

5^e JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22, 23, 24 mars 1995 – ROUEN

**ETUDE EXPERIMENTALE DES INSTABILITES
DE SILLAGE D'UN CYLINDRE EN PILONNEMENT
AU VOISINAGE DE LA RESONANCE**

O.RODRIGUEZ - J.PRUVOST
ONERA-IMFL
5, boulevard Painlevé
59000 - LILLE.

Résumé

Les grosses structures tourbillonnaires du sillage d'un cylindre rigide en pilonnement au voisinage de la résonance sont analysées par strioscopie pour une amplitude d'oscillation donnée. Les résultats obtenus permettent d'établir, sur la gamme de fréquences considérée, une description précise des différents régimes existants. L'émission tourbillonnaire s'adapte à la fréquence d'oscillation du cylindre de façon que le rapport des deux pulsations soit toujours rationnel et demeure sensiblement constant sur une plage de synchronisation. La phase de l'émission tourbillonnaire subit des variations très rapides et présente une hystérésis. Une boucle d'hystérésis observée coïncide avec celle enregistrée dans le cas d'un cylindre sur appuis souples et libre d'oscillations.

Summary

The large scale vortices in the wake of a rigid cylinder undergoing forced oscillations at a constant amplitude are investigated throughout the synchronisation range by using a schlieren method. A precise description is given of the different regimes observed in the frequency range. The vortex shedding is locked to the cylinder oscillation so that the ratio between the two pulsations remains rational and keeps a constant value over the synchronisation range. The phase angle of the vortex shedding versus reduced velocity shows strong variations and exhibits hysteresis loops. One such loop coincides with the one brought out in experiments relative to free oscillations.

1/.Introduction

Les forces hydrodynamiques qui s'appliquent sur un câble normal à un écoulement résultent d'un couplage fluide-structure entre le sillage qui engendre une force transversale fluctuante et le câble qui oscille sous l'effet de cette force. Le phénomène devient critique lorsque la fréquence du sillage est proche d'un mode de vibration du câble. On assiste alors à une augmentation de l'amplitude de vibration et à de brusques changements de phase entre le déplacement du câble et la force transversale instationnaire. Cet accrochage de la fréquence du sillage sur celle de la vibration du câble s'accompagne d'une augmentation importante de la traînée.

Les mécanismes aérodynamiques qui régissent la synchronisation du câble et de son sillage ne sont pas encore bien connus. En particulier, il n'existe pas actuellement de modèle fiable de prédiction des efforts aérodynamiques.

Trois phénomènes physiques présents sont, par leurs interactions, à la base du couplage : le mouvement du câble, l'instationnarité du sillage et les forces agissantes, de nature aérodynamique et structurale. Le déplacement du câble altère en effet la structure instationnaire de l'allée alternée. Cette modification se traduit par une évolution des efforts aérodynamiques appliqués qui, à leur tour, vont entraîner le câble dans un mouvement différent. Il apparaît donc que l'étude du couplage peut être scindée en trois parties et ramenée à l'étude des relations qui lient : le déplacement du câble et son sillage instationnaire, le sillage et les efforts aérodynamiques induits sur l'obstacle, les efforts appliqués et le mouvement du câble. La plupart des recherches menées à ce jour ont eu pour objectif de caractériser la relation entre le mouvement du câble et les forces appliquées. Ceci est probablement dû à la possibilité d'accéder facilement à ces grandeurs par l'expérience. Par contre, peu d'expériences se sont attachées à décrire la liaison existant entre la structure instantanée du sillage et le mouvement du câble, et il ne semble pas exister de données disponibles concernant la relation entre l'allée alternée et les forces appliquées sur le câble. Ces carences sont probablement imputables à la difficulté de caractériser avec précision la structure instantanée du sillage proche.

Des synthèses des travaux réalisés ces dernières années sur le problème de la synchronisation d'un obstacle oscillant et de son sillage ont été publiés par Parkinson <1>, Sarpkaya <2>, Bearman <3>, Griffin et Hall <4>.

Bishop et Hassan <5> puis Staubli <6> ont montré qu'une variation de phase importante entre la portance instationnaire F_y et la position Y du cylindre apparaît lorsqu'un cylindre est en oscillation forcée au voisinage de la synchronisation. Des expériences similaires réalisées par Sarpkaya ont mis en évidence des variations très rapides des composantes de la portance en phase et en opposition de phase avec la position du cylindre <7>. Un autre moyen pour caractériser les charges aérodynamiques sur le cylindre consiste à mesurer les pressions fluctuantes sur l'obstacle. Les résultats obtenus par Bearman et Currie <8> pour un cylindre en oscillations forcées, aussi bien que ceux produits par Feng <9> et Ferguson et Parkinson <10> pour un cylindre libre d'oscillation sur appuis souples, font apparaître des changements de phase soudains entre les pressions instationnaires et la position du cylindre au voisinage de la synchronisation. Ces changements de phase indiquent que l'instant du cycle d'oscillation pour lequel l'allée alternée engendre la portance maximale varie beaucoup avec la vitesse réduite.

Contrairement aux propriétés précédentes, relativement bien décrites et qui concernent le mouvement du cylindre et les forces appliquées, la structure du sillage proche reste encore mal connue. Zdravkovich a fait un pas dans cette direction en comparant des visualisations d'écoulements provenant d'auteurs différents et concernant des cylindres en mouvement forcé ou libre d'oscillation <11>. Il suggère que les changements de phase subis par la portance instationnaire au voisinage de la synchronisation correspondent à des changements de phase dans le processus d'émission des tourbillons de l'allée alternée. Le déphasage entre les deux régimes d'émission caractérisant la synchronisation serait égal à π . Plus récemment, Ongoren et Rockwell ont réalisé des visualisations du sillage d'un cylindre en pilonnement par bulles d'hydrogène et ont corrélé le signal transmis par un film chaud placé dans le sillage et celui d'un capteur de déplacement implanté sur l'obstacle et fournissant la position instantanée du cylindre <12>. Le déphasage enregistré est également égal à π .

Williamson et Roshko ont étudié le sillage d'un cylindre mobile, tiré par un chariot suivant une trajectoire oscillante, et plongé dans un réservoir d'eau au repos <13>. La méthode optique mise en oeuvre pour visualiser le sillage consiste à observer la trajectoire de particules d'aluminium en suspension sur la surface libre. Les résultats obtenus montrent que la synchronisation est caractérisée par l'émission d'une paire de tourbillons à chaque demi oscillation. Selon la valeur de la fréquence réduite, les tourbillons émis vont soit subir une agglomération supplémentaire dans le sillage proche, soit se dédoubler, ce qui se traduit par l'émergence de régimes différents. Les auteurs suggèrent que le maximum de portance coïncide avec le régime "critique", défini comme celui pour lequel la distribution de rotationnel est la plus concentrée dans le sillage proche.

Feng a montré, qu'en plus des variations de phase entre la portance et la position de l'obstacle, une hystérésis importante dans le mouvement d'un cylindre libre d'oscillation et faiblement amorti existait au voisinage de la synchronisation <9>. Des déplacements d'amplitude plus grande sont obtenus quand la vitesse réduite croît, en comparaison avec les amplitudes enregistrées quand la vitesse décroît sur la même plage. Ce comportement non linéaire a été confirmé récemment par Brika et Laneville <14> qui ont mis en évidence des régimes d'émission tourbillonnaires semblables à ceux décrits par Williamson et Roshko <13>.

Ces résultats montrent que l'écoulement autour d'un cylindre libre d'oscillation varie très rapidement avec la vitesse réduite. Puisque toute variation de la vitesse réduite modifie l'amplitude de la vibration, il n'est pas très aisé de déterminer l'importance relative de ces deux paramètres sur l'écoulement. Cela explique pourquoi de nombreuses études ont été menées en oscillations forcées, de manière à pouvoir faire varier indépendamment la fréquence et l'amplitude d'oscillation. Toutefois, si on veut extrapoler les résultats obtenus en oscillations forcées au cas du cylindre en oscillations libres, il faut considérer que l'écoulement autour d'un cylindre libre oscillant à une amplitude donnée est identique à celui autour d'un cylindre en oscillations forcées vibrant à la même amplitude, même vitesse réduite et même nombre de Reynolds. Etant donné que le régime d'oscillation d'un cylindre libre est obtenu par modulation de la vitesse au loin, cela revient à considérer que l'histoire de l'écoulement n'influe pas. Les données expérimentales disponibles semblent indiquer que les régimes d'écoulement sont les mêmes pour le cylindre libre et le cylindre forcé <3>.

L'objet de la présente étude est de déterminer la structure instantanée de l'allée alternée qui se développe derrière un cylindre rigide en pilonnement au voisinage de la synchronisation, et de corrélérer cette structure avec le mouvement de l'obstacle. L'originalité de cette recherche provient de la technique de visualisation du sillage par strioscopie et marquage thermique des tourbillons de l'allée alternée. La qualité des images enregistrées permet en effet d'apporter une description fine des différents régimes d'écoulements et une détermination relativement précise de la phase de l'émission tourbillonnaire par rapport au mouvement du cylindre.

2/.Dispositif expérimental

2.1/.Installation

Les essais ont été réalisés dans la cuve hydrodynamique de l'IMFL. La veine d'expérience est verticale et sa section rectangulaire $140 \times 104 \text{ mm}^2$.

Le modèle est constitué par un cylindre métallique de diamètre $D = 1 \text{ cm}$ et d'envergure égale à la largeur de veine. Ce cylindre est solidaire à chaque extrémité de deux plats métalliques pouvant coulisser dans un plan normal à la vitesse au loin. Les plats sont affleurants aux parois de la veine, afin que leur mouvement perturbe le moins possible l'écoulement. L'amplitude A du mouvement du cylindre est réglable et déterminée par une came amovible. Une description plus détaillée du montage est fournie dans la référence <15>.

La vitesse au loin est réglée à l'aide d'un débitmètre électromagnétique qui assure une précision de 0.5%. Un capteur de position solidaire du système d'entraînement recopie le mouvement du cylindre. Le signal transmis est numérisé et enregistré. Une fois traité, il permet de déterminer la fréquence d'oscillation effective N et la position instantanée Y du cylindre.

Les essais ont été réalisés pour $A/D = 0.237$ et $N \leq 3.8$ Hz. La vitesse au loin U est égale à 7 cm/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re = 700$. Dans ces conditions, on a $ND/U \leq 0.55$ et l'intervalle de variation de la fréquence réduite est suffisamment grand pour englober le phénomène de synchronisation.

2.2./Système de visualisation

Le sillage du cylindre est visualisé par strioscopie. Cette technique de visualisation est basée sur les variations d'indice de réfraction du liquide avec la température. On sait en effet que l'indice de réfraction d'un liquide est une fonction très sensible de la température. Cette propriété peut être exploitée pour individualiser les structures turbulentes d'un sillage. Sa mise en oeuvre repose alors sur un marquage thermique, de très faible intensité, des tourbillons, à partir des lignes de décollement <16>. Dans le cas présent, le cylindre est équipé sur toute son envergure de deux résistances chauffantes de diamètre 1.5mm, diamétralement opposées, montées parallèlement aux génératrices et affleurant à la surface du cylindre au voisinage des points de décollement.

Les images de l'écoulement ont été enregistrées selon deux modes : à l'aide d'un appareil photographique motorisé à une cadence de 5.8 images par seconde ou en mode vidéo. Les images enregistrées sur film photographique sont de bien meilleure qualité, mais la cadence d'échantillonnage s'est révélée trop faible pour assurer un dépouillement précis, c'est-à-dire une bonne corrélation entre la position du cylindre et la structure instantanée du sillage proche. Le dépouillement a donc été réalisé à partir des enregistrements vidéo, mais ce sont les clichés photographiques qui, à cause de leur qualité, ont servi de support pour confectionner les planches du présent document.

Dans les deux cas, les visualisations de l'écoulement sont enregistrées simultanément aux signaux transmis par le capteur de position et par le débitmètre. Lorsqu'on utilise l'appareil photographique, la base de temps est fournie par le signal transmis par le flash, qui est également enregistré et indique l'instant des prises de vue. La procédure adoptée en mode vidéo est différente. Au fur et à mesure de l'acquisition, chaque image est digitalisée, ce qui permet d'y incruster en temps réel les valeurs instantanées de la vitesse de l'écoulement et de la position du cylindre. D'autres grandeurs telles que la fréquence d'oscillation du cylindre, déduite du signal de position sur les périodes précédentes, l'amplitude et la fréquence réduite sont également incrustées. Après cette opération, l'image numérique modifiée est à nouveau codée en vidéo avant enregistrement sur magnétoscope. Cette technique permet ainsi d'afficher simultanément sur l'écran la visualisation instantanée de l'écoulement et toutes les grandeurs caractéristiques qui s'y réfèrent.

3/.Exploitation des visualisations

La configuration du sillage peut être en équilibre ou non selon le régime de l'écoulement. En particulier, l'équilibre n'est pas atteint tant que des regroupements tourbillonnaires s'opèrent au sein de l'allée alternée. Ceci nous amène à utiliser la décomposition suivante du sillage qui nous semble appropriée à l'étude des propriétés instationnaires :

- Sillage proche : domaine où les structures tourbillonnaires sont en formation. Ce domaine se situe à proximité de l'obstacle. Il caractérise le mode d'émission des tourbillons dans le sillage et par voie de conséquence l'intensité des efforts appliqués.

- Sillage lointain : domaine où l'agencement des structures tourbillonnaires est établi, en ce sens où la fréquence ne varie plus.

Le dépouillement des enregistrements vidéo a été réalisé image par image, ce qui représente une cadence d'échantillonnage de 50 Hz.

Les grandeurs déduites du dépouillement sont la fréquence N_A du sillage proche, la fréquence N_{AL} du sillage lointain et la phase des tourbillons émis.

Les fréquences caractéristiques du sillage sont déterminées en comptant le nombre de tourbillons d'une même file qui passent à une abscisse fixée pendant un intervalle de temps donné. La fréquence N_A a été calculée un peu en aval de la zone de recirculation, à des abscisses variant de $2D$ à $4D$ suivant la taille de la zone de recirculation. La fréquence N_{AL} a

été déterminée à une distance voisine de $10D$ en aval de l'obstacle. Dans tous les cas le calcul a été opéré en considérant un nombre de tourbillons supérieur à 10.

La phase des tourbillons émis a été définie par rapport à la position Y/A du cylindre à l'instant de l'émission. Si la position du cylindre peut être déterminée avec une bonne précision, l'instant de l'émission des tourbillons dans le sillage est plus délicat à apprécier. On peut considérer que les tourbillons sont émis dans le sillage lorsqu'ils ne font plus partie de la zone de recirculation, c'est-à-dire lorsqu'ils ne sont plus alimentés par les zones de mélange issues des décollements. Partant de là, on peut donc définir l'instant de l'émission comme celui où le contact est rompu entre le tourbillon et la zone de mélange qui lui a donné naissance. La pl.1 montre une visualisation du sillage proche avant et après l'émission du tourbillon.

4/.Résultats

Les résultats obtenus montrent que l'émission tourbillonnaire tend à s'adapter au mouvement de l'obstacle en se synchronisant sur la fréquence d'oscillation du cylindre. La synchronisation des deux systèmes oscillatoires intervient pour des valeurs des fréquences telles que :

$$\frac{S_C}{S_A} = \frac{p}{q} \quad \text{où } S_C = \frac{ND}{U}, \quad S_A = \frac{N_A D}{U}, \quad p \text{ et } q \text{ sont des entiers.}$$

Le graphe de S_C/S_A en fonction de S_C montre que, pour $p/q \geq 1/2$, la synchronisation persiste lorsque S_C varie sur un intervalle donné (fig.1). On observe en particulier l'existence de trois plages de synchronisation correspondant à $0.1 < S_C < 0.2$, $0.2 < S_C < 0.26$ et $0.32 < S_C < 0.42$. Si chaque plage de synchronisation est caractérisée par la valeur de p/q , elle peut néanmoins comporter, comme on le verra par la suite, des régimes d'écoulement différents. Il semble que des plages de synchronisation existent également pour $p/q < 1/2$, mais elles sont beaucoup moins visibles.

On peut maintenant étudier dans le détail la structure des régimes d'écoulement observés.

Quand le cylindre est fixe, le nombre de Strouhal de l'allée alternée est $S_{AS} = 0.222$ (pl.2).

La mise en vibration du cylindre, pour des valeurs de S_C petites devant S_{AS} , provoque une modification du sillage induite par le déplacement transversal des tourbillons successivement émis au cours du cycle d'oscillation de l'obstacle. Les régimes d'écoulement observés sont caractérisés par la phase et la fréquence de l'émission tourbillonnaire. Le régime correspondant à S_C voisin de 0.05 est un régime sous harmonique caractérisé par une émission du tourbillon émanant du point de décollement inférieur (que nous appellerons I-tourbillon) en $Y/A = 1,0$ et -1 successivement, et par une émission du tourbillon émanant du point de décollement supérieur (que nous appellerons S-tourbillon) en $Y/A = \pm 0.7$ environ. Les I-tourbillons et S-tourbillons sont définis sur la fig.2. L'émission des I-tourbillons et des S-tourbillons étant alternée, on aboutit à un système tourbillonnaire de fréquence quatre fois plus grande que la fréquence d'oscillation du cylindre (fig.3) Le régime d'écoulement est celui d'une synchronisation à $S_C/S_A = 1/4$.

Le régime sous harmonique observé pour $S_C/S_A = 2/7$ est caractérisé par une émission tourbillonnaire schématisée sur la fig.4. La fig.4a reproduit sur quelques alternances la position Y/A du cylindre à l'instant de l'émission des I-tourbillons et S-tourbillons pour $S_C = 0.060$. La fig.4b constitue une idéalisation de la fig.4a. Elle lisse les erreurs de mesure et les instabilités de l'émission tourbillonnaire et permet une meilleure interprétation des données expérimentales. On peut constater que deux cycles du cylindre correspondent à sept alternances de l'allée alternée.

Le phénomène d'accrochage des fréquences de deux systèmes oscillatoires vibrant à des fréquences différentes se traduit en général par l'existence de plages de synchronisation. Dans le cas présent, le fait que chacun des deux régimes précédemment décrits a pu être observé pour des valeurs de S_C différentes atteste de l'existence de telles plages. Mais ces

plages de synchronisation ne sont pas délimitées par des frontières bien nettes. Les régimes d'écoulement précédents sont en réalité relatifs à des bouffées structurées qui durent pendant des intervalles de temps plus ou moins longs, et entre lesquelles s'intercalent des régimes moins structurés, avec une émission tourbillonnaire plus aléatoire. Il arrive même parfois qu'entre ces bouffées structurées s'intercale une bouffée d'un régime structuré correspondant à une plage de synchronisation voisine. La fig.5 montre à titre d'exemple le diagramme d'un écoulement où le régime passe successivement d'une synchronisation à $S_C/S_A = 2/7$ à celle où $S_C/S_A = 1/4$. La durée des régimes peu structurés augmente à mesure que l'on se rapproche de la frontière de la plage de synchronisation. Ces perturbations du sillage traduisent donc probablement le passage d'un régime synchronisé au régime voisin.

Les fig.6 et 7 présentent les diagrammes de l'émission tourbillonnaire des régimes synchronisés à $S_C/S_A = 1/3$ et $S_C/S_A = 2/5$.

Il faut noter que l'émission tourbillonnaire relative à $S_C/S_A = 2/5$ est dissymétrique par rapport à l'axe de l'écoulement, du fait que les deux demi alternances qui composent un cycle d'oscillation du cylindre ne comportent pas le même nombre de tourbillons (fig.7). Il existe donc deux structures possibles pour le sillage selon que la demi alternance qui comporte le plus grand nombre de tourbillons intervient d'un côté ou de l'autre de l'axe de l'écoulement. Il s'ensuit que la dissymétrie du sillage bascule parfois sous l'effet probable d'une petite perturbation de la phase de l'émission tourbillonnaire. Ce basculement intempestif et répété perturbe alors la zone de recirculation. Celle-ci peut s'allonger et produire une succession de tourbillons de tailles différentes qui peuvent donner lieu à des agglomérations dans le sillage lointain et aboutir à des allées alternées de formes différentes. Ceci constitue pour le sillage une source supplémentaire d'instabilités qui viennent s'ajouter, comme on l'a vu précédemment, à celles induites par les influences simultanées de deux plages de synchronisation voisines. On peut noter que le régime synchronisé à $S_C/S_A = 2/7$ présente une dissymétrie du même type, mais ce régime semble curieusement plus stable car les basculements du sillage n'ont pas été observés.

Lorsque S_C devient voisin de 0.10 le sillage s'accroche sur la synchronisation correspondant à $S_C/S_A = 1/2$. La zone de recirculation est allongée et l'émission des tourbillons s'établit sur un mode tel que les S-tourbillons sont lâchés en $Y/A = \pm 1$ et les I-tourbillons en $Y/A = 0$ (fig.8). La répartition des tourbillons dans le sillage proche s'opère toutefois selon une règle qui ne respecte pas l'apparente symétrie du lâcher tourbillonnaire. En effet, si on considère un I-tourbillon lâché sur l'axe, sa position dans le sillage proche dépendra du sens de la demi oscillation en cours, du fait que la zone de mélange issue du point de décollement fait avec l'axe de l'écoulement un angle qui dépend du sens de déplacement du cylindre (fig.9). Si le cylindre progresse selon Y/A croissant, le I-tourbillon sera émis vers l'extérieur du sillage. Si le cylindre progresse selon Y/A décroissant, le I-tourbillon sera émis au voisinage de l'axe de l'écoulement. La règle est la même pour le S-tourbillon. L'alternance des I-tourbillons et des S-tourbillons produit un sillage composé de deux tourbillons convectés de part et d'autre de l'axe, suivis de deux tourbillons convectés le long de l'axe. Les tourbillons sur l'axe étant quelque peu confinés, ils diffusent moins et gardent une taille plus petite. Le sillage comporte donc deux gros tourbillons contra-rotatifs suivis de deux tourbillons contra-rotatifs plus petits se déplaçant le long de l'axe (pl.3). Il faut noter que ce régime présente un mode d'émission symétrique. On peut avoir en effet deux types de sillage selon que ce sont les I-tourbillons ou les S-tourbillons qui sont émis en $Y/A = \pm 1$. Ces deux modes coexistent bien et le passage de l'un à l'autre se traduit toujours par une perturbation temporaire de l'émission tourbillonnaire et du sillage.

Si S_C croît davantage et devient proche de 0.13, le régime de l'écoulement est encore celui d'un accrochage sur la plage de synchronisation $S_C/S_A = 1/2$, mais le processus de l'émission tourbillonnaire et la structure du sillage se trouvent modifiés. En effet, on remarque que, dans ce cas, chaque zone de mélange engendre une structure tourbillonnaire qui se divise en deux tourbillons co-rotatifs qui vont se suivre et être convectés dans le sillage lointain. Ceci peut être relié au fait que le flux de rotationnel émis à partir des points de décollement devient plus important. On aboutit à un mode (2I-2S) pour lequel 2 I-tourbillons sont émis pendant une demi-oscillation du cylindre suivis de 2 S-tourbillons durant la demi-oscillation suivante. L'étirement de la zone de mélange et le déplacement du point d'émission au cours du temps font que chaque paire de 2I ou 2S-tourbillons est constituée d'un premier tourbillon convecté

sensiblement sur l'axe et d'un second tourbillon situé sur la partie externe du sillage. Le tourbillon externe étant moins confiné que l'autre, il diffuse plus facilement, et sa taille va donc augmenter un peu plus rapidement. La diffusion des tourbillons va mettre en contact ces structures co-rotatives qui vont finir par s'agglomérer dans le sillage lointain (fig.10a). Si on observe un peu plus attentivement le phénomène, on constate qu'au cours de l'émission d'une paire de 2I-tourbillons, le tourbillon émis en dernier est lâché simultanément au premier tourbillon de la paire de 2S-tourbillons qui suit, et le même processus s'opère lors de l'émission du deuxième tourbillon de la paire 2S. Ceci permet d'établir une description du régime considéré légèrement différente de la précédente, bien que les deux descriptions se complètent. On peut considérer que les I-tourbillons et les S-tourbillons ne sont plus émis les uns après les autres, mais simultanément, par paires successives de (I-S) tourbillons constituées chacune de un I et un S-tourbillon. La zone de recirculation étant relativement grande, la longueur de chacune des zones de mélange à l'instant de l'émission n'est pas égale pour les deux tourbillons. Lorsque le cylindre progresse vers les Y positifs, la zone de mélange relative au I-tourbillon est plus grande que celle relative au S-tourbillon. Lorsque le cylindre progresse vers les Y-négatifs, c'est l'inverse (fig.10b). L'étirement des zones de mélange et le fait que ces zones s'alignent sensiblement avec la direction de l'écoulement relatif induisent une répartition des tourbillons en zig-zag. Chaque paire de (I-S)tourbillons est constituée d'un tourbillon situé sur la partie externe du sillage et d'un autre convecté sensiblement le long de l'axe de l'écoulement. Le processus d'émission donne naissance à une suite de tourbillons où chaque tourbillon externe est en contact avec le tourbillon interne appartenant au couple précédent (fig.10c). Ces deux structures sont co-rotatives et vont donc s'agglomérer dans le sillage lointain. Si la fréquence d'oscillation du cylindre augmente, la fréquence des structures émises va croître, et comme leur vitesse de convection reste sensiblement constante, l'appariement des tourbillons va s'opérer plus tôt. La pl.4, correspondant à $S_C = 0.161$, met en évidence ce regroupement (le cliché 1 montre l'émission de deux S-tourbillons qui se suivent, leur appariement complet étant apparent sur le cliché 5). Après agglomération, le nombre de Strouhal du sillage est divisé par deux, et on a $S_{AL} = S_C$. Si S_C continue de croître, l'agglomération va s'effectuer de plus en plus près du cylindre. La fréquence de l'allée alternée est alors égale à celle du cylindre, mais l'émission s'opère encore par paires de (I-S) tourbillons (pl.5). Ce régime correspond à des conditions frontières de la plage de synchronisation $S_C/S_A = 1/2$.

En effet, si S_C continue de croître, le sillage proche tend à s'adapter aux conditions d'oscillation du cylindre pour permettre l'évacuation vers l'aval du flux de vorticité croissant. L'agglomération précédente disparaît et on revient à une formation des tourbillons à l'extrémité de la zone de recirculation. On passe donc du mode d'émission par paires (I-S) au mode classique où un I-tourbillon et un S-tourbillon sont lâchés à chaque demi cycle et on a $S_C = S_A$ (pl.6). Ce régime persiste sur la plage $0.20 \leq S_C \leq 0.26$ et correspond à la synchronisation à $S_C/S_A = 1$. La pl.7 montre le sillage correspondant à $S_C = S_A = S_{AS}$.

Une étude fine du processus d'émission tourbillonnaire a été menée de manière à déterminer l'évolution de la phase lorsque le sillage passe de la plage de synchronisation à $S_C/S_A = 1/2$ à celle à $S_C/S_A = 1$. La fig.11 montre la position instantanée Y/A du cylindre et le sens de déplacement du cylindre au moment du lâcher tourbillonnaire dans le sillage proche. Le dépouillement a été réalisé pour un nombre de tourbillons important de manière, d'une part à minimiser les erreurs d'appréciation de l'instant de l'émission, et d'autre part à lisser la dispersion liée aux petites fluctuations des régimes d'écoulement. Le graphe de la fig.11 est relatif à l'émission des I-tourbillons et des S-tourbillons pour des valeurs croissantes de la fréquence N d'oscillation du cylindre. La schématisation de l'émission tourbillonnaire qui accompagne ce graphe précise que, lorsque le régime de l'écoulement est synchronisé à $S_C/S_A = 1/2$ avec émission par paires de (I-S) tourbillons, la position du cylindre portée sur le graphe correspond à l'émission du second tourbillon de chaque paire. Pour une position donnée du cylindre, des symboles différents sont utilisés selon que le cylindre se déplace suivant les valeurs de Y croissantes ou décroissantes. On constate que l'évolution de la phase est continue avec une variation très rapide sur la plage de synchronisation à $S_C/S_A = 1$. Des essais identiques ont été réalisés pour les mêmes valeurs de S_C , mais en faisant varier N par valeurs décroissantes, dans le but de détecter l'existence d'une hystérésis sur la courbe des phases. La fig.12 montre que les résultats obtenus sont très proches de ceux enregistrés pour N croissant,

excepté au milieu de la plage de synchronisation à $S_C/S_A = 1/2$ avec émission des tourbillons par paires (I-S). En effet, si N décroît, le lâcher des I-tourbillons et des S-tourbillons peut s'opérer dans cette zone pour Y voisin de zéro, alors que, lorsque N croît, le lâcher a lieu pour Y/A sensiblement constant et voisin de ± 0.5 . Cette différence sur la phase de l'émission tourbillonnaire selon que N croît ou décroît doit certainement se traduire par des écarts sur les forces aérodynamiques appliquées, et peut expliquer les phénomènes d'hystérésis observés sur les efforts mesurés par plusieurs auteurs <9>, <14>.

La phase ϕ de l'émission tourbillonnaire est définie par rapport à la position Y/A du cylindre à l'instant de l'émission. On pose $\phi = 0$ si l'émission d'un I-tourbillon intervient lorsque le cylindre passe en $Y = 0$ par valeurs croissantes, et $\phi = \pi$ en $Y = 0$ par valeurs décroissantes. De même, et par raison de symétrie, $\phi = \pi$ si l'émission d'un S-tourbillon intervient lorsque le cylindre passe en $Y = 0$ par valeurs croissantes, et $\phi = 0$ en $Y = 0$ par valeurs décroissantes. Dans ces conditions, l'information portée sur les graphes des fig.11 et 12 peut être traduite en terme de phase. Ceci est réalisé sur la fig.13 qui lisse les résultats précédents et fait apparaître l'existence d'une deuxième boucle d'hystérésis pour $0.20 < S_C < 0.25$. On observe que, lorsque N croît, l'émission tourbillonnaire subit un déphasage égal à π sur la plage $S_C/S_A = 1$, et un déphasage total égal à 225° si on prend également en compte la plage $S_C/S_A = 1/2$. Lorsque N décroît, le déphasage total est égal à $3\pi/2$.

Lorsque S_C continue de croître et devient voisin de 0.25, l'émission caractéristique de la synchronisation à $S_C/S_A = 1$ est perturbée par quelques tourbillons à nouveau émis sur le mode par paires (I-S). Cette perturbation déstabilise l'allée alternée qui perd temporairement sa structure ordonnée. Pour $S_C \approx 0.26$, les trains de tourbillons émis sur le mode de l'allée alternée classique et ceux émis par paires (I-S) se succèdent à une cadence sensiblement égale. On se trouve à la frontière de la plage de synchronisation. Quand S_C varie de 0.27 à 0.29 approximativement, l'émission par paires (I-S) devient progressivement dominante. Le sillage est de plus en plus perturbé. La phase de l'émission tourbillonnaire et la fréquence du sillage sont difficiles à déterminer sur un laps de temps significatif. Si S_C croît davantage, l'émission se fait exclusivement par paires (I-S). Une paire de tourbillons est émise à chaque demi cycle, lorsque le cylindre passe en $Y/A = +1$ ou -1 . La vitesse de convection des tourbillons étant petite en regard de leur fréquence d'émission, les I-tourbillons d'une part et les S-tourbillons d'autre part vont s'agglomérer pour créer la structure de l'allée alternée. L'appariement s'opère dans le sillage proche par paquets de 4 tourbillons suivant une règle très précise : le quatrième tourbillon est toujours émis en $Y/A = -1$, en même temps que le deuxième tourbillon de l'autre file et il s'apparie aux trois précédents avec un temps de retard (fig.14). Ce régime est celui de la synchronisation à $S_C/S_A = 2$ et est observé pour $0.32 \leq S_C \leq 0.41$ approximativement (pl.8).

La plage de synchronisation suivante correspond à $S_C/S_A = 3$. Chaque tourbillon de l'allée alternée résulte de l'agglomération de 6 S-tourbillons ou I-tourbillons émis comme précédemment par paires (I-S) lorsque le cylindre passe en $Y/A = \pm 1$ (pl.9).

Il est probable que des synchronisations d'ordres supérieurs existent, mais elles n'ont pas été étudiées au cours des présentes expériences.

La fig.15 reprend les données de la fig.13 et montre l'évolution de la phase de l'émission tourbillonnaire en fonction de $1/S_C$. Elle comporte également le graphe de l'amplitude d'oscillation d'un cylindre libre en fonction de la vitesse réduite, tiré de <9>. Il apparaît que, dans les deux cas, une boucle d'hystérésis est observée pour $6 < 1/S_C < 7$. L'amplitude d'oscillation maximale enregistrée dans le cas du cylindre libre correspond alors dans les présents travaux à une émission tourbillonnaire pour laquelle le déphasage est nul. De plus, dans les deux cas, le saut de phase lié à l'hystérésis a une valeur proche de 45° . Si ces résultats sont confirmés, cela signifie également que, contrairement à la suggestion de Williamson et Roshko <13>, le changement de phase observé pour $4 < 1/S_C < 5$ a simplement pour effet d'initier le mouvement du cylindre libre, et qu'il ne constitue pas le phénomène dimensionnant du couplage entre l'écoulement et l'obstacle. Toutefois, ces résultats restent à être validés par des mesures d'efforts corrélés aux visualisations, d'autant plus que l'influence réelle du paramètre A/D sur l'émission tourbillonnaire n'a pas été

déterminée.

5/.Conclusion

La technique expérimentale que nous avons mis en oeuvre s'avère très bien adaptée au problème posé. Elle permet d'établir une description précise des différents régimes d'écoulement existants et une bonne estimation de la phase de l'émission tourbillonnaire, ce qui n'avait pas été fait jusqu'à présent. Les résultats produits dans la littérature ont été retrouvés ou complétés.

Les régimes d'écoulement observés se caractérisent par leur appartenance à des plages de synchronisation plus ou moins stables et correspondant à des valeurs rationnelles du rapport S_C/S_A . Ces valeurs peuvent définir des régimes sous harmoniques ou harmoniques. Il semble que le phénomène de résonance qui couple le mouvement du cylindre et l'allée alternée devient critique sur les plages de synchronisation correspondant à $S_C/S_A = 1$ et $S_C/S_A = 1/2$. C'est là que les variations de phase de l'émission tourbillonnaire deviennent les plus importantes.

Lorsqu'on parcourt la plage $S_C/S_A = 1$, l'émission tourbillonnaire subit une variation de phase brutale, mais continue, égale à π . Il semblerait toutefois que ce phénomène ne soit pas celui qui dimensionne le couplage aéro-élastique. En effet, les efforts les plus intenses appliqués sur un cylindre libre s'accompagnent d'une boucle d'hystérésis qui coïncide avec celle enregistrée dans les présents travaux. Cette boucle correspond à la plage de synchronisation $S_C/S_A = 1/2$.

L'importance du paramètre A/D nécessite qu'une étude particulière lui soit consacrée, de manière à fixer son influence réelle sur la structure des régimes d'écoulement et sur la phase de l'émission tourbillonnaire. C'est en effet cette phase qui détermine l'intensité des efforts sur l'obstacle.

Références

- <1>Parkinson,G.V.-1974-"Mathematical models of flow-induced vibrations". Flow-Induced Structural Vibrations(ed.Naudascher),pp81-127-Springer.
- <2> Sarpkaya,T.-1979-"Vortex-induced vibrations:A Selective Review".Trans ASME E:J.Appl.Mech.26,241-258.
- <3> Bearman, P.W.-1984-"Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies" , Ann.Rev.Fluid Mech.,Vol.6,pp.195-222.
- <4>Griffin,O.M.,Hall,M.S.-1991-"Review-Vortex Shedding Lock-on and Flow Control in Bluff Body Wakes".Trans.ASME:Journal of Fluids Engineering,Vol.113/531.
- <5>Bishop,R.D.E. and Hassan,A.Y.-1964-"The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid". Proceedings of the Royal Society (London), Series A277,51-75.
- <6>Staubli,T.-1981-"Calculation of the vibration of an elastically mounted cylinder using experimental data from a forced oscillation".ASME Symp.on Fluid-Structure Interaction in Turbomachinery.
- <7>Sarpkaya,T.-1978-"Fluid forces on oscillating cylinders ". J.Waterways , Ports,Coastal Ocean Div.,ASCE 104-275-290.
- <8>Bearman,P.W. and Currie,I.G.-1979-"Pressure fluctuation measurements on an oscillating circular cylinder". J.Fluid Mech. 91,661-667.
- <9>Feng,C.C.-1968-Measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-sections cylinders".M.Sc.Thesis, University of British Columbia, Vancouver, Canada.
- <10>Ferguson,M. and Parkinson, G.V. -1967- " Surface and wake flow phenomena of the vortex-excited oscillation of the circular cylinder". Trans ASME B : J.Engng for Industry 89,831-838.
- <11>Zdravkovich,M.M.-1982-"Modification of vortex shedding in the synchronisation range". Trans.ASME I : J.Fluids Engng 104-513-517.

<12>Ongoren,A. and Rockwell,D.-1988-"Flow structure from an oscillating cylinder -Part1 Mechanisms of phase shift and recovery in the near wake".J. Fluid Mech.-Vol.191 -p.197-223.

<13>Williamson,C.H.K. and Roshko,A.-1988-" Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder". J.Fluids Struct. 2,355-381.

<14>Brika,D. and Laneville,A.-1993-"Vortex- induced vibrations of a long flexible circular cylinder".J. Fluid Mech. Vol.250 pp.481-508.

<15>Rodriguez,O.-1993-"Adaptation de la cuve hydrodynamique de l'IMFL à l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre oscillant au voisinage de la synchronisation". ONERA-IMFL. Rapport DRET n°93/03.

<16>Rodriguez,O.-1991-"Base drag reduction by control of the three-dimensionnal unsteady vortical structures". Exp.in Fluids 11, 218-226.

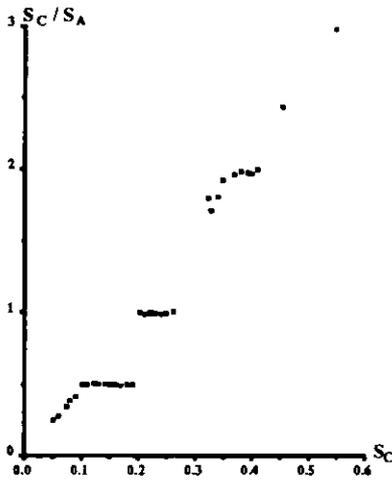


Figure 1

Evolution du nombre de Strouhal de l'allée alternée en fonction du nombre de Strouhal du cylindre

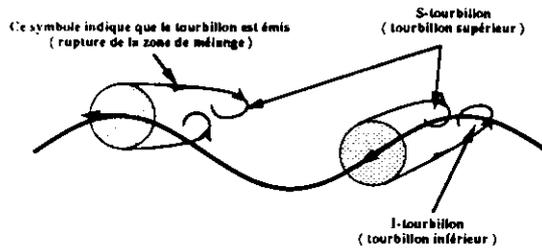


Figure 2 Définition des I-tourbillons et S-tourbillons

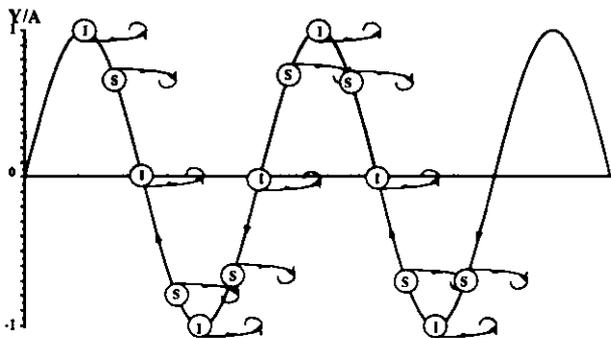


Figure 3 Diagramme de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 1/4$ ($S_C = 0.050$)

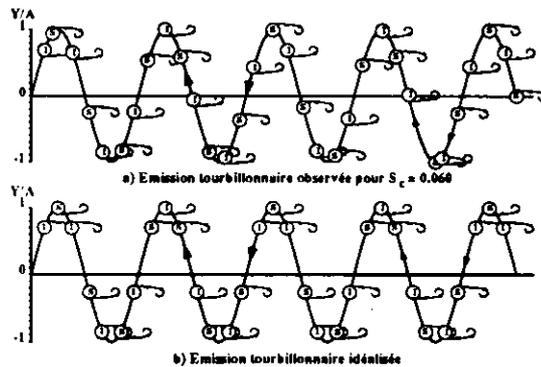


Figure 4 Diagramme de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 2/7$ ($S_C = 0.060$)

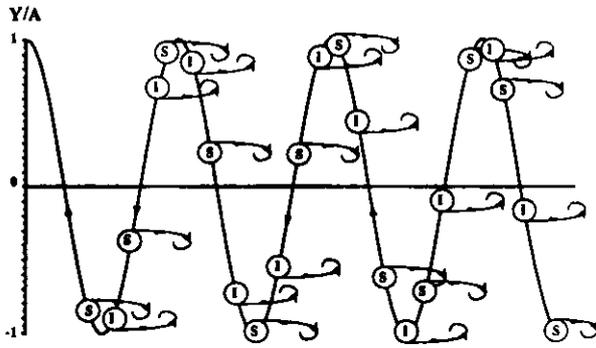


Figure 5 Diagramme de l'émission tourbillonnaire d'un écoulement pour lequel le régime passe d'une synchronisation à $S_C / S_A = 2/7$ à celle où $S_C / S_A = 1/4$

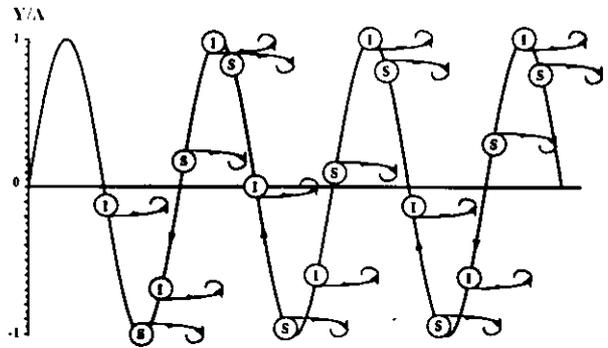


Figure 6 Diagramme de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 1/3$ ($S_C = 0.074$)

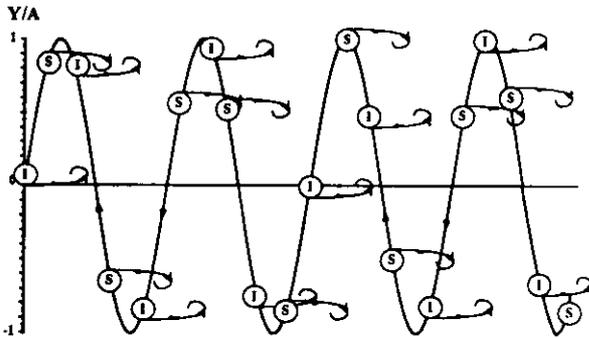


Figure 7 Diagramme de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 2/5$ ($S_C = 0.080$)

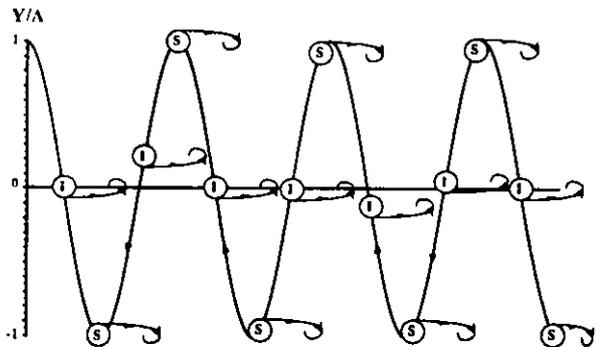
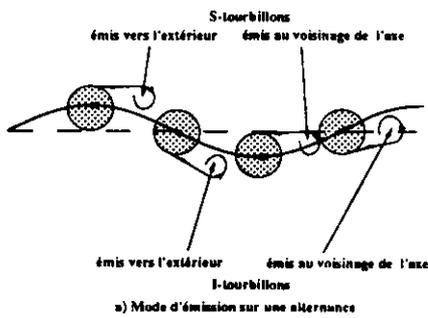


Figure 8 Diagramme de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 1/2$ ($S_C = 0.102$)



a) Mode d'émission sur une alternance

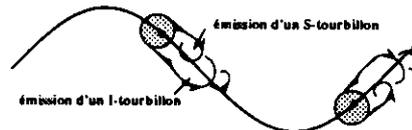


b) Structure du sillage sur plusieurs alternances

Figure 9 Mode d'émission et structure du sillage lorsque le régime est synchronisé à $S_C / S_A = 1/2$ et que $S_C = 0.102$



a) L'émission tourbillonnaire est décrite suivant le mode $(2I - 2S)$



b) L'émission tourbillonnaire est décrite suivant le mode par paires $(I - S)$



c) Schéma du sillage observé

Figure 10 Caractérisation de l'émission tourbillonnaire correspondant à la synchronisation $S_C / S_A = 1/2$ ($S_C = 0.130$)

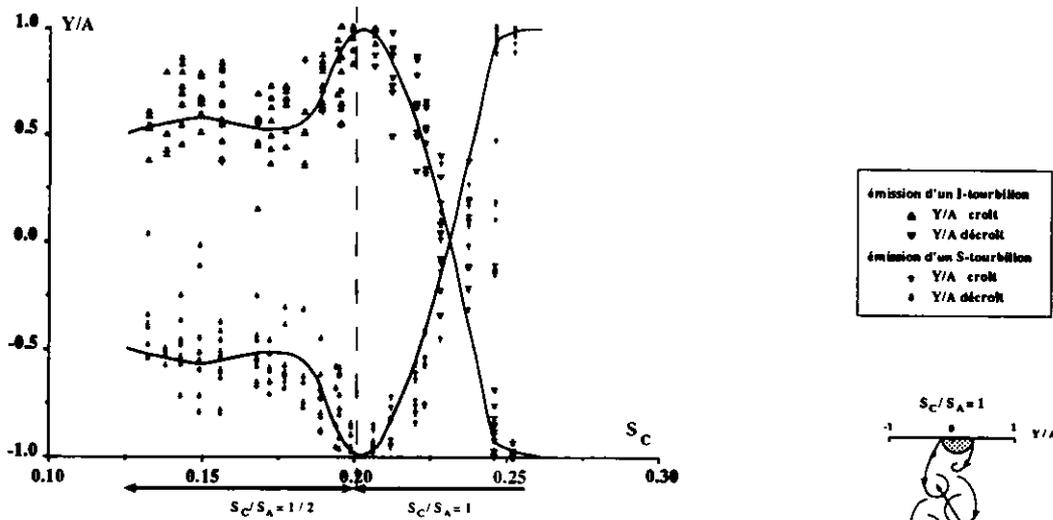


Figure 11 Position du cylindre à l'instant du lâcher tourbillonnaire N varie par valeurs croissantes

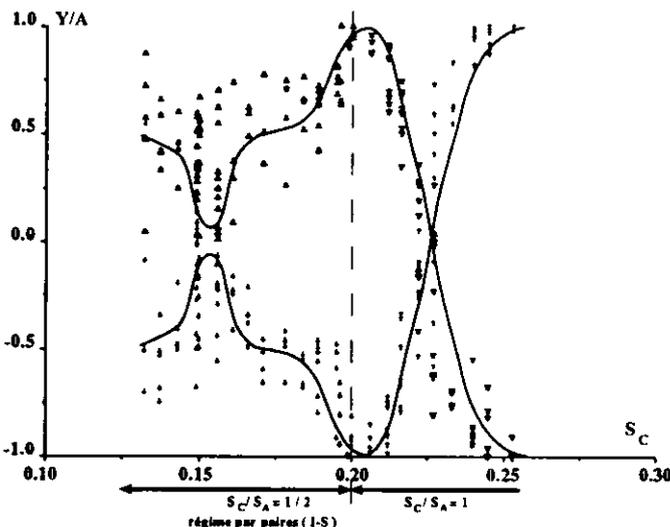
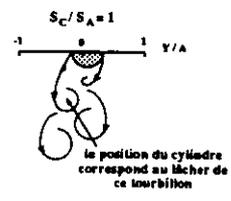
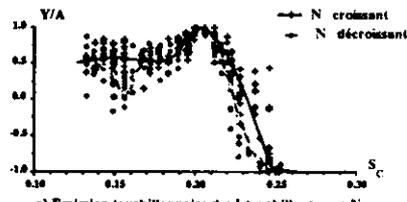
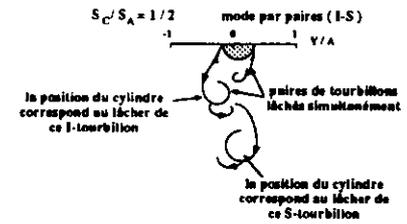
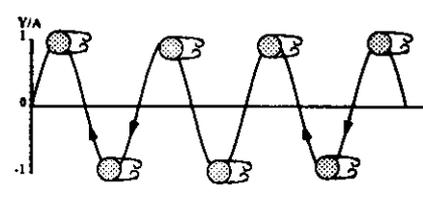


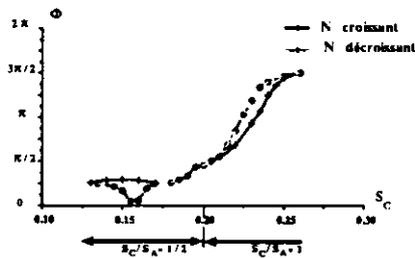
Figure 12 Position du cylindre à l'instant du lâcher tourbillonnaire N varie par valeurs décroissantes



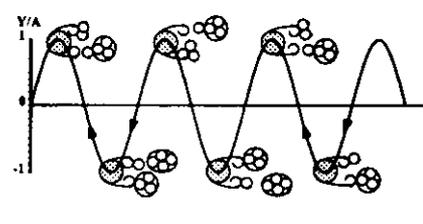
a) Emission tourbillonnaire des I-tourbillons pour N croissant et décroissant



a) Diagramme de l'émission tourbillonnaire pour S_C = 0.368



b) Expression des courbes moyennes de la figure 13a en terme de phase
Figure 13 Phase de l'émission tourbillonnaire relative aux I-tourbillons tirée des figures 11 et 12



b) Processus de l'émission tourbillonnaire

Figure 14 Diagramme et processus d'émission tourbillonnaire de l'écoulement synchronisé à S_C/S_A = 2. (S_C = 0.368)

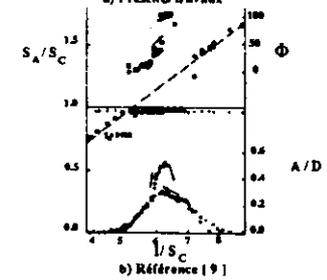
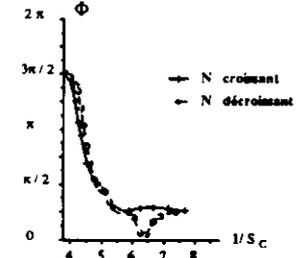
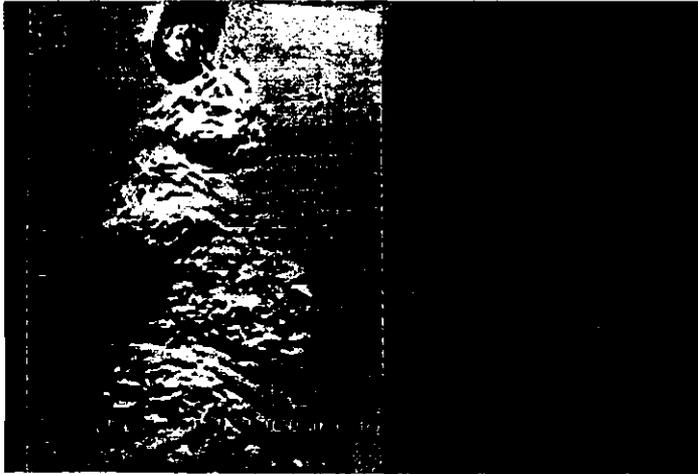
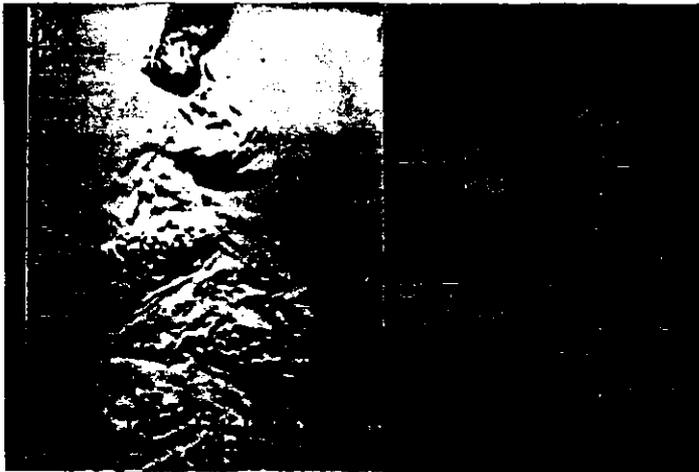


Figure 15 Comparaison du déphasage de l'émission tourbillonnaire, tirée des figures 11 et 12, avec les résultats de Feng [9]



Le tourbillon n'est pas émis



Le tourbillon est émis

Planche 1

**Détermination de la phase de
l'émission tourbillonnaire par
analyse des images vidéo**



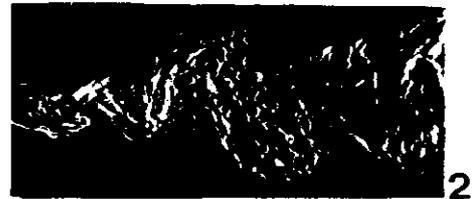
Planche 2

$$S_C = 0$$

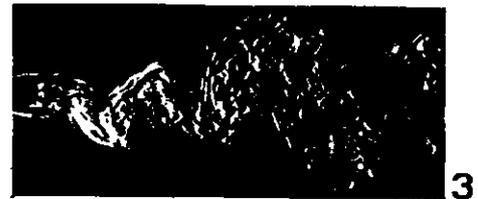
$$Re = 700$$



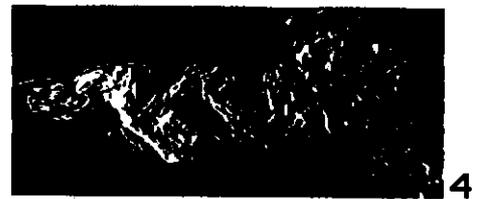
$$Y/A = -0.985$$



$$Y/A = 0.062$$



$$Y/A = 0.995$$



$$Y/A = 0.098$$



$$Y/A = -0.995$$

Planche 3

$$\Delta t = 0.3 \text{ s} ; Re = 700$$

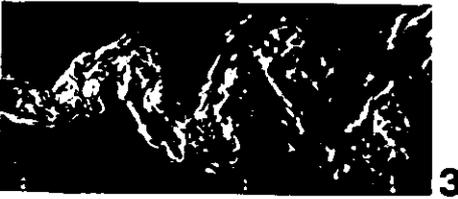
$$S_C / S_A = 1/2 ; S_C = 0.109$$



$$Y/A = -0.523$$



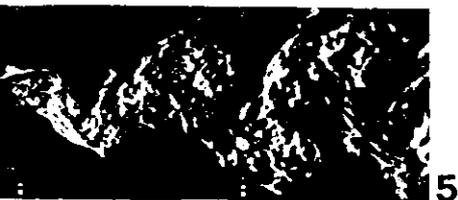
$$Y/A = -0.893$$



$$Y/A = 0.182$$



$$Y/A = 0.994$$



$$Y/A = 0.409$$

Planche 4

$$\Delta t = 0.175 \text{ s} ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 1/2 ; S_C = 0.161$$



Planche 5

$$Y/A = -0.729 ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 1/2 ; S_C = 0.191$$

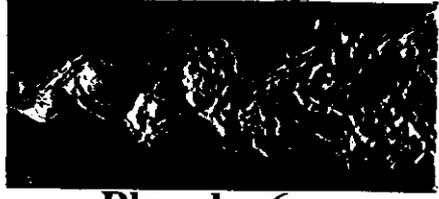


Planche 6

$$Y/A = 0.987 ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 1 ; S_C = 0.199$$



Planche 7

$$Y/A = 0.955 ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 1 ; S_C = 0.223$$



Planche 8

$$Y/A = 1.002 ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 2 ; S_C = 0.370$$



Planche 9

$$Y/A = 0.904 ; \text{Re} = 700$$

$$S_C / S_A = 3 ; S_C = 0.548$$