



Publications du  
**CENTRE NATIONAL POUR L'EXPLOITATION DES OCEANS**  
**(C N E X O)**

Série: Rapports scientifiques et techniques

N° 19 - 1975



VARIABILITE SAISONNIERE  
DE LA COUCHE HOMOGENE  
DANS LE GOLFE DE GASCOGNE

*par*

*Yves DESAUBIES*

C N E X O

Rapport Scientifique et Technique n° 19



**VARIABILITE SAISONNIERE DE LA COUCHE HOMOGENE  
DANS LE GOLFE DE GASCOGNE**

par

Yves DESAUBIES

Contribution n° 272  
du Département Scientifique  
du Centre Océanologique de Bretagne  
B.P. 337 - 29 N, Brest

## SOMMAIRE

1 - AVANT-PROPOS	3
2 - INTRODUCTION	4
3 - EQUATIONS	5
4 - SOLUTION DES EQUATIONS	8
5 - EVALUATION DES PARAMETRES	18
6 - LES COURANTS	22
7 - CONCLUSION	25
REMERCIEMENTS	27
FIGURES	28
BIBLIOGRAPHIE	29

1 - AVANT-PROPOS

Depuis mai 1972, une série de campagnes saisonnières dans le Golfe de Gascogne a été entreprise par l'équipe d'Océanographie Physique du COB, en collaboration avec le Laboratoire d'Océanographie Physique de la Faculté des Sciences de Brest. La zone étudiée est comprise entre  $5^{\circ}$  et  $12^{\circ}$  W et  $42^{\circ}$  et  $50^{\circ}$  N, une campagne comprenant typiquement une soixantaine de stations espacées de 30 milles. A chaque station, on relève le profil de température, salinité, densité et teneur en oxygène en fonction de la profondeur (Madelain et Allenou, 1972).

Ces campagnes ont pour but, à la fois d'acquérir une connaissance générale d'une région où jusqu'alors très peu de mesures systématiques avaient été faites et de fournir des données en quantité suffisante pour entamer l'étude de la réponse du milieu marin au cycle des perturbations météorologiques saisonnières. Différents indices (gradients horizontaux de température et courants géostrophiques faibles dans les couches de surface) recueillis lors de ces campagnes indiquent que cette zone est propice à ce genre d'étude. La question se pose donc de déterminer les facteurs intervenant dans le couplage entre l'atmosphère et l'océan et d'estimer (d'après les mesures acquises ou par des campagnes d'un type différent) leurs importances respectives.

Dans le présent travail, nous nous proposons d'apporter quelques éléments susceptibles de répondre à cette question. Nous passons en revue les différents processus physiques pouvant affecter la structure et les caractéristiques de l'océan sur des échelles spatio-temporelles de  $\sim 1\ 000$  km et de  $\sim 1$  an et donnons une bibliographie sommaire \*). Nous discutons les paramètres qui entrent en jeu et qui régissent ces modifications.

Nous pensons que cette étape théorique préliminaire est indispensable ; elle permettra de définir quelles informations on peut espérer tirer des observations déjà effectuées et quelles données complémentaires devront être rassemblées. Il est clair qu'à ce stade dans le programme, on ne peut encore espérer tirer de conclusion précise concernant la réponse dynamique du Golfe de Gascogne. Les mesures effectuées dans le cadre des campagnes saisonnières ne constituent qu'une des pièces du vaste puzzle que nous tentons d'assembler ; elles en sont la pièce maîtresse, sans doute, à laquelle viendront se greffer d'autres que nous essayerons de définir.

---

\*) Une bibliographie abondante est donnée dans l'étude de Nihoul et Coll. (1972).

## 2 - INTRODUCTION

Les plus grandes variations dans le Golfe de Gascogne, au fil des saisons, sont observées dans une couche superficielle pouvant atteindre 100 à 200 m d'épaisseur. Ceci n'est pas, bien-sûr, particulier à cette région mais est une observation courante dans la plupart des mers et océans. Au bas de cette couche superficielle, où les propriétés physiques (température, salinité, densité) sont pratiquement constantes, se trouve une région de gradients élevés : la thermocline saisonnière.

Les modifications au-delà de la thermocline sont bien moins importantes et peuvent être dues, dans le golfe à deux causes : l'intrusion d'eau d'origine méditerranéenne et les courants barotropes excités par les perturbations atmosphériques. Citons aussi, pour mémoire, l'énergie propagée par les ondes internes générées à la surface. Madelain (1967, 1972) a étudié la circulation de l'eau méditerranéenne, nous n'y reviendrons pas ; les courants barotropes seront brièvement discutés au paragraphe 6.

Les phénomènes régissant les modifications de la couche homogène sont assez bien compris. Ils ont lieu suivant des échelles de temps très variables, allant du cycle diurne au cycle annuel. Le vent fournit à l'océan de l'énergie dont la plus grande part se retrouve dans les vagues et les courants ; une partie de cette énergie est disponible pour effectuer un brassage des eaux superficielles. Dans certaines conditions, ce brassage est suffisant pour incorporer de l'eau venant de sous la thermocline ; on assiste alors à un accroissement de l'épaisseur de la couche, une diminution de sa température et un renforcement des gradients inférieurs. D'autre part, le rayonnement solaire tend à avoir l'effet inverse : échauffement et par conséquent diminution d'épaisseur de la couche.

De la compétition de ces deux influences, naissent les variations saisonnières de la structure superficielle. On observe, au printemps, une formation rapide de la thermocline dont la profondeur est minimale au début de l'été. La température continue cependant à croître et n'atteint son maximum que vers la fin de l'été. On assiste alors, en automne, à une décroissance rapide de la température, tandis que la couche homogène s'approfondit.

Ces phénomènes sont décrits par les équations établies au paragraphe 3 et les modèles exposés au paragraphe 4. Pour être applicables, ces théories nécessitent l'évaluation de certains paramètres ("drag coefficient", coefficient d'extinction, etc...) ; une discussion et revue bibliographique de ce sujet est présentée au paragraphe 5.

Bien entendu, d'autres influences agissent sur la couche de surface, principalement diverses sortes de courants. On peut distinguer l'advection et la convection qui sont les transports par les courants moyens (géostrophiques) et fluctuants ; les transports liés à la couche d'Ekman : convergences et divergences associées à la distribution du vent à la surface et les vitesses verticales qu'elles induisent. Ces phénomènes sont passés en revue au paragraphe 6.

Nous concluons, au paragraphe 7, par une brève discussion des résultats présentés et des orientations possibles pour l'exploitation des résultats des mesures effectuées au cours des campagnes saisonnières.

3 - EQUATIONS

Nous étudierons différents modèles à une dimension de la couche homogène de surface, c'est-à-dire que nous négligerons toute variation horizontale.

Ceci implique entre autres choses, que l'advection par les courants moyens est négligée (voir discussion paragraphe 6), de même que la convection et les phénomènes secondaires, tels que la circulation de Langmuir (Kraus, 1972), divergence d'Ekman, etc...

Dès lors, les éléments susceptibles de modifier la température de l'eau sont les apports du rayonnement solaire, les pertes par rayonnement infrarouge à la surface, les transferts turbulents à la surface liés à l'évaporation, aux précipitations (chaleur latente) et aux transferts de chaleur sensible, et finalement, lorsque l'épaisseur de la couche homogène s'accroît, l'incorporation d'eau de température différente par entraînement.

On admet que le rayonnement d'intensité  $I$  subit, sur une distance infinitésimale  $dz$ , une absorption donnée par :

$$I^{-1} \frac{dI}{dz} = - \beta \quad (1)$$

où  $\beta$  est le coefficient d'absorption du milieu. On prend généralement  $\beta = \text{constante}$  et on a la loi exponentielle

$$I = I_0^* e^{-\beta z} \quad (2)$$

où la surface est donnée par  $z = 0$  et  $z$  est positif vers le haut. L'échauffement dû à l'absorption au niveau  $z$  est alors donné par

$$Q^* = \beta I_0^* e^{\beta z} \quad (3)$$

Si nous désignons par  $H_S^*$  et  $H_1^*$  les flux de chaleur sensible et latente, et par  $-B^*$  les pertes par rayonnement infrarouge, le flux de chaleur, vers le bas, à la surface, dû à ces effets sera

$$F^* = H_S^* + H_1^* + B^* \quad (4)$$

Dès lors, les équations régissant les variations de la température et de l'épaisseur de la couche homogène peuvent être établies en considérant les bilans d'énergie et de quantité de chaleur. Nous suivrons essentiellement Denman (1973) et Kraus et Turner (1967).

En plus des hypothèses déjà mentionnées, on suppose que :

- l'océan est incompressible, stratifié stablement et satisfait à l'approximation de Boussinesq,
- seules les variations de température contribuent aux variations de densité,
- la couche homogène, d'épaisseur  $h$ , est de densité constante, la densité pouvant être discontinue en  $z = -h$ ,
- les apports de chaleur et d'énergie sont répartis instantanément et uniformément sur toute la couche, par diffusion turbulente,

- pour  $z < -h$ , il existe une vitesse verticale d'advection  $w$  (induite par la couche d'Ekman),
- les processus de diffusion moléculaire et la dissipation de chaleur par viscosité sont négligeables.

Suivant une méthode classique dans les études de turbulence, on peut écrire l'équation de conservation de la chaleur

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} = Q^*$$

sous la forme

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w' T'}) = \frac{Q^*}{\rho c_p} \equiv Q \quad (5)$$

où la température et la vitesse ont été séparées en parties moyenne et fluctuante :  $T = \bar{T} + T'$ ,  $w = \bar{w} + w'$  ;  $\rho$  est la densité et  $c_p$  la chaleur spécifique à pression constante.

Le terme  $\partial(\overline{w' T'})/\partial z$  est la divergence du flux calorifique turbulent : il assure la distribution sur toute la couche de la chaleur échangée aux limites. L'entraînement au bas de la couche se détermine en intégrant l'équation (5) de  $z = -h - \epsilon$  à  $z = -h + \epsilon$  et prenant la limite  $\epsilon \rightarrow 0$  ; en supposant le mélange turbulent  $\overline{w' T'}$  nul sous le niveau  $z = -h$ , on obtient

$$\overline{w' T'} \Big|_{z=-h} = - \left( w + \frac{dh}{dt} \right) H \left( w + \frac{dh}{dt} \right) (T_s - T_{-h}) \quad (6)$$

où  $H$  est la fonction échelon de Heaviside et  $T_s$  la température de la couche de mélange.

A la surface,  $z = 0$ , on peut égaler le flux calorifique turbulent au transfert de chaleur et écrire

$$\overline{w' T'}(0) = -F^*/\rho c_p \equiv -F \quad (7)$$

Une première équation fondamentale peut maintenant être obtenue par intégration de (5) sur l'épaisseur de la couche homogène :

$$h \frac{dT_s}{dt} + H \left( w + \frac{dh}{dt} \right) (T_s - T_{-h}) = F + I_0 (1 - e^{-\beta h}) \quad (8)$$

où l'on a utilisé (3), (6) et (7) et posé  $I_0^* = \rho c_p I_0$ .

La seconde équation nécessaire pour déterminer  $T_s(t)$  et  $h(t)$  exprime la conservation de l'énergie mécanique. Suivant Phillips (1966), on peut écrire l'équation donnant le bilan d'énergie turbulente

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{V^2} = \underbrace{-\overline{u' w'}}_{(a)} \underbrace{\frac{\partial u}{\partial z}}_{(b)} - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \underbrace{w' \left( \frac{p'}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} \right)}_{(c)} \right] - \alpha g \overline{w' T'} - \epsilon \quad (9)$$

(a)                      (b)                      (c)                      (d)                      (e)

$$V^2 = u'^2 + v'^2 + w'^2$$

Les différents termes ont la signification physique suivante :

- a - variation de l'énergie cinétique turbulente moyenne du mouvement
- b - interaction des tensions de Reynolds avec le cisaillement du courant moyen
- c - transport d'énergie turbulente ; en assure la redistribution instantanée
- d - travail des forces de poussée
- e - dissipation.

Denman (1973) montre que le premier terme a) est négligeable pour des conditions océaniques typiques ; intégrant (9), en posant

$$G = (\alpha g)^{-1} \left[ \int_{-h}^0 \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} dz + \overline{w' \left( \frac{p'}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} \right)} \Big|_{z=0} \right] \quad (10)$$

$$D = - (\alpha g)^{-1} \int_{-h}^0 \varepsilon dz \quad (11)$$

on a :

$$\int_{-h}^0 \overline{w'T'} dz = D - G \quad (12)$$

Le membre de gauche s'évalue par une double intégration de (5) ; on obtient finalement :

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{2}{h^2} \left[ -(G-D) + hF + I_0 (h\beta^{-1} + \beta^{-1} e^{-\beta h}) \right] \quad (13)$$

Aux équations (8) et (13) nous devons adjoindre la relation régissant les variations de température juste sous la thermocline ; réécrivant ces équations pour que l'on puisse s'y référer plus facilement :

$$\frac{d}{dt} T_{-h} = \beta I_0 e^{-\beta h} - \left( w + \frac{dh}{dt} \right) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=-h} \quad (14)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{2}{h^2} \left[ -(G-D) + hF + I_0 (h\beta^{-1} + \beta^{-1} e^{-\beta h}) \right] \quad (13)$$

$$h(T_s - T_{-h}) H \left( w + \frac{dh}{dt} \right) = 2 \left[ (G-D) + I_0 \beta^{-1} (1 - e^{-\beta h}) \right] - h \left[ (F + I_0 (1 + e^{-\beta h})) \right] \quad (15)$$

tandis que les variations de température sous la thermocline sont donnés par

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \beta I_0 e^{-\beta z} - w \frac{\partial T}{\partial z} \quad (15.b)$$

Les effets régissant les modifications de la couche de surface sont, rappelons le, G, le taux de production d'énergie par le vent agissant à la surface, D, la dissipation au sein de la couche,  $I_0$ , le rayonnement solaire incident et F, le net transfert de chaleur à l'interface air-mer.

#### 4 - SOLUTION DES EQUATIONS

Il ne semble pas possible de trouver de solution analytique des équations (13) à (15) sous leur forme générale ; on sera donc amené à faire des simplifications et des approximations. Les modèles ainsi obtenus devront bien entendu être alors confrontés aux observations effectuées dans la situation particulière que l'on désire étudier. Nous nous proposons de passer en revue quelques uns de ces modèles.

I - Dans le cas très simple où il n'y a ni échanges thermiques à la surface, ni dissipation et ni vitesse verticale d'advection, Denman (1973) obtient une solution analytique pour un vent constant et un profil de densité linéaire ( $I_0=F=D=w=0$ ). Il trouve que pour  $t$  grand

$$h \sim U t^{\frac{1}{3}} \quad (16)$$

où  $U$  est la vitesse du vent ; il s'en suit que

$$T_s \sim t^{\frac{1}{3}}$$

Ces résultats sont en accord avec ceux de Kato et Phillips (1969), qui ont étudié expérimentalement la pénétration d'une couche turbulente dans un milieu stratifié, sous l'action d'une tension exercée à la surface. Leur argument peut se résumer comme suit : par analyse dimensionnelle on écrit

$$\frac{dh}{dt} = v_* f(R_{i*}) \quad (17)$$

où  $v_*$  est la vitesse de friction définie, à partir de la tension  $\tau$  exercée par le vent, par

$$\tau = \rho_0 v_*^2 \quad (18)$$

et où le nombre de Richardson

$$R_{i*} = \frac{g(\partial\rho/\partial z)_0 h^2}{2 \rho_0 v_*^2} = \frac{N_0^2 h^2}{2 v_*^2} \quad (19)$$

En égalant l'augmentation d'énergie potentielle au travail du vent, on a :

$$hg \Delta\rho \frac{dh}{dt} \sim \rho v_*^3 \quad (20)$$

et

$$\frac{dh}{dt} \sim v_* R_{i*}^{-1}$$

pour un profil de densité initial linéaire, on aura ainsi successivement

$$\rho = a z + \rho_0 \quad ; \quad a = \frac{\partial\rho}{\partial z}$$

$$\Delta\rho = \rho(h) - h^{-1} \int_0^h \rho(z) dz = \frac{ah}{2}$$

Substituant dans (20)

$$ga h^2 \frac{dh}{dt} \sim \rho v_*^3$$

$$\frac{dh^3}{dt} \sim \frac{\rho}{ga} v_*^3 = N^{-2} v_*^3$$

et 
$$h \sim N^{-\frac{2}{3}} v_* t^{\frac{1}{3}} \quad (21)$$

Une telle situation, où l'approfondissement de la couche est dû exclusivement à l'action du vent, sans échanges thermiques à la surface, pourrait se produire lors d'un coup de vent, l'été, dans le Golfe de Gascogne. Tabata et coll. (1965) observent dans le Pacifique subarctique une relation linéaire entre la profondeur de la couche et la vitesse du vent, mais Turner (1973) nous avertit des limitations du modèle. Il remarque que pour les couches épaisses, la vitesse  $v_*$  n'est plus nécessairement la vitesse caractéristique à considérer, parce que l'échelle de la turbulence générée par les vagues est bien moindre que celle de la couche et l'entraînement à travers la thermocline sera bien moins effectif.

II - Le modèle développé par Kraus et Turner (1967) se rapporte aux variations saisonnières de la thermocline ; il est stimulé également par une expérience de Turner et Kraus (1967).

Après une discussion qualitative des équations, d'où se dégagent les caractères essentiels des modifications de la thermocline, ils considèrent un cas particulier où la dissipation est négligée ( $D = 0$ ), l'action du vent est constante ( $G = \text{cte}$ ) et la pénétration du rayonnement solaire supposée négligeable ( $\beta = \infty$ ). Pour le transfert de chaleur à la surface, ils considèrent une variation temporelle en "dent de scie". Leurs résultats reproduisent remarquablement bien les variations de la profondeur et de la température de la couche homogène observées, par exemple dans le Pacifique nord et au large des Bermudes.

Nous discuterons plus loin les effets de l'hypothèse d'un vent constant ; les résultats analytiques montrent que cette hypothèse n'est pas trop restrictive, rejoignant ainsi les conclusions de Denman et Miyake (1973). Ces deux auteurs discutent aussi l'approximation  $\beta = \infty$  (en fait  $\beta h \gg 1$ ) ; nous y reviendrons. Une conclusion intéressante de Kraus et Turner est que l'évolution de la thermocline est essentiellement la même selon que le transfert de chaleur est appliqué de manière continue ou par échelons, pourvu que le bilan final soit identique.

III - Reprenant les hypothèses de Kraus et Turner (1967) nous avons résolu les équations qui en découlent afin d'étudier et de comparer l'évolution de la couche homogène lorsque l'action du vent est constante au cours du cycle étudié, et lorsqu'elle varie sinusoidalement. Dans les deux cas le net transfert de chaleur à la

surface varie suivant la loi

$$I_0 + F = N \sin \omega t \quad (22)$$

où  $\frac{2\pi}{\omega} = 1$  an.

En posant  $D = 0$ ,  $\beta = \infty$ ,  $w = 0$ , les équations (13) et (15) se réduisent à

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{2}{h^2} \left[ -G + h(F + I_0) \right] \quad (23)$$

et

$$h (T_s - T_{-h}) H \left( \frac{dh}{dt} \right) = 2G - h(F + I_0) \quad (24)$$

Notons que lorsque  $\frac{dh}{dt} < 0$ ,  $H = 0$  et on a

$$h = \frac{2G}{F + I_0}, \quad \frac{dT_s}{dt} = \frac{(F + I_0)^2}{2G}$$

de sorte que si le vent s'annule, la couche disparaît et sa température devient infinie. Cette singularité est une conséquence de nos hypothèses (pas de dissipation). On devrait donc imposer la condition  $G \neq 0$ .

A - L'énergie fournie par l'action du vent est constante :

$$G = \text{cte}$$

Lorsque  $\frac{dh}{dt} < 0$ , (24), (22) et (23) donnent

$$h = \frac{2G}{N \sin \omega t} \quad (25)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{N^2 \sin^2 \omega t}{2G} \quad (26)$$

Intégrant (26),

$$T_s = \frac{N^2}{4G} \left( t - \frac{1}{2\omega} \sin 2\omega t \right) \quad (27)$$

On a supposé qu'à l'instant initial la température est uniforme et prise égale à zéro. La profondeur atteint un minimum

$$h_{\min} = 2G/N$$

en  $t = t_m = \pi/2\omega$  (28)

à ce moment  $T_s = T_{sM} = N^2 \pi/8G\omega$ .

Lorsque la thermocline descend,  $\frac{dh}{dt} > 0$ , l'entraînement représenté par le membre de gauche de l'équation (24) doit être pris en considération. Les équations se prêtent à une résolution plus aisée sous forme intégrale. Puisque l'on néglige la pénétration du rayonnement solaire, la température  $T_h(z)$  à un niveau  $z$  sous la

thermocline est celle de la couche homogène au moment où celle-ci était à ce niveau:

$$T_h(z) = T_s(t') \quad \text{où} \quad z = h^*(t') \quad , \quad 0 < t' < t_m \quad (29)$$

et en particulier  $T_h(h) = T_s(t') \quad h = h^*(t')$

(Il importe ici de distinguer la "montée  $h^*(t')$ " (donnée par (25)),  $0 < t' < t_m$ , de la "descente"  $h(t)$ ,  $t_m < t$ ).

Combinant (23) et (24), on a

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{2(F+I_0)}{h} - \frac{2G}{h^2} \quad (30)$$

$$(T_s - T_h) \frac{dh}{dt} = \frac{2G}{h} - (F+I_0) \quad (31)$$

Intégrant ces deux relations et faisant la somme, on obtient

$$\begin{aligned} h T_s - h_m T_{sM} &= \int_{t_m}^t (F+I_0) dt + \int_{t_m}^t T_h dh \\ &= \int_{t_m}^t (F+I_0) dt + \int_{t_m}^t T_s \frac{dh^*}{dt} dt \end{aligned} \quad (32)$$

où la transformation de la dernière intégrale se justifie par (29) et où  $h^*(\bar{t}) = h$ . Une seconde relation intégrale peut être dérivée de (30) et (31) et se mettre sous la forme

$$\frac{1}{2} (h^2 T_s - h_m^2 T_{sM}) = \int_{h_m}^h h T_h dh + \int_{t_m}^t G dt \quad (33)$$

où à nouveau

$$\int_{h_m}^h h T_h dh = \int_{t_m}^{\bar{t}} h^*(t') T_s(t') \frac{dh^*}{dt'} dt' \quad (34)$$

On notera que (32) représente le bilan thermique depuis  $t = t_m$  et (33) le bilan énergétique. Après substitution dans ces expressions des valeurs  $h_m$ ,  $t_m$ ,  $T_{sM}$  (28),

$$h^*(t) = \frac{2G}{N \sin \omega t} \quad (25) \quad \text{et} \quad \bar{t} = \omega^{-1} \arcsin \frac{2G}{Nh}$$

et après intégration, on obtient deux expressions pour  $T_s$  :

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{N^2 \lambda}{8G\omega} \left( \frac{2}{\lambda} \arcsin \lambda + 2 \sqrt{1 - \lambda^2} - 4 \cos \omega t \right) \\ T_s &= \frac{N^2}{4G\omega} \left( 2\omega \lambda^2 t + (1-2\lambda^2) \arcsin \lambda - \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \end{aligned}$$

$$\lambda \equiv \frac{2G}{Nh}$$

Egalant ces deux valeurs, nous dérivons une relation implicite entre  $\lambda$  et  $t$  :

$$\lambda \omega t + \cos \omega t = (1-\lambda^2)^{\frac{1}{2}} + \lambda \operatorname{arc} \sin \lambda \quad (36)$$

Nous reportons la discussion des racines de cette équation à plus tard et examinons d'abord le cas d'un vent variable.

B - Nous supposons maintenant que

$$F + I_0 = N \sin \omega t \quad (22)$$

$$G = \frac{\gamma}{2} (1 - \sin \omega t) \quad (37)$$

Si  $t = 0$  correspond au début du printemps, on voit que l'action du vent est minimale et nulle l'été et atteint un maximum l'hiver. La montée de la thermocline est décrite par les équations (23) et (24) où nous substituons (22) et (37) ; on en tire :

$$h = \frac{\gamma}{N} \frac{1 - \sin \tau}{\sin \tau}, \quad (\tau \equiv \omega t) \quad (38)$$

$$\frac{dT_S}{dt} = \frac{N^2}{\gamma} \frac{\sin^2 \tau}{(1 - \sin \tau)} \quad (39)$$

Intégrant (39), avec  $T_S(t = 0) = 0$ ,

$$T_S = \frac{N^2}{\gamma \omega} \left[ \cos \tau - \tau + \operatorname{tg} (\pi/4 + \tau/2) - 2 \right] \quad (40)$$

Quand  $\tau \rightarrow \pi/2$ ,  $h \rightarrow 0$ ,  $T_S \rightarrow \infty$  ; cette singularité n'est pas grave et serait évitée avec un modèle tel que

$$G = \frac{\gamma}{2} (2 - \sin \omega t)$$

Il faut remarquer que le contenu thermique  $hT_S$  reste fini et que, comme il se doit :

$$\lim_{\tau \rightarrow \pi/2} hT_S = 0$$

Pour étudier la descente de la thermocline, les expressions intégrales (32) et (33) peuvent être utilisées à nouveau, de même que le changement de variable (29). Pour ce faire, nous devons exprimer  $T_S$  (eq. 40) en fonction de  $h$  (eq. 38) :

$$T = \frac{N^2}{\gamma \omega} \left[ \frac{(\eta^2 + 2\eta)^{\frac{1}{2}}}{1 + \eta} - \operatorname{arc} \sin (1+\eta)^{-1} + \frac{2+\eta - (\eta^2+2\eta)^{\frac{1}{2}}}{-\eta + (\eta^2+2\eta)^{\frac{1}{2}}} - 2 \right] \quad (41)$$

$$\eta \equiv \frac{Nh}{\gamma}$$

On a alors

$$\int T dh = \frac{N}{\omega} \left\{ 2(\eta(\eta+2))^{\frac{1}{2}} - \eta \operatorname{arc} \sin (1+\eta)^{-1} - 2\eta \right\}$$

$$\text{et } \int h T dh = \frac{\gamma}{\omega} \left\{ \left( \eta - \frac{1}{2} \right) (\eta^2 + 2\eta)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} (\eta^2 + 1) \arcsin (1 + \eta)^{-1} - \eta^2 \right\}$$

Les équations (32) à (34) fournissent alors, après substitution de ces dernières expressions, deux relations entre  $T_s(t)$  et  $(t)$  :

$$\eta T_s + \frac{N^2}{\gamma \omega} \left[ 2\eta + \eta \arcsin (1 + \eta)^{-1} - 2(\eta^2 + 2\eta)^{\frac{1}{2}} \cos \tau \right] = 0 \quad (42)$$

$$\eta^2 T_s + \frac{N^2}{\gamma \omega} \left[ 2\eta^2 + (\eta^2 + 1) \arcsin (1 + \eta)^{-1} + (1 - 2\eta) (\eta^2 + 2\eta)^{\frac{1}{2}} - \tau - \cos \tau \right] = 0 \quad (43)$$

et en éliminant  $T_s$ ,

$$\tau + (\eta + 1) \cos \tau = \arcsin (1 + \eta)^{-1} + (\eta^2 + 2\eta)^{\frac{1}{2}} \quad (44)$$

Finalement, le changement de variable

$$\mu \equiv (1 + \eta)^{-1} = \frac{1}{1 + Nh/\gamma} \quad (45)$$

conduit à

$$\mu \tau + \cos \tau = \mu \arcsin \mu + (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} \quad (46)$$

Cette relation est identique à (36) !

Il ne semble pas possible d'obtenir la dépendance fonctionnelle explicite  $\mu = \mu(\tau)$ . Nous ne considérons pas la solution triviale

$$\mu = \sin \tau$$

qui constitue une racine double de (46) et n'est autre que la solution (38).

Cependant, si l'on suppose  $\mu \ll 1$ , le membre de droite de (46) peut être développé en série

$$\mu \tau + \cos \tau = 1 + \frac{\mu^2}{2} + \frac{\mu^4}{2^3 \cdot 3} + \dots$$

d'où

$$\mu \approx \frac{1 - \cos \tau}{\tau} \left[ 1 + \frac{1 - \cos \tau}{2 \tau^2} \right] + \dots \quad (47)$$

Il est facile de vérifier que pour  $\frac{\pi}{2} < \tau$  le terme  $(1 - \cos \tau)/2\tau^2$  n'apporte qu'une faible correction.

Les courbes obtenues pour  $h$  et  $T_s$  dans les cas A et B sont données figures 1, 2, 3. Un résultat remarquable est que dans les deux cas les variations de  $h$  sont identiques, bien que décalées, puisque

$$h_B = h_A - 1,$$

où  $h_B$  est donné par (45) et (46) et  $h_A$  par (36) et celles de  $T_s$  sont très semblables. Comme le fait remarquer Turner (1973),

"It is clear that whatever assumption is used, surface cooling and not mechanical mixing eventually has a dominant influence on the deepening process, though the time at which the deepening occurs does depend on the other factors".

IV - Denman (1973) a résolu numériquement les équations (13) à (15) sous leur forme générale et discuté l'influence des variations de différents paramètres.

En accord avec Turner (1969), il définit une quantité  $m$  qui est la fraction de l'énergie dissipée par le vent à la surface de l'océan qui est disponible et utilisée effectivement pour le brassage de la couche homogène :

$$m = (G_* - D_*)/E_a \quad (48)$$

où

$$E_a = \tau \bar{U}_{10} = \rho_a C_{10} \bar{U}_{10}^3 \quad (49)$$

$\tau$  étant la tension exercée par le vent à la surface,  $\bar{U}_{10}$  la vitesse moyenne à 10 m,  $\rho_a$  la densité de l'air et  $C_{10}$  le "drag coefficient". On peut alors définir une vitesse caractéristique pour l'eau

$$w_* = (\tau/\rho_0)^{\frac{1}{2}} = (\rho_a/\rho_0)^{\frac{1}{2}} C_{10}^{\frac{1}{2}} \bar{U}_{10} \quad (50)$$

et le travail fournit au milieu fluide :

$$E_w \sim w_* \tau = (\rho_a/\rho_0)^{\frac{1}{2}} C_{10}^{\frac{1}{2}} E_a \quad (51)$$

$\rho_0$  est la densité de l'eau et (51) justifie ainsi (48).

A cause de la fonction de Heaviside dans l'équation (15), l'évolution de la thermocline sera très différente selon que  $\frac{dh}{dt} \lesseqgtr 0$  (on suppose  $w = 0$ ). Denman distingue ainsi le "wind dominated regime" pour  $\frac{dh}{dt} > 0$  et le "heat dominated regime" pour  $\frac{dh}{dt} < 0$  ; nous les désignerons respectivement par régime avec entraînement et régime thermique.

a - Pour le régime avec entraînement, et pour des données constantes, les équations sont résolues pour un intervalle de temps de 48 heures ; Denman peut ainsi conclure que :

- en doublant  $m$  on augmente  $h$  de  $\sim 30$  %, en accord avec (16), (48) et (49),
- diminuer la stratification initiale de moitié augmente la profondeur limite (21),
- si on tient compte du rayonnement absorbé et perdu à la surface, on ne modifie guère les résultats.

b - Pour le régime thermique, l'équation (15) implique que  $h$  est constant dans le temps et par conséquent (13) que  $T_s$  augmente linéairement, si les données sont constantes. Le résultat le plus important est que d'une diminution de  $\beta$  d'un facteur deux résulte un accroissement de l'épaisseur de la couche de 70 %. D'autre part, Denman montre que les pertes par rayonnement à la surface ont également un effet appréciable sur  $h$ .

Il ressort de cette analyse que la terminologie "wind dominated" et "heat dominated" décrit très bien les phénomènes : lorsque le vent souffle suffisamment fort pour provoquer de l'entraînement et que la thermocline descend, les échanges thermiques sont relativement peu importants et peuvent être négligés. Les hypothèses de Kraus et Turner (1967), paragraphe 4.2, sont alors pleinement justifiées et leur modèle, ainsi que le nôtre (paragraphe 4.3) devrait bien décrire la

réalité. Par contre, par vent faible on voit l'importance de tenir compte avec précision des échanges thermiques et d'utiliser une valeur appropriée du coefficient d'extinction  $\beta$  (Jerlov, 1968). Ce coefficient peut varier considérablement, par exemple par la présence de phytoplancton (Parsons, et coll., 1966).

VI - Un modèle dominé principalement par les échanges thermiques est proposé par Lacombe (1972). Il considère une situation où le brassage mécanique dû à l'action du vent n'exerce qu'une influence secondaire et suppose que l'homogénéisation de la couche s'effectue par les mouvements de convection générés par le refroidissement de la surface par rayonnement. Néanmoins, il suppose que cette convection n'est pas "pénétrative" ; cette dernière hypothèse qui implique l'absence de discontinuité de température au bas de la couche ( $T_s = T_h$  dans notre notation), est bien confirmée par les résultats expérimentaux de Dake et Harleman (1966) et Deardorff, Willis and Lilly (1969) ; voir également Defant (1961, Vol. 1, Chap. 3) et Turner (1973). Conformément à ces hypothèses, nous posons

$$w = T_s - T_h = 0$$

et les équations (8), (14) et (15.b) deviennent

$$h \frac{dT_s}{dt} = F + I_0 (1 - e^{-\beta h}) \quad (56)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = \beta I_0 e^{-\beta h} - \frac{dh}{dt} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=-h} \quad (52)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \beta I_0 e^{-\beta z} \quad (55)$$

et permettent de déterminer les trois inconnues  $T_s$ ,  $T(z,t)$  et  $h(t)$ . L'équation de conservation de l'énergie (13) donne alors la valeur de  $G - D$  (action du vent moins dissipation) nécessaire pour maintenir un tel état de convection "non pénétrative".

Notons que dans le cas présent, il n'est pas nécessaire de distinguer les deux cas  $\frac{dh}{dt} > 0$ , puisqu'il n'y a pas d'entraînement. Cependant, lorsque la thermocline monte, Lacombe néglige le dernier terme de (53) et obtient ainsi une équation algébrique transcendante simple pour  $h(t)$  :

$$e^{\beta h} = \frac{(1+\beta h) I_0}{I_0 + F} \quad (55)$$

tandis que lorsque la thermocline descend, il résoud le système complet par différences finies. Lemagueresse (communication personnelle), utilisant les mêmes approximations, trouve un excellent accord avec des mesures effectuées en bordure du plateau continental ; Lacombe applique sa théorie à un exemple dans la Méditerranée et obtient une bonne description (qualitativement du moins) des variations saisonnières de la structure de la couche homogène. Il ne semble pas que l'on puisse généralement négliger le terme

$$\frac{dh}{dt} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=-h}$$

bien que dans le cas étudié par Lemagueresse il soit négligeable. En effet, on peut estimer des figures données par Lacombe que ce terme vaut, au printemps (avril, mai), environ

$$0,6 \frac{dT_s}{dt}$$

Il serait certainement intéressant de reprendre le modèle de Lacombe et de le comparer aux observations, dans une situation où celles-ci sont disponibles.

VII - Différents modèles (Ekman 1905, Gonella 1971, Nihoul 1972, Nihoul et al. 1972, Pollard et al. 1973) étudient plus particulièrement l'approfondissement de la couche superficielle sous l'action du vent, les échanges thermiques jouant un rôle secondaire. Ces études n'intéressent que marginalement notre sujet, puisqu'elles rendent compte des variations à une échelle temporelle bien plus courte. Nous ne les mentionnons donc que brièvement. La théorie d'Ekman (1905) est bien connue ; Gonella (1971) l'applique au cas d'un régime de vent impulsif et compare aux observations faites à la bouée-laboratoire. Ces théories supposent un fluide homogène, un coefficient de viscosité constant et prennent en considération la rotation de la terre. La couche d'Ekman résulte d'une balance dynamique entre la force de Coriolis et la force de friction visqueuse ; on en déduit une épaisseur caractéristique de l'ordre de  $h \sim u_* / f$  ( $u_*$  est défini en (57) et  $f$  est le paramètre de Coriolis).

Pollard, Rhines et Thompson (1973) combinent certains éléments propres aux théories de Kraus et Turner d'une part et d'Ekman d'autre part. Ils considèrent une couche homogène turbulente, animée d'une vitesse moyenne uniforme. Selon ces auteurs, l'érosion de la thermocline serait due à l'instabilité de l'écoulement moyen à l'interface inférieure, plutôt qu'à l'entraînement turbulent. Ils prennent comme condition d'instabilité un critère de Richardson  $R_i = 1$ , qui, avec les équations de conservation de quantité de mouvement et de quantité de chaleur, leur permet de déterminer la vitesse moyenne  $U(t)$ ,  $h(t)$  et  $T_s(t)$ . Ils tiennent compte de la rotation terrestre, mais négligent la dissipation visqueuse. Ils concluent que :

- initialement ( $ft \ll 1$ )  $h \sim t^{\frac{1}{2}}$ ,  $U \sim t^{\frac{1}{2}}$

- après un jour pendulaire ( $ft = \pi$ ) l'approfondissement s'arrête et  $h$  atteint une valeur maximale  $h_{\max} \sim u / (fN)^{\frac{1}{2}}$  ( $N$  est la stratification initiale)

- l'énergie fournie par le vent à la couche modifiée non seulement son énergie potentielle mais aussi son énergie cinétique. Durant la phase initiale ( $ft < \pi$ ), l'énergie cinétique est égale à trois fois l'énergie potentielle.

- à l'échelle saisonnière les échanges thermiques domineront l'évolution de la thermocline.

Nihoul et al. (1972) présentent une très intéressante revue critique de plusieurs modèles et proposent une extension de celui donné par Nihoul (1972). Ce modèle néglige les échanges thermiques avec l'atmosphère ainsi que l'influence de la force de Coriolis ; il étudie l'érosion d'un profil de densité donné sous l'action d'un vent constant, utilisant des solutions de similitude et des coefficients de diffusion turbulente non constants. L'existence de solutions de similitude

implique une croissance de  $h$  proportionnelle à  $t$ . Nihoul obtient ainsi les profils verticaux de la vitesse moyenne et de la densité. Il souligne également que la dissipation joue un rôle important dans son modèle.

5 - EVALUATION DES PARAMETRES

Le succès des différents modèles présentés ci-dessus dépendra, bien entendu, de la précision des estimations des grandeurs qui régissent leur comportement. Nous passons brièvement en revue ces différents facteurs.

a - L'action mécanique du vent

On définit généralement

$$\overline{w'v'} \equiv \frac{\tau_0}{\rho_a} \equiv u_*^2 \equiv C_z U^2(z) \quad (57)$$

où  $\overline{w'v'}$  est la tension de Reynolds du vent dans la couche limite sur la surface de l'océan,  $\tau_0$  la tension du vent,  $\rho_a$  la densité de l'air,  $u_*$  la "vitesse de friction",  $C_z$  le "drag coefficient" à la hauteur où le vent moyen  $U(z)$  est évalué.

Le travail effectué par le vent est alors  $\sim \tau_0 u_*$  mais toute cette énergie n'est pas transmise directement à la couche homogène et n'est pas disponible pour le brassage mécanique : une partie se retrouve dans l'énergie des vagues et des courants générés. C'est pourquoi Kraus et Turner (1967) définissent une vitesse de friction dans l'eau

$$v_*^2 = \tau_0 / \rho_e \quad (58)$$

et, en admettant que la tension  $\tau_0$  est continue à l'interface, estiment l'énergie disponible pour le brassage.

$$\begin{aligned} G_* &= \tau_0 v_* \\ &= \rho_a^{\frac{3}{2}} C_z^{\frac{3}{2}} U^3(z) \rho_e^{-1} \end{aligned} \quad (59)$$

Ce résultat, déjà obtenu en (21), est en accord avec Kitaigorodski (1960) il permet d'estimer le coefficient  $m$  défini en (48) (en négligeant la dissipation  $D_*$ ) :

$$m \approx \sqrt{\rho_a / \rho_e} C_z^{\frac{1}{2}} = 0(10^{-3}) \quad (60)$$

Plusieurs auteurs ont avancé différentes formules donnant le coefficient  $C_z$ , généralement évalué à 10 m. De l'étude de la couche limite turbulente, on déduit (Kraus, 1972)

$$C_z = \left[ \frac{K}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \quad (61)$$

$K = 0,4$  est la constante de Von Karman et  $z_0$  la "roughness length" qui est caractéristique de l'état de surface de la mer. La présence de ce nouveau paramètre diminue considérablement l'intérêt de (61), d'autant plus que certaines relations évaluant  $z_0$  font intervenir  $u_*$  ! Par exemple Charnock (1965) propose

$$z_0 \sim u_*^2 / g$$

pour un vent fort, tandis que par temps calme Zilitinkevitch (1969) donne

$$z_0 \sim v/u_*$$

On trouvera une discussion de ce sujet dans les études de Deacon et Webb (1962) et Roll (1965). Ce dernier donne des valeurs de

$$C_{10} = 1,0 \text{ à } 2,5 \cdot 10^{-3} \quad (62)$$

On admet que pour des vitesses inférieures à environ 17 à 20 m/s, le coefficient est indépendant de la vitesse.

Dans une étude récente, Denman et Miyake (1973, b) déterminent le coefficient  $C_{10}$  par une technique préconisée par Deacon (1959). En supposant que la production d'énergie turbulente par le cisaillement  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$  est égale au taux de dissipation  $\epsilon$ , on écrit :

$$\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \epsilon$$

Reprenant les hypothèses de Kolmogoroff (Batchelor, 1967), le spectre des auto-corrélations  $\phi_{uu}$  est donné par

$$\phi_{uu}(k) \sim \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}}$$

où  $k = 2\pi\omega/\bar{U}$  est la composante du nombre d'ondes dans le sens de l'écoulement ; on obtient ainsi finalement

$$u_*^2 \sim \left( \frac{z\omega}{\bar{U}} \right)^{\frac{2}{3}} \omega \phi_{uu}(\omega) \quad (63)$$

Utilisant cette formule ainsi que des mesures effectuées à la station météorologique Papa (Pacifique nord-est), ils déterminent  $C_{10}$

$$C_{10} = (1,63 \pm 0,28) \cdot 10^{-3} \quad (64)$$

A cause de la dispersion de leurs mesures, ils peuvent déceler une tendance linéaire

$$C_{10} = (1,29 + 0,03 \bar{U}_{10} \pm 0,27) 10^{-3} \quad (65)$$

pour  $U_{10} < 14 \text{ m/s}^{-1}$ , mais ils recommandent plutôt l'utilisation de (64). Ils déclarent également une dépendance sur  $C_{10}$  de l'état de la mer. Leur article contient une intéressante bibliographie.

Cependant tout le travail fourni par le vent n'est pas disponible pour le brassage des eaux de la couche homogène et éventuellement pour l'entraînement du fluide sous la thermocline. Il importe donc d'obtenir une bonne estimation du coefficient  $m$  défini en (48). Denman (1973, b) exprime l'énergie disponible pour le mélange,  $G_*$ , en fonction du bilan énergétique de la couche :

$$G_* = \frac{\Delta\Omega}{\Delta t} + \frac{g\alpha}{C_p} \left[ \beta^{-1} I_{0*} + h \left( \frac{\Delta H}{\Delta t} - I_{0*} - F_* \right) \right] \quad (66)$$

où les grandeurs du membre de droite ( $\Omega$  est l'énergie potentielle et  $H$  le contenu thermique) peuvent être déterminées expérimentalement. Utilisant les observations météorologiques de la station "Papa", il obtient une valeur moyenne de  $m$  :

$$m = 1,8 \cdot 10^{-3}$$

A partir de (60) et (64), on peut estimer

$$m = 1,2 \cdot 10^{-3}$$

qui est précisément (peut-être n'est ce qu'une coïncidence) la valeur utilisée par Denman et Miyake (1973, a) pour reproduire le comportement de la thermocline. Denman déduit des expériences de Kato et Philips (1969) une valeur de

$$m = 1,5 \cdot 10^{-3}$$

et rejette celle proposée par Turner (1969),  $m = 1 \cdot 10^{-2}$ .

#### b - La dissipation

La quantité d'énergie dissipée par la turbulence au sein de la couche est certainement très difficile à évaluer, c'est pourquoi plusieurs auteurs la négligent purement et simplement. Sa détermination nécessiterait des études fines et locales. Nous citerons ici les travaux de Grant, Moilliet et Vogel (1968) qui estiment

$$\epsilon \sim 10^{-2} \text{ cm s}^{-3}$$

On trouvera également une discussion générale et théorique, ainsi que de nombreuses références dans la monographie de Phillips (1966).

La méthode de Denman (1973, b) a le très grand avantage de tenir compte implicitement de la dissipation par l'introduction du coefficient  $m$  et la manière dont il le détermine. Il n'est donc pas nécessaire d'évaluer  $D$  séparément.

#### c - Le rayonnement solaire

On trouvera une discussion théorique très complète de ce sujet dans la monographie de Jerlov (1968), tandis que des exposés plus généraux sont présentés par Sverdrup et coll. (1942) et Kraus (1972). Ces auteurs donnent également une abondante bibliographie.

Notons simplement que si on admet généralement que le coefficient d'absorption  $\beta$  est constant, il ne s'agit là que d'une approximation. Foster (1971) trouve par exemple que les valeurs données par Sverdrup et coll. (1942, p. 107) satisfaisaient avec un remarquable degré de précision à la loi

$$I(z,t) = \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) H\left(\sin\frac{2\pi t}{\tau}\right) \sum_{i=1}^3 K_i \exp(-k_i z)$$

où  $H$  est la fonction de Heaviside et  $\tau = 1$  jour. Les amplitudes  $K_i$  et les coefficients d'absorption  $k_i$  sont alors déterminés pour les quatre types d'eau définis par Sverdrup.

#### d - Les flux thermiques

Peu d'études et de résultats satisfaisants existent, particulièrement pour les échelles spatio-temporelles qui nous intéressent. Kraus (1972) donne une revue du sujet.

Le flux de chaleur latente  $H_1^*$  est défini à partir du flux d'humidité  $Q$  par

$$H_1^* = LQ$$

où  $L$  est la chaleur latente spécifique. Le rapport de Bowen

$$B = \frac{H_S^*}{LQ}$$

permet d'évaluer l'influence relative des deux effets sur le travail des forces de poussée. L'effet du flux d'humidité devient prépondérant quand  $B < 0,08$ . Différentes formules semi-empiriques sont proposées pour l'évaluation de  $H_S^*$  et  $Q$  ; les plus simples, valables pour des conditions de stabilité neutre, sont les "bulk formulae"

$$H_S^* \sim \rho c_p C_z U (T_0 - T)$$

$$Q \sim \rho C_z U (q_0 - q)$$

où  $C_z$  est le "drag coefficient" défini en (57), et  $T_0$  et  $q_0$  sont la température et le taux d'humidité à saturation.

Des relations plus élaborées sont proposées par Zilitinkevitch (1969), qui donne également des références d'auteurs soviétiques. Il calcule la "vitesse de friction" et les flux de chaleur et d'humidité à la surface de l'océan à partir des "paramètres extérieurs" : rugosité de la surface, vitesse du vent, différence de température potentielle et de taux d'humidité à travers la couche limite atmosphérique. Par des raisonnements dimensionnels l'auteur exprime les résultats à l'aide de "fonctions universelles" d'un argument

$$\mu = k^3 \beta (T_* + 0,61 T_{q_*}) / f u_*$$

où  $k = 0,4$  est la constante de Von Karman,  $\beta = g/T$ , une mesure de stabilité,

$T_* = \frac{H_S^*}{k c_p \rho u_*}$ ,  $q_* = -Q / k \rho u_*$  et  $f$  le paramètre de Coriolis. Les fonctions universelles ainsi introduites sont alors déterminées à partir des résultats d'observations (qui peuvent être réalisées aussi bien sur terre qu'à la mer). Un modèle théorique est aussi brièvement présenté.

Nous exprimons des réserves quand à "l'universalité" des fonctions, Zilitinkevitch ne les déterminant que pour une seule série de mesures (Lettau et Davidson, 1957) et la dispersion des résultats étant considérable. Ces formules devraient cependant permettre une estimation de l'ordre de grandeur des flux thermiques, à partir d'informations synoptiques.

6 - LES COURANTS

Un des facteurs les plus difficiles à estimer, à cause du manque d'observations, et qui pourrait jouer un rôle important dans la variabilité du Golfe de Gascogne, est l'existence de différents types de courants : géostrophiques, transports dans la couche d'Ekman, courants engendrés au passage de perturbations atmosphériques, courants de marée, etc... Bien entendu, les échelles spatiales et temporelles varient grandement suivant les différents types et c'est ainsi que nous pouvons d'emblée négliger les courants de marée dont la période est bien trop courte pour nous intéresser ici.

La période saisonnière, qui est de un an, correspond à une fréquence

$$\omega = 2.10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

Suivant Gill et Niiler (1973), on peut considérer le rôle de l'advection par les courants géostrophiques moyens en comparant, dans les équations de mouvement, les termes

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \omega$$

aux termes non linéaires

$$\frac{1}{a} \left( \bar{u} \sec \varphi \frac{\partial}{\partial \lambda} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \sim \frac{U_x}{L_x}, \frac{U_y}{L_y}$$

Ici,  $a$  est le rayon terrestre,  $\varphi$  et  $\lambda$  la latitude et longitude,  $U_x$  et  $L_x$ ,  $U_y$  et  $L_y$  des vitesses et longueurs caractéristiques dans les directions E-W et N-S, respectivement. Un ordre de grandeur de la vitesse s'obtient en supposant un écoulement géostrophique

$$U_x \sim \frac{g\bar{\eta}}{2\Omega L_y \sin \varphi}, \quad U_y \sim \frac{g\bar{\eta}}{2\Omega L_x \sin \varphi}$$

où  $\bar{\eta}$  est la hauteur dynamique et  $\Omega$  la vitesse angulaire de rotation de la terre. Les variations temporelles locales seront comparables à l'advection par le courant géostrophique si

$$\frac{U_x}{L_x} \sim \frac{U_y}{L_y} \sim \omega$$

soit  $\bar{\eta} \sim 2 \Omega L_x L_y \sin \varphi / g$ .

Pour le Golfe de Gascogne :

$$\begin{aligned} L_x &\sim 6.10^5 \text{ m} \\ L_y &\sim 9.10^5 \text{ m} \\ \varphi &\sim 50^\circ \\ 2\Omega \sin \varphi &= 1,11.10^{-4} \text{ s}^{-1} \\ \bar{\eta} &\sim 1,22 \text{ m} \end{aligned}$$

Defant (1961) et Reid (1961) (cités par Gill et Niiler) rapportent des valeurs observées d'environ 30 cm ; on pourra donc, en première approximation, négliger

l'advection par les courants géostrophiques moyens. Dans le Golfe de Gascogne, les gradients horizontaux de température de surface atteignent un maximum l'été et sont de l'ordre de  $1^{\circ}\text{C}/200 \text{ km}$ . Une estimation des courants est donnée par Gould (1971,a) qui avance une valeur  $\sim 1 \text{ km/jour}$ . Il faudrait donc  $\sim 200$  jours pour que l'advection puisse modifier la température de  $1^{\circ}\text{C}$  en un point, mais comme les modifications du champ de densité (et par conséquent des courants géostrophiques) ont lieu beaucoup plus rapidement, cet effet est négligeable. Nous mentionnerons cependant une étude de Tabata (1965), qui estime les variations de température et salinité induites par les transports géostrophiques à la station Papa dans le nord-est pacifique. A partir de mesures couvrant une période de cinq ans, il obtient une variation moyenne de  $0,26^{\circ}\text{C mois}^{-1}$  pour la température et de  $0,02^{\circ}/\text{‰ mois}^{-1}$  pour la salinité due à l'advection.

Les courants de dérives et inertiaux peuvent être plus forts que les courants géostrophiques (Lawford, A.L. et Veley, 1956), mais leurs périodicités et temps caractéristiques sont tels qu'ils ne nous intéressent pas dans le présent contexte.

Malheureusement, nous n'avons pratiquement aucune mesure directe de courants dans le Golfe de Gascogne ; une seule série d'observations est due au National Institute of Oceanography, qui a effectué plusieurs mouillages par  $46^{\circ}\text{N}, 08^{\circ}\text{W}$  (profondeur 4 800 m) tout en suivant des "Swallow floats" ; une autre station se trouvant en  $47^{\circ}30'\text{N}, 08^{\circ}\text{W}$  (Gould, 1969, 1971,a,b). On observe ainsi, par exemple, des courants moyens (à 350 m de profondeur) atteignant  $\sim 2,5 \text{ cm/s}$  (la moyenne étant prise sur deux mois). Gould (1971,a) observe également une translation d'ensemble de la masse d'eau considérée, la vitesse de translation étant trouvée  $\sim (1 \pm 0,5 \text{ km/jour} = 1,16 \text{ cm s}^{-1})$ . Il interprète ces observations en fonction d'un modèle de Longuet-Higgins (1965) qui étudie la réponse d'un océan stratifié au passage de perturbations atmosphériques. Les vitesses observées dans le Golfe sont comparables à celles prédites par Longuet-Higgins pour la réponse barotrope d'un modèle à deux couches. Il ne semble pas que les mouvements puissent être expliqués par l'intrusion de l'eau méditerranéenne dans le golfe.

Si la couche d'Ekman a été l'objet de nombreux travaux théoriques depuis la communication d'Ekman (1905), peu d'observations la mettent directement en évidence dans l'océan. Gonella (1971) explique la génération de courants d'inertie par l'intermédiaire de la couche d'Ekman et trouve un bon accord avec les mesures effectuées à la bouée-laboratoire dans la Méditerranée, mais il ne rend pas compte d'observations directes de la structure d'Ekman. Lighthill (1971), citant Wu (1968), a même pu mettre en doute l'existence de la couche d'Ekman.

Une longueur typique caractérisant la couche homogène brassée sous l'action du vent est la longueur de Monin-Obukov

$$L_b = \frac{u_*^3}{kF}$$

(k = constante de Von Karman).

Cette longueur est une mesure des effets respectifs de la tension de Reynolds et du flux thermique (Phillips 1966, Turner 1973). A des profondeurs supérieures à  $L_b$ , la poussée limite le brassage et par conséquent la pénétration. Cependant, si l'on tient compte de la rotation, c'est la longueur d'Ekman (en régime station-

stationnaire)

$$L_e = \frac{u_*}{f}$$

où  $f$  est le paramètre de Coriolis qui mesure la pénétration des effets du vent.

Le rapport

$$L_b/L_e = f u_*^2/kF$$

augmente rapidement avec  $u_*$ , c'est-à-dire avec la force du vent. Pour un vent suffisamment fort ce serait donc la rotation qui limiterait l'épaisseur de la couche de surface (voir aussi Pollard et al. 1973).

Gill et Niiler (1973) donnent pour la vitesse verticale  $w$  induite par la couche d'Ekman, des valeurs de l'ordre de  $w \approx 10^{-4} \text{ cm s}^{-1}$ . Cet effet est donc négligeable puisque

$$h \gg \frac{w}{\omega} \approx 5 \text{ m}$$

Ils estiment également les transports horizontaux et les trouvent négligeables. Ils en concluent que, puisqu'ils ont déjà négligé l'advection par les courants géostrophiques, les modifications en salinité et température sont régies exclusivement par les flux à la surface et que ces flux peuvent par conséquent être déterminés à partir du contenu de la couche. On réalisera l'importance de cette conclusion pour notre étude.

## 7 - CONCLUSION

Nous avons passé en revue plusieurs modèles décrivant l'évolution de la structure de la couche homogène. Plusieurs de ces modèles semblent bien reproduire les observations, dans les situations où ils ont été confrontés avec les résultats de mesures. Ces études peuvent s'appliquer pour des échelles de temps allant du cycle diurne au cycle annuel.

Le travail de plus général et le plus approfondi est celui de Denman (1973) qui aboutit à des équations qui se prêtent à une résolution numérique simple. Il n'a toutefois pas appliqué son modèle pour des périodes supérieures à quinze jours. Il serait donc intéressant de reprendre son étude et de l'appliquer au Golfe de Gascogne.

On devra ainsi d'abord estimer si effectivement un modèle unidimensionnel de la thermocline est valable, l'élément essentiel intervenant ici étant la présence de courants. Il ressort de notre travail que l'on ne peut décider a priori si les transports qui leur sont associés sont importants ou non dans le golfe : ils sont "à la limite". Une estimation plus précise s'impose donc et est faisable à partir des données dont nous disposons. S'il s'avère qu'effectivement ces transports sont négligeables, on pourra conclure que le Golfe de Gascogne ne répond pas tant comme un "système" aux excitations saisonnières, mais que la réponse est localisée en chaque point, sans couplage entre les différentes régions. Une étude plus ponctuelle pourra alors être entreprise.

Si l'on trouve qu'un modèle unidimensionnel, tel que celui de Denman, décrit bien les variations observées dans le golfe, on pourra conclure que les courants ont bien un effet négligeable. Pour mettre en oeuvre ce modèle, on devra déterminer plusieurs grandeurs, suivant la discussion du paragraphe 5.

Nous avons montré que l'on a une connaissance satisfaisante du "drag coefficient" et de l'action mécanique du vent. Les apports de chaleur par précipitation, évaporation, rayonnement solaire sont par contre pratiquement impossibles à déterminer puisque nous ne disposons d'aucune mesure. Cependant, il ressort de l'étude de Gill et Niiler (1973) que la chaleur fournie à l'océan serait accumulée localement (pour les échelles de temps et d'espace qui nous intéressent) et que les variations du contenu thermique (et salin) sont une mesure des flux de surface.

Une première étape devrait cependant consister en une estimation grossière des différents effets aux diverses saisons, à partir des formules semi-empiriques proposées au paragraphe 5 et dans la bibliographie. On pourra ainsi déterminer si certaines grandeurs sont a priori négligeables et concentrer son attention sur la détermination des paramètres importants. L'application du modèle numérique constitue alors une vérification des hypothèses physiques ainsi formulées.

Si, par contre, on constate que les transports par les courants contribuent appréciablement aux modifications de la structure de l'océan la situation sera bien plus complexe à étudier. Nous aurons à faire alors à un système à trois dimensions où les perturbations se propagent. Nous ne disposons pas de modèle d'un tel système ; les courants devront être déterminés avec autant de précision que possible.

Une des caractéristiques de la variabilité océanique-et le Golfe de Gascogne ne fait pas exception- est l'amplitude des variations. Les différences entre le même mois de deux années consécutives peuvent être comparables aux différences entre deux (ou plusieurs) mois consécutifs d'une même année. L'étude de la variabilité saisonnière ne pourra donc être entreprise qu'après plusieurs années de mesures, ceci afin d'avoir un échantillonnage suffisant et de pouvoir prendre des moyennes qui aient un sens. Au stade actuel du programme on ne peut espérer étudier que des saisons particulières, sans que l'on puisse décider si elles sont ou non caractéristiques du cycle.

Pour des études plus fines, plus détaillées, de l'interaction air-mer, il est indispensable de disposer de plus de mesures et d'occuper une station pendant longtemps (voir la bouée-laboratoire, le point "D" de Woods Hole, la station "Papa" des canadiens).

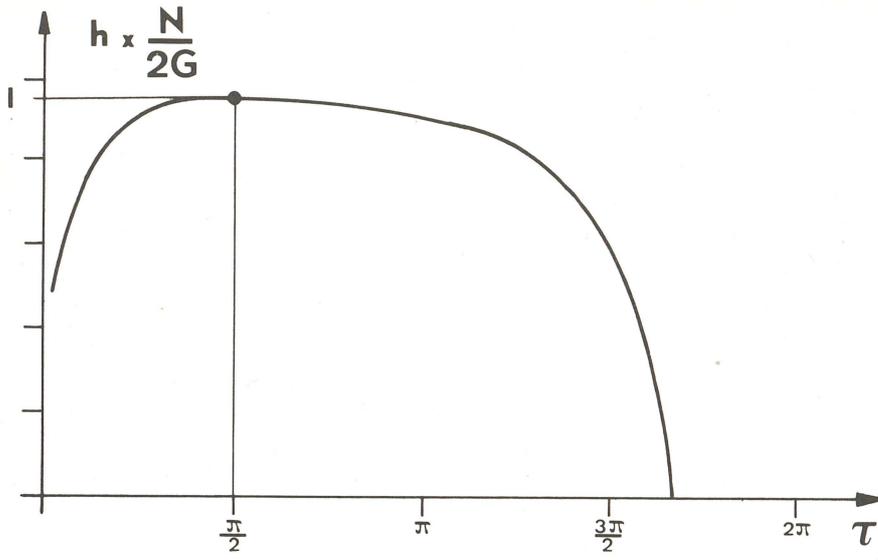
Il est donc clair que les campagnes saisonnières déjà réalisées et celles à venir, ne peuvent et ne doivent pas être considérées comme une fin, mais bien comme un point de départ. Un travail considérable tant théorique qu'expérimental reste à faire pour tirer de ces mesures toutes les informations qu'elles recèlent

REMERCIEMENTS

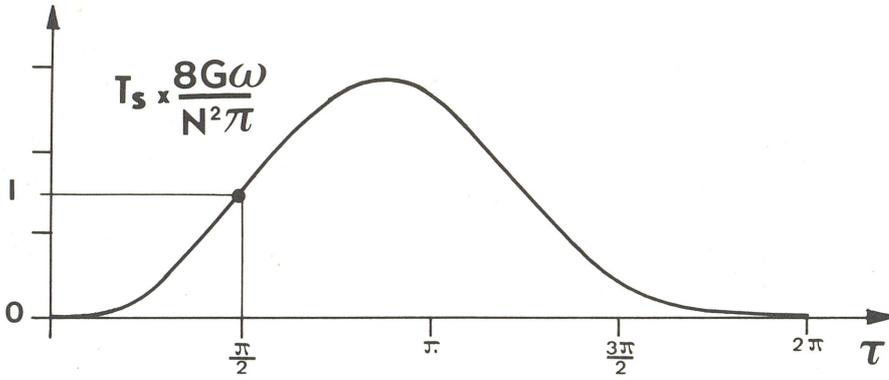
Monsieur A. CAVANIE a bien voulu lire le manuscrit et nous faire part de ses critiques et suggestions. Nous lui en sommes très reconnaissants.

Ce travail a été réalisé au Centre Océanologique de Bretagne alors que l'auteur était titulaire d'une bourse de recherche de l'OTAN et d'une bourse de spécialisation de l'Université de Liège.

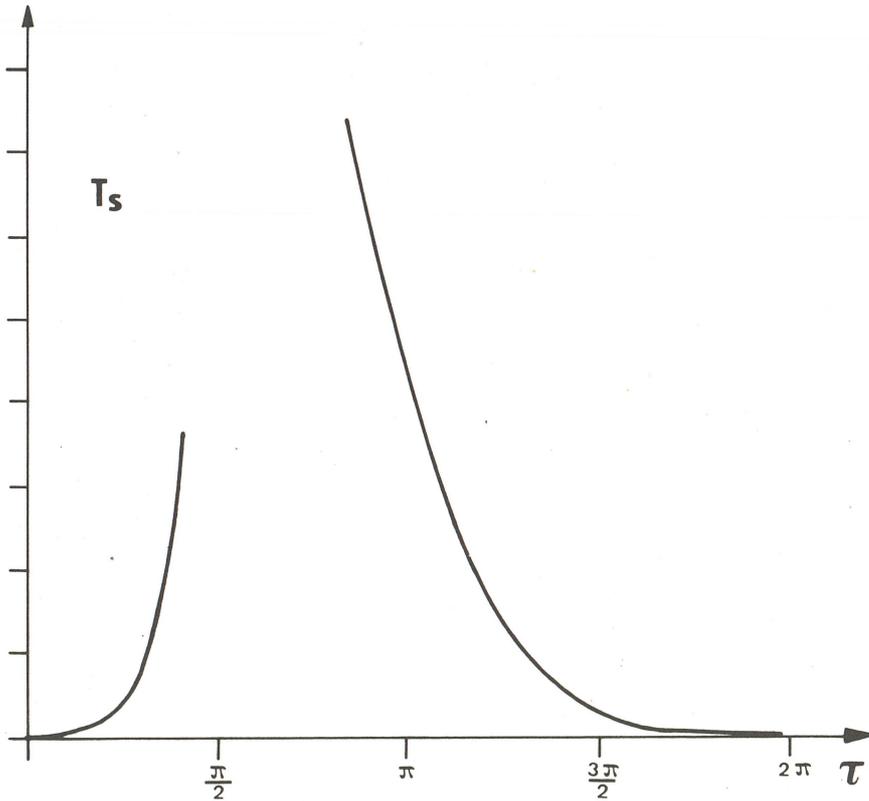
Nous remercions vivement ces institutions pour leur support financier et l'équipe de Physique du C.O.B. pour sa chaleureuse hospitalité.



- Fig. 1 -



- Fig. 2 -



- Fig. 3 -

BIBLIOGRAPHIE

BATCHELOR G.K. (1967)

The Theory of Homogeneous Turbulence. Cambridge University Press.

CHARNOCK H. (1965)

Wind stress on a water surface. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 81, n° 350, 639-640.

DAKE J.M.K. et HARLEMAN D.R.F. (1966)

An analytical and experimental investigation of thermal stratification in lakes and ponds. M.I.T. Hydrodynamics Lab. Rep. n° 99.

DEACON E.L. (1959)

The measurement of turbulent transfer in the lower atmosphere. Adrau. Geophys., 6, 211-228.

DEACON E.L. et WEBB E.K. (1962)

Interchange of properties between sea and air. Small-scale interactions. In The Sea (cd. M.H. Hill), 43-87. Interscience Publishers, New-York and London.

DEARDORFF J.W., WILLIS G.E. and LILLY D.K. (1969)

Laboratory investigation of non steady penetrative convection. J. Fluid Mech. 35, 7-31.

DEFANT A. (1961)

Physical Oceanography. London : Pergamon press.

DENMAN K.L. (1973)

A time-dependant model of the upper ocean. J. Phys. Oceanogr. 3, 173-184.

DENMAN K.L. (1973,b)

Energy changes associated with wind mixing in the upper ocean. Fish. Res. Bd. Canada, Technical Rept. 380.

DENMAN K.L. et MIYAKE M. (1973,a)

Upper layer nification at Ocean Station Papa : observations and simulation. J. Phys. Oceanogr. 3, 185-196.

DENMAN K/L. et MIYAKE M. (1973,b)

Behavior of the mean wind the drag coefficient, and the wave field in the open ocean. J. Geophys. Res. 78, 1917-1931.

EKMAN V.W. (1905)

On the influence of the earth's rotation on ocean currents. Ark. Mat., Astr. Fys. 2 (11), 1-52.

FOSTER T.E. (1971)

A convective model for the diurnal cycle in the upper ocean. J. Geophys. Res., 76, 666-675.

GILL A.E. and NIILER P.P. (1973)

The theory of the seasonal variability in the ocean. Deep-Sea Res., 20, 141-177.

GONELLA J. (1971)

A local study of inertial oscillations in the upper layers of the ocean. Deep-Sea Res., 18, 775-788.

GOULD W.J. (1969)

Moored current meter records. Nat. Inst. Oceanogr., Int. Rep. n° A42, 72 pp.

GOULD W.J. (1971,a)

Observations of an event in some current measurements in the Bay of Biscay. Deep-Sea Res., 18, 35-49.

GOULD W.J. (1971,b)

Spectral characteristics of some deep current records from the eastern North Atlantic. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 270, 437-450.

GRANT H.L., MOILLIET A. et VOGEL W.M. (1968)

Some observations of the occurrence of turbulence in and above the thermocline. J. Fluid. Mech., 34, 443-448.

HELLERMAN S. (1965)

Computations of wind stress fields over the Atlantic Ocean. Mon. Weath. Rev., U.S. Dept. Comm., 93, 239-244.

HEMMERMAN S. (1967)

An updated estimate of the wind stress on the world ocean. Mon Weath. Rev., U.S. Dept. Comm., 95, 607-626. (Sec. Correction, 1968, 96, 63-74).

JERLOV N. (1968)

Optical Oceanography. London, Elsevier, 199 pp.

KATO H. et PHILLIPS O.M. (1969)

On the penetration of a turbulent layer into a stratified fluid. J. Fluid Mech., 37, 643-655.

KITAIGORODSKI S.A. (1960)

On the computation of the thickness of the wind-mixed layer in the ocean. Bull. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., 3, 284-287.

KRAUS E.B. (1972)

Atmosphere-Ocean Interaction. Clarendon Press, Oxford, 275 pp.

KRAUSS E.B. et TURNER J.S. (1967)

A one dimensional model of the seasonal thermocline II. Tellus, 19, 98-105.

LACOMBE H. (1972)

Sur un modèle simple de thermocline saisonnière et sur sa prévision. C.R. Acad. Sc. Paris, t. 275, sér. D, 2211-2214.

LAWFORD A.L. et VELEY V.F.C. (1956)

Change in the relationship between wind and surface water movements at higher wind speeds. Trans. Amer. Geophys. Union, 6, 691-693.

LETTAU H.H. et DAVIDSON B. (1957)

Exploring the Atmosphere's First Mile, Vol. 1 et 2, Pergamon Press, London, New-York et Paris.

LIGHTHILL M.J. (1971)

Time varying currents. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 270, 371-390.

LONGUET-HIGGINS M.S. (1965)

The response of a stratified ocean to stationary or moving wind systems. Deep-Sea Res., 12, 923-973.

MADELAIN F. (1967)

Etude hydrologique au large de la péninsule ibérique. Cahiers Océanogr., 19 (2), 125-136.

MADELAIN F. (1967)

Calculs dynamiques au large de la péninsule ibérique. Cahiers Océanogr., 19 (3), 1-13.

MADELAIN F. (1972)

Données sur la circulation d'eaux d'origine méditerranéenne au niveau du Cap Finistère. Rapp. Scient. Tech. CNEXO, n° 11.

MADELAIN et ALLENOU J.P. (1972)

Réalisation d'une centrale de mesures embarquée pour l'acquisition et le traitement en temps réel des données hydrologiques. Rapp. Scient. Tech. CNEXO, n° 12.

NIHOUL J.C.J. (1972)

The effect of wind blowing on turbulent mixing and entrainment in the upper layer of the ocean. Mémoires Société Royale des Sciences de Liège, 6ème série, Tome IV, 115-124.

NIHOUL J.C.J., NYSSSEN C., WISER-BETZ M. (1972)

Mélange turbulent, entraînement et structure de la thermocline. Cahier de Mécanique Mathématique, n° 42, Univ. de Liège, 118 pp.

PARSONS T.R., GIOVANDO et LE BRASSEUR R.J. (1966)

The advent of the spring bloom in the eastern subarctic Pacific Ocean. J. Fish. Res. Bd. Canada, 23, 539-546.

PHILLIPS O.M. (1966)

The Dynamics of the Upper Ocean. Cambridge University Press, 261 pp.

POLLARD R.T., RHINES P.B., THOMPSON R.O.R.Y. (1973)

The deepening of the wind mixed layer. Geophys. Fluid. Dyn., 3, 381-404.

REID L. (1961)

On the geostrophic flow at the surface of the Pacific Ocean with respect to the 1 000 db. Surface. Tellus, 13, 489-502.

ROLL H.U. (1965)

Physics of the Marine Atmosphere. Academic Press, New-York et London.

SVERDRUP H.U., JOHNSON M.W., FLEMING R.H. (1942)

The Oceans. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J.

TABATA S. (1965)

Variability of oceanographic conditions at ocean station "P" in the northeast Pacific Ocean. Trans. Roy. Soc. Can., Ser. 4, 3, Section 3, 367-418.

TABATA, BOSTON et BOYCE (1965)

The relationship between wind speed and summer isothermal surface layer of water at Ocean Station "P" in the eastern subarctic Pacific Ocean. J. Geophys. Res. 70, 3867-3878.

TURNER J.S. (1969)

A note on wind mixing at the seasonal thermocline. Deep-Sea Res., 16 Suppl., 297-300.

TURNER J.S. (1973)

Buoyancy effects in Fluids. Cambridge University Press, 367 pp.

TURNER J.S. et KRAUS E.B. (1967)

A one dimensional model of the seasonal thermocline. I. Tellus, 19, 88-97.

WETHERALD R.T. et MANABE S. (1972)

Response of the joint ocean-atmosphere model to the seasonal variation of the solar radiation. Mon. Weath. Rev., U.S. Dept. Comm., 100, 42-59.

WU J. (1968)

Froude number scaling for windstresses coefficients - a correlation for windstresses determined at all fetches. Tech. Rep. 231-23 , Hydronautics Inc., Laurel, Md.

ZILITINKEVITCH S.S. (1969)

On the computation of the basic parameters of the interaction between the atmosphere and the ocean. Tellus, 21, 17-24.

Edité par  
le Service de Documentation  
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Mars 1975

*Toute demande de cette publication devra être adressée  
au Service de l'Information du CNEXO  
Boîte Postale 107  
75783 PARIS-CEDEX 16*