



CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EROSION INDUITE PAR LA HOULE AU VOISINAGE D'UN CYLINDRE PLACE A PROXIMITE DU FOND

A.SAKOUT, A.JARNO-DRUAUX, M.BELORGEY
Laboratoire de Mécanique des Fluides
Quai Frissard - BP 265 - 76055 LE HAVRE CEDEX

ABSTRACT

This paper presents an analysis of wall proximity influence on the flow generated by waves in the neighbourhood of an horizontal cylinder. For $K_C=6$, two different flow regimes were found, with gaps of 0.1 and 0.5 diameter. These ones may be understood by a distinct influence of the wall. The bed shear stress is clearly modified by the change in flow regime. In the upstream and downstream regions of the cylinder, except under the cylinder, the maximum wall shear stress never exceeds its undisturbed value. But, regions of sharp variations in the wall shear stress may induce erosion.

1. INTRODUCTION

L'écoulement autour d'un cylindre placé dans la houle est fortement influencé par la présence de la paroi dans son voisinage. Ceci entraîne d'importantes modifications des efforts subis par le cylindre et de la contrainte de frottement sur le fond.

Ce problème a été soulevé par de nombreux auteurs. La plupart d'entre eux ont étudié l'influence de la paroi sur le comportement des efforts subis par le cylindre en fonction de e/D , e représentant la distance cylindre-fond et D le diamètre du cylindre. Ainsi, dans un écoulement stationnaire turbulent, ZDRAVKOVICH (1985) a montré que le coefficient de traînée C_D n'est influencé par la présence de la paroi que si $e < \delta$, où δ représente l'épaisseur de couche limite dynamique du fond en l'absence du cylindre. BEARMAN & ZDRAVKOVICH (1978) ont constaté la disparition de l'allée régulière de KARMAN pour $e/D < 0.3$. Cette étude a été complétée par celle de TANIGUCHI & MIYAKOSHI (1990). Ils ont attribué la diminution de la fluctuation des forces sur le cylindre et la disparition de l'allée de KARMAN lorsque la surface du fond du cylindre entre en contact avec la couche limite du fond, à une laminarisation de l'écoulement sous le cylindre.

En écoulement oscillant, les études sont également très nombreuses et intéressent de près l'industrie offshore, le cylindre près du fond pouvant être un pipeline. SARPKEYA (1976) parmi d'autres a montré que C_D , C_m et C_L (coefficients de traînée, masse ajoutée et de portance) dépendent des nombres de Keulegan-Carpenter (K_C), de Reynolds (Re), du paramètre e/D et de la rugosité du cylindre. Il a constaté de plus que pour $e/D > 1$ les coefficients de force ne varient plus. SUMER, JENSEN & FREDSOE (1991) (K_C : 10 à 70) vont plus loin dans leur analyse et attribuent les pics de petite durée dans la force de portance qu'ils mesurent, aux détachement des tourbillons côté paroi, et l'augmentation de la portance pour $e/D < 0,3$ à l'effet de bloquage. Ils remarquent de plus que le détachement des tourbillons côté paroi persiste pour $e/D = 0,1$. Il y a là une différence de comportement tourbillonnaire avec l'écoulement stationnaire. En effet, BEARMAN & ZDRAVKOVICH ont constaté l'arrêt du détachement de ces tourbillons à partir de $e/D = 0,3$. Dans un écoulement de houle à haut Reynolds, PRESER (1988) (K_C : 1,1 à 18) a montré que la rugosité du cylindre augmente les efforts, et que l'écoulement entre le cylindre et le fond atteint des vitesses très élevées quand e/D diminue. LEEUWSTEIN (1984) a observé l'érosion autour du cylindre et a constaté qu'elle se produisait essentiellement sous le cylindre (érosion de type tunnel). SUMER, PEDERSEN, YU & FREDSOE (1990) se sont intéressés à l'interaction entre le cylindre et la paroi par son influence sur les contraintes de frottement sur le fond. Celles-ci sont calculées à partir du champ cinématique mesuré pour trois valeurs de K_C 10, 20 et 100. Ils ont ainsi mis en évidence que la présence d'un cylindre près du fond augmente la contrainte jusqu'à deux fois sa valeur non perturbée (région aval) quand $e/D = 0$ et quatre fois (région sous le cylindre) quand $e/D = 0,05$.

La connaissance précise de l'écoulement autour d'un cylindre soumis à la houle et à la présence d'une paroi reste limitée. Notre étude vise à étendre cette connaissance. En particulier, nous avons cherché, à travers l'analyse de l'écoulement pour deux distances cylindre-paroi, à caractériser l'influence de la proximité de la paroi. Un autre aspect de cette interaction particulière est abordé. Il s'agit de l'influence de la présence du cylindre sur la contrainte de frottement sur le fond. Les deux distances cylindre-paroi testées sont $e/D = 0,09$ et $e/D = 0,5$. Dans le premier cas, le cylindre est mis dans l'influence de la couche limite du fond ($e/D = 0,09$) et, dans le deuxième cas, il est en dehors de la couche limite, mais interagit toujours avec le fond ($e/D = 0,5$).

2.CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'étude a été menée dans le canal à houle du laboratoire de mécanique des fluides du Havre. Celui-ci mesure 9 mètres de long sur 0,8 mètre de large et un mètre de hauteur. La longueur utile de la veine est de 6 mètres. (BELORGEY & LEBAS) (1984). Nos deux études ($e/D=0,09$ et $e/D=0,5$) ont été menées avec un cylindre et un fond lisse. Le cylindre a un diamètre D égal à 0,02 m. La houle générée a une période T de 1,08 s, une hauteur H de 47,5 mm et une longueur d'onde λ de 1,48 m. L'ensemble de ces caractéristiques sont regroupées sur la figure 1. La houle générée est de plus caractérisée par un courant eulérien dont l'intensité et la direction dépend de la profondeur. Dans le domaine proche de la paroi, ce courant de houle atteint environ 8% de la vitesse maximale mesurée dans cette région et est dirigé dans le sens de propagation.

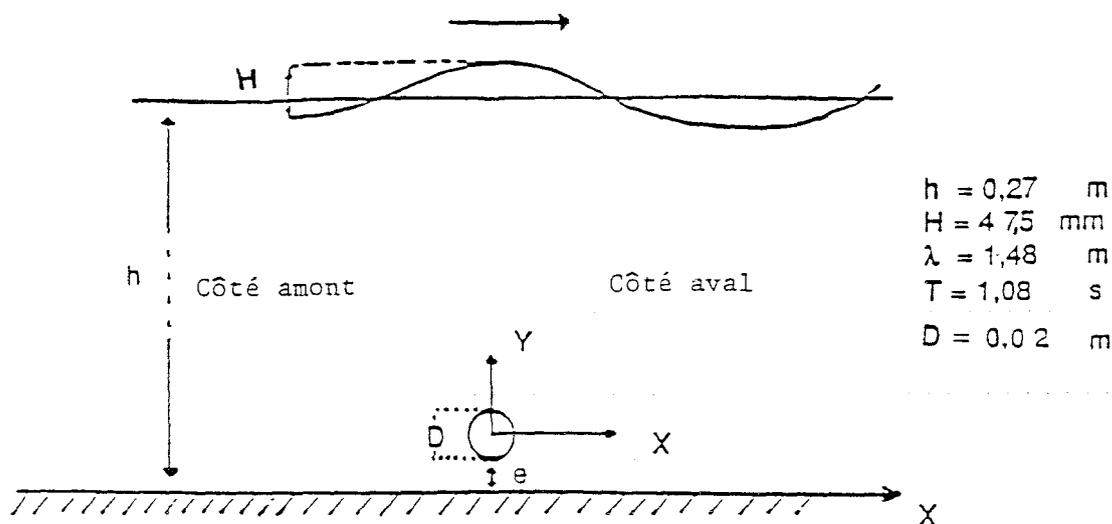


Fig. 1

L'écoulement de houle généré entraîne la formation d'une couche limite laminaire sur le fond dont l'épaisseur est d'environ 3 mm. Les calculs des nombres de Keulegan-Carpenter et de Reynolds sont basés sur U_m , vitesse maximale du point occupé par le centre du cylindre (en dehors de sa présence) en écoulement non perturbé. On a:

$$K_c = U_m T / D \quad ; \quad Re = U_m D / \nu$$

$$K_c = 6 \quad ; \quad Re = 2000$$

Dans ces conditions, si le cylindre était libre, il y aurait création et détachement d'un tourbillon à chaque demi-période.

3. TECHNIQUE DE MESURE

Les mesures de vitesses ont été menées par vélocimétrie laser à deux composantes. Après acquisition des deux composantes de la vitesse de manière continue sur une vingtaine de vagues, un traitement permet d'accéder à des composantes de vitesses instantanées moyennes qui concernent une même position de la vague, sur l'ensemble de l'échantillon. Chaque position de la vague correspond en réalité à un petit intervalle de temps ou phase de la vague. Sur chacun de ces intervalles, environ un millier de valeurs est acquis et conduit à la détermination d'une valeur moyenne des deux composantes de la vitesse instantanée mesurée. Chaque vague est découpée en intervalles de temps de 0.02 s, soit 1,85% de la période.

4. CHOIX DU DOMAINE

Le domaine exploré s'étend horizontalement, en aval et en amont du cylindre, sur une longueur de deux fois et demi son diamètre, et verticalement sur une hauteur de trois fois le diamètre. Le choix du domaine a été décidé après une série de visualisations par plan laser de l'écoulement autour du cylindre pour plusieurs valeurs du paramètre e/D . Après analyse, le domaine a été délimité de telle sorte que les perturbations induites par le cylindre sur l'écoulement n'atteignent pas ses frontières. Loin du cylindre, dans les zones non perturbées, nous avons choisi un pas de mesure dans les directions verticale et horizontale de 2,5 mm à 5 mm et nous avons commencé nos mesures à partir de 0,5 mm du fond. Autour du cylindre, afin de mieux décrire l'évolution des zones perturbées, le pas a été réduit à 0,5 mm.

5. RESULTATS ET DISCUSSION

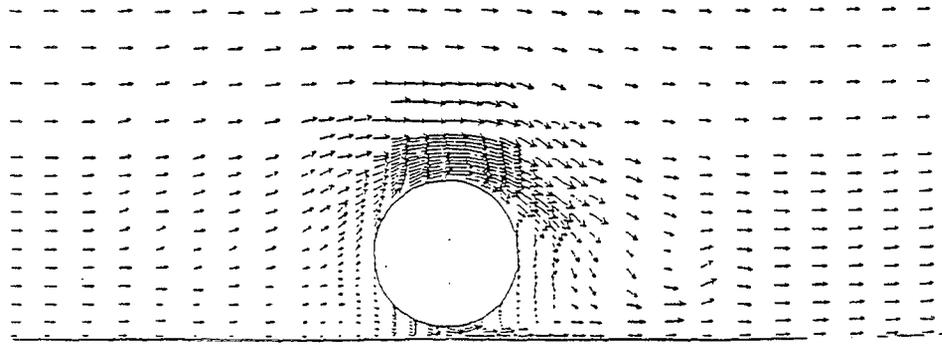
5.1 Evolution du champ cinématique instantané - Comparaison des cas $e/D=0,09$ et $e/D=0,5$

La période de la houle étant 1,08 s et la résolution temporelle de 0,02 s, nous avons obtenu pour chaque cas, 54 images instantanées moyennes de l'écoulement, réparties sur la période. Les figures 2 et 3 représentent respectivement le champ cinématique instantané moyen dans les cas $e/D=0,09$ et $e/D=0,5$. Elles correspondent au passage des sommet, front descendant, creux et front montant de la vague.

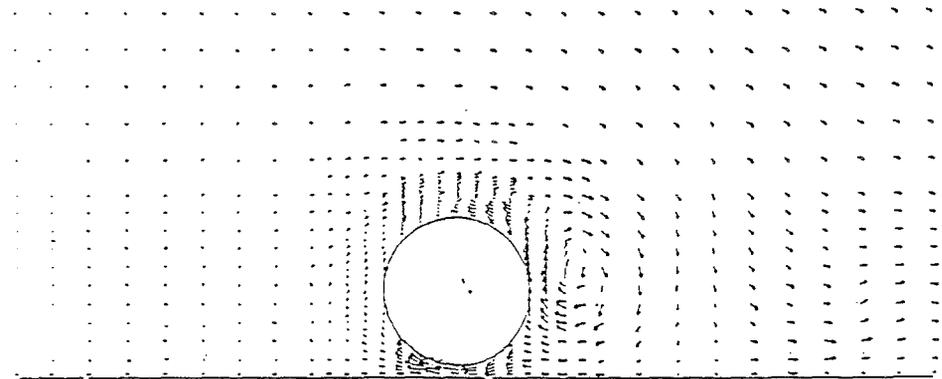
Les figures 4 et 5 représentent l'évolution temporelle des lignes de courant. Celles-ci mettent clairement en évidence les stades de formation et de développement des tourbillons. Sur l'ensemble des figures, l'instant $t/T=0$ correspond au passage du sommet de la vague au droit de l'axe du cylindre.

De l'analyse de ces tracés, on peut conclure que le régime tourbillonnaire est fortement influencé par le paramètre e/D . En effet, dans le cas $e/D=0,09$, les deux tourbillons côté extérieur à la paroi se développent de façon prépondérante, l'un en aval pendant la première demi-période et l'autre en amont pendant la seconde. Deux autres tourbillons apparaissent côté paroi pendant les deux demi-périodes. Sous l'effet d'un jet qui se crée sous le cylindre, ces structures sont lâchées et détruites aux premiers stades de leur formation. On observe donc un détachement de tourbillon côté paroi, résultat en accord avec celui de SUMER et coll en écoulement oscillant.

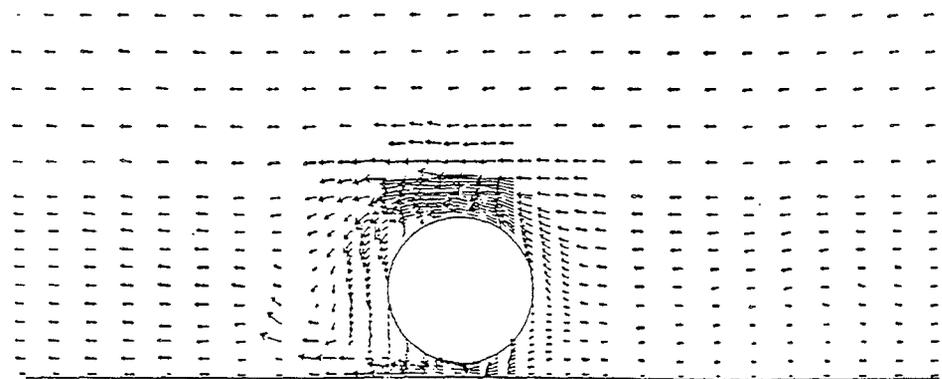
2a



2b



2c



2d

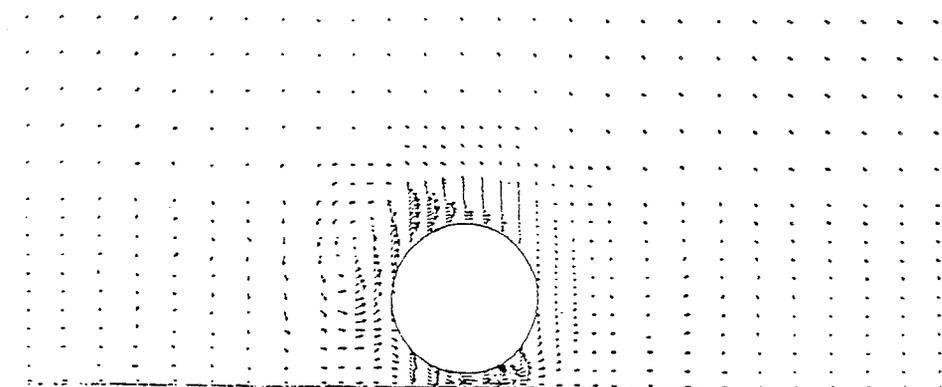
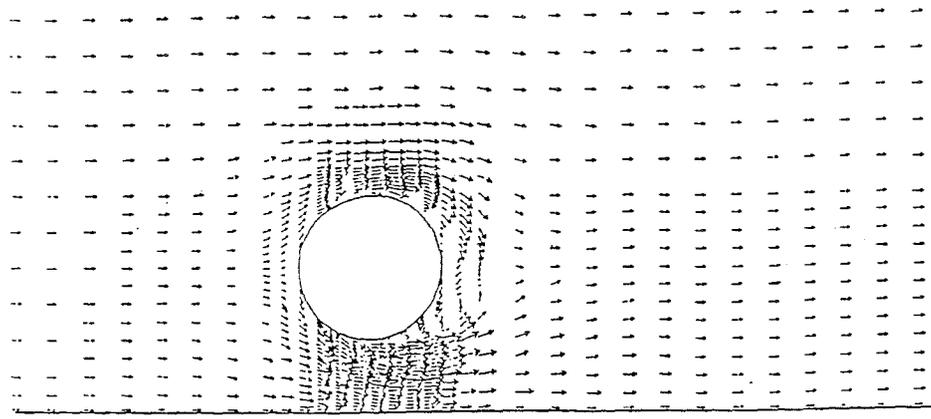
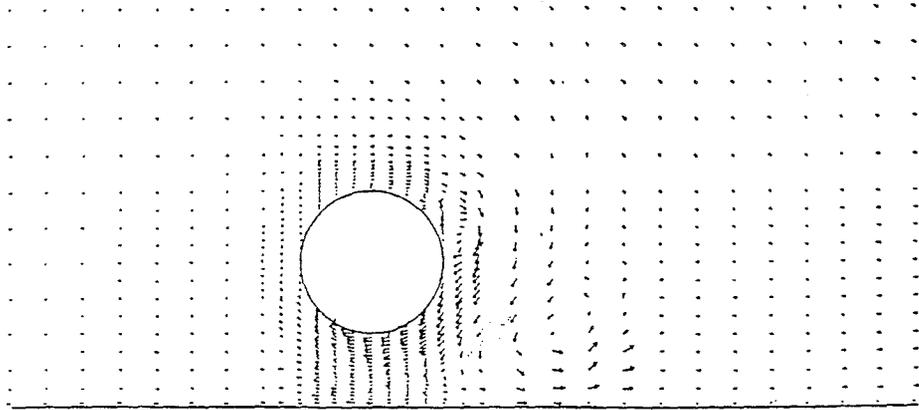


Fig. 2 : Passage des sommet (a), front descendant (b), creux (c) et front montant (d) de la houle pour $e/D = 0,09$

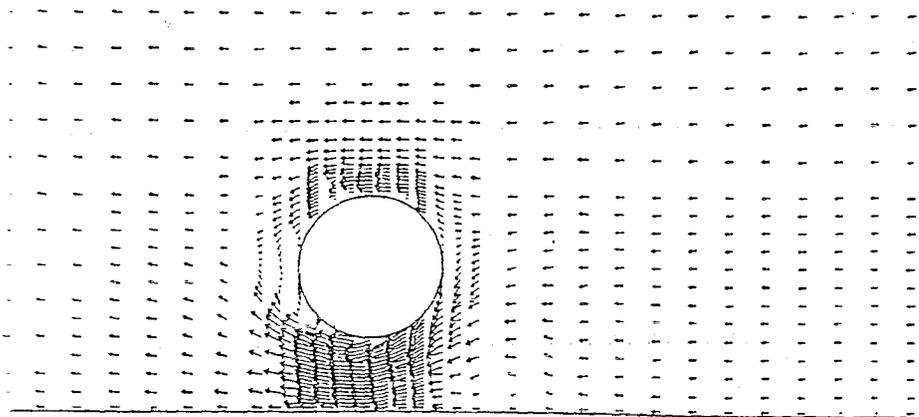
3a



3b



3c



3d

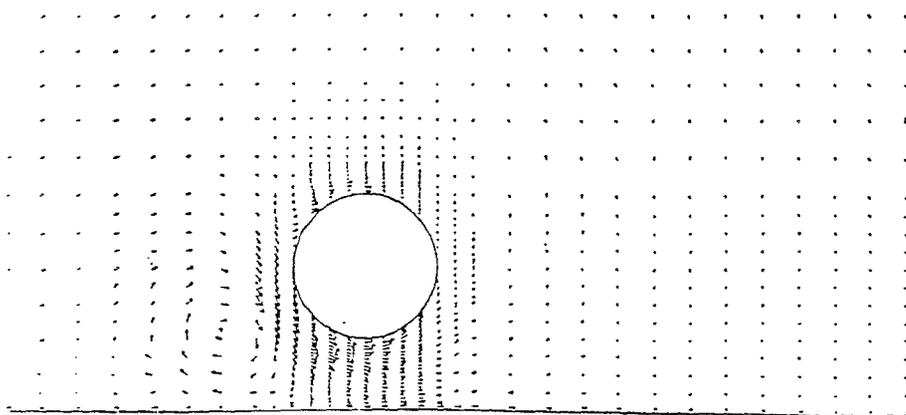
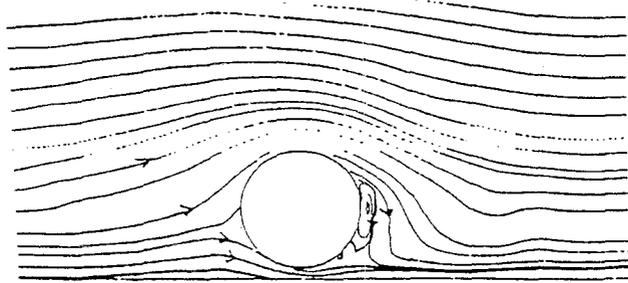
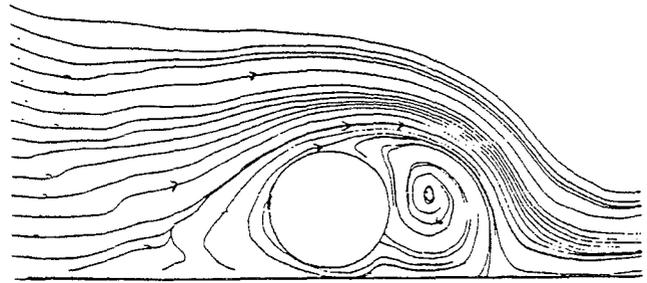


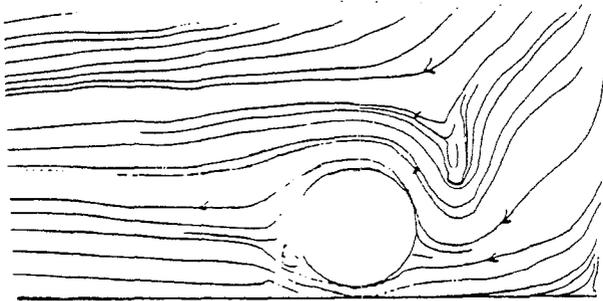
Fig. 3 : Passage des sommet (a), front descendant (b), creux (c) et front montant (d) de la houle pour $e/D = 0,5$



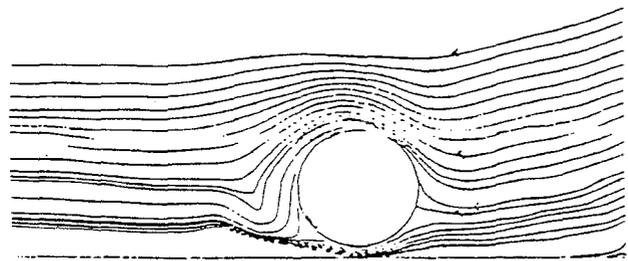
$t/T = 0$



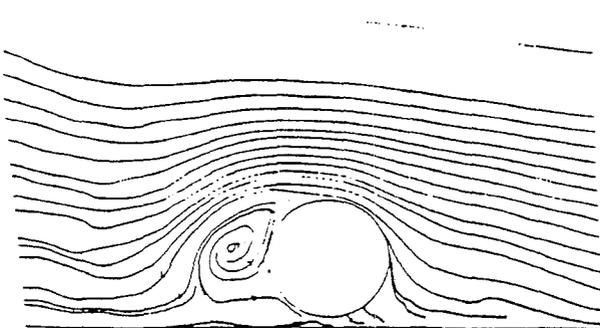
$t/T = 0,22$



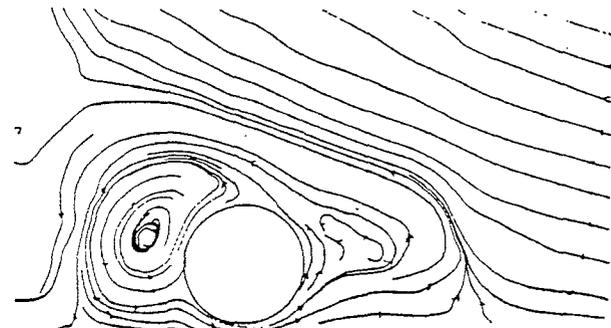
$t/T = 0,33$



$t/T = 0,40$

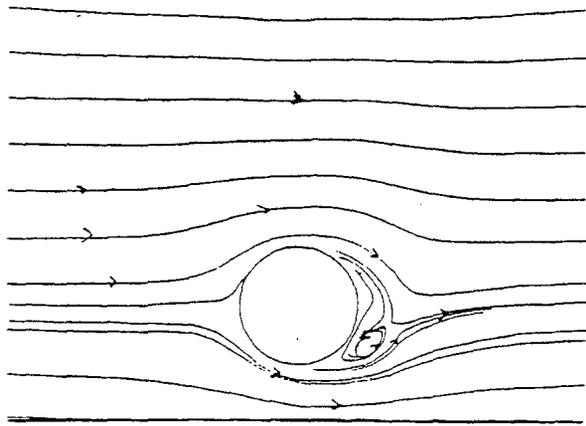


$t/T = 0,65$

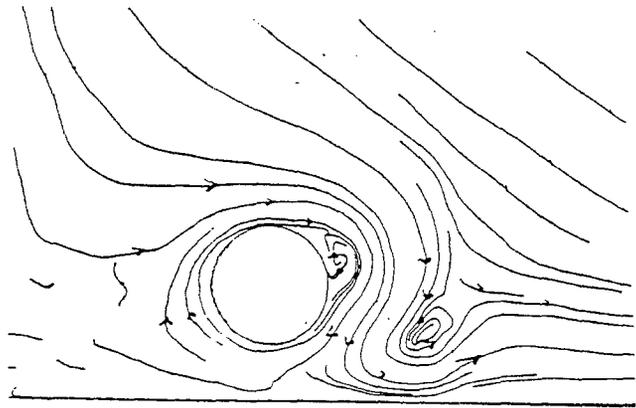


$t/T = 0,74$

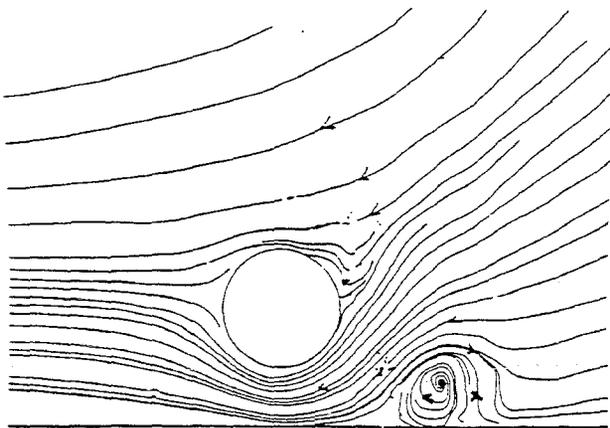
Fig. 4 : Evolution temporelle des lignes de courant - cas de $e/D = 0,09$



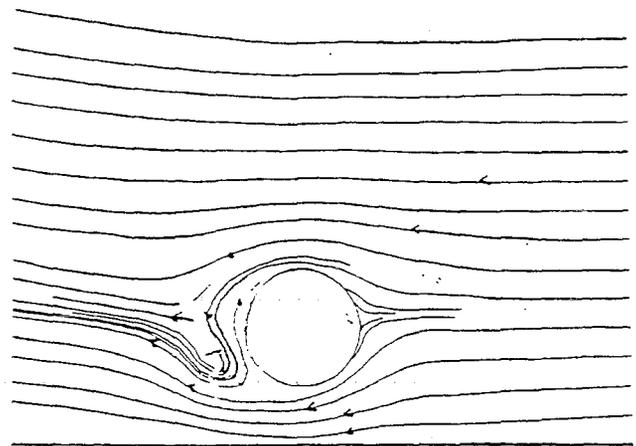
$t/T = 0$



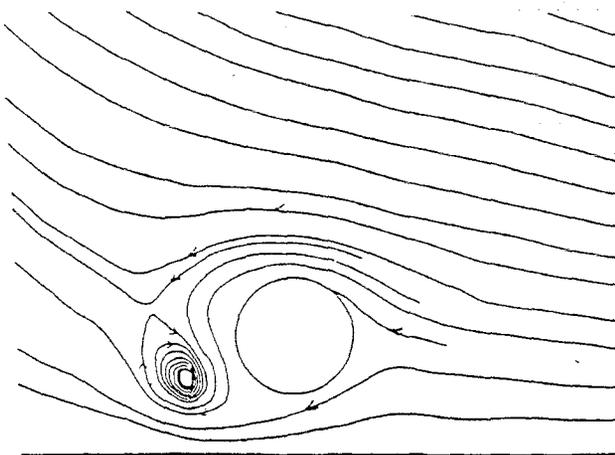
$t/T = 0,22$



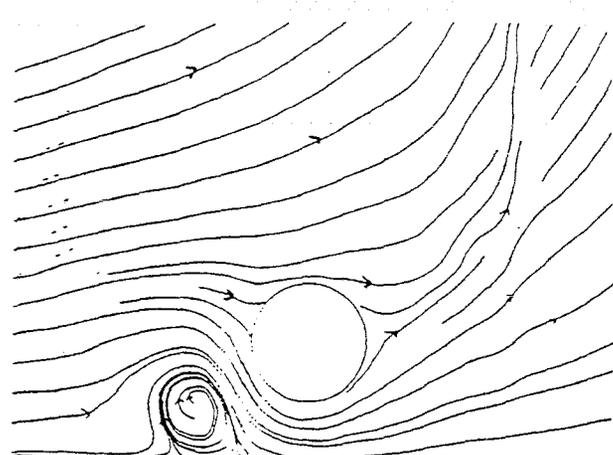
$t/T = 0,33$



$t/T = 0,55$



$t/T = 0,66$



$t/T = 0,8$

Fig. 5 : Evolution temporelle des lignes de courant - cas $e/D = 0,5$

Dans le cas $e/D=0,5$, ce sont les tourbillons côté paroi qui se développent. Il apparaît de plus que, dans le cas $e/D=0,09$, les tourbillons restent attachés au cylindre alors que dans le cas $e/D=0,5$, ceux-ci se détachent et sont entraînés vers la paroi où ils se détruisent. Dans ce dernier cas, le développement des deux tourbillons formés est quasi-analogue. On peut remarquer néanmoins que le tourbillon convecté en amont du cylindre reste plus proche du cylindre que celui qui se développe en aval. Ce comportement peut s'expliquer par l'existence du courant eulérien dirigé dans le sens de propagation, qui s'oppose au mouvement du tourbillon vers l'amont.

Sur la figure 6 sont schématisées les structures tourbillonnaires se développant dans chacun des deux cas.

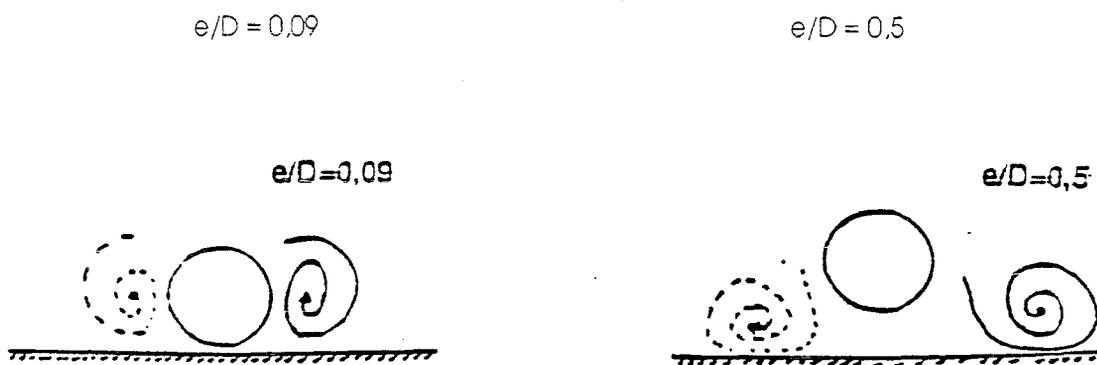


Fig. 6

Schématisation des structures tourbillonnaires au cours d'une période de la houle

- __1ère demi-période
- __2ème demipériode

5.2 Analyse du débit sous le cylindre

Pour mieux approcher le comportement de l'écoulement entre le cylindre et le fond, nous avons calculé les vitesses de débit sous le cylindre pendant une période de houle. Le calcul est basé sur les vitesses du profil tangent au cylindre, côté aval par rapport à la propagation.

La figure 7 représente l'évolution de la vitesse de débit pendant une période de houle pour les cas $e/D=0,09$ et $e/D=0,5$.

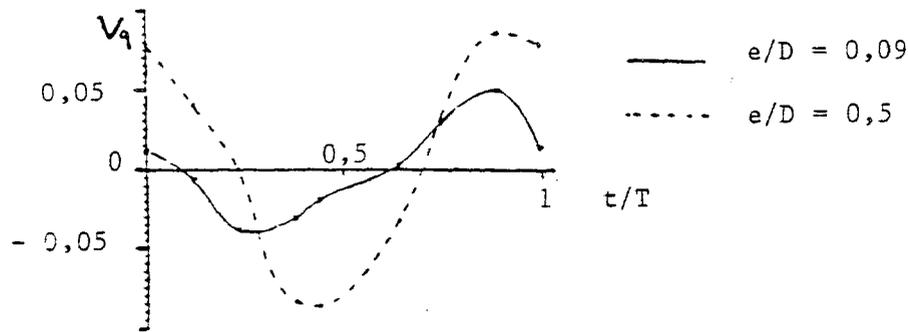


Figure 7: Vitesses de débit

Dans le cas $e/D = 0,5$, l'influence du cylindre se fait sentir par la création d'un écoulement à grande vitesse entre la paroi et le fond, ce qui explique une forte vitesse de débit. Par contre, dans le cas $e/D = 0,09$, la vitesse de débit est faible car le cylindre est très proche de la paroi. Son influence se traduit par l'effet de blocage. De plus, les deux couches limites (cylindre et paroi) interagissent entre elles, ce qui met l'espace entre le cylindre et la paroi totalement sous l'effet de la viscosité. On note de plus une avance de phase de l'écoulement sous le cylindre par rapport à l'écoulement ambiant. Cette avance de phase s'accroît notablement pour la plus faible valeur cylindre-paroi. En effet, dans le cas $e/D=0,09$, le fluide provenant du tourbillon supérieur à rotationnel négatif se trouve aspiré sous le cylindre, depuis l'aval vers l'amont, vers le front descendant. Il se produit le même phénomène avec le tourbillon amont à rotationnel positif vers le front montant.

5.3 Contraintes de frottement sur le fond

Nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de la position du cylindre par rapport au comportement des contraintes locales de frottement. Nous les avons calculées dans les cas $e/D=0,09$ et $e/D=0,5$ pour des régions qui s'étendent de $X/D=0,5$ à $X/D=3$ pour le côté aval et de $X/D=-0,5$ à $X/D=-3$ pour le côté amont du cylindre (figure 8).

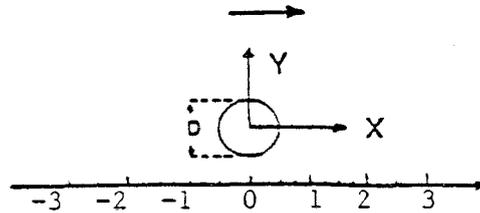


Fig. 8

Le calcul de la contrainte locale de frottement est basé sur sa forme en écoulement turbulent, en y ajoutant la condition d'adhérence à la paroi. On obtient :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \quad (1)$$

\bar{u} et \bar{v} représentent les composantes moyennes de la vitesse dans les directions horizontale et verticale.

L'expression de la contrainte de frottement pariétale fait intervenir les dérivées par rapport à x et par rapport à y . Pour les calculer avec précision, deux autres campagnes de mesures de champ cinématique ont été menées dans un domaine restreint dans la direction verticale, mais avec un maillage très fin. Le domaine choisi s'étend sur 2,5 diamètres de part et d'autre du cylindre dans la direction horizontale. Le pas est de 2,5mm à 5mm. Dans la direction verticale, la vitesse en deux points situés à 0,2mm et 0,4mm du fond a été mesurée. La région située sous le cylindre n'a pas été étudiée compte-tenu de la difficulté à réaliser des mesures fiables de vitesses dans cette zone. L'espace cylindre-paroi n'est en effet que de 1,8mm dans le cas $e/D=0.09$.

Le calcul de la contrainte pariétale montre que la dérivée de la composante verticale de la vitesse par rapport à x est négligeable devant la dérivée de la composante horizontale de la vitesse par rapport à y $\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \ll \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)$.

L'expression de la contrainte sur le fond se réduit alors à sa forme en écoulement laminaire.

Les figures 9 et 10 nous donnent respectivement pour $e/D=0.09$ et $e/D=0.5$ l'évolution temporelle de la contrainte de frottement locale sur le fond pour chaque région. Le temps est représenté par la variable adimensionnelle t/T .

Dans les deux cas, dès que $|X|/D \geq 2.5$, la contrainte pariétale τ_p n'est plus perturbée. Dans ces régions, l'évolution de la contrainte est sinusoïdale et en phase avec la houle. A cette composante sinusoïdale τ_1 , s'ajoute une composante constante positive τ_0 dont l'existence peut s'expliquer par la présence du courant eulérien dans la couche limite. La contrainte totale sur le fond peut alors s'écrire :

$$\tau_p(t/T) = \tau_0 + \tau_1(t/T) \quad (2)$$

L'analyse des courbes 9 et 10 nous conduit aux remarques suivantes:

- Il n'y a pas de symétrie entre les phases de sommet et les phases de creux ; ni entre l'amont et l'aval.
- La contrainte est globalement plus intense dans le cas $e/D=0.5$.
- Dans tout le domaine étudié, et pour les deux cas, la contrainte ne dépasse jamais sa valeur non perturbée.

Cas $e/D=0.09$

La courbe représentant l'évolution temporelle de la contrainte en $X/D=0.75$ (figure 9a) présente une brusque variation pendant le dernier quart de la période (front montant sommet). La contrainte décroît de la valeur 0.18 N/m^2 à -0.01 N/m^2 pour reprendre une croissance rapide et atteindre 0.38 N/m^2 . En effet, au début du dernier quart de la période, une partie du fluide issu du tourbillon amont est entraîné sous le cylindre. Compte-tenu de l'asymétrie des obstacles (fond et cylindre), ce fluide se trouve, après son passage sous le cylindre, concentré en un jet dévié vers le haut. Il se crée alors près de la paroi, une petite zone dépressionnaire où le fluide est au repos et la contrainte nulle. La contrainte réaugmente ensuite, le jet diminuant d'intensité et subissant l'action du fluide qui descend le long du cylindre. Cette variation brusque de la contrainte pariétale pendant un temps relativement court laisse présager que cette région aval relativement proche du cylindre sera exposée aux phénomènes d'érosion, et ceci, bien que la contrainte ne prenne pas de valeurs très élevées.

Lorsqu'on analyse le domaine aval compris entre $X/D=0.5$ et $X/D=1.25$, on constate, tout comme pour la vitesse de débit sous le cylindre, une avance de phase de la contrainte de frottement sur le fond par rapport à l'écoulement ambiant non perturbé. Ce résultat est de même la conséquence de l'influence du tourbillon aval à rotationnel négatif qui favorise le passage du fluide sous le cylindre depuis l'aval vers l'amont.

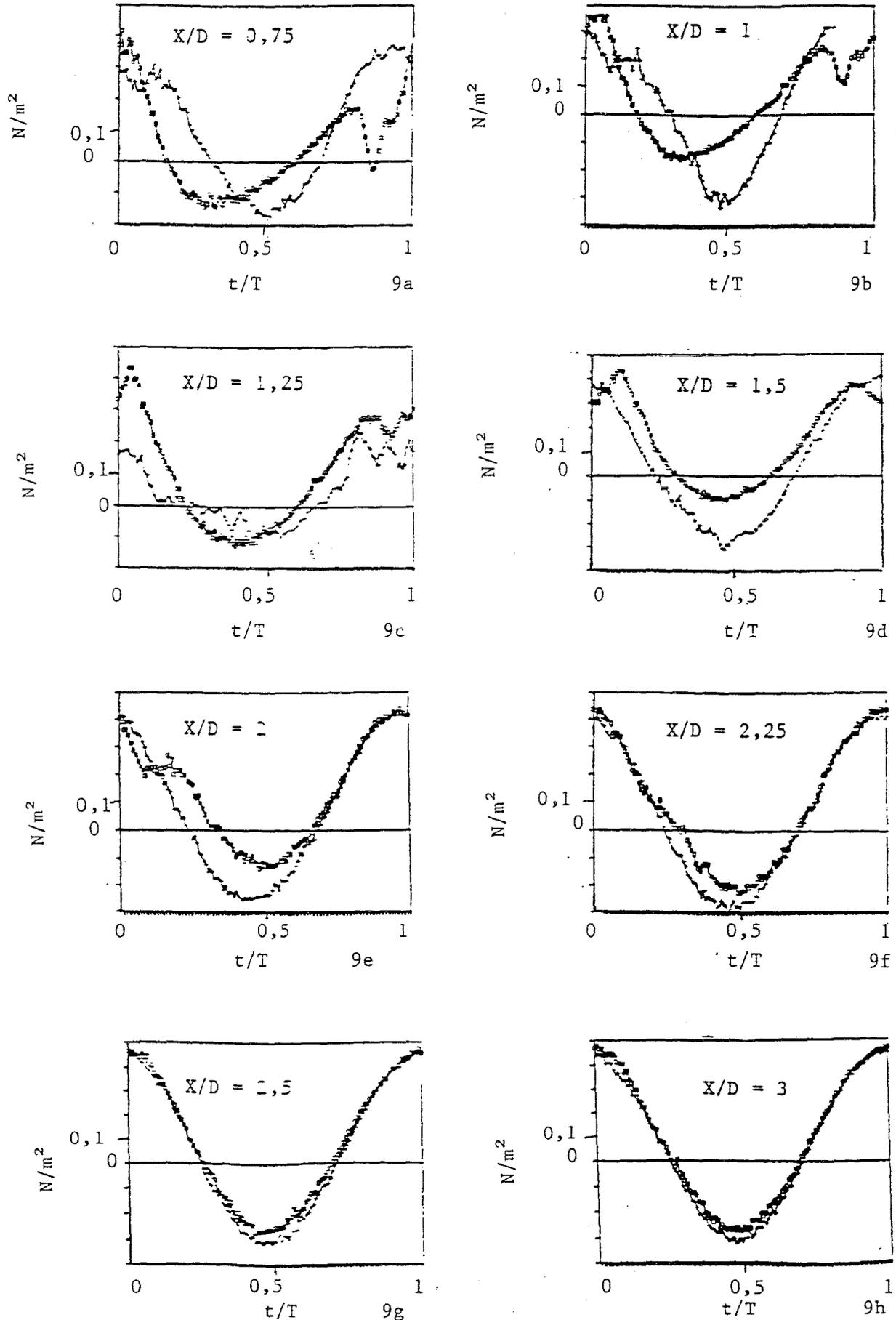


Fig. 9 : Evolution temporelle des contraintes parietales côté aval du cylindre

$\diamond e/D = 0.09$

$+ e/D = 0.5$

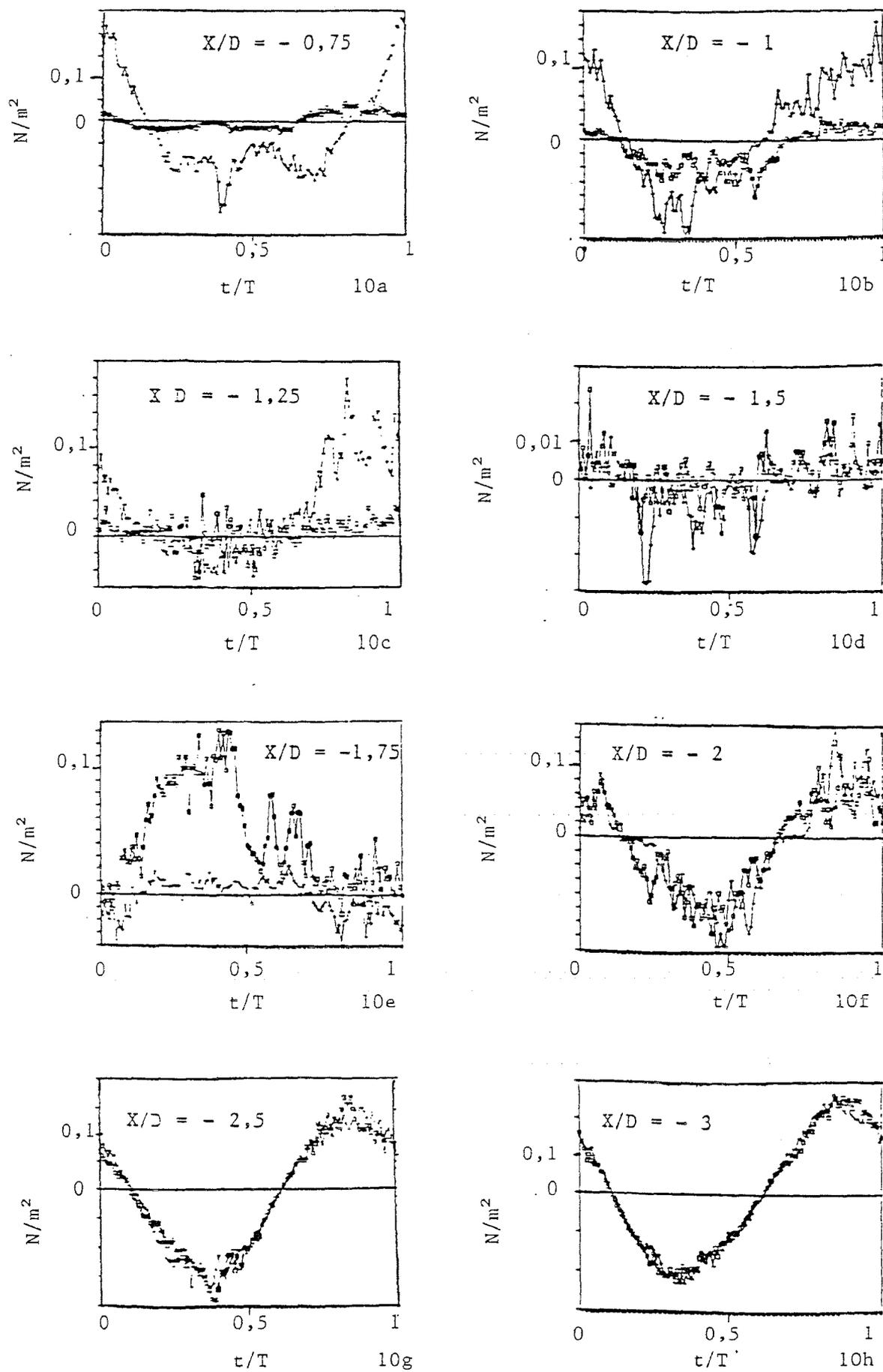


Fig. 10 : Evolution des contraintes pariétales côté amont du cylindre

$\diamond e/D = 0,09$

$+ e/D = 0,5$

Dans les régions amont s'étendant entre $X/D = -0,5$ et $X/D = -1,5$, la contrainte pariétale prend des valeurs très faibles quelle que soit la position de la vague. Ces contraintes faibles s'accompagnent de vitesses faibles, ce qui entraîne une tendance à l'accumulation de sédiments dans cette zone.

Cas $e/D = 0,5$

La contrainte de frottement sur le fond est assez peu perturbée en aval, à proximité du cylindre. Si on s'écarte davantage du cylindre (par l'aval), on atteint la position $X/D = 1,25$ pour laquelle la contrainte s'annule entre $t/T = 0,15$ et $t/T = 0,35$. Une corrélation avec le champ cinématique montre que la contrainte devient nulle au moment où le tourbillon convecté atteint cette zone de paroi. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le tourbillon à rotationnel positif rencontre une zone de paroi à rotationnel négatif (figure 11) et qu'il en résulte une annulation de la concentration du rotationnel dans la couche limite accompagnée de la diffusion du tourbillon.

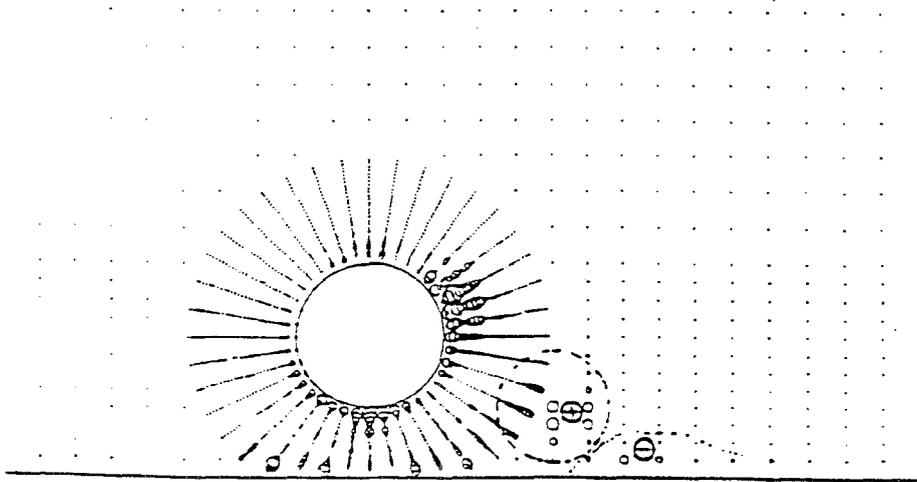


Fig. 11: Rencontre du tourbillon à rotationnel positif avec le fond à rotationnel négatif

En conclusion, il apparaît dans ce cas que le tourbillon lâché et convecté jusqu'à la paroi n'entraîne pas une augmentation des contraintes sur le fond mais au contraire en favorise la diminution. Une autre représentation de la contrainte de frottement sur le fond est donnée en figure 12. Il s'agit de l'évolution du coefficient d'amplification $\alpha = \tau_{\max}/\tau_{0\max}$ en fonction de X/D , distance aval adimensionnelle au cylindre.

τ_{\max} représente la valeur maximum de la contrainte pour le X/D considéré et $\tau_{0\max}$ représente la valeur maximum de la contrainte dans une région non perturbée. ($\tau_{0\max} = 0,44\text{N/m}^2$)

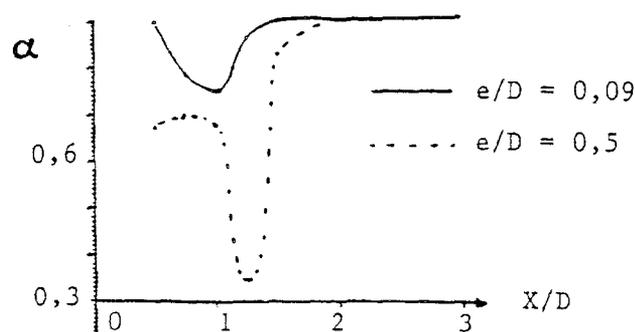


Figure 12: Coefficient d'amplification $\alpha = \tau_{\max} / \tau_{0\max}$ en fonction de X/D

Il apparaît pour ce nombre de Keulegan-Carpenter ($K_C=6$), dans les deux cas testés ($e/D=0,1$ et $e/D=0,5$) que, dans la région $X/D \geq 0,5$, le maximum de la contrainte de frottement pariétale ne dépasse jamais sa valeur non perturbée. De plus, on peut observer que l'évolution de ce coefficient est différente pour chacun des cas. D'une part, la perturbation de α est plus étendue dans la configuration $e/D=0,5$. D'autre part, α présente un minimum marqué vers $X/D=1,25$ dans le cas $e/D=0,5$. Cette position se situe dans la région de paroi où le tourbillon à rotationnel positif s'est trouvé convecté après détachement.

6. CONCLUSION

L'écoulement dans le voisinage d'un cylindre horizontal placé dans la houle à proximité d'une paroi est très influencé par la distance cylindre-paroi. Pour un nombre de Keulegan-Carpenter de 6, nous avons mis en évidence deux régimes d'écoulement différents pour e/D égal à 0,1 et 0,5. Dans le cas $e/D=0,1$, les structures tourbillonnaires côté extérieur à la paroi sont favorisées. Dans le cas $e/D=0,5$, ce sont les structures côté paroi qui se développent. Ces comportements différents s'expliquent par une influence différente de la paroi, celle-ci agissant soit de façon directe ($e/D=0,1$), soit à distance ($e/D=0,5$). En effet, lorsque le cylindre est très proche de la paroi, il y a interaction de la couche limite qui se développe sur le cylindre et de celle qui se développe sur le fond. Il en résulte un écoulement très visqueux sous le cylindre qui limite le développement possible des tourbillons côté paroi. Par contre, lorsque le cylindre s'écarte davantage de la paroi ($e/D=0,5$), la présence de celle-ci entraîne la création d'un écoulement à grande vitesse sous le cylindre qui

entraîne la création d'un écoulement à grande vitesse sous le cylindre qui favorise le développement des structures tourbillonnaires côté paroi ainsi que leur détachement.

La contrainte de frottement pariétale subit l'influence de cette modification d'écoulement. De plus, en dehors de la région localisée sous le cylindre où les mesures n'ont pas été possibles, la contrainte de frottement ne dépasse jamais sa valeur non perturbée. Cependant, certains phénomènes peuvent causer de brusques variations de la contrainte et entraîner un début d'érosion.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) ZDRAVKOVICH M.M., 1985, "Forces on cylinder near a plane wall", Applied Ocean Res., Vol. 7, N°4, pp 197-201.
- (2) BEARMAN P. W. & ZDRAVKOVICH M.M., 1978, "Flow around a circular cylinder near a plane boundary", J. FLUID Mech., Vol. 89, part.1, pp. 33,47.
- (3) TANUGUCHI S. & MIYAKOSHI K., 1990, "Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall", Experiment in Fluids 9, pp. 197-204.
- (4) SARPKAYA T., 1976 "Force in cylinders near a plane boundary in a sinusoidally oscillating fluid", K.Fluid Mech. Vol. 225, pp. 271-300.
- (5) SUMER B.M., JENSEN B.L. & FREDSOE J., 1991, "Effect of a plane boundary on oscillatory flow around a circular cylinder", J.Fluid Mech. Vol 225, pp 271-300.
- (6) PRESER F., 1988, "Large scale measurement on horizontal cylinders", 3rd Polish-German seminar, of hydraulics phenomena in offshore, Coastal & Inland Waters, Hannover, 10-11 Oct.
- (7) LEEUWSTEIN, 1984, "Scour around submarine pipelines", DET. INF. INT., N°1602, pp. 16-26.
- (8) SUMER B.M., PEDERSEN L., YUD. & FREDSOE J., 1990, "Bed shear - stress measurements in the vicinity of a pipeline in waves", Prg. Rep. 71, pp61-72, Inst. Hydrodyn. and Hydraulic Eng., Tech. Univ. Denmark.
- (9) BELORGEY M. & LEBAS J., 1984, "Etude par vélocimétrie doppler laser des vitesses instantanées dans une houle en laboratoire", La Houille Blanche.