

## DIFFUSION THERMIQUE TURBULENTE AU NIVEAU DE LA PYCNOCLINE

par B. SAINT-GUILY

Les échanges thermiques dans les océans sont essentiellement turbulents. La diffusion turbulente qui est en réalité une convection turbulente, est beaucoup plus grande que la diffusion moléculaire. Si on néglige la diffusion horizontale, l'équation de conservation de la chaleur peut se mettre sous la forme :

$$(1) \quad \frac{\delta T}{\delta t} + \frac{1}{a \sin \theta} \left\{ \frac{\delta}{\delta \theta} (uT \sin \theta) + \frac{\delta}{\delta \varphi} (vT) \right\} + \frac{\delta}{\delta z} \left( w \frac{\delta T}{\delta z} \right) = \frac{\delta}{\delta z} \left( k \frac{\delta T}{\delta z} \right).$$

Cette équation, dans laquelle  $T$  désigne la température,  $u$ ,  $v$ ,  $w$  les composantes de la vitesse,  $\theta$  la colatitude,  $\varphi$  la longitude,  $z$  la coordonnée verticale, exprime que l'élévation de température dans un certain volume provient des apports de calories par convection et diffusion.  $k$  désigne le coefficient de diffusion turbulente; celui-ci n'est pas physiquement bien défini, mais il permet de représenter de façon simple et approximative l'effet de la diffusion turbulente. On peut considérer  $k$  comme une fonction de la profondeur  $z$ .

Les mesures du coefficient  $k$  sont techniquement difficiles. En attendant la possibilité de les effectuer, il est intéressant d'essayer d'obtenir des valeurs de  $k$  par des voies indirectes. Une première méthode consiste à se placer dans des conditions de régime thermique permanent; une seconde consiste au contraire, à étudier le cas d'un régime thermique périodique.

L'importance du premier terme de l'équation (1) est liée à celle de l'oscillation thermique annuelle. Celle-ci est grande dans les eaux voisines de la surface, mais faible dans les régions équatoriales. On peut donc négliger dans ces régions le premier terme de l'équation (1) et considérer le régime comme permanent. De plus, dans une couche intermédiaire comprise entre les eaux de surface et les eaux profondes, on peut admettre que la convection horizontale de chaleur est petite et qu'il y a équilibre entre les flux thermiques verticaux de convection et de diffusion. Dans ces conditions l'équation (1) se réduit à la suivante :

$$(2) \quad wT - k \frac{\delta T}{\delta z} = 0$$

Cette égalité semble réalisée dans une couche intermédiaire de 75 à 1 000 m environ, et dans une région comprise entre l'équateur et le tropique du Capricorne dans l'Atlantique sud. Le calcul de  $w$  peut se faire en considérant le courant comme géostrophique. Si on néglige l'action directe du vent qui est probablement peu sensible au-dessous de la pycnocline et si on admet que le courant est géostrophique on a :

$$(3) \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g}{2a \omega \sin \theta \cos \theta} \frac{\delta \sigma}{\delta \varphi}, \quad \frac{\delta z}{\delta v} = - \frac{g}{2a \omega \cos \theta} \frac{\delta \sigma}{\delta \theta}, \quad \rho = \rho_0 (1 + \sigma), \quad \sigma \ll 1.$$

où  $\rho$  désigne la densité. Puis en raison de l'équation de continuité :

$$(4) \quad \frac{1}{a \sin \theta} \left\{ \frac{\delta}{\delta \theta} (u \sin \theta) + \frac{\delta v}{\delta \varphi} \right\} \frac{\delta w}{\delta z} = 0, \quad \text{il vient : } \frac{\delta^2 w}{\delta z^2} = \frac{g}{2a^2 \omega \cos^2 \theta} \frac{\delta \sigma}{\delta \varphi}. \quad (5)$$

$$\text{En se donnant les conditions en surface et au fond : } w \Big|_{z=0, -h} = 0, \quad (6)$$

on intègre facilement l'équation (5). On obtient ainsi pour une profondeur constante :

$$w = -\frac{g}{2a^2 \omega \cos^2 \theta} \frac{\delta}{\delta \varphi} \left\{ \int_{-h}^z S \, dz - (h+z)\bar{S} \right\}, \quad (7)$$

$$S = \int_{-h}^z \sigma \, dz, \quad \bar{S} = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 S \, dz.$$

Un calcul numérique effectué à partir des observations du « Meteor » a donné des résultats intéressants. La vitesse est dirigée vers le haut excepté sur le profil qui coïncide avec la convergence subtropicale. Les vitesses moyennes dans les couches 0 à 2 000 m et 2 000 à 4 000 m sont de l'ordre de 1 et 0,3  $10^{-4}$  cm  $S^{-1}$ , c'est-à-dire 10 et 3 cm jour $^{-1}$ . Le temps de passage dans chaque couche est 60 et 210 ans.

Le calcul du coefficient  $k$  a été effectué à l'aide des observations de température du « Meteor » pour quatre profils (B. SAINT-GUILY, 1963). Les résultats indiquent un minimum très marqué au niveau de la pycnocline avec une valeur d'environ 3 cm $^2$ s $^{-1}$ .

Une deuxième méthode s'applique aux eaux superficielles à forte oscillation thermique annuelle. On peut alors négliger la convection et admettre que dans un certain volume d'eau l'élévation de température est due essentiellement aux calories apportées par diffusion turbulente. On suppose en outre que le rayonnement solaire se fait sentir surtout dans une couche d'eau superficielle mince. On peut considérer en première approximation que ce rayonnement intervient seulement dans la condition à la surface de l'eau. L'équation (1) se réduit alors à :

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta z} \left( k \frac{\delta T}{\delta z} \right) \quad (8)$$

Lorsqu'on connaît les variations de température le long de l'année et à diverses profondeurs, cette équation permet d'obtenir des valeurs du coefficient de diffusion  $k$ . La méthode qui convient la mieux semble être celle de FJELDSTAD (1933). Elle consiste à poser, en première

$$\text{approximation : } T = p c^i (nt + q), \quad (9)$$

où l'amplitude  $p(z)$  et la phase  $q(z)$  sont des fonctions de la profondeur  $z$  et où  $n$  désigne la fréquence ( $n = \frac{2\pi}{\tau}$ ,  $\tau$  est la période, ici la durée de l'année).

A l'aide de l'expression (9) l'équation (8) se transforme pour donner deux équations dont l'une, qui représente la partie complexe, s'écrit :

$$\frac{d}{dz} \left( k p^2 \frac{dq}{dz} \right) - np^2 = 0. \quad (10)$$

En admettant qu'à la profondeur  $-h$ ,  $\frac{dq}{dz} = 0$ , l'intégration de (10) donne l'expression

suivante du coefficient  $k$  :

$$k = \frac{n}{p^2} \frac{dq}{dz} \int_{-h}^z p^2 dz . \quad (11)$$

L'amplitude  $p$  est donnée par la différence entre la température maximum et la température minimum, à la profondeur considérée. La phase  $q$  s'obtient à partir du retard du maximum

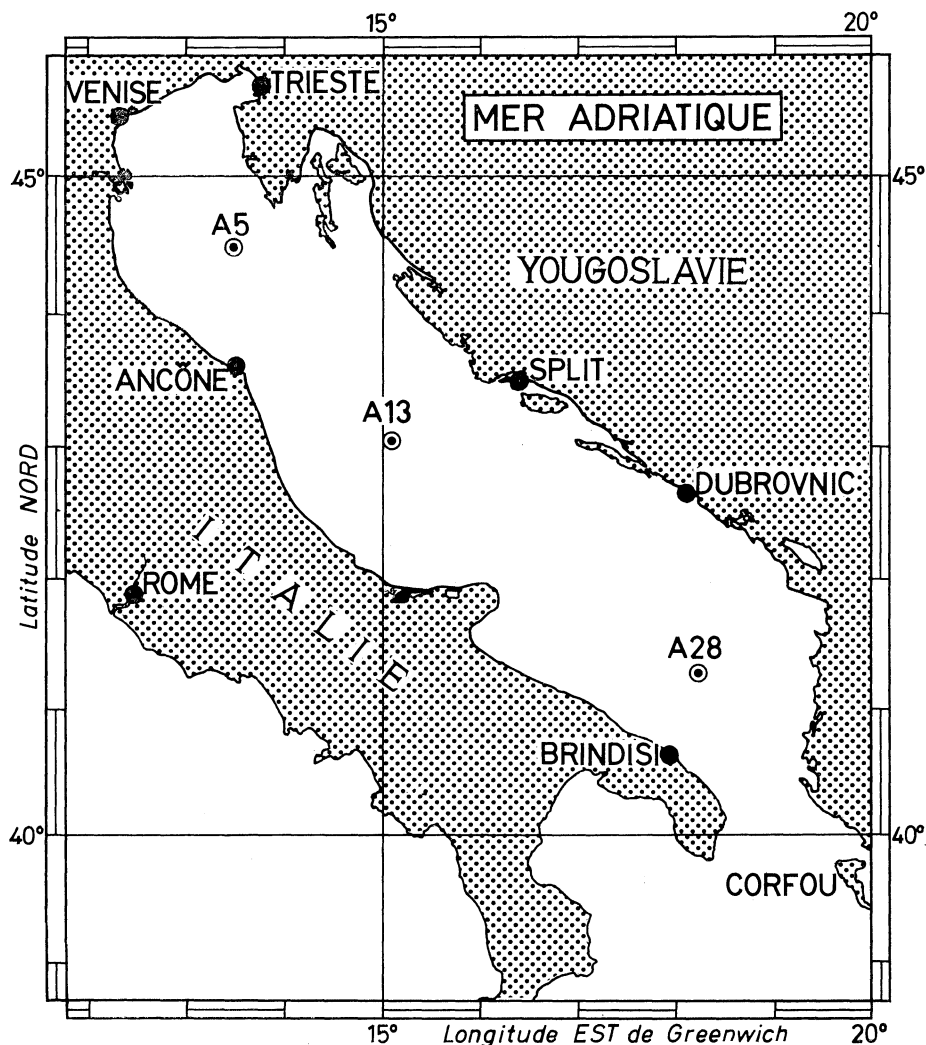


FIG. 1. — Stations utilisées pour le calcul du coefficient de diffusion thermique.

de température à la profondeur  $z$ , sur l'époque du maximum de température en surface; si  $m$  désigne ce retard  $q = \frac{2\pi}{m}$ . En opérant ainsi, on obtient des valeurs du coefficient  $k$  qui correspondent à la saison de l'été marin.

Cette méthode a été appliquée aux observations faites dans la mer Adriatique par la « Najade » aux stations A 5, A 13, et A 28, de 1911 à 1914 (fig. 1). Les moyennes des tempé-

ratures ont été faites pour chaque saison, c'est-à-dire approximativement aux 1<sup>er</sup> mars, 1<sup>er</sup> juin, 1<sup>er</sup> septembre et 1<sup>er</sup> décembre, et les courbes de température relatives à chaque profondeur ont été tracées au mieux. Les éléments du calcul sont donnés dans le tableau 1 et les valeurs du coefficient k qui en résultent, dans le tableau 2.

Le calcul a été limité à une profondeur inférieure à 200 m. A partir de 100 m l'amplitude de l'onde thermique est déjà faible et la méthode ne donne plus de résultats valables.

Profondeur (m)	Température moyenne (°C)				Amplitude p (°C)	Phase q (rad.)
	1 mars	1 juin	1 sept.	1 déc.		
Station A <sub>5</sub>						
0	10.65	16.53	23.08	16.65	12.4	0
10	10.34	14.53	22.68	16.80	12.3	— 0.08
20	10.22	13.95	20.58	17.00	10.4	— 0.23
30	10.19	12.35	16.31	16.68	6.8	— 0.83
40	10.13	12.27	14.88	16.13	6.0	— 1.00
50	10.40	12.26	14.71	15.08	4.8	— 1.10
Station A <sub>13</sub>						
0	12.90	17.61	23.76	15.95	10.9	0
10	13.10	16.71	22.78	15.93	9.7	— 0.10
20	12.76	15.90	19.40	15.87	6.7	— 0.21
30	12.71	14.11	16.97	15.64	4.4	— 0.42
40	12.67	13.65	15.51	14.85	2.9	— 0.58
50	12.65	13.51	14.67	14.26	2.1	— 0.63
75	12.63	13.13	13.83	13.84	1.3	— 0.84
100	12.64	12.76	13.24	13.40	0.8	— 1.20
150	12.50	12.25	12.18	11.84	0.7	—
Station A <sub>28</sub>						
0	13.54	17.63	24.54	16.43	11.0	0
10	13.54	17.03	22.76	16.01	9.2	— 0.10
20	13.54	16.29	18.35	16.00	4.8	— 0.21
30	13.44	14.53	16.37	16.00	3.1	— 0.58
40	13.37	14.08	15.26	14.82	2.0	— 0.63
50	13.33	13.73	14.51	14.12	1.3	— 0.63
75	13.35	13.50	13.76	13.72	0.44	— 0.78
100	13.32	13.40	13.68	13.61	0.40	— 0.84
150	13.36	13.31	13.50	13.56	0.27	— 1.00

TABLEAU 1

Ces valeurs du coefficient de diffusion sont assez faibles, elles correspondent en effet à la saison de l'été. Elles présentent un minimum bien marqué de l'ordre de 1 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> au niveau de la pycnocline (à la profondeur de 25 m environ), et elles sont en accord avec la valeur moyenne 3.1 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>, obtenue par M<sup>me</sup> ZORE-ARMANDA (1964).

A titre de comparaison, le même calcul effectué à partir des observations faites à Monaco par RICHARD, OXNER et SIRVENT de 1907 à 1914, donne des valeurs tout à fait comparables avec un minimum de 2.4 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>. Rappelons que FJELDSTAD (1933) a obtenu des résultats du même ordre avec un minimum de 1.8 cm<sup>2</sup>s<sup>-1</sup> dans l'Atlantique.

Le tableau 3 reproduit les valeurs du coefficient de diffusion ainsi obtenues devant Monaco et dans l'Atlantique.

Ces résultats sont très voisins de ceux qui figurent dans le tableau 2. Enfin la concordance des valeurs obtenues par deux méthodes approchées radicalement différentes conduit à penser que ces valeurs du coefficient de diffusion sont certainement représentatives de la diffusion thermique au niveau de la thermocline.

Profondeur (m)	Stations		
	A 5	A 13	A 28
0	8.1	3.9	3.1
10	3.8	2.8	2.0
20	0.7	1.7	1.3
30	0.8	2.1	1.0
40	1.5	5.3	2.2
50	—	10	8.1
75	—	10	40
100	—	9	39

TABL. 2. — Coefficient de diffusion  $k$  (cm<sup>2</sup>s) dans la Mer Adriatique.

Profondeur (m)	Devant Monaco		Dans l'Atlantique	
	Stations I,II	Station III	Profondeur (m)	Mer de Biscaye
0	6.9	3.4	0	16
25	3.6	3.2	20	3.6
50	2.3	2.5	40	1.8
75	2.8	6.7	60	2.4
100	10	23	80	3.2
			100	3.8

TABL. 3. — Coefficient de diffusion  $k$  (cm<sup>2</sup>/s.)

Ce travail a été entrepris grâce à l'excellent accueil et à l'aide très amicale que j'ai trouvés auprès du Professeur M. BULJAN et du Docteur M. ZORE-ARMANDA à Split. Je suis heureux de leur exprimer ici ma bien vive reconnaissance.

### BIBLIOGRAPHIE

- FJELDSTAD (J.E.), 1933. — Wärmeleitung im Meere. — *Geofys. Publik. Oslo*, **10** (7).  
 NAJADE, 1911-1914. — Berichte über die Terminfahrten ,Österreichischen Teil, n° 1-12 Perm. — *Int. Komm. Erforsch. Adria*. (1912, 1913 et 1915).  
 RICHARD (J.), OXNER (M.) et SIRVENT (L.), 1923. — Observations méthodiques de température et de salinité à diverses profondeurs au large de Monaco, de décembre 1907 à mars 1914. — *Bull. Inst. océanogr.*, Monaco, n° 436.  
 SAINT-GUILLY (B.), 1961. — Sur la diffusion turbulente verticale devant Monaco. — *Bull. Inst. Océanogr., Monaco*, n° 1193.  
 — 1963. — Vertical heat convection and diffusion in the South Atlantic. — *Deut. Hydro. Zeit.*, **16** (6).  
 ZORE-ARMANDA (M.), 1964. — Les masses d'eau de la Mer Adriatique. — Thèse, in *Acta Adriatica*.

