

## Article 11. Méthode d'interpolation spectrale appliquée à l'étude de l'interaction sillage/surface libre derrière un cylindre circulaire en mouvement accéléré/décéléré

RAKOTONDRAJAONA Luc<sup>1,2</sup>, RASOLOMANANA Eddy<sup>1</sup>

RAMANAKOTO Toky Nandrasana<sup>1</sup>,

RAJAONA Raphaël Dominique<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire d'Hydrodynamique et Géosciences IST/T – ESPA Ankatso.

<sup>2</sup> Direction de l'Ecole du Génie Industriel, Institut Supérieur de Technologie d'Antananarivo.

<sup>3</sup> Laboratoire d'Ondes et Milieux Complexes, CNRS, Université du Havre.

Correspondant : [luc.rakotondrajaona@gmail.com](mailto:luc.rakotondrajaona@gmail.com)

**Mots-clés** : Surface libre, sillage, portance, méthode spectrale.

### Résumé :

Une méthode d'analyse d'un signal modulé en amplitude et en fréquence est présentée. Elle consiste à généraliser une méthode spectrale adaptée à l'extraction des fréquences dominantes d'un signal presque périodique. La méthode consiste à identifier les paramètres du spectre à partir de valeurs successives des pics obtenus par une transformée de Fourier discrète. L'originalité de la méthode tient au fait que l'on montre qu'une relation homographique simple permet de corriger les effets de l'étalement. Le signal retenu représente les efforts transversaux agissant sur un cylindre horizontal tracté à différentes profondeurs parallèlement à la surface libre suivant une valeur d'accélération de 0.15 m/s<sup>2</sup> puis d'une décélération de -0.150 m/s<sup>2</sup> dans une cuve de visualisation. Les efforts oscillatoires dus aux fluctuations de pression sur le cylindre résultent des effets conjugués des tourbillons du sillage proche et des effets de surface libre.

On montre en particulier qu'un jet plongeant généré par l'interaction sillage - surface libre se déstabilise pour les faibles immersions et augmente la fréquence des oscillations. On détermine alors un nombre de Strouhal généralisé pour représenter les fréquences spatiales et le coefficient de force de portance  $C_y$ .

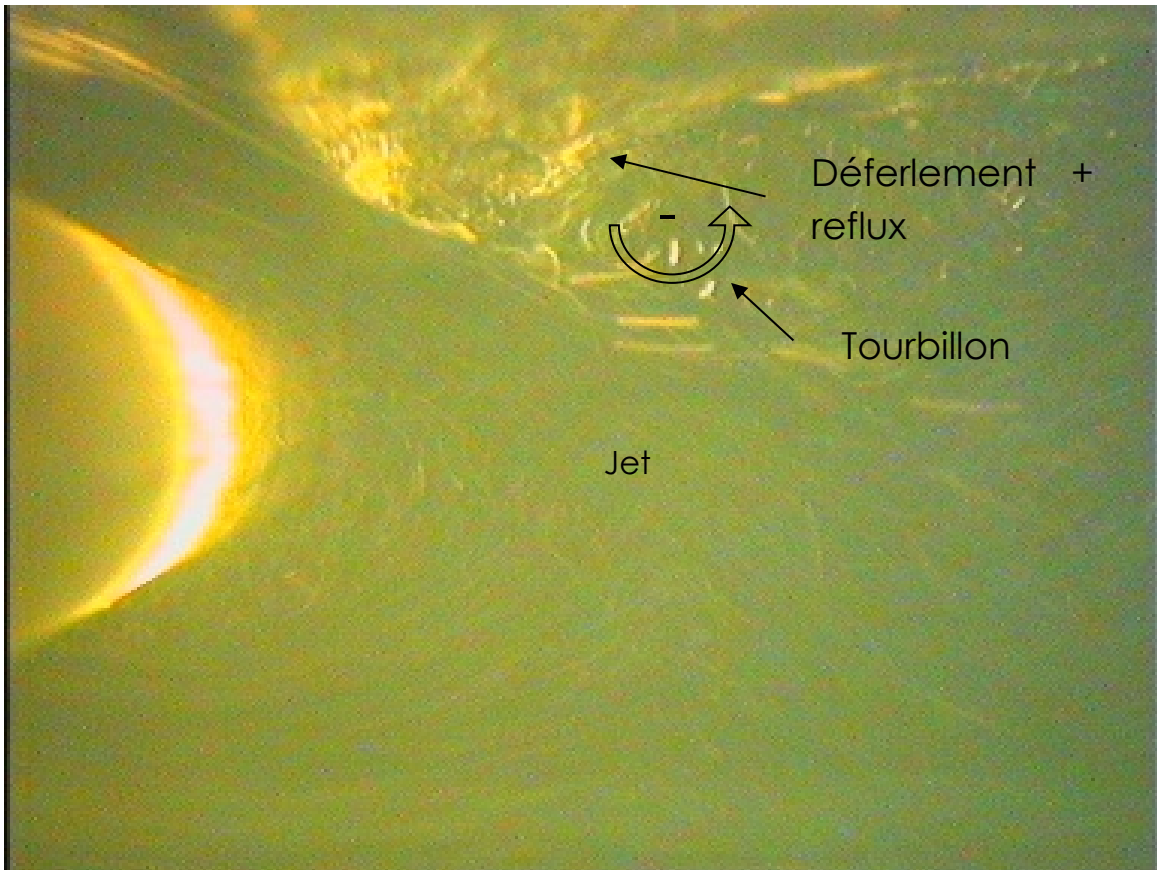
### I. Introduction

L'analyse d'un grand nombre de phénomènes physiques requiert des calculs de composantes périodiques ou presque périodiques de signaux délivrés par des appareils de mesure. Un ensemble de valeurs discrètes en fonction du temps correspondant à l'évolution du phénomène doit alors être analysé. Ces valeurs sont généralement obtenues à partir d'un échantillonnage correspondant à l'évolution en temps des paramètres décrivant le phénomène à intervalles réguliers. Par ailleurs, il est fréquent de voir des valeurs obtenues par des simulations numériques qui doivent aussi être analysées de la même manière.

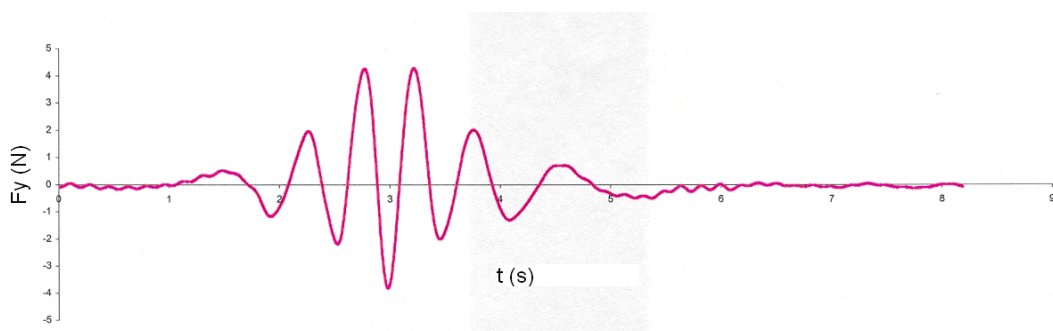
Dans cette étude, nous reprenons une méthode d'interpolation spectrale fondée sur l'analyse des pics d'un spectre discret [1], en l'adaptant au cas de phénomènes oscillatoires pour lesquels la fréquence présente une variation en fonction du temps. Cette situation est souvent observée dans le cas d'efforts hydro aérodynamiques engendrés par un lâcher de tourbillons autour d'un obstacle non profilé placé dans un écoulement instationnaire. Plusieurs expériences à grands et petits nombres de Reynolds [2] [3] ont montré que dans un tel cas le corps subit des efforts transversaux appelés efforts de portance pour lesquels la fréquence dépend de la phase d'accélération et décélération de l'écoulement et donc du temps.

La **figure 1** représente, pour un cylindre circulaire de diamètre  $D$  et de profondeur d'immersion  $d$ , tels que  $d/D = 0,375$ , le sillage et la forme de la surface libre ; le jet est le siège d'un écoulement rapide et d'épaisseur « faible ». La distorsion de la surface libre rappelle celle obtenue en tractant un profil sous une interface [4]. Les oscillations de ce jet provoquent une augmentation du nombre de Strouhal.

Un signal typique représentant de tels efforts est représenté sur les **figures 2 et 3** [4,7]. Les fréquences de ces efforts de portance dépendent du temps, nous montrons ici que cette dépendance est linéaire.



**Figure 1** : sillage derrière un cylindre et forme de la surface libre pour  $d/D=0.375$



**Figure 2** : Evolution en fonction du temps des efforts de portance appliqués sur une structure en mouvement accéléré/décéléré pour  $d/D=1,437$

(les effets de surface libre sont négligeables, le signal est symétrique par rapport à l'axe  $t=3s$ )

Dans cette étude, nous avons appliqué la méthode d'interpolation spectrale aux efforts de portance sur un corps immergé à une profondeur  $d$ , animé d'un mouvement accéléré puis décéléré.

### III. Méthode d'interpolation spectrale pour un signal presque périodique

#### III.1 Expressions du signal élémentaire et de sa transformée de Fourier

Soit un signal  $g(t)$  discrétisé à intervalle régulier  $t_i=rT/N$ ,

$T$  est la durée d'observation en secondes, c'est la largeur de la fenêtre d'observation d'un signal défini pour  $t$  variant de moins l'infini à plus l'infini,

$N$  est le nombre d'échantillons,

$r$  est un nombre entier compris entre 0 et  $N-1$ .

Soit de plus :  $g_r = g(t_r), r = 0, 1, \dots, N-1$  (1)

On suppose que les N échantillons satisfont la condition de Shannon : les fréquences d'échantillonnage sont plus grandes que le double de la fréquence la plus élevée du signal de telle sorte qu'il n'y a pas de phénomène de repliement.

La transformée de Fourier discrète de  $g(t)$  correspondant à une fréquence d'échantillonnage de  $1/T$  est donnée par l'équation :

$$G_j = \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} g_r e^{-i2\pi r j / N}, \quad j = 0, 1, \dots, N/2 \quad (2)$$

En général les valeurs  $G_j$  ne donnent pas le spectre exact de la fonction  $g(t)$  ; si une composante périodique est présente dans le signal, le pic du spectre ne correspond pas à l'amplitude de la composante périodique correspondante sauf lorsque la fréquence est un multiple entier de  $1/T$  ; ce phénomène s'explique par l'effet d'étalement [1]. Il n'est donc pas possible d'obtenir avec précision les amplitudes et la fréquence des différentes composantes du signal à partir de la connaissance de  $G_j$ .

### III.2 Expression du signal presque périodique

Nous admettons que le signal presque périodique est constitué par la superposition d'un nombre fini de composantes distinctes et faiblement amorties. Pour un signal réel :

$$g_r = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{N-1} A_k e^{i\Omega_k t_r} + \bar{A}_k e^{-i\bar{\Omega}_k t_r} + w(t_r) \quad (3)$$

$$\text{Où : } \begin{cases} \mathcal{A}_k = a_k + ib_k \\ \Omega_k = i\lambda_k + \omega_k \end{cases} \quad (4)$$

avec  $a_k, b_k, \lambda_k, \omega_k$  sont des nombres réels,

$\lambda_k$  très faibles,  $w(t_r)$ , bruit de faible niveau,

$k$ , nombre entier variant de 0 à  $N-1$ .

Seules quelques valeurs de  $A_k$  sont non nulles puisque le signal est supposé composé de composantes bien distinctes.

### III.3. Relation entre $G_j, A_k$ et $\Omega_k$

En reportant (3) dans (2),  $G_j$  est explicité sous la forme :

$$G_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \mathcal{A}_k \frac{1 - e^{-\lambda_k T + i(\omega_k T - 2\pi j)}}{1 - e^{-\lambda_k T + i(\omega_k T - 2\pi j)/N}} + \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} w_r e^{-i2\pi r j / N} \quad (5.a)$$

L'équation (5.a) indique qu'il n'y a pas de relation évidente entre les valeurs de  $G_j$  et  $A_k$  sauf pour les composantes dont les pulsations  $\omega_k$  sont des multiples entiers de  $\Delta\omega = 2\pi/T$ . Lorsque  $j=K, \omega_k = K2\pi/T$  et  $\lambda_k$  faibles, pour ces composantes particulières on obtient :

$$G_K = A_K \frac{1 - e^{-\lambda_K T}}{\lambda_K T} + \frac{1}{N} \sum_{k=0, k \neq K}^{N-1} A_k \frac{1 - e^{-\lambda_k T + i(\omega_k T - 2\pi j)}}{1 - e^{-\lambda_k T + i(\omega_k T - 2\pi j)/N}} + \frac{1}{N} \sum_{r=0}^{N-1} w_r e^{-i2\pi r j / N} \quad (5.b)$$

De plus, si toutes les valeurs de  $\lambda_k$  tendent vers zéro pour les valeurs de  $k$  allant de 0 à  $N-1$ , on obtient la relation :

$$G_K = A_K + O\left(\frac{1}{N}\right) + W(K) \quad (5.c)$$

dans laquelle  $O\left(\frac{1}{N}\right)$  représente la contribution (de l'ordre de  $\frac{1}{N}$ ) des composantes autres que  $K$  et  $W(K)$ , celle du bruit.

En négligeant la contribution du bruit  $G_K$  donne directement la valeur de  $A_K$ .

Plus généralement, la pulsation d'une composante peut être associée à deux valeurs successives de  $\omega_k$  de la façon suivante :

$$K\Delta\omega \leq \omega_k \leq (K+1)\Delta\omega \quad (6.a)$$

ou

$$(K-1)\Delta\omega \leq \omega_k \leq K\Delta\omega \quad (6.b)$$

En pratique, K correspond aux valeurs de j pour lesquelles  $G_j$  représente un pic dans le spectre malgré l'effet d'étalement. Les équations (6.a) et (6.b) peuvent se mettre sous la forme :

$$\omega_k = (K + \varepsilon_k)2\pi/T \quad \text{avec} \quad |\varepsilon_k| \leq 1 \quad (6.c)$$

La méthode d'interpolation spectrale consiste à calculer  $\varepsilon_k$  puis  $\omega_k$  par l'équation (6.c). On peut alors mettre en évidence la contribution du pic d'ordre K dans l'équation (5.a), l'équation (2) donne :

$$G_j = \frac{1}{N} A_K \frac{1 - e^{i2\pi(F_k T - j)}}{1 - e^{i2\pi(F_k T - j)/N}} + \frac{1}{N} \sum_{k=0, k \neq K}^{N-1} A_k \frac{1 - e^{i2\pi(F_k T - j)}}{1 - e^{i2\pi(F_k T - j)/N}} + W(j) \quad (7.a)$$

Où :

$$F_k = \Omega_k / 2\pi = i \frac{\lambda_k}{2\pi} + f_k = i \frac{\lambda_k}{2\pi} + (k + \varepsilon_k) \frac{1}{T} \quad (7.b),$$

k allant de 0 à N-1 et  $W(j)$ , transformée de Fourier discrète de  $w(t_r)$ .

Pour les valeurs K de l'entier j, la contribution du pic d'ordre K est dominante vis-à-vis des composantes restantes. Dans ce cas, on peut écrire :

$$G_K = A_K \frac{1 - \exp z_K}{-z_K} + O_K(1/N) + W(K) \quad (8)$$

$$\text{où : } z_K = i2\pi(F_K T - K) = -\lambda_k T + i2\pi\varepsilon_K \quad (9)$$

$$O_K(1/N) = \frac{1}{N} \sum_{k=0, k \neq K}^{N-1} A_k \frac{1 - e^{i2\pi(F_k T - K)}}{1 - e^{i2\pi(F_k T - K)/N}} \quad (10)$$

De même, pour  $j = K+1$  et  $j = K-1$  :

$$G_{K+1} = A_K \frac{1 - \exp z_K}{-z_K + i2\pi} + O_{K+1}(1/N) + W(K+1) \quad (11)$$

$$G_{K-1} = A_K \frac{1 - \exp z_K}{-z_K - i2\pi} + O_{K-1}(1/N) + W(K-1). \quad (12)$$

Le rapport entre  $G_K - G_{K+1}$  et  $G_K - G_{K-1}$  qui s'écrit en fonction de  $z_K$  de la façon suivante :

$$\frac{G_K - G_{K+1}}{G_K - G_{K-1}} = \frac{i2\pi + z_K}{i2\pi - z_K} \quad (13)$$

permet d'exprimer  $z_K$  :

$$z_K = i2\pi \frac{G_{K+1} - G_{K-1}}{2G_K - G_{K+1} - G_{K-1}} \quad (14)$$

La prise en compte successive des équations : (9), (7.b), (8), (11) et (12) entraîne :

$$A_K = (2G_K - G_{K+1} - G_{K-1}) \frac{z_K(z_K^2 + 4\pi^2)}{8\pi^2(1 - e^{z_K})} \quad (15)$$

## II Elaboration du modèle de signal modulé en fréquence et en amplitude

### a) Modulation linéaire de la fréquence

Afin de préciser la variation en temps de la fréquence, montrons d'abord que la force de portance peut s'exprimer en fonction du déplacement relatif du cylindre  $x/D$  dans le cas d'un mouvement uniforme. En effet dans ce cas pour une gamme de Reynolds assez large [40-300000], on sait que les oscillations sont liées aux lâchers alternés de tourbillons. Si  $f_0$  représente la fréquence du lâcher, la force de portance est proportionnelle à  $\cos(2\pi f_0 t)$  à une phase près. On a successivement :

$$\begin{aligned} \cos(2\pi f_0 t) &= \cos(2\pi \frac{f_0}{V} Vt) = \\ \cos(2\pi \frac{f_0 D}{V} \frac{Vt}{D}) &= \cos(2\pi St \frac{x}{D}) \end{aligned} \quad (16)$$

ainsi, les efforts sont proportionnels à  $\cos(2\pi St \frac{x}{D})$  où  $\frac{x}{D}$  est le déplacement relatif et St, nombre de Strouhal, associé à la fréquence des oscillations de  $F_y$ . En général, la valeur de St reste voisine de 0.2.

Physiquement, l'expression (16) traduit le fait que le lâcher de tourbillons a lieu si le cylindre a parcouru une distance telle que la couche limite autour du corps alimente suffisamment le sillage en vorticité pour déclencher le lâcher alterné [5].

Dans le cas d'un mouvement accéléré puis décéléré, on admet pour les mêmes raisons que les forces de portance sont proportionnelles à  $\cos(2\pi St^* \frac{x}{D})$ . Dans cette expression  $St^*$  représente un nombre de Strouhal « généralisé » au sens où

la définition présentée à l'équation (16) est étendue au cas d'écoulement non permanent. En effet si  $\frac{x}{D} = \frac{1}{2} at^2$  où  $a$  est l'accélération,  $F_y$  est proportionnelle à  $\cos(2\pi St^* \frac{1}{2D} at^2)$ . On retrouve alors bien la modulation linéaire de la fréquence. Pour la phase de décélération, on obtient un résultat similaire.

### b) Modulation de l'amplitude

L'expérience montre que les amplitudes des forces de portance varient en fonction du temps au cours du mouvement du cylindre sur sa trajectoire. Cette modulation est due au fait que lorsque la vitesse croît de façon linéaire, l'amplitude de la force croît comme le carré de cette vitesse. Lorsque le cylindre décélère, la vitesse décroît et l'amplitude de  $F_y$  décroît également. Nous adoptons ainsi un modèle proche de celui proposé par Bearman et Graham [7] et nous prenons comme terme de modulation d'amplitude  $A(1 - \cos(2\pi \frac{t}{T_1}))$  où  $T_1=2T$  représente le temps que mettrait le cylindre pour un aller-retour, c'est-à-dire le double de la durée de la phase accélération/décélération,  $A$  L'amplitude  $A$  de  $F_y$  est calculée par la méthode d'interpolation spectrale. Ainsi, en comparant à l'expression obtenue pour le cylindre fixe placé dans une houle,  $\frac{2\pi}{T_1}$  représenterait la pulsation du phénomène quasi-périodique.

En définitive le modèle retenu s'écrit :

$$F_y(\frac{x}{D(t)}) = A \left( 1 - \cos(2\pi \frac{t}{T_1}) \right) \cos(2\pi St^* \frac{x}{D}) \quad (17)$$

où  $St^* = \frac{D}{\Lambda}$ ,  $\Lambda$  fréquence spatiale et :

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{2} at^2 && \text{pour } t \leq \frac{T}{2} \\ x &= \frac{1}{2} a(t - \frac{T}{2})^2 + \frac{aT}{2}(t - \frac{T}{2}) + a \frac{T^2}{8} && \text{pour } t > \frac{T}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

Les figures 3.a et 3.b représentent l'évolution de la force  $F_y$  exprimée en fonction du temps et en fonction du déplacement relatif : la force  $F_y$  est quasi-périodique en fonction de  $t$  et de  $x$  au cours du déplacement du cylindre.

c) Coefficients des forces hydrodynamiques transversales

Le coefficient  $C_y$ , fonction de l'amplitude maximale de la force oscillatoire, est donné par :

$$C_y = \frac{A}{\frac{1}{2} \rho L D U_{\max}^2} \text{ avec } U_{\max} = \frac{aT}{2} \quad (19)$$

où  $a$  est l'accélération et  $T$  durée de l'accélération égale à celle de la décélération.

De même le nombre de Froude, fonction de la profondeur d'immersion du cylindre s'écrit :

$$Fr = \frac{U_{\max}}{\sqrt{gd}} \quad (20)$$

Comme le signal  $F_y$  en fonction du déplacement est presque périodique d'une part et que le pas de temps d'acquisition est constant, égal à 0.004 s d'autre part, la représentation de  $F_y$  en fonction de  $x$  n'est plus définie selon un pas constant du fait de l'accélération/décélération et il est nécessaire de construire un ensemble de points  $\{x_r, F_{y_r}\}$  pour  $r = 0, N-1$  pour lequel la répartition en  $\Delta x$  est constant. Cet ensemble s'obtient en utilisant une méthode classique de spline. Enfin, pour améliorer la résolution en fréquence spatiale, nous avons périodisé le signal sur 4 fois la durée de l'expérience. Ainsi, dans l'exemple de la **figure 6**, le pic prédominant du spectre qui a lieu pour  $d/x = d/\lambda = 0.222$  correspond à la longueur d'onde spatiale  $\Delta x = d/0.222 = 0.180$  m.

**IV. Résultats**

**IV.1 Résultats relatifs à un modèle synthétique**

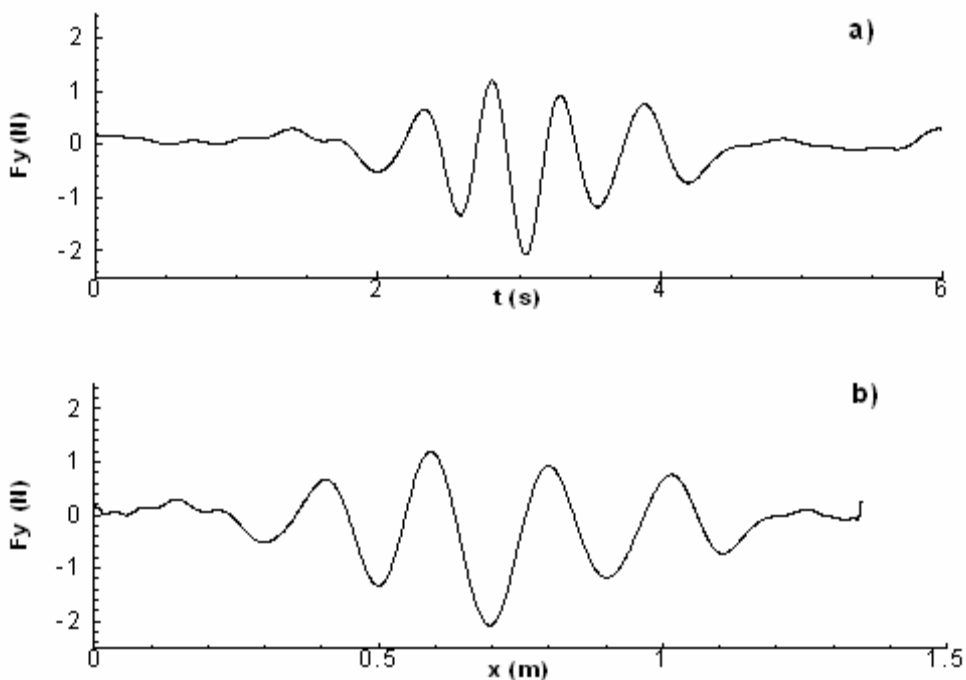
La méthode d'interpolation spectrale appliquée à un modèle synthétique donne les résultats de la **figure 5**.

**IV.2 Résultats relatifs à des valeurs observés de  $F_y$**

Nous représentons sur la **figure 6**, les courbes de  $F_y$  observés et calculés lorsque  $\frac{d}{D} = 1.4$

**IV.3 Résultats relatifs aux coefficients  $C_y$**

Nous représentons sur la **figure 7**, les évolutions du coefficient  $C_y$  et du nombre  $St$  calculés par la méthode d'interpolation linéaire en fonction de  $Fr$ .



**Figure 3** : Représentation d'un modèle de  $F_y$  a) en fonction de  $t(s)$ , b) en fonction du déplacement  $x$ .

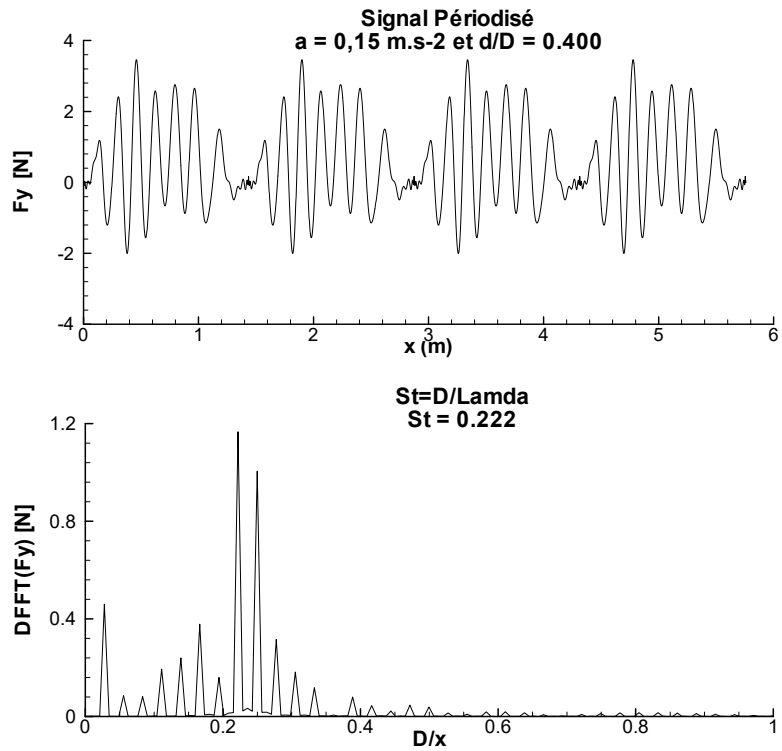


Figure 4 : Exemple de périodisation du signal et spectre du signal périodisé.

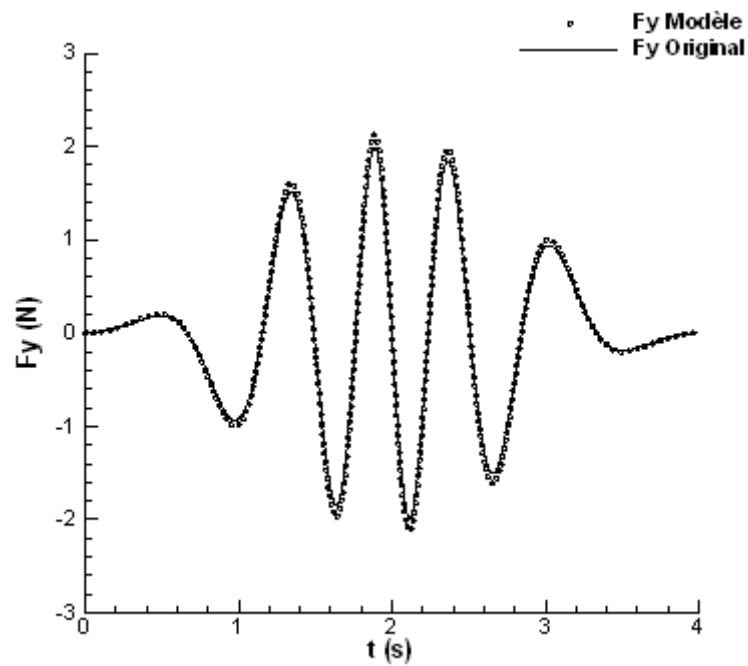


Figure 5 : Comparaison d'un signal  $F_y$  original donné par le modèle des équations (17) et (18) avec le signal  $F_y$  reconstitué à partir des pics analysés dans la méthode d'interpolation ; l'erreur relative sur le nombre de Strouhal  $St$  est de  $2,77 \cdot 10^{-4}$  et de  $6,54 \cdot 10^{-2}$  sur l'amplitude maximale.

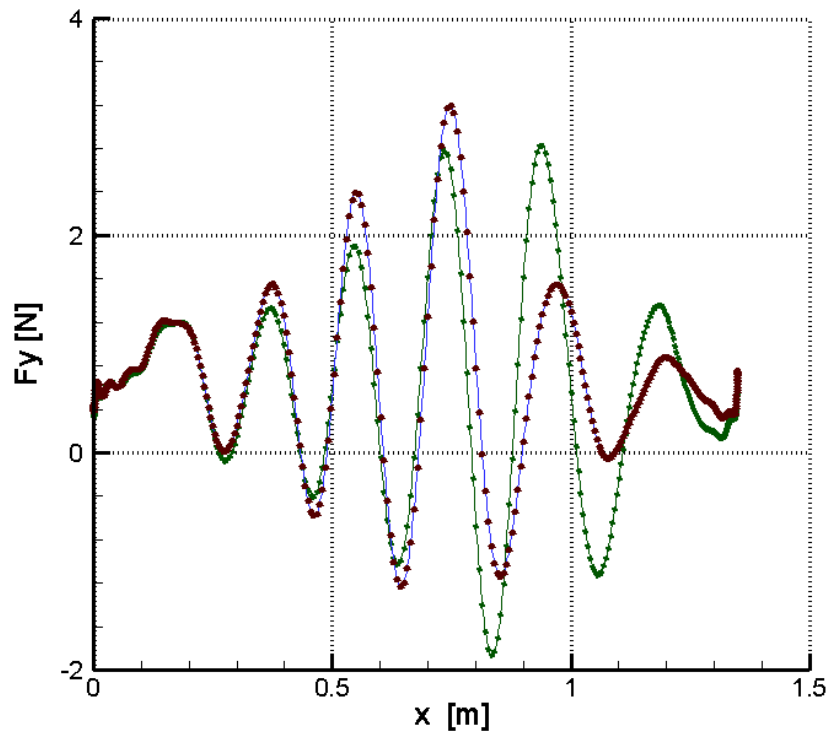


Figure 6 : Efforts de portance  $F_y$  observés (couleur bleue) et calculés (couleur verte) pour une immersion  $d/D=1.437$  lorsque  $a = 0.15 \text{ m.s}^{-2}$

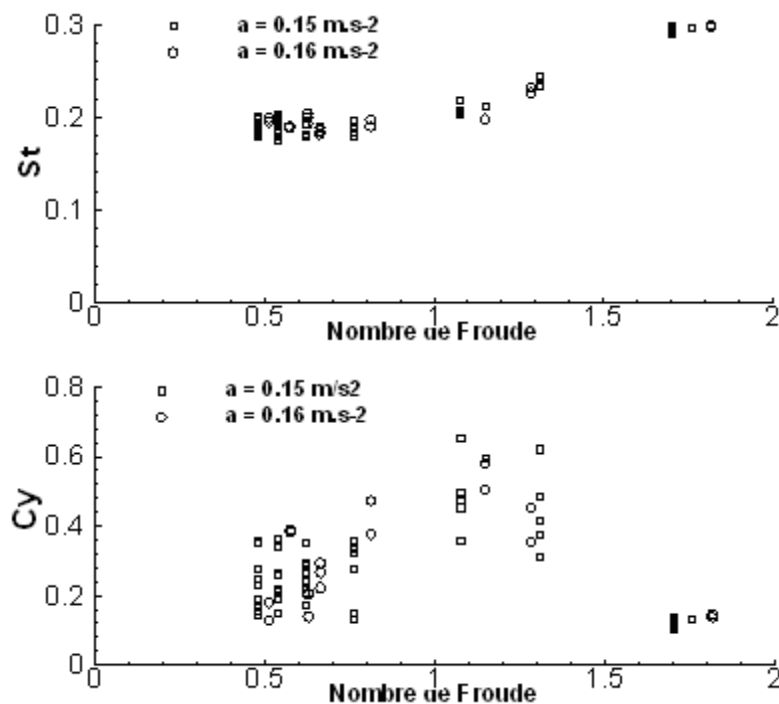


Figure 7 : Evolution de la fréquence spatiale et du coefficient  $C_y$  de l'amplitude de la force oscillatoire en fonction du nombre de Froude pour deux accélérations

## V. Discussions

On observe que la fréquence des oscillations est bien reproduite dans la phase d'accélération. La disparité relative dans la phase de décélération montre que les perturbations de l'écoulement ont un effet non négligeable.

Les résultats de la figure 7 montrent que le coefficient  $C_y$  croît puis présente un maximum au voisinage du nombre de Froude de 1.2 et diminue pour  $Fr = 1.7$ . L'augmentation de  $C_y$  est associée au fait que lorsque le cylindre se rapproche



de la surface libre, la profondeur d'immersion devient faible avec comme conséquence que les interactions entre la surface libre s'intensifient ; toutefois si une partie du cylindre vient à émerger de l'eau au cours du mouvement, cette interaction change de nature et  $C_y$  diminue.

De plus la fréquence des oscillations croît jusqu'à donner un nombre de Strouhal de 0.3. Cette augmentation est attribuée à l'instabilité du jet qui prend naissance dans le sillage. La valeur de  $St$  reste très voisine de la valeur classique de 0.2. Notons que la méthode permet de calculer avec une très bonne précision la fréquence spatiale. Par contre les disparités sur le calcul du  $C_y$  sont plus importantes car le lâcher est plus ou moins intense d'un essai à l'autre surtout aux grandes profondeurs  $d/D = 4$  ou  $5$ . En effet, les effets de bout sont inévitables même si l'écoulement est globalement bidimensionnel en raison du caractère instationnaire du mouvement ; cela peut s'observer sur la bonne répétitivité des expériences même pour des faibles immersions. Des valeurs de  $C_y$  obtenues en utilisant une méthode des moindres carrés non linéaire du type Levenberg - Marquard sont comparables à ceux présentés ici, cependant la méthode spectrale est plus précise sur la détermination du nombre de Strouhal [4, 9].

Les résultats nouveaux présentés concernent la mise en œuvre d'une méthode expérimentale originale pour étudier les interactions entre un sillage du type Von Karman et une surface libre. La méthode a permis de proposer un modèle des efforts transversaux et des valeurs du coefficient de forces  $C_y$  ainsi que le nombre de Strouhal correspondants pour différentes immersions du cylindre. Le calcul de ces coefficients nécessite de généraliser une méthode d'interpolation spectrale adaptée à un signal presque périodique à un signal présentant une modulation de fréquence et d'amplitude. Ce travail a permis de mettre en évidence le comportement dynamique d'un cylindre évoluant sous une surface libre ; on note en particulier que la présence d'un jet dissymétrise fortement le sillage et qu'une instabilité de ce dernier, attribuée à la proximité de la surface libre, conduit à une déformée semblable au profil d'un déferlement glissant. Des travaux concernant le cas d'un cylindre coupant la surface libre sont en cours d'étude.

## Références

- [1] **Rajaona R.D., Sulmont P.**, *A method of Spectral Analysis Applied to Periodic and Pseudoperiodic Signals*, Journal of Computational Physics, Vol. 61, pp. 186-193, 1985
- [2] **Sulmont P., Rajaona R.D.**, *Measurements of the drag forces on an inclined circular cylinder in a uniformly accelerated or decelerated motion*, Behaviour of Offshore Structure, Trondheim, 1988, pp 409-504
- [3] **Obasaju E.D., Bearman P.W., Graham J.M.R.**, *A model equation for transverse forces on cylinders in oscillatory flows*, Applied Ocean Research, Vol. 3 N3, pp 166-172, 1984.
- [4] **Rajaona R.D., Rakotondrajaona L., Lhor A.**, *Etude expérimentale du déferlement glissant derrière un cylindre en mouvement accéléré/décéléré sous la surface libre*, 10èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nantes, 2005
- [5] **Duncan J.H.**, *Spilling Breakers*, Annual Review of Fluid Mechanics, 2001, 33, pp 519-547
- [6] **Duncan J.H.**, *An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil*, Proc. R. Soc., London, Vol. 126, pp 331-348, 1981
- [7] **Rajaona R.D., Levenez M., Lebey M.**, *Visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre en oscillation sous la surface libre*, 9èmes Journées de l'Hydrodynamique, Poitiers, 2003
- [8] **Gerrard J.H.**, *An experimental investigation of the oscillating lift and drag of circular cylinder shedding turbulent vortices*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, N3, pp 166-172, 1961
- [9] **Rajaona R.D., Rakotondrajaona L., Rasolomanana E.**, *On the lift forces on an accelerated/decelerated cylinder beneath a free surface*, IUTAM Symposium on Fluid-Structure Interaction in Ocean Engineering, Hambourg, 2007