

OPTIQUE OCÉANOGRAPHIQUE. — *Au sujet de l'emploi du coefficient total de diffusion pour évaluer la teneur des eaux de mer en particules en suspension.* Note (\*) de M. **ANDRÉ MOREL**, présentée par M. André Gougenheim.

Les mesures de diffusion de la lumière sont souvent utilisées comme moyen d'évaluation rapide du matériel en suspension dans les eaux de mer. Il convient d'examiner théoriquement dans quelle mesure une telle méthode peut être rendue quantitative.

Le coefficient total de diffusion peut être calculé en faisant le produit de la surface totale des particules (plus exactement la somme des aires des sections géométriques) par un coefficient d'efficacité  $Q$  <sup>(1)</sup>. Pour une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, la valeur de ce coefficient dépend de la taille et de l'indice de réfraction de la particule, c'est-à-dire des paramètres relatifs  $n$  et  $\alpha$  :

$n$ , indice de la particule par rapport au milieu;

$\alpha = \pi d/\lambda$ ,  $d$  étant le diamètre de la particule supposée sphérique.

Pour conserver la généralité du calcul, plutôt que  $\alpha$ , on utilisera le paramètre  $\rho = 2\alpha(n-1)$ , où indice et taille jouent un rôle identique.

Pour les petites particules ( $\alpha < 1$ ), c'est-à-dire dans la zone de Rayleigh,  $Q$  est proportionnel à  $\alpha^4$ ; il est proportionnel à  $\alpha^2$  dans la zone intermédiaire de Rayleigh-Gans ( $\alpha$  quelconque, mais  $\rho < 1$ ). Enfin dans la zone de Mie ( $\alpha$  et  $\rho$  supérieurs à 1), il oscille autour de la valeur limite 2 que fournit l'optique géométrique <sup>(2)</sup>.

Le calcul de la diffusion par une collection de particules distribuées selon une fonction  $F(\alpha)$  consiste en une intégration du produit  $F(\alpha)\alpha^2 Q(\alpha)$ . Les limites de l'intégration que constituent les tailles minimale et maximale ne sont pas en général physiquement connues, et ne peuvent être que conventionnellement fixées; le calcul peut néanmoins avoir un sens, c'est-à-dire que l'intégrale peut être calculée avec une approximation prévisible compte tenu des deux faits suivants :

— le coefficient  $Q$  est d'autant plus faible que les particules sont plus petites;

— le même coefficient  $Q$  est pratiquement constant et voisin de 2 pour les grosses particules; si la fréquence d'apparition de ces particules est faible, l'intégrale peut donc converger, selon la loi de distribution adoptée.

On supposera l'indice relatif suffisamment voisin de 1 pour que  $Q$  puisse être calculé par la relation limite suivante [<sup>(2)</sup>, <sup>(3)</sup>] :

$$Q(\rho) = 2 - 4\rho^{-1} \sin \rho + 4\rho^{-2} (1 - \cos \rho).$$

En adoptant, comme précédemment, une distribution des tailles des particules du type loi de Junge :  $F(\rho) = C_1 \rho^{-m}$ , qui, relative à la distri-

bution des surfaces, devient  $S(\rho) = C_2 \rho^{-m'}$ , avec  $m' = m - 2$ , on obtiendra un coefficient moyen d'efficacité  $\bar{Q}$ , relatif à une population de particules distribuées selon la loi adoptée, et entre les limites  $\rho_1$  et  $\rho_2$  par

$$\bar{Q}_{(\rho_1, \rho_2)} = \frac{\int_{\rho_1}^{\rho_2} S(\rho) Q(\rho) d\rho}{\int_{\rho_1}^{\rho_2} S(\rho) d\rho}$$

Le calcul <sup>(4)</sup> a été fait pour  $m' = 0 (0,1) 2$  et  $\rho = 0,2 (0,2) 100$  et prolongé pour les faibles valeurs de  $\rho$  grâce aux formules exactes [voir <sup>(3)</sup>].

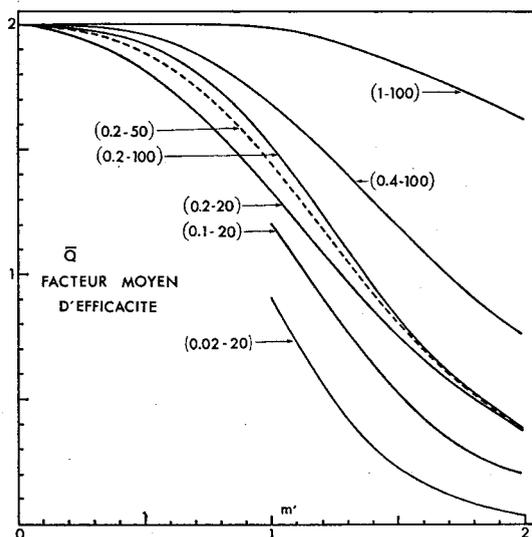


Fig. 1. — Coefficient d'efficacité moyen  $\bar{Q}$  à appliquer à une collection de particules dont les tailles sont distribuées selon une loi en  $\rho^{-m}$  (avec  $m = m' + 2$ ), entre les limites inférieure et supérieure ( $\rho_1$  et  $\rho_2$ ) indiquées entre parenthèses.

Remarquons que les intégrales convergent absolument si  $m'$  est plus grand que 1 ( $m > 3$ ).

La figure 1 montre les variations de  $\bar{Q}$  avec l'exposant  $m'$ , les diverses courbes correspondent à différents couples de valeurs données aux limites  $\rho_1$  et  $\rho_2$ .

Si l'exposant  $m'$  est voisin de 0, toutes les classes de particules présentant des surfaces approximativement égales, la valeur moyenne  $\bar{Q}$  est 2 pourvu que la limite supérieure soit suffisamment élevée (10 ou 20) et quelle que soit, par contre, la limite inférieure. Lorsque  $m'$  croît, l'importance relative croissante des petites particules entraîne la diminution de  $\bar{Q}$ . Enfin lorsque  $m'$  est voisin de 2, les « grosses particules » interviennent peu : en conséquence, la valeur de  $\bar{Q}$  est uniquement dépendante de la limite inférieure de taille.

A titre d'application, on considère une population de particules sphériques d'indice relatif  $n = 1,05$ , dont les tailles s'étendent de  $\alpha = 0,2$  à  $\alpha = 200$  ( $\rho$  de 0,02 à 20, diamètres de 0,02 à 20  $\mu$  si  $\lambda = 419$  nm) et dont la distribution est caractérisée par  $m = 3,5$ . On porte (fig. 2) en fonction de la limite supérieure  $\alpha_2$  les valeurs des intégrales partielles figurant au dénominateur et au numérateur de l'expression donnant  $\bar{Q}$ ; on voit ainsi comment évoluent à la fois et l'aire et la diffusion (courbes

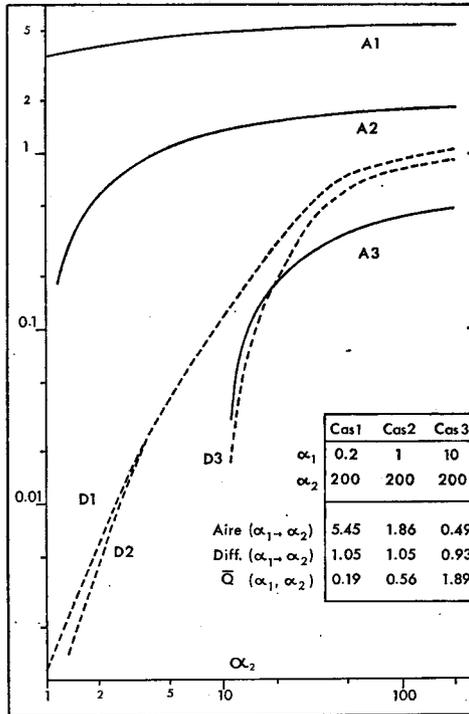


Fig. 2. — L'échelle logarithmique des ordonnées est commune aux deux grandeurs portées : l'aire des sections géométriques (courbe A) et l'aire des sections efficaces (courbes D); l'unité, identique pour les deux grandeurs, est arbitraire; par exemple, si dans 1 m<sup>3</sup> l'aire des sections géométriques est 0,49 m<sup>2</sup>, le coefficient de diffusion  $b$  sera (dans le cas 3) de 0,93 m<sup>-1</sup>.

marquées A et D respectivement). Les trois couples de courbes correspondent à trois valeurs de la limite inférieure  $\alpha_1 = 0,2, 1$  et 10. La surface totale (atteinte lorsque  $\alpha_2 = 200$ ) est d'autant plus grande que la limite inférieure est basse, néanmoins il est important de constater que la diffusion demeure sensiblement constante (cf. cartouche).

On peut noter que 12 % seulement de la diffusion est due aux particules dont les tailles sont inférieures à  $\alpha = 10$ ; de la même façon, si l'on porte la limite supérieure de 200 à 500 ou 1000, la diffusion n'est accrue que de 10 ou 14 % respectivement (cas non présenté graphiquement).

Ces remarques confirment les hypothèses initiales et dans ce cas particulier, en fixent numériquement la validité. Elles ont en outre des conséquences pratiques :

— Le fait que les petites particules soient difficilement accessibles (au comptage optique ou électrique, ou à la filtration) n'invalide pas la relation entre diffusion et teneur en particules.

— D'autre part, les mesures de diffusion généralement exécutées sur des volumes diffusants petits, où les « grosses particules » provoquant un signal erratique, ne sont pas prises en compte, demeurent néanmoins significatives.

Du fait qu'il utilise le paramètre  $\rho$ , le même calcul peut recevoir autant d'applications que nécessaire, selon les valeurs attribuées à l'exposant, à l'indice et aux tailles relatives, donc aussi à la longueur d'onde.

(\*) Séance du 5 juin 1972.

(<sup>1</sup>) En fait, on obtient de cette façon la section efficace totale qui, rapportée au volume, donne le coefficient total de diffusion (homogène à  $L^{-1}$ ).

(<sup>2</sup>) Voir par exemple H. C. VAN DE HULST, *Light scattering by small particles*, John Wiley and Sons, New York, 1957.

(<sup>3</sup>) Sauf pour les faibles valeurs de  $\rho$  ( $< 0,2$ ) où il est nécessaire de revenir à la formule exacte de Mie. Bien que  $Q$  ait été par ailleurs calculé exactement pour un certain nombre de valeurs élevées et discrètes de  $\alpha$ , la formule approximative permet un calcul beaucoup plus rapide et donc une intégration à pas constant et petit.

(<sup>4</sup>) Sur l'ordinateur IBM 7040 de l'Observatoire de Nice.

*Laboratoire d'Océanographie physique,  
Université de Paris,  
06230 Villefranche-sur-Mer,  
Alpes-Maritimes.*