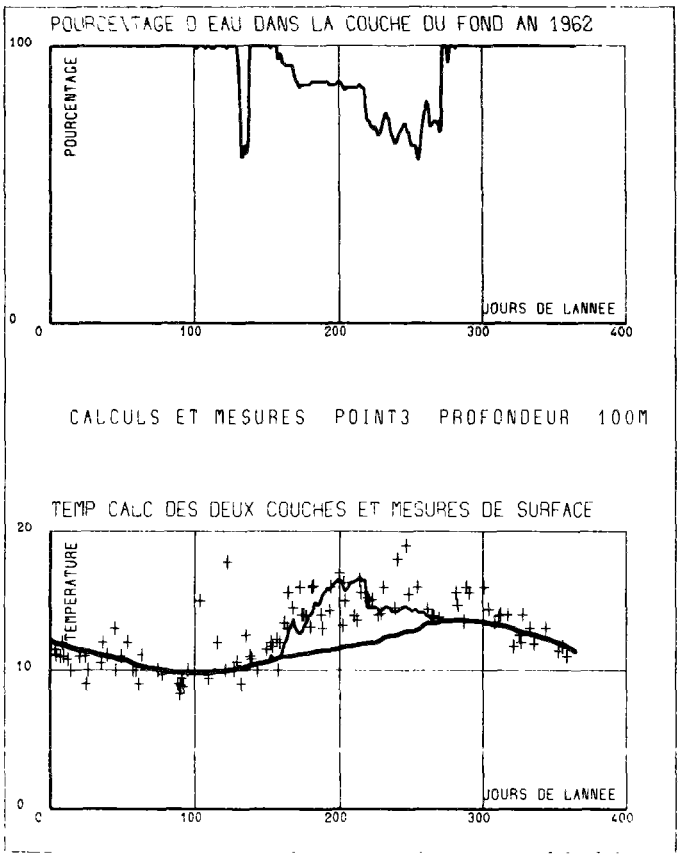
Année **1964**



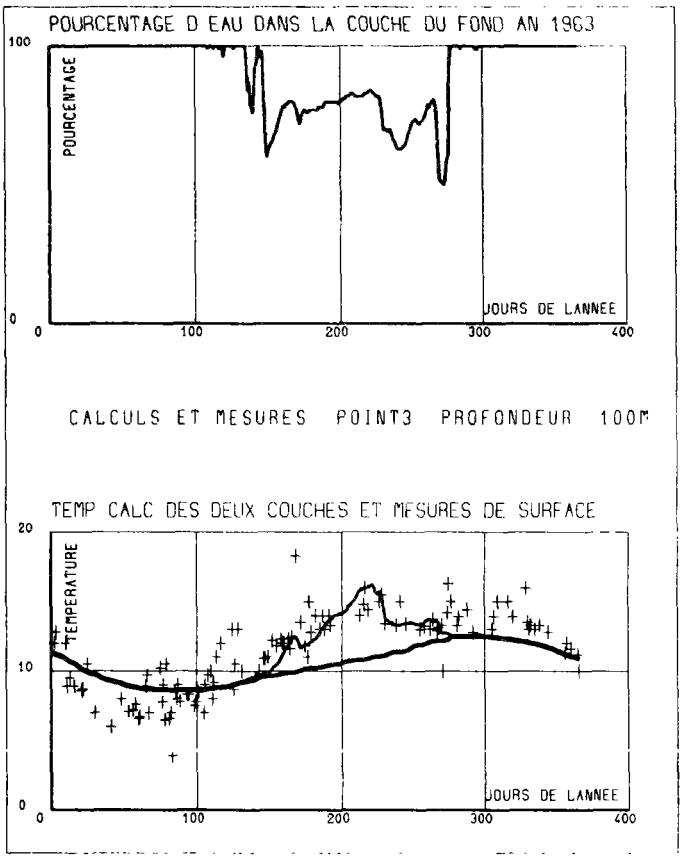
Année **1965**



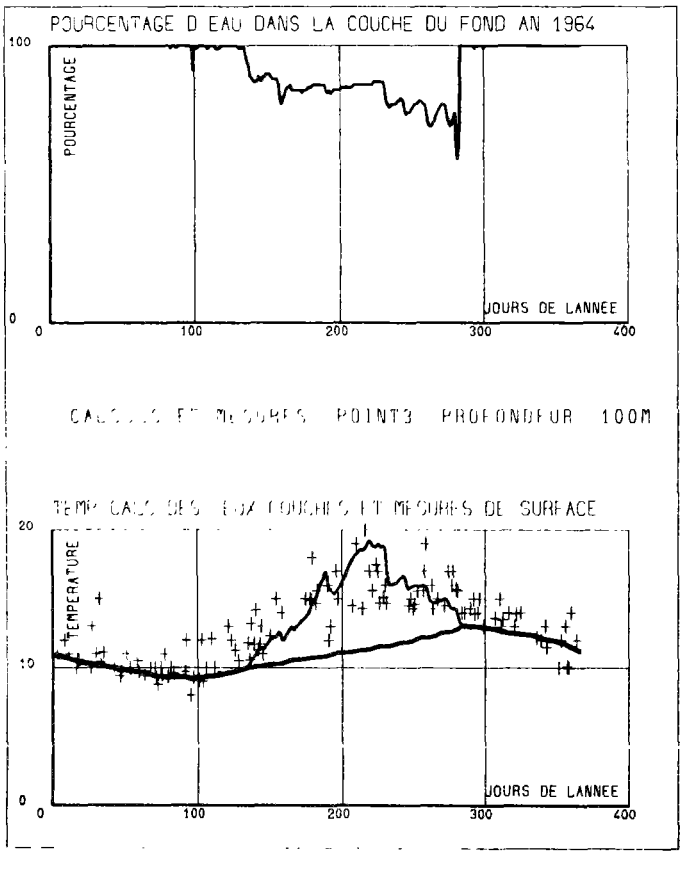
CALCULS ET MESURES AU POINT 3



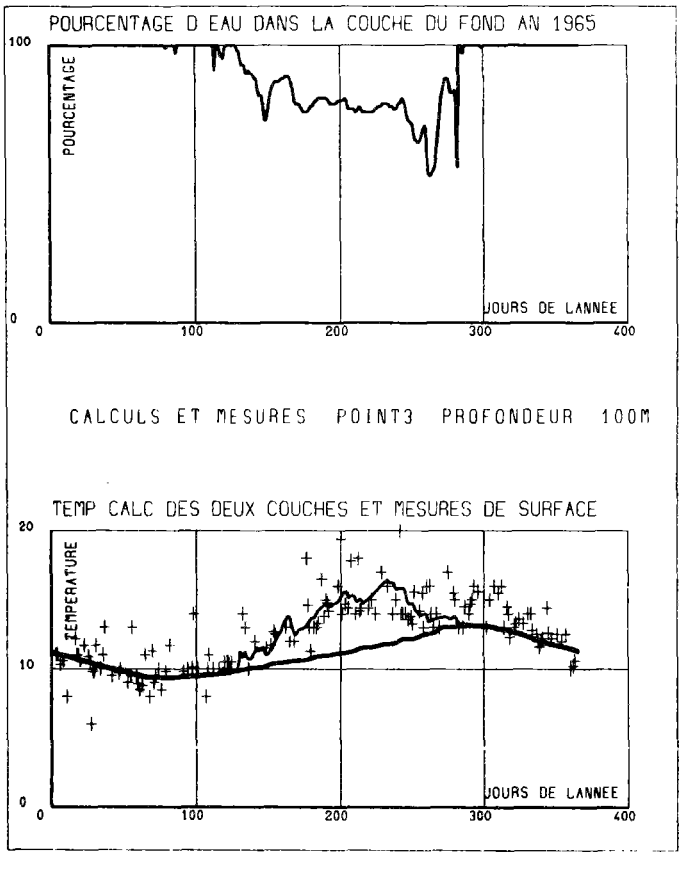
Année 1962



Année 1963



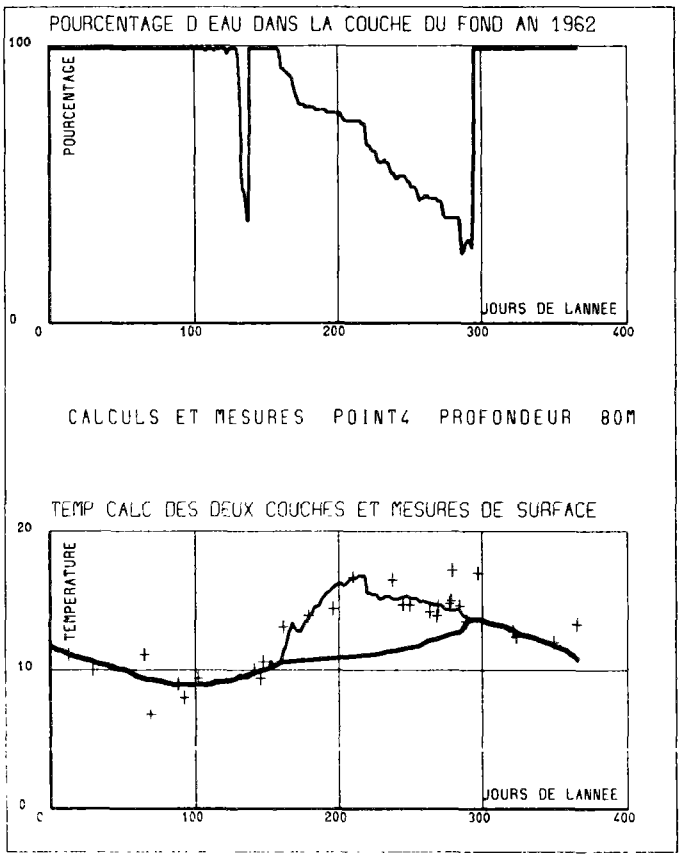
Année 1964



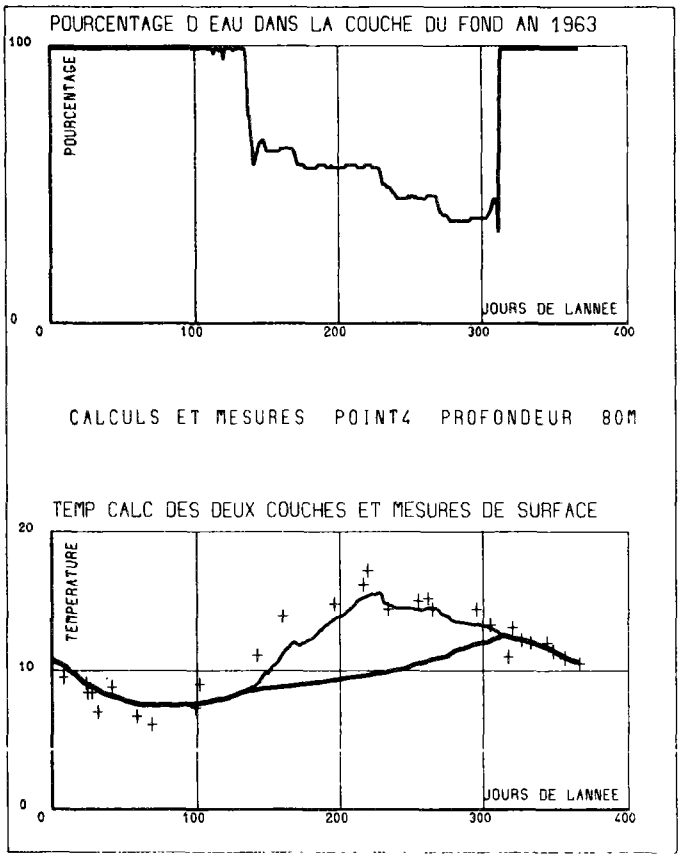
Année 1965



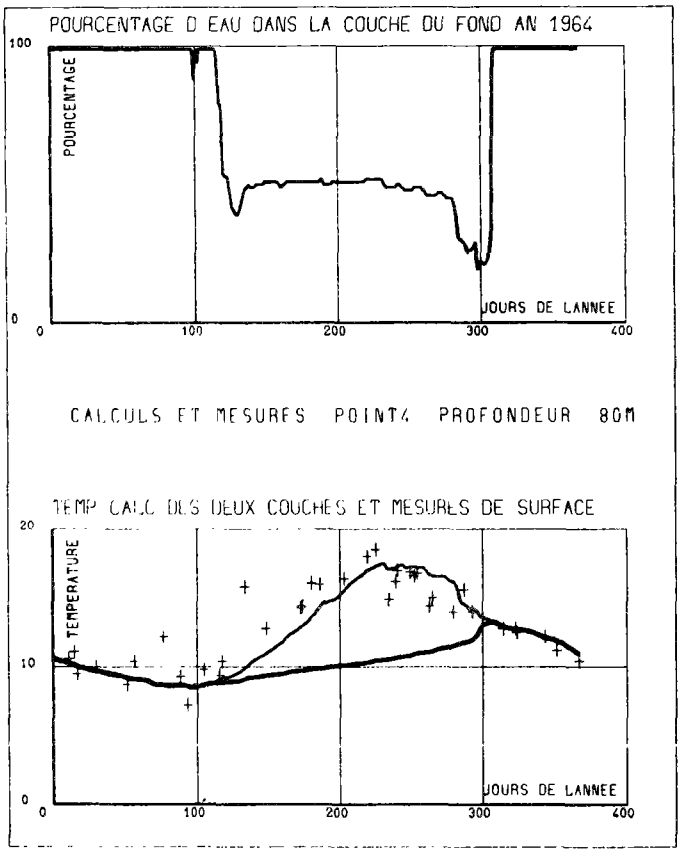
CALCULS ET MESURES AU POINT 4



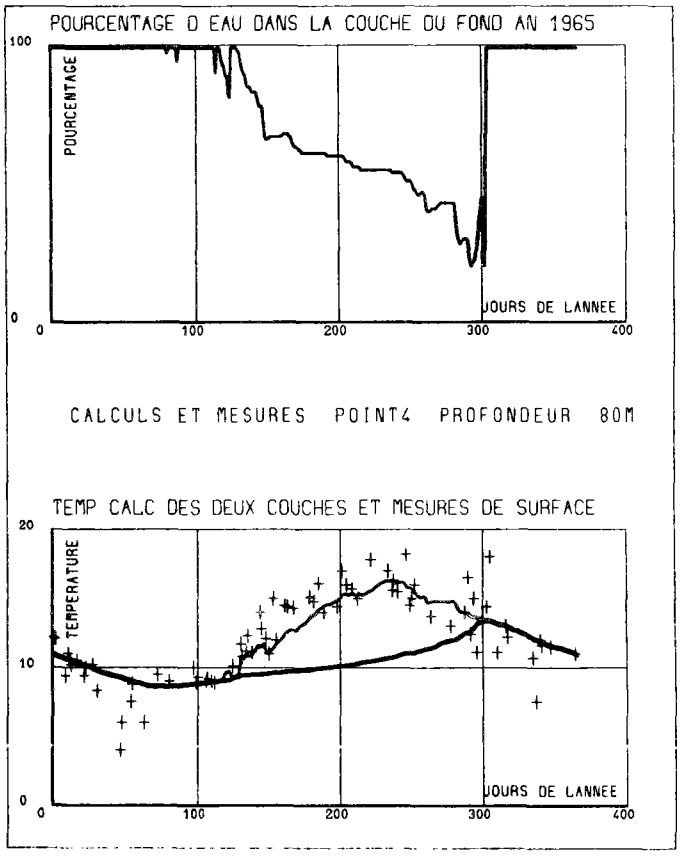
Année **1962**



Année **1963**



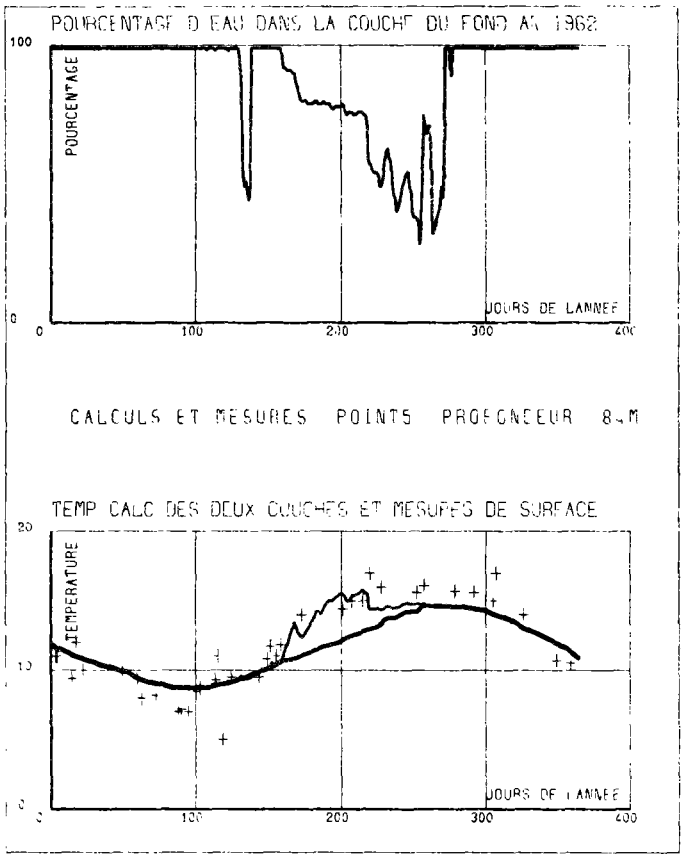
Année **1964**



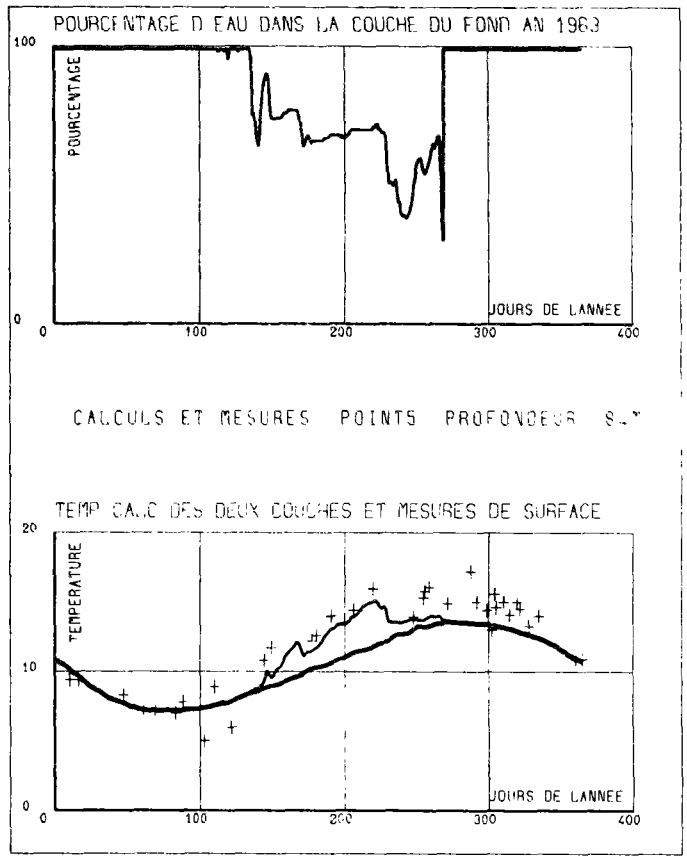
Année **1965**



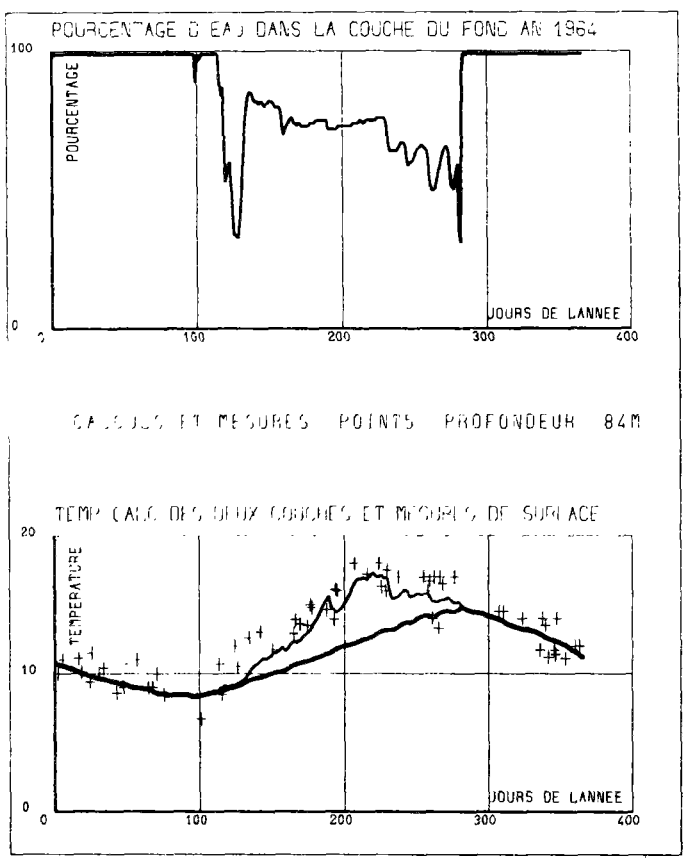
CALCULS ET MESURES AU POINT 5



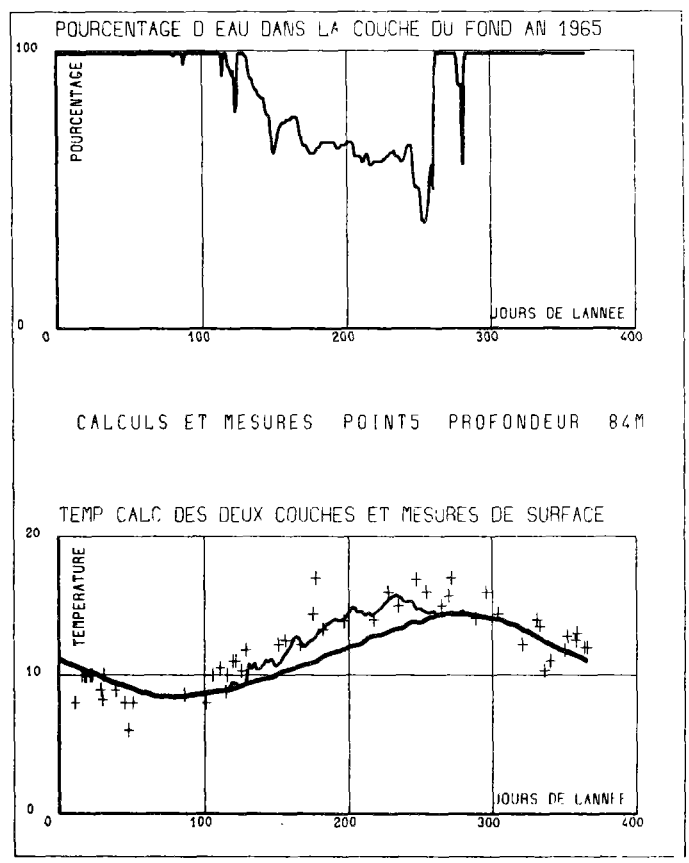
Année **1962**



Année **1963**



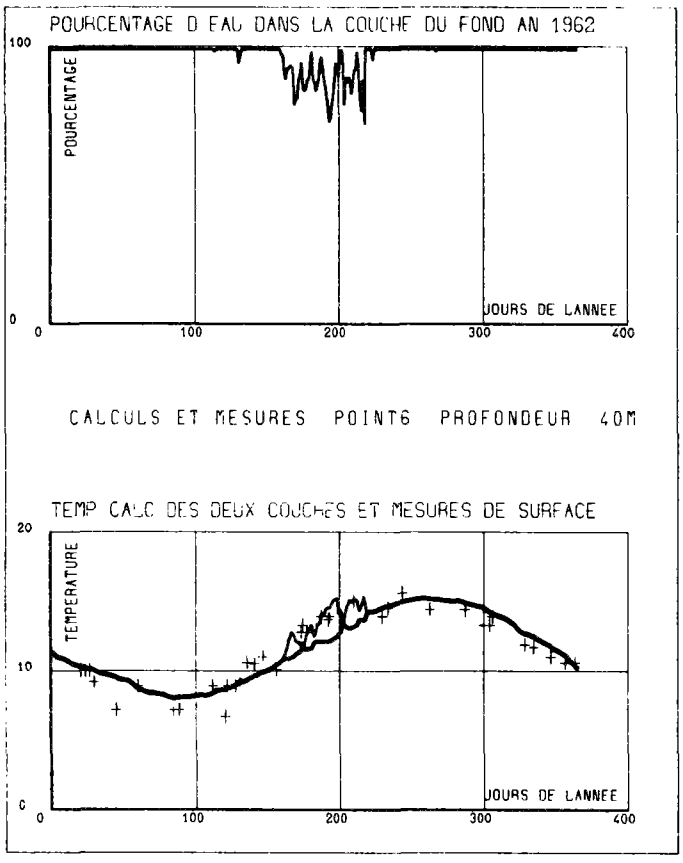
Année **1964**



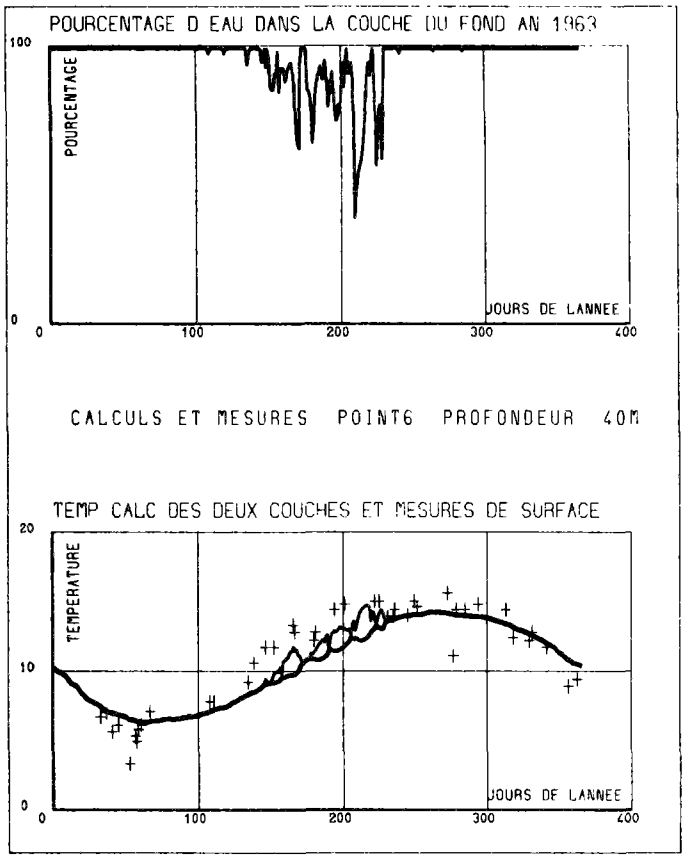
Année **1965**



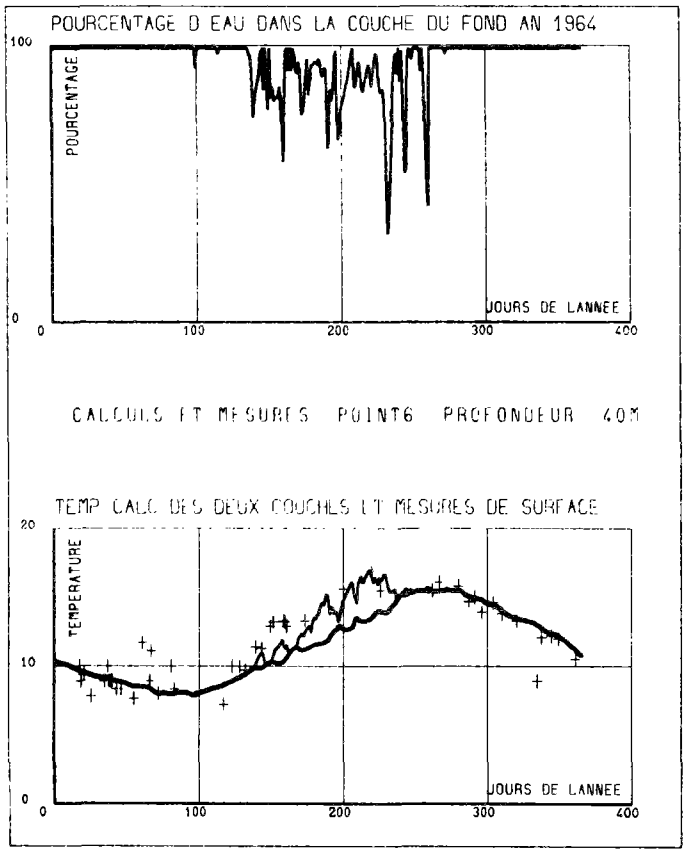
CALCULS ET MESURES AU POINT 6



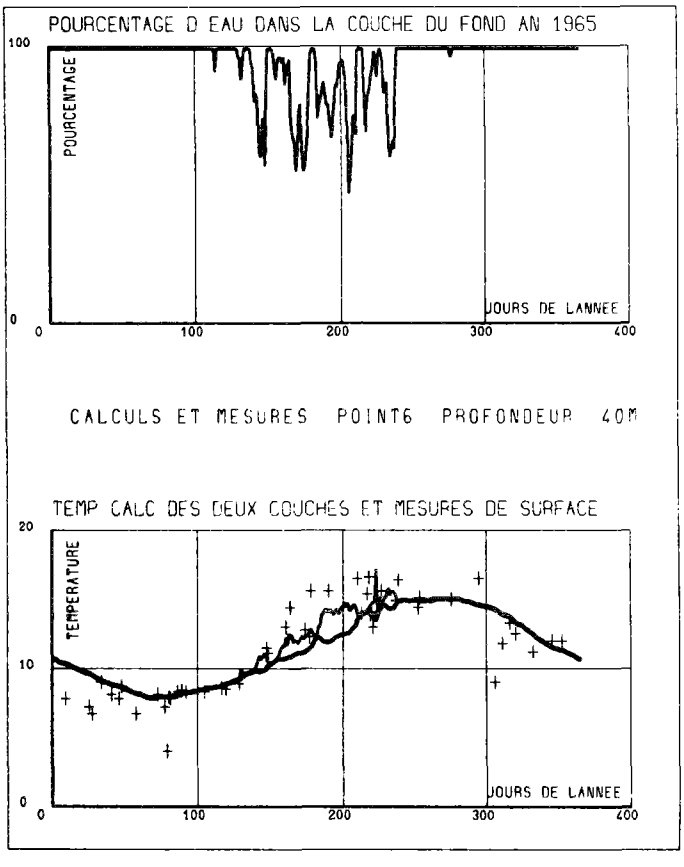
Année 1962



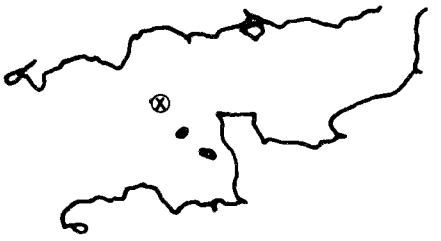
Année 1963



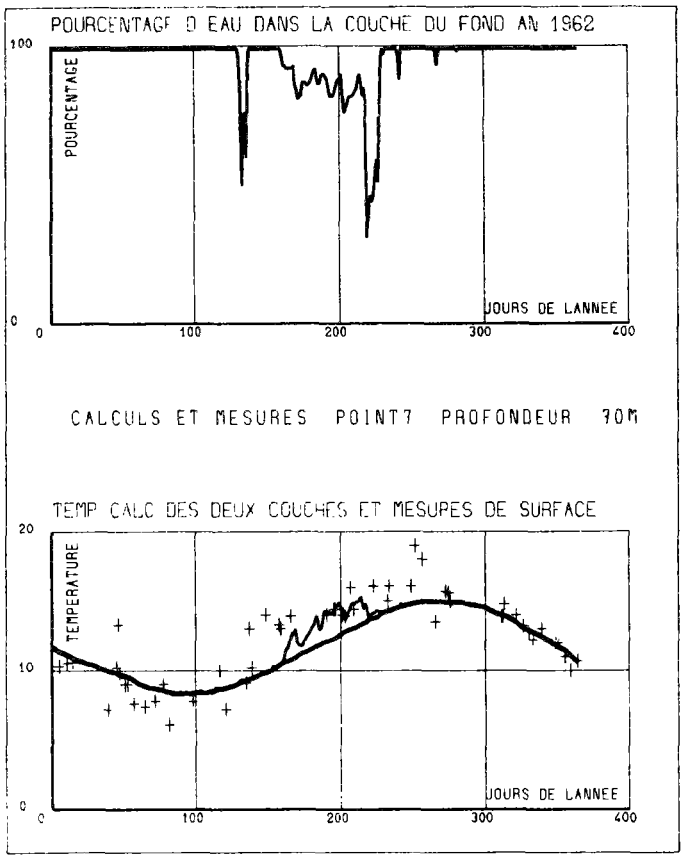
Année 1964



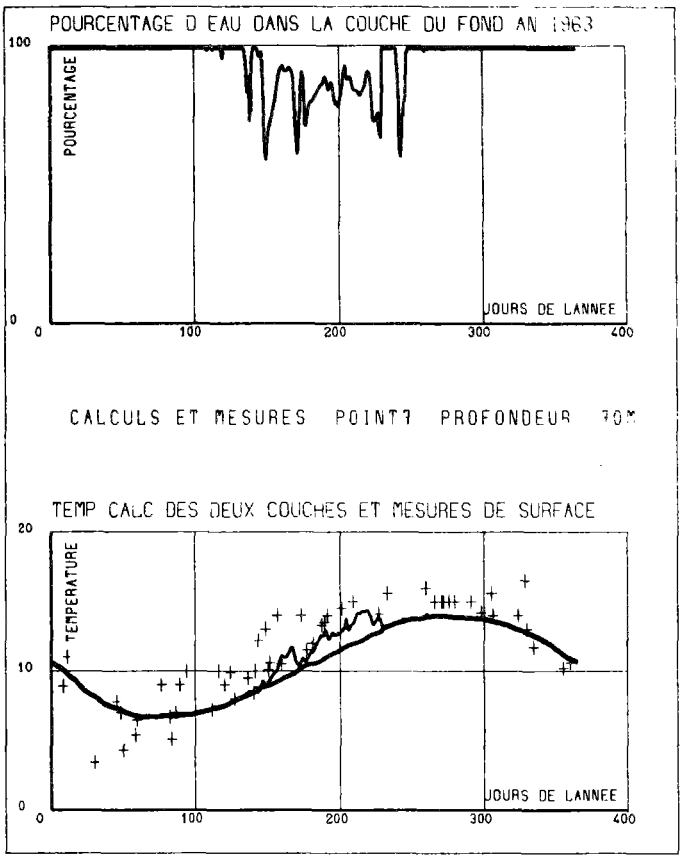
Année 1965



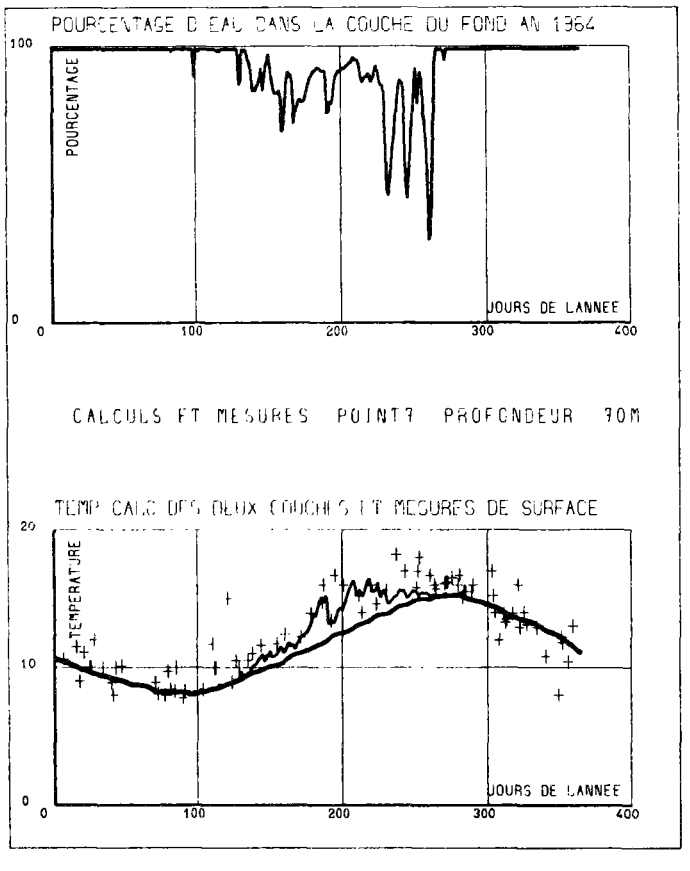
CALCULS ET MESURES AU POINT 7



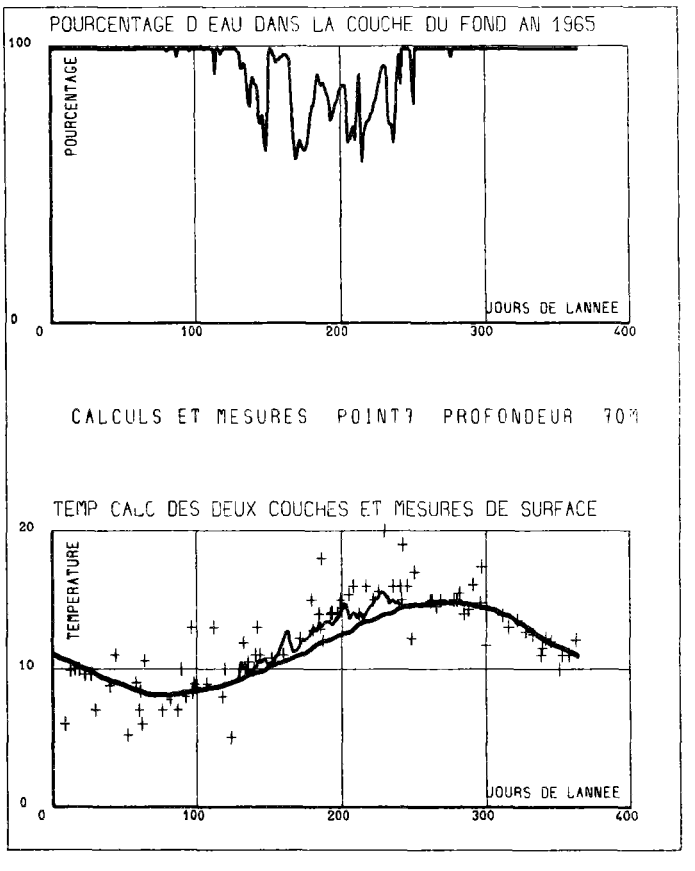
Année **1962**



Année **1963**



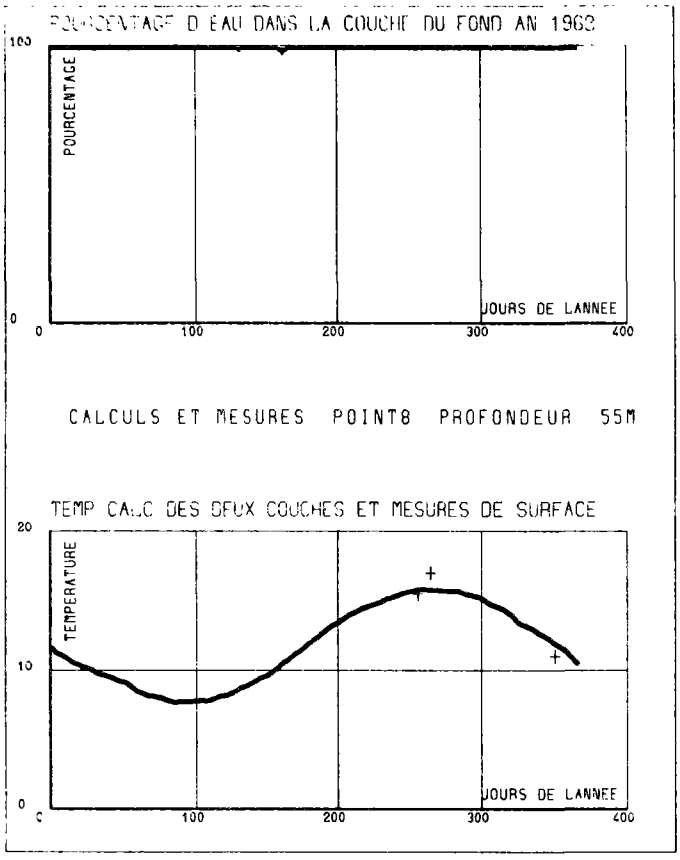
Année **1964**



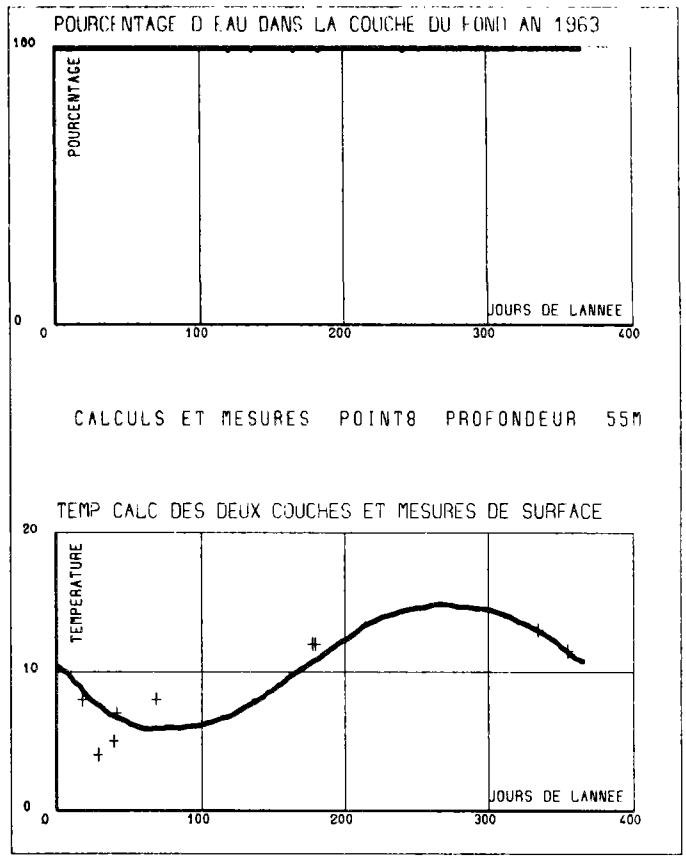
Année **1965**



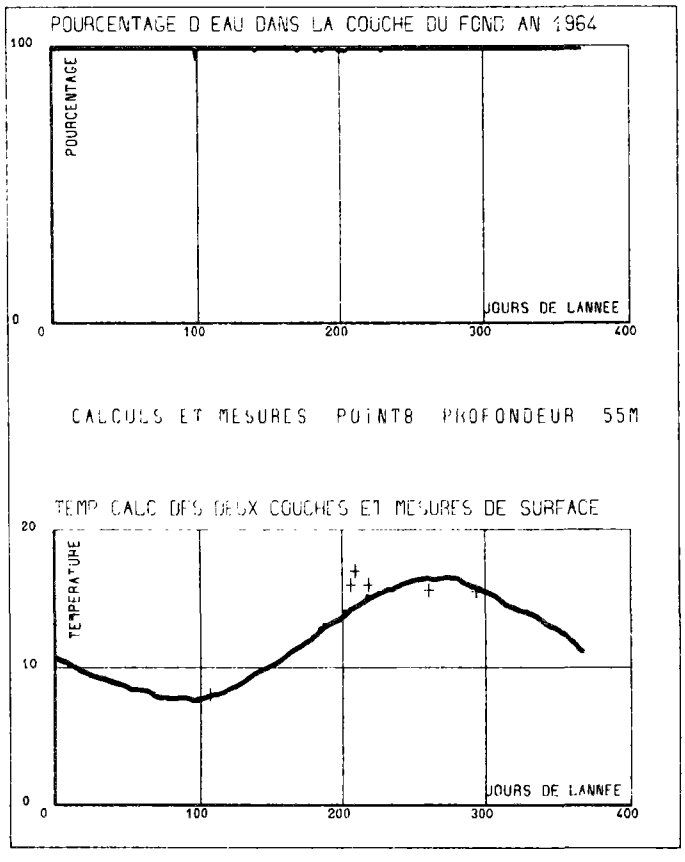
CALCULS ET MESURES AU POINT 8



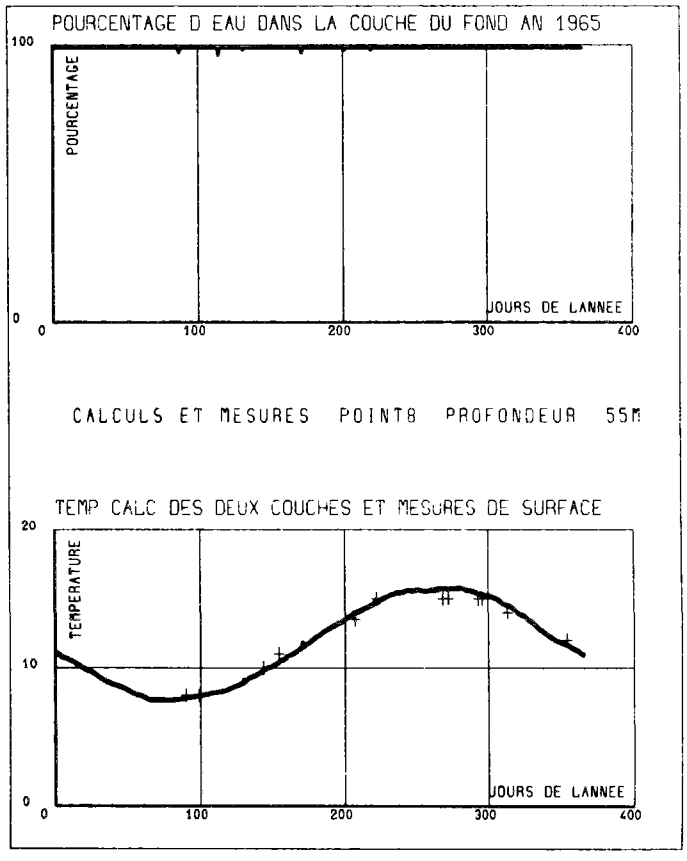
Année 1962



Année 1963



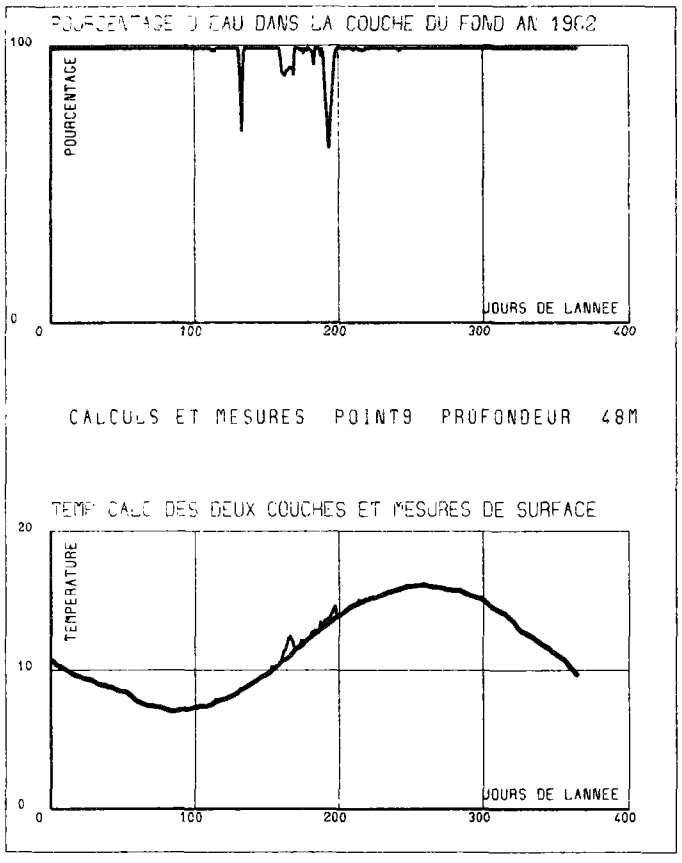
Année 1964



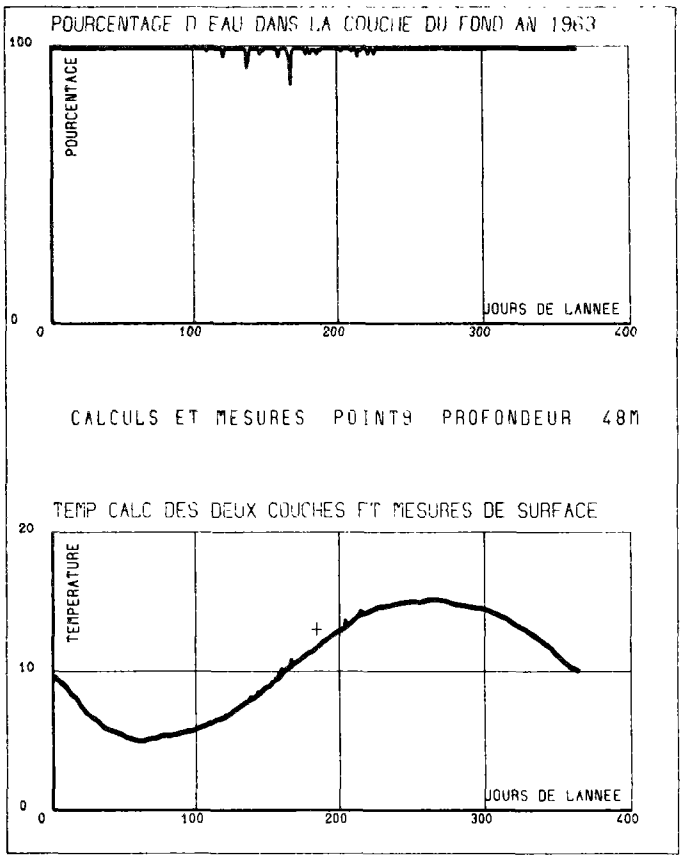
Année 1965

CALCULS ET MESURES AU POINT 9

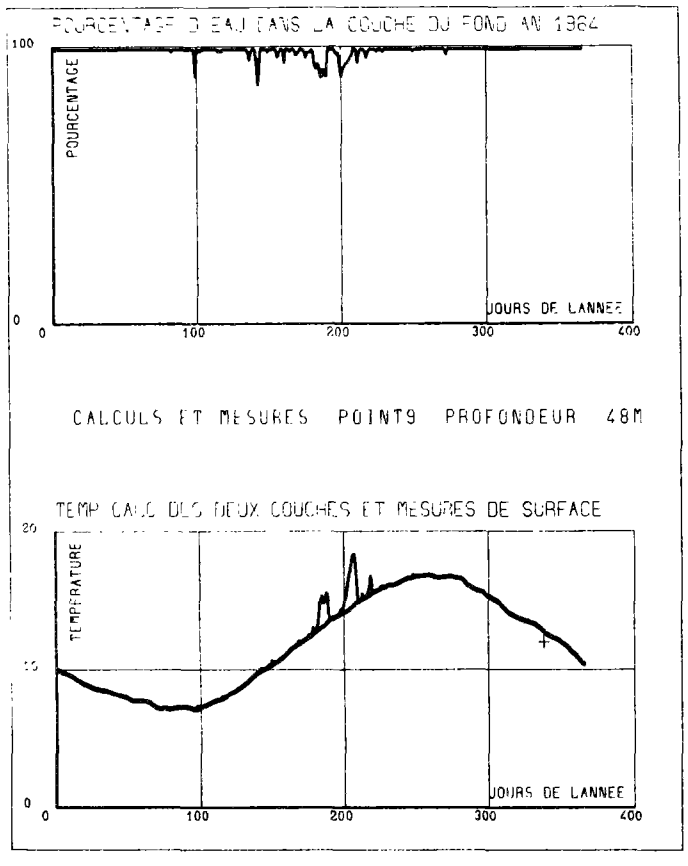




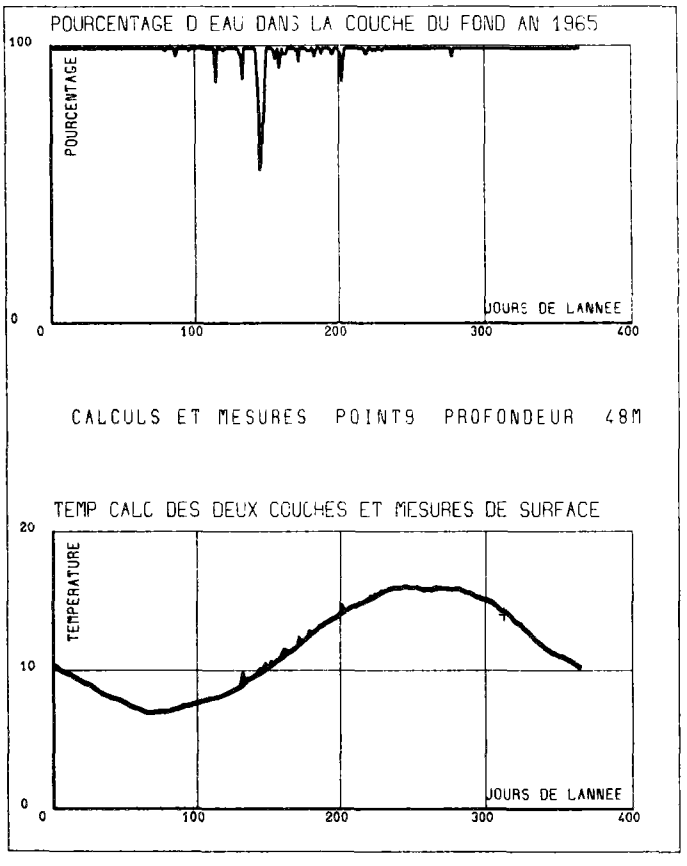
Année **1962**



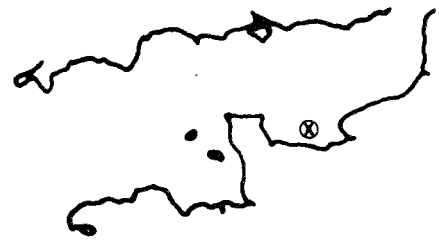
Année **1963**



Année **1964**

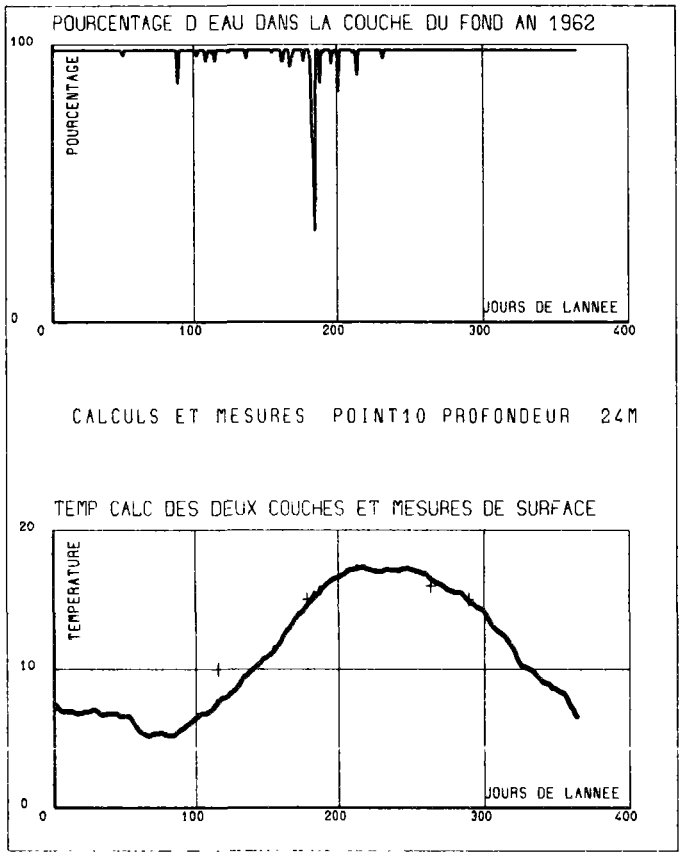


Année **1965**

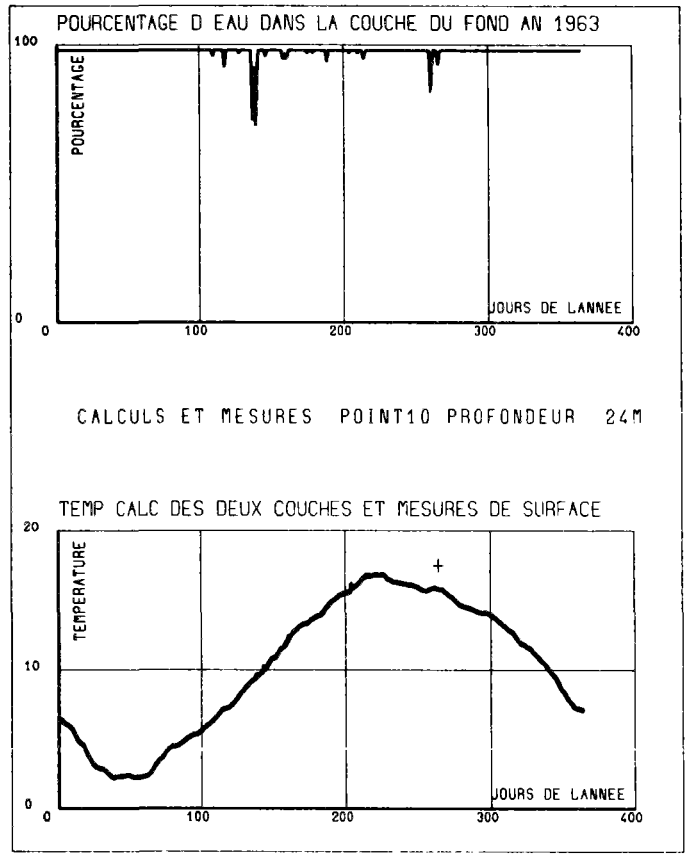


CALCULS ET MESURES AU POINT 10

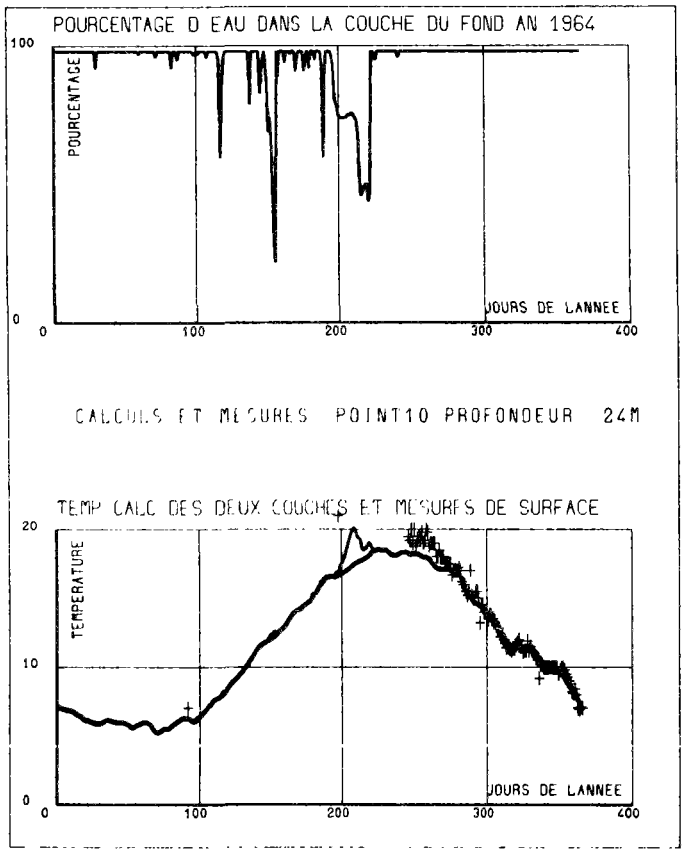
(Bateau - Feu)



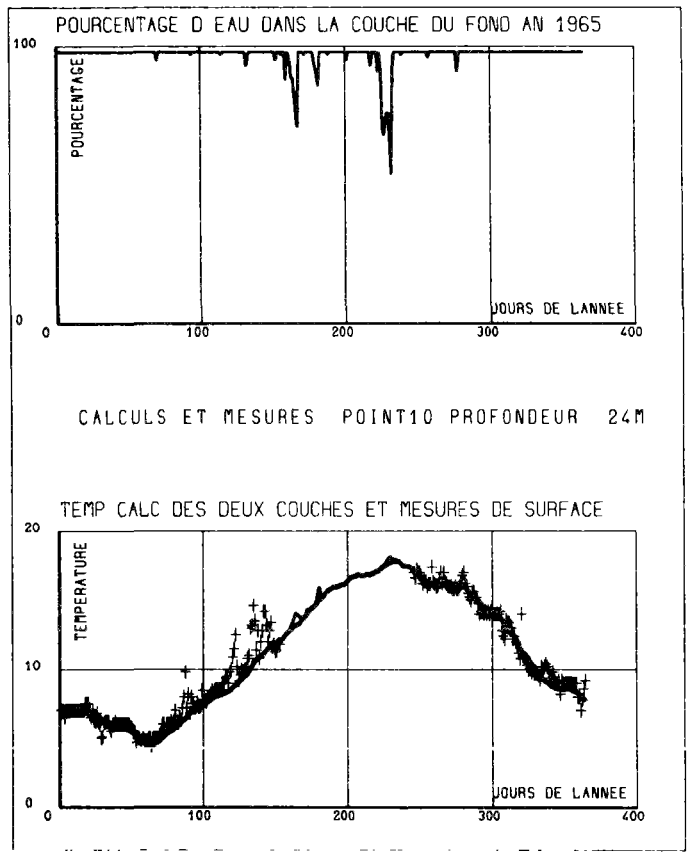
Année 1962



Année 1963



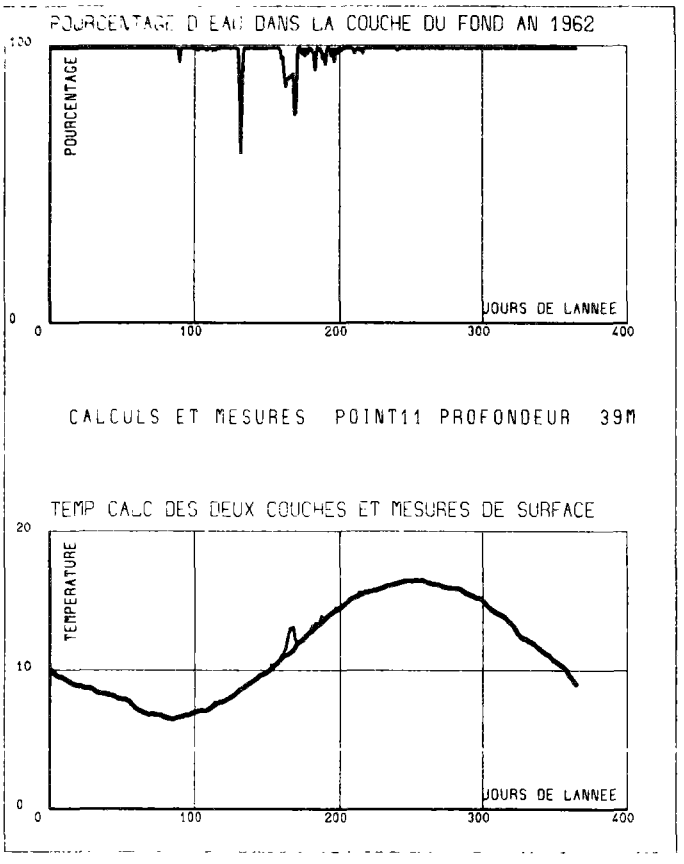
Année 1964



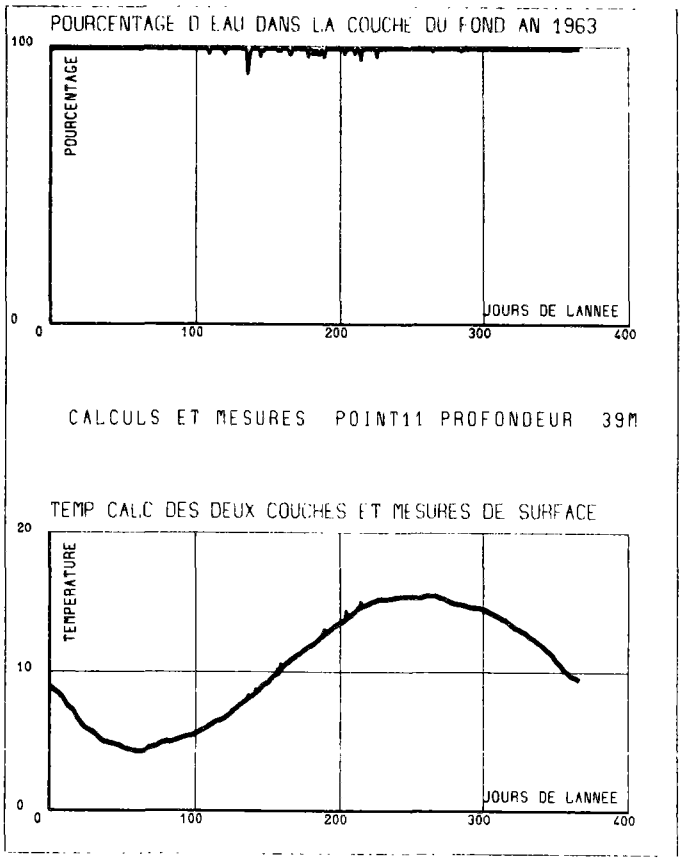
Année 1965

CALCULS ET MESURES AU POINT 11

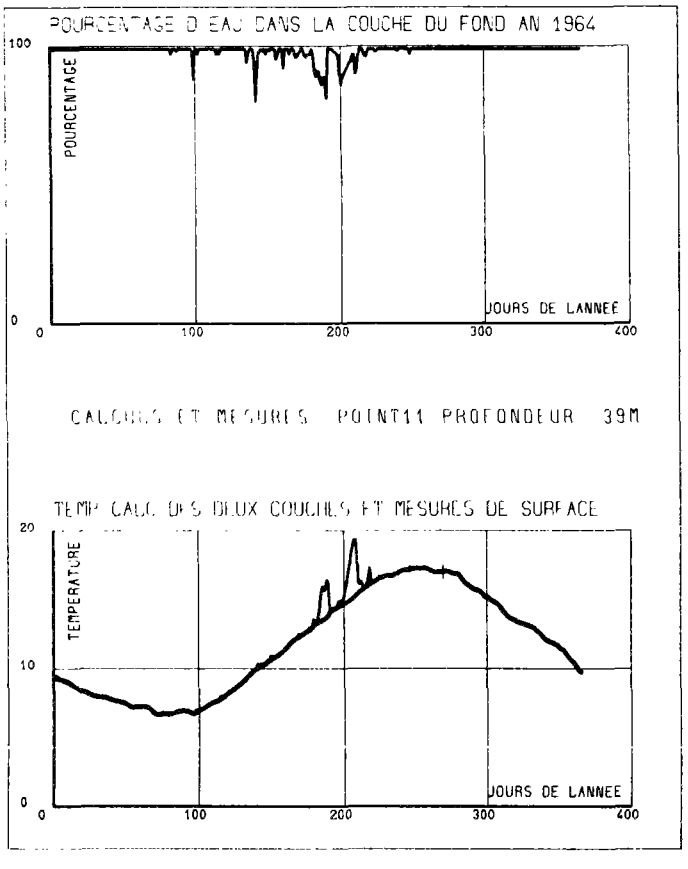




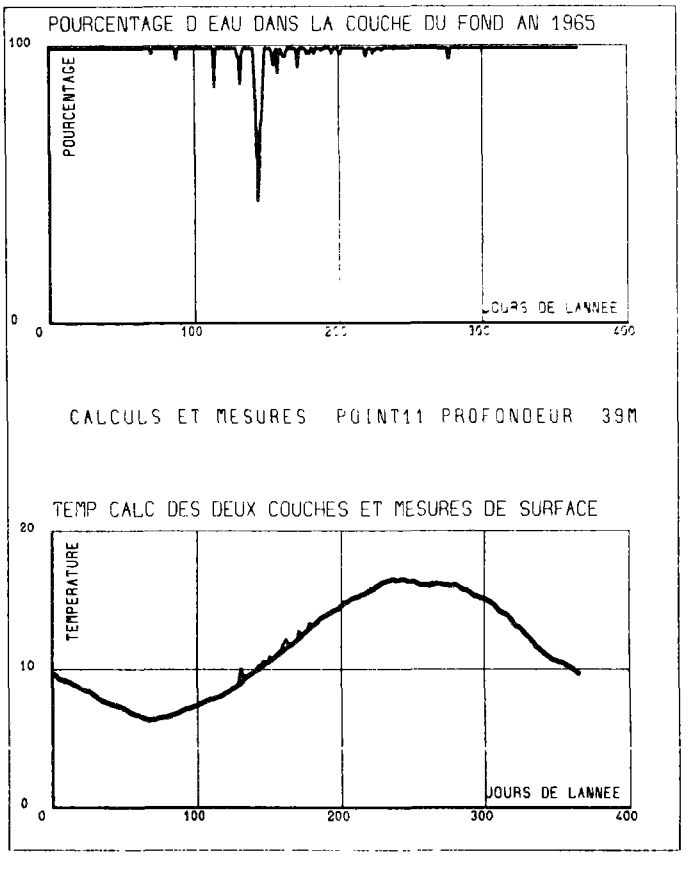
Année **1962**



Année **1963**



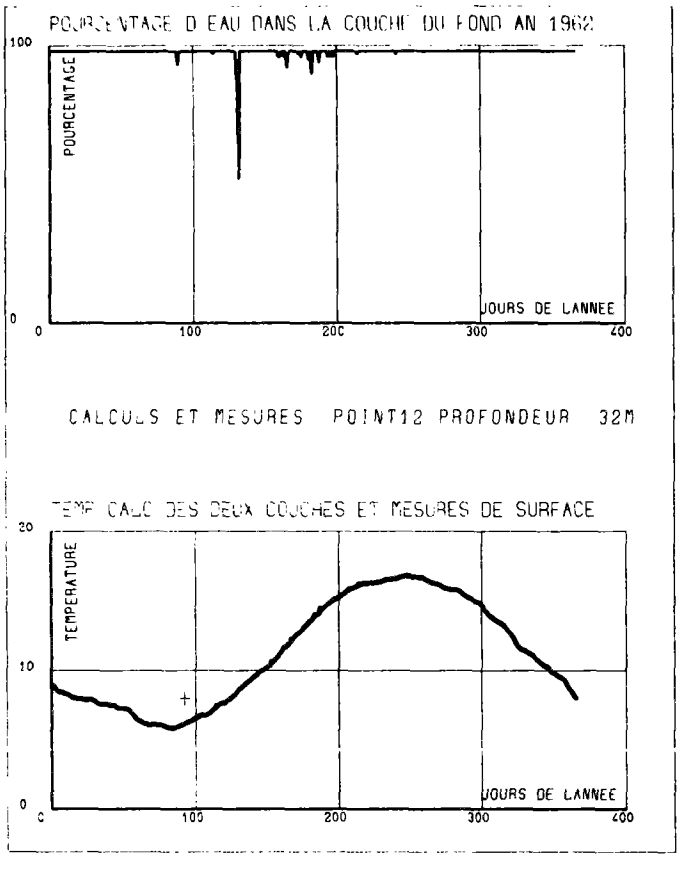
Année **1964**



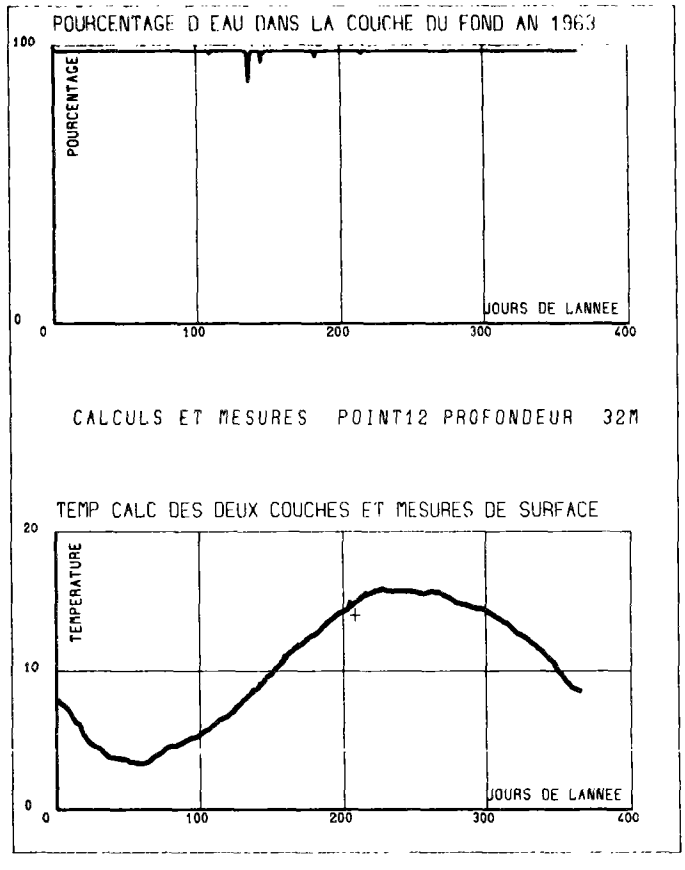
Année **1965**



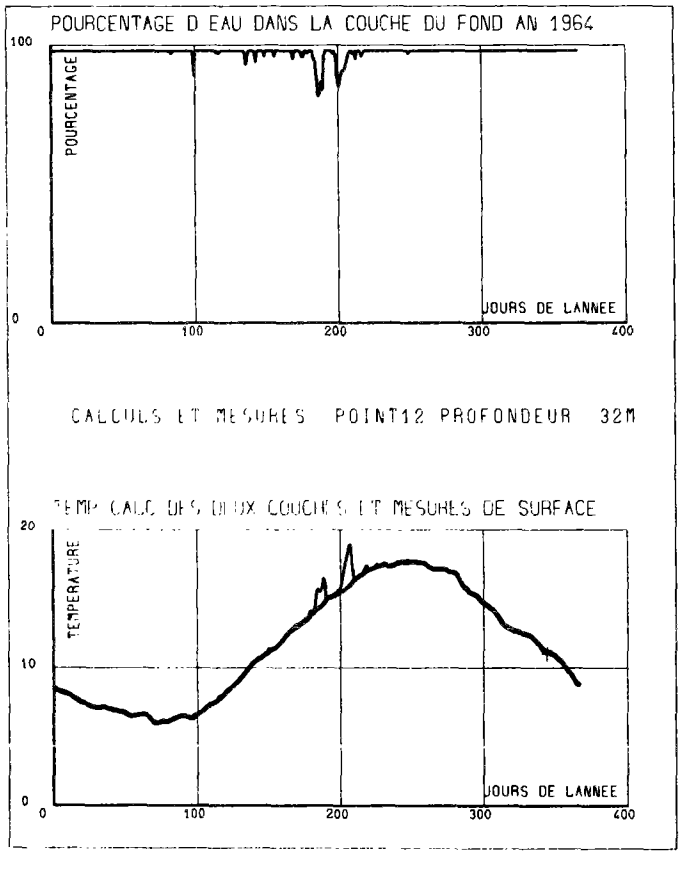
CALCULS ET MESURES AU POINT 12



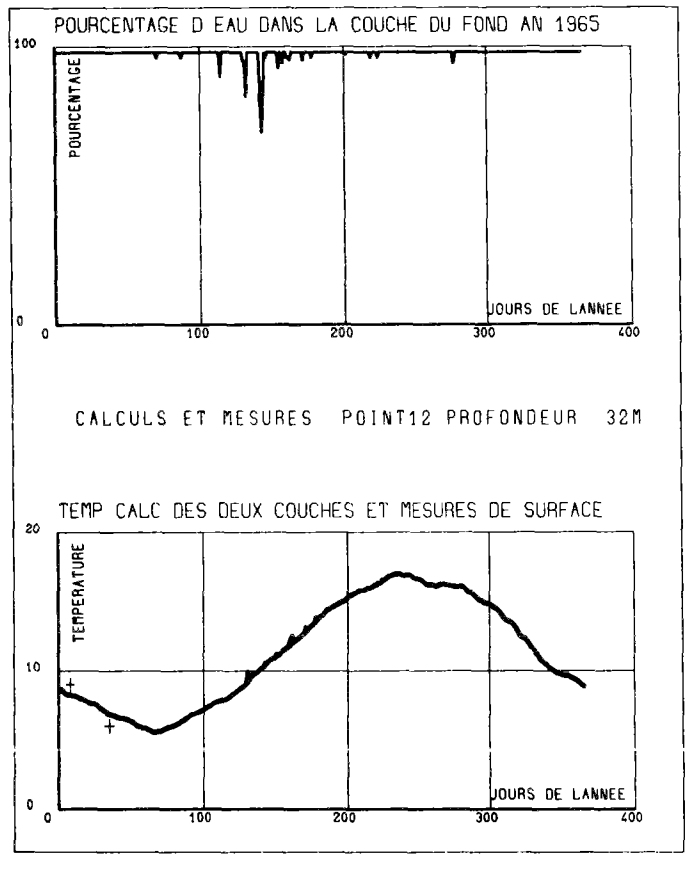
Année 1962



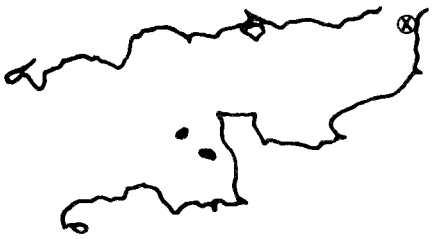
Année 1963



Année 1964

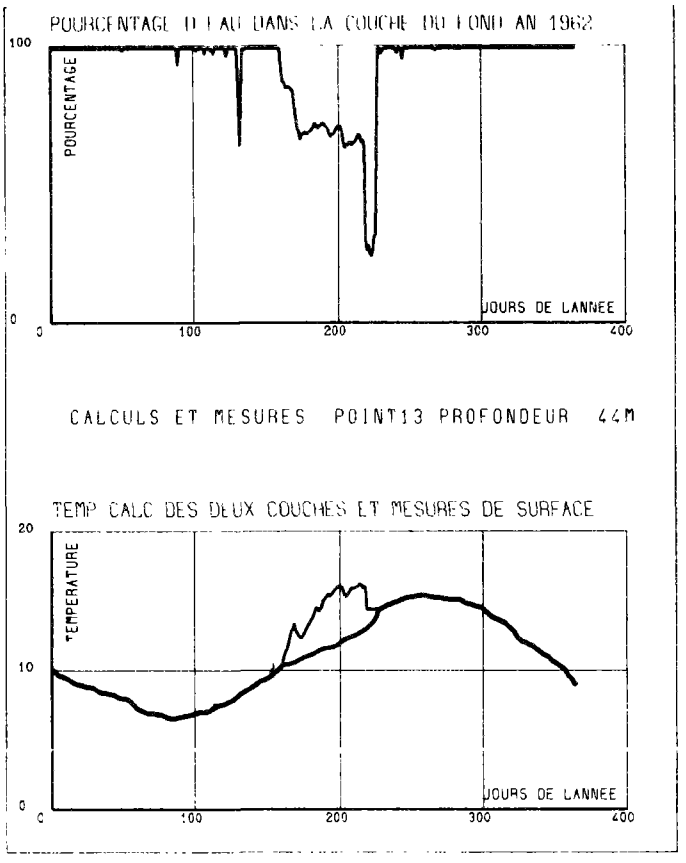


Année 1965

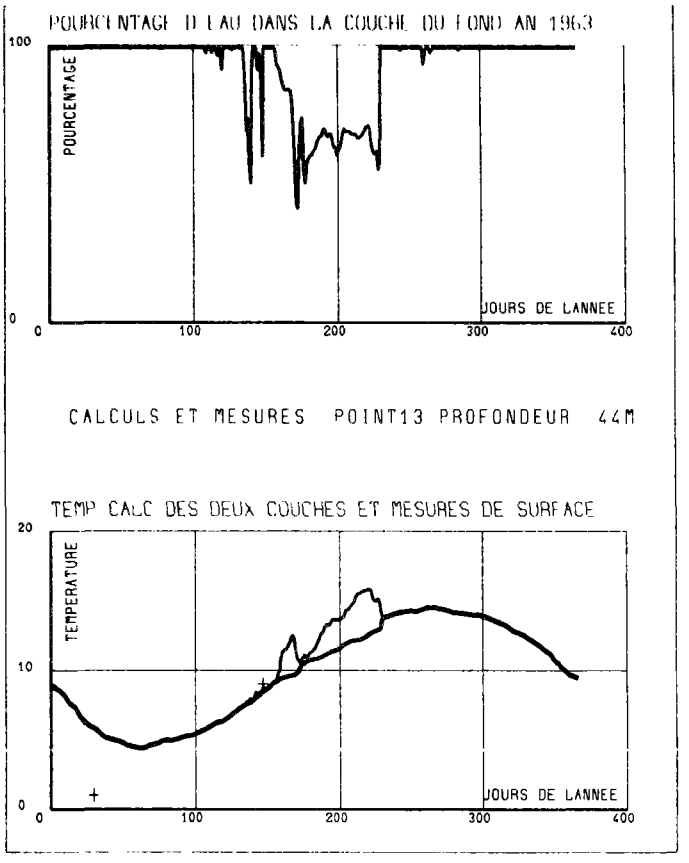


CALCULS ET MESURES AU POINT 13

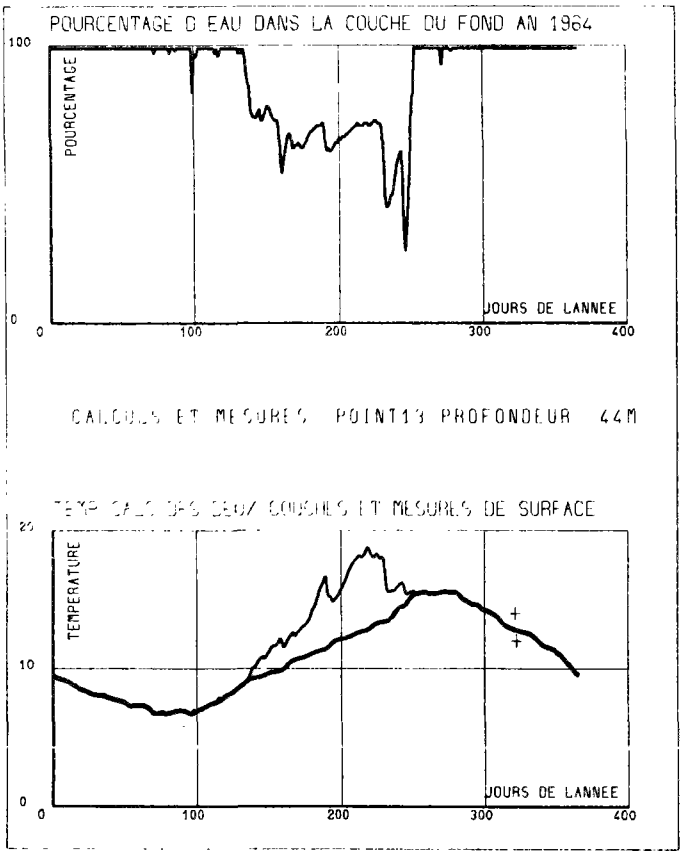
(Bateau - Feu)



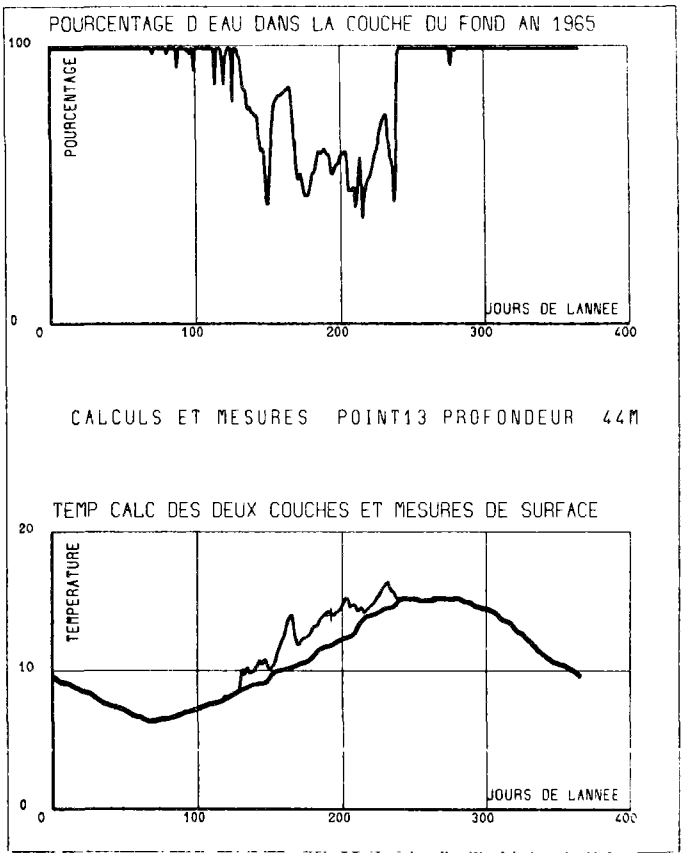
Année 1962



Année 1963



Année 1964

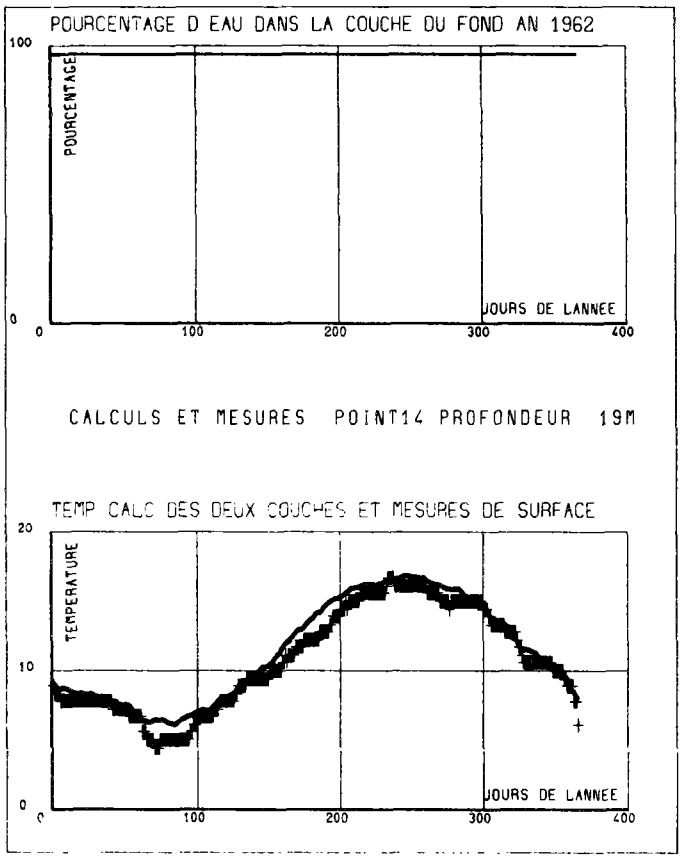


Année 1965

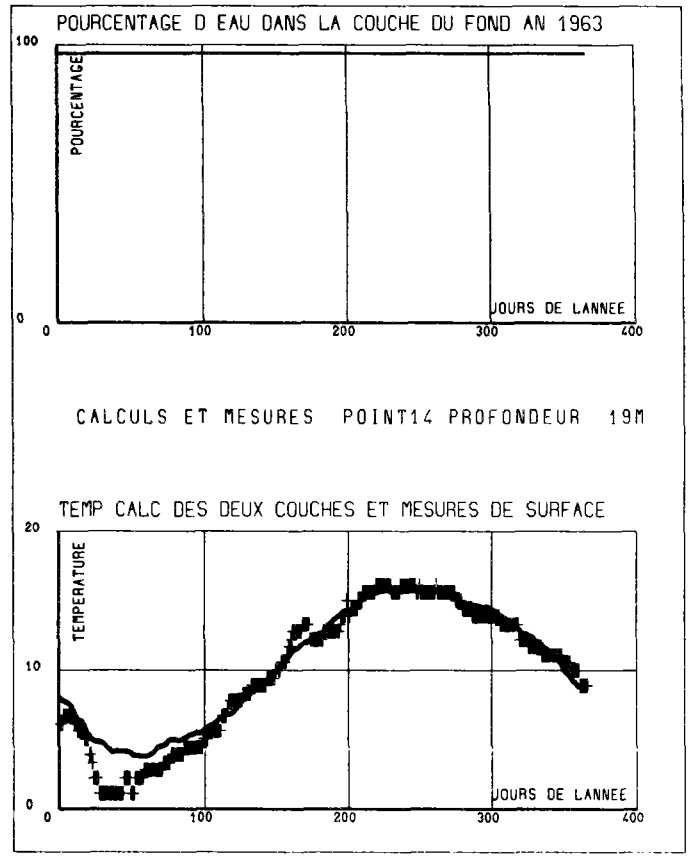


CALCULS ET MESURES AU POINT 14

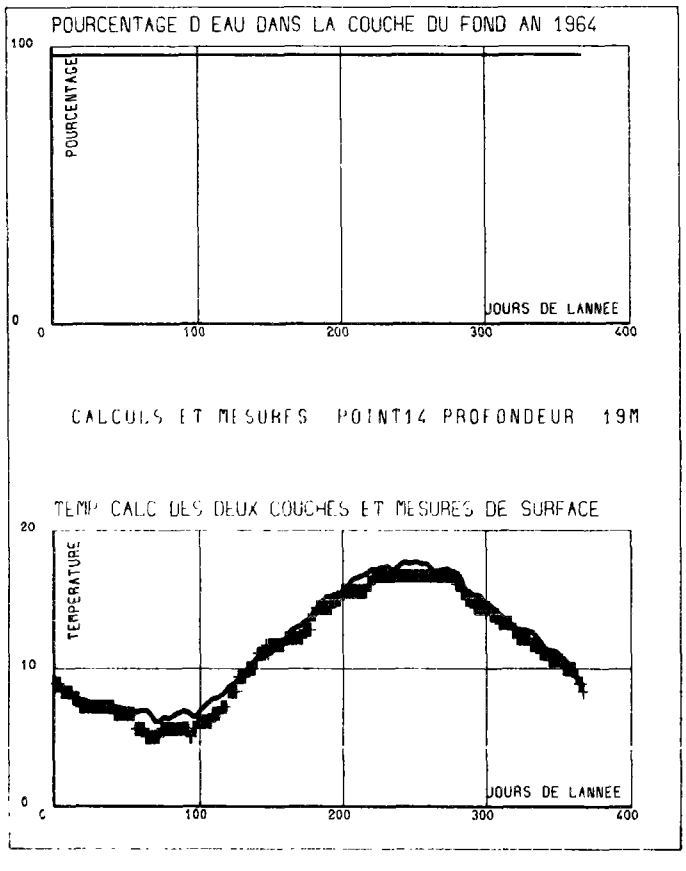
(Bateau - Feu)



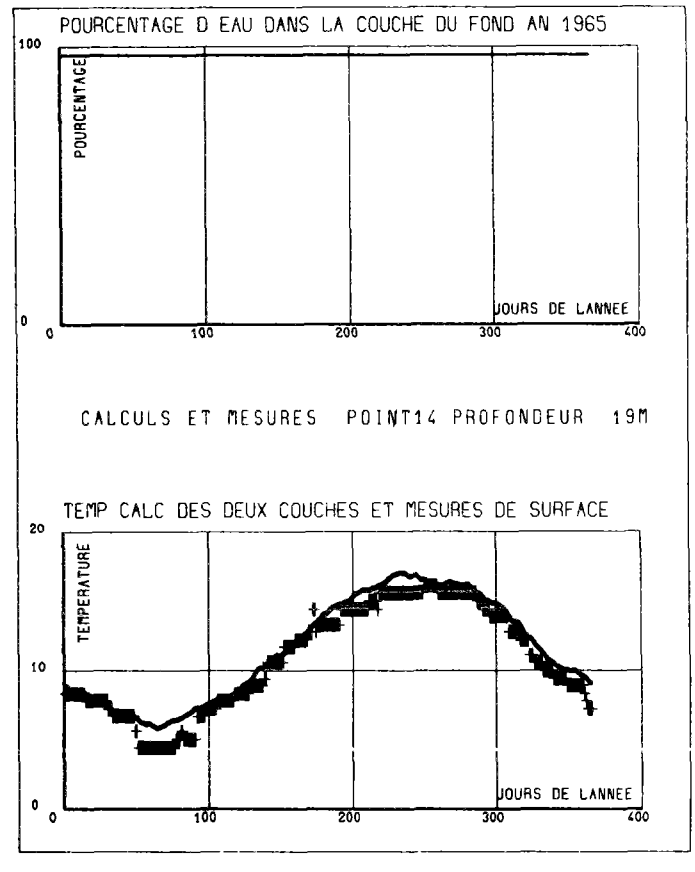
Année 1962



Année 1963



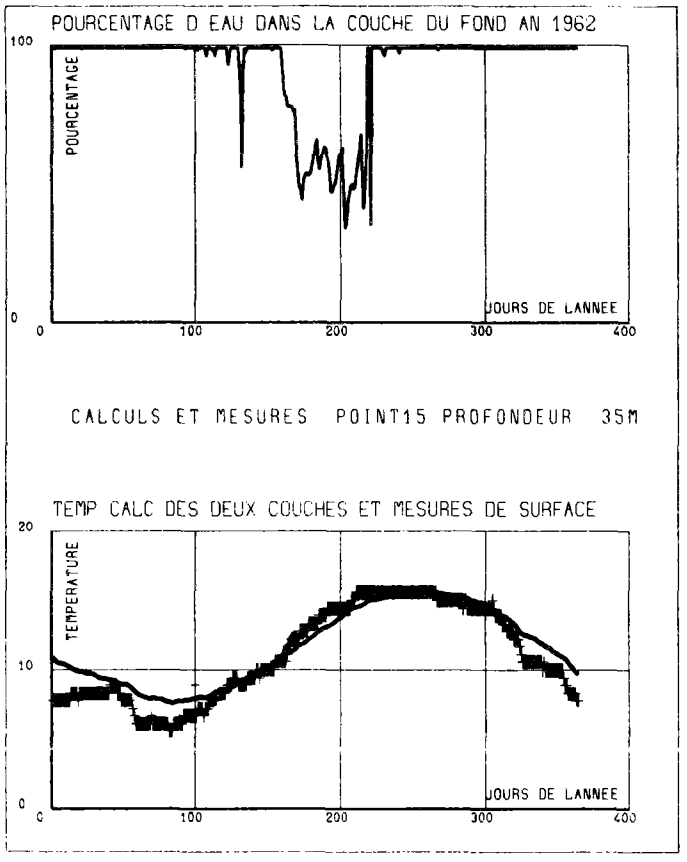
Année 1964



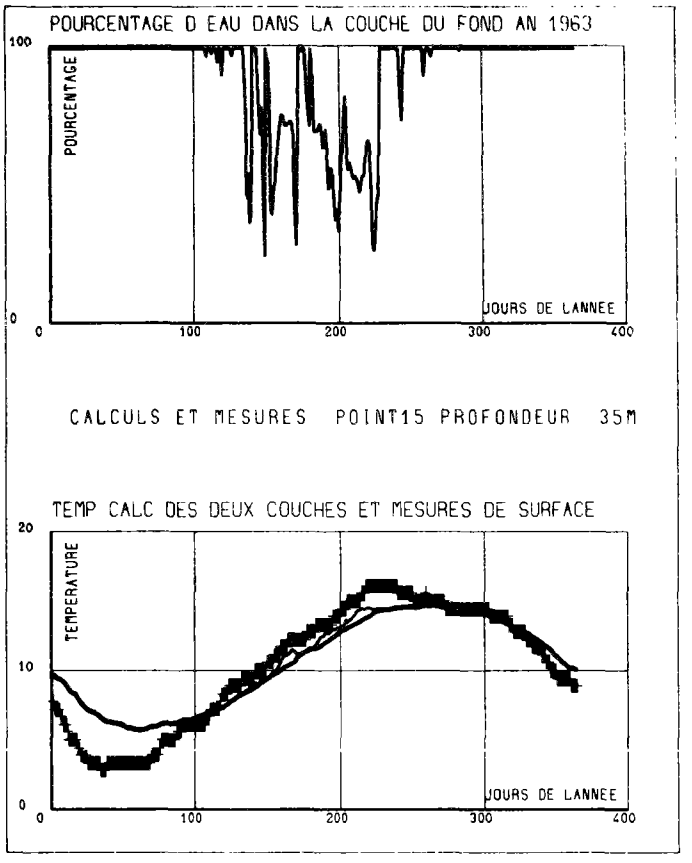
Année 1965



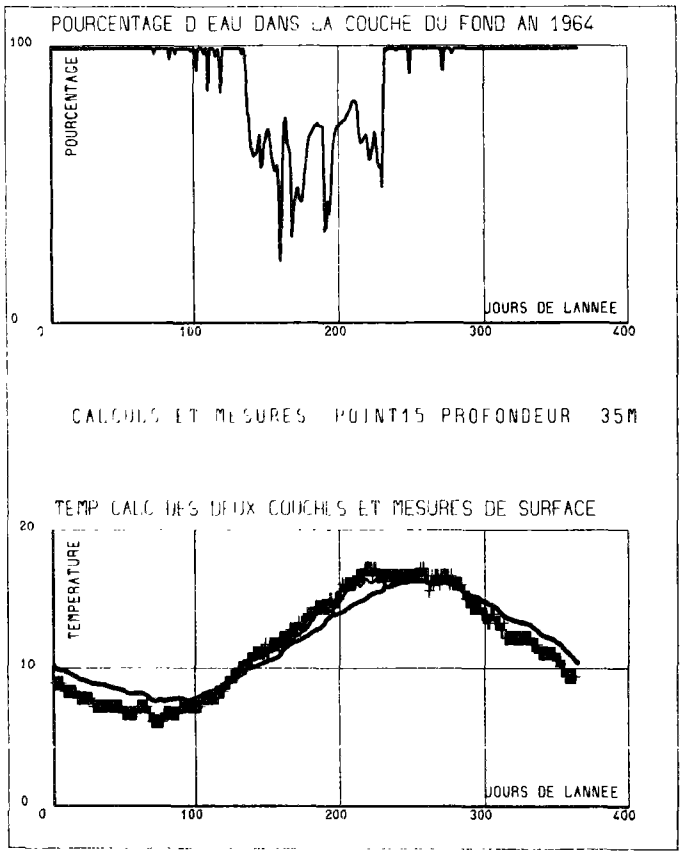
CALCULS ET MESURES AU POINT 15
(Bateau - Feu)



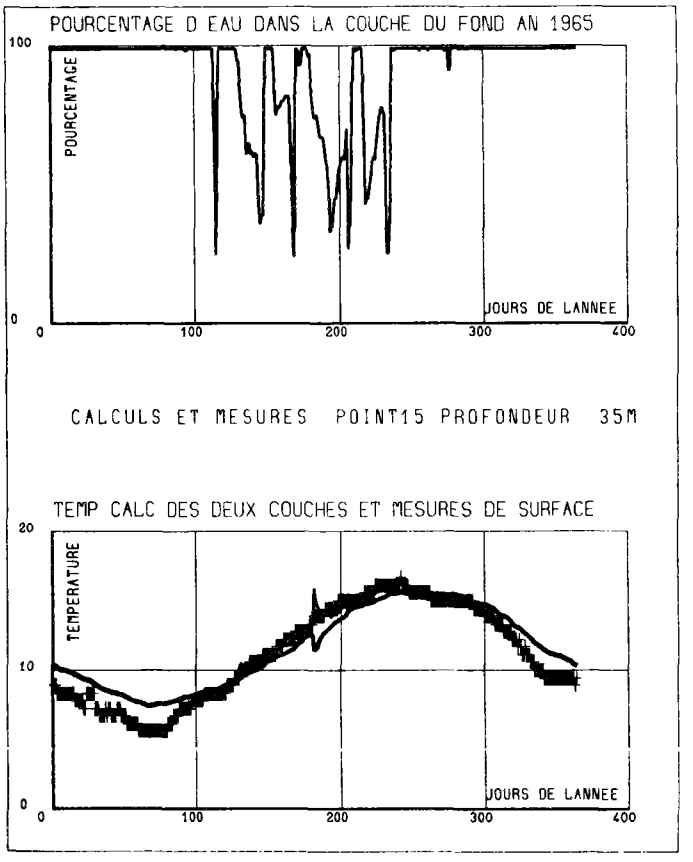
Année 1962



Année 1963



Année 1964

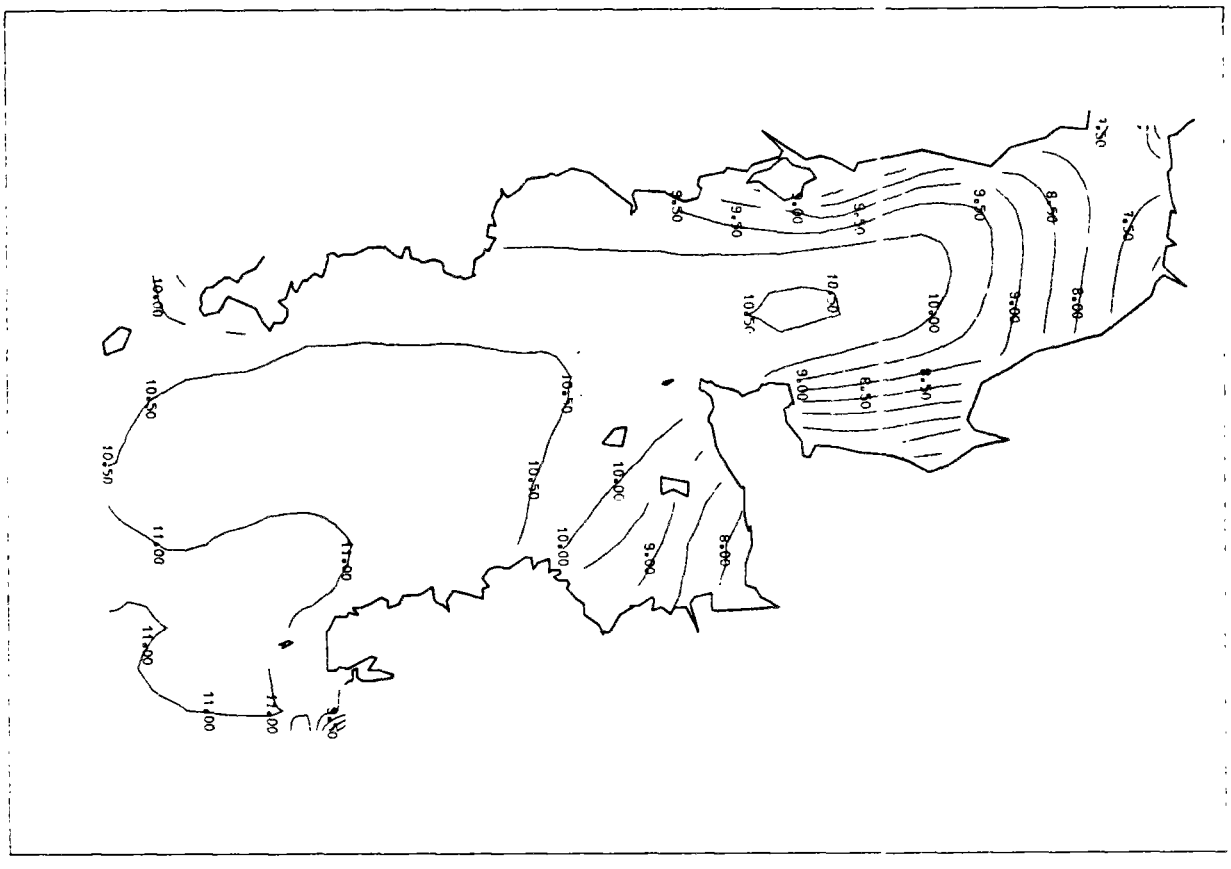


Année 1965

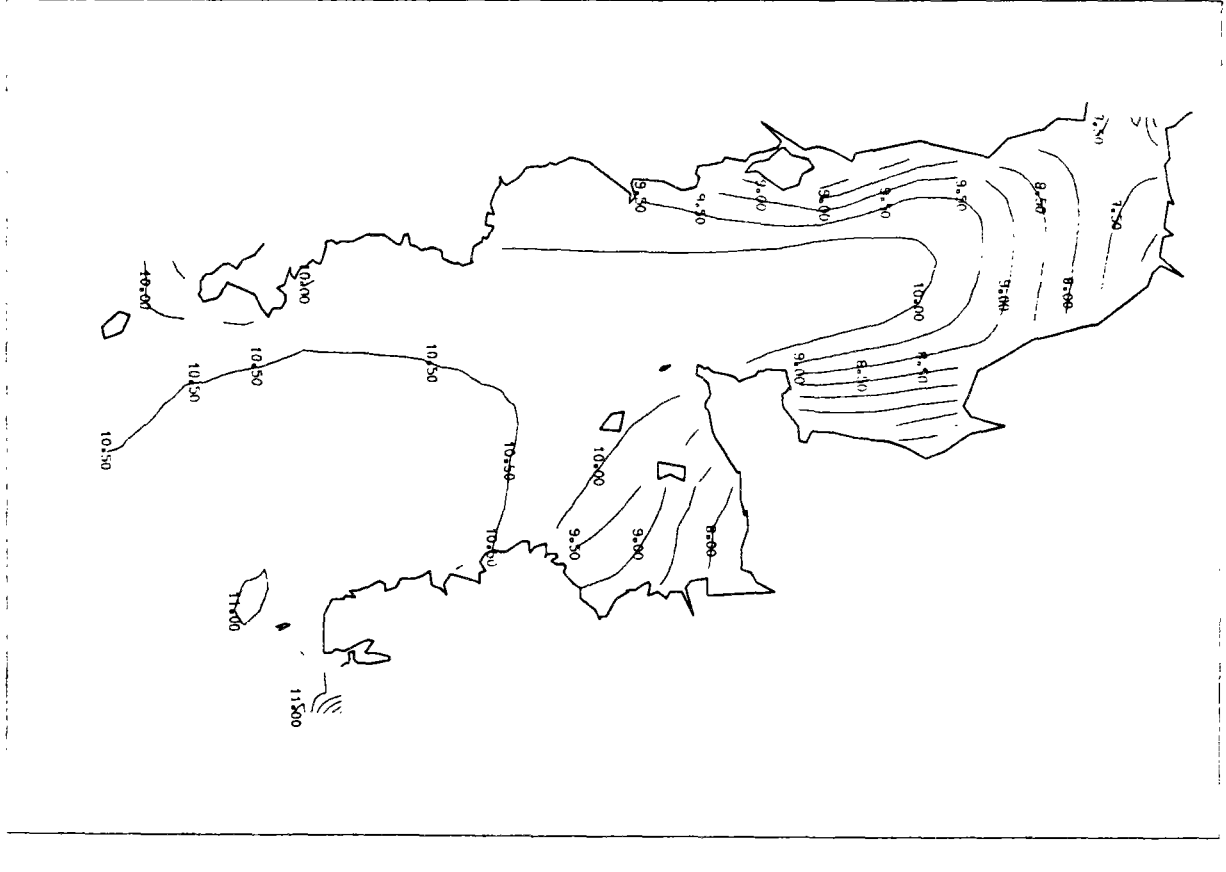
ANNEXE VII

ISOTHERMES MOYENNES MENSUELLES EN MANCHE
TEMPERATURES DE SURFACE ET DE FOND
PERIODE 1962-1979

JANVIER

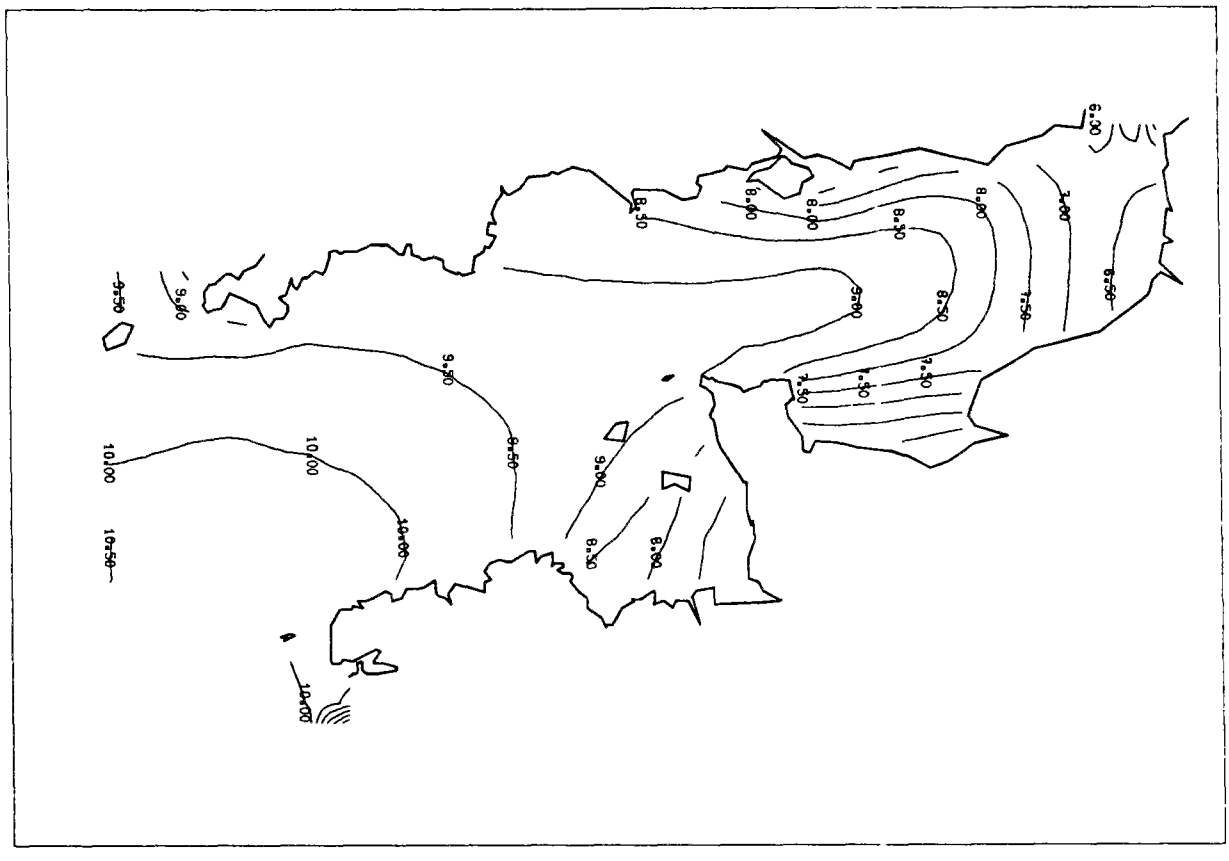


TEMPERATURE DE SURFACE

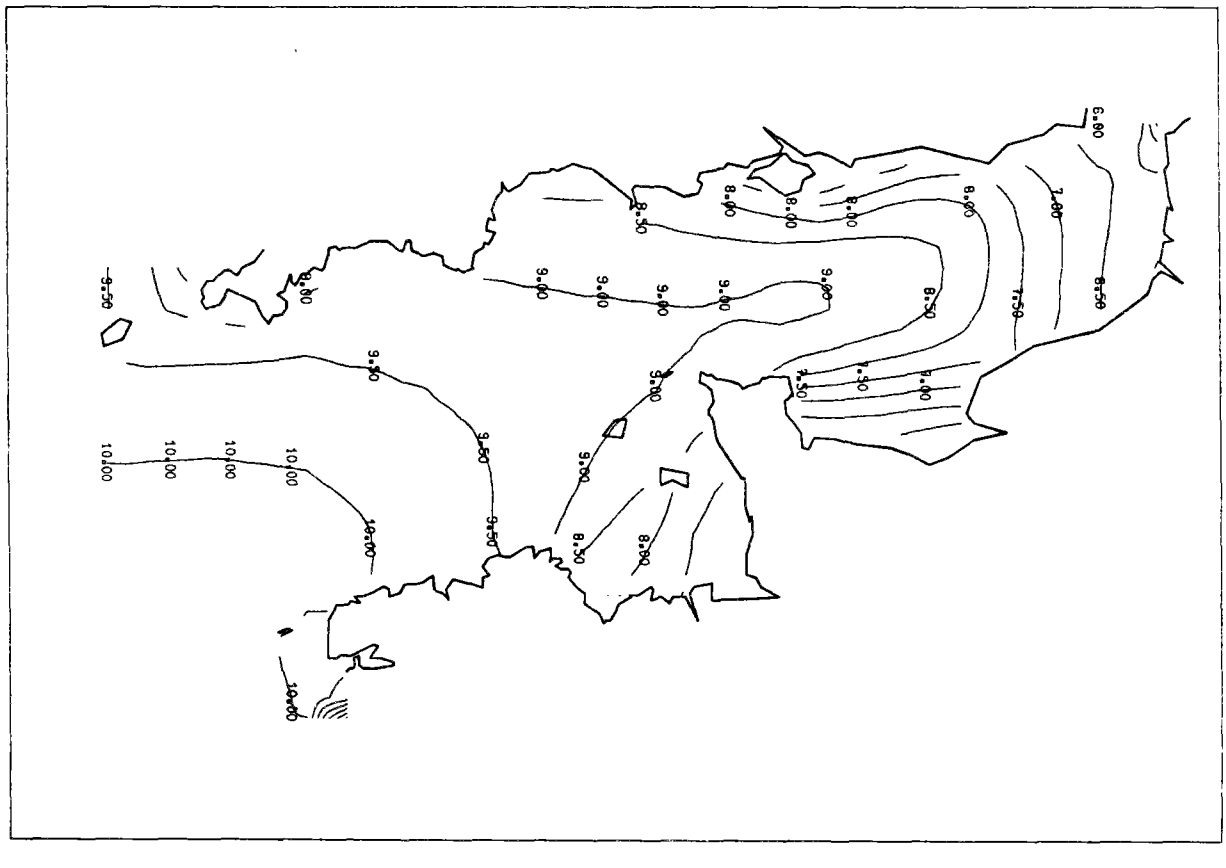


TEMPERATURE DE FOND

FEVRIER

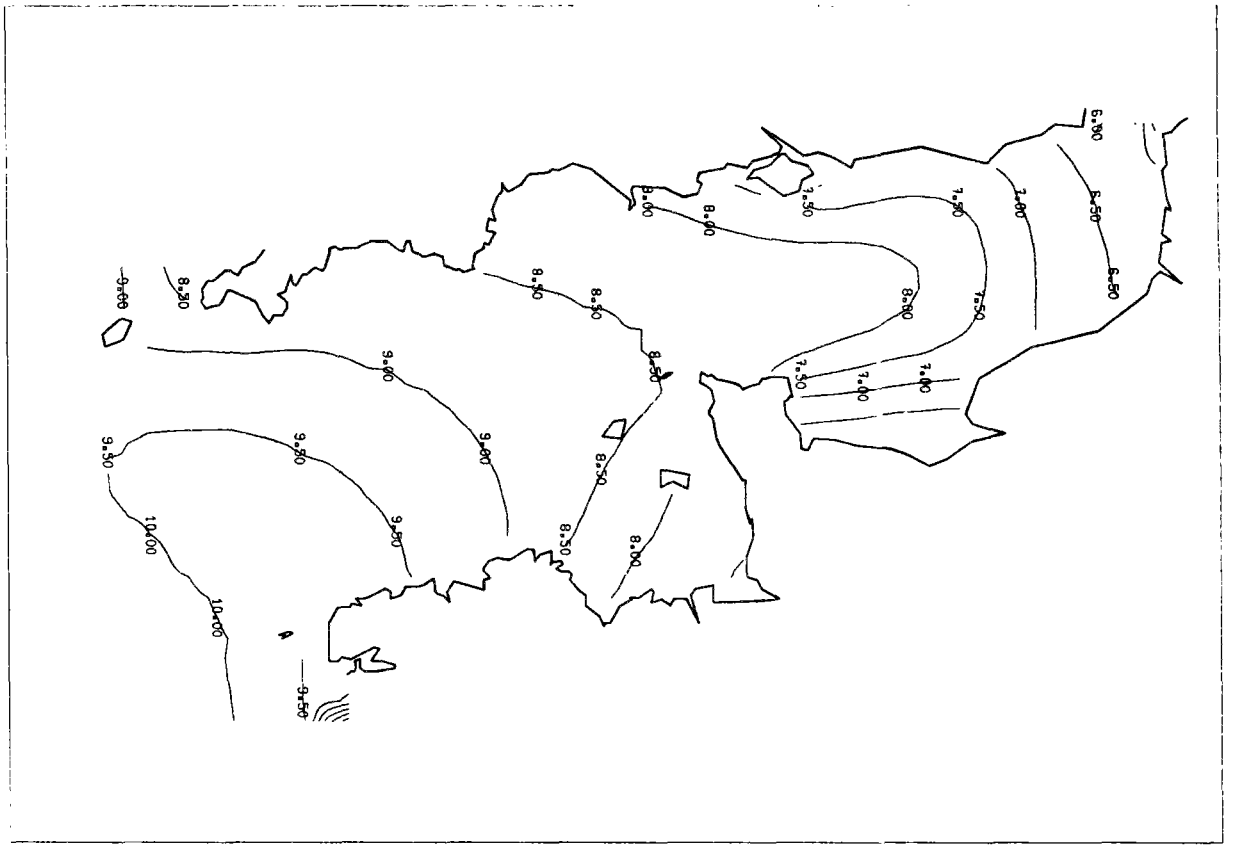


TEMPERATURE DE SURFACE

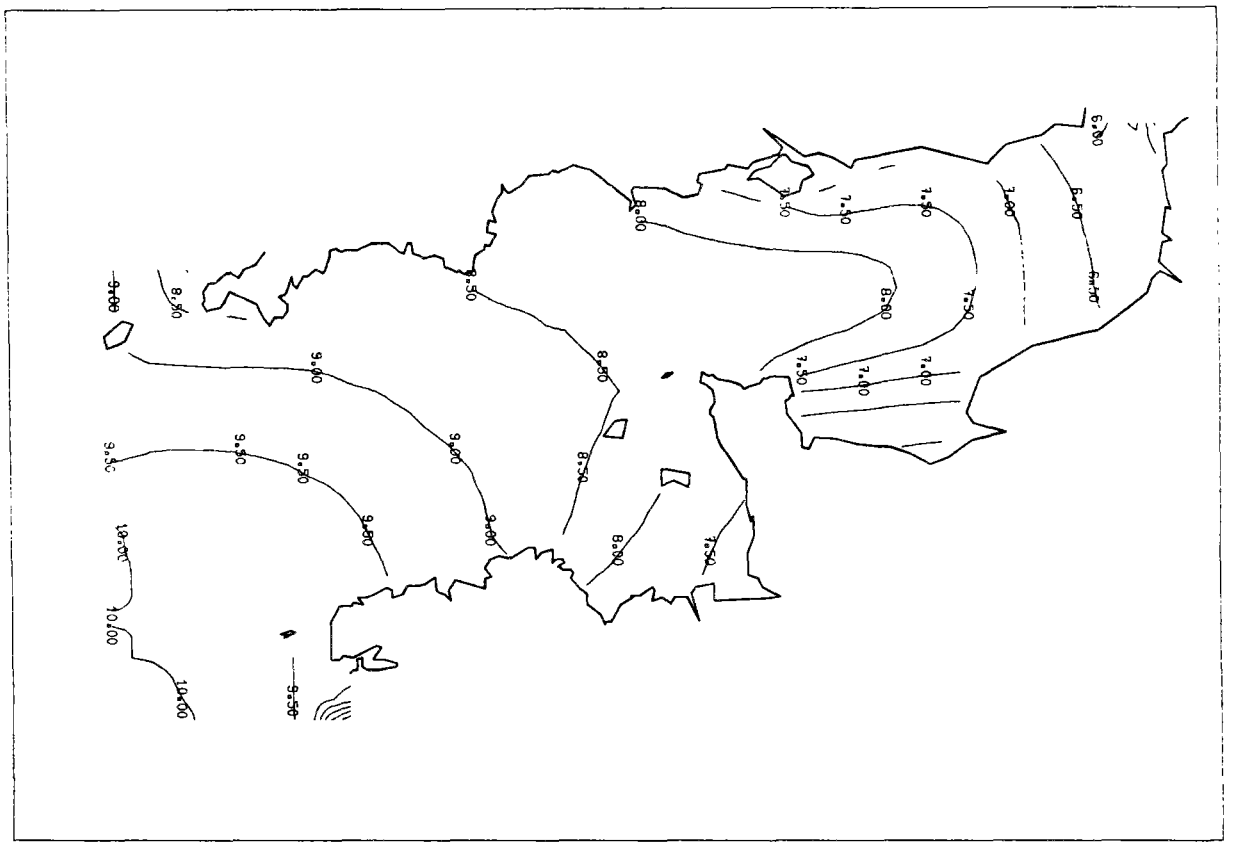


TEMPERATURE DE FOND

MARS

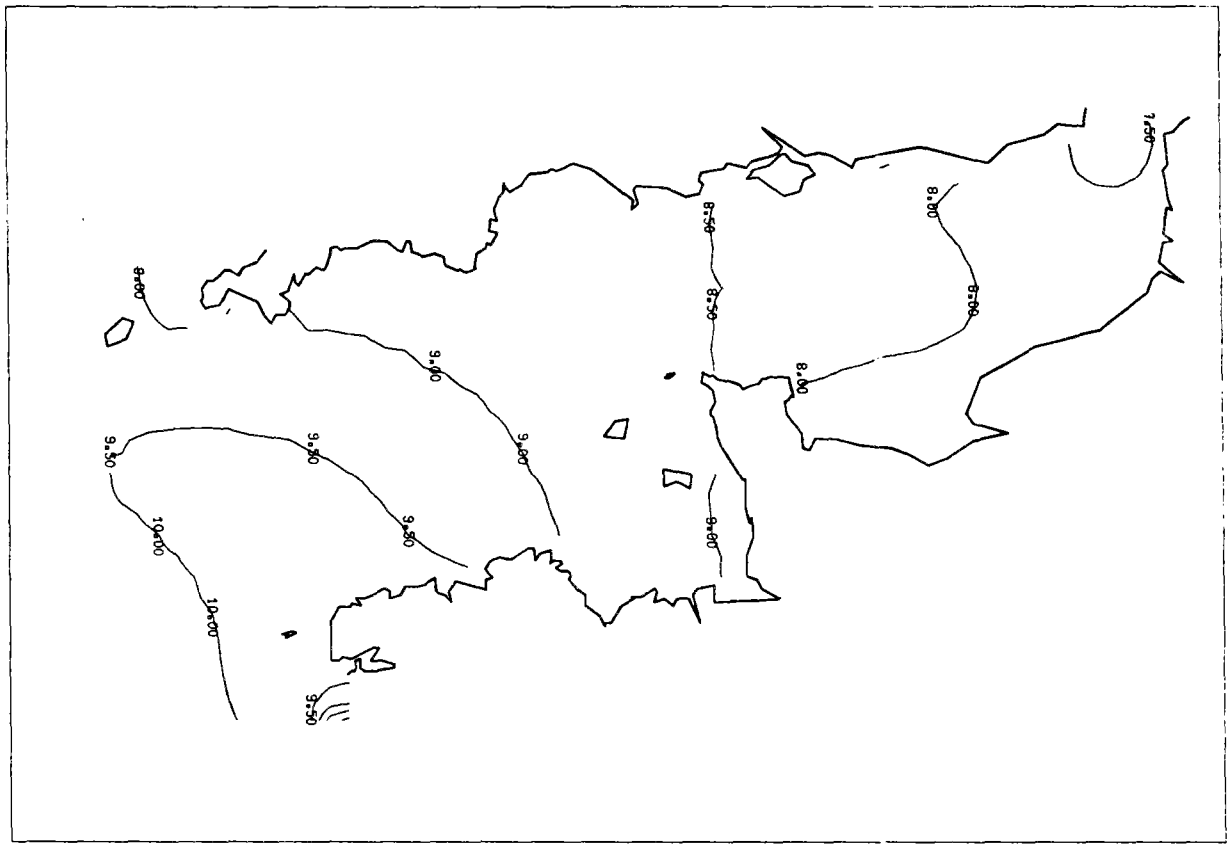


TEMPERATURE DE SURFACE

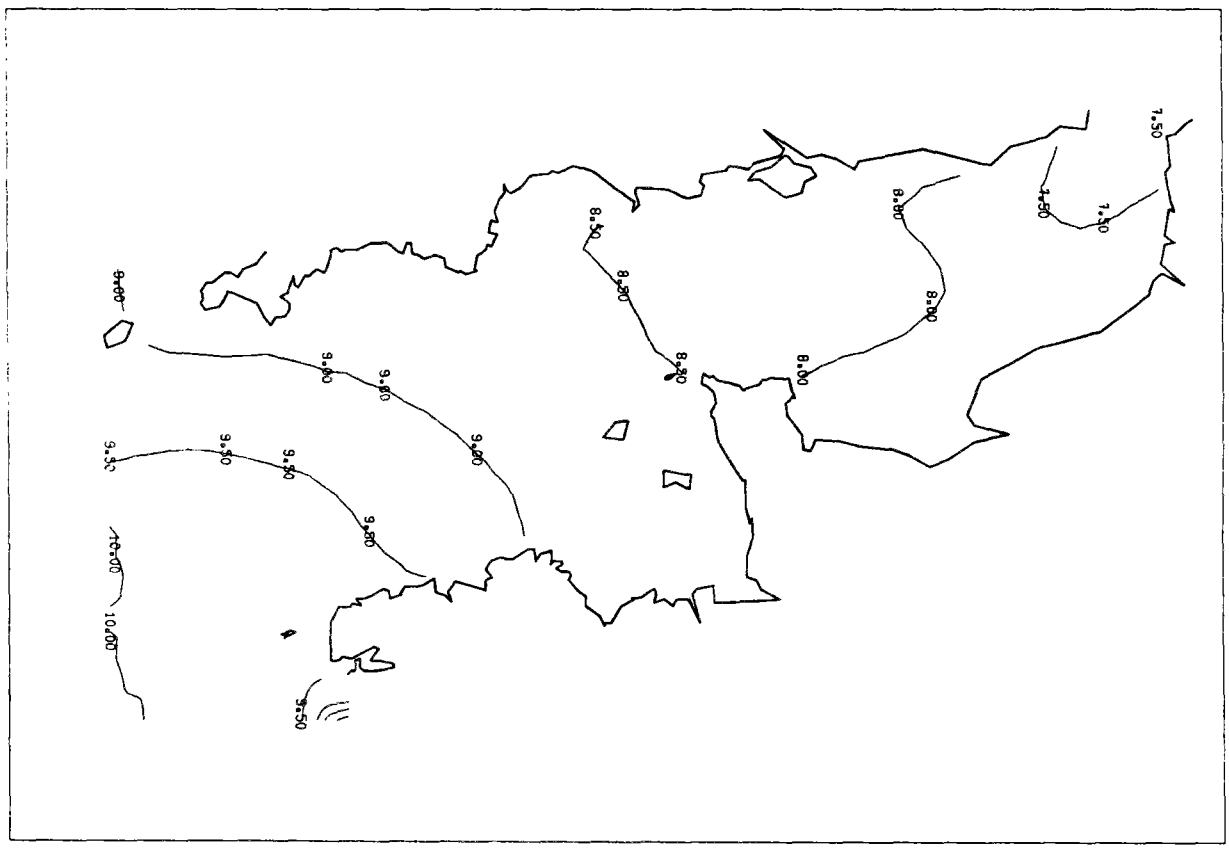


TEMPERATURE DE FOND

AVRIL

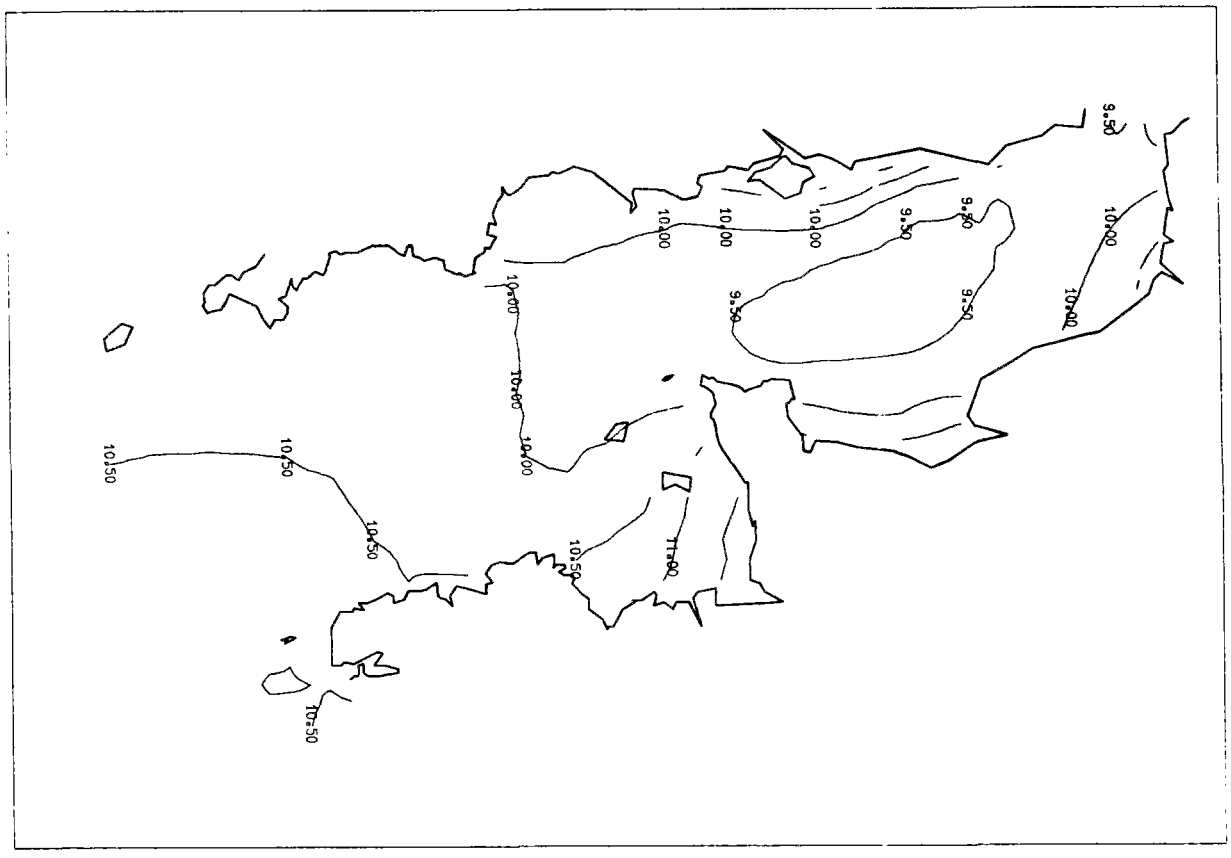


TEMPERATURE DE SURFACE

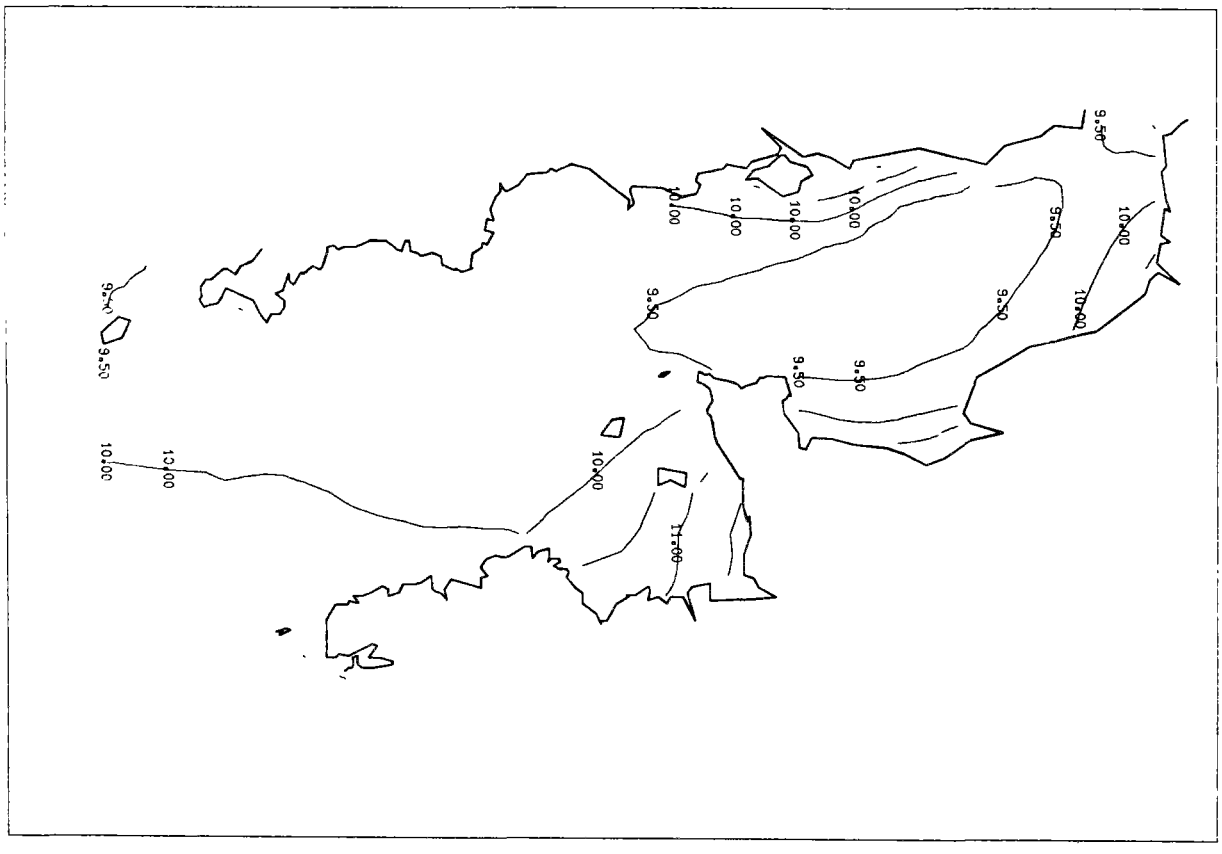


TEMPERATURE DE FOND

MAI

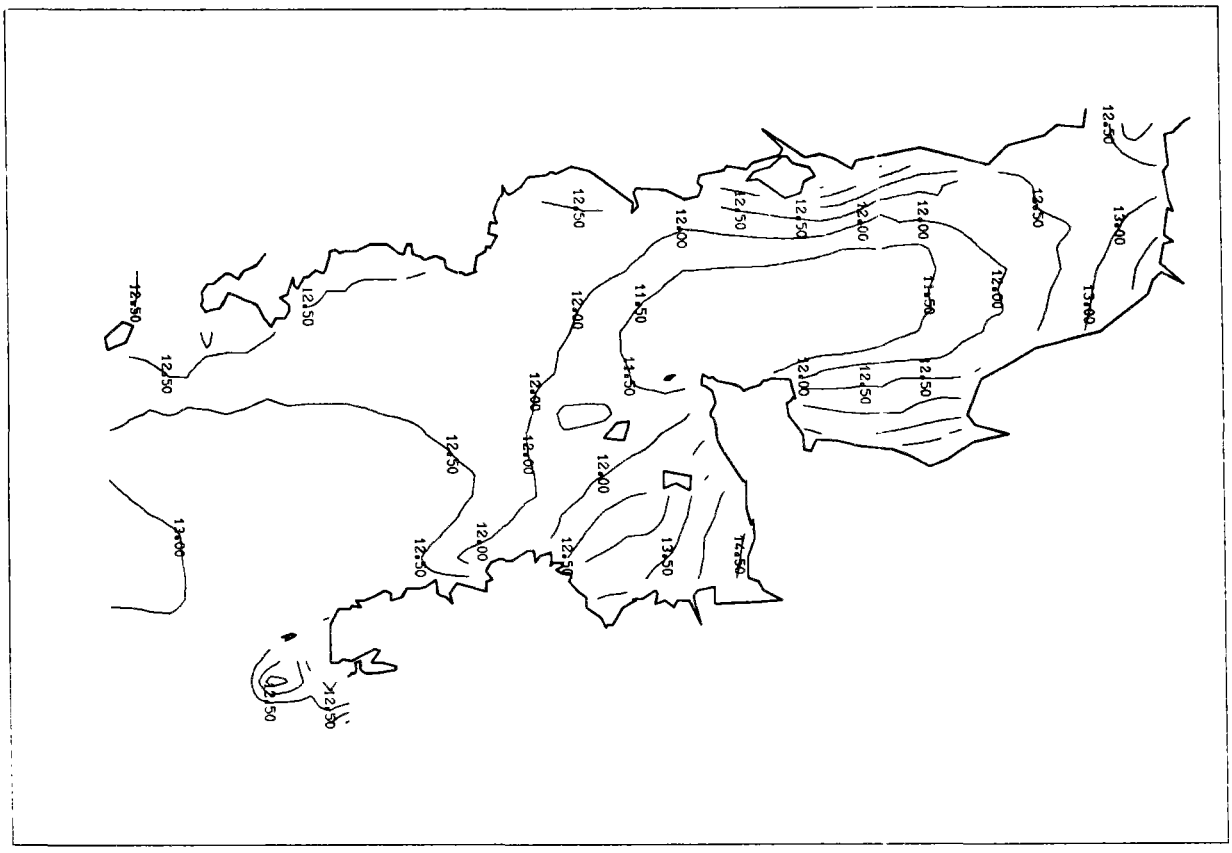


TEMPERATURE DE SURFACE

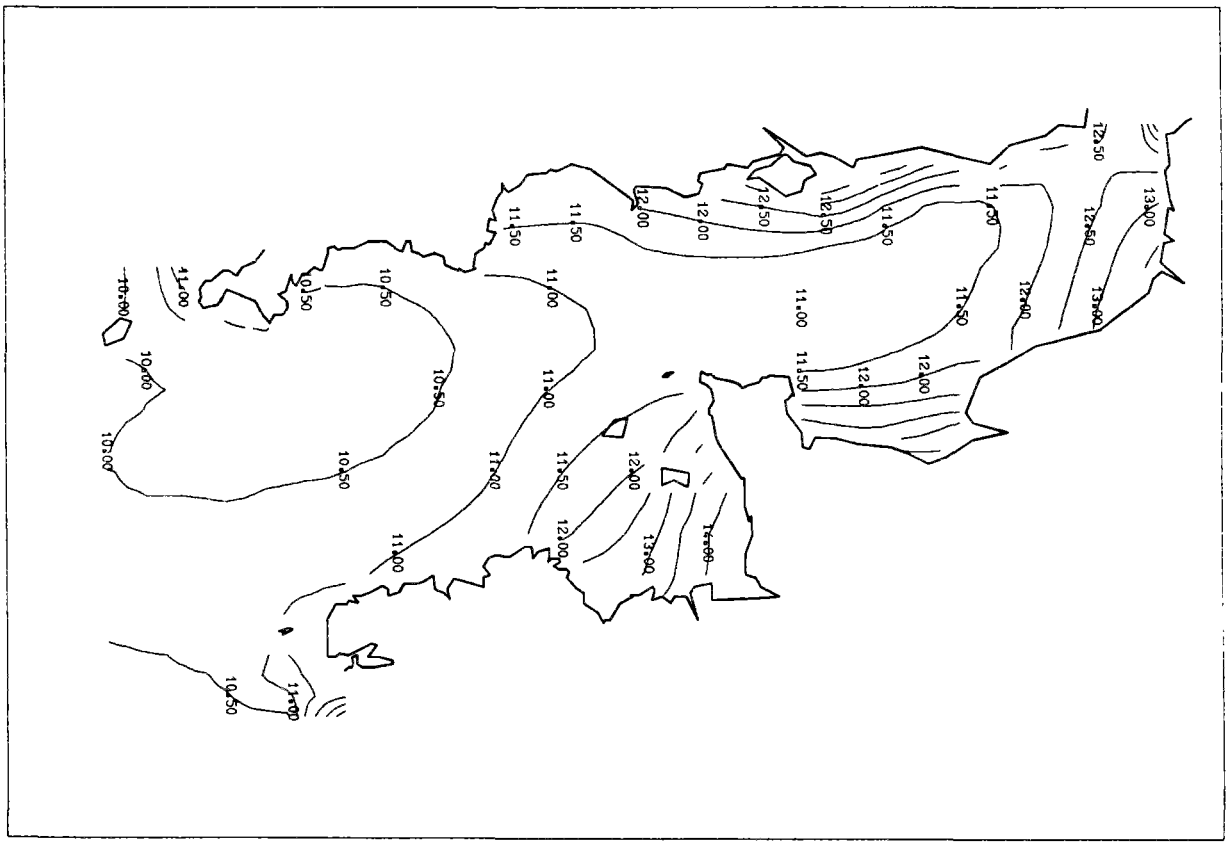


TEMPERATURE DE FOND

JUIN

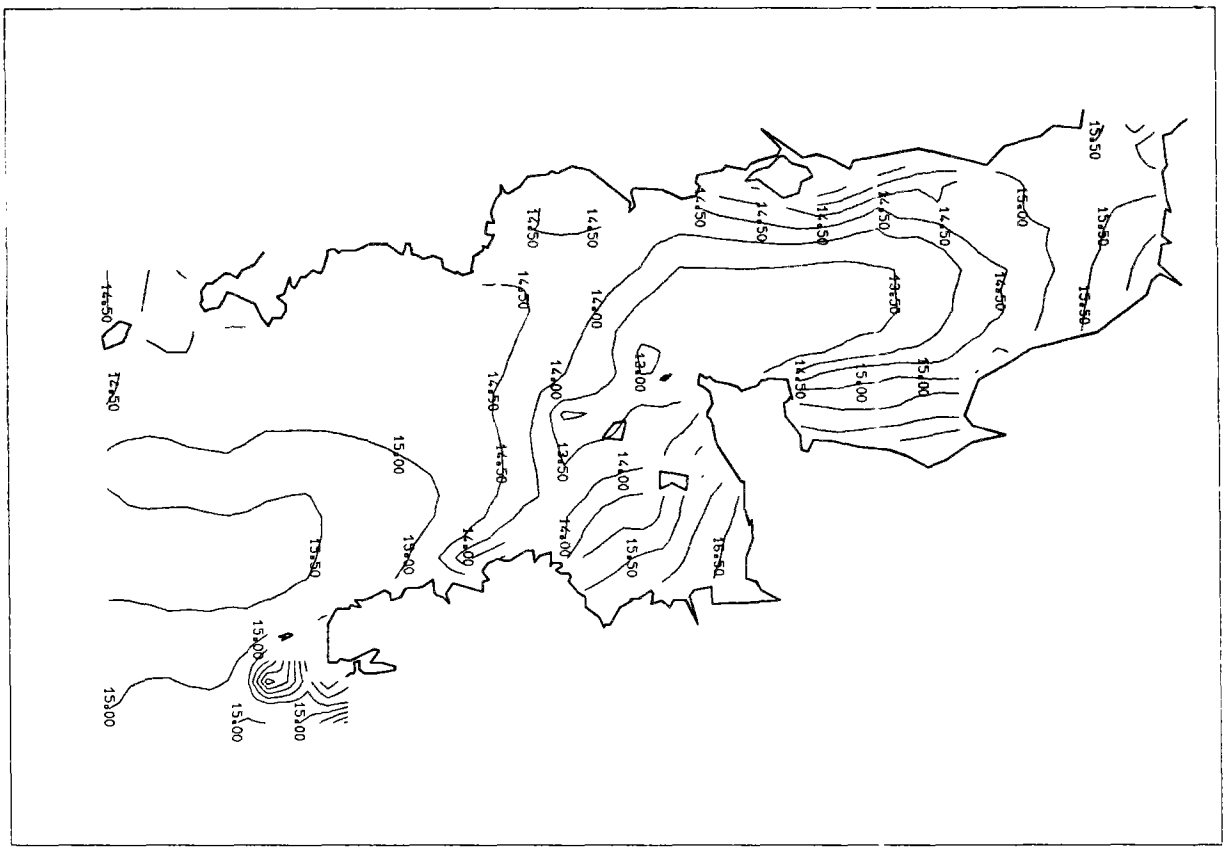


TEMPERATURE DE SURFACE

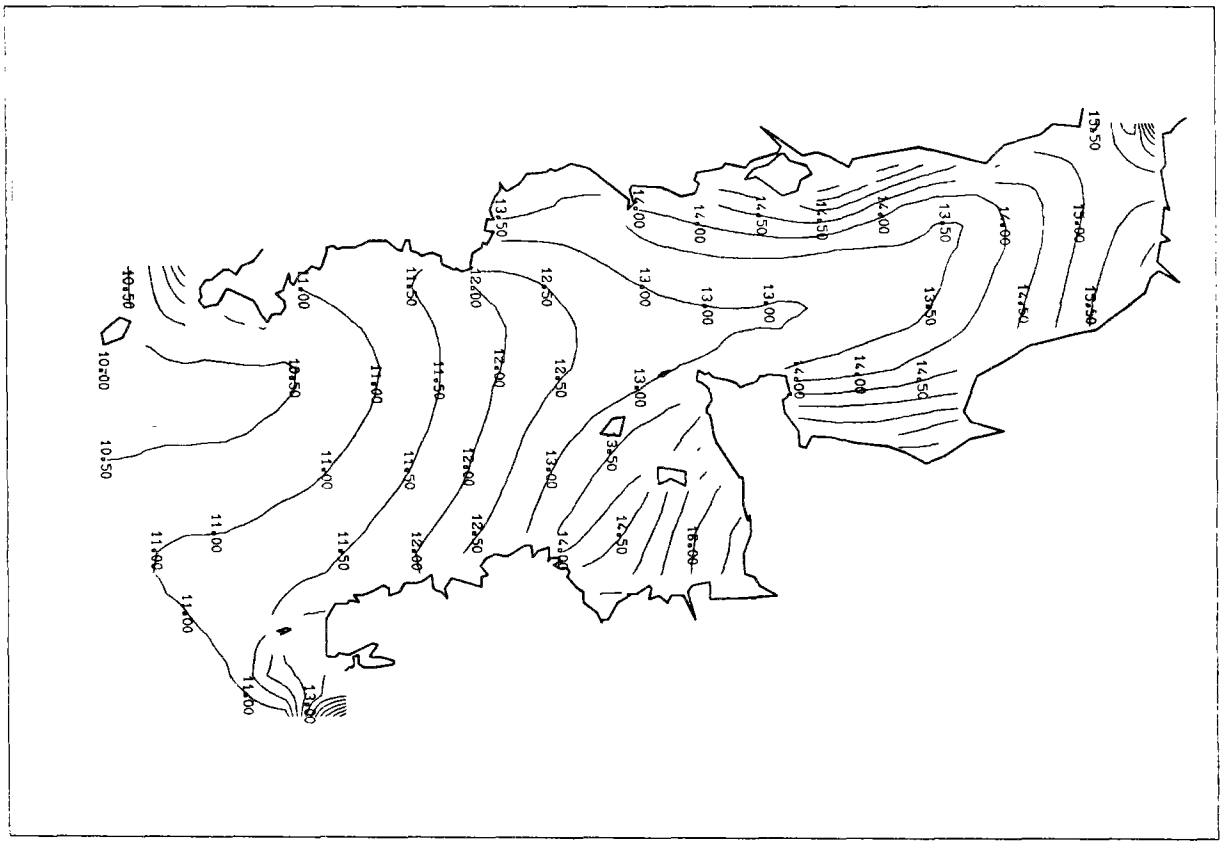


TEMPERATURE DE FOND

JUILLET

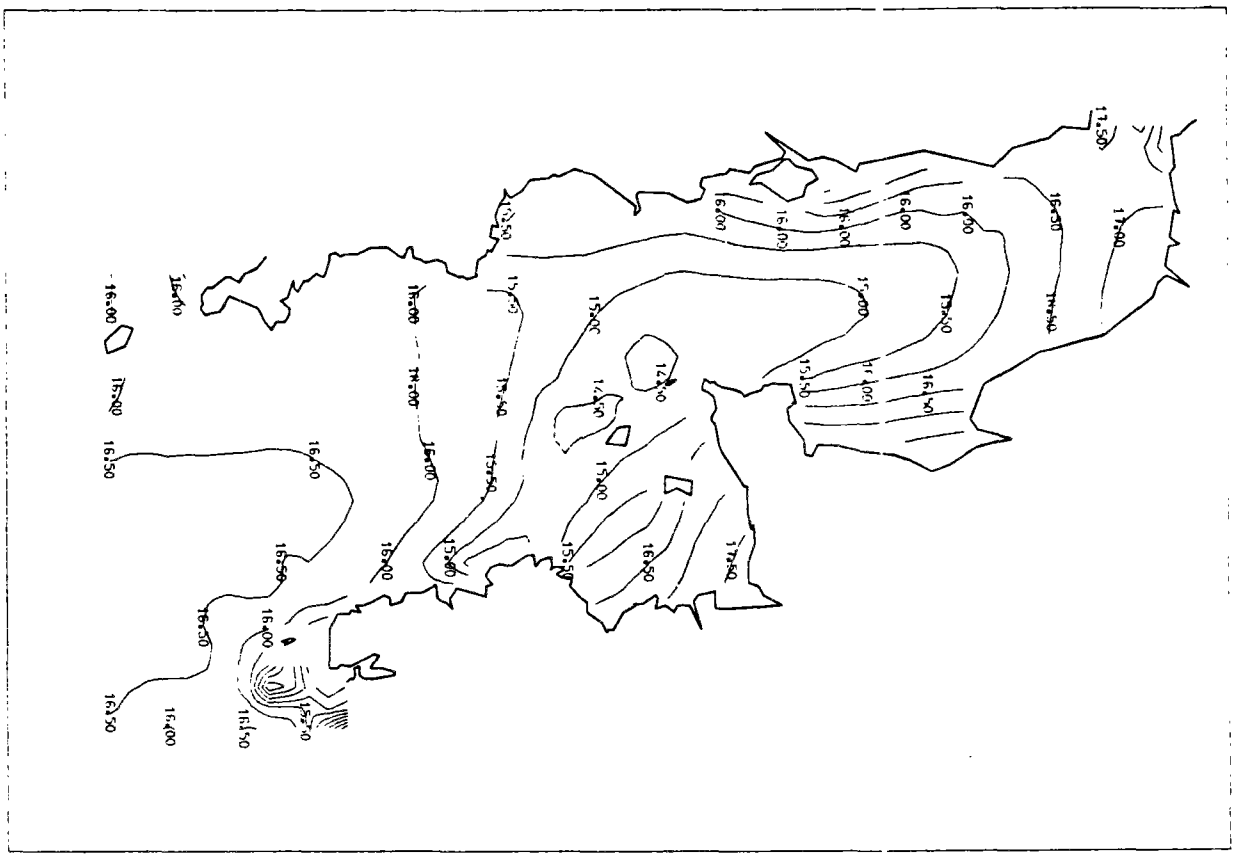


TEMPERATURE DE SURFACE

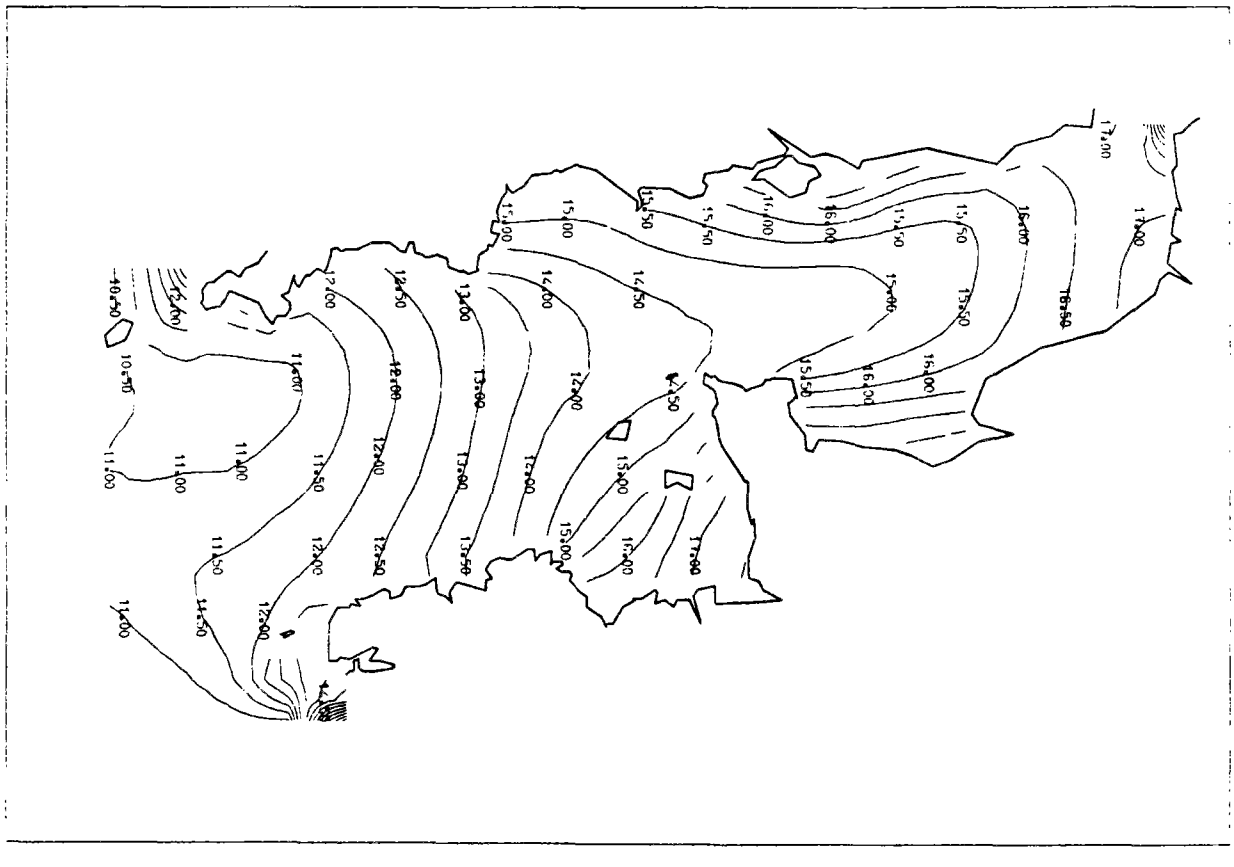


TEMPERATURE DE FOND

AOUT

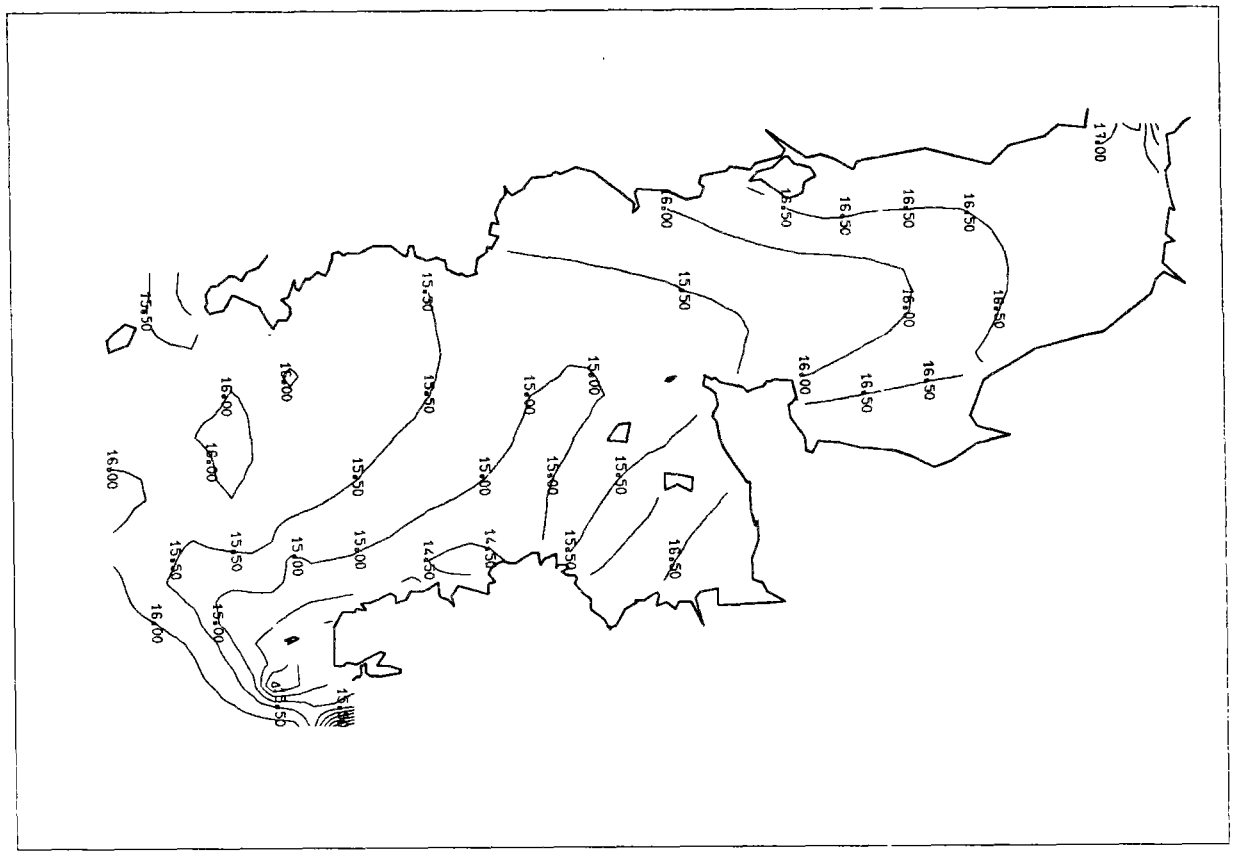


TEMPERATURE DE SURFACE

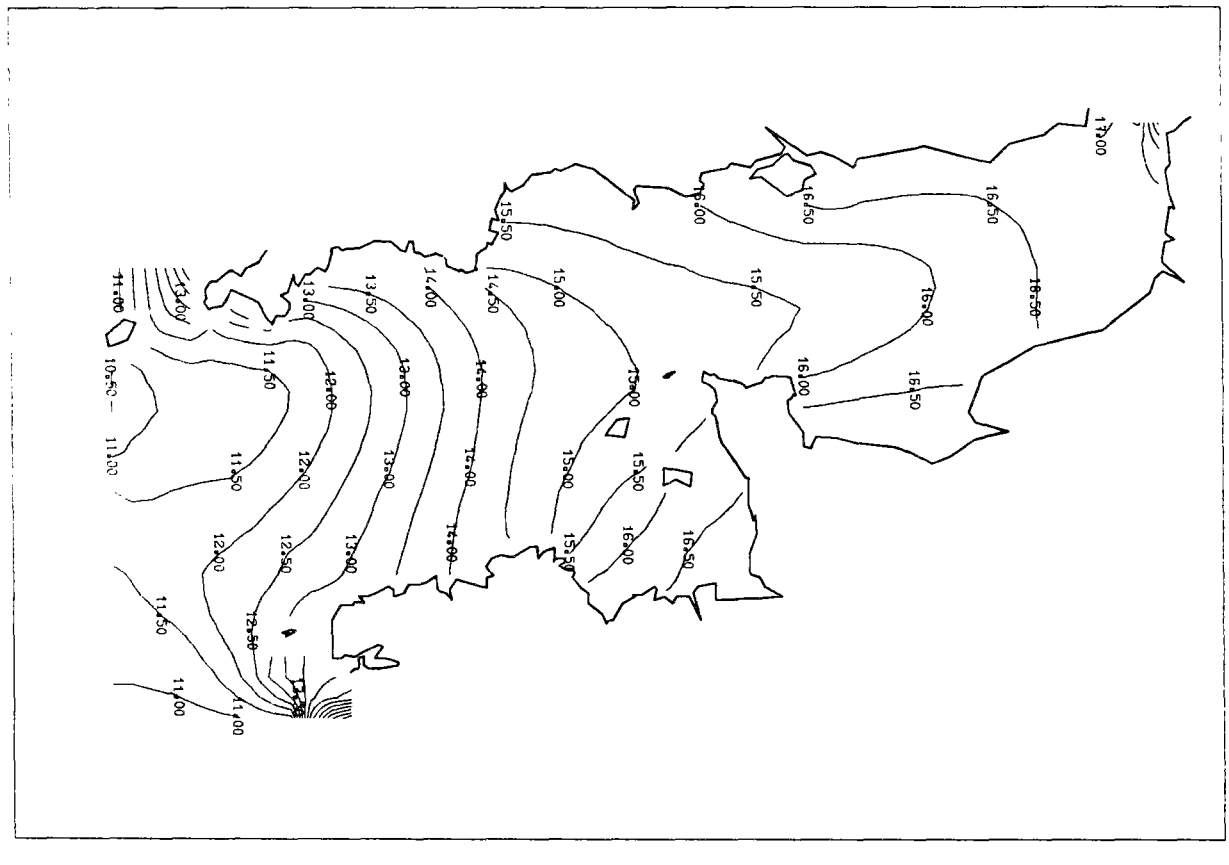


TEMPERATURE DE FOND

SEPTEMBRE

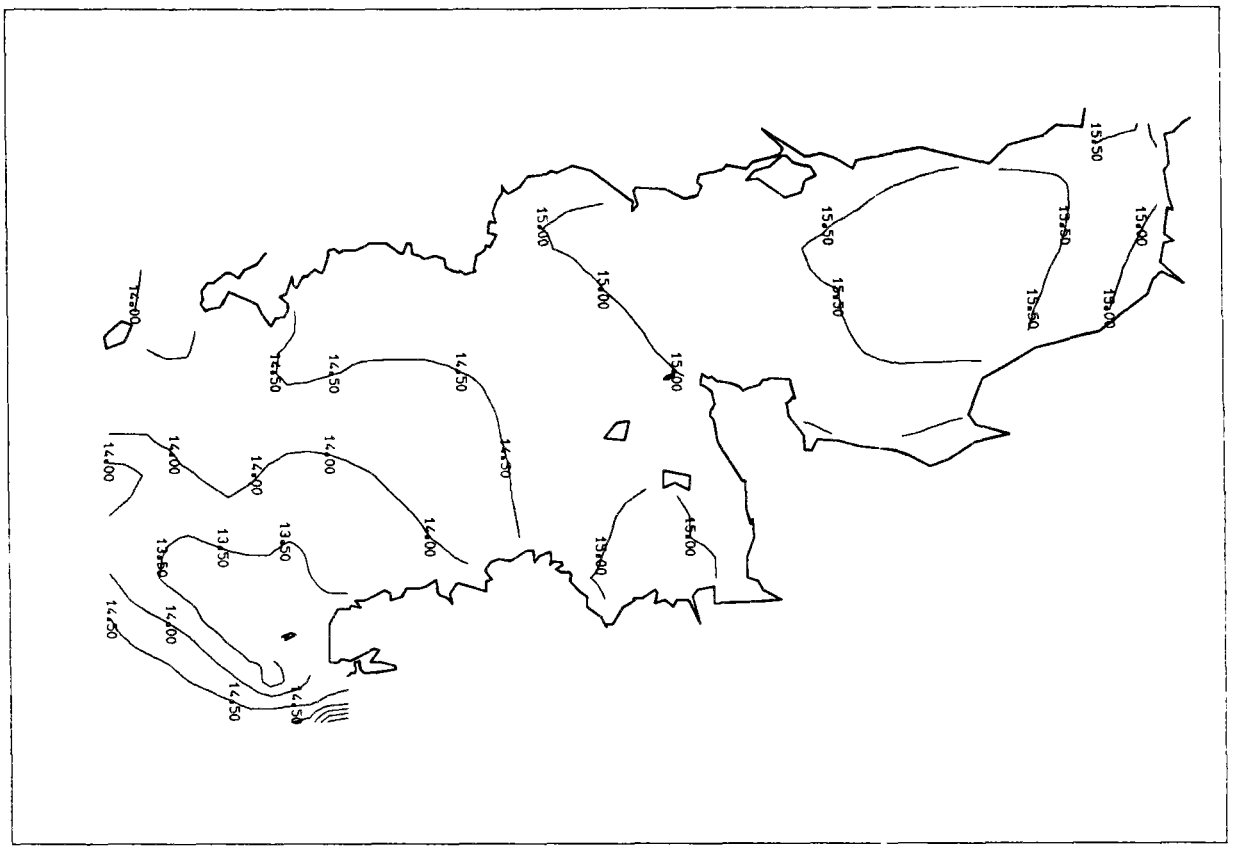


TEMPERATURE DE SURFACE

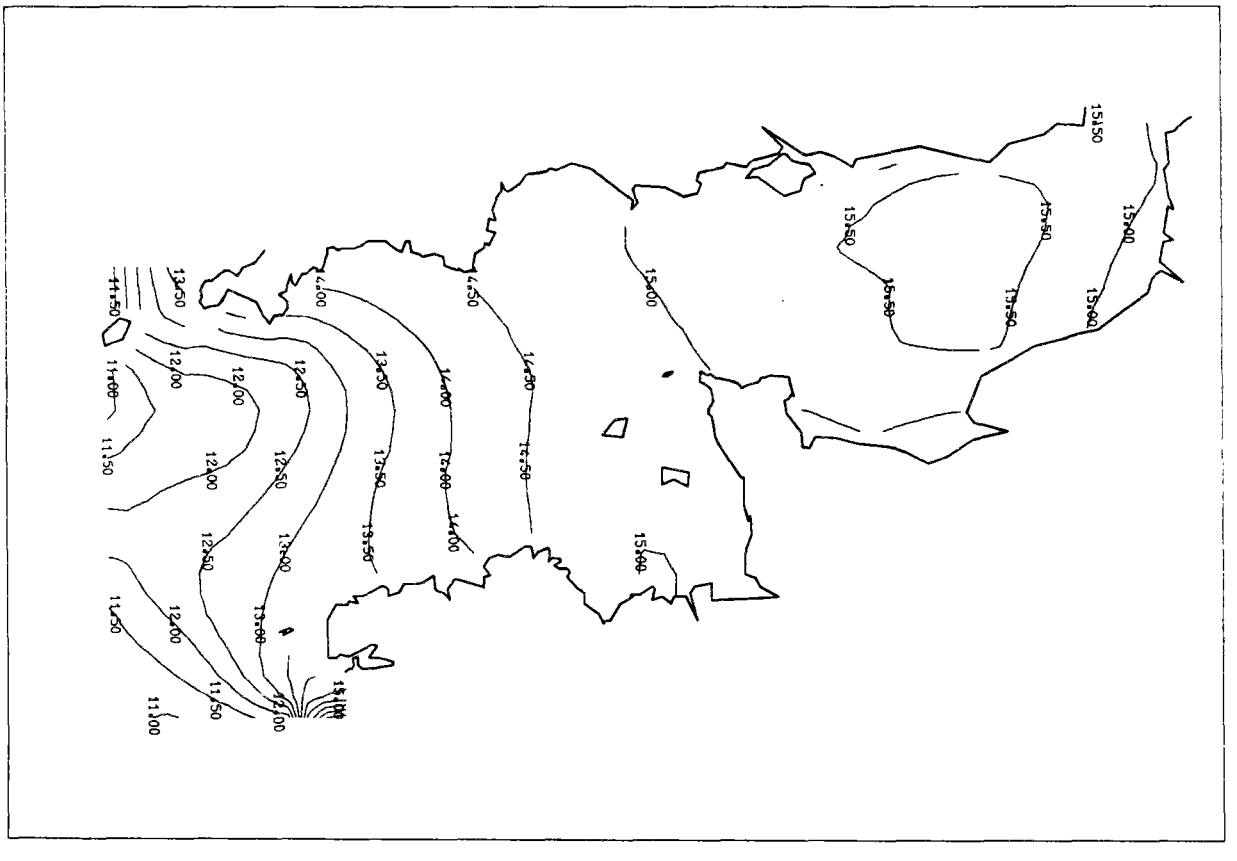


TEMPERATURE DE FOND

OCTOBRE

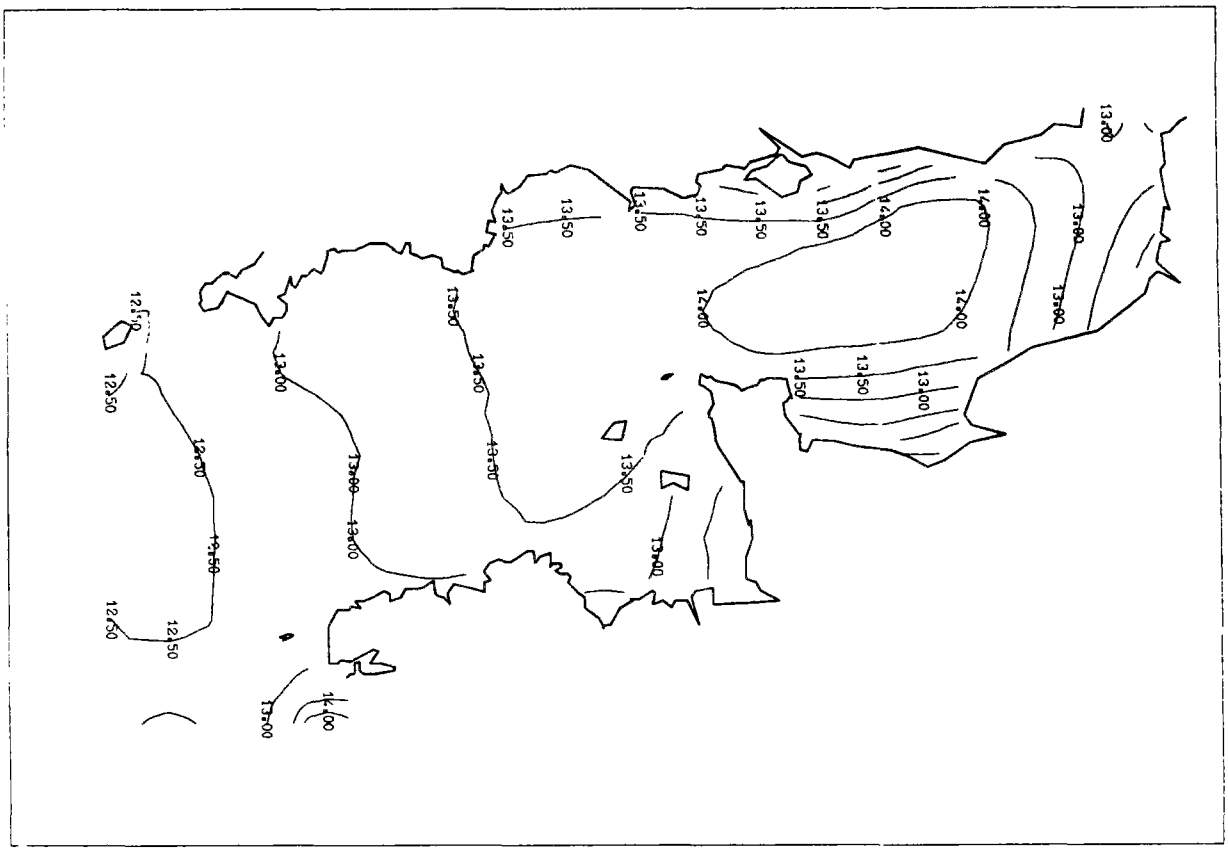


TEMPERATURE DE SURFACE

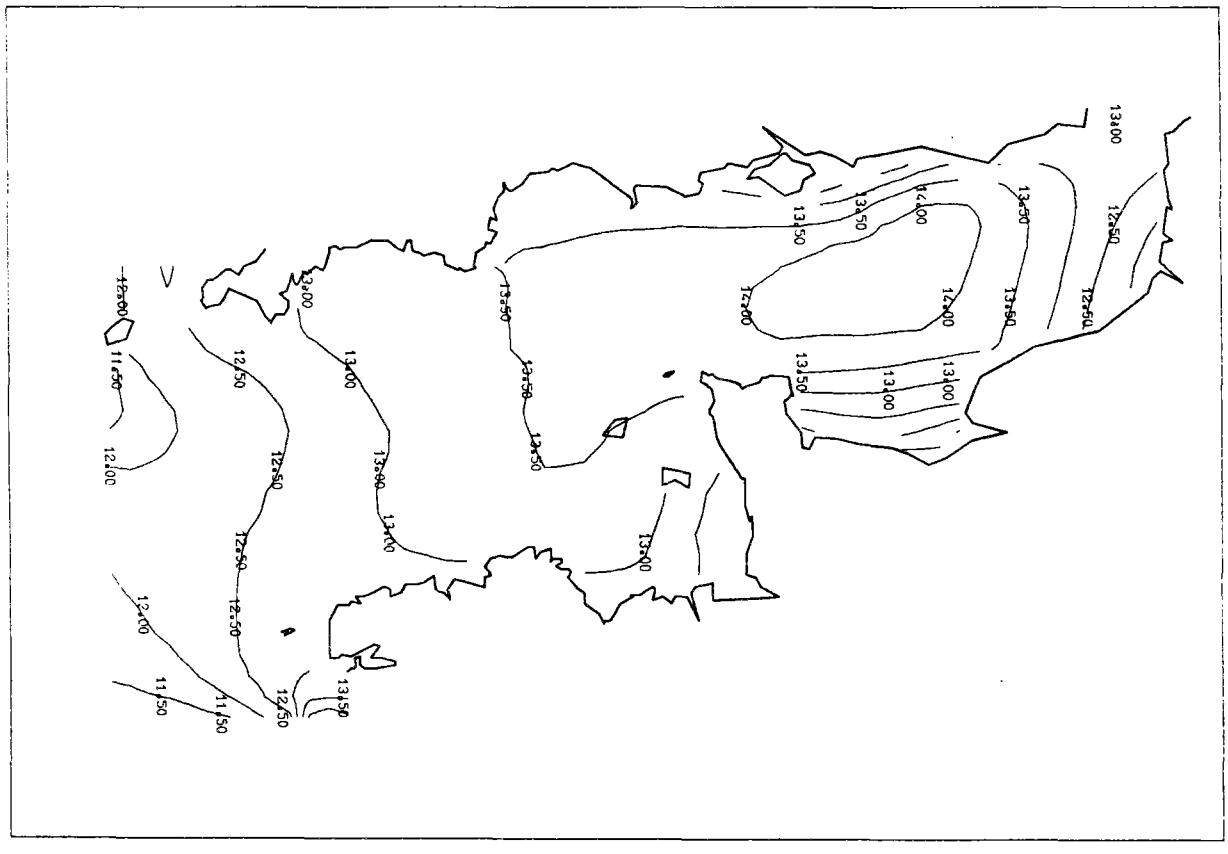


TEMPERATURE DE FOND

NOVEMBRE

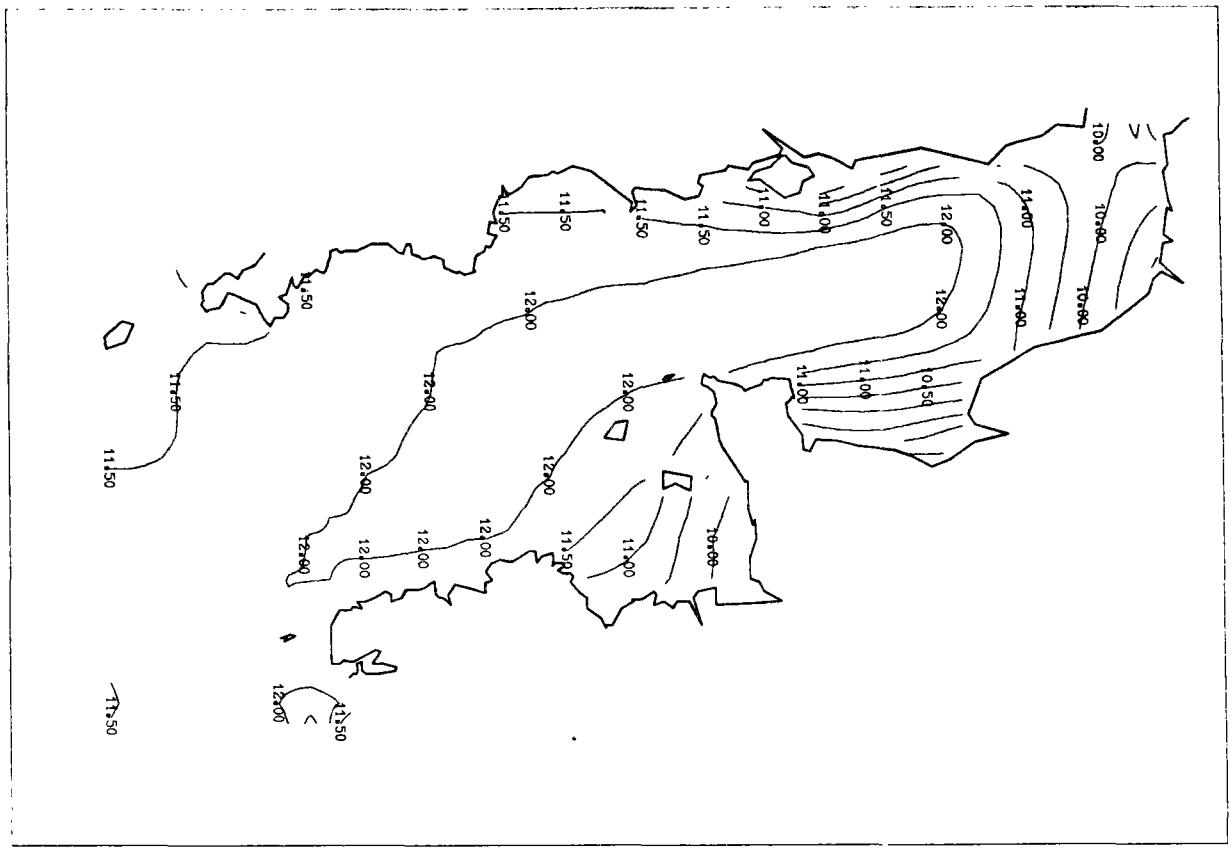


TEMPERATURE DE SURFACE

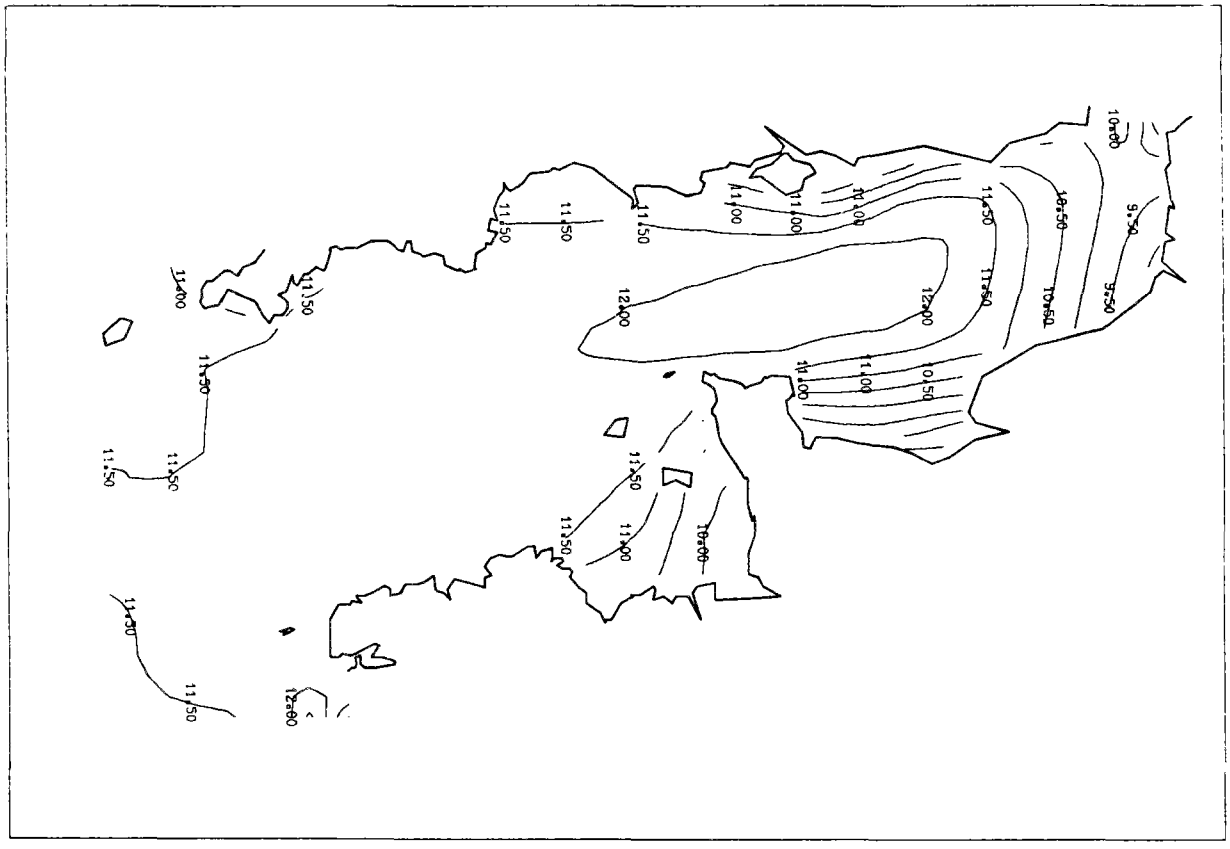


TEMPERATURE DE FOND

DECEMBRE



TEMPERATURE DE SURFACE



TEMPERATURE DE FOND

ANNEXE VIII

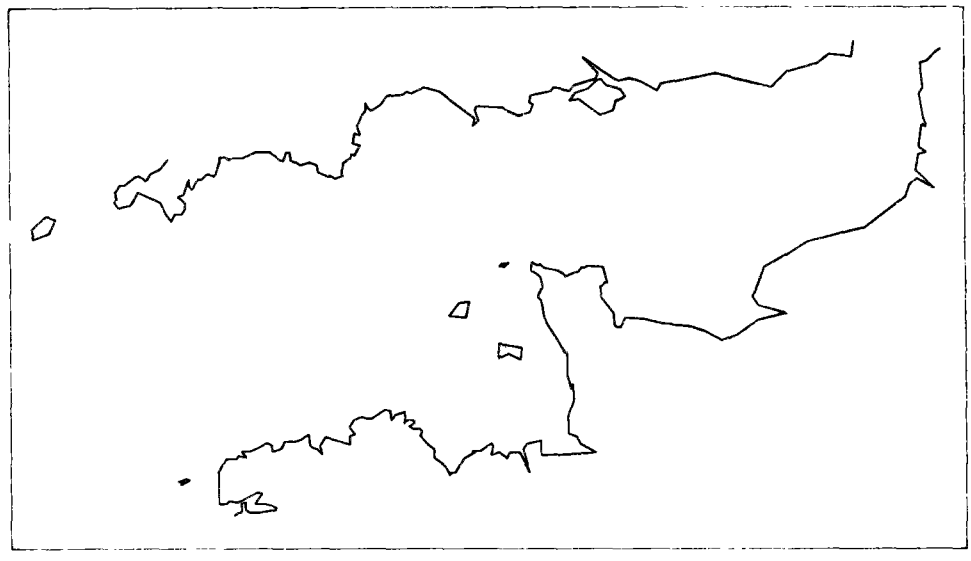
ECARTS MOYENS MENSUELS ENTRE LES TEMPERATURES DE SURFACE ET LES TEMPERATURES DU FOND

RESULTATS DU MODELE

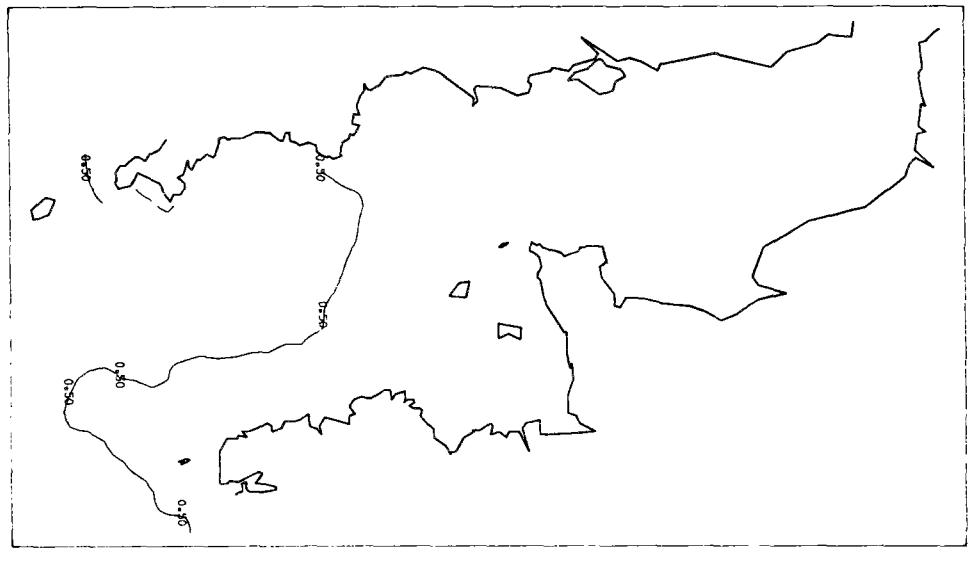
PERIODE 1962-1979

ANNEXE VIII.

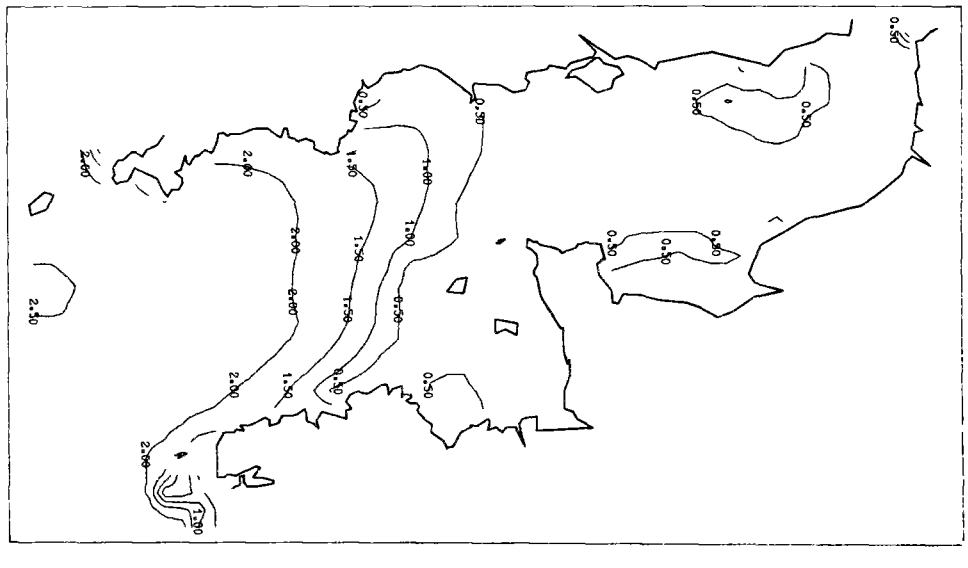
ECARTS MOYENS ENTRE LES TEMPERATURES DE SURFACE ET LES TEMPERATURES DU FOND : 1962-1979



AVRIL

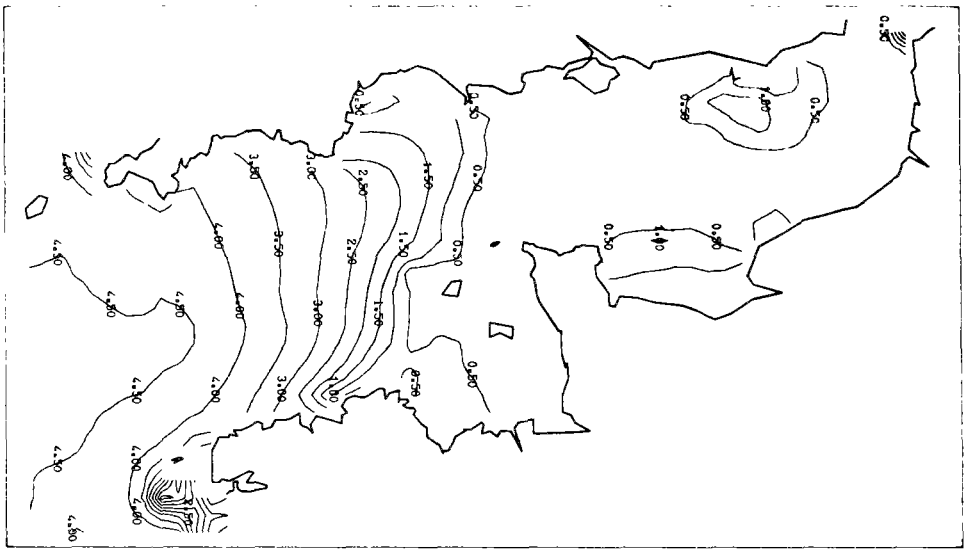


MAI

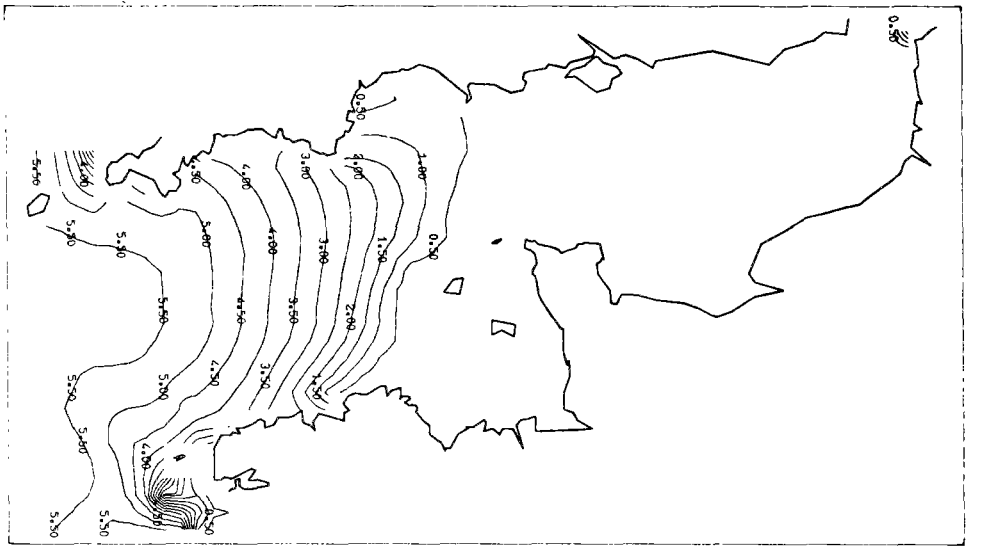

0.50
0.50
0.50
0.50

ANNEXE VIII.

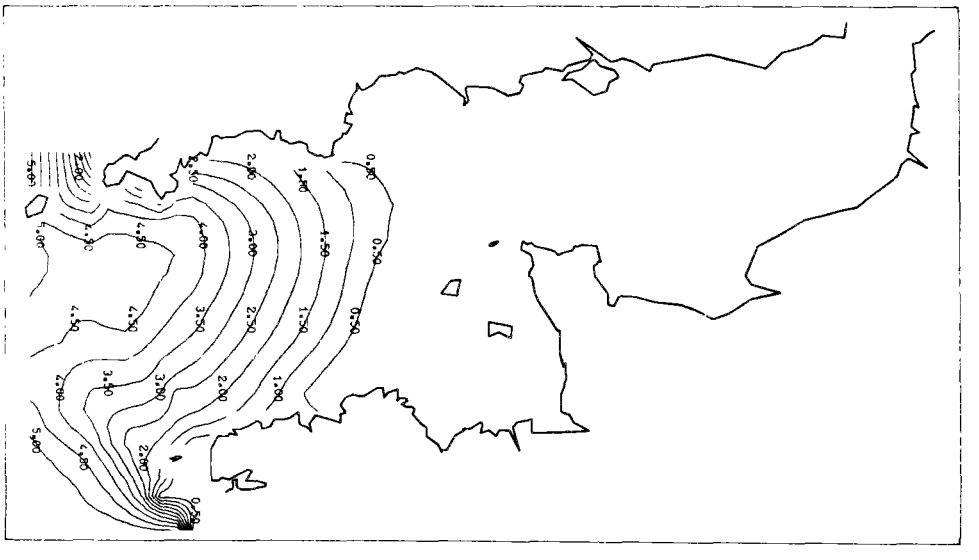
ECARTS MOYENS ENTRE LES TEMPERATURES DE SURFACE ET LES TEMPERATURES DU FOND : 1962-1979



JUILLET



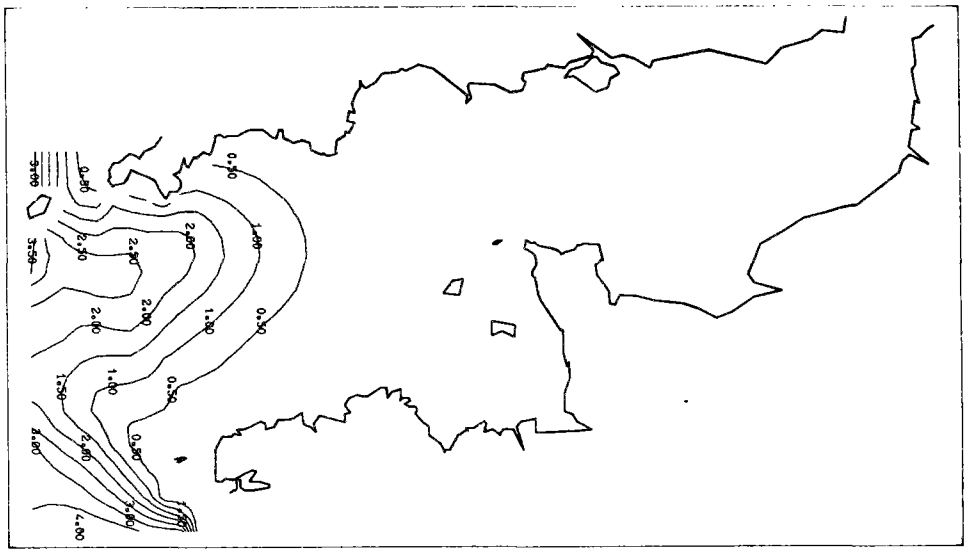
AOUT



SEPTEMBRE

ANNEXE VIII.

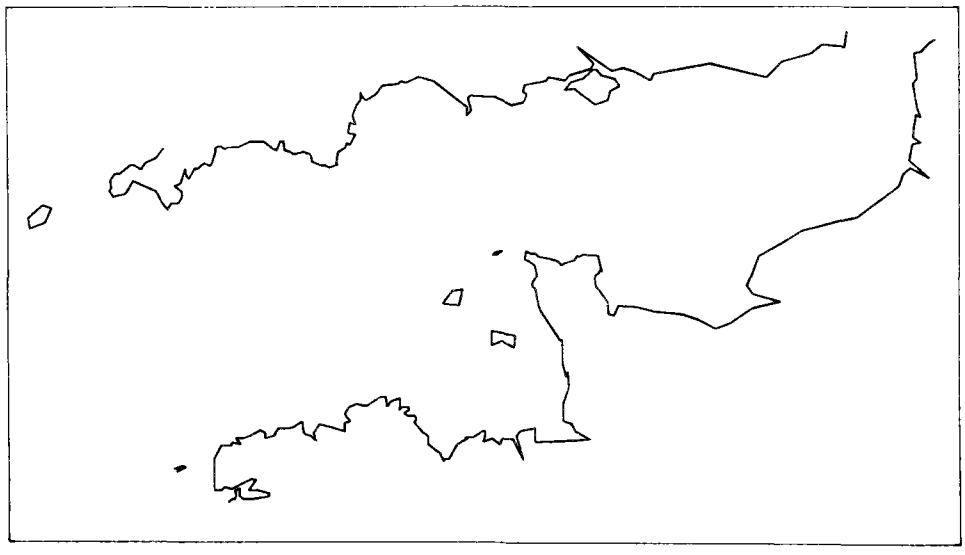
ECARTS MOYENS ENTRE LES TEMPERATURES DE SURFACE ET LES TEMPERATURES DU FOND : 1962-1979



OCTOBRE



NOVEMBRE



DECEMBRE

RÉSUMÉ

Un modèle de simulation du régime thermique de la Manche est présenté. Ce modèle permet de reproduire les cycles annuels des températures, en surface et au fond de la Manche, à l'aide de données météorologiques, courantologiques et thermiques. Les températures de surface calculées par le modèle ont été comparées à celles mesurées in situ pendant la période de simulation. La comparaison est correcte. Le déplacement tout au long de l'année de la zone frontale entre eaux stratifiées verticalement et eaux homogènes est retrouvé par le modèle.

MOTS - CLÉS

Échanges – Énergie – Front – Manche – Météorologie
Stratification – Température – Turbulence