

INFLUENCE DES ECOULEMENTS COMPLEXES
SUR LES EFFORTS SUBIS PAR UN CYLINDRE ELEMENTAIRE

M. AUBREE*, M. LEBEY*, M. BELORGEY*
A. SAKOUT**, A. JARNO-DRUAUX**, E. LAMBERT **, M. BELORGEY**
Laboratoire de Mécanique des Fluides
76055 - LE HAVRE CEDEX

Résumé

*** Première partie :** Caractéristiques du champ cinématique dans le sillage d'un modèle de tronçon de câble de forte courbure

L'objectif de cette étude est de mieux comprendre les phénomènes d'interaction dans le sillage d'un tronçon de câble de forte courbure. Pour cela nous avons choisi d'étudier le champ cinématique produit dans le sillage d'une forme de section cylindrique comprenant : une partie rectiligne horizontale placée dans le sens de l'écoulement, une partie circulaire et une partie rectiligne verticale soumis à un écoulement permanent. Les résultats font apparaître plusieurs zones tourbillonnaires qui présentent d'importantes interactions entre elles. Cette étude permet de mettre en évidence la complexité du sillage des tronçons de câble de forte courbure, on montre ainsi la difficulté d'application, dans ce cas, des hypothèses habituellement utilisées pour les tronçons de cylindre rectiligne.

**** Deuxième partie :** Influence de la couche limite d'un fond plan sur les efforts subis par un cylindre horizontal placé dans une houle transversale

L'objet de cet article est de mettre en évidence, dans un écoulement de houle, l'influence de la couche limite sur les efforts subis par un cylindre horizontal. Pour des nombres de Keulegan-Carpenter constants ($Re = 1800$, $Kc = 5$), il a été montré pour deux positions caractéristiques cylindre-fond correspondant au cylindre dans la couche limite ($e/D = 0,09$) et à l'extérieur de la couche limite ($e/D = 0,5$) que les régimes d'écoulement s'établissant autour du cylindre sont différents. Les efforts sont parfaitement corrélés aux régimes d'écoulement.

Abstract

*** First part :** This study addresses interaction phenomena in the wake of highly curved cable stump in a permanent flow. This curved cable stump is made with a circular cylinder in three parts : a rectilinear part in the streamwise direction, a circular part and a rectilinear vertical part. The results show appearance of strongly vortex zones. The investigation allows to highlight the complexity of wake behind highly curved cables, and the non validity of usual assumptions of rectilinear cylinder stumps.

**** Second part :** This paper deals with boundary layer influence on forces acting on a horizontal cylinder beneath waves. In conditions of fixed Reynolds and Keulegan-Carpenter numbers ($Re = 1800$, $Kc=5$), for two gap-to-diameter distances corresponding to the cylinder situated inside the boundary layer ($e/D = 0.09$) and outside the boundary layer ($e/D = 0.5$), two distinct flow regimes establish themselves. Forces and flow regimes are accurately correlated.

Première partie

Caractéristiques du champ cinématique dans le sillage d'un modèle de tronçon de câble maintenu rigide

M. Aubrée, M. Lebey, M. Bêlorgey

1 - Introduction

L'étude du comportement des systèmes remorqués est largement traitée dans la littérature par de nombreux auteurs. De la détermination de la déformée du câble (Pode [1], Marichal [2]) aux calculs des différents paramètres hydrodynamiques (Le Goff [3], Davies et Daniel [4]), chaque auteur s'efforce d'apporter de nouvelles données dans la compréhension des phénomènes observés ou mesurés expérimentalement (Ramberg et Griffin [5]). Les différents travaux peuvent se classer dans l'un des principaux domaines suivant :

- déformées de câbles,
- efforts hydrodynamiques et évaluation des coefficients hydrodynamiques,
- vibrations et turbulence : influence de la turbulence dans la mise en vibration du câble et analyse de ces effets dans la détermination des différents coefficients hydrodynamiques.

Cependant, jusqu'à présent la plupart des travaux ont porté sur l'étude des phénomènes globaux, aussi bien en ce qui concerne les efforts que le champ cinématique. De manière à améliorer la connaissance du comportement des câbles, nous avons choisi d'aborder l'analyse des phénomènes locaux et en particulier de rechercher les interactions entre les différentes zones d'écoulement produites le long de la déformée donnée.

Dans un premier temps, nous avons choisi de travailler sur une structure représentant une partie de câble de forte courbure, structure qui permet d'aborder facilement en laboratoire les interactions locales entre les différentes perturbations générées. Cette structure (figure 1) est de section cylindrique de 22 mm de diamètre; elle comporte trois parties distinctes : une partie horizontale, une partie verticale, ces deux parties étant reliées entre elles par une partie circulaire de rayon de courbure constant ($R = 200$ mm). Dans la configuration étudiée, la structure est maintenue rigide, seuls des éléments instrumentés de longueur inférieure au diamètre, laissés libres dans une translation perpendiculaire à la tangente à la ligne moyenne, permettront (dans une deuxième phase) de mesurer les efforts locaux extérieurs exercés sur le câble.

Nous ne présentons ici que quelques résultats de visualisation et de mesure de vitesses, qui mettent en évidence les différents types d'écoulements derrière le câble, et les couplages hydrodynamiques possibles entre les différentes zones.

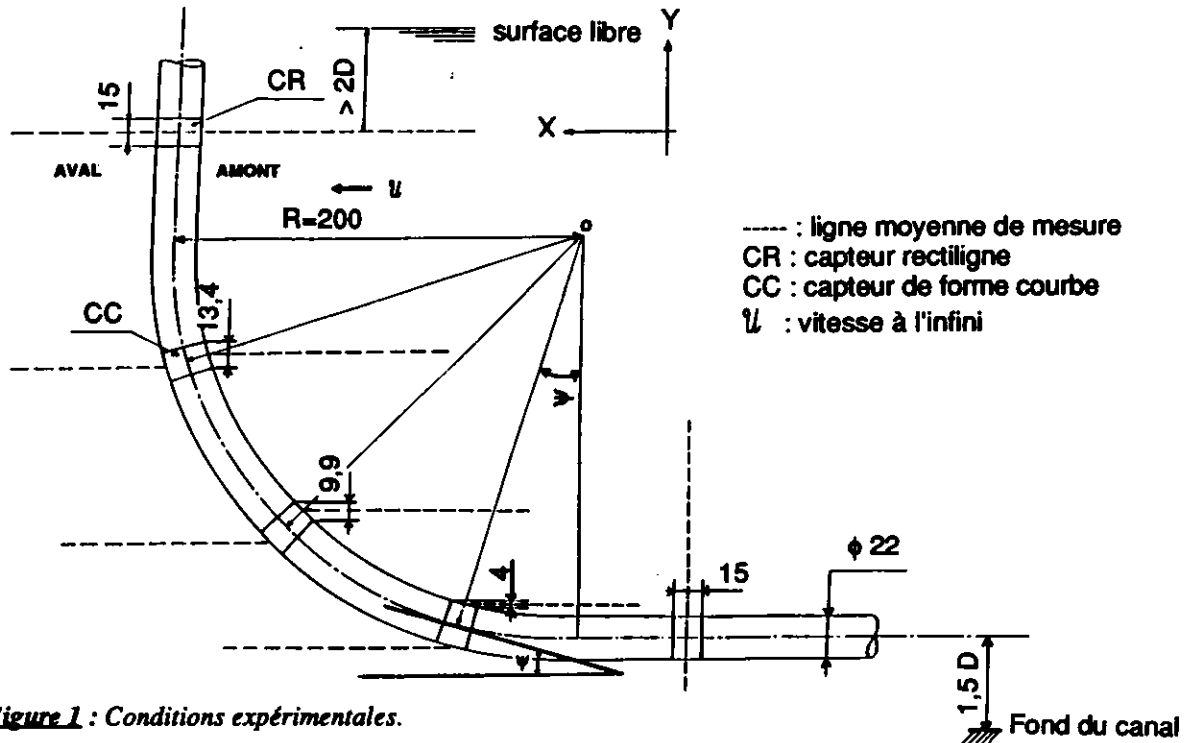


Figure 1 : Conditions expérimentales.

2 - Visualisations

Le modèle représentant le tronçon de câble est placé dans un écoulement uniforme dont la vitesse est maintenue constante ; les valeurs choisies sont 0,20 , 0,25 et 0,30 m/s, le nombre de REYNOLDS vaut 4400 , 5500 puis 6600. Le taux de turbulence de l'écoulement en l'absence de tout obstacle est inférieur à 4%.

Dans cette étude nous avons utilisé deux méthodes de visualisation : les colorants, et les bulles d'hydrogène.

A priori le sillage de cette structure pouvait présenter trois zones :

- une zone de turbulence de couche limite, localisée dans le sillage immédiat de la partie horizontale,
- une zone de turbulence de traînée, localisée dans le sillage de la partie verticale,
- une zone intermédiaire, dans le sillage de la partie curviligne, zone dans laquelle on retrouve des interactions entre les deux premières zones.

La visualisation à l'aide de colorant (de la fluoréscéine) permet de montrer la formation distincte de deux types principaux de tourbillons (figure 2). L'un prend naissance dans la partie horizontale, il se caractérise par l'enroulement d'un filet fluide issu du dessous de cette partie. Ce tourbillon ainsi créé se développe dans le sillage, son axe tend à s'infléchir en se rapprochant de la partie verticale. Ce tourbillon se développe avec une fréquence voisine de 1,5hz.

L'autre tourbillon se développe tout le long de la partie curviligne, en prenant naissance dans la zone (1). Ce tourbillon se fractionne en trois tourbillons qui apparaissent simultanément à 40°, 60° et 90°. L'existence de ce tourbillon est continue, il se forme avec une fréquence qui toutefois n'est pas fixe, elle est comprise entre 0,9 et 1,3 Hz. Ces fréquences dépendent :

- de la vitesse amont de l'écoulement,
- des couplages entre les tourbillons (tourbillons de Karman, tourbillons spécifiques à chacune des parties), et la forme étudiée,
- et des couplages des tourbillons entre eux.

Cette visualisation fait apparaître nettement l'interaction entre les deux zones (1) et (3), justifiant la séparation en trois zones faites a priori, la zone (2) étant la zone d'interaction.

La visualisation à l'aide de bulles d'hydrogène a permis de préciser la nature des structures produites dans la zone d'interaction. On y remarque en particulier un cône (noté CR) dans lequel il y a en permanence recirculation du fluide; ce cône s'étend dans les zones (1) et (3). Le tourbillon que l'on vient de décrire se développe autour de l'axe de ce cône. De plus on peut remarquer que le tourbillon formé au voisinage de la partie verticale a tendance à se fractionner en deux parties, l'une qui se détache pour être entraînée dans l'écoulement, et l'autre qui retourne vers le modèle étudié pour ensuite redescendre en suivant sa courbure, elle alimente ainsi le tourbillon créé dans la partie immédiatement inférieure.

La zone (2) se caractérise, comme on l'a vu, par une importante instabilité, il y a formation de tourbillons qui sont soit directement emportés vers l'aval par l'écoulement principal, soit aspirés vers le haut pour se subdiviser en deux parties.

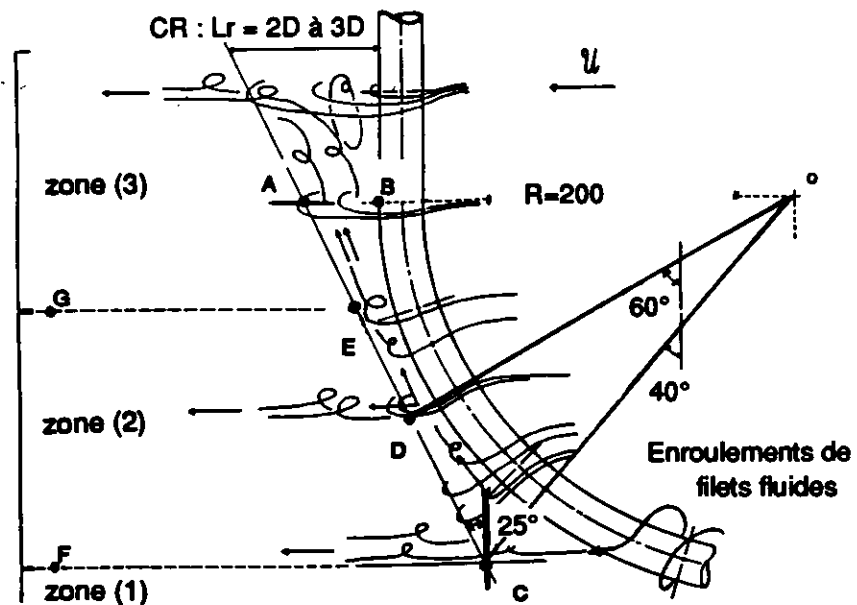


Figure 2 : Schématisation de l'écoulement dans le sillage du modèle. Présentation des trois zones types d'écoulements derrière la structure.

Le cône de recirculation CR semble jouer un rôle important dans la mise en vibration du câble, il influence la nature du sillage puisque les fluctuations de vitesse de la zone (2) influencent celles de la zone (3). En effet, à certain moment, le fluide provenant de la zone (1) fait apparaître le tourbillon dans le cône CR, puis provoque son grossissement; la direction principale de l'écoulement de la zone (2) est alors proche de la courbure du câble. Enfin, ce tourbillon ne pouvant grossir indéfiniment, il se détache en se fractionnant comme on l'a vu plus haut.

Dans l'analyse de la zone (2), où se produit l'interaction entre les zones (1) et (3), la visualisation de l'écoulement permet d'envisager l'existence de trois parties :

- une zone inférieure où l'écoulement est contrôlé principalement par la turbulence de couche limite
- une zone supérieure où il y a interaction entre l'écoulement de cette partie et celui de la partie (3) (turbulence de traînée),
- une zone intermédiaire qui se caractérise par des lâchers de tourbillons.

Dans la partie inférieure on retrouve dans les spectres les fréquences caractéristiques produites dans la partie horizontale, alors que dans la partie supérieure, on retrouve les fréquences produites dans la zone (3). Dans ces deux zones, l'écoulement reste collé au modèle étudié.

L'analyse du champ cinématique au voisinage du câble, pour différentes valeurs de l'angle ψ ($\psi = 17^\circ, 45^\circ, 73^\circ$, et 90°), va permettre de préciser la valeur limite de l'angle ψ pour les différentes parties de la zone (2), zone d'interaction.

3 - Analyse du champ cinématique

L'analyse du champ cinématique a pour but de définir les différentes zones qui se développent dans le sillage de la forme étudiée. Ces différentes zones vont se caractériser par des structures hydrodynamiques particulières. Cette analyse est faite à l'aide de trois grandeurs:

- $u/\bar{u} = f(x/D)$, qui représente le rapport de la vitesse u à une distance réduite x/D du modèle,
- le taux de turbulence t_u en fonction de x/D ,
- le taux d'énergie cinétique moyenne $t_{ec,m}$ en fonction de x/D ,

u est la vitesse longitudinale mesurée à la distance x de la forme étudiée dont le diamètre est D , \bar{u} est la vitesse génératrice à l'amont.

3.1 - Analyse de la vitesse dans le sillage du modèle : variations de $u/\bar{u} = f(x/D)$

Pour $\psi = 0^\circ$, les enregistrements de la vitesse longitudinale u en dessous et au dessus du câble (figure 3), et les histogrammes correspondant, indiquent que pour le point de mesure étudié, le taux de turbulence est environ égal à 12 %. Au voisinage de la partie horizontale du modèle la mesure de la vitesse dans un plan vertical permet de déterminer l'épaisseur de la couche limite qui est ici inférieure à 4 mm.

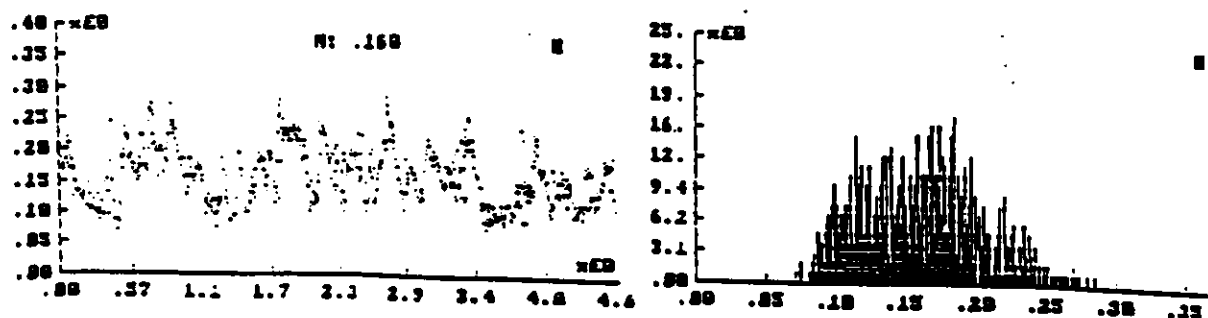


Figure 3 : Evolution temporelle et histogramme de la vitesse u , pour $\psi = 0^\circ$, sous le câble.

Pour chaque valeur de l'angle ψ les variations de $u/l = f(x/D)$ (figure 4), font ressortir deux points :

- les profils sont indépendants de la vitesse à l'amont, donc du nombre de Re, sauf pour un angle voisin de 45° , vitesse toutefois restreinte à l'intervalle 0,2-0,3m/s,
- les trois zones (1), (2), et (3), définies précédemment sont discernables : à chaque zone correspond un type particulier de courbe (figure 4).

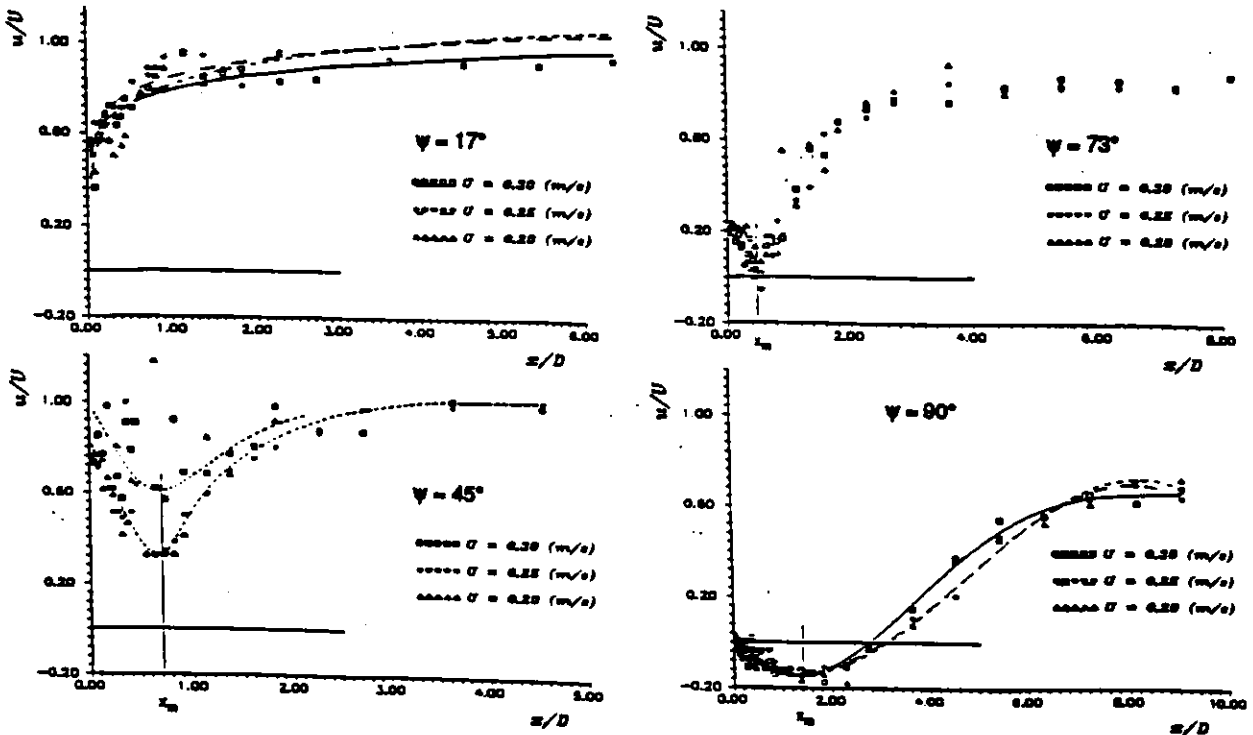


Figure 4 : Variations de $u/l = f(x/D)$ dans le sillage du câble, pour $\psi = 17^\circ, 45^\circ, 73^\circ, \text{ et } 90^\circ$.

Pour chacune des zones, les courbes se distinguent de la manière suivante:

- $\psi = 17^\circ$: la forme de la courbe est identique à celle d'une courbe logarithmique. On est en présence d'une turbulence de couche limite, l'évolution de la vitesse et l'histogramme correspondant étant similaires à la figure 3.
- $\psi = 45^\circ$ et 73° : la courbe présente un minimum à valeur positive, la vitesse décroît dans un premier temps, puis augmente jusqu'à la valeur limite de l'écoulement. Pour $\psi = 45^\circ$ l'écoulement semble être dépendant de Re, alors que pour $\psi = 73^\circ$ il semble en être indépendant. Il semble donc que la zone de transition (2) soit sensible aux conditions de l'écoulement.
- $\psi = 90^\circ$: la courbe présente un minimum à valeur négative. Comme dans tous les cas de cylindre vertical, la courbe est caractéristique d'une turbulence de traînée. A l'endroit du raccordement de la partie circulaire avec la partie verticale, on peut définir la longueur de la base du cône de recirculation. Cette longueur AB est égale au double du rapport de l'abscisse x_m du minimum de vitesse défini par la courbe, au diamètre de la forme étudiée : $AB = 2 (x_m/D)$. Connaissant expérimentalement x_m (figure 4), il est possible de déduire la forme du cône CR qui correspond à celui de la figure 2.

L'analyse de ces courbes permet de confirmer en partie les remarques relatives aux visualisations. La limite CF entre la turbulence de couche limite, correspondant au sillage de la partie horizontale, et l'écoulement de la partie inférieure de la zone (2) se situe au voisinage

de $\psi = 40^\circ$ - 45° . La limite entre la turbulence de traînée, correspondant au sillage du raccordement à la partie verticale, et de l'écoulement de la partie supérieure de la zone (2) se situerait au voisinage de $\psi = 73^\circ$. L'analyse de la turbulence derrière du modèle (en $x/D=0,455$) devrait nous permettre de valider ces résultats.

3.2 - Taux turbulence $t_u = f(x/D)$ dans le sillage du câble (figure 5)

On définit dans cette étude le taux de turbulence t_u de la vitesse longitudinale u par :

$$T_u = \frac{\sigma_u}{\bar{u}} \text{ où } \sigma_u \text{ est l'écart type de } u \text{ défini par: } \sigma_u = \sqrt{u'^2}$$

Le figure 5 donne ce taux en fonction de x/D et $Re = 4400, 5500$ et 6600 , pour les valeurs de ψ de $17, 45, 73$ et 90° . On remarque que :

- les taux de turbulences semblent être indépendants de Re , sauf pour $\psi = 45^\circ$,
- les variations des taux de turbulence en fonction de x/D , pour $\psi = 17^\circ$ ($T_u=0,08$) et 90° ($T_u= 0,14$) présentent des profils similaires entre eux,
- les variations des taux de turbulence en fonction de x/D , pour $\psi = 45^\circ$ et 73° présentent également des profils similaires entre eux. On peut y remarquer un pic de turbulence maximale respectivement en $x/D = 0,5$ et $0,7$. Dans les deux cas, la valeur maximale $t_{u,m}$ du taux de turbulence est voisine de $0,4$.

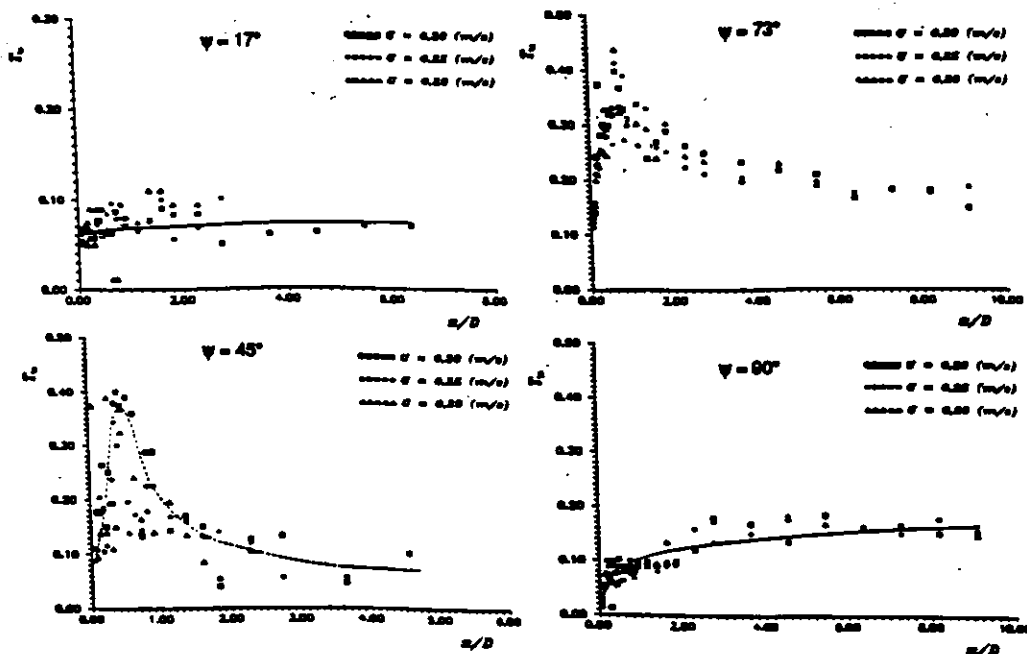


Figure 5 : Taux de turbulence dans le sillage du câble pour $\psi = 17^\circ, 45^\circ, 73^\circ$, et 90° .

Le taux de turbulence dans la zone d'interaction (zone 2, pour $17^\circ < \psi < 45^\circ$) est plus important juste en aval du modèle que dans les zones (1) et (3) où l'on a respectivement de la turbulence de couche limite et de la turbulence de traînée. Dans les zones (1) et (3) le taux de turbulence n'est en effet que d'environ $0,1$ alors qu'il atteint $0,4$ au voisinage de la zone (2).

Par ailleurs, loin en aval du modèle, il semble que cette zone d'interaction ne soit plus une zone de transition d'un type de turbulence à un autre type, elle se présente plus comme une zone de mélange entre les perturbations issues des zones (1) et (3), on remarque en effet que pour des valeurs de x/D supérieures à 4 , toutes les courbes présentes une asymptote

horizontale d'ordonnée voisine de 0,1, la turbulence produite dans la zone (2) proche de la forme étudiée s'est trouvée dissipée pour revenir au niveau moyen caractérisé par les asymptotes horizontales.

Il reste encore à caractériser la partie supérieure de la zone de transition pour laquelle le taux de turbulence ne donne pas d'information

3.3 - Taux d'énergie cinétique moyenne $t_{ecm} = f(x/D)$ (figure 6)

Le taux d'énergie cinétique moyenne est défini par :

$$T_{ecm} = \frac{1}{2} \frac{(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)}{U^2}$$

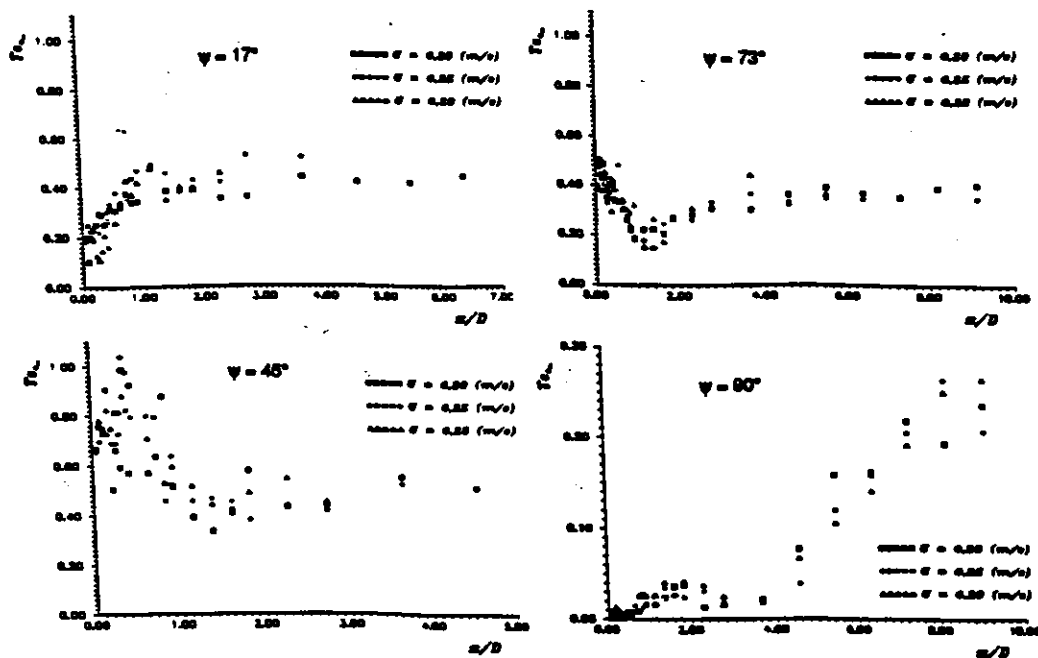


Figure 6 : Taux d'énergie cinétique moyenne dans le sillage du câble ($\psi = 17^\circ, 45^\circ, 73^\circ, 90^\circ$).

La figure 6 donne les taux d'énergie cinétique moyenne en fonction de Re . Elle permet de montrer que :

- les variations sont indépendantes de Re ,
- la courbe pour $\psi = 45^\circ$ présente un pic (en $x/D = 0,5$ environ), ce pic est caractéristique de la transition entre les deux parties, supérieure et inférieure, de la zone d'interaction (zone 2),
- pour $\psi = 17^\circ$ et 45° , la tangente à l'origine est positive, alors qu'elle devient négative pour $\psi = 73^\circ$,
- pour $\psi = 90^\circ$, la tangente est horizontale, et les valeurs sont nulles pour $x/D=0$,
- sur la courbe pour $\psi = 73^\circ$, il y a un minimum qui semble caractériser une transition entre la partie supérieure de la zone (2) et la zone (3), ce qui semble bien confirmer la limite supérieure de la zone d'interaction (zone (2)),

- toutes les courbes tendent vers une tangente horizontale dont le taux d'énergie cinétique moyenne est $t_{ec,m} = 0,40$ environ. Loin dans le sillage il semble donc qu'il y ait homogénéisation des perturbations, comme cela avait été montré au précédent paragraphe,
- la différence du signe de la pente à l'origine, positive pour $\psi = 17$ et 45° et négative pour $\psi = 73^\circ$, montre qu'il existe entre ces deux valeurs un changement de régime qui se caractérise par la délimitation d'une zone. Toutefois ce simple élément ne suffit pas à définir cette éventuelle limite.

3.4 - Détermination des différentes parties de la zone d'interaction

Comme nous l'avons vu dans les précédents paragraphes, la zone d'interaction (zone (2)) peut être décomposée en deux parties. La partie supérieure où prédominent des phénomènes dus à la traînée, et une partie inférieure où prédominent des phénomènes dus au sillage de la couche limite. Entre les deux, il existe une zone intermédiaire dans laquelle il y a interaction des deux types d'écoulements. L'analyse du taux d'énergie cinétique moyenne $T_{uec,m}$ de la vitesse longitudinale u permet de préciser ces limites. La figure 7 représente le taux d'énergie cinétique de la vitesse longitudinal u , pour un $x/D = 0,455$; cette valeur correspond à la distance à laquelle les enregistrements de vitesses font apparaître nettement les lâchers de tourbillons. On peut remarquer les pics d'énergie pour les angles de 17 , 45 et 62° , pics qui sont caractéristiques des lâchers de tourbillons. Ils permettent de confirmer le découpage du sillage de la forme étudiée, en trois parties

- la zone (1), entre 0 et 17° ,
- la zone (3), entre 62 et 90° ,
- la zone de transition, avec ses deux parties, l'une inférieure entre 17° et 41° , et l'autre supérieure entre 45° et 55° ; dans ces deux parties l'écoulement suit la forme étudiée.

Entre 41° et 45° , et entre 55° et 62° , il y a en permanence des lâchers de tourbillons à des fréquences non stables (comprises entre $0,9$ et $1,3\text{Hz}$). Dans la zone (1), il n'y a qu'un sillage de couche limite. Les zones (3) et la zone au dessus (partie verticale) sont en permanence le siège d'émission de tourbillons à une fréquence comprise entre $0,9$ et $1,3\text{Hz}$. Le pic d'énergie qui apparaît pour $\psi = 62^\circ$ permet bien de préciser la limite qui avait été définie au précédent paragraphe entre 45 et 73° .

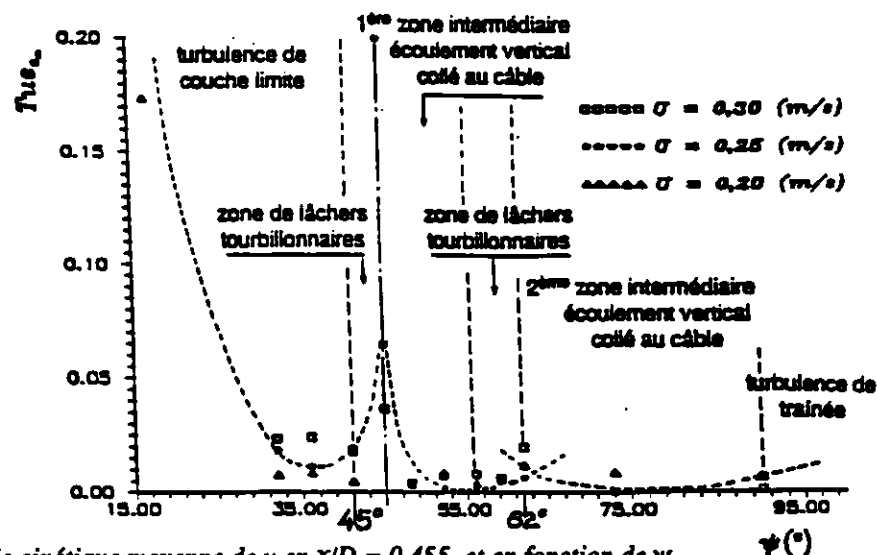


Figure 7 : Taux d'énergie cinétique moyenne de u en $x/D = 0,455$, et en fonction de ψ .

4 - Conclusion

Le modèle étudié, qui représente un tronçon de câble de forte courbure, fait apparaître des configurations complexes des structures tourbillonnaires créées. Il ressort cependant que dans la courbe il existe plusieurs zones chacune caractérisée par l'émission de structures spécifiques; cette zone constitue une zone d'interaction entre les différentes structures. Bien que dans cette zone il n'y ait que deux zones principales, zones inférieure et supérieure, il est toutefois évident qu'il faille tenir compte des zones intermédiaires dans la connaissance du sillage de cette forme curviligne (et donc d'un tronçon de câble). En effet, ce sont peut-être les pics de turbulence (en $\psi = 45^\circ$ et 62° environ) de chacune de ces dernières zones qui jouent un rôle essentiel dans la formation des allées tourbillonnaires, et donc, dans la mise en vibrations de la structure et ce, bien que les lâchers des grosses structures tourbillonnaires se fassent pour des inclinaisons inférieures (aux voisinages de $\psi = 41^\circ$ et 56°). Mais, si l'on reconsidère les zones décrites, inférieure et supérieure, couplées chacune avec la zone intermédiaire, alors nous pouvons envisager que c'est dans ces deux zones ainsi formées que les phénomènes hydrodynamiques exercés sur le modèle sont des plus significatifs.

En fait, il apparaît clairement que l'écoulement au voisinage d'un tronçon de câble de forte courbure, dans la zone de transition, est beaucoup plus complexe qu'on pouvait le penser, ce qui montre que les hypothèses, nécessaires à certains calculs de déformées ou de coefficients hydrodynamiques, sont en fait très délicates à utiliser. Il semble que ce type de zone d'interaction soit très dépendante de la configuration locale, en particulier dans le cas d'un tronçon de câble de forte courbure.

L'analyse spectrale que nous avons effectué par la suite fait nettement apparaître l'émission de grosses structures à une fréquence comprise entre 0,87 et 1,09 Hz pour un REYNOLDS compris entre 4400 et 6600. Par contre, la fréquence de tourbillons de Von KARMAN est difficilement mesurable. En effet, cette analyse révèle que de nombreux couplages hydrodynamiques apparaissent le long de la courbure du modèle. Par exemple, il est montré que les enroulements de fluide issus de la zone de couche limite (partie horizontale) influencent largement les petites structures tourbillonnaires de l'écoulement et forment, sous l'influence des lâchers de Von KARMAN, des tourbillons dont la fréquence de couplage peut être égale soit à la fréquence des grosses structures (dans ce cas, on observe des lâchers tourbillonnaires), soit égale à une fréquence intermédiaire (comprise entre la fréquence de STROUHAL f_ψ et 1,09 Hz) correspondant à des structures remontant le long du câble. L'influence de la courbure, qui conditionne les lâchers des grosses structures, devient alors tout à fait évidente. Ainsi, La connaissance de ces différentes fréquences de couplage doit permettre de mieux comprendre le comportement vibratoire des câbles.

Références

- [1] : PODE L. " A method of determining optimum lengths of towing cables. " - David Taylor Model Basin - report 717 avril 1950. " Tables for computing the equilibrium configuration of a flexible cable in uniform stream. " - David Taylor Model Basin - report 687 Mars 1951.
- [2] : MARICHAL D. "Ecole Nationale Supérieure de Mécanique - NANTES - 1979.
- [3] : LE GOFF J.P. " Calcul de la déformée d'un câble remorqué soumis à des vibrations hydroélastiques. " - Etat d'avancement n° 1 - NANTES - 1983.
- [4] : DAVIES M.E. and DANIEL A.P. " The hydrodynamics of a model of vibrating cable. " - OTC 4832 - HOUSTON, TEXAS - May 7-9 - 1984 - pp 471-480.
- [5] : RAMBERG S.E. and GRIFFIN O.M. " Vortex formation in the wake of a vibration flexible cable. " - Trans ASME - Journal of Fluid Engineering - N° 96 - pp 317-322. (1974). " The effects of vortex coherence, spacing and circulation on the flow induced forces on vibrating cables and bluff structures. " - Report 7945 NRL - N76 - 26437 - Januar 1976 - Naval Research Laboratory - Washington - D.C.. " Free vibrations of taut and slack marine cables. " - Nov 1977 - ASCE - J. of the Structural Division - Vol. 103 - pp 2079-2092.

Deuxième partie

Influence de la couche limite d'un fond plan sur les efforts subis par un cylindre horizontal placé dans une houle transversale

A. Sakout, A. Jarno-Druaux, E. Lambert & M. Belorgey

1 Introduction

Lorsqu'un cylindre est placé à proximité d'une paroi, la dissymétrie de l'écoulement qui apparaît, entraîne une modification importante des efforts subis par celui-ci. Dans le cas de l'écoulement oscillant, les études menées ont eu essentiellement pour objet d'analyser, pour différentes distances cylindre-fond (e), l'évolution de ces efforts en fonction de paramètres liés à l'écoulement extérieur (nombre de Reynolds, nombre de Keulegan-Carpenter) *SARPKAYA [1]*. D'autres études ont eu pour but de tenter d'interpréter l'évolution des efforts mesurés en fonction de e/D , à partir de visualisations de l'écoulement. En particulier, *SUMER & al. [2]* attribuent les pics de portance présents dans leurs enregistrements d'efforts au détachement de tourbillons côté paroi. Ce phénomène se produit jusqu'à des distances cylindre-fond telles que $e/D = 0,1$, ce qui est différent du résultat obtenu par *BEARMAN & ZDRAVKOVICH [3]* en écoulement permanent. En effet, ces auteurs ont constaté que le lâcher de tourbillon est supprimé dès que $e/D < 0,3$.

Dans toutes les études menées en écoulement oscillant, l'influence de la paroi est caractérisée par un paramètre définissant la proximité du cylindre à la paroi (e/D). En écoulement permanent, un autre paramètre est introduit qui est la distance δ/D , épaisseur de la couche limite du fond rapportée au diamètre du cylindre (*ZDRAVKOVICH [4]* *TANIGUCHI & MIYAKOSHI [5]*).

Nous avons choisi dans cette étude expérimentale menée en canal à houle de caractériser l'influence de la présence de la paroi sur le cylindre, par un paramètre lié à l'épaisseur de la couche limite oscillante sur le fond. Deux études ont été menées, avec pour objet, d'étendre la connaissance des efforts subis par un cylindre placé dans un écoulement de houle lorsque l'influence de la paroi agit différemment :

- Le cylindre est dans la couche limite générée sur le fond ($e/D = 0,09$)

- Le cylindre est en dehors de la couche limite, mais sous l'influence de la paroi ($e/D = 0,5$)

De plus, la connaissance fine du champ cinématique autour du cylindre pour ces deux positions cylindre-fond, va nous permettre une corrélation entre les efforts subis par le cylindre et l'écoulement autour de celui-ci.

Dans cette étude, les nombres de *Reynolds* R_e et de *Keulegan-Carpenter* K_C sont définis localement à partir de la vitesse du point occupé par le centre du cylindre en dehors de sa présence. Les deux nombres ($R_e = 1800$ et $K_C = 5$) qui définissent l'écoulement autour du cylindre sont constants. Ainsi tout changement sera attribué uniquement à la proximité de la paroi.

L'ensemble de ce travail est présenté dans la thèse de *SAKOUT* [7]. L'action du cylindre sur les contraintes de frottement sur le fond est analysée dans [8].

2 Dispositif expérimental

L'ensemble des expérimentations a été réalisé dans le canal à houle du Laboratoire de Mécanique des Fluides du Havre. Il mesure 9 m de longueur sur 0,8 m de largeur. Il a été conçu par *BELORGEY & LE BAS* [6].

Les études pour les deux positions cylindre-fond ($e/D = 0,09$ et $e/D = 0,5$) ont été menées avec un cylindre lisse de diamètre $D = 0,02$ m. L'ensemble des caractéristiques de la houle générée sont regroupées dans la figure (1).

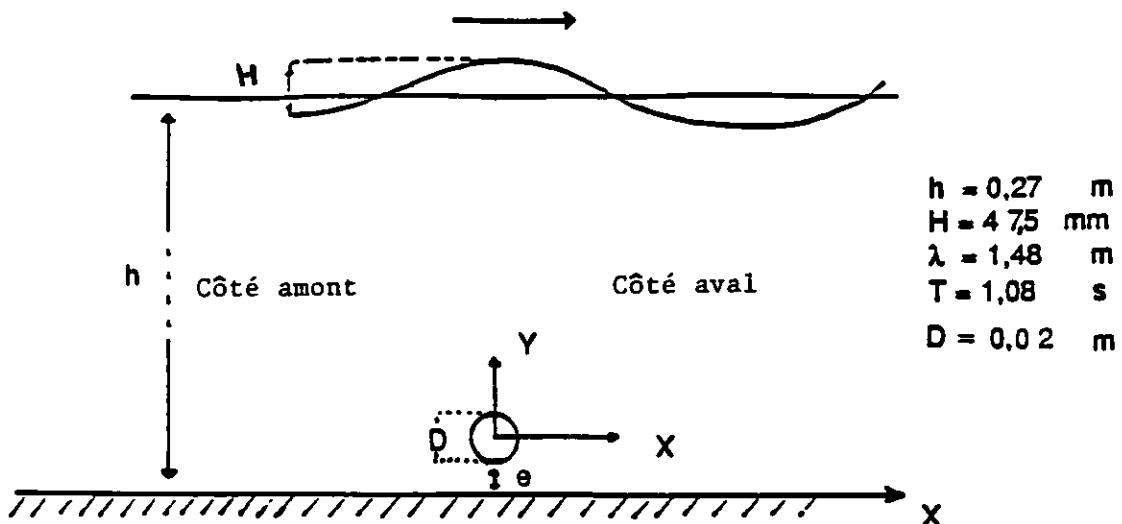


Figure 1:

La houle produite génère un courant eulérien dont l'intensité dépend de la profondeur. Dans la couche limite, la vitesse du courant est dirigée dans le sens de propagation et atteint 8% de la vitesse maximale mesurée dans cette région.

L'écoulement de houle génère sur la paroi une couche limite oscillante d'épaisseur maximale d'environ 3 mm. Ainsi, le paramètre δ/D est fixe et vaut 0,15. Les nombres de *Reynolds* et de *Keulegan-Carpenter* sont calculés à partir de U_m , vitesse horizontale maximale au point occupé par le centre du cylindre en dehors de sa présence ($U_m = 0,09$ m/s). Cette vitesse varie très peu entre les deux positions prises par le cylindre dans cette expérience. Ces nombres sont donc constants et égaux, pour le nombre de *Keulegan-Carpenter* défini par $K_C = U_m T/D$ à 5, et le nombre de *Reynolds* défini par $Re = U_m D/\nu$ à 1800.

Les vitesses ont été mesurées par la technique de Vélocimétrie Doppler à Laser à deux composantes. Cette technique ne perturbe pas l'écoulement et permet d'accéder aux fluctuations des vitesses, et par suite, à la turbulence.

Les résultantes verticale et horizontale des efforts subis par le cylindre ont été mesurées par des jauges de contraintes. Elles sont mises dans un dispositif de mesure placé à l'intérieur du cylindre. La précision du système est de $5 \cdot 10^{-2} N$.

3 Résultats et discussion

3.1 Evolution du champ cinématique - $e/D=0,09$ et $e/D=0,5$

La mesure du champ cinématique a été réalisée pour obtenir une carte des vitesses à chaque instant autour du cylindre. La résolution temporelle choisie est de 0,02 s, ce qui a permis d'obtenir 54 cartes instantanées de vitesse pour une période de houle de 1,08 s. Les figures (2) et (3) représentent le champ cinématique autour du cylindre 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 houle.

L'analyse du champ cinématique autour du cylindre met en évidence l'existence de deux régimes d'écoulement très différents entre un cas et l'autre. En effet, lorsque le cylindre est dans la couche limite du fond, les tourbillons côté extérieur à la paroi sont favorisés dans leur développement alors que lorsque le cylindre est écarté davantage de la paroi, ce sont les tourbillons côté paroi qui se développent. Pour $e/D = 0,09$, on peut noter de plus à chaque demi-période l'apparition d'un tourbillon côté paroi, rapidement lâché et détruit dans l'écoulement sous l'effet d'un jet qui se crée sous le cylindre. Ce résultat est en accord avec celui de *SUMER & al.* en écoulement oscillant.

Il est possible d'interpréter les deux régimes d'écoulement différents qui apparaissent par une action différente de la paroi. En effet, lorsque le cylindre est dans la couche limite du fond, l'espace cylindre-fond est totalement sous l'effet de la viscosité ce qui limite le développement possible des tourbillons inférieurs. Par contre, lorsque la distance cylindre-fond est plus grande ($e/D = 0,5$), un écoulement à grande vitesse (effet Venturi) se crée entre le cylindre et le fond, favorisant les tourbillons inférieurs.

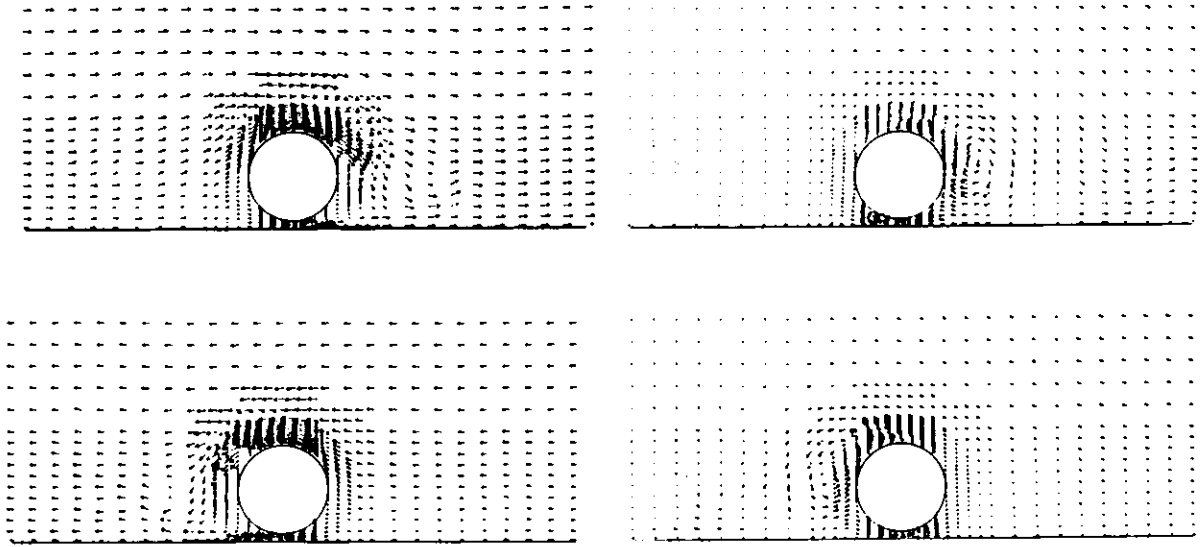


Figure 2: Passage des sommet (a), front descendant (b), creux (c) et front montant (d) de la vague pour $e/D = 0,09$.

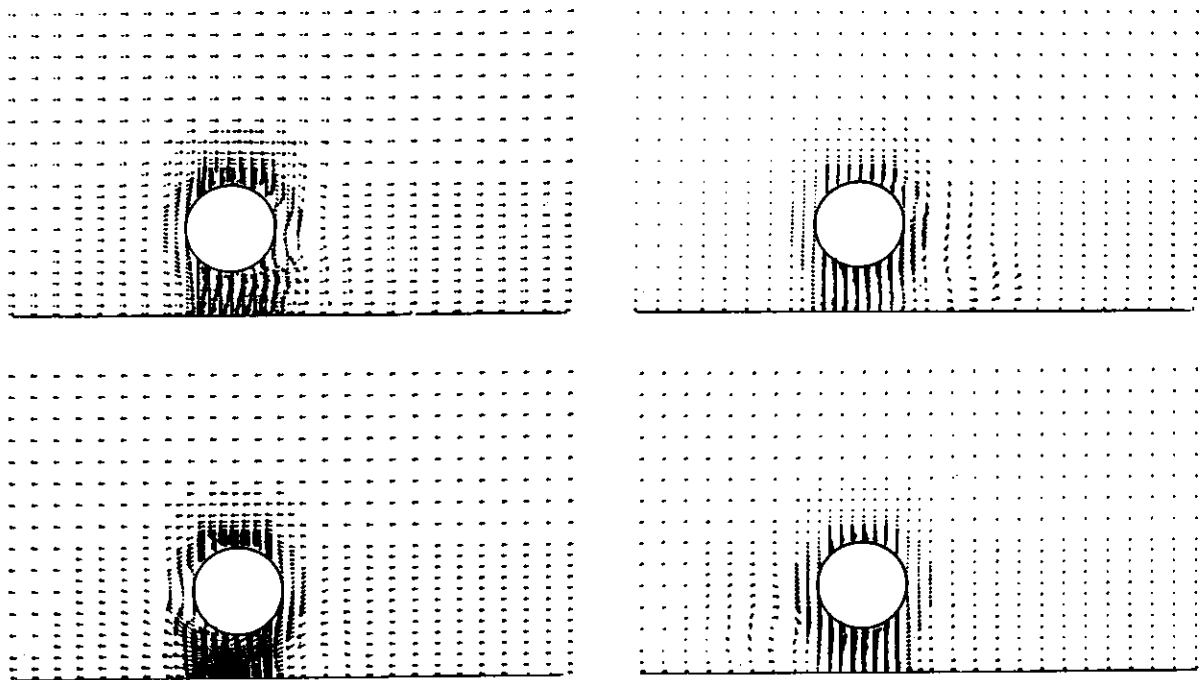


Figure 3: Passage des sommet (a), front descendant (b), creux (c) et front montant (d) de la vague pour $e/D = 0,5$.

4 Efforts subis par le cylindre

La figure (4) transcrit l'évolution temporelle (en fonction de la variable adimensionnelle t/T) des résultantes verticales et horizontales exercées sur le cylindre pour les deux positions cylindre-fond. Les figures (5) et (6) donnent les spectres de ces forces. Elles montrent que l'évolution des forces horizontales est dominée par la fréquence fondamentale. La contribution des harmoniques supérieures est pratiquement négligeable. L'évolution de la portance est dominée par la deuxième harmonique. Néanmoins, l'ordre zéro qui représente la partie constante de la portance exercée sur le cylindre n'est pas négligeable devant l'ordre dominant quand ($e/D = 0,09$). Lorsque le cylindre est dans la couche limite du fond, les efforts sont plus intenses que dans le cas où le cylindre est en dehors de celle-ci. Pour les deux positions cylindre-fond, les résultantes horizontales ont pratiquement la même évolution temporelle. Par contre, il existe d'importants changements sur la force de portance. Lorsque le cylindre est dans la couche limite ($e/D = 0,09$), la portance moyenne tend à repousser le cylindre du fond, alors que dans le cas où le cylindre est en dehors de la couche limite ($e/D = 0,5$) la portance moyenne attire le cylindre vers le fond. Ce changement de comportement des efforts subis par le cylindre est lié étroitement à l'écoulement autour du cylindre, et peut s'interpréter à partir de la différence d'influence de la paroi constatée.

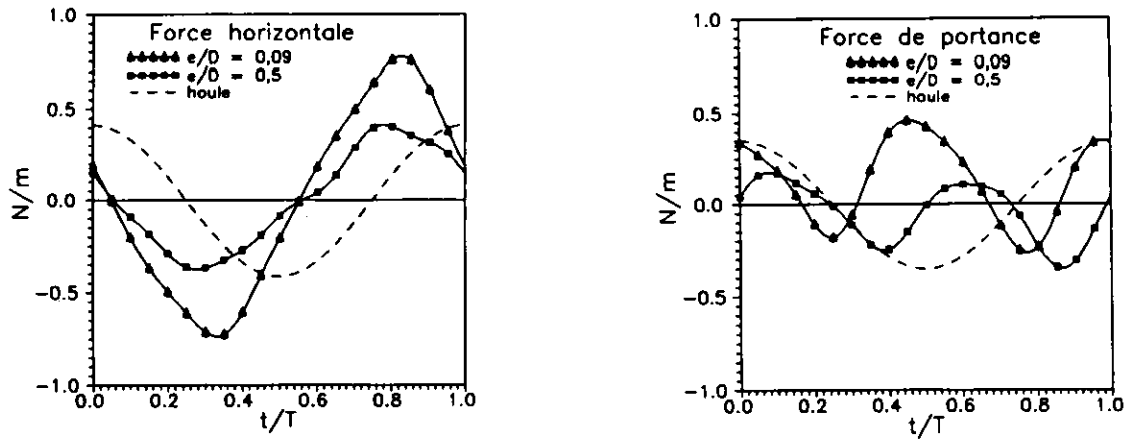


Figure 4: Résultantes de force subies par le cylindre

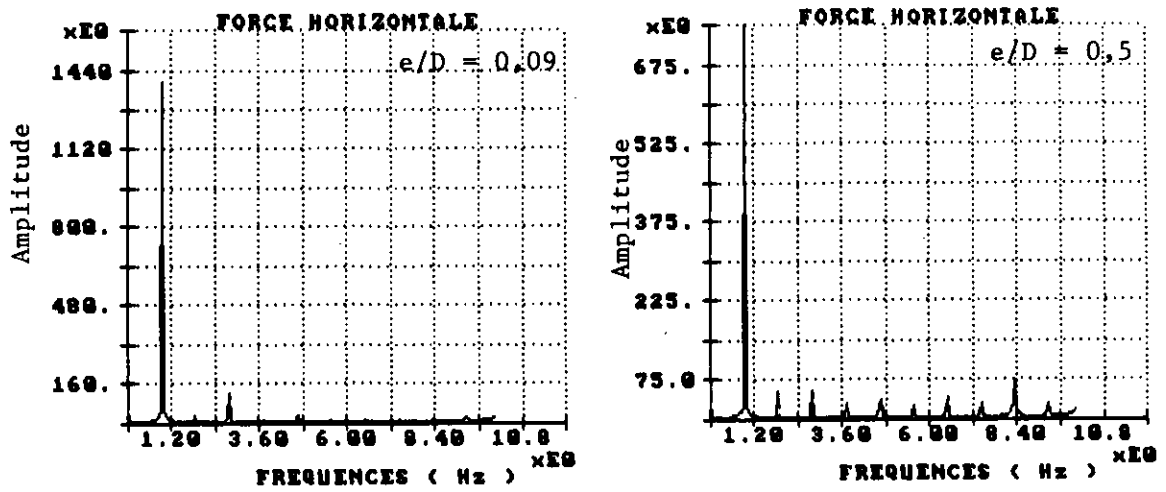


Figure 5: Spectre des efforts horizontaux

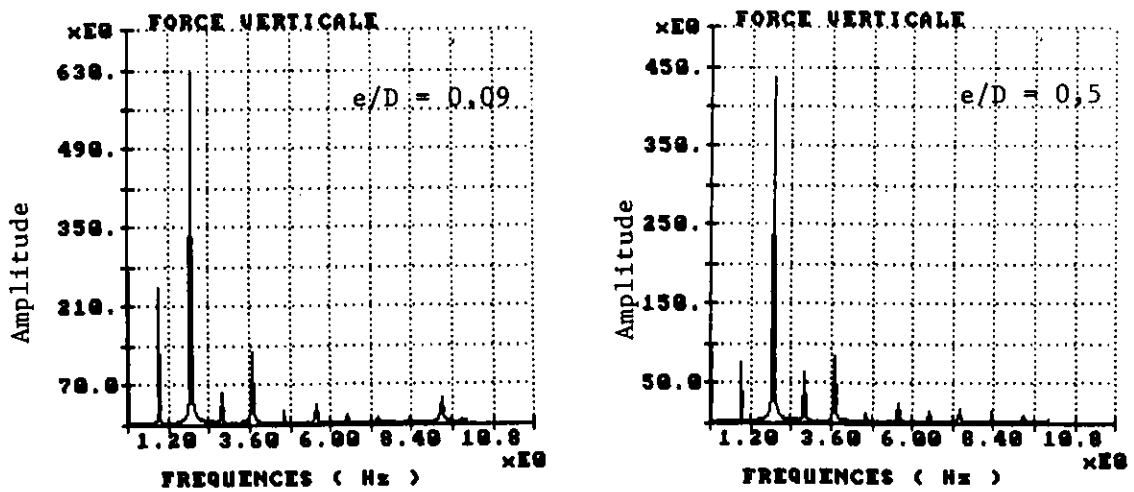


Figure 6: Spectre des efforts verticaux

5 Corrélation des efforts subis par le cylindre avec l'écoulement

5.1 Efforts horizontaux

- cas $e/D=0,09$. Au passage du sommet de la vague $t/T = 0$, il y a début de formation du tourbillon aval côté extérieur à la paroi. Au fur et à mesure que le tourbillon grossit, la résultante horizontale diminue. Elle atteint son minimum aux alentours de $t/T = 0,32$ qui correspond à la disparition du tourbillon. La force augmente pour s'annuler à $t/T = 0,56$, phase qui marque le début de formation du tourbillon amont côté extérieur à la paroi. Le maximum de la résultante horizontale coïncide avec la disparition totale de ce tourbillon qui survient à $t/T = 0,84$.

- cas $e/D=0,5$. Le début de formation du tourbillon côté paroi ($t/T = 0$) et son développement marque une diminution de la résultante horizontale. Le minimum de cette force est atteint lorsque le tourbillon lâché dans l'écoulement prend sa taille maximale ($t/T = 0,25$). Avec l'inversion des vitesses, et le début de la destruction du tourbillon, la force augmente. Cette croissance continue avec la formation du tourbillon amont côté paroi. La force atteint son maximum quand le tourbillon amont lâché dans l'écoulement est à son développement maximal ($t/T = 0,76$).

5.2 Efforts verticaux

- cas $e/D=0,09$. La formation à ($t/T = 0$) et le développement du tourbillon côté aval extérieur à la paroi, marque une décroissance de la portance. Cette décroissance s'estompe avec l'apparition du phénomène de jet à $t/T = 0,24$ qui coïncide avec le développement maximal de ce tourbillon. Le maximum de la portance est atteint à $t/T = 0,46$ quand le phénomène du jet est au maximum de son intensité. Avec l'inversion des vitesses, il y a apparition du tourbillon amont côté extérieur à la paroi et les phénomènes décrits précédemment se répète pendant la deuxième demi-période.

- cas $e/D=0,5$. Le début de formation du tourbillon aval côté extérieur à la paroi marque une croissance de la portance. Une fois le tourbillon lâché, la portance décroît et s'annule lorsque le tourbillon atteint son maximum de développement à $t/T = 0,24$. A cette phase, il y a apparition d'un effet Venturi entre le cylindre et le fond. A $t/T = 0,4$, le tourbillon est totalement détruit, et l'effet Venturi est bien établi ce qui marque un minimum de la portance. Lorsque l'intensité de l'effet Venturi diminue, la portance augmente pour s'annuler avec l'apparition du tourbillon amont à $t/T = 0,45$. Avec l'inversion des vitesses et le développement du tourbillon amont, la portance décroît et atteint son minimum lorsque le tourbillon est totalement détruit aux alentours de $t/T = 0,87$.

6 Conclusion

L'influence de la proximité de la paroi sur un cylindre horizontal change lorsque celui-ci est dans la couche limite du fond ou en dehors de celle-ci. Lorsque le cylindre est en contact avec la couche limite du fond ($e/D = 0,09$), la viscosité dans l'espace cylindre-fond provoque un effet de jet qui favorise le développement des tourbillons côté extérieur à la paroi. L'écoulement qui s'établit autour du cylindre entraîne l'apparition d'une portance moyenne ascendante. Dans le cas où le cylindre est en dehors de la couche limite ($e/D = 0,5$), il y a création d'effet Venturi entre le cylindre et le fond qui favorise le développement des tourbillons côté extérieur à la paroi, et agit de telle sorte que la portance moyenne attire le cylindre vers le fond.

Références

- [1] SARPKEYA, T. 1977, "In-line and transverse forces on cylinders near a wall in oscillatory flow at high Reynolds numbers". Offshore Technology Conference, 2898.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] ZDRAVKOVICH, M.M., 1985, "Forces on a circular cylinder near a plane wall". Applied Ocean Res., Vol. 7, N° 4, pp. 197-201.
- [5] TANIGUCHI, 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.
- [6] BELORGEY, M. & LE BAS, J. 1984, "Etude par Vélocimétrie Doppler Laser du champ des vitesses instantanées dans une houle produite en laboratoire". La Houille Blanche, No 5, pp. 363-368.
- [7] SAKOUT, A. 1992, "Analyse des actions de la houle sur un cylindre horizontal à proximité d'une paroi plane". Thèse de l'université du Havre.
- [8] SAKOUT, A., JARNO-DRUAUX, A., et BELORGEY, M. 1992, "Contribution à l'étude de l'érosion induite par la houle au voisinage d'un cylindre placé à proximité du fond". Journées nationales génie civil-génie côtier, NANTES, FRANCE, 26-28 Février