

Interaction entre la couche limite d'Ekman sous un écoulement de marée et une couche limite côtière, et instabilités barotropes

Océanographie
Couche limite
Fluide tournant
Hydraulique côtière
Fluide géophysique

Oceanography
Boundary layer
Rotating fluid
Coastal hydraulics
Geophysical fluid

Gabriel CHABERT d'HIERES

Institut de Mécanique de Grenoble, B.P. 53 X, 38041 Grenoble Cedex, France.

RÉSUMÉ

Les forts courants de marée engendrent dans les eaux côtières un ensemble de phénomènes que les modèles à mésoéchelle ne prennent pas en compte, notamment : les effets de la force de Coriolis sur la turbulence horizontale ; les effets de couche limite de fond modifiée par la rotation terrestre, et la variation des profondeurs.

Ce dernier facteur fait l'objet de la première partie de notre étude. En quoi consiste-t-il ? A chaque flot et à chaque jusant, la force de Coriolis, combinée avec le frottement, crée un gradient de pression qui dévie les courants de fond, en l'absence de toute autre cause, vers la gauche du courant principal (*cf.* Prandle, 1982 ou Maas *et al.*, 1987) ; il se développe une composante alternative perpendiculaire à la côte. La condition d'imperméabilité de celle-ci impose aux masses d'eaux du fond de remonter dans les couches supérieures, ou d'exécuter le mouvement inverse. Lors de ces échanges verticaux, il y a transfert de la quantité de mouvement parallèle à la côte. Cela modifie les conditions de frottement au fond, et on démontre qu'il en résulte un transport net, dans la région côtière, laissant le continent à droite.

On doit ajouter à ce facteur une autre notion, mise à jour par Johnston (1972) et développée par Tritton (1990) : une zone de courant cisailée horizontalement peut être stabilisée ou déstabilisée suivant les signes et l'importance relative du rotationnel et de la rotation terrestre. Ces facteurs, appliqués à la Manche, dans la région du Nord, pourraient expliquer en partie le transport vers le Cap Gris Nez des masses d'eaux côtières (*cf.* Brylinski *et al.*, 1990).

Des essais sur modèle physique schématique sont exécutés pour illustrer ces effets. Ils sont conduits sur la grande plaque tournante de Grenoble. On décrit les expériences et les résultats préliminaires obtenus en écoulements permanent et alternatif, en fluide homogène, sans variation de pente ni de cote de la surface libre.

Les expériences ont été faites dans une cuve cylindrique à fond horizontal tournant à la vitesse ω . Elles respectent les similitudes de Froude, de Rossby et d'Ekman. Les mesures de courant résiduel sont exécutées à l'aide de flotteurs dont on photographie le déplacement. La mesure des vitesses instantanées se fait également par chronophotographie de flotteurs ou à l'aide d'un vélocimètre à ultrasons. Ce dernier instrument permet de tracer point par point des profils verticaux de vitesse horizontale.

De nouvelles séries d'expériences sur fond incliné s'imposent.

Oceanologica Acta, 1991. Actes du Colloque international sur l'environnement des mers épicontinentales, Lille, 20-22 mars 1990, vol. sp. n° 11, 81-92.

ABSTRACT

Frictional effect of tidal currents along a coastline, studied with a rotating laboratory model

Strong tidal currents generate in coastal waters a number of phenomena which are not taken into account by mesoscale modelling. These are related to: the Coriolis effects on horizontal turbulence; the bottom boundary layer effect modified by the rotation of the earth and depth variations.

During each flux and each ebb, the Coriolis force combined with friction generates a pressure gradient which deflects the bottom current to the left of the main one (*cf.* Prandle, 1982 and Maas *et al.*, 1987); an alternative component, perpendicular to the coastline, is created. The noflux condition through the latter constrains the bottom water to rise into the upper layers, or to follow an inverse movement. At the same time, there is a transfer of horizontal momentum parallel to the coast. This modifies the bottom friction conditions and we can demonstrate that it generates a net transport into the coastal region, the coast being situated to the right of this mean current.

We must add another process proposed by Johnston (1972), and further developed by Tritton (1990): a turbulent shear layer can be stabilized or destabilized by the rotation, depending on the relative sign of the shear and curl in comparison to the background rotation. These processes, applied to the northeastern part of the English Channel, could explain partially the coastal water mass transport towards Cap Gris Nez (*cf.* Brylinski *et al.*, 1990).

Schematic experiments to demonstrate these effects have been done on the large rotating table in Grenoble. We describe the experiments and the preliminary results obtained with permanent and alternative currents.

The experiments were conducted along the wall of a horizontal flat-bottom cylindrical rotating tank, respecting the Froude, Ekman and Rossby similitudes.

Mean speed measurements are made with the help of float chronophotography. Instantaneous speed is measured with an ultrasonic velocimeter, which is able to give the vertical profiles of horizontal currents.

New experiments with an inclined bottom have to be done.

Oceanologica Acta, 1991. Proceedings of the International Colloquium on the environment of epicontinental seas, Lille, 20-22 March, 1990, vol. sp. n° 11, 81-92.

INTRODUCTION

Les courants résiduels de marée sont très mal connus près des côtes, sauf dans certains cas particuliers liés à la géométrie de celles-ci. Nous considérons un rivage rectiligne et des fonds marins horizontaux ou croissant régulièrement vers le large. Les mesures *in situ* sont difficiles ; seules des manifestations secondaires telles que le transport d'eau dessalée ou celui d'algues ou d'animaux marins montrent un déplacement des masses d'eau. En général, ce courant moyen coule dans un sens tel que la côte est située à sa droite.

Les mécanismes susceptibles d'engendrer ce déplacement sont nombreux. Nous ne voulons pas les décrire tous pour en faire un inventaire complet, cela déborderait l'objet de ce texte. Notre but est d'en exposer deux d'entre eux qui sont peu évoqués, et d'illustrer leur effet possible sur le comportement des courants marins près d'une côte à l'aide d'expérience sur modèle de laboratoire réalisée sur la grande plaque tournante de l'Institut de Mécanique de

Grenoble. Les conséquences que de tels mouvements peuvent avoir sur l'environnement justifient leur étude, afin de mieux déterminer les sources, les cheminements et la dispersion des masses d'eaux. Nous proposons d'étudier ici l'action du pompage d'Ekman et celle de la stabilité barotrope d'une masse fluide en écoulement cisailé. Ces deux mécanismes ne peuvent être dissociés dans les modélisations qui démontrent leur action.

POMPAGE D'EKMAN

La couche limite de fond sous un écoulement permanent et uniforme d'extension horizontale infinie, a des propriétés bien connues et déterminées lorsque l'on connaît la viscosité turbulente du fluide et la vitesse de rotation $\omega = f/2 = 2\pi/T$ du système de référence ; T est la période de rotation. Pour nous, ce sera la composante verticale locale de la rotation terrestre de période exprimée en heures. $T = 24 \times \sin^{-1} \varphi$. Retenons

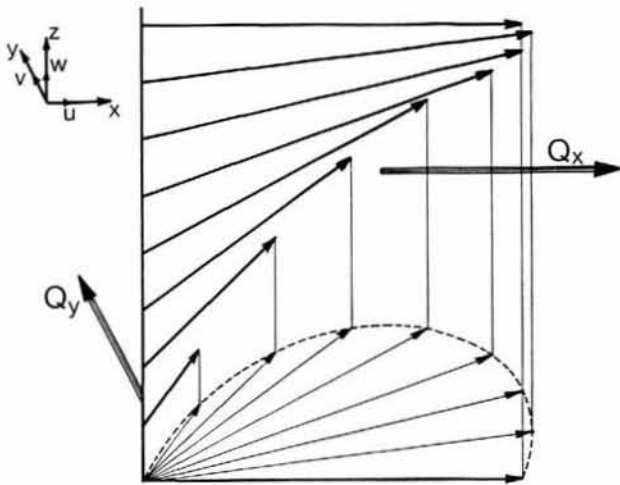


Figure 1

Vue perspective montrant la distribution verticale théorique des vitesses d'un courant permanent et uniforme sur fond horizontal. On a indiqué les deux composantes Q_x et Q_y des vitesses intégrées sur la verticale.

Perspective view showing theoretical vertical distribution of velocities of a permanent and uniform current over an horizontal bottom. Both Q_x and Q_y velocity components, integrated along the vertical, have been indicated.

simplement de la théorie que, dans cette couche limite, la vitesse est déviée, dans l'hémisphère Nord, vers la gauche de celle de l'écoulement principal. Le débit d'eau près du fond (fig. 1) possède donc une composante Q_y perpendiculaire à celle du courant dans le reste de la masse fluide.

$$Q_y = \int_0^H v \, dz$$

Nous retiendrons aussi que, d'après la théorie d'Ekman, cette composante du débit est proportionnelle à la vitesse du courant et à l'épaisseur de la couche limite de fond.

Or, près des côtes, la vitesse du courant variant avec la distance à la côte, ce débit varie. Il faut donc admettre un flux vertical pour compenser cette variation. Tel est, schématiquement, le principe du pompage d'Ekman. Jusqu'à présent, ce phénomène est négligé ; mais, pour en

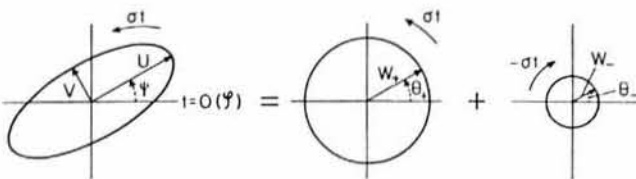


Figure 2

Décomposition d'une rose de courant de marée (pour la composante de fréquence σ) caractérisée par ses quatre paramètres : demi grand axe U_0 , excentricité V_0/U_0 (V_0 demi petit axe), inclinaison ψ et angle de phase ϕ , en deux courants d'amplitude constante W_{\pm} et de direction θ_{\pm} et tournant en sens inverse aux vitesses \pm (cf. Maas et van Haren, 1987).

Decomposition of a tidal current ellipse (frequency σ), specified by the four ellipse parameters: magnitude of a semi-major axis u , eccentricity $e = V/U$ (V : semi-minor axis), inclination ψ and phase angle ϕ , into two counterrotating currents of constant magnitudes W_{\pm} and directions θ_{\pm} (see Maas and van Haren, 1987).

fixer les ordres de grandeur, nous faisons référence aux travaux de Prandle (1982), vérifiés par les observations de Maas et Van Haren (1987).

En Mer du Nord, dans une zone où l'eau est homogène en densité, ces derniers ont mesuré les vitesses horizontales instantanées le long de quelques verticales. L'analyse harmonique des courants à diverses côtes leur a donné la phase et l'amplitude de chacune des composantes du courant. Ils ont décomposé chacune de celles-ci en deux vecteurs (W_+ , θ_+) et (W_- , θ_-) tournant en sens inverse, de telle façon que leur somme décrive l'ellipse de courant classique (fig. 2).

La figure 3 montre le résultat de la distribution des amplitudes W_+ et W_- et des phases θ_+ et θ_- de ces deux vecteurs correspondant à la composante M_2 du courant. On peut constater que la phase varie de plus de 30° entre le fond et la mi-hauteur, et les composantes W_+ et surtout W_- varient considérablement entre le fond et la mi-hauteur suivant les lois théoriques.

Ces mesures ont été exécutées par fond de 40 à 50 m et montrent l'importance que peut revêtir l'effet de la rotation terrestre sur la distribution des débits d'eau suivant la verticale. Près des côtes, par profondeur de 10 à 30 m, les phénomènes précédents - déviation du vecteur vitesse et variation de son intensité - sont certainement moins

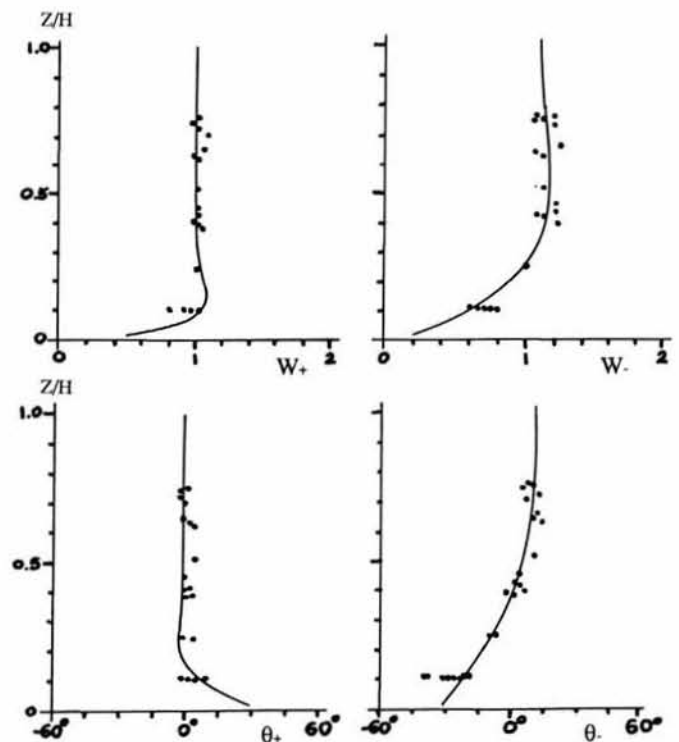


Figure 3

Exemple de résultats d'observation (sur lesquels figurent les points expérimentaux) des amplitudes W_{\pm} et des phases θ_{\pm} de composantes tournantes représentatives du courant à la fréquence de l'onde M_2 , en fonction de la profondeur normalisée. Les courbes continues sont représentatives de la loi théorique ajustée au mieux.

Examples of observations (denoted by dots) of amplitudes W_{\pm} and phase angles θ_{\pm} of the M_2 frequency rotatory current components as a function of normalized depth. Solid curves are best fit theoretical curves (see Maas and van Haren, 1987).

accentués, mais nous verrons, à l'aide de notre modélisation de laboratoire, qu'ils peuvent entraîner des modifications sensibles de la distribution horizontale des courants de marée, et engendrer des courants résiduels de valeur significative par rapport à celle des autres causes provoquant le même effet.

MÉCANISME HYDRODYNAMIQUE

Interaction entre la couche limite de fond et une couche limite latérale

Considérons, par souci de simplicité, une côte schématisée, comme l'indique la figure 4, par un mur

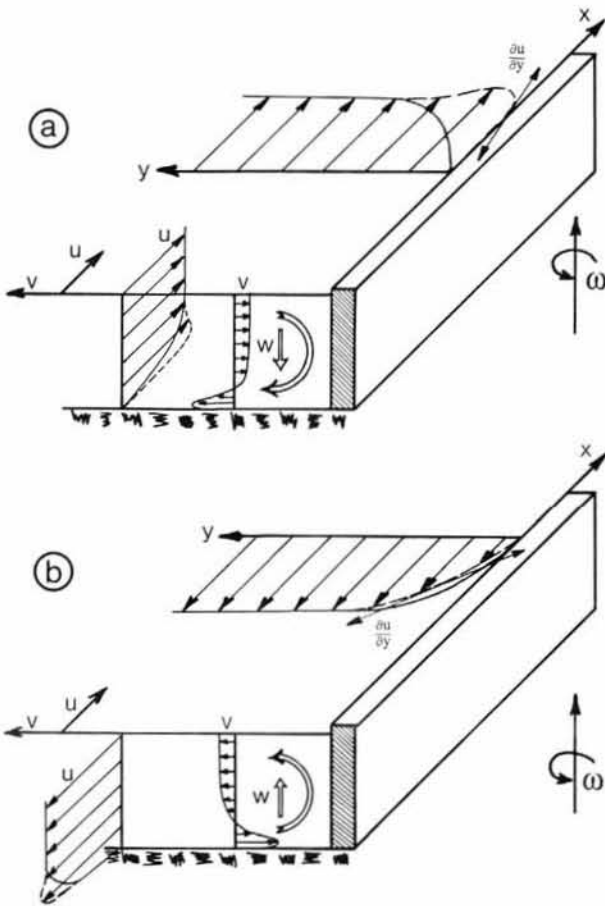


Figure 4

Schéma explicatif de l'effet du pompage d'Ekman dans le cas où le courant de marée coule sur fond horizontal et longe une côte verticale. Les traits continus représentent les couches limites d'un écoulement non tournant ; les traits pointillés sont relatifs à la distribution de vitesse en écoulement tournant. La différence montre l'effet du pompage d'Ekman. La figure 4 a montre un écoulement laissant la paroi à droite de l'hémisphère Nord et la figure 4 b celui d'une paroi à gauche. Le courant vertical est donné par $W = - \delta/2H \partial u/\partial y$. Celui-ci transporte la quantité de mouvement ρu .

Explanatory schema of the Ekman pumping effect when the tidal current is flowing along a vertical shore and a horizontal bottom. The solid curves show the non-rotating boundary layers; the dotted ones are relative to the rotating flow. Figure 4 a: shows a flow leaving the wall on the right (in the Northern hemisphere); Figure 4 b: the same for a wall on the left. The vertical flow is given by $W = - \delta/2H \partial u/\partial y$. The vertical momentum flux is $\rho u \delta/2H \partial u/\partial y$.

vertical limitant dans une direction (- y) un bassin semi-infini à fond horizontal rapporté au système d'axes Oxyz tournant à la vitesse de projection Ω sur Oz dirigée vers le haut. L'accélération de la pesanteur est - g. On appelle u, v, w les composantes de la vitesse suivant les axes précédents. Considérons (fig. 4) un courant quasi-uniforme et permanent parallèle à l'axe Ox respectant l'équilibre géostrophique, p étant la pression :

$$\partial P/\partial y = - 2 \omega u$$

et laissant la côte à droite dans l'hémisphère Nord (à gauche dans l'hémisphère Sud).

On peut décomposer les effets de bord en deux : une couche limite latérale peu affectée dans un premier temps par les effets de la rotation, et une couche limite de fond qui est une couche d'Ekman. Dans cette dernière, il se superpose au flux principal parallèle à la côte, un flux perpendiculaire dont l'ordre de grandeur est :

$$Q_y \sim (2 \pi)^{-1} \delta u$$

avec

$$\delta = \pi \nu^{1/2} \omega^{-1/2} \tag{1}$$

ν' est la viscosité turbulente du fluide. Par raison de continuité, ou plus exactement suivant les lois du pompage d'Ekman, il se crée près de la côte un flux descendant de vitesse

$$w = - \delta (2 \pi)^{-1} \partial u/\partial y$$

(voir Pedlosky, 1979, 201-202). Ce flux convecte avec lui la quantité de mouvement ρu des zones supérieures de l'écoulement dans la couche limite de fond. Cette dernière est profondément modifiée, le fluide y est accéléré. Nos expériences de laboratoire le montrent. Il en résulte la perturbation du profil horizontal des vitesses horizontales dans la masse indiquée sur la figure 1 : la largeur de la couche limite latérale est réduite. La vitesse dans la zone côtière est relativement augmentée par rapport à ce qu'elle serait pour un écoulement non tournant.

Considérons maintenant un écoulement similaire au précédent, mais de sens opposé (fig. 4). Il laisse alors la côte à gauche (à droite dans l'hémisphère Sud). Tous les écoulements secondaires dans les couches limites s'effectuent en sens opposé des précédents. Le flux vertical s'effectue de la couche de fond vers la masse. Il en résulte un épaissement de la couche limite latérale, et une réduction relative des vitesses à la côte.

Lorsque l'écoulement parallèle à la côte est alternatif, comme c'est le cas pour une marée périodique, les inégalités d'épaisseur des couches limites du courant laissant la côte à droite ou à gauche entraînent l'existence de forts courants résiduels tels qu'ils sont exprimés sur les figures 8 à 11. La structure de l'écoulement est rendue plus compliquée par les phénomènes d'accélération qui déphasent les courants de la couche limite de fond par rapport aux courants dans la masse. Nous manquons de place ici pour décrire en détail ces phénomènes, nous proposons de consulter Prandle (1982) et Maas et Van Haren (1987). En première approximation, le débit de fond perpendiculaire à la côte s'opère dans une couche d'épaisseur

$$\delta = \pi v^{1/2} (\bar{\omega} \pm \sigma/2)^{-1/2}$$

σ étant la pulsation du courant supposé sinusoïdal.

Le problème a deux solutions, mais on peut remarquer que, pour des pulsations de période inférieure à la période d'inertie, le débit transversal est du même ordre de grandeur que le débit précédent obtenu en courant permanent, et cela pour chacune des vitesses de l'écoulement alternatif. Il en résulte que les ordres de grandeur de l'inégalité d'épaisseur des couches limites latérales et de débit, au cours de chacune des demi-alternances de l'écoulement alternatif, sont comparables à celles obtenues en écoulement permanent.

On observe sur nos modèles un fort courant résiduel laissant la côte à droite, comme nous le verrons plus tard en commentant les figures 8 à 11. Mais l'inégalité des caractéristiques de la couche limite latérale suivant l'orientation du courant par rapport à la côte, peut provenir dans une mesure encore indéterminée, de la stabilité des structures turbulentes horizontales dans un écoulement cisailé et tournant. Ce phénomène est moins connu et l'incidence de ses effets est plus délicate à apprécier. Mais dans nos expériences, il est indissociable de celui du pompage d'Ekman.

STABILITÉ DES ÉCOULEMENTS CISAILLÉS

Considérons à nouveau les écoulements permanents précédemment décrits, en présence d'une paroi latérale, mais négligeons la couche limite de fond et ses effets secondaires. Le mouvement moyen parallèle à la paroi est

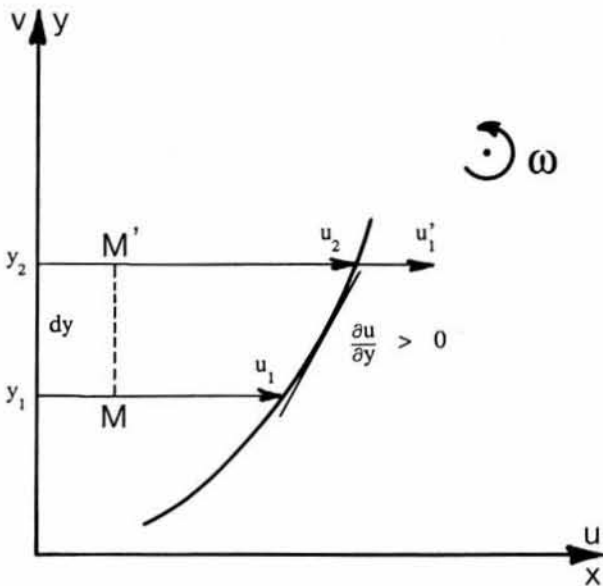


Figure 5

Instabilité barotrope : on montre un des cas particuliers de l'écoulement. Un déplacement de la particule M en M' lui donne la vitesse $u'_1 > u_2$. Dans le cas représenté, l'écoulement est stable malgré un gradient de vitesse positif (voir texte).

Barotropic instability: the figure shows a particular case of flow, if we move a particle from M to M', its speed u'_1 becomes $u'_1 > u_2$. In the case of the figure, despite a positive shear, the flow is stable.

géostrophique. Mais le frottement latéral crée un cisaillement moyen $\partial u/\partial y$, et l'agitation turbulente déplace aléatoirement des ensembles de particules perpendiculairement à la paroi. Suivant la valeur relative du gradient de vitesse et de son signe par rapport à ceux de la vitesse de rotation, les mouvements transversaux peuvent être amplifiés ou freinés par la rotation.

La figure 5 montre une vue de dessus d'un écoulement laissant la paroi à droite ($\partial u/\partial y > 0$). L'écoulement moyen est en équilibre géostrophique et notamment aux ordonnées y_1 et y_2 , le gradient de pression est équilibré par la force de Coriolis $2 \rho \bar{\omega} u_2$ (ρ est la masse spécifique du fluide).

Si maintenant, une particule vient de M en M', elle a tendance à garder sa vitesse u augmentée de l'effet Δu_1 qu'exerce la force de Coriolis au cours du déplacement :

$$\Delta u_1 = \int_{y_1}^{y_2} 2\bar{\omega} v dt$$

v étant une vitesse quelconque de déplacement latéral. Par intégration :

$$\Delta u_1 = 2\bar{\omega} (y_2 - y_1) = 2\bar{\omega} dy.$$

La particule M' a donc pour vitesse :

$$u'_1 = u_1 + 2\bar{\omega} dy$$

et se trouve dans une région où le gradient de pression est : $2 \rho \bar{\omega} u_2$. Elle sera poussée encore vers les y positifs, si

$$u'_1 < u_2.$$

Dans ce cas, l'écoulement cisailé est instable. Si au contraire :

$$u'_1 > u_2$$

la particule sera ramenée vers son point de départ M : le milieu turbulent sera alors stabilisé par la rotation.

On peut remarquer que l'on trouverait les mêmes conclusions lorsque la particule se déplace de M' vers M.

Par contre, lorsque le courant laisse la paroi à gauche $\partial u/\partial y < 0$, on trouve par le même raisonnement que la rotation tend toujours à stabiliser l'écoulement, c'est-à-dire à freiner les fluctuations turbulentes. Ces propriétés des écoulements cisailés et tournants ont été découvertes par Johnston en 1972, et développées par Tritton (1990). Le critère de stabilité s'écrit :

$$C = -2 \bar{\omega} (\partial u/\partial y - 2 \bar{\omega}).$$

L'écoulement est destabilisé lorsque C est négatif. Une description simple, mais complète, du phénomène est fournie dans un article de Tritton et Davies (1981, 241-245).

Rappelons que, plus une couche limite est instable, plus elle est mince, comme c'est le cas des écoulements pariétaux très turbulents à nombre de Reynolds élevé. Nous retrouvons cette même propriété due à l'instabilité de la couche cisailée dans les expériences décrites plus loin.

Nous avons donc décrit deux phénomènes hydrodynamiques qui affectent le comportement des couches cisailées en milieu tournant. Nos expériences n'ont pu les séparer et permettre de mesurer

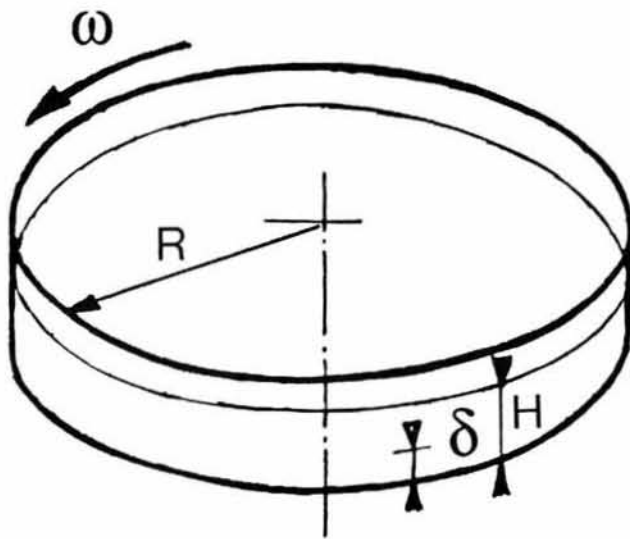


Figure 6

Dispositif expérimental : cuve cylindrique à fond horizontal tournant à la vitesse : $\omega \pm \Delta\omega$ ou $\omega = \omega_0 (1 + v/\omega_r \cdot \sin \sigma)$.

Apparatus: a cylindrical container with a horizontal bottom rotating at the velocity: $\omega \pm \Delta\omega$ ou $\omega = \omega_0 (1 + v/\omega_r \cdot \sin \sigma)$.

quantitativement les effets de chacun d'eux. Mais chacun d'eux, ainsi que leur superposition, affecte dans le même sens (réduction ou épaissement) la couche limite côtière. Lorsque l'écoulement est quasi uniforme, et alternatif sinusoïdal, il engendre un courant résiduel laissant la paroi (ou la côte) à droite (fig. 9).

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Les expériences ont été exécutées dans une cuve de 13 m de diamètre construite sur la grande plaque tournante de Grenoble. La figure 6 et la photographie 7 indiquent les principaux paramètres de l'écoulement : rayon R, profondeur d'eau H, couche d'Ekman δ et vitesse de rotation ω . Le fond est plan et horizontal, avec des erreurs inférieures à $\pm 0,5$ mm. La paroi verticale est cylindrique et a 1,20 m de hauteur. Pour les recherches présentes, les couches d'eau utilisées sont inférieures ou égales à 0,10 m. Les erreurs de planéité et d'horizontalité du mouvement sont inférieures à $\pm 0,02$ mm. La vitesse de rotation peut être ajustée dans la gamme :

$$0 < \omega < 0,42 \text{ rd/s}$$

à la valeur désirée avec une précision $\Delta\omega/\omega < 10^{-4}$. Le régulateur de vitesse est piloté par un micro-ordinateur qui permet d'imposer à la cuve à chaque instant la vitesse suivant une loi quelconque en fonction du temps. Pour nos expériences, nous imposons :

- soit une variation brusque $\Delta\omega = V/r$ pour obtenir la vitesse relative constante V à la distance r du centre de la cuve ;

- soit une variation sinusoïdale suivant la loi :

$$\omega = \omega_0 (1 - V/\omega_0 r \sin \sigma t)$$

pour obtenir à la distance r la vitesse de module V et de

pulsation σ avec une vitesse de rotation moyenne de la cuve ω_0 .

Remarques

- Les expériences présentées ici sont exécutées sur fond plan et horizontal. Une nouvelle série d'expériences sur fond incliné, destinées à prendre en compte la pente moyenne des fonds marins lorsqu'on s'éloigne vers le large, est prévue. Des essais préliminaires montrent que les résultats sur les courants résiduels obtenus sont du même ordre de grandeur, mais méritent d'être précisés .

- Le procédé d'obtention des courants par variation de vitesse de rotation introduit une force centrifuge variable et parasite, ainsi qu'une variation du paramètre de Coriolis. Nous n'avons pas la place de nous étendre sur ce sujet, mais nous pouvons dire des calculs d'ordres de grandeur des phénomènes montrent que les effets sont peu importants, et que des expériences exécutées en écoulement permanent dans un canal à parois rectilignes, donc en l'absence de ces phénomènes parasites, ont montré l'existence de l'inégalité de l'épaisseur des couches limites sur les parois droite et gauche du canal (voir Alessio *et al.*, 1983, p. 409). D'autres essais exécutés dans la cuve circulaire ont conduit à la même vérification. Nous négligerons donc les effets de courbure de la paroi et de la variation au cours du temps du paramètre de Coriolis ; et nous considérons que nos résultats n'auront qu'une valeur qualitative qui devra être vérifiée par une modélisation numérique tridimensionnelle précise et adaptée au calcul de tels phénomènes.

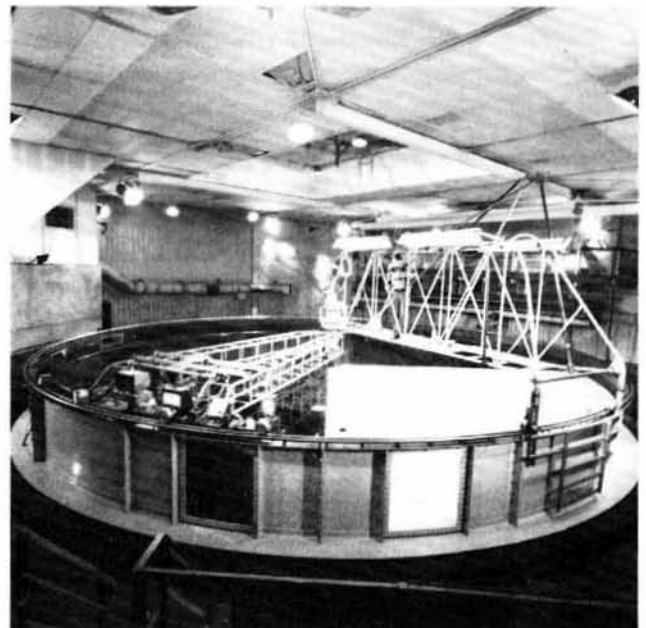


Figure 7

Photographie de la grande plaque tournante de Grenoble montrant les parois de la cuve, un hublot et les chariots de desserte.

Photograph of the large rotating platform. It shows the wall and the bottom of the container, its carriages and a window.

Mesures

Les mesures sont essentiellement des mesures de vitesse horizontale du fluide : mesures de champs de vitesses instantanées intégrées sur la verticale, mesures de champs de vitesses résiduelles intégrées sur la verticale et mesures de vitesses instantanées en nombreux points répartis sur quelques verticales.

Les deux premières catégories, c'est-à-dire, les champs de vitesses intégrées, s'obtiennent par chronophotographie de flotteurs convenablement lestés pour leur permettre d'évoluer à la vitesse moyennée sur la hauteur totale du fluide. La précision de ces mesures est de 1 % en valeur relative.

La mesure des vitesses à différentes cotes le long d'une verticale se fait à l'aide d'un vélocimètre à ultrasons. Celui-ci mesure la perturbation apportée au temps de parcours d'une impulsion ultrasonore entre des céramiques émettrices et réceptrices du signal, par la composante de la vitesse suivant l'axe passant par celles-ci. Ces céramiques sont très petites et placées de telle façon qu'elles ne perturbent en rien l'écoulement. La précision des mesures est meilleure que 2 %.

Similitude

L'écoulement est réalisé dans un bassin très schématique. Toutefois, il doit satisfaire les lois de la similitude de façon à permettre d'appliquer à l'écoulement naturel les résultats du modèle. Il faut et il suffit que les rapports entre elles des principales forces agissant sur le fluide dans le modèle et le prototype soient égaux. Or, les principales forces agissantes sont : le gradient de pression, le frottement au fond et la force de Coriolis (les essais préliminaires ont montré que, étant donné la faiblesse de la profondeur d'eau, le gradient latéral de vitesse est essentiellement dû au transport vertical de quantité de mouvement, et éventuellement à la stabilité hydrodynamique. Il ne semble donc pas nécessaire de mettre en similitude le frottement latéral).

Nous devons donc reproduire sur le modèle :

$$a) \text{ Le rapport } Ek_2 = \delta^2 / \pi^2 h^2 \quad (2)$$

H, ν et ω sont définis ci-dessus et δ satisfait la relation (1). Ce rapport est le nombre d'Ekman défini sur une verticale. Nous supposons ici que le frottement au fond, qui s'exprime par une force proportionnelle au carré de la vitesse moyennée à chaque instant sur la verticale, et le frottement dans la masse représenté par une viscosité turbulente, sont liés par une loi unique et biunivoque (voir Maas et von Haren, 1987).

b) Le rapport de la force d'inertie (ou du gradient de pression horizontale) à la force de Coriolis, est le nombre de Rossby qu'il faut conserver également.

$$R_0 = V / \omega L \quad (3)$$

où V et L sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de l'écoulement. On peut prendre par exemple dans la nature et sur le modèle la vitesse

maximale du courant pour V et l'élongation des particules fluides pour L.

c) Enfin, les forces d'inertie rapportées aux gradients de pression horizontaux ou aux forces de gravité, doivent être conservées. Telle est la similitude de Froude :

$$Fr = V / (gH)^{1/2} \quad (4)$$

g étant l'accélération de la pesanteur.

La mise en oeuvre de ces similitudes nécessite des essais préliminaires en laboratoire destinés à nous faire connaître le frottement correspondant à la rugosité du fond employé.

De nombreux essais (voir Alessio *et al.*, 1984) nous permettent de prendre comme viscosité turbulente pour nos expériences

$$\nu = 0,04 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Les résultats de Maas et van Haren donnent la valeur de $\nu = 28 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour un écoulement de marée par profondeur de 48 m. Nous prendrons la même valeur pour une profondeur de 20 à 30 m.

Les lois de similitude donnent les échelles des différentes grandeurs ; nous notons [E] l'échelle de la grandeur E, c'est-à-dire le rapport de la grandeur E dans le modèle à la grandeur homologue dans la nature.

La loi d'Ekman donne :

$$[T] = [\nu]^{-1} [H]^2 \quad (5)$$

La loi de Froude donne :

$$[H] = [V]^2 \quad (6)$$

Lorsque l'échelle des temps est connue, la loi de Rossby donne la vitesse de rotation :

$$[\omega] = [T]^{-1}$$

à partir de l'échelle des temps déterminée par (5).

Nous avons donc les deux relations (5) et (6) pour déterminer les trois grandeurs [H], [V] et [T]. On peut donc en choisir une arbitrairement. Nous choisissons V, sachant que, pour avoir un écoulement turbulent sur le modèle au cours de la quasi totalité de la période du mouvement alternatif de l'eau, il faut, et on le vérifie *a posteriori*, que la vitesse maximale dépasse 5 cm/s ($R_e = V H / \nu > 3\,000$, ν viscosité laminaire). Or, il lui correspond dans la nature une vitesse de 1 m/s. Nous prendrons :

$$[V] = 5/100 = 0,05$$

L'équation (6) donne alors :

$$[H] = 25 \cdot 10^{-4}$$

et l'équation (5) donne avec $[\nu] = 0,04/28 = 0,00143$:

$$[T] = 0,00437$$

La période de rotation de la plaque sera :

$$T = 24 \times 3\,600 \times \sin 49^\circ \times 0,00437 = 503 \text{ s}$$

La période d'une marée M_2 sera :

$$\tau = 2\pi/\sigma = 195 \text{ s}$$

L'échelle des longueurs est :

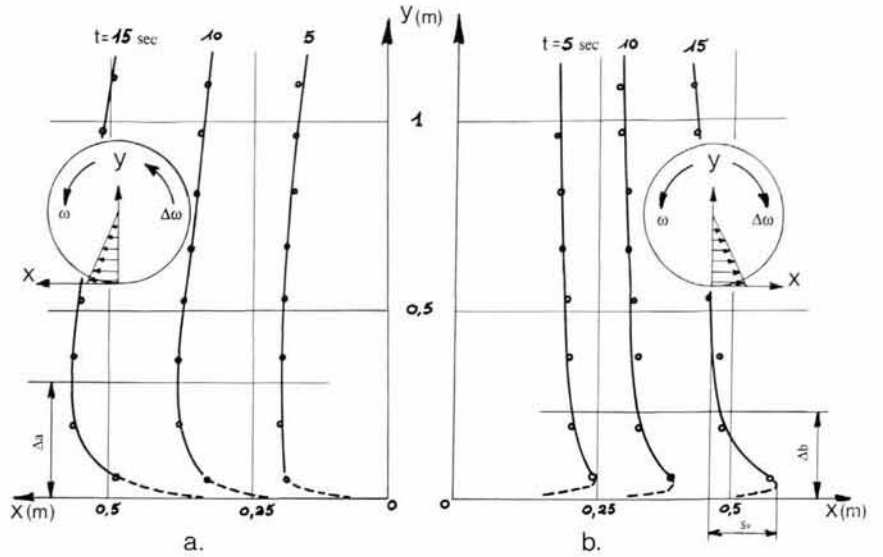
$$[L] = [V] [T] \\ = 0,00022$$

1 km sera représenté par 22 cm.

Figure 8

Positions successives de flotteurs placés initialement sur la ligne Oy.
 8 a : écoulement permanent laissant le bord à gauche ; 8 b : écoulement permanent laissant le bord à droite. Conditions de l'essai : $H = 10 \text{ cm}$, $\bar{\omega} = 0,125 \text{ s}^{-1}$, $V = 3,5 \text{ cm/s}$.

Successive locations of floats initially situated along the line Oy.
 8 a: permanent flow leaving the wall on the left; 8 b: the same for the wall on the right. Experimental parameters: $H = 10 \text{ cm}$, $\bar{\omega} = 0,125 \text{ s}^{-1}$, $V = 3,5 \text{ cm/s}$.



Résultats expérimentaux

Nous donnons ici un ensemble de résultats expérimentaux afin de montrer l'importance que peuvent revêtir les interactions entre les couches limites et l'instabilité barotrope vis-à-vis de la turbulence dans un courant côtier. Il s'agit d'une exploitation succincte d'expériences préliminaires, exécutées avec les moyens techniques dont nous disposons. Les conditions de similitude ne sont pas exactement réalisées. Seuls, les ordres de grandeur des paramètres à reproduire sont respectés. Leur but était de prouver l'existence des phénomènes et de préparer à la fois des expériences à réaliser en similitude et une modélisation numérique tridimensionnelle des phénomènes. Des essais en écoulement permanent ont précédé les essais en écoulement alternatif.

Écoulement permanent

La cuve est remplie d'une couche d'eau $H = 10 \text{ cm}$, par exemple, et mise en rotation à la vitesse $\bar{\omega}$. Nous attendons que le fluide soit entraîné par friction et que l'ensemble tourne en rotation solide avec la cuve. Puis, une variation brusque $\Delta\bar{\omega}$ de la vitesse engendre le courant dans un sens ou dans l'autre par rapport à la paroi verticale, suivant que $\Delta\bar{\omega}$ est positif ou négatif.

La figure 8 montre les positions successives de flotteurs placés initialement suivant une ligne radiale (axe Oy de la figure). La figure 8 a montre qu'à l'aide d'un accroissement $+\Delta\bar{\omega}$ de la vitesse de rotation de la plaque tournante, nous avons un écoulement laissant la paroi à gauche. On a tracé toutes les cinq secondes après leur lâcher la position de la ligne de flotteurs. On peut constater la modification du profil des déplacements et donc des vitesses lors de l'établissement de la couche limite. La figure 8 b montre la même expérience réalisée avec un écoulement laissant la paroi à droite.

La comparaison des deux graphiques montre que la forme des couches limites établies (pour quinze secondes) est très différente. Leur épaisseur Δa et Δb varie du simple au double, et dans le cas b, il y a une suritesse importante qui n'existe pas dans le cas a.

Cette suritesse peut s'expliquer par des effets d'inertie, mais devrait exister alors dans les deux cas, ce qui est contraire au résultat expérimental. La dissymétrie provient des phénomènes cités plus haut.

Écoulement alternatif

Pour s'approcher des conditions d'un écoulement de marée, nous engendrons, comme il est indiqué ci-dessus, des écoulements alternatifs dans un système en rotation tournant à la vitesse moyenne, $0,0125 < \bar{\omega} < 0,125 \text{ rad/s}$, la hauteur d'eau H étant réglée de 3 à 10 cm et la pulsation σ comprise entre 0,07 et 0,03 rad/s.

Les résultats sont résumés sur la figure 9 : on remarque aisément la différence des profils horizontaux (P) et (P'), des vitesses maximales lorsque l'écoulement s'effectue dans un sens et dans l'autre, ainsi que la différence d'épaisseur des couches limites.

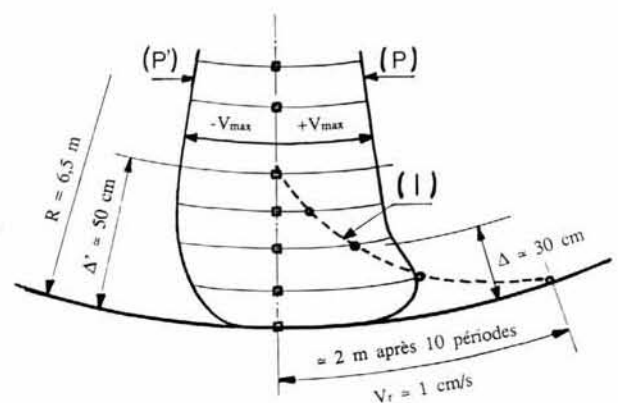


Figure 9

Résultats généraux pour un écoulement alternatif dont les paramètres sont : $V_0 = 10 \text{ cm/s}$, $H = 6 \text{ cm}$, $\delta = 1,5 \text{ cm}$, $\bar{\omega} = 0,125 \text{ s}^{-1}$, $\sigma = 0,314$.
 Légende : \square : position initiale des flotteurs ; \circ : position des mêmes flotteurs après dix périodes complètes d'oscillation.

Summarized results for an alternative flow. Experimental parameters $V_0 = 10 \text{ cm/s}$, $H = 6 \text{ cm}$, $\delta = 1,5 \text{ cm}$, $\bar{\omega} = 0,125 \text{ s}^{-1}$, $\sigma = 0,314$.
 Symbols: \square : initial floats position; \circ : their position after ten periods.

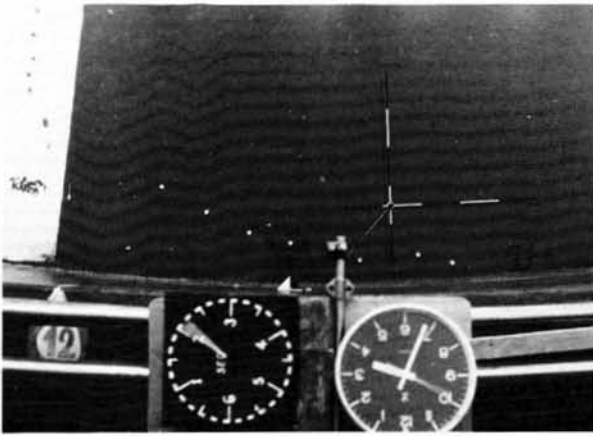


Figure 10

Photographie de flotteurs lors d'une expérience. Remarquer la position des flotteurs placés initialement sur la ligne de séparation entre le noir et le blanc, après trois périodes d'oscillation.

Floats photographed during an experiment, showing the position of the floats after three periods; at time zero, they were dropped along the black and white boundary.

Figure 11

Tracé schématique des résultats de l'expérience relative à la photographie de la figure 10. On a tracé le lieu occupé par les flotteurs après une, deux, trois périodes de l'écoulement alternatif. On a placé aussi les points C et D où l'on a exécuté les mesures nécessaires pour déterminer les profils verticaux de vitesse horizontale.

Results of the experiment relative to Figure 10. It shows the float positions after one, two, and three periods $2\pi/\sigma$. Along the C and D vertical lines, we have measured the velocities and obtained the vertical profiles of horizontal current.

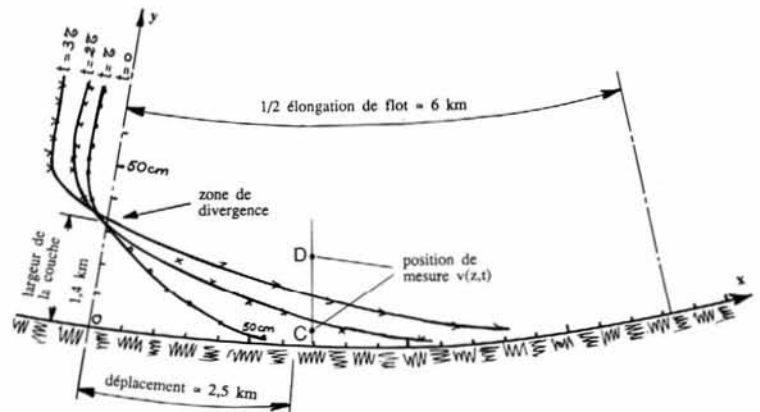
Pour montrer le courant résiduel résultant de la différence des profils de vitesse précédents, et de celle des mêmes profils au cours d'une période τ , nous avons reporté en (1) la position que prennent des flotteurs placés initialement sur une ligne radiale AB après dix oscillations entières. La vitesse résiduelle peut atteindre 10 % de la vitesse maximale du courant alternatif. Elle a son maximum tout près de la côte.

La photographie de la figure 10 donne le résultat d'une autre expérience avec une couche d'eau plus importante, une rotation plus faible ainsi qu'une vitesse maximale plus faible. Les paramètres de l'écoulement sont : $H = 10$ cm, $V_{\max} = 5$ cm/s, $\omega = 0,0288$ s⁻¹, $\sigma = 0,07$. La photographie est prise à la fin de la troisième oscillation de la ligne de flotteurs placés initialement sur la ligne de séparation des zones noires et blanches. On distingue le système d'horloges qui permet d'avoir l'heure exacte des photographies et les réglettes graduées de 10 en 10 cm placées juste au-dessus de la surface libre, qui donnent l'échelle d'espace. On remarque qu'à une distance de 30 cm environ du bord, la vitesse résiduelle est nulle ; au-delà de cette distance, celle-ci prend une valeur de signe opposé. La zone de vitesse nulle est aussi une zone de divergence horizontale, qui est due à la présence de courants verticaux significatifs. Nous avons matérialisé leur parcours à l'aide

de traceurs colorés, mais l'explication exacte de leur existence n'a pas été mise au point.

La figure 11 donne les lieux des lignes de flotteurs pour la même expérience après une, deux et trois oscillations complètes. On voit que, si l'élongation maximale est de 6 km dans la nature, la largeur de la couche occupée par le courant résiduel est 1,4 km, et que le déplacement maximum des flotteurs est de 2 km par période de marée.

Les figures 12 et 13 donnent les roses de courant près du fond, ainsi que les profils verticaux instantanés des vitesses horizontales aux extrémités des axes de l'ellipse. Les vitesses sur les ellipses sont des vitesses absolues données en centimètres par seconde, elles sont cotées en douzièmes de période à partir d'une origine des temps commune ; sur les profils, ce sont les vitesses rapportées à la vitesse u maximale suivant x moyennée sur la verticale, en fonction de la cote relative à la profondeur d'eau. La cote à laquelle a été prise la vitesse pour tracer les ellipses est repérée par un trait horizontal sur chacun des profils. Ces figures représentent les résultats d'un essai exécuté avec les paramètres suivants : $H = 5$ cm, $V_0 = 5$ cm/s, $\omega_0 = 0,0286$, $\sigma = 0,07$. L'une, la figure 12, est relative à une



verticale située en C à 6,5 cm du bord, et l'autre, la figure 13, en D à 27,5 cm du bord.

On constate que, dans la masse, à 3 cm du fond, les deux roses de courant sont aplaties, mais que, à 2,5 mm, les courants transversaux suivant y sont importants. Les grands axes des roses du large sont inclinés par rapport à la côte. Les profils de vitesse v près de la côte, lorsque u est nul, sont semblables mais opposés, comme on pouvait le penser. Au large, ils sont très différents, ce sera un phénomène à expliquer. On remarque que, loin du bord, les vitesses moyennes transversales sont nulles. Par contre, près du bord, l'ellipse du fond et celle de la mi-hauteur sont décalées dans le sens des v positifs, ce qui montre un léger courant résiduel qui porte vers le large. Ce dernier correspond au pompage d'Ekman relatif au courant résiduel. Les profils des vitesses maximales parallèles à la paroi sont très différents, comme le laisse imaginer le pompage d'Ekman. On a reporté les valeurs des vitesses maximales trouvées par Maas et van Haren (1987) dans une région où le pompage d'Ekman n'existe pas (absence de relief sous-marin). On constate que nos vitesses, près du fond, sont supérieures. Nous expliquons cela par le flux, de haut en bas, de quantité de mouvement qui accélère dans ce cas les masses d'eaux du fond.

Figure 12

Roses de courant et profils verticaux. Résultats des mesures en continu des vitesses exécutées en sept points le long de la verticale située en C (voir fig. 11). Les profils relatifs aux points q et s de la rose sont décalés vers le haut pour rendre les courbes plus lisibles.

Current ellipses and vertical profiles: we measured the velocities at seven levels along the C vertical line (see Fig. 11). The profiles relative to the q and s points of the ellipse have been shifted upward for clarity.

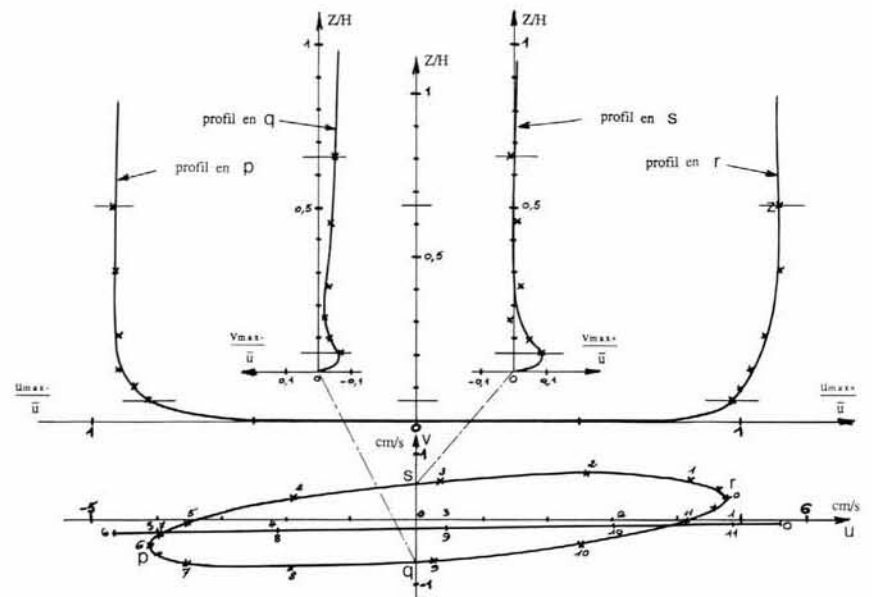
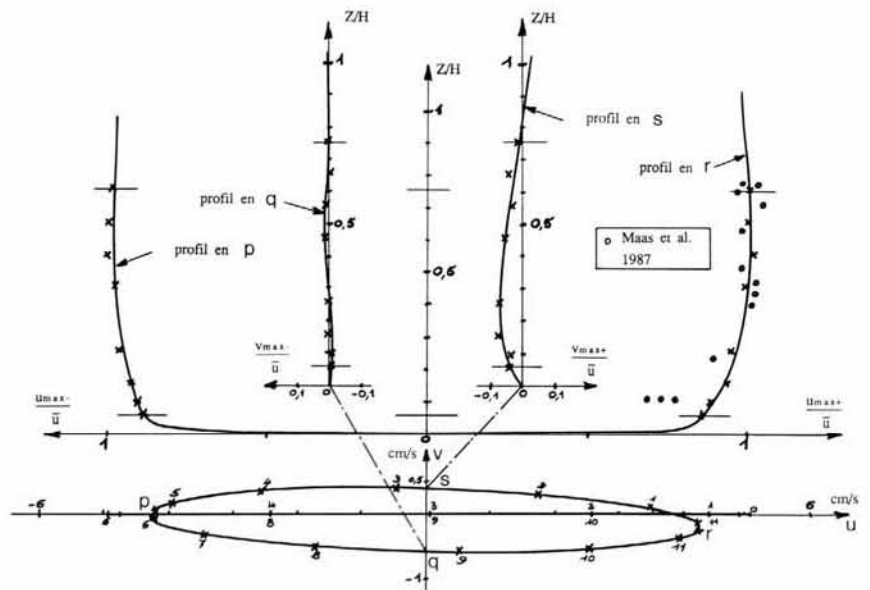


Figure 13

Roses de courant et profils verticaux le long de la verticale D (voir fig. 11).

The same for the D point (see Fig. 11).



CONCLUSION

Tous les résultats donnés précédemment sont qualitatifs puisque les paramètres des essais ne satisfont pas exactement les conditions de similitude, et que l'écoulement se fait sur un fond horizontal, alors que, dans la nature, celui-ci est sensiblement incliné.

Toutefois, on a pu constater que les caractéristiques de l'écoulement près d'une paroi verticale, sont fortement affectées par les effets combinés de la rotation des frottements latéraux et des frottements au fond. Ces effets ont déjà été visualisés par certains auteurs lors d'expériences de laboratoire relatives aux problèmes de «spin-up» et de «spin down», mais n'ont jamais été mis en évidence ni expliqués. On voit cependant que leurs conséquences sur le comportement de l'écoulement, et notamment sur la génération de courants résiduels, sont importantes. Aussi avons-nous entrepris une nouvelle étude d'un écoulement en similitude avec les conditions naturelles avec prise en compte de l'inclinaison de fond. Une modélisation numérique sur le même sujet et à partir

de nos conditions aux limites est en cours de réalisation dans un laboratoire étranger. Nous pensons ainsi, en nous appuyant sur des expériences de laboratoire fondamentales, rendre nos recherches capables de comprendre et prévoir de nombreux phénomènes naturels.

Remerciements

Nous devons remercier ici les principaux collaborateurs de notre laboratoire, MM. Henri Didelle, René Carcel et Claude Roche, qui nous ont beaucoup aidé dans la réalisation et l'interprétation des essais, ainsi que Mme Monique Maillot, qui s'est occupée de la frappe du texte. Le CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) et le PNDR (Programme National pour la Dynamique du Recrutement) nous ont aidés financièrement.

Le nouveau programme de recherche sera soutenu financièrement par la Communauté Économique Européenne, dans le cadre du programme MAST pour l'opération Fluxmanche.

RÉFÉRENCES

- Alessio S., L. Briatore, A. Longhetto, G. Chabert d'Hières et H. Didelle** (1984). Laboratory simulation of rotating atmospheric boundary layer flows over obstacles. *Il nuovo cimento*, **66**, H4, 401-428.
- Brylinski S.-M. et Y. Lagadeuc** (1990). L'interface eaux côtières/eaux du large dans le Pas-de-Calais (côte française) : une zone frontale. *C. r. Acad. Sci., Paris, série II*, **311**, 535-540.
- Johnston J.P., R.M. Halleen and D.K. Lezius** (1972). Effects of spanwise rotation on the structure of 2-dimensional fully developed turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, **56**, 533.
- Maas L.R.M. and J.J.M. van Haren** (1987). Observations on the vertical structure of tidal and inertial currents in the central North Sea. *J. mar. Res.*, **45**, 2, 293-318.
- Pedlosky J.** (1979). *Geophysical fluid dynamics. 1ère édition*. Springer Verlag, 202.
- Prandle D.** (1982). The vertical structure of tidal currents. *Geophys. astrophys. Fluid Dynam.*, **22**, 29-49.
- Tritton D.** (1990). Some notes on shear flow turbulence in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* (in press).
- Tritton D. et P. Davies** (1981). *Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence*. Mc Swinney and S.P. Gollub, éditeurs, Springer Verlag.

