

Sur la stabilité des efforts de traînée appliqués sur un cylindre en trajectoire sinusoïdale.

RD Rajaona

Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences,
Université du Havre, 25 Rue Philippe Lebon 76600 Le Havre

Résumé

Une étude expérimentale des efforts de traînée sur un cylindre horizontal se déplaçant sur une trajectoire sinusoïdale a été réalisée. Les paramètres significatifs retenus sont la vitesse réduite VT/D où V , T , D sont respectivement la vitesse d'avance constante, la période d'oscillation verticale, le diamètre du cylindre et l'amplitude réduite $\alpha=A/D$ où A est l'amplitude des oscillations verticales. L'organisation spatiale des tourbillons dans le voisinage du cylindre entraîné sur une trajectoire sinusoïdale proposée par Williamson et Roshko (W&R) à faibles nombres de Reynolds nous a servi de référence [2]. On montre que le paramètre de cambrure de la trajectoire $\beta=A/\lambda$ où λ est la longueur d'onde de la trajectoire permet de mettre en évidence des régions du plan $\{\beta, VT/D\}$ qui sont en rapport direct avec l'organisation des tourbillons dans le sillage du cylindre. Pour établir cette carte, le critère de classement a été fondé sur les pics significatifs des spectres d'amplitude des efforts de traînée. Les mécanismes physiques d'interaction entre le sillage proche et le corps sont étudiés en utilisant un modèle pseudo périodiques des efforts de traînée. On montre en particulier que la coalescence des tourbillons à forte cambrure de la trajectoire conduit à un dédoublement des raies du spectre et donc à une instabilité des efforts de traînée. Enfin, les résultats obtenus montrent que les régions du plan $\{\beta, VT/D\}$ restent sensiblement invariantes en fonction du nombre de Reynolds.

Abstract

An experimental study of the drag forces applied to a horizontal cylinder moving along a sinusoidal trajectory is presented. The physical parameters are the reduced velocity, VT/D - where V , T and D are respectively the constant horizontal velocity, the period of the vertical motion and the cylinder diameter - and the reduced amplitude $\alpha=A/D$ where A is the vertical motion amplitude. We have used the vortex map obtained by Williamson and Roshko [2] as a reference to our work. It is shown that the trajectory camber parameter, $\beta=A/\lambda$, where λ is the trajectory wavelength, is useful to separate several zones in the $\{\beta, VT/D\}$ - plane, that are related to the vortices spatial organisation. To obtain this map we have used a criterion based upon the number of the significant peaks in the drag force spectrum. The physical mechanism describing the body/near wake interaction is studied by using a pseudoperiodic model of the drag forces. Specifically it is shown that the coalescent vortices for high values of the trajectory steepness parameter are related to doubling frequencies in such a way that the related acting forces are unstable. At last, the results show that the $\{\beta, VT/D\}$ -plane zones remain significantly unchanged for increasing Reynolds numbers values.

1. INTRODUCTION

La configuration du sillage d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement induit des efforts complexes. Cette complexité se trouve accrue dans le cas d'un cylindre vibrant comme le montre par exemple les travaux de Williamson et Roshko [1] [2] ou Rajaona [21] [22]. Le cas du cylindre

circulaire est très étudié dans la littérature eu égard aux difficultés liées à la description de l'écoulement sans rapport avec la simplicité de sa géométrie [14]. De plus un grand nombre de structures rencontrées dans l'ingénierie marine est constitué d'éléments comportant des éléments cylindriques [4], [5], [6]. Ces structures sont soumises à des efforts fluctuants et les fatigues des matériaux concernés peuvent engendrer des ruptures. C'est pourquoi, l'étude de cylindres vibrants dans un écoulement constitue un défi pour les chercheurs [7], [8], [9], [13]. Sarpkaya [7], [8] et Bearman [10] ont montré que l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre oscillant placé en eau calme renseigne sur les coefficients hydrodynamiques pour un écoulement marin. Certains de ces auteurs ont étudié le cas de cylindre se déplaçant sur une trajectoire sinusoïdale, Williamson et Roshko [1], Rajaona [13]. De nombreuses études ont été menées que ce soit sur le plan numérique ou expérimental, comme l'ont montré Lecointe et Piquet [12] et Sarpkaya [8] et Bearman [10]. Les études expérimentales présentées dans cet article ont été menées en eau calme, le cylindre étant entraîné par un mécanisme approprié qui sera décrit plus loin. Les raisons de ce choix sont fondées sur la maîtrise rendue plus aisée des paramètres du mouvement que sont l'amplitude, la fréquence d'oscillation et la vitesse d'avance du cylindre. Un objectif que visent les chercheurs en direction des concepteurs est de proposer un modèle d'effort appliqué sur le cylindre. Morison [5] et Keulagan et Carpenter [4] ont proposé un modèle des efforts en ligne pour le cas d'un écoulement oscillant. Bearman [10] a proposé un modèle des efforts de portance, tout comme Sarpkaya [8], Graham [18]. Ces modèles ont été pour la plupart proposés pour les grands nombres de Keulagan Carpenter. C'est pourquoi, l'étude proposée complète ces données puisqu'elles sont obtenues pour des faibles KC. Enfin il convient de noter que dans un souci de simplification, l'étude est focalisée sur le comportement des efforts de traînée et les spectres d'amplitude et les phases qui leur sont associés.

L'objectif de ce papier est de présenter une étude spectrale des efforts de traînée appliqués sur un cylindre se déplaçant sur une trajectoire sinusoïdale en eau calme aux faibles KC. La tentative consiste à vérifier les observations qualitatives décrites en détail par Williamson et Roshko [2] en analysant l'amplitude des efforts de traînée et leur phase par rapport au mouvement. On s'attachera à établir d'une part une carte des types de spectres des efforts de traînée et d'autre part la quantification des harmoniques dans le plan ($\square VT/D$). Cette carte sera mise en parallèle et discutée avec celle établie sur la configuration du sillage en 1988 par Williamson et Roshko [2]. Enfin, la stabilité des efforts de traînée sera discutée à partir de la corrélation entre « l'entrée », le mouvement imposé et « la sortie », les efforts de traînée. L'étude expérimentale est menée dans une cuve remplie d'eau au-dessus de laquelle un mécanisme permet d'entraîner un cylindre horizontal. De plus, les résultats obtenus en 1987 par Rajaona et Sulmont [15] sont exploités dans le même sens afin de renseigner sur la stabilité des efforts de traînée pour des nombres de Reynolds élevés.

2. NOTATIONS ET DEFINITIONS.

Les études sont menées sur un cylindre de longueur L et de diamètre D en eau douce. Afin de définir les paramètres de notre étude, rappelons que lorsque le cylindre est entraîné selon une trajectoire sinusoïdale, deux phénomènes périodiques au moins entrent en compétition. D'une part le lâcher naturel de tourbillon en absence d'oscillation verticale à la fréquence f_0 et d'autre part les effets du mouvement vertical à la fréquence pilote f . Nous associons à ces deux valeurs les pulsations $\omega_0 = 2\pi f_0$ pour le lâcher naturel et $\omega = 2\pi f$ pour le mouvement imposé. A partir de l'enregistrement des forces de traînée $F_x(t)$ et du mouvement vertical $z(t)$, il est possible de représenter l'évolution des forces de traînée dans le plan de phase $\{z, F_x\}$. On convient de dire que $F_x(t)$ est stable si le spectre de $F_x(t)$ ne présente pas de sous harmoniques autour de la fréquence pilote f . Ceci a pour conséquence que la « trajectoire » associée à l'expérience dans le plan de phase $\{z, F_x\}$ tend vers une courbe simple. Par

ailleurs, le nombre de Strouhal du lâcher naturel est défini par $S = f_0 D / V$. Ce nombre prend des valeurs voisines de 0.2 dans la plage des nombres de Reynolds subcritiques c'est-à-dire inférieures à 320000. Ce dernier, noté Re , est défini par $Re = VD/\nu$ où ν est la viscosité cinématique.

3. RAPPELS DES TRAVAUX DE WILLIAMSON ET ROSHKO (W&R)

Les travaux de W&R ont été effectués dans une gamme de paramètres où la vitesse réduite VT/D est comprise entre 0 et 16 et l'amplitude réduite A/D entre 0 et 5. V est la vitesse de translation constante, T la période du mouvement vertical, A son amplitude et D le diamètre du cylindre. Ils ont montré que le mode d'appariement des tourbillons dans le sillage du cylindre dépendait fortement de ces deux paramètres. La carte qu'ils ont établie est reproduite sur la figure 1 :

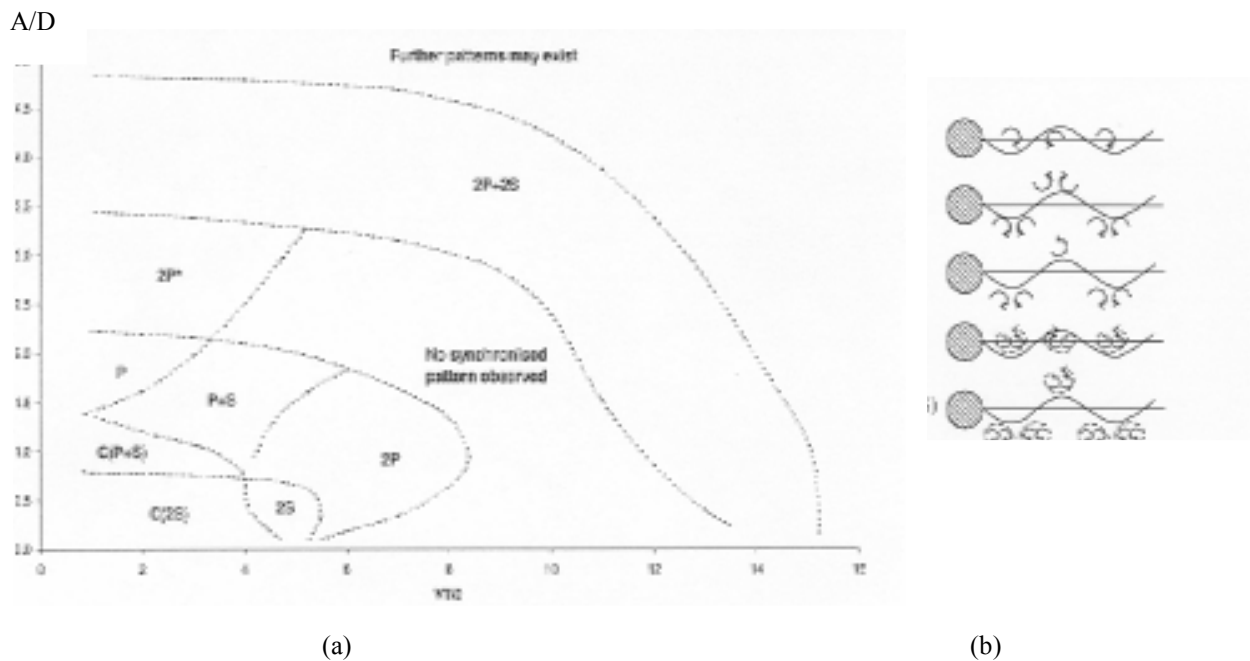


Figure 1-a : Carte de la configuration des tourbillons par Williamson et Roshko (1988)

1-b : Modes de lâcher des tourbillons observés par Williamson et Roshko

La signification des symboles utilisés sur la figure 1-a est explicitée dans la figure 1b :

Sur cette figure on voit que pour une période d'oscillation '2S' représente deux tourbillons contrarotatifs (deux singletons), '2P', deux paires de tourbillons contrarotatifs, 'P+S' une paire et un singleton. Les symboles 'C (2S)' signifient que des phases de coalescence sont observables pour une configuration qui globalement correspond en finale à deux singletons. De même pour le symbole 'C (P+S)' une phase de coalescence mettant en évidence une configuration globale rappelant 'P+S'. Les auteurs ont réalisés ces expériences à faibles nombres de Reynolds.

4. MONTAGES EXPERIMENTAUX

Pour mener notre discussion, nous prenons les données de deux séries d'expériences l'une à faibles nombres de Reynolds (inférieures à 10000) effectuée à l'Université du Havre 1998 et l'autre à grands nombres de Reynolds pouvant atteindre 320000 effectuée à Nantes à l'ECN Ecole Centrale. Les montages expérimentaux utilisés sont décrits en détail dans Rajaona et Sulmont [13] et dans Rajaona et Levenez 1998 [6]. L'intérêt du second montage réside dans la possibilité de faire une synchronisation entre la visualisation du sillage et la mesure des efforts, bien que la vitesse réduite VT/D ne se situe que dans la plage [0-6]. Dans ce second montage le cylindre est entraîné en eau calme. L'eau est contenue dans une cuve en plexiglas présentant des baies vitrées de dimensions 2.30m x 1.10m x 1.0m. Le mécanisme d'entraînement est constitué par une platine pilotée par un micro ordinateur par l'intermédiaire d'une commande numérique qui actionne deux moteurs pas à pas. Deux capteurs de déplacements permettent le suivi de la trajectoire du cylindre. La plage des paramètres est pour la cuve $0 < A/D < 2.5$ et $0 < VT/D < 6$. La longueur actuelle de la cuve limite les valeurs de VT/D néanmoins les valeurs obtenues ont permis de donner des renseignements sur la répartition de la carte spectrale pour les faibles KC . Le cylindre est équipé d'un capteur de forces à trois composantes du type KISTLER dont deux seules sont utilisées pour mesurer les efforts de traînée et portance. Une chaîne d'acquisition et de traitement permet la saisie des signaux de déplacement et d'efforts. Afin de bien préciser les paramètres géométriques et cinématiques nous reportons sur le Tableau 1 les paramètres significatifs associés aux deux séries d'expériences.

	L	D	VT/D	VD/□	A/D
Nantes (1987)	2m	0.20 m	[2 – 15]	[0 – 320000]	[0.1 – 1.5]
Le Havre (1998)	0.635 m	0.04m	[0 – 6]	[0 – 10000]	[0 – 2.5]

Tableau 1

Les paramètres géométriques et cinématiques des deux séries d'expériences. L et D sont respectivement la longueur et le diamètre du cylindre ; VT/D la vitesse réduite ; VD/v le nombre de Reynolds ; A/D l'amplitude réduite

5. TRAITEMENT ET ANALYSE DES DONNEES

Les signaux sont traités par Transformée de Fourier Discrète. Une méthode d'interpolation spectrale a été utilisée pour évaluer les amplitude, phase et fréquence des signaux supposés presque périodiques. La méthode est décrite dans Rajaona et Sulmont 1991 [20]. C'est ainsi que nous avons pu mettre en évidence 8 types de spectres dans les expériences à faibles nombres de Reynolds et 6 pour celles à grands nombres de Reynolds.

6. RESULTATS ET DISCUSSIONS

6.1 Les types de spectres

Sur la figure 2 nous avons reporté les types de spectres observés sur les deux groupes d'expériences. Ces spectres correspondent à des efforts stables sauf pour les configurations (g) et (h). Nous allons décrire maintenant les expériences réalisées sur chaque site. Ainsi que nous l'avons précédemment

décrit, nous entendons par « efforts stables » un effort qui ne présente pas de sous-harmoniques autour de la fréquence pilote f . Ces sous harmoniques conduisent à une trajectoire « complexe » dans le plan $\{z, F_x\}$ comme nous le verrons dans la section 6.3. Les pics observés correspondent à la fréquence pilote f et ses harmoniques $2f$ et $3f$.

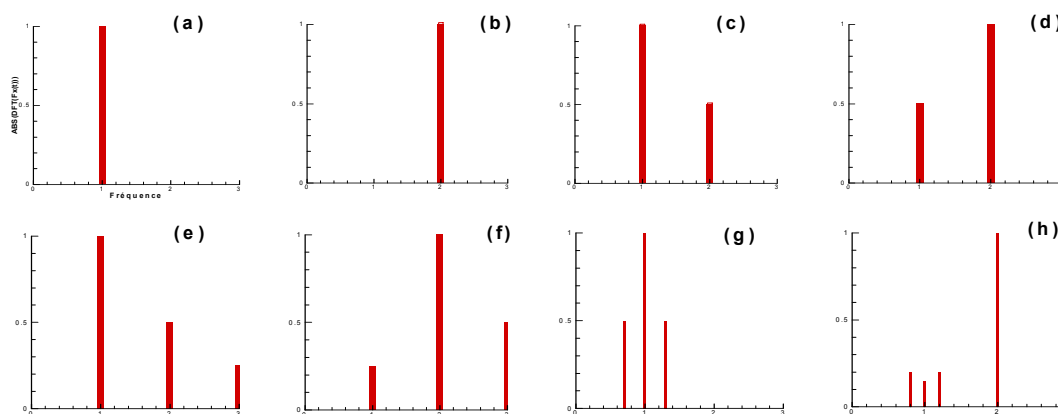


Figure 2 : Types de spectres rencontrés : les spectres de types a, c, g, h ont été les seuls rencontrés lors des expériences réalisées à Nantes

Expériences réalisées au Havre

Nous avons convenu de numérotter les harmoniques de 1 à 3. Les spectres des efforts font ainsi apparaître des pics dominants à la fréquence d'excitation (Figure 3 a, c, e, g) ou à une fréquence double (b, d, f, h.). Ces fréquences sont largement prédominantes au sens où d'autres pics significatifs ne sont pas présents (a, b). Dans ce cas les effets non linéaires sont faibles et ce type de spectre se superpose dans le plan $(\beta, VT/D)$ à une zone très restreinte uniquement observable à faible Re . Dans ce cas, par ailleurs, seul l'harmonique 2 est observable. Ce qui signifie que la synchronisation d'un lâcher alterné avec le mouvement est forte (deux paires de tourbillons par période). Nous avons qualifié les spectres (c, d) comme ceux d'efforts correspondants à un phénomène faiblement non linéaire. Dans ce cas en effet seuls deux harmoniques sont significatifs, le fondamental et l'harmonique 2. On observe alors que le fondamental est prédominant à faible cambrure indépendamment du nombre de Reynolds. On distingue deux autres types (e, f) correspondant à une non linéarité plus forte car présentant trois harmoniques significatifs avec à chaque fois une prédominance du fondamental ou de l'harmonique 2. Ce type de spectre n'a été observé qu'à faibles nombres de Reynolds. En particulier on n'a détecté le spectre où l'harmonique 2 est prédominant (f) que pour une valeur de la vitesse réduite voisine de 5. Remarquons aussi que par comparaison au nombre de Strouhal de l'écoulement cette valeur de fréquence correspondrait à un nombre de Strouhal de 0.2. Ce qui montre l'effet de la synchronisation sur les efforts.

Les spectres du type (g, h) ont toujours été observés à faible vitesse réduites et pratiquement uniquement aux grands nombres de Reynolds. En se référant aux cartes W&R, les tourbillons ne sont pas encore formés et sont en phase de coalescence.

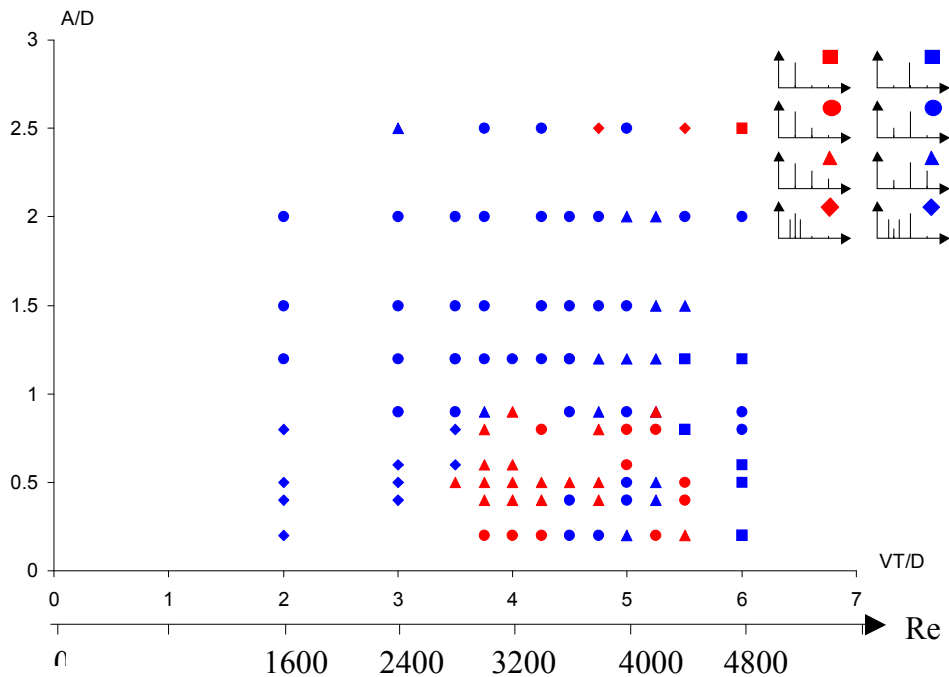


Figure 3 : Carte des types de spectres dans le plan $(\alpha, VT/D)$ pour les expériences du Havre. On observe que les spectres relatifs au phénomène de coalescence apparaissent à faibles amplitudes réduites et à faibles vitesses réduites.

Expériences réalisées à Nantes

Ces expériences correspondent aux valeurs suivantes des paramètres. $2 < VT/D < 15$, $0.1 < A/D < 0.7$. La carte est cette fois établie à partir du paramètre de cambrure A/VT ou A/λ . Les cambrures les plus élevées correspondent à des grandes amplitudes réduites et à faible vitesse réduite.

Quatre zones ont été mises en évidence.

La première correspond aux grandes valeurs de la vitesse réduite, supérieures à 7. Le regroupement des points montre des efforts dus à des tourbillons du type coalescents. Cela se traduit sur le spectre par un dédoublement du pic autour de l'harmonique 2. Cela s'explique par le fait que comme la trajectoire est très peu cambrée, tout se passe comme si on se trouvait en présence d'un lâcher alterné en écoulement uniforme, la vibration du cylindre pilote alors simplement la fréquence mais l'organisation spatiale du lâcher est voisine de celui de l'écoulement uniforme. Les expériences de W&R font apparaître qu'à faible Re le sillage n'est pas organisé pour ces valeurs de paramètres. Ce qui tendrait à montrer que l'effet de la diffusion est plus faible à grands Re et de ce fait permet une organisation spatiale plus forte.

La deuxième zone correspond aux spectres du type c, d. Les points correspondants se placent autour d'une cambrure de 0.2 et de VT/D de 6. Sur la carte de W&R le type d'organisation et de 2S, les tourbillons du sillage placés dans le plan moyen de vibration du cylindre sont lâchés à chaque période, un tourbillon par demi-période. Le phénomène de synchronisation est fort à la fois dans le temps et dans l'espace.

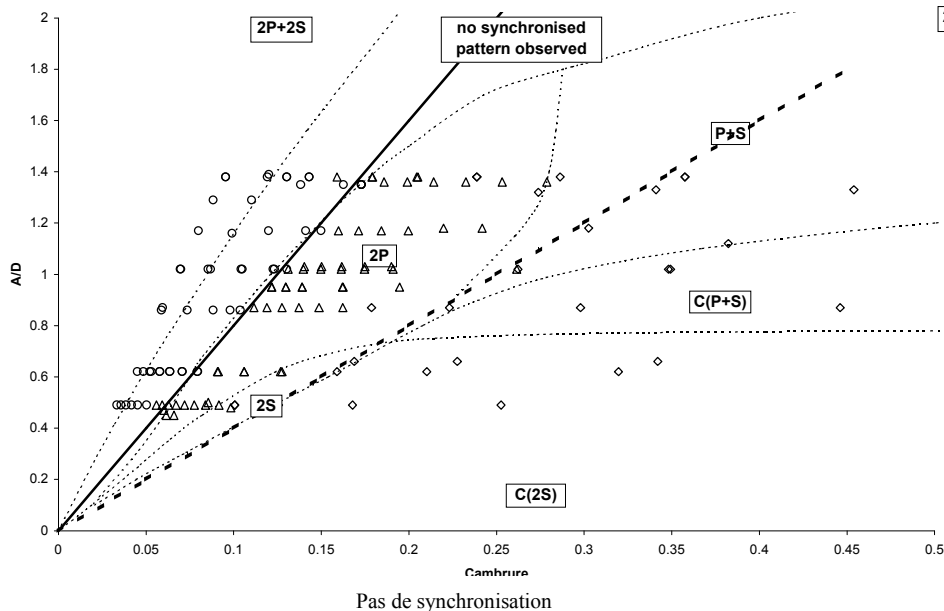


Figure 4 : Carte des types de spectres dans le plan $\{\beta, VT/D\}$ pour les expériences du Havre. Ici encore la formation des tourbillons associée au phénomène de coalescence correspond aux faibles vitesses réduites c'est-à-dire en dessous d'une droite $VT/D=4$ représentée en pointillés.

La troisième zone correspond à des faibles valeurs de la vitesse réduite, la vitesse d'avance du cylindre est faible. L'écoulement est comparable en un certain sens à celui d'une aile qui oscille à la fréquence du mouvement dans un écoulement uniforme. Dans ce cas le tourbillon qui se forme derrière le cylindre n'est pas lâché mais reste attaché au cylindre en passant d'un côté à l'autre. On a observé qu'à très faible cambrure les efforts de traînée oscillent à la fréquence double du mouvement de pilonnement. Ceci indique que le cylindre est très influencé par les tourbillons formés et lâchés au cours d'un cycle.

6.2 Interprétation des contributions respectives des harmoniques

Afin d'interpréter les contributions relatives des harmoniques, nous menons notre discussion sur les expériences menées à Nantes pour lesquelles les efforts étaient plus significatifs. Nous représentons les évolutions de la traînée moyenne Cd_0 défini par $\bar{F}_x / (\frac{1}{2} \rho L D V^2)$. Le modèle que nous adoptons est un modèle de Fourier comportant des sous harmoniques et mettant en évidence les couplages entre modes, par combinaison des modes du lâcher libre c'est-à-dire sans vibration et des modes forcés.

$$\frac{Fx(t)}{\frac{1}{2}\rho L D V^2} = C d_0 + \sum_{j=1}^{10} h_j \cos(\omega_j t + \phi_j) = C d_0 + \sum_{j=1}^{10} h_j \cos[(\lambda_j \omega_j - \mu_j \omega_0)t + \phi_j] \quad (1)$$

Ce modèle inclut des harmoniques et des sous harmoniques, ce qui veut dire que les pulsations ω_j ne sont pas forcément multiples les uns des autres mais peuvent être quelconques. Les coefficients h_j , ϕ_j représentent les amplitudes et les phases des harmoniques et sous harmoniques. Les observations montrent que les coefficients λ_j et μ_j sont des entiers relatifs ou des fractions simples.

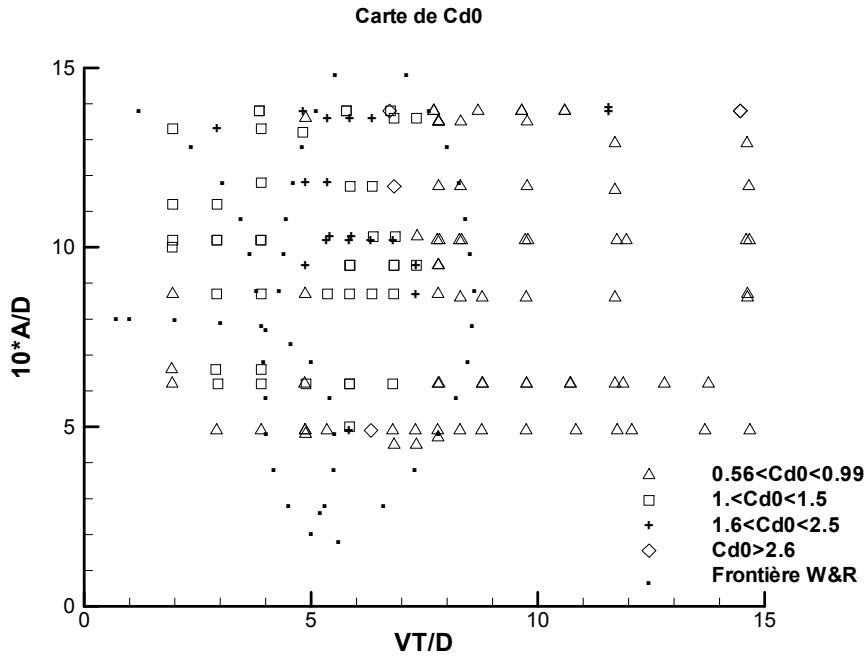


Figure 5 : Evolution des coefficients de traînée moyenne CD0 dans le plan (10α, VT/D)

La figure 5 montre que les valeurs de la traînée moyenne sont séparées en deux zones assez bien délimitées. La première pour les valeurs inférieures à 1 (comprises entre 0.56 et 0.99) et les valeurs supérieures. On constate que lorsque la synchronisation est présente pour les valeurs de VT/D évoluant autour 5, la traînée moyenne est comprise entre 1 et 2.5. Ce résultat est à rapprocher du fait que pour de telles conditions le sillage proche du cylindre contribue à lui donner un diamètre apparent plus grand. Il faut cependant noter que pour les très faibles valeurs de A/D ce résultat ne s'applique pas, car alors le phénomène de coalescence « masque » les effets de la synchronisation.

Les figures 6, 7,8 représentent respectivement dans le plan (10α, VT/D) les rapports h_1/h_2 , h_3/h_1 h_3/h_2 . On constate que l'harmonique 2, qui est associé au lâcher de tourbillons, joue un rôle d'autant plus significatif que la vitesse est faible, donc que la cambrure est grande. En effet dans ce cas on se rapproche du cas du cylindre oscillant au point fixe. A la synchronisation l'harmonique 1 et l'harmonique 2 ont une valeur comparable sauf qu'au fur et à mesure que la trajectoire prend une cambrure plus faible, le rapport h_1/h_2 devient de plus en plus grand (Figure 6 a, b, c). Ce qui veut dire

que le phénomène de synchronisation du lâcher par rapport au mouvement n'a plus lieu et que les efforts de traînée sont pilotés par le mouvement et non plus par le lâcher. Ainsi pour les valeurs de VT/D supérieures à 6 l'harmonique 1 est 3 fois supérieur au 2 (Figure 6 d).

Le rôle de l'harmonique 3 est illustré sur les Figures 7 et 8. La figure 7 a montré clairement que l'harmonique 3 est très faible pour les valeurs VT/D supérieures à 6 où la synchronisation est absente dans ce cas la rapport est inférieur à 0.05. Cette observation est aussi confortée sur la figure 8 a où le rapport h_3/h_2 est inférieur à 0.03. Les Figure 7 b, c, d et Figure 8 b, c, d montrent que le contribution de l'harmonique 3 prend de l'importance dès que la synchronisation apparaît. On a ainsi dans ces cas une évolution du rapport h_3/h_1 variant entre 0.05 et 0.45 et celle du rapport h_3/h_2 entre 0.03 et 0.4.

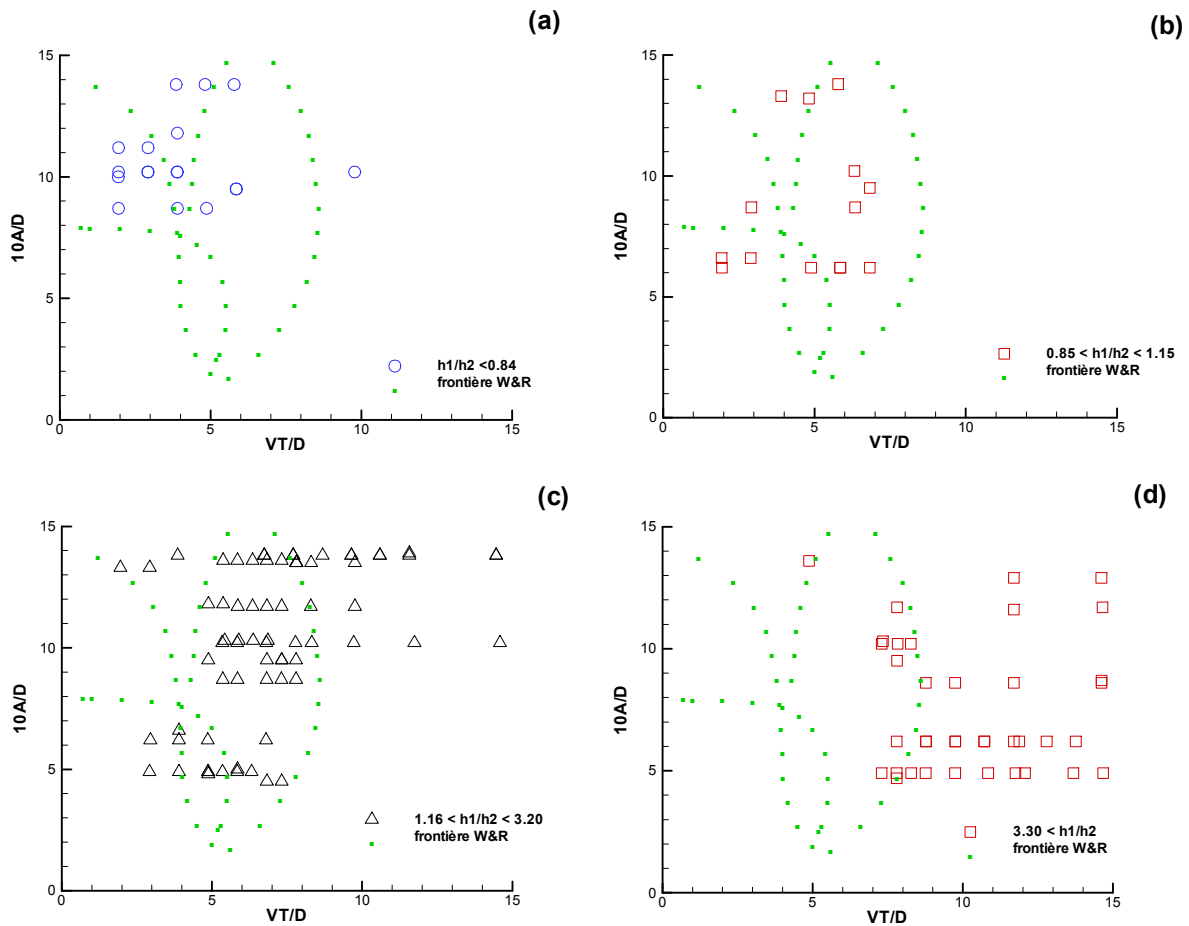


Figure 6 : Evolution du rapport h_1/h_2 dans le plan $(10\alpha, VT/D)$. Le rapport est inférieur à 0.84 pour une configuration (2S) (a). Ce rapport évolue entre 0.85 et 3.20 pour une configuration (2P) b, c. L'harmonique 2 prend très peu d'importance en dehors de la synchronisation (d).

6.2.1 Répartition du rapport h_1/h_2

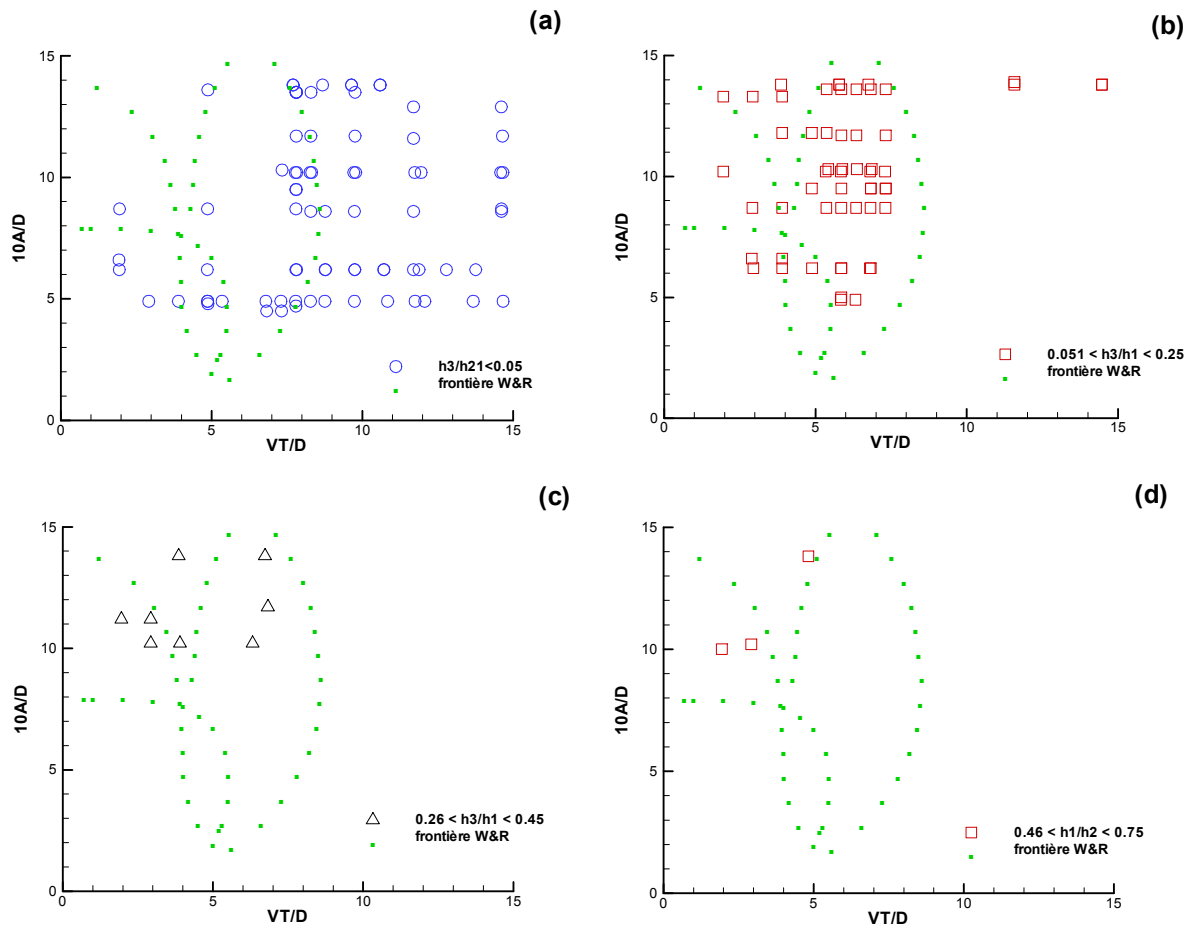


Figure 7 : Evolution du rapport h_3/h_1 dans le plan $(10\alpha, VT/D)$. L'harmonique 3 prend très peu d'importance en dehors de la synchronisation (a), valeur du rapport inférieure à 0.05. Le rapport croît pour une configuration (2S) (2P) (P+S) (b, c, d). Ce rapport évolue entre 0.51 et 0.45.

6.2.2 Répartition du rapport h_3/h_1

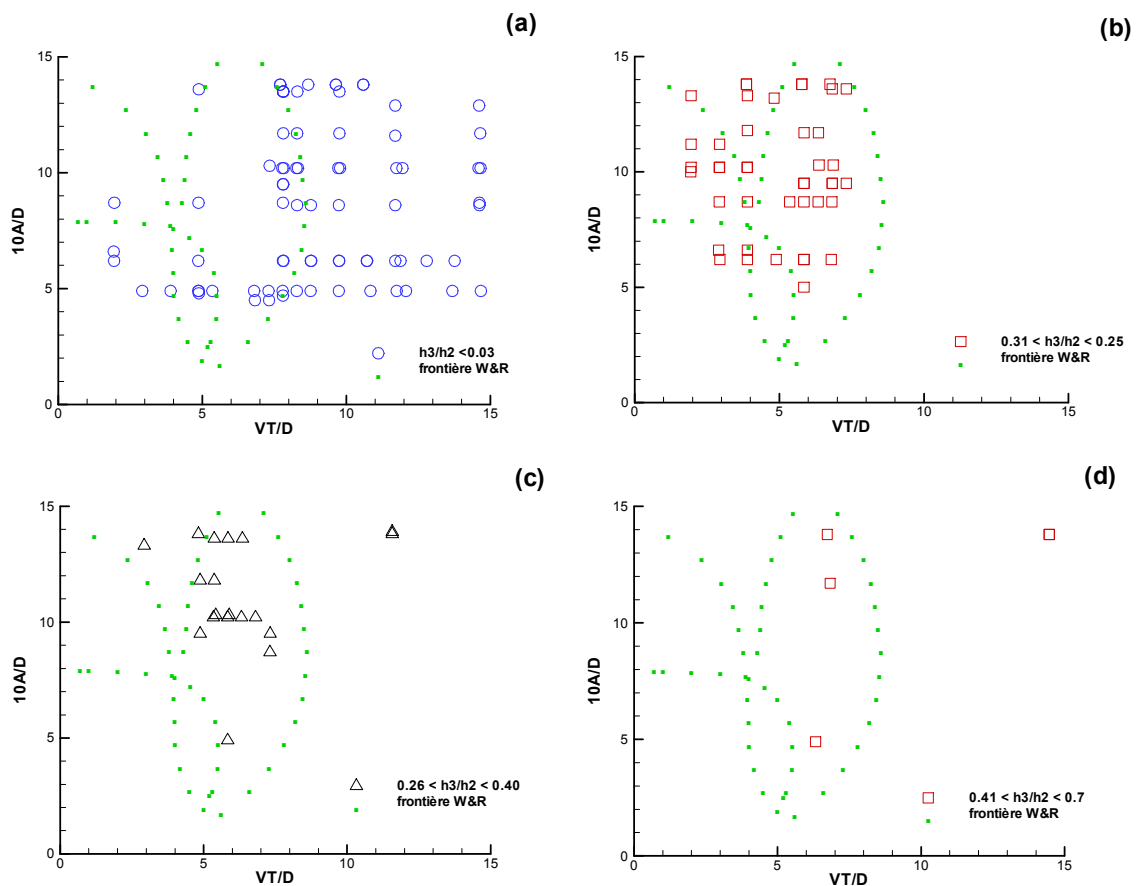


Figure 8 : Evolution du rapport h_3/h_2 dans le plan $(10\alpha, VT/D)$. Ce rapport est inférieur à 0.03 en dehors des zones de synchronisation (a). Il croît de 0.031 à 0.041 pour les configurations 2S, 2P, P+S (b, c, d)

6.2.3 Répartition du rapport h_3/h_2

lesquels on observe un dédoublement de fréquence pilote à faible valeurs de VT/D au phénomène de coalescence. Les expériences pour lesquelles nous avons observé ce dédoublement se situent dans les plages suivantes des paramètres :

$$1.93 \leq VT/D \leq 4.5 \quad \text{et} \quad 0.40 \leq A/D \leq 0.90.$$

Le modèle proposé dans la formule (1) est retenu ici et nous pouvons représenter le spectre de la force de traînée sur la figure 9. Cet exemple correspond au cas où $A/D = \alpha = 0.66$ et $VT/D = 1.93$ et $CD_0=2.95$. Les amplitudes des composantes des sous harmoniques et harmoniques sont représentées en Newtons et les phases par rapport au mouvement en degrés. La fréquence du mouvement est de 0.5145 Hz et son amplitude de 0.139 m. Rappelons que le diamètre du cylindre est de 0.20 m et sa longueur de 2 m. La présence d'un harmonique 2 supérieur à l'harmonique 1 montre que le cylindre est très influencé par son sillage pour lequel la configuration '2P' est retenue. On note que le dédoublement se fait autour de la fréquence pilote. Pour cette expérience la masse ajoutée sur le mouvement vertical est de $C_m=1.192$ et le coefficient d'amortissement est de $C_d=0.83$. Ces

coefficients ont été obtenus à partir d'un modèle de Morison pour les efforts verticaux donné par la formule (2) :

$$Fz(t) = \frac{\pi\rho LD^2}{4} Cm \ddot{z} + \frac{1}{2} \rho LDCd |\dot{z}| \dot{z} \tag{2}$$

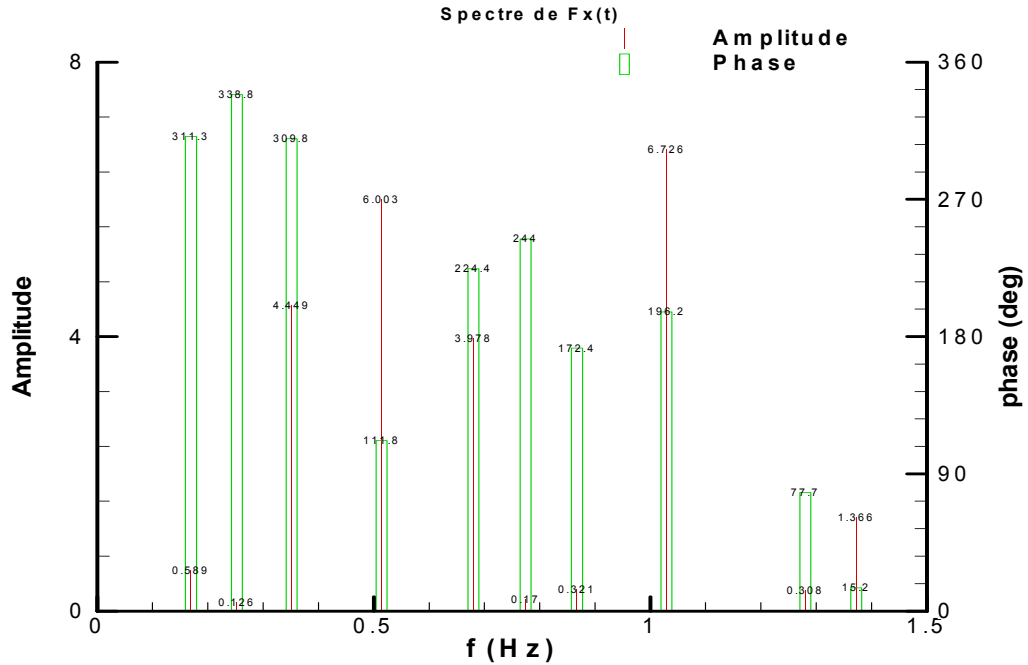


Figure 9 : Spectre du signal pseudo périodique de Fx (t)

Pour illustrer l'influence des sous harmoniques sur l'instabilité de l'effort de traînée on représente leurs trajectoires dans le plan $\{z(t), Fx(t)\}$ où $z(t)$ est le mouvement vertical pour le cas où les sous-harmoniques sont présents figure a puis absents figure b .

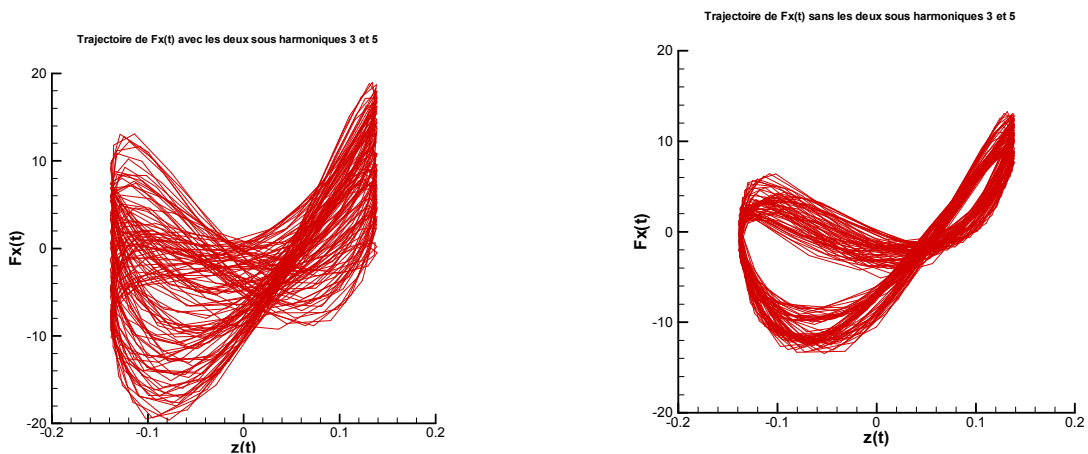


Figure 10 : Trajectoire de l'effort Fx (t) dans le plan (z, Fx) ; (a) avec les 2 sous harmoniques ; (b) sans les deux sous harmoniques

Comme le nombre de Reynolds pour cette expérience est de $VD/\nu = 35700$ on peut raisonnablement adopter un nombre de Strouhal proche de $S = 0.17$. Au vu des fréquences détectées par la méthode d'interpolation [20], on prendra $S = 0.1693$ ce qui correspond à la première fréquence du spectre, soit $f_0 = 0.16930$. On peut ainsi interpréter les 10 premières fréquences présentes dans le spectre du signal par la combinaison du mode de lâcher libre et du mode forcé par le tableau suivant.

$f_0 = 0.16930$	0.16930	.0000
$f/2 = 0.25725$	0.25246	.0186
$f - f_0 = 0.34520$	0.35139	.0179
$f = 0.51450$	0.51405	.0009
$f + f_0 = 0.68380$	0.68020	.0053
$2f - f/2 = 0.77175$	0.77440	.0034
$f + 2f_0 = 0.85310$	0.86729	.0166
$2f = 1.02900$	1.02926	.0003
$2f + f/2 = 1.28625$	1.28044	.0045
$2f + 2f_0 = 1.36760$	1.37216	.0033

Tableau 2 : Combinaison des fréquences du spectre. f_0 représente la fréquence de lâcher naturelle et f la fréquence pilote. La première colonne représente les combinaisons des modes du modèle et la deuxième les fréquences mesurées. La troisième l'erreur relative.

Ce modèle des fréquences est en bon accord avec les observations car l'écart est inférieur à 2% sur l'ensemble de l'estimation des valeurs des fréquences. Il est alors possible de se représenter l'écart entre le modèle et l'original par la courbe de la figure 11.

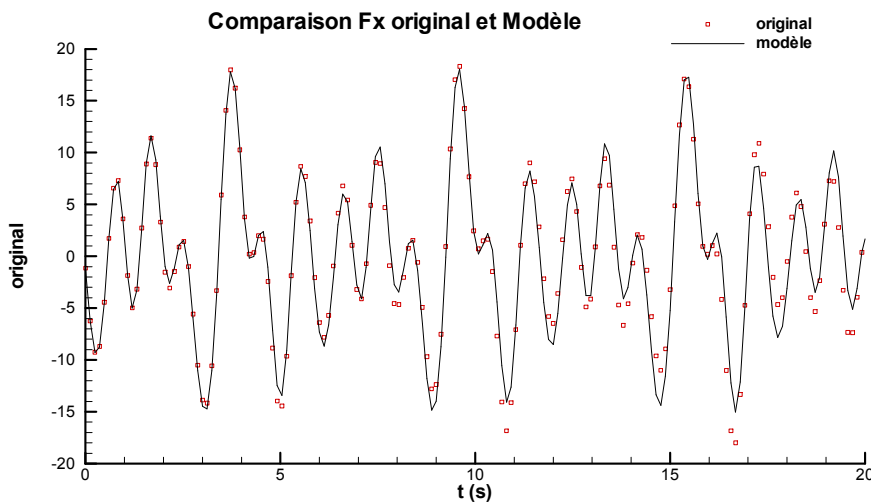


Figure 11 : Comparaison entre F_x original (symbole carré) et le modèle (ligne continue).

7. CONCLUSIONS

Nous avons montré qu'une certaine corrélation existe entre l'organisation spatiale des tourbillons lâchés derrière un cylindre et les spectres des efforts de traînée mesurés lors d'un déplacement sur une trajectoire sinusoïdale. Il est clair que l'augmentation de la traînée moyenne est observée lorsque le cylindre est en oscillation; ce résultat est bien connu et est en corrélation avec l'organisation spatiale des tourbillons qui augmente le diamètre apparent du cylindre. A faible vitesse réduite, on a pu montrer que le dédoublement des pics du spectre était en forte corrélation avec les tourbillons coalescents. Ainsi les instabilités observées sur le plan de phase montrent que la phase d'organisation s'accompagne d'efforts instables. L'introduction de la cambrure comme paramètre permet d'expliquer qu'aux très faibles vitesses d'avance le lâcher de tourbillon est tel que le cylindre est très influencée par le sillage qu'il engendre et tout se passe comme si le cylindre pénètre dans son sillage. Dans ce cas c'est l'harmonique 2 qui est prédominant et le lâcher peut être du type 2S, 2P ou P+S. De plus un couplage des modes de lâcher naturel et des fréquences du mouvement a été mis en évidence. Ce couplage montre que la compétition des modes de lâcher libre et du régime forcé fait apparaître des sous harmoniques résultant d'une combinaison du type $\lambda\omega - \mu\omega$ ou $\lambda\omega + \mu\omega$ où λ et μ sont des entiers ou des fractions simples.

8. REMERCIEMENTS

L'auteur remercie Messieurs Mutabazi et Lebey pour les conseils et suggestions qu'ils ont pu donner lors de l'élaboration de ce travail.

9. RÉFÉRENCES

1. WILLIAMSON C.H.K. [1985]: Sinusoidal flow relative to a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 155, pp. 141-174.
2. WILLIAMSON C.H.K. and ROSHKO A. [1988]: Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures* 2, 355-381.
3. BATCHELOR G.K. [1967]: An introduction to fluid dynamics. Cambridge University Press, Cambridge.
4. KEULEGAN G.H. & CARPENTER L.H. [1958]: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid. *Journal Res. Nat. Bur. Standards*, vol. 60, pp. 423-440.
- [5] MORISON J.R., O'BRIEN M.P., JOHNSON J.W., SCHAAF S.A. [1950]: The forces exerted by surface waves on pile. *Journal Petr. Tech. Am. Inst. Mining Eng.*, vol. 189, pp. 149-157.
6. RAJAONA R.D., CHAMI A., LEVENEZ M., LEBEY M. [1998]: On the asymmetry mechanism in the near wake of a cylinder in accelerated flow. 17th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. OMAE Lisboa 98.
7. SARPKEYA T. [1976a]: Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers. Technical Report No NPS-59SL76021. Naval Postgraduate School. Monterey, California.
8. SARPKEYA T. [1986]: Force on circular in viscous oscillatory flow at low Keulagen Carpenter numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 165, pp. 61-67.

9. TA PHUOC LOC and BOUARD R. [1985]: Numerical solution of the early stage of the unsteady viscous flow around a circular cylinder: a comparison with experimental visualization and measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 160, pp. 93-117.
10. BEARMAN P.W. [1984]: A model equation for the transverse forces on cylinders in oscillatory flows. *Applied Ocean Research*, vol. 6, N°3, pp. 166-172.
11. KANG Hai-gui and CHEN Bing [1998] : Experimental and numerical study of lift forces on a circular cylinder in sinusoidal flows. 17th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. OMAE Lisboa 98.
12. LECOINTE Y. & PIQUET J. [1990] : Computation of unsteady, laminar, incompressible, viscous flows using the vorticity streamfunction formulation. *Computational methods in viscous aerodynamics*, Murthy T.K.S. and Brebbia C.A., eds., Elsevier and Computational Mechanics, pp. 77-116.
13. RAJAONA R.D. [1987] : Phénomènes pseudopériodiques et écoulements autour d'un cylindre circulaire. Thèse de doctorat d'état, Ecole Nationale Supérieure de Mécaniques de Nantes.
14. TANIDA Y., OKAJIAMA A., WATANABE Y. [1973] : Stability of circular cylinder oscillating in uniform flow in a wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 61, pp. 769-784.
15. TATSUNO M. & BEARMAN P.W. [1990] : A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan-Carpenter numbers and low Stokes numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 211, pp. 157-182.
16. JIANHONG W, HAIGUI K & GREATED CA (1997) : 'A study of lift force and instantaneous velocity field around an oscillating circular cylinder'. JIANHONG W, HAIGUI K & GREATED CA (1997). *China Ocean Engineering*, Vol.11, N°4, pp.419-430.
17. OBASAJU E.D. , BEARMAN P.W. & GRAHAM J.M.R. (1988), 'A study of forces, circulation and vortex patterns around a circular cylinder in oscillating flow', *J.F.M.*, vol. 196, pp. 467-494.
18. GRAHAM J.M.R. (1987), ' Transverse forces on cylinders in random waves ', *Proceedings of International Conference on Flow Induced Vibrations*, Bowness-on-Windermere, England, pp 191-201
19. RAJAONA R.D & SULMONT P. (1989), ' Hydrodynamic coefficients of a cylinder moving on a sinusoidal trajectory ', *Proceedings of ASME Flow Induced Vibrations*, Chicago, USA.
20. RAJAONA R.D & SULMONT P. (1991), ' On the Accuracy on Spectral Interpolation Methods for Sampled Pseudoperiodic Signals ', *Journal of Computational Physics*, Vol 97, N°1, pp 30-52.
21. RAJAONA R.D. , GROUSSARD F. , LEVENEZ M., LEBEY M. (2003) « Sur la visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre en oscillation au-dessous d'une surface libre» 9èmes Journées de l'Hydrodynamique, Poitiers, Mars.
22. RAJAONA R.D., RAKOTONDRAJAONA L., LHOR A. (2005) « Etude expérimentale du déferlement derrière un cylindre en accélération/décélération au-dessous d'une surface libre», pp 203-216, ISSN 1161-1847, 10èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nantes, Mars.