

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de Mécanique

MEMOIRE DE MAGISTER
En Génie Mécanique
Spécialité : Construction Mécanique

ANALYSE DES VIBRATIONS INDUITES D'UNE PLAQUE DUES À
L'ECOULEMENT DE FLUIDE PAR ELEMENTS FINIS

Par
TAKDENTI Mourad

Devant le jury composé de :

M. Ouali	Professeur, U de Blida	Président
S. Rechak	Professeur, ENP Alger	Examineur
A. Allali	MC, U de Blida	Examineur
M. Meghatria	C.C, U de Blida	Rapporteur
A. Abdellah el-hadj	MC, U de Médéa	Co- Rapporteur

Blida, Juin 2009

ملخص

في هذه الأطروحة، قمنا بدراسة مشكلة التفاعل (التأثير و التأثير) بين الموائع و الهياكل بواسطة العناصر المحدودة . أخذنا حالة اهتزازات لهيكل مسطح ناتجة عن دوامات المنفصلة عن تدفق الهواء. السريان (التدفق) يخضع إلى قوانين نافياي- ستوكس خلال النظام الوقتي . اهتزازات الهيكل المسطح تتبع الطريقة Newmark. طريقة Arbitrary Lagrangian Eulerian لدراسة حركة السطح البيني المائع – الهيكل . تم استعمال شفرة الكمبيوتر للعناصر المحدودة خلال هذه الدراسة.

قمنا بالتحقق من صحة النموذج من خلال مقارنة النتائج المتحصل عليها مع نتائج تجريبية للسريان (التدفق) حول أسطوانة دائرية . ثم قمنا بدراسة تأثير القوى الوقتية للمائع على حالة الديناميكية للهيكل المسطح . النتائج التي تحصلنا عليها تظهر بوضوح في مراحل زمنية مختلفة إنحاء الهيكل وحالات من الإجهاد نتيجة الدوامات المنفصلة عن تدفق الهواء.

RESUME

Dans ce mémoire, on a étudié un problème d'interaction fluide-structure par la méthode des éléments finis. On a pris le cas des vibrations induites par détachements tourbillonnaire d'un écoulement d'air autour d'une plaque plane. L'écoulement est modélisé par les équations de Navier-Stokes en régime laminaire transitoire. Les vibrations de la structure sont modélisées par la méthode de Newmark. La méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) a été utilisée pour modéliser le mouvement de l'interface solide-fluide. Un code de calcul en élément finis a été utilisé pour résoudre le problème. Premièrement, on a validé le modèle de l'écoulement en comparant nos résultats par rapport aux résultats expérimentaux d'écoulement autour d'un cylindre circulaire. Ensuite, on a étudié l'effet des forces transitoire induites par le fluide sur la dynamique de notre structure. Les résultats ainsi obtenus montrent clairement pour les différents temps choisis les déformations de la structure et son état de sollicitation sous l'effet des tourbillons d'air.

ABSTRACT

In this memory, one a studies a problem of interaction fluid-structure by the finite element method. One took the swirling case of the vibrations induced by detachments of a flow of air around a plane plate. The flow is modeled by the Navier-Stokes equations in transient laminar mode. The vibrations of the structure are modelled by the method of Newmark. The method ALE (arbitrary Lagrangian Eulerian) was used to model the movement of the interface solid-fluid. A computer code in finite element was used to solve the problem. Firstly, one validated the model of the flow by comparing our results compared to the experimental results of flow around a circular cylinder. Then, one a studies the transitory effect of the forces induced by the fluid on the dynamics of our structure. The results so obtained clearly show for various selected times and its state the structural deformations of request under the effect of the swirls of air.

REMERCIEMENTS

En tout premier lieu, je remercie Dr MEGHATRIA M'hamed pour son acceptation d'être mon directeur de thèse et son soutien et sa grande patience et sa grande sérénité.

Je remercie mon ami le docteur ABDELLAH EL-HADJ Abdellah d'avoir accepté de co-dirigé ma thèse, et pour sa grande disponibilité et sa grande patience avec sa curiosité scientifique.

Je tiens à présenter tout mes compléments et ma gratitude à ma famille qui m'a soutenu très fortement pour avancer dans cette recherche, et je commence par mon très cher père, ma mère la lumière de ma vie, ma femme qui m'a bien épaulé pour arriver à ce jour, sans oublier mes frères et sœurs.

Je remercie également mes très chères filles Sabrina, Ihcène et Amina, pour leurs encouragements.

Je remercie tout le personnel du Département de Mécanique de Blida, à leur tête Mr TOUMI Dehbi.

Je remercie tout le personnel et mes collègues enseignants de l'institut de formation professionnel de Médéa.

Je remercie mes amis enseignants de l'université de Médéa.

Je remercie mes amis qui m'ont encouragés à continuer mes études post-graduation.

Je remercie Monsieur OUALI d'avoir accepté de présider le jury.

Je remercie Monsieur RECHAK d'avoir accepté d'être membre de jury.

Je remercie Monsieur ALLALI d'avoir accepté d'être membre de jury.

Pour finir, je suis très reconnaissant à tous mes amis venus aussi nombreux me soutenir par leur présence au jour J.

TABLE DES MATIERES

RESUME	1
REMERCIEMENTS	4
TABLE DES MATIEREES	5
LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX	6
LISTE DES INDICES	9
INTRODUCTION	10
1. L'interaction fluide-structure	12
1.1 L'importance de la modélisation des problèmes FSI	12
1.2 Les écoulements autour d'obstacles	14
1.3 Les vibrations des structures induites par détachements tourbillonnaires	19
1.4 Etat de l'art	20
2. Formulation Mathématique des interactions fluide structure	23
2.1 Formulation Mathématique pour le solide	23
2.2 Formulation Mathématique pour le fluide	24
2.3 Méthode Eulérienne-Lagrangienne	27
2.4 Formulation Mathématique de l'Interaction fluide-structure	28
3. Méthode numérique utilisée	34
3.1 La méthode de résolution pour le solide	34
3.1.1 Analyse modale	34
3.1.2. Analyse dynamique	35
3.2 La méthode de résolution pour le fluide	36
3.3 Résolution des problèmes FSI	42
3.4 Cas de référence	44
4. Résultats et Discussion	45
4.1 Analyse modale de la structure	45

4.2 Analyse de l'écoulement autour d'un cylindre	47
4.3 Analyse des vibrations de la structure induites par l'écoulement	54
CONCLUSION	66
REFERENCES	67
ANNEXES	71
Annexe A : Programme écoulement autour d'un cylindre	71
Annexe B : Programme écoulement autour de la structure étudiée	76
Annexe C : Programme vibrations de la structure	81

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

Figure 1.1	Résumé schématique des différents types d'écoulements autour d'un cylindre	15
Figure 1.2	Ligne de courant et photo pour Reynolds égale 1	15
Figure 1.3	Ligne de courant pour $Re = 30$	16
Figure 1.4	Ligne de courant instantanées pour Reynolds égale 100	17
Figure 1.5	Photo longue exposition de l'écoulement autour d'un cylindre à Reynolds 200	18
Figure 1.6	Coefficient de traînée en fonction du Reynolds	18
Figure 1.7	Harpe éolienne	20
Figure 2.1	La surface d'une longueur unitaire pour un cylindre	26
Figure 2.2	Description Eulérienne Lagrangienne	28
Figure 2.3	Nombre de Strouhal S_t en fonction du nombre de Reynolds Re	29
Figure 2.4	Accrochage (lock-in) en fonction de la vitesse réduite U_r	30
Figure 2.5	Amplitude maximale des oscillations a l'accrochage en fonction de Skop-Griffin	32
Figure 2.6	Extension du domaine d'accrochage en fonction du rapport de masse	33
Figure 3.1	Interaction fluide structure	43
Figure 3.2	Domaine et conditions aux limites	44
Figure 4.1	La structure discrétisée	45
Figure 4.2	Les six premiers modes de vibration de la structure	47
Figure 4.3	Domaine de l'écoulement autour d'un cylindre	48
Figure 4.4	Maillage de l'écoulement d'air autour d'un cylindre circulaire	49
Figure 4.5	Le coefficient de portance selon les différents maillages pour l'écoulement autour d'un cylindre	51
Figure 4.6	Le coefficient de traînée selon les différents maillages pour l'écoulement autour d'un cylindre	52
Figure 4.7	Le coefficient de traînée en fonction du coefficient de portance pour l'écoulement autour d'un cylindre circulaire	53
Figure 4.8	Maillage du domaine de l'écoulement autour d'une plaque	54
Figure 4.9	Le coefficient de portance selon les différents maillages pour l'écoulement autour de notre structure sans mouvement ($Re=333$)	55
Figure 4.10	Le coefficient de traînée selon les différents maillages pour l'écoulement autour de notre structure sans mouvement ($Re=333$)	56

Figure 4.11	Le coefficient de traînée en fonction du coefficient de portance pour l'écoulement autour d'un cylindre	57
Figure 4.12	Le déplacement vertical de l'extrémité de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire	59
Figure 4.13	Le déplacement vertical du milieu de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire	59
Figure 4.14	Le déplacement vertical de l'extrémité et du milieu de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire	60
Figure 4.15	Le déplacement vertical de l'extrémité de la structure en fonction du temps	61
Figure 4.16	Le déplacement vertical du milieu de la structure en fonction du temps	61
Figure 4.17	Déplacement vertical de l'extrémité dans une période	62
Figure 4.18	La déformation de la structure pour différents temps sous l'effet des tourbillons	63
Figure 4.19	Le déplacement vertical de la structure en fonction du déplacement horizontal d'un point de l'extrémité	64
Figure 4.20	Le déplacement vertical au milieu de la structure en fonction de son déplacement horizontal d'un point du milieu	65
Tableau 4.1	Propriétés du matériau utilisé	45
Tableau 4.2	Récapitulatif des différents modèles de maillage	46
Tableau 4.3	Fréquences propres de la structure	46
Tableau 4.4	Propriétés de l'air	48
Tableau 4.5	Récapitulatif des différents modèles de maillage $R_e = 1$	49
Tableau 4.6	Comparaison du coefficient de traînée pour différents maillages $R_e = 1$	50
Tableau 4.7	Le coefficient de traînée pour $R_e = 40$	50
Tableau 4.8	Récapitulatif des différents modèles de maillage pour $R_e = 150$	50
Tableau 4.9	Le nombre de Strouhal pour $R_e = 150$	53
Tableau 4.10	Récapitulatif des différents modèles de maillage	54
Tableau 4.11	Le nombre de Strouhal de L'écoulement autour de la structure sans mouvement ($R_e = 333$)	57
Tableau 4.12	Récapitulatif des différents modèles de maillage	58
Tableau 4.13	Le nombre de Strouhal de l'écoulement autour de la structure avec mouvement	58

LISTE DES INDICES

R_e	Nombre de Reynolds adimensionnel
ρ	La densité volumique du fluide en Kg/m ³
μ	La viscosité dynamique du fluide en Kg/m.sé&
D	Diamètre de l'obstacle (cylindre circulaire)
L	La longueur caractéristique de l'obstacle
U_r	La vitesse réduite
U_∞	La vitesse de l'écoulement a l'infini
S_t	Nombre de Strouhal
f_s	Fréquence du solide ou la structure
f_f	Fréquence du fluide
f	Fréquence des tourbillons de von-karman
C_D	Coefficient de traînée (Drag en anglais)
C_l	Coefficient de portance (Lift en anglais)
C_p	Coefficient de portance
F_D	Force de traînée
$[M]$	Matrice masse
$[C]$	Matrice d'amortissement
$[K]$	Matrice de rigidité
$\{\ddot{u}\}$	Vecteur accélération
$\{\dot{u}\}$	Vecteur vitesse
$\{u\}$	Vecteur déplacement
$\{F^a\}$	Vecteur charge appliqué
$\{\phi\}_i$	Vecteur propre
ω_i	Fréquence naturelle
T	Temps (s)
E	Module de Young en pascal (pa)
ν	Coefficient de poisson

INTRODUCTION

L'interaction fluide-structure s'intéresse au comportement d'un système constitué par deux entités mécaniques considérées comme distinctes : une structure mobile (rigide ou déformable) et un fluide (en écoulement ou au repos) autour ou à l'intérieur de la structure. L'évolution de chacune des deux entités dépendant de celle de l'autre, un phénomène de couplage apparaît. Plus précisément, le mouvement de la structure est influencé par l'écoulement du fluide à travers les efforts transmis à l'interface, et réciproquement, le mouvement de la structure influence l'écoulement du fluide par le déplacement de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement. Dans la nature, beaucoup de situations relèvent de ce type de problème.

Nous nous intéresserons aux cas où la structure subit, en présence de l'écoulement du fluide, des vibrations qui changent sa géométrie. C'est le cas dans le domaine de l'énergie et du Nucléaire, ainsi que dans la construction civile et marine. En particulier, pour l'exploitation des champs pétroliers offshore, des structures très élancées sont utilisées afin d'assurer les liaisons entre les têtes de puits au fond de l'océan et le support flottant, plate-forme ou navire en surface, tels que les câbles d'ancrage et les conduites, risers et pipelines. Ce type de situations intervient aussi par exemple dans les cas suivants :

- Hautes cheminées, gratte-ciel, ponts suspendus, câbles de téléphérique vibrant sous l'effet de vent ;
- Ailes d'avion, pales d'hélice, aubage de turbine ;
- Tuyauteries de réfrigération, réservoirs subissant de ballonnement de la surface libre du liquide, etc.

De telles vibrations peuvent endommager la structure concernée. En effet, il se peut, qu'à partir d'un seuil de vitesse de fluide, des mécanismes de couplage apparaissent, ou une partie de l'énergie cinétique du fluide se transforme en énergie vibratoire de la structure. On observe alors une instabilité pouvant mener des dégâts arrivant jusqu'à la catastrophe.

Avant l'avancement du calcul scientifique, l'interaction fluide-structure était étudiée exclusivement de manière expérimentale, dans des configurations particulières. Ces méthodes demeurent extrêmement coûteuses. Les méthodes numériques permettent une description très fine des phénomènes grâce à l'accès immédiat à de nombreuses informations difficiles d'obtenir par l'expérience. Le calcul numérique permet de faire varier, à moindre coût une gamme de paramètres déterminants pour la conception du système en question : géométrie de la structure, vitesse d'écoulement, etc.

Dans ce mémoire, on va étudier un problème de vibrations d'une structure soumise à l'influence des tourbillons détachés d'un écoulement d'air. Dans le chapitre 1, on donnera un aperçu sur les phénomènes de vibrations induites par le détachement tourbillonnaire des écoulements autour d'obstacles. Ensuite, dans le chapitre 2, l'état de l'art de la modélisation numérique des problèmes FIV est ensuite établi. Dans cette étude, la méthode des éléments finis est utilisée pour la résolution de ces problèmes. Dans le chapitre 3, on donnera les différentes étapes de résolutions par la MEF. Les résultats obtenus sont discutés dans le chapitre 4.

CHAPITRE 1

L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE

Dans ce chapitre, on montrera l'importance de la modélisation dans le domaine des interactions fluide-structure (Fluid-structure interaction : FSI). Ensuite, on donnera un aperçu sur les écoulements autour d'obstacles. Finalement, les problèmes de vibrations induites par détachement tourbillonnaire sont présentés.

1.1 L'importance de la modélisation des problèmes FSI

La simulation numérique de phénomènes couplés a connu un essor constant ces dernières années. Ce développement est dû en particulier aux succès précédents de la simulation numérique en général, mais aussi à l'accroissement permanent des performances des calculateurs. Parmi ces phénomènes couplés se trouvent les interactions fluide-structure. Elles mettent en jeu une structure toujours mobile, rigide ou déformable, et un fluide liquide ou gazeux, en écoulement autour ou contre une partie de la structure. Ces phénomènes sont dits couplés, parce que l'évolution de chacun des deux éléments dépend de celle de l'autre. Ainsi par exemple, la forme de la voile d'un bateau (en régime permanent) dépend de l'écoulement de l'air autour de celle-ci. Réciproquement, cet écoulement dépend de la forme de la voile. On pourrait citer un très grand nombre d'exemples du même type. Parmi ceux-ci, on peut exhiber entre autres les phénomènes hydro-élastiques (fluide en phase liquide) : écoulements autour d'un navire, d'un sous-marin, d'une digue dans un port ou de piles de pont, écoulements liquides à l'intérieur de conduites, mouvements de liquides dans un réservoir, ...etc. On distingue également les phénomènes aero-élastiques où le fluide est en phase gazeuse : écoulements autour des véhicules aériens (avions, missiles, ...etc.) et terrestres (trains à grande vitesse, automobiles, ...etc.), influence du vent sur les constructions souples (ponts suspendus, réfrigérants de centrale nucléaire,etc.)[1].

Les exemples sont très nombreux. Pour certains d'entre eux, des équations simples et/ou linéaires suffisent à représenter précisément l'évolution du fluide. Des théories ont alors permis de réduire à l'interface fluide-structure le domaine qu'il faut discrétiser pour simuler numériquement le phénomène couplé. C'est le cas par exemple des équations intégrales appliquées à des phénomènes de type acoustique en analyse spectrale. Pour d'autres problèmes, ces simplifications sont impossibles. Par exemple, pour un profil d'aile en régime transsonique, certaines parties de l'écoulement sont supersoniques. Comme des effets purement non linéaires peuvent être prépondérants, une linéarisation globale est insuffisante. Ainsi, dans le cas général, on se retrouve devant les contraintes suivantes. D'abord, il faut simuler numériquement l'évolution du fluide et de la structure. De plus, il faut utiliser des schémas assez précis en temps et en espace pour ne rien rater du couplage et disposer simultanément de toutes les inconnues liées au fluide et à la structure. Les progrès récents des performances des super-calculateurs permettent maintenant des simulations numériques utiles de problèmes réels complexes. Ces simulations sont devenues de véritables enjeux industriels. Par exemple, le phénomène de flottement, bien connu des aérodynamiciens, peut provoquer la ruine d'un avion. Ainsi, il intervient fortement dans la définition des limites du domaine de vol des avions de ligne et sur la manœuvrabilité des avions de chasse. Connaissant mal les mécanismes liés au flottement, les constructeurs préfèrent surdimensionner les structures et réduire les domaines de vol, pour s'épargner des essais réels très coûteux. La simulation numérique, si elle est assez précise et fiable, peut s'avérer une excellente solution. On pourrait multiplier les exemples : le dessin du tablier d'un pont suspendu, le positionnement des réfrigérants d'une centrale nucléaire, ...etc. Mais qu'est-ce qu'une simulation fiable ? Les questions posées par un constructeur d'avions, par exemple, sont assez simples : dans quels régimes de vol un avion peut-il être instable? [1-8]

Quels sont les modes et les fréquences propres de ces instabilités ? Peut-il exister des régimes marginalement stables, où la structure adopte un régime oscillant d'amplitude non destructive, mais qui peut engendrer une fatigue prématurée? La réponse à ces questions permettrait alors de délimiter plus précisément les domaines de vol, voire de les étendre par addition de contrôles actifs. Cependant, les résultats d'une simulation numériques dépendent fortement

du modèle physique choisi et des méthodes et des algorithmes employés. Pour satisfaire un industriel, le numéricien doit savoir répondre aux deux questions suivantes : si une simulation d'une interaction fluide-structure prédit un comportement satisfaisant (stable, ou stable sans cycles limites d'oscillation), l'est-il réellement ? Si la simulation prédit une instabilité ou un comportement non satisfaisant, peut-on la "suivre" et modifier par exemple la structure (en l'alourdissant ou en la raidissant) sans risquer de voir apparaître des produits d'industriels concurrents plus performants.

1.2 Les écoulements autour d'obstacles

Les écoulements des fluides autour d'obstacles sont des problèmes classiques bien connus en mécanique des fluides. On prend pour exemple, l'écoulement laminaire autour d'un cylindre pour illustrer les différentes caractéristiques de ces types d'écoulements. La figure (1. 1), illustre les différents régimes d'écoulements autour d'un cylindre circulaire pour différent nombre de Reynolds [9-14].

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension défini par [10] :

$$\text{Re} = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu} \quad (1.1)$$

avec :

U_{∞} est la vitesse de l'écoulement à l'infini (vitesse entrante à gauche)

L la longueur caractéristique de l'obstacle (diamètre du cylindre)

ρ la densité volumique du fluide

μ la viscosité dynamique du fluide

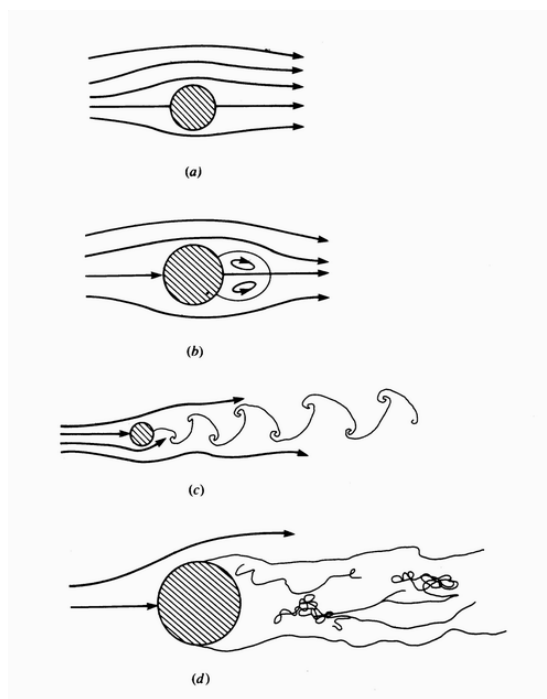


Figure (1.1) : Résumé schématique des différents types d'écoulements autour d'un cylindre [10]

Nous remarquons pour de bas Reynolds que les lignes de courant restent bien attachées au cylindre (figure 1.2). La forte viscosité maintient les particules fluides près des parois.

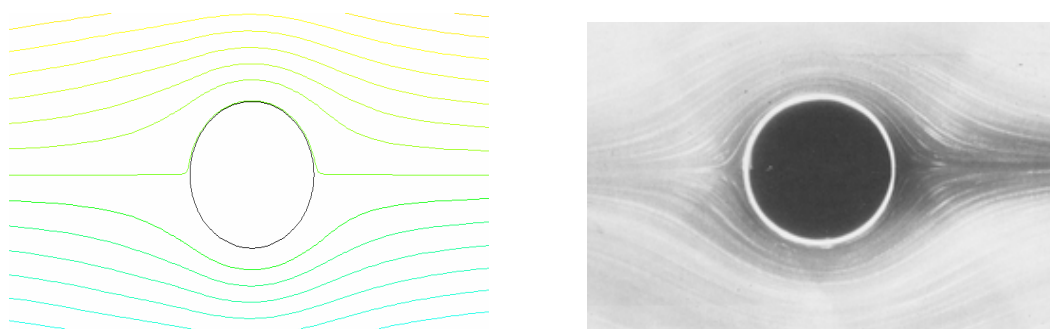


Figure (1.2) : Ligne de courant et photo pour un Reynolds égale 1 [10]

On peut remarquer un décollement des lignes de courant pour le Reynolds 30 (figure 1.3). Le phénomène de décollement se produit lorsque l'écoulement doit ralentir rapidement, c'est à dire pour de forts gradients de vitesse négatifs, ou encore pour des gradients de pression positifs appelés communément gradient de pression "défavorable".

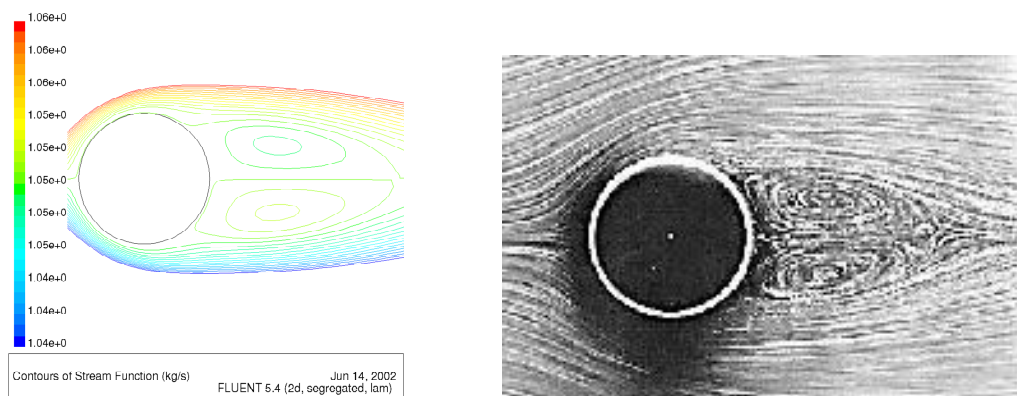


Figure (1.3) : Ligne de courant et photo pour un Reynolds égale à 30 [10]

Dans le cas du cylindre, on a un point « d'arrêt » où la vitesse est nulle sur l'axe de symétrie du côté amont du cylindre, la pression locale augmente en accord avec l'équation de Bernoulli. Sur la partie ascendante du cylindre, l'écoulement s'accélère car l'énergie potentielle des champs de pression est convertie en énergie cinétique. Cependant, en raison des pertes visqueuses, l'énergie potentielle de pression n'est pas totalement récupérée en énergie cinétique et cela crée une inversion d'écoulement en un point que l'on appelle « point de séparation ».

La vorticité des particules fluides à la frontière extérieure de la couche limite crée (particules qui font parties de l'écoulement non inversé), par entraînement, aident à contrôler le phénomène et forment une « enveloppe » dans laquelle on discerne des bulles de recirculation (figure 1.3) dues à l'emprisonnement des particules fluides inversées. Il est à noter que l'obstacle alors « perçu » par le fluide comprend le cylindre mais aussi les bulles de recirculation.

La couche limite se développant au-dessus d'un cylindre commence à se séparer de la surface aux nombres de Reynolds de l'ordre de 5. A mesure que le nombre de Reynolds augmente, un ensemble apparent de recirculation de vortex devient évident à la suite du cylindre. Les écoulements pour le nombre de Reynolds en dessous de 30 sont r guli rs, alors qu'au-dessus de cette valeur les oscillations commencent à apparaître, par la suite dominant l'écoulement.

A partir d'un nombre de Reynolds de 100, l'écoulement commence à devenir instable (figure 1.4). Les bulles de recirculation en arrière du cylindre brisent la symétrie produisant "l'allée de Von Karman", avec la formation périodique de vortex. La fréquence caractéristique de ce mécanisme dépend de la vitesse d'écoulement et du diamètre de cylindre, qui sont reliés par l'intermédiaire du nombre de Strouhal.

Le nombre de Strouhal est défini par [10] :

$$St = \frac{fL}{U} \quad (1.2)$$

où f est la fréquence caractéristique du phénomène étudié.

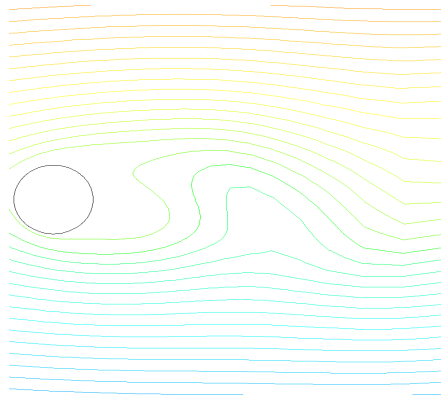


Figure (1.4) : Ligne de courant instantanées pour un Reynolds égale 100
[10]

Ce nombre est constant sur un large éventail de nombres de Reynolds, ce qui implique que la fréquence est proportionnel à la vitesse et inversement proportionnel au diamètre.

La figure (1.5), illustre l'allée de Von-Karman pour un Reynolds égale à 2000.

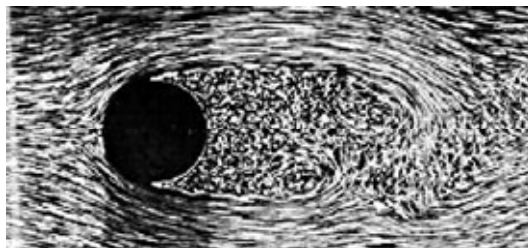


Figure (1.5) : Photo longue exposition de l'écoulement autour d'un cylindre à Reynolds 2000 [10]

La force exercée sur l'obstacle est proportionnelle aux forces de pression dynamique exercées sur la surface caractéristique de l'obstacle. Le coefficient de traînée est défini par le rapport entre ces deux forces [10] :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U^2 L} \quad (1.3)$$

Ce coefficient est déterminé expérimentalement en mesurant la force F_D .

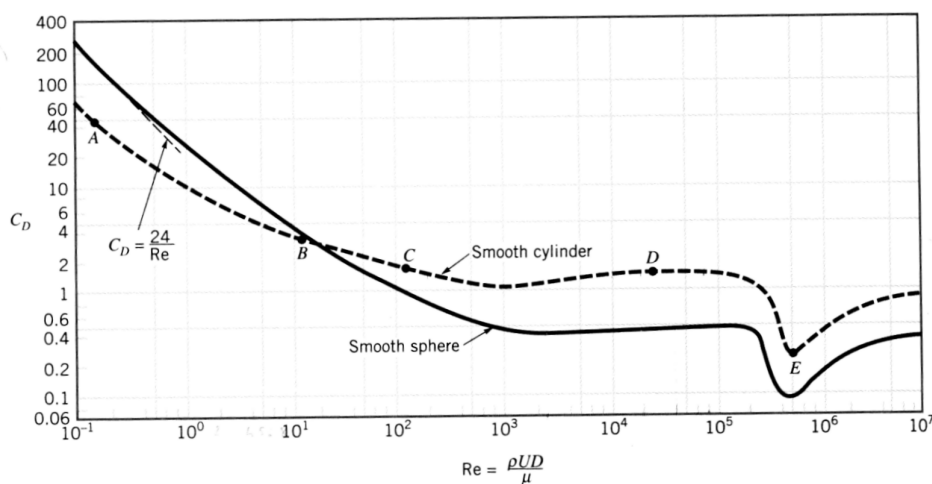


Figure (1.6) : Coefficient de traînée en fonction du Reynolds [6]
pour l'écoulement autour des cylindres et des sphères

La figure (1.6), montre la variation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds. On voit ci dessus les courbes de coefficient de traînée pour des sphères et des cylindres, exprimées comme des fractions du coefficient de

traînée sur le nombre de Reynolds. On note une région de coefficient de traînée décroissant dans la basse gamme de Reynolds, une partie relativement large où le coefficient de traînée est constant, suivi d'une grande baisse et puis d'une augmentation aux nombres de Reynolds à proximité de 200 000.

On peut alors juger de la validité des coefficients de traînée obtenus [10]

Reynolds 1 :	$C_D = 14.49$	contre un résultat expérimental de 10.2
Reynolds 30 :	$C_D = 1.90$	contre un résultat expérimental de 1.71
Reynolds 100 :	$C_D = 1.14$	contre un résultat expérimental de 1.31
Reynolds 15000 :	$C_D = 0.60$	contre un résultat expérimental de 1.25

On obtient des valeurs relativement proches pour les Reynolds 30 et 100, et des valeurs éloignées pour les Reynolds 1 et 15000. On ne peut donc être confiants pour ces 2 derniers cas bien que la visualisation respecte assez bien le phénomène réel.

1.3 Les vibrations des structures par induites détachements tourbillonnaires

La harpe éolienne (figure (1.7)) est un instrument de musique curieux connu depuis les légendes grecques en exposant une corde tendue au vent, elle peut vibrer en produisant des sonorités particulières, changement au gré de la vitesse du vent. Pourtant, il fallu attendre Strouhal (1878) pour connaître la première avancée théorique et expérimentale sur la physique du phénomène : la fréquence des vibrations, donc le ton du son émis, est proportionnel à la vitesse du vent divisée par l'épaisseur de la corde. Lord Rayleigh (1879) remarque ensuite que les vibrations se manifestent principalement dans le plan perpendiculaire au vent, contrairement à l'opinion généralement avancée. Mais ce n'est que depuis les observations de Benard (1908) et Von Karman (1912) que l'on sait que les vibrations de la harpe éolienne sont dues au détachement des tourbillons derrière la corde, d'où la dénomination de vibrations induites par détachement tourbillonnaire (Flow-Induced Vibrations FIV ou bien Vortex Induced Vibration VIV) [15].



Figure (1.7): Harpe eoliene [15]

Le phénomène des FIV concerne aujourd'hui de nombreuses structures cylindriques, soumises à de forts vents et courants. C'est le cas dans le domaine de l'énergie et du Nucléaire, ainsi que dans la construction civile et marine. En particulier, pour l'exploitation des champs pétroliers offshore, des structures très élancées sont utilisées afin d'assurer les liaisons entre les têtes de puits au fond de l'océan et le support flottant, plate-forme ou navire en surface, tels que les câbles d'ancrage et les conduites, risers et pipelines [15-26].

1.4 Etat de l'art

On va présenter quelques travaux réalisés dans le domaine VIV. Sarpkaya (1979) [17], Bearman (1984) [27], Parkinson (1989) [28], Nauda-Sher et Rockwell (1994) [29], Summer et Fredsoe (1997) [30], et récemment Williamson et Govardhan (2004) [31] sont des revues sur les problèmes des vibrations induites par détachement tourbillonnaire. Dans ces études, les auteurs s'intéressent aux analyses des oscillations d'un cylindre rigide soumis à des vibrations forcées avec deux degrés de liberté. Les cantilevers, les cylindres pivotés, les câbles et les corps entravés sont aussi étudiés.

Les travaux de recherche dans la littérature sont consacrés au cas d'un écoulement autour d'un cylindre monté élastiquement restreint à bouger dans la direction transversale à l'écoulement. Dans ce problème, si on augmente la vitesse U de l'écoulement, les forces de pressions instationnaires dues au sillage

induisent la structure à répondre quand la fréquence de formation des tourbillons est proche de la fréquence propre de la structure. A ce moment, la forme du sillage dépend du mouvement de la structure. La forme 2S (deux tourbillons individuels par cycle, comme la cas de l'allée de Von-Karman classique) ou la forme 2P (deux paires de tourbillons formés dans chaque cycle) suivant la terminologie de Williamson et Roshko (1988) [32] peut être trouvée. D'autres formes peuvent être formées telles que P+S dans une vibration forcée.

Les travaux de recherches incluent des études expérimentales, numériques, théoriques et empiriques. On va citer des principaux résultats faits dans ce domaine. Bearman [27] présente une revue détaillée des études expérimentales de ces problèmes. Il donne une grande attention à la forme du corps en aval autour duquel le fluide s'écoule. Bearman étudier premièrement l'écoulement avec le corps fixe. La présence des deux couches limites est responsable du détachement tourbillonnaire. Il a aussi étudié le détachement tourbillonnaire générés par les corps oscillants.

B.S.V. Patnak et al. (1999) [33] ont analysé numériquement l'écoulement laminaire autour d'un cylindre circulaire en vibration transversale. Les équations Navier-Stokes gouvernantes sont résolues en utilisant la méthode des résidus pondérés de Galerkin pour la discrétisation spatiale et la méthode de Runge-Kutta pour l'intégration temporelle. L'influence des vibrations sur la forme du sillage, les forces de portance et traînée, etc., est étudiée. Le régime de synchronisation ou le 'lock-in' est aussi étudié.

R.M.C. So et al. (2000) [34] ont étudié les interactions résultants des vibrations libres d'un cylindre élastique bidimensionnel. Ils ont utilisé le vibromètre laser pour étudier les oscillations produites dans le sillage. Les expériences sont faites pour un intervalle de vitesses réduites. Aussi, trois cas avec nombre de Reynolds dans le domaine sub-critique ont été étudié en détail. R. Govardhan et al. (2001) [35] ont utilisé une méthode expérimentale par visualisation laser pour étudier le champ de vitesse dans le sillage d'un cylindre.

X.Q. Wang et al. (2003) [36] ont utilisé un modèle des forces de traînée et de portance pour simuler le comportement des VIV d'un écoulement autour d'un

cylindre. Ils ont trouvé que les composants de la force dépendent de l'amortissement et du rapport massique.

S. Yang et al. (2005) [37] étudient les effets des oscillations transversales d'un cylindre rectangulaire sur l'écoulement du fluide dans un canal. La méthode ALE est utilisée pour suivre l'évolution de la frontière solide-fluide. La formulation de Galerkin avec déplacement de maillage est employée pour résoudre les équations régissant. Les effets de la vitesse d'oscillation, de la fréquence et du rapport de forme ont été étudiés. L'initiation et le développement ultérieurs des tourbillons détachés sont analysés en détail. Les résultats indiquent que les tourbillons générés par le cylindre sont entraînés par le mouvement de ce dernier. Les interactions entre le cylindre oscillant et les tourbillons détachés dominent l'état du sillage.

Comme on a vu les problèmes de vibrations induites par détachement tourbillonnaire sont bien connu dans la littérature. Malgré cela, il reste beaucoup de recherches à faire dans ce domaine surtout en tridimensionnel, écoulement turbulent, écoulement supersonique, etc. D'autres part, la géométrie de l'obstacle joue un rôle très important dans les problèmes de vibrations induites par détachement tourbillonnaire, c'est le cas de la présente étude.

CHAPITRE 2

FORMULATION MATHÉMATIQUE DES INTERACTIONS FLUIDE-STRUCTURE

Dans ce chapitre, on va présenter les équations régissant les problèmes des vibrations induites par détachement tourbillonnaire des écoulements autour d'obstacles. On commence par la présentation de la formulation mathématique de la dynamique des structures. Par la suite, on présente aussi la formulation mathématique des écoulements des fluides. Finalement, on termine par donner une description de la méthode Eulérienne-Lagrangienne (ALE).

2.1 Formulation Mathématique pour le solide

Les structures sont souvent soumises à des excitations transitoires. L'excitation transitoire est une force dynamique dépendante du temps. C'est le cas de notre problème des vibrations induites par l'écoulement autour de la structure.

L'équation d'équilibre dynamique en régime transitoire est donnée par l'équation suivante:

$$[M]\{\ddot{u}\} + [C]\{\dot{u}\} + [K]\{u\} = \{F^a\} \quad (2.1)$$

où:

[M] = matrice masse

[C] = matrice d'amortissement

[K] = matrice de rigidité

$\{\ddot{u}\}$ = vecteur accélération

$\{\dot{u}\}$ = vecteur vitesse

$\{u\}$ = vecteur déplacement

$\{F^a\}$ = vecteur charge

2.2 Formulation Mathématique pour le fluide

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équations aux dérivées partielles non linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, et de nombreux autres phénomènes d'écoulement de fluides. Elles sont nommées d'après deux physiciens du XIX^e siècle, Claude Navier et George Stokes. [38].

L'équation de continuité est donnée par [38] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

Où : v_x, v_y, v_z : composantes du vecteur vitesse.

Les équations de quantité de mouvement sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_x}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_x)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_x)}{\partial z} &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + T_x \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_y}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_y)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_y)}{\partial z} &= \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + T_y \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x v_z)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y v_z)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z v_z)}{\partial z} &= \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + T_z \end{aligned} \quad (2.5)$$

Où :

g_x, g_y, g_z : composantes de l'accélération dues à la pesanteur ;

T_x, T_y, T_z : termes de pertes visqueuses.

μ_e : viscosité efficace

Pour le cas laminaire, la viscosité efficace est simplement la viscosité dynamique.

Dans ce chapitre, on ne s'intéressera pas à la gravité g dans la mesure où elle à simplement pour effet de retrancher au champ de pression le terme : $\rho g (Z-Z_0)$ dont on connaît la résultante :- ρgV (poussée d'Archimède ou V désigne le volume du corps).

En tous points du fluide, le tenseur des contraintes est défini à partir de la pression P et du tenseur de vitesse de déformation S . par exemple, pour un fluide incompressible :

$$\sigma = -P \text{id} + 2\mu S \quad (2.6)$$

id: unité;
$$S = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Le vecteur contrainte T exercé par le fluide sur le corps est :

$$T = \sigma \cdot n \quad (2.7)$$

n : normale extérieure au solide

Qui comprend donc la partie due à la pression :

$$T_p = -P \cdot n \quad (2.8)$$

Et celle due aux effets visqueux :

$$T_v = 2\mu S \cdot n \quad (2.9)$$

Ce sont d'abord les efforts résultants (force et moment) que l'on cherche à caractériser. Par exemple la force résultante $F = \int T \cdot dA$ (A est la surface de contact solide/fluide).

Les efforts exercés par le fluide sur l'obstacle sont bien évidemment liés à la forme de l'écoulement engendré par le corps.

Différent régime d'écoulements peuvent s'apparaissent qui conduisent à différent types d'efforts. La séparation entre ces différents régimes pourrait être caractérisée par des valeurs critiques d'un nombre de Reynolds. Ces valeurs dépendent de la forme d'obstacle.

Coefficient de traînée [38] :

La contrainte de frottement, est ramenée à celle de coefficient de frottement C_f tel que :

$$T_f = C_f \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (2.10)$$

Pour les efforts, ils sont rapportés à la contrainte de référence $1/2 \rho U^2$ multipliée par une surface de référence A (maître couple égal à l'air projetée du corps sur un plan perpendiculaire à U ; si c'est un cylindre, on prend les longueurs uni

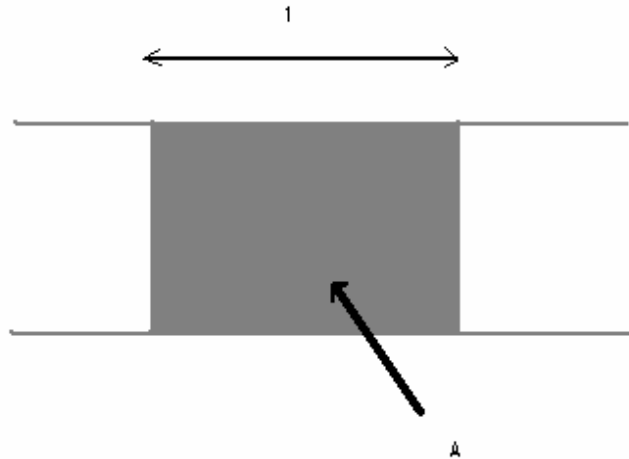


Figure 2.1 La surface d'une longueur unitaire pour un cylindre.

Le coefficient de traînée C_D (D pour drag en anglais est donnée par) :

$$\int T_p \cdot i dA = C_{D_p} \frac{1}{2} \rho U^2 A \quad : \quad \text{Traînée de pression ;} \quad (2.11)$$

$$\int T_v \cdot i dA = C_{D_f} \frac{1}{2} \rho U^2 A \quad : \quad \text{Traînée de frottement ;} \quad (2.12)$$

(i désigne un vecteur unitaire orienté par U).

Le coefficient de traînée total C_D est encore noté C_x , classiquement défini en aérodynamique automobile par :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho U^2 A C_x \quad (2.13)$$

Où :

F_x Est la composante de l'effort dans la direction x, définie par convention comme étant parallèle à la vitesse.

Quant à l'effort F_z perpendiculaire à U, il est caractérisé par un coefficient de portance C_L (L comme *lift* en anglais) :

$$F_z = \frac{1}{2} \rho U^2 A C_L \quad (2.14)$$

2.3 Méthode Eulérienne-Lagrangienne [39]

Les équations du fluide sont décrites par une formulation Eulérienne. D'autre part, le mouvement de la structure solide est régi par une formulation Lagrangienne. Ceci est dû aux avantages des deux formulations pour les deux domaines. Pour relier les deux domaines, la formulation ALE est utilisée pour le fluide.

L'idée de base est le domaine de référence supplémentaire Ω_x avec les coordonnées x . Les coordonnées du domaine matériel et les coordonnées du domaine spatial sont nommées par Ω_z / z et Ω_y / y , respectivement. Ce domaine de référence peut se déplacer librement indépendamment des points matériels. Les dérivés mécaniques continus sont maintenant calculés pour les points définis par une position fixe dans ce domaine de référence.

Pour les lois de conservation les dérivés matériels par rapport au temps sont:

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t}(z,t) \Big|_z = \frac{\partial f}{\partial t}(x,t) \Big|_x + c_i \frac{\partial f}{\partial y_i}(y,t) \quad (2.15)$$

C'est l'équation fondamentale d'ALE. Ici, c la vitesse de convection ALE, donnée comme la différence entre la vitesse de la particule et la vitesse du maillage.

Pour une simple implémentation la formulation est écrite avec les coordonnées spatiales y . Par contre, on garde les dérivés temporels avec les coordonnées de référence x .

La figure (2.2), illustre les différents systèmes de coordonnées dans un problème ALE.

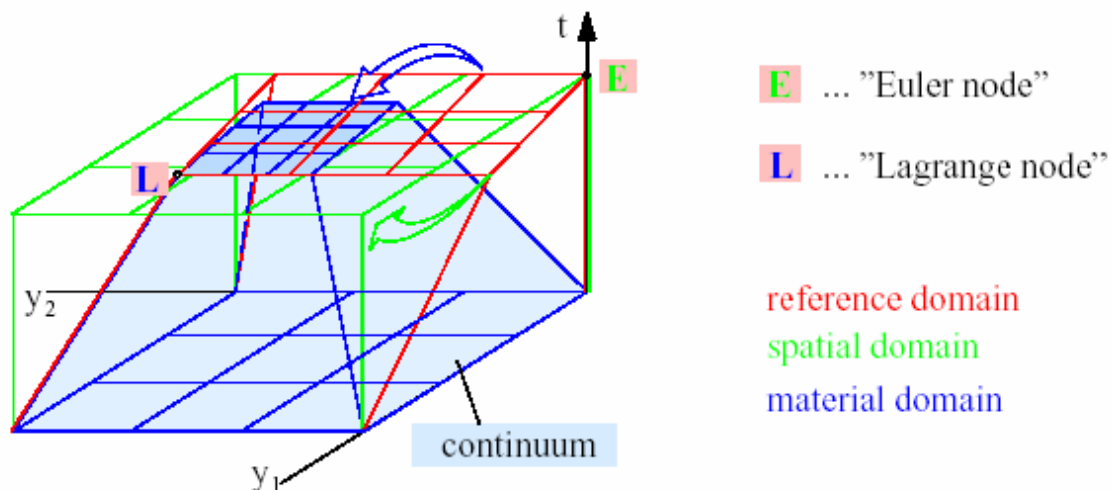


Figure (2.2) : Description Eulerienne Lagrangienne

2.4 Formulation Mathématique de l'Interaction fluide-structure [15]

Le domaine des interactions fluide-structure concerne toute situation où un fluide interagit avec un solide environnant pour laquelle aucun des deux éléments, fluide ou solide, ne peut être négligé. En particulier les VIV constituent un phénomène d'interaction fluide-structure forte (de Lagrange, 2000), non pas au sens de l'intensité des efforts, mais de la simultanéité des évolutions du fluide et de la structure. Les alternances de détachement tourbillonnaire entraînent sur la structure qui provoque des fluctuations d'efforts : la structure oscille ainsi sous l'effet du fluide et son mouvement modifie à son tour l'écoulement.

L'allée tourbillonnaire de Bénard Von-Karman est périodique en temps. La fréquence du détachement tourbillonnaire f_f est adimensionnée par rapport au temps d'advection du fluide

Pour un cylindre en régime sous-critique ($300 < R_e < 150000$), en première approximation il ne dépend pas du nombre de Reynolds et vaut $S_f = 0.2$ [15].

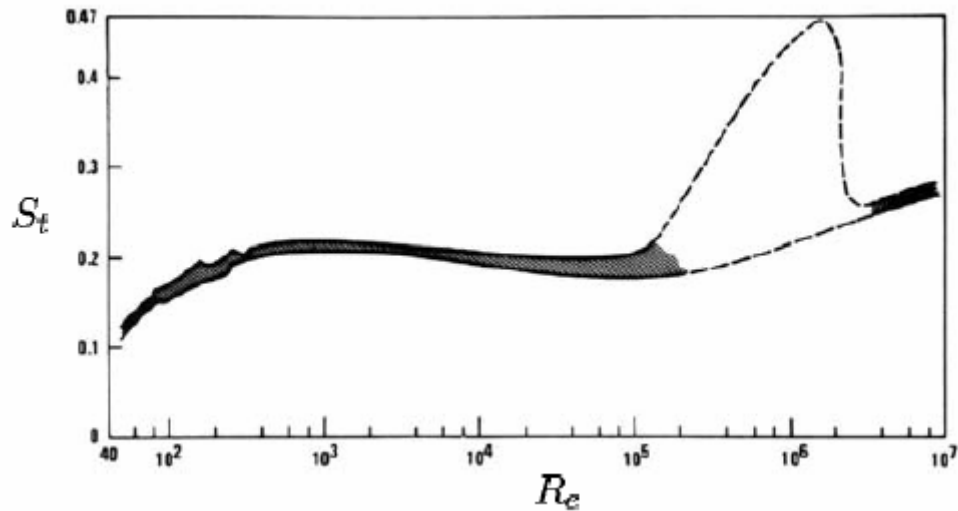


Figure (2.3) : Nombre de Strouhal S_t en fonction du nombre de Reynolds Re [15].

On considère une structure libre d'osciller avec la fréquence propre de vibration f_s : en adimensionnant encore par rapport au temps d'advection du fluide le long de la structure, on introduit la vitesse réduite

$$U_r = f_s \frac{U}{D} \quad (216)$$

Les VIV se manifestent quand les échelles de temps caractéristique du fluide et de la structure sont du même ordre de grandeur, soit

$$U_r S_t = \frac{f_f}{f_s} = O(1) \quad (2.17)$$

La condition de résonance entre fluide et structure se manifeste ainsi autour de la valeur

$$U_r = \frac{1}{S_t} \approx 5 \quad (2.18)$$

Afin d'introduire le phénomène des VIV, on considère d'abord le cas simple d'une structure cylindrique a un degré de liberté, libre d'osciller en direction transverse par rapport a un écoulement uniforme et stationnaire. Structure et sillage correspondent donc deux a deux oscillateurs couplés caractérisés par leur

fréquence propre, f_s et f_f respectivement. Observant en figure (2.4) l'effet de la vitesse de l'écoulement, autrement dit la vitesse réduite U_r , sur la fréquence du détachement tourbillonnaire f_f , l'amplitude du mouvement du cylindre Y et leur phase relative φ .

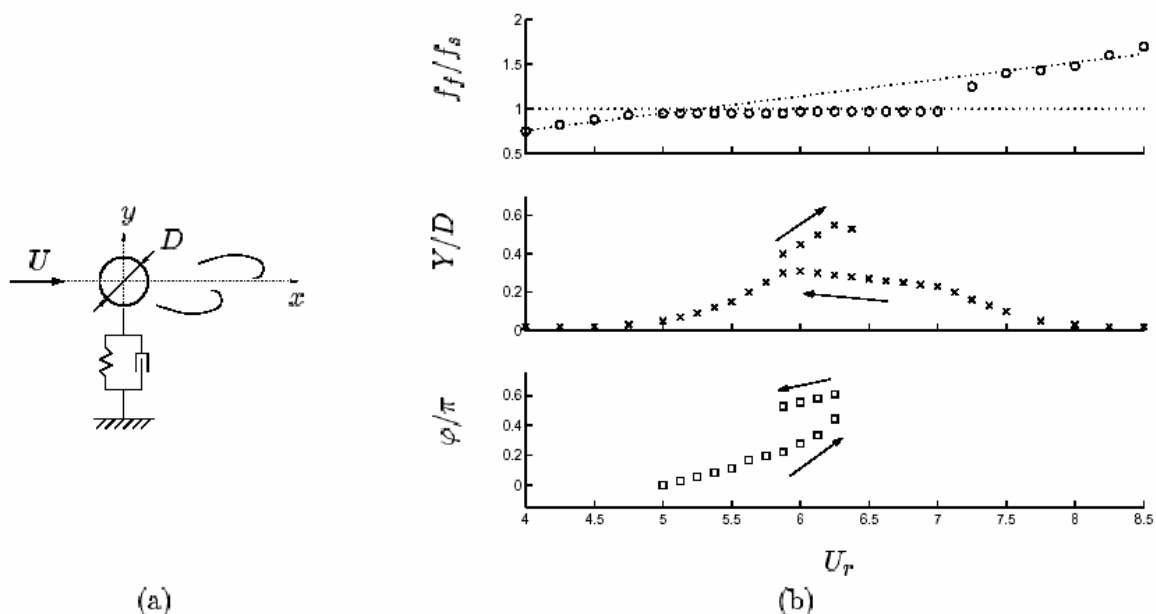


Figure (2.4) Accrochage (lock-in) o, fréquence f_f/f_s ; \times , amplitude Y/D ; \square phase φ

d'oscillation d'une structure soumise aux VIV en fonction de la vitesse réduite U_r [15].

Pour les vitesses réduites grandes ou petites par rapport à $1/S_t$. Le sillage suit la loi de Strouhal (2.3) et la structure demeure pratiquement à l'arrêt : c'est le détachement tourbillonnaire d'une structure fixe, sans véritable couplage. Dès que la vitesse réduite approche la condition de résonance $U_r = 1/S_t$, le détachement tourbillonnaire ne respecte plus la loi de Strouhal et il se synchronise sur la fréquence de la structure, qui devient ainsi la fréquence dominante du système couplé : c'est l'accrochage ou lock-in. Le sillage excite la structure à la résonance et des oscillations d'amplitude significative, mais finie, se développent. Le phénomène de l'accrochage est typiquement hystérétique et comporte un changement de phase entre le détachement tourbillonnaire et le mouvement de la

structure : a faible vitesse réduite, les tourbillons se détachent a l'instant ou l'oscillation de la structure rejoint l'amplitude maximale, du coté externe par rapport a l'axe du sillage : a haute vitesse réduite, les tourbillons se détachent toujours a l'instant ou l'oscillation de la structure rejoint l'amplitude maximale, mais du coté interne par rapport a l'axe de sillage.

Les VIV sont caractérisées par l'extension du domaine d'accrochage et par l'amplitude maximale des vibrations à la résonance. Les paramètres caractéristiques utilisés habituellement sont [15] :

-le rapport de masse (masse ratio)

$$\mu = m / \rho D^2 \quad (2.19)$$

Entre la masse linéique m associée à la structure et celle du fluide déplacé par la présence de la structure. La masse linéique m comprend celle de la structure m_s et la masse ajoutée m_f

$$m = m_s + m_f \quad m_f = C_M \pi / 4 \rho D^2 \quad (2.20)$$

Qui exprime l'effet inertiel de l'entraînement du fluide lors du mouvement de la structure. Pour une section droite circulaire dans un fluide au repos, ou bien en écoulement potentiel, le coefficient de masse ajoutée est $C_M = 1$;

-l'amortissement réduit (damping ratio)

$$\xi = \frac{r}{r_c}, \quad r_c = 2m\omega \quad , \quad \omega = \sqrt{\frac{h}{m}} \quad (2.21)$$

Pour un système dynamique a paramètre concentrés, caractérisé par une masse m , un amortissement r et une raideur h , il exprime le rapport entre l'amortissement effectif r et l'amortissement critique r_c ;

- le paramètre de réponse ou nombre de Skop-Griffin

$$S_G = 8\pi^2 S_t^2 \mu \xi \quad (2.22)$$

Choisi parmi de nombreux autre paramètres combinés masse-amortissement, tels que le paramètre de la stabilité ou nombre de Scruton.

L'amplitude maximale des vibrations Y/D à la résonance est typiquement mise en relation directe avec le nombre de Skop-Griffin S_G et représentée dans le diagramme de Griffin (Griffin plot) en figure 1.3.

L'extension du domaine d'accrochage dépend aussi du rapport de masse et est plus importante en eau qu'en air pour la même structure, comme illustré en figure 1.4. le débat sur l'influence simple ou combinée du rapport de masse μ et de l'amortissement réduit ξ demeure encore ouvert, en particulier a très faible nombre de Skop-Griffin (Govardhan &Williamso, 2000).

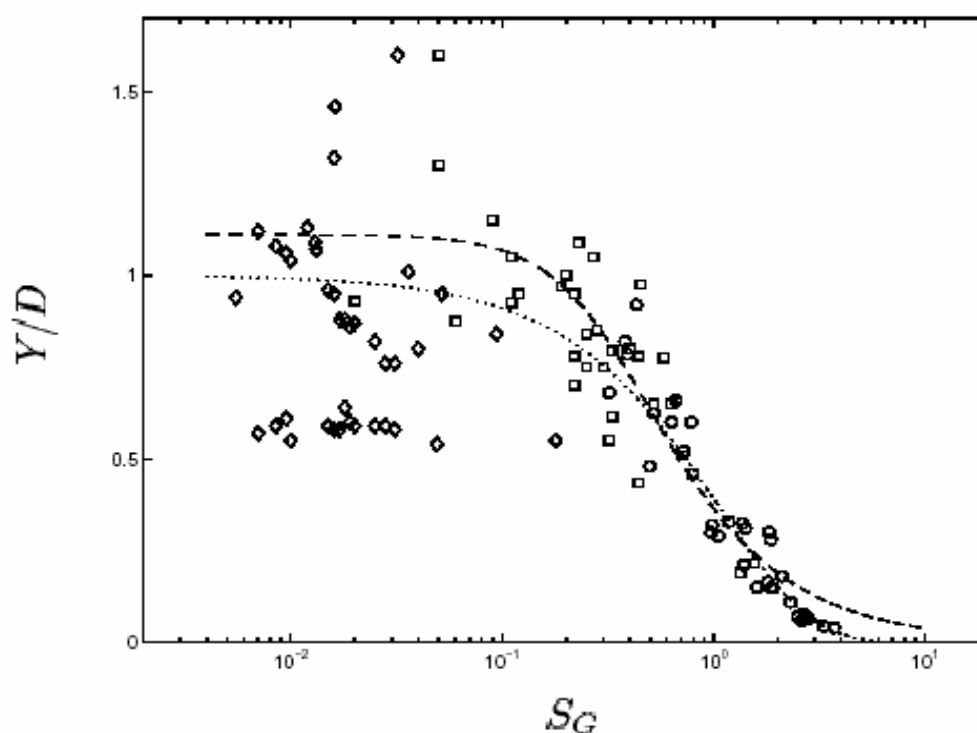


Fig. 2.5-Amplitude maximale des oscillations a l'accrochage Y/D en fonction du nombres de Skop-Griffin S_G . Données expérimentales en l'air : \circ Balasubramanian & Skop (1997), Données expérimentales en eau : \square Balasubramanian & Skop (1997); \diamond , Khalak & Williamson (1990). Interpolations aux moindres carrés :- - Balasubramanian & Skop (1997) : . . . , Skop&Luo (2001).[15]

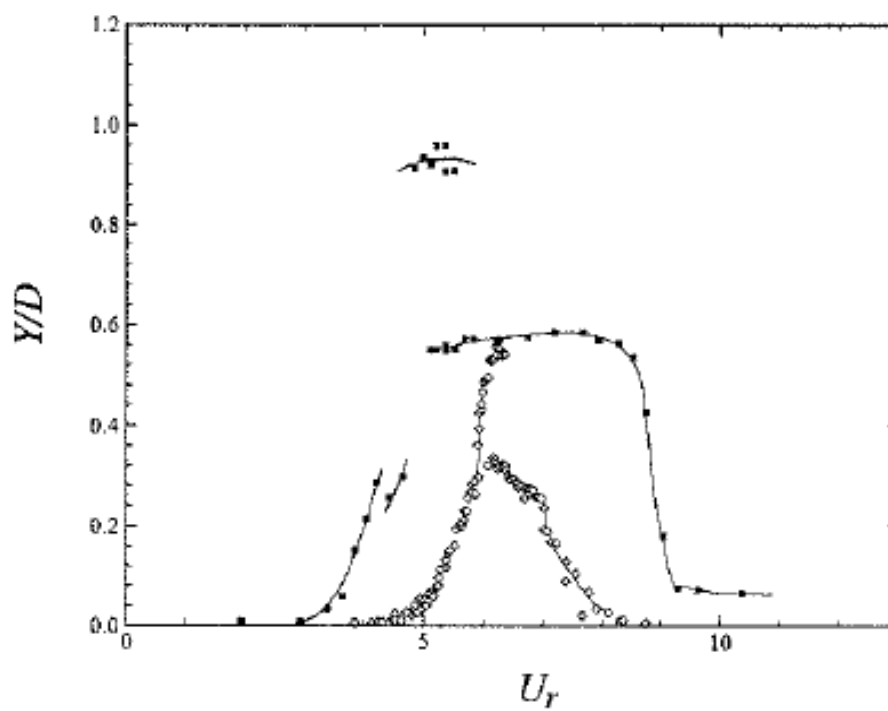


Fig 2.6 –Extension du domaine d'accrochage en fonction du rapport de masse à $S_G = 0.032$:

\diamond , $\mu = 250 \mapsto$, Feng (1968); \square , $\mu = 9$, Khalak & Williamson (1999).

CHAPITRE 3

METHODE NUMERIQUE UTILISEE

On commence dans ce chapitre, par la présentation du modèle mathématique de la structure solide. Ensuite, on présentera la formulation mathématique du problème d'écoulement laminaire de l'air autour de structure. Finalement, on présentera la méthode de résolution et le code utilisé. La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre le système d'équation [40]

3.1 La méthode de résolution pour le solide

3.1.1 Analyse modale

Cette analyse est utilisée pour déterminer les fréquences naturelles et la forme du mode. L'équation de mouvement sans amortissement [38] :

$$[M]\{\ddot{u}\} + [K]\{u\} = \{0\} \quad (3.1)$$

Pour un système linéaire, les vibrations libres seront:

$$\{u\} = \{\phi\} \cos \omega_i t \quad (3.2)$$

où: $\{\phi\}_i$ = vecteur propre.

ω_i = fréquence naturelle

t = temps

Alors l'équation devienne:

$$(-\omega_i^2 [M] + [K])\{\phi\}_i = 0$$

$$\text{La solution est } |[K] - \omega_i^2 [M]| = 0 \quad (3.3)$$

3.1.2. Analyse dynamique

L'équation d'équilibre dynamique pour une structure linéaire [38] :

$$[M]\{\ddot{u}\} + [C]\{\dot{u}\} + [K]\{u\} = \{F^a\} \quad (3.4)$$

ou: [M] = matrice masse structurelle

[C] = matrice d'amortissement

[K] = matrice de rigidité

$\{\ddot{u}\}$ = vecteur accélération nodal

$\{\dot{u}\}$ = vecteur vitesse nodal

$\{u\}$ = vecteur déplacement nodal

$\{F^a\}$ = vecteur charge appliqué

Il y a deux méthodes dans le programme ANSYS pour résoudre le système d'équations (3.4). La méthode des différences finies en avant et la méthode de Newmark. La méthode des différences finies en avant est utilisée pour une analyse explicite.

La méthode de Newmark utilise les extensions des différences finies dans l'intervalle Δt , dans lequel, on suppose que:

$$\{\dot{u}_{n+1}\} = \{\dot{u}_n\} + [(1 - \delta)\ddot{u}_n + \delta\ddot{u}_{n+1}]\Delta t \quad (3.5)$$

$$\text{Avec } \{u_{n+1}\} = \{u_n\} + \{\dot{u}_n\}\Delta t + \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \ddot{u}_n + \alpha \ddot{u}_{n+1} \right] \Delta t^2 \quad (3.6)$$

où: α, δ = Paramètres d'intégration de Newmark

$$\Delta t = t_{n+1} - t_n$$

Puisque le but principal est le calcul des déplacements $\{u_{n+1}\}$, l'équation régissant (3.4) est évaluée au temps t_{n+1} comme:

$$[M]\{\ddot{u}_{n+1}\} + [C]\{\dot{u}_{n+1}\} + [K]\{u_{n+1}\} = \{F^a\} \quad (3.7)$$

La solution pour le déplacement au temps t_{n+1} en réarrangeant (3.5) et (3.6) tel que:

$$\{\ddot{u}_{n+1}\} = a_0(\{u_{n+1}\} - \{u_n\}) - a_2\{\dot{u}_n\} - a_3\{\ddot{u}_n\} \quad (3.8)$$

$$\{\dot{u}_{n+1}\} = \{\dot{u}_n\} + a_6\{\ddot{u}_n\} + a_7\{\ddot{u}_{n+1}\} \quad (3.9)$$

$$\text{où: } a_0 = \frac{1}{\alpha\Delta t^2}$$

$$a_1 = \frac{\delta}{\alpha\Delta t}$$

$$a_2 = \frac{1}{\alpha\Delta t}$$

$$a_3 = \frac{1}{2\alpha} - 1$$

$$a_4 = \frac{\delta}{\alpha} - 1$$

$$a_5 = \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\delta}{\alpha} - 2 \right)$$

$$a_6 = \Delta t(1 - \delta)$$

$$a_7 = \delta\Delta t$$

Notant qu'après modification des équations ci-dessus:

$$\begin{aligned} (a_0[M] + a_1[C] + [K])\{u_{n+1}\} = \{F^a\} + \\ [M](a_2\{\dot{u}_n\} + a_3\{\ddot{u}_n\}) + [C](a_4\{\dot{u}_n\} + a_5\{\ddot{u}_n\}) \end{aligned} \quad (3.10)$$

La solution est inconditionnellement stable pour:

$$\alpha \geq \frac{1}{4} \left(\frac{1}{2} + \delta \right)^2 \quad \delta \geq \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{2} + \delta + \alpha > 0 \quad (3-11)$$

Dans ce travail on a pris $\alpha=0.25$ et $\delta=0.5$.

3.2 La méthode de résolution pour le fluide [38]

Les écoulements non visqueux idéalisés par l'intermédiaire de la fonction de l'écoulement ou de la fonction potentielle de vitesse peuvent indiquer l'information valable dans beaucoup de cas. Puisque aucun fluide n'est vraiment non visqueux, l'exactitude de ces analyses avec l'augmentation de viscosité d'un vrai fluide n'est pas atteinte. Pour illustrer cet effet (et les complications surgissant de la viscosité) nous examinons maintenant l'application de la méthode des éléments finis à la classe restreinte des écoulements visqueux incompressibles.

Les présentations et les restrictions applicables aux développements suivants sont :

- 1-l'écoulement peut être considéré bidimensionnel.
- 2-pas de transfert de chaleur.

3-l'écoulement est régulier en ce qui concerne le temps.

Dans ces conditions, le célèbre Navier-Stokes a mis des équations représentant la conservation de l'élan.

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = F_{Bx} \quad (3.12)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} = F_{By}$$

Où :

u et v sont les vitesses suivants x et y respectivement.

ρ = la densité du fluide,

p = la pression,

μ = la viscosité absolue du fluide,

F_{Bx} , F_{By} = la force du corps par unité de volume dans les directions x et y respectivement.

Noter soigneusement que la non linéarité de l'équation (3.12) est due à la présence des limites convulsives avec l'inertie de la forme $\rho u(\partial u/\partial x)$. avant le traitement des limites non linéaires directement en ce moment, nous considérons d'abord le cas spécial suivant

Pour un écoulement d'un fluide où la viscosité est très petite, le terme de l'inertie (i.e le terme non linéaire précédent) peut être négligeable dans la comparaison avec l'effet de la viscosité.

Tels écoulements sont connus par les écoulements de Stokes (ou écoulement de rampement), est généralement produit dans le processus de la grande viscosité du fluide, comme les polymères fondus. Négligeant les limites d'inertie, les équations d'élan deviennent :

$$-\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = F_{Bx} \quad (3.13)$$

$$-\mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} = F_{By}$$

L'équation (3.13), les conditions aux limites et l'équation de continuité forme un système de trois équations dont on a trois inconnus : $u(x, y)$, $v(x, y)$ et $p(x, y)$. par conséquent, une formulation finie d'élément inclut trois variables nodales, et leurs dessertissements est comme :

$$u(x, y) = \sum_{i=1}^M N_i(x, y) u_i = [N]^T \{u\} \quad (3.14)$$

$$v(x, y) = \sum_{i=1}^M N_i(x, y) v_i = [N]^T \{v\}$$

$$p(x, y) = \sum_{i=1}^M N_i(x, y) p_i = [N]^T \{p\}$$

L'application de la méthode de GALERKIN pour les éléments finis en deux dimensions (assumé pour avoir l'épaisseur uniforme d'unité dans la direction de z) rapporte les équations résiduelles :

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(-\mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial y} - F_{By} \right) dA = 0 \quad i = 1, M \quad (3.15)$$

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(-\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial p}{\partial x} - F_{Bx} \right) dA = 0$$

$$\int_{A^{(e)}} N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA = 0$$

Pendant que les procédures exigées pour obtenir les diverses matrices d'élément sont couvertes en détail dans les développements précédents, nous n'examinons pas l'équation (3.15) entièrement. Au lieu de cela, seulement quelques limites représentatives sont développées est les résultats sont énoncés par inférence.

D'abord, considérons le terme visqueux contenir le dérivé en second lieu spatial du composant de vitesse comme :

$$\int \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA \quad i = 1, M \quad (3.16)$$

Celle-ci peu être exprimé aussi par :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \quad i=1, M \quad (3.17)$$

L'application du théorème de Green-Gauss sur la première intégrale dans l'expression (3.17) donne :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(N_i \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS \quad i=1, M \quad (3.18)$$

Où :

$S^{(e)}$ Est la frontière de l'élément et (n_x, n_y) est les composantes du vecteur normal extérieur d'unité a la frontière. Par conséquent, l'intégrale dans l'expression (3.18) devient :

$$\int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) dA = \int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y} \right) dA \quad (3.18)$$

Noter que le premier terme du coté droit de l'équation (3.18) représente une limite nodale de force de frontière pour l'élément. Une telle limite résulte de l'effort de cisaillement. Car nous avons observé beaucoup de fois, l'annulation de ces limites sur des frontières d'internement et doit être considérée seulement sur les frontières globales 'un modèle fini d'élément. Par conséquent, ces limites sont considérées seulement dans l'étape d'assemblage.

La deuxième intégration dans l'équation (3.18) est une partie de la matrice de rigidité pour le problème liquide. Et comme la limite est liée à la vitesse suivant x et à la viscosité, on dénote cette partie de la matrice $[k_{u\mu}]$.rappelons que l'équation (3.18) représente l'équations. L'intégrale est convertie en matrice d'employer le premier de l'équation (3.14) pour obtenir :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA \{u\} = [k_{uu}] \{u\} \quad (3.19)$$

Employer la même approche avec la seconde de l'équation (3.15), les résultats sont semblables. Nous obtenons le résultat analogue :

$$- \int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) dA = - \int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial v}{\partial x} n_x + \frac{\partial v}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA \quad (3.20)$$

Procédent comme avant, nous mettons en boite les intégrales de secteur du coté droit comme :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA \{u\} = [k_{uu}] \{v\} \quad (3.21)$$

Vu après la pression les limites et convertir en (3.15) mène a la notation de matrice, la première de l'équation vaut :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA \{p\} = [k_{px}] \{p\} \quad (3.22)$$

Et pareillement le deuxième élan contient :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA \{p\} = [k_{py}] \{p\} \quad (3.23)$$

Les composants nodaux de force correspond a la force des corps sont aisément montrés pour être donnés par :

$$\{f_{Bx}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{Bx} dA \quad (3.24)$$

$$\{f_{By}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{By} dA$$

Combinant la notation développée dans l'équation (3.20)- (3.24), l'équation d'élan pour l'élément fini sera :

$$\begin{aligned} [k_{uu}] \{u\} + [k_{px}] \{p\} &= \{f_{Bx}\} + \{f_{B\tau}\} \\ [k_{uu}] \{v\} + [k_{py}] \{p\} &= \{f_{By}\} + \{f_{B\tau}\} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Ou, pour la perfection, les forces nodales correspondant aux frontières finies d'élément d'intégrales $S^{(e)}$ dans les équations (3.18) et (3.20) ont été incluses.

En conclusion, l'équation de continuité est exprimée en termes de vitesses nodales en matrice comme :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA \{u\} + \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA = [k_u] \{u\} + [k_v] \{v\} = 0 \quad (3.26)$$

Où :

$$[k_u] = [k_{px}] = \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA \quad (3.27)$$

$$[k_v] = [k_{py}] = \int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA$$

Comme il est formulé ici, les équations (3.25) sont un système d'équation algébrique de 3M régissant les valeurs nodales 3M inconnues $\{u\}$, $\{v\}$, $\{p\}$ et peuvent être exprimés formellement comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} [k_{u\mu}] & [0] & [k_{px}] \\ [0] & [k_{v\mu}] & [k_{py}] \\ [k_u] & [k_v] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{f_{Bx}\} \\ \{f_{By}\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} \Rightarrow [k^{(e)}] \{\delta^{(e)}\} = \{f^{(e)}\} \quad (3.28)$$

Où :

$[k^{(e)}]$ Représente la matrice de rigidité de l'élément. Noter bien que la matrice de rigidité d'élément se compose de neuf sous matrices de $M \times M$, et bien que les différents sous matrices soient symétriques, la matrice de rigidité n'est pas symétrique.

Le développement menant à l'équation (3.27) est basé sur l'évaluation des composants de la pression et de la vitesse au même nombre de nœud. Ce n'est pas nécessairement le cas pour un élément liquide. Une recherche informatique montre qu'une meilleure exactitude est obtenue si les composants de vitesse sont évalués à un plus grand nombre de nœud que de pression. En d'autres termes, les composants de vitesse sont discrétisés en utilisant la fonction évoluée d'interpolation que la variable de pression. Par exemple, un six nœuds d'éléments

triangulaires quadratiques pourrait être employé pour des vitesses, alors que la variable de pression est interpolée seulement aux nœuds faisant le coin, pour cela, l'interpolation linéaire est suffisante. Dans ce cas, l'équation (3.26) ne se tient pas.

L'arrangement des équations et la définition associée de la matrice de rigidité de l'élément dans l'équation (3.18) est basé sur l'ordonne des variables nodales comme :

$$\{\delta\}^T = [u_1 \quad u_2 \quad u_3 \quad v_1 \quad v_2 \quad v_3 \quad p_1 \quad p_2 \quad p_3] \quad (3.29)$$

(En utilisant un élément de trois nœuds, par exemple). Une telle commande est bien adaptée pour illustrer le développement des équations de l'élément. Cependant, si les équations globales pour un modèle à plusieurs éléments sont assemblées et les variables nodales globales sont pareillement passées commande, c a d ;

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \quad U_2 \dots V_1 \quad V_2 \dots P_1 \quad P_2 \dots P_n] \quad (3.30)$$

Les conditions informatiques sont prohibitivement inefficaces, parce que la rigidité globale a une grande largeur de bande. D'autre part, si les variables nodales sont commandées comme :

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \quad V_1 \quad P_1 \quad U_2 \quad V_2 \quad P_2 \dots U_N \quad V_N \quad P_N] \quad (3.31)$$

L'efficacité informatique est considérablement améliorée, car la largeur de bande de la matrice est sensiblement réduite. Pour une discussion plus détaillée des matrices réunies et des techniques informatiques associées.

3.3 Résolution des problèmes FSI [38]

Dans le code de calcul ANSYS, on peut résumer le couplage d'équations comme :

❖ **Schéma monolithique (couplage fort)**

Les deux domaines (fluide et structure) sont considérés comme une seule entité, permettant d'intégrer dans le temps les deux domaines simultanément.

Méthode lente et coûteuse

Propriétés et échelles caractéristiques très différentes

Problèmes en petits déplacements

❖ Schéma partitionné (couplage faible)

Les équations du fluide et de la structure sont intégrées alternativement en temps avec les conditions d'interface (Figure (3.1)).

Méthode rapide et économique

Methodologie appropriée pour chaque domaine

- Une pour le fluide
- Un pour la structure

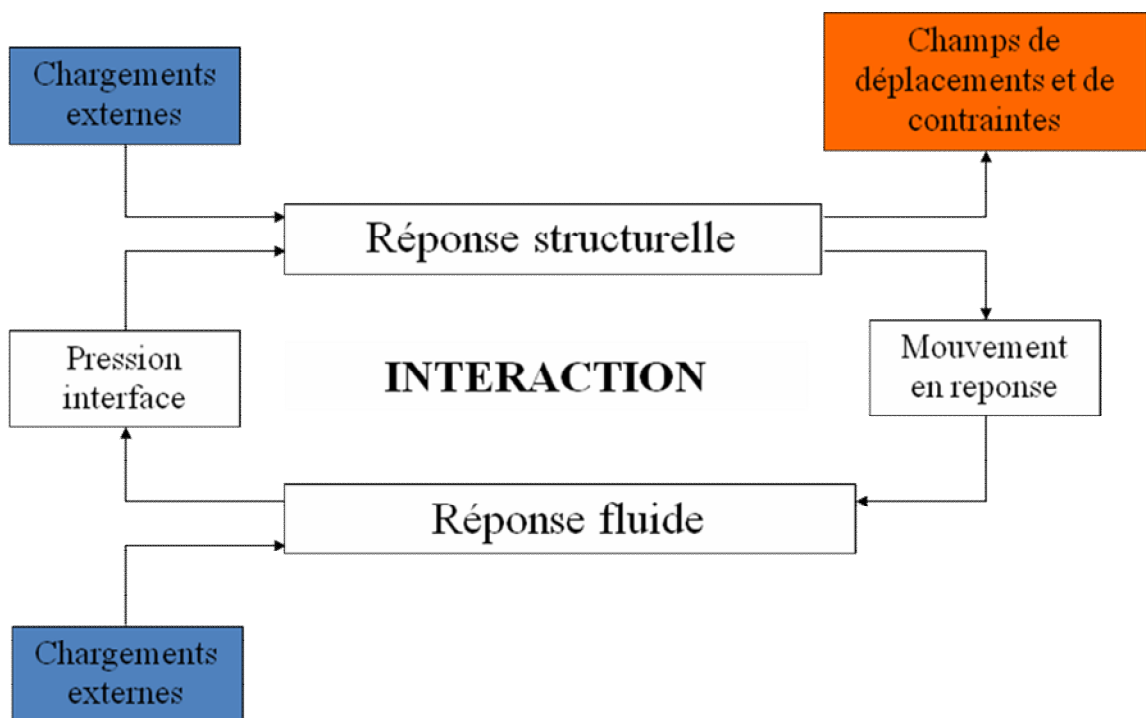


Figure (3.1) : Interaction Fluide-Structure

3.4 Cas de référence

On considère un écoulement laminaire d'air autour d'une structure solide. La figure (3.2), présente la structure étudiée dans cette étude avec les principales données géométriques représentées en centimètre. Les conditions aux limites sont aussi résumées dans cette figure. L'entrée correspond à la condition B1 avec une vitesse de l'air donné. B2 correspond à une paroi à $u=0$ et $v=0$. Le reste des frontières du domaine B3 est constituée par des entrées-sorties libres sur lesquelles la pression est imposé et égale à la pression atmosphérique, et la dérivée normale de la vitesse est nulle.

L'écoulement d'air est considéré laminaire en bidimensionnel. La vitesse à l'entrée est calculée en fonction du nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds est égale à 333 ce qui correspond à $V_x = 51.3 \times 10^{-2}$ m/s.

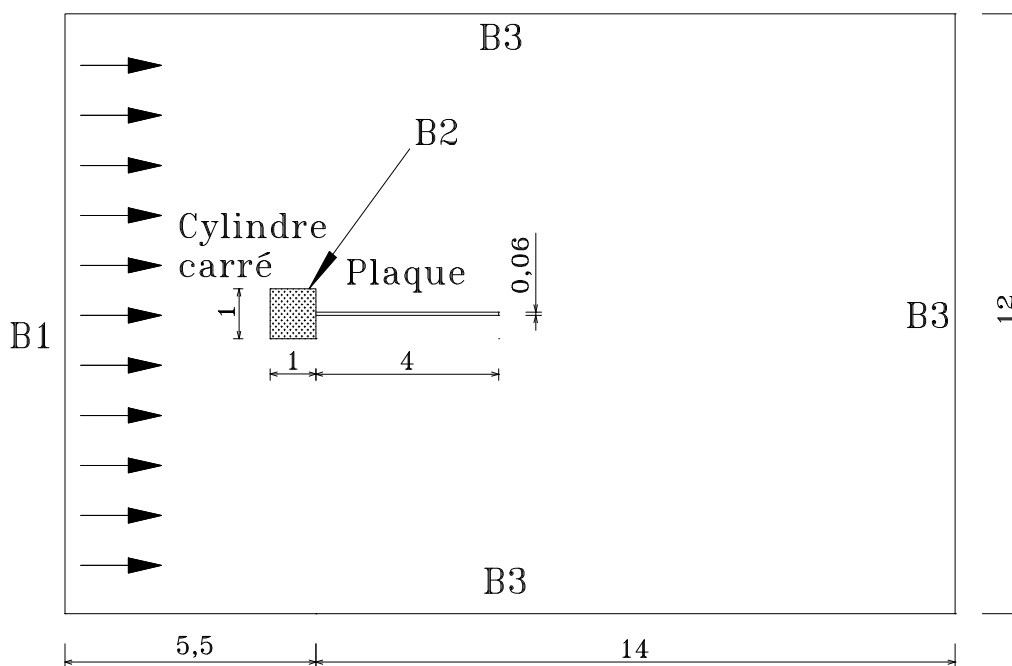


Figure (3.2) : Domaine et conditions aux limites

CHAPITRE 4 RESULTATS ET DISCUSSIONS

Ce chapitre présente d'abord les principaux résultats obtenus par la modélisation de l'analyse modale de notre structure pour l'obtention de ses fréquences propres. Ensuite, on présente les résultats concernant l'écoulement autour d'un cylindre circulaire afin de valider notre modèle d'écoulement. Finalement, on détermine l'influence des vibrations induites par le détachement tourbillonnaire sur la structure.

4.1 Analyse modale de la structure

Les propriétés du matériau de la structure sont données dans le tableau (4.1). Le maillage par élément fini dans ce cas est montré dans la figure (4.1).

Tableau (4.1) : Propriétés du matériau utilisé

Densité ρ	100 kg/m ³
Module de Young E	200E6 Pa
Coef. de Poisson ν	0.35

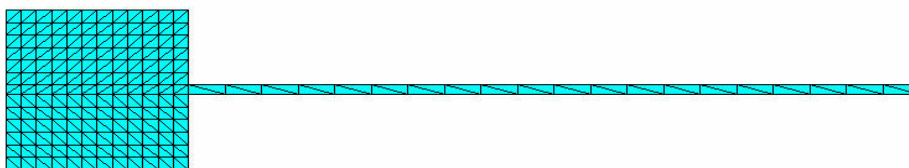


Figure (4.1) : La structure discrétisée

On a pris plusieurs types de maillage afin d'étudier l'indépendance du maillage. Les caractéristiques de chaque type sont données dans le tableau (4.2).

Les résultats obtenus sont illustrés dans le tableau (4.3) pour les six premiers modes propres.

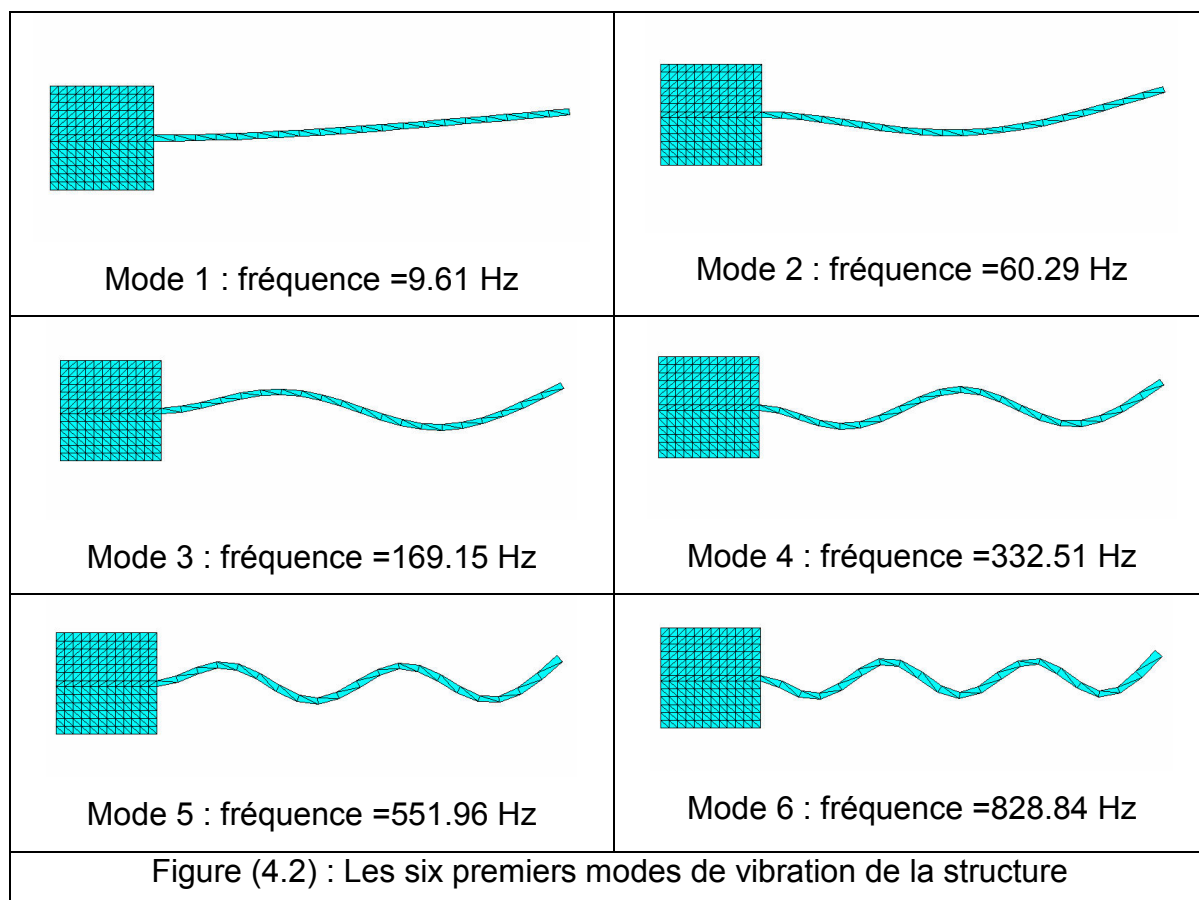
Tableau (4.2) : Récapitulatif des différents modèles de maillage

	Modèle A	Modèle B	Modèle C	Modèle D	Modèle E	Modèle F
Nombre de Nœuds	795	855	1125	1615	2513	3399
Nombre d'éléments	352	372	496	720	1140	1572

Tableau (4.3): Fréquences propre de la structure

Mod es	Modèle A	Modèle B	Modèle C	Modèle D	Modèle E	Modèle F
	Fréq.	Fréq	Fréq	Fréq	Fréq	Fréq
1	9.61	9.60	9.59	9.58	9.58	9.58
2	60.29	60.14	60.04	60.01	59.99	59.98
3	169.15	168.32	167.90	167.73	167.69	167.67
4	332.51	329.71	328.40	327.91	327.78	327.75
5	551.96	544.79	541.57	540.43	540.14	540.07
6	828.84	813.42	806.69	804.34	03.78	803.65

Les fréquences des modes propres sont données dans la figure (4.2). Les déformations associées à ces modes propres sont aussi illustrées dans cette figure.



4.2 Analyse de l'écoulement autour d'un cylindre;

Afin de valider nos résultats pour la partie écoulement, on a choisi l'écoulement d'air autour d'un cylindre circulaire schématisé dans la figure (4.3) pour comparer nos résultats. Le rayon du cylindre est pris égal à 0.1m.

L'écoulement considéré est un écoulement en régime laminaire. Les propriétés de l'air sont résumées dans le tableau (4.4).

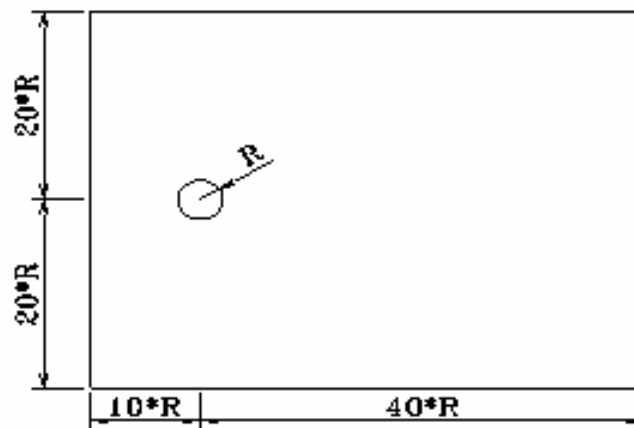


Figure (4.3) : Domaine de l'écoulement autour d'un cylindre

Tableau (4.4) : Propriétés de l'air

Densité ρ	1.18 kg/m ³
La viscosité dynamique μ	1.82E-5 kg/m.s

La figure (4.4) montre le maillage de l'écoulement d'air autour d'un cylindre circulaire. On peut distinguer les différentes zones. Le maillage est très condensé dans les zones près du cylindre. Cela nous a permis de bien prendre en considération les grandes variations des propriétés de l'écoulement dans ces zones.

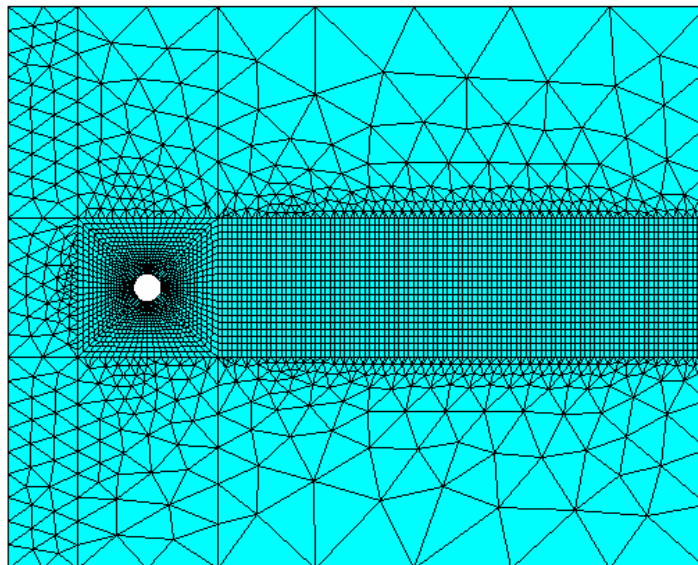


Figure (4.4) : Maillage de l'écoulement d'air autour d'un cylindre circulaire.

On a commencé par le cas où le nombre de Reynolds égale à l'unité. Bien sûr, on commence par l'étude de l'indépendance du maillage. Les différents types de maillage sont présentés dans le Tableau (4.5). Les résultats des coefficients de traînée sont montrés dans le tableau (4.6). On peut remarquer que les résultats sont proches de la valeur expérimentale [10].

Tableau (4.5) : Récapitulatif des différents modèles de maillage $Re=1$.

	Nombre de Nœuds	Nombre d'éléments
Cas A	1797	2188
Cas B	4882	4316
Cas C	9998	9150
Cas D	15310	13615
Cas E	20932	18555

Tableau (4.6): Comparaison du coefficient de traînée pour différents maillages $Re=1$.

	Fx (pression)	Fx (taux)	CD (traînée)	% Erreur	CD expérimental [10]
Cas A	1,0597E-08	8,7262E-09	13,8	3,932%	13,0
Cas B	1,0588E-08	9,1986E-09	14,1	1,627%	
Cas C	1,0557E-08	9,4653E-09	14,3	0,456%	
Cas D	1,0520E-08	9,5416E-09	14,3	0,259%	
Cas E	1,0506E-08	9,6082E-09	14,3	0,000%	

Nos résultats sont aussi comparés dans le cas du nombre de Reynolds égale à 40 avec les résultats de la référence [10]. Les résultats sont présentés dans le tableau (4.7). On voit que le calcul numérique donne des résultats satisfaisants.

Tableau (4.7): Le coefficient de traînée pour $Re=40$.

	Fx (pression)	Fx (taux)	CD (traînée)	CD expérimental [10]
Cas E	2,5275E-06	1,2181E-06	1,7	1.8

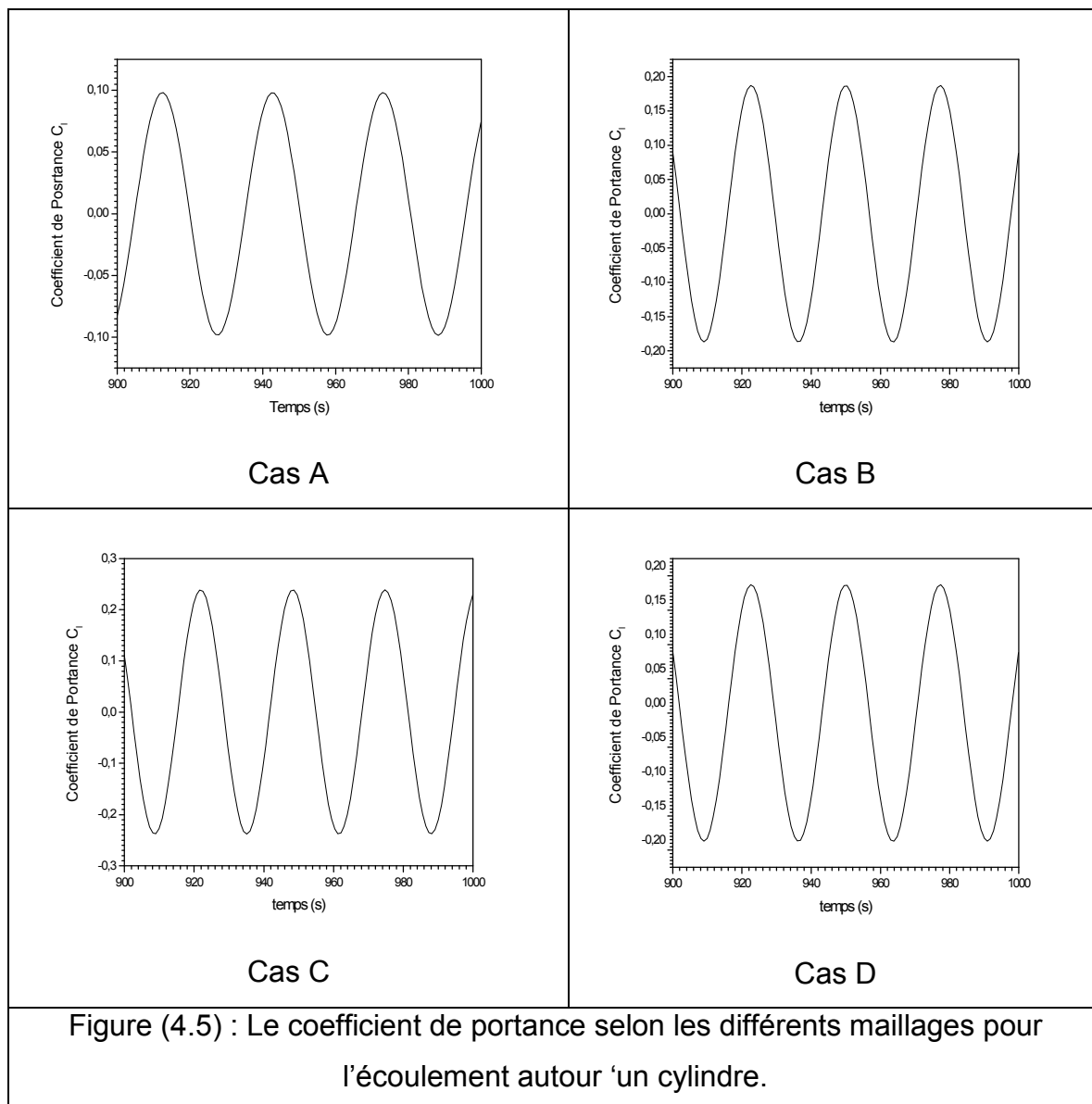
On termine la comparaison des résultats pour le cas d'écoulement autour d'un cylindre avec un Reynolds égale à 150. Pour ce nombre de Reynolds, l'écoulement est transitoire. Les différents types de maillage sont montrés dans le tableau (4.8).

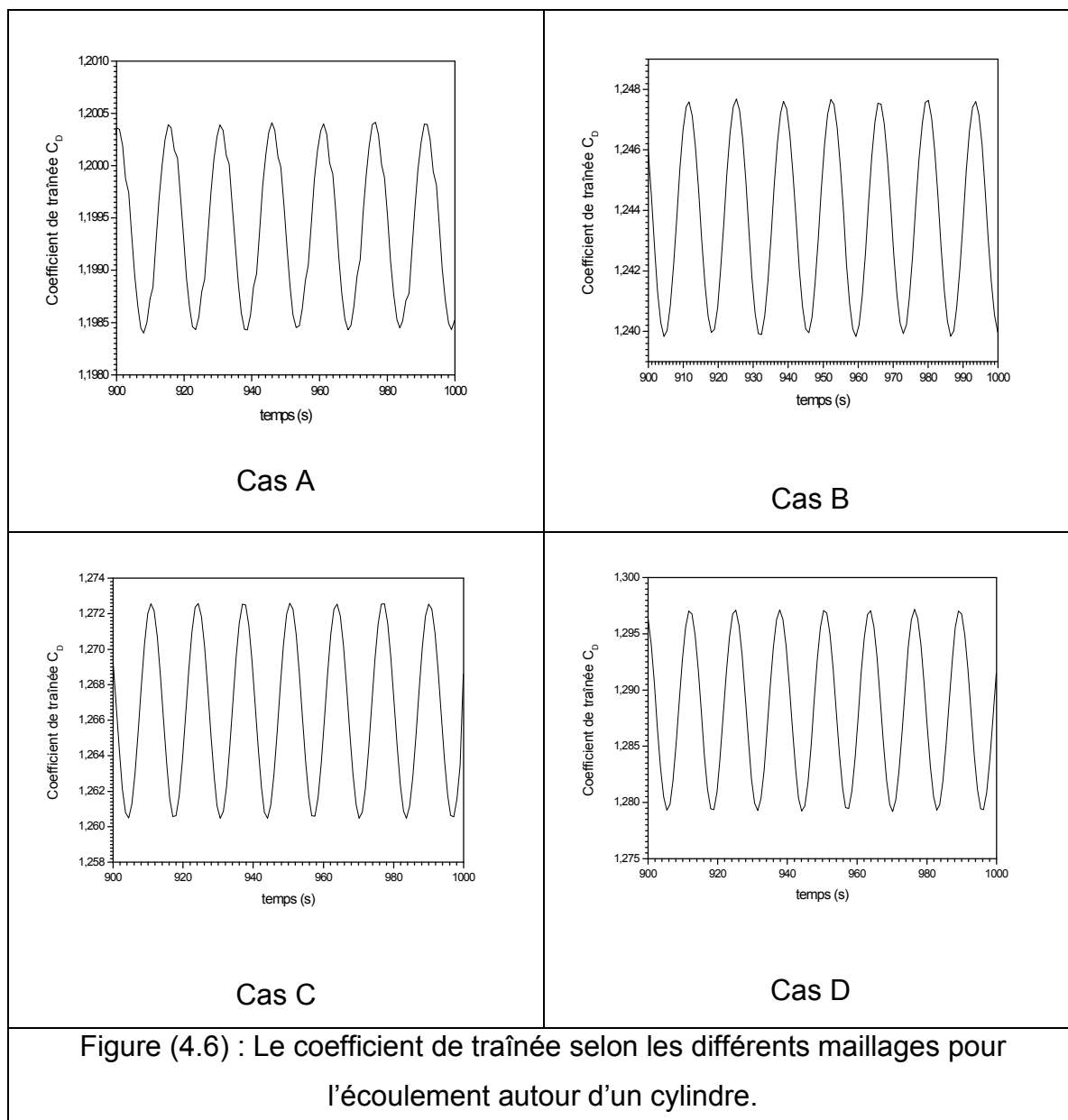
Tableau (4.8) : Récapitulatif des différents modèles de maillage $Re=150$.

	Nombre de Nœuds	Nombre d'éléments
Cas A	4316	4882
Cas B	9171	10036
Cas C	13615	15310
Cas D	18555	20932

Le coefficient de Fredirick-Levy (CFL) est donné par $\Delta t = cfl. \frac{\Delta x}{U}$. Le pas de temps dans notre cas est pris égale à $\Delta t = 1.5 \cdot 10^{-2} s$, ce qui donne un CFL inférieur à 1. Δx représente la dimension la plus petite du maillage. Les figures (4.5)-(4.6)

montrent le coefficient de portance et de traînée respectivement en fonction du temps. Le détachement tourbillonnaire dans les écoulements autour d'obstacle pour certaines valeurs de Reynolds qui est le responsable de cet aspect périodique de ces forces.





Le tableau (4.9) présente le nombre de Strouhal pour un Reynolds égale à 150. On a pris plusieurs types de maillage pour étudier l'indépendance du maillage. Le cas C avec une erreur de 2.6% pour le nombre de Strouhal est satisfaisant.

La figure (4.7) montre la variation du coefficient de portance en fonction du coefficient de traînée.

Tableau (4.9): Le nombre de Strouhal pour $Re=150$.

	Fréquence	Strouhal	Erreur	St expérimental [10]
Cas A	0,033048092	0,143	15,27%	0.172
Cas B	0,037013693	0,160	5,10%	
Cas C	0,037988139	0,164	2,60%	
Cas D	0,039003345	0,168	0,00%	

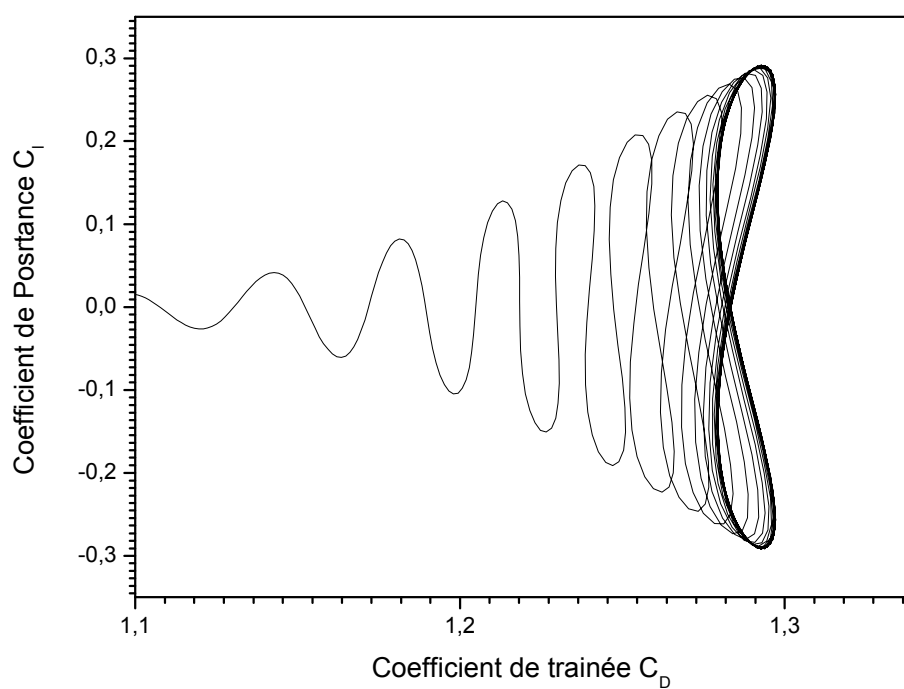


Figure (4.7) : Le Coefficient de traînée en fonction du coefficient de portance pour l'écoulement autour d'un cylindre circulaire

4.3 Analyse des vibrations de la structure induites par l'écoulement:

On commencera par l'étude de l'écoulement laminaire autour de notre structure immobile. La dépendance du maillage est étudiée par l'utilisation de plusieurs types de maillages (Tableau (4.10)).

La figure (4.8) illustre le domaine discrétisé d'écoulement autour de notre structure. Les propriétés de l'air sont celles du tableau (4.4). La zone près de la structure avec des grands gradients des propriétés est discrétisé avec un maillage fin.

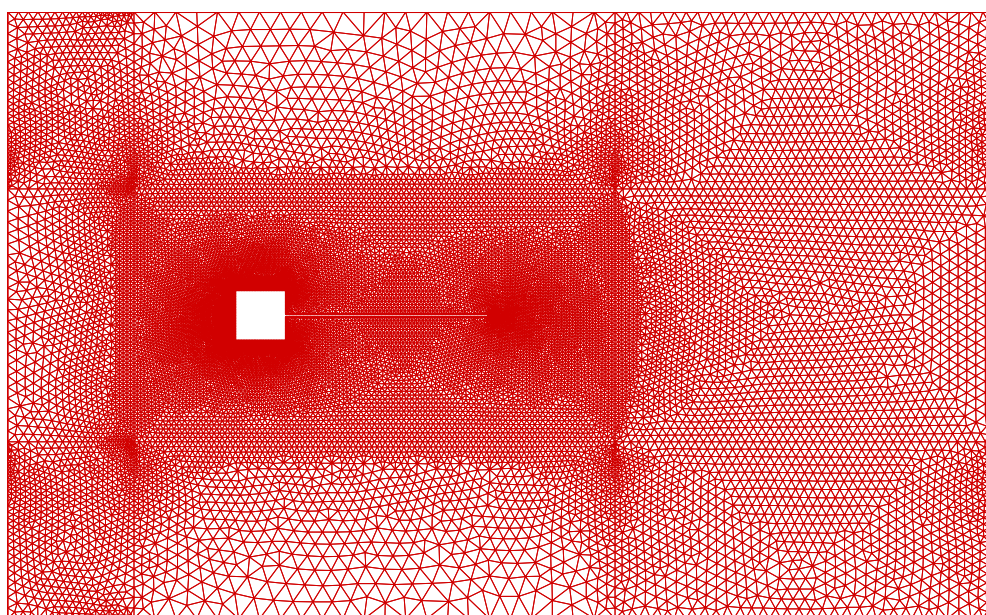
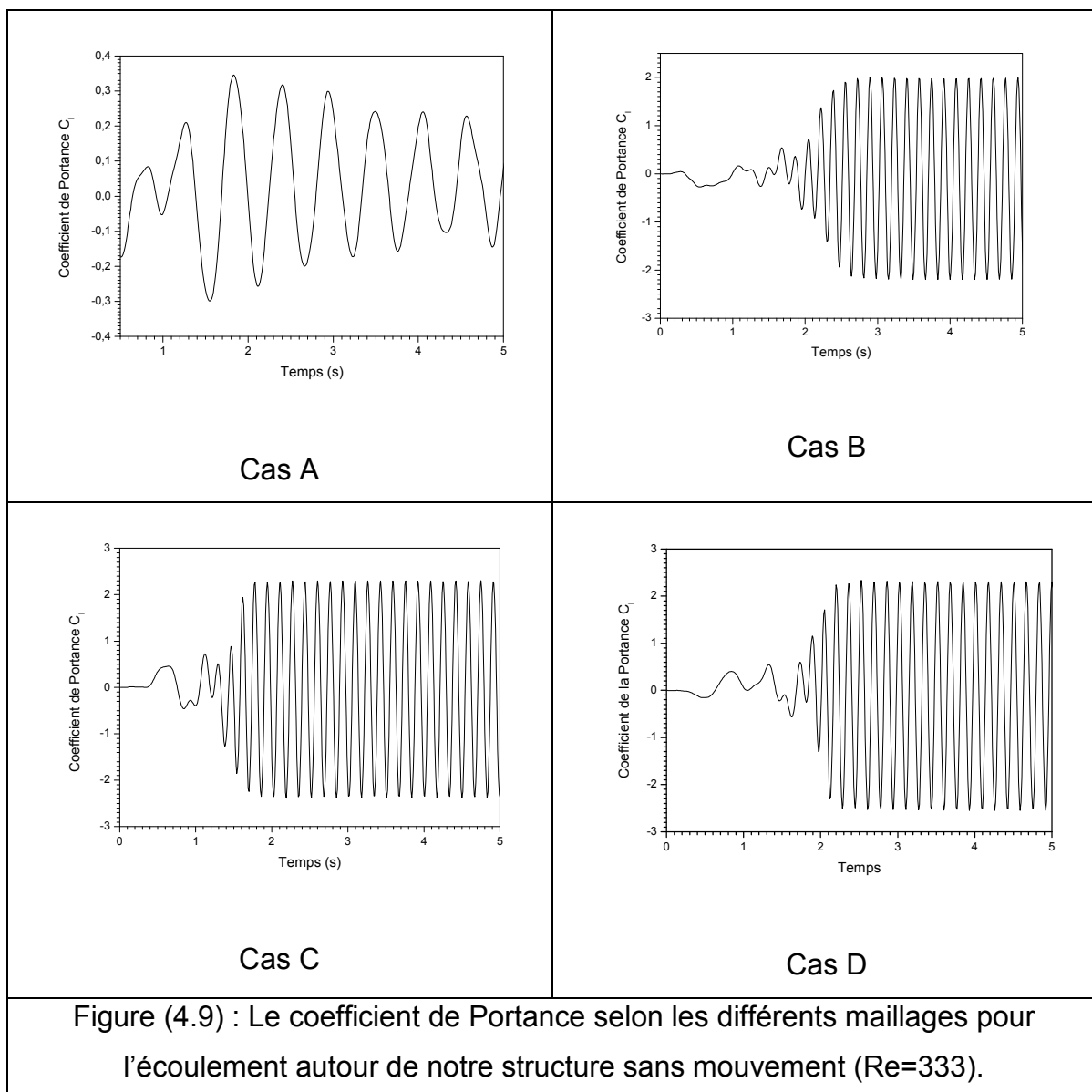


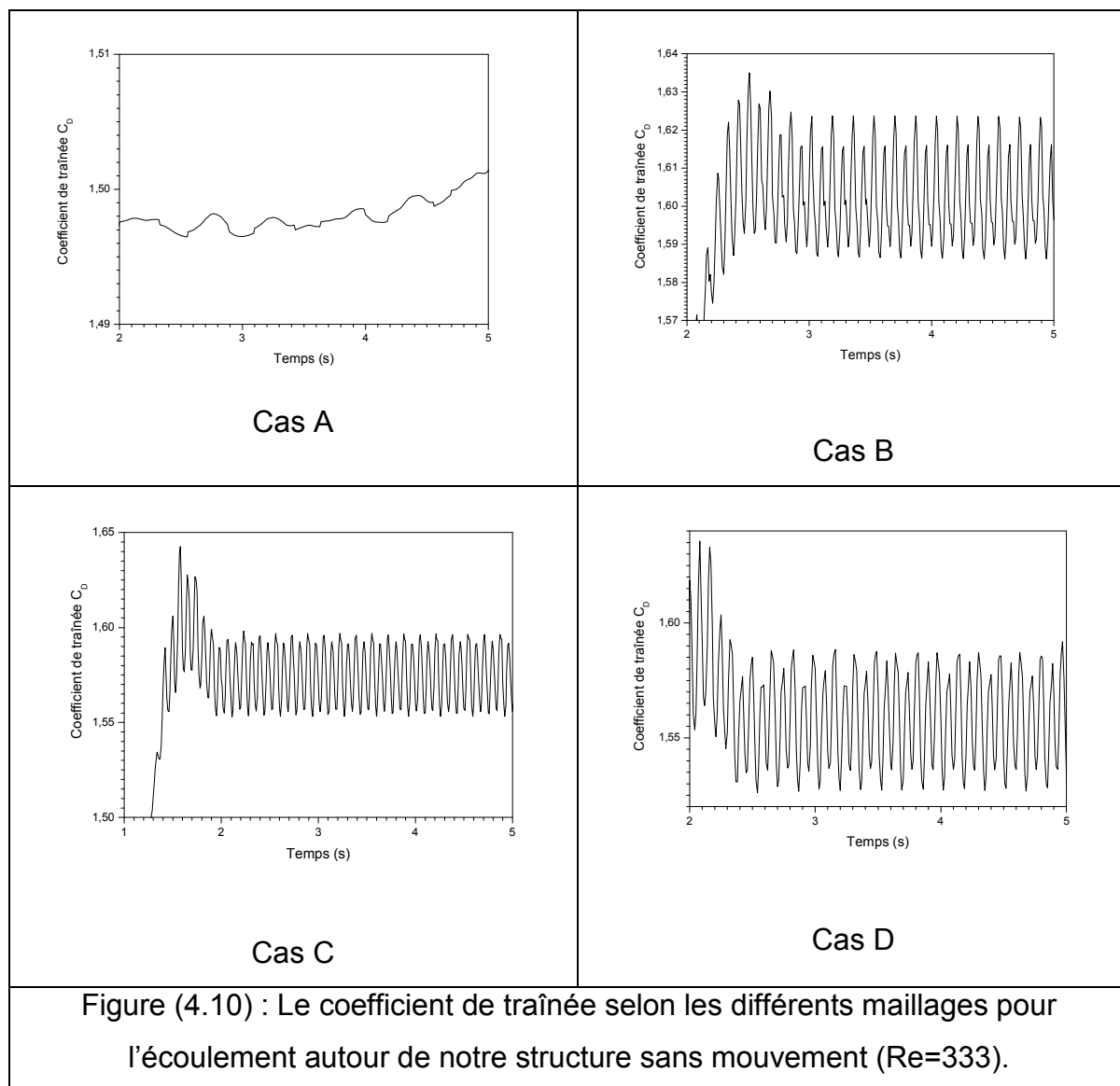
Figure (4.8) : Maillage du domaine de l'écoulement autour d'une plaque

Le tableau résume les différents types de maillage. Les figures (4.9)-(4.10) représentent les variations du coefficient de portance et du coefficient de traînée pour les différents maillages.

Tableau (4.10) : Récapitulatif des différents modèles de maillage.

	Nombre des nœuds	Nombre des éléments
Cas A	2677	2582
Cas B	5077	4938
Cas C	9717	9523
Cas D	16555	16300





Le tableau (4.11) présente le nombre de Strouhal pour les différents maillages. Le cas C donne un résultat peut être considéré satisfaisant avec une erreur de l'ordre de 3%. La figure (4.11) présente la variation du coefficient de portance en fonction du coefficient de traînée. Le pas de temps dans ce cas est pris égal à $\Delta t = 10^{-3}$ s, ce qui vérifie la condition imposée par CFL inférieur à 1.

Tableau (4.11): Le nombre de Strouhal de l'écoulement autour de la structure sans mouvement ($Re= 333$)

	St	erreur %St
Cas A	6,4155	21,38%
Cas B	6,6848	18,08%
Cas C	7,7604	3,61%
Cas D	8,1606	Reference

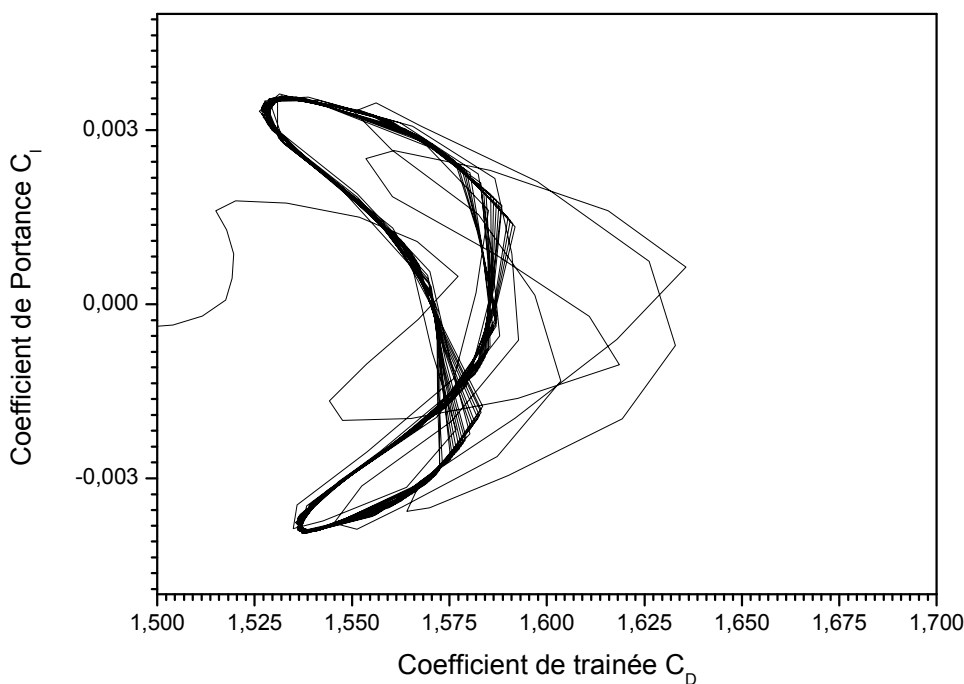


Figure (4.11) : Le Coefficient de traînée en fonction du coefficient de portance pour l'écoulement autour d'un cylindre

Maintenant, on étudie le problème d'interaction fluide-structure. Comme on a vu, pour un Reynolds égale à 333, le régime d'écoulement est instationnaire. Après un certain temps, il y a naissance de l'allée de Von-Karman. Ce phénomène périodique peut causer la vibration de la structure. Le tableau (4.12) présente les

différents types de maillage pour ce cas. Les résultats obtenus pour le nombre de Strouhal sont résumés dans le tableau (4.13)

Tableau (4.12) : Récapitulatif des différents modèles de maillage.

	Nombre de Nœuds	Nombre d'éléments
Cas A	4071	7365
Cas B	6735	12617
Cas C	11385	21806
Cas D	19308	37527

Tableau (4.13): Le nombre de Strouhal de l'écoulement autour de la structure en mouvement

	Strouhal	erreur %St
Cas A	6,4625	229,36%
Cas B	1,8932	3,51%
Cas C	1,9569	0,26%
Cas D	1,9621	0,00%

Le cas C donne un résultat peut être considéré satisfaisant avec une erreur inférieur à 1%. Le pas de temps dans ce cas est pris égal à $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ s, ce qui vérifie comme précédemment la condition imposée par CFL inférieur à 1.

Les figures (4.12) et (4.13) présentent le déplacement vertical de la structure en fonction du temps pour le point à l'extrémité et le point au milieu respectivement. On remarque l'aspect périodique du mouvement de la structure. L'amplitude de la déformation de l'extrémité est nettement supérieure à celle du milieu de la structure. Le deux déplacements sont présentés dans la même figure (4.14).

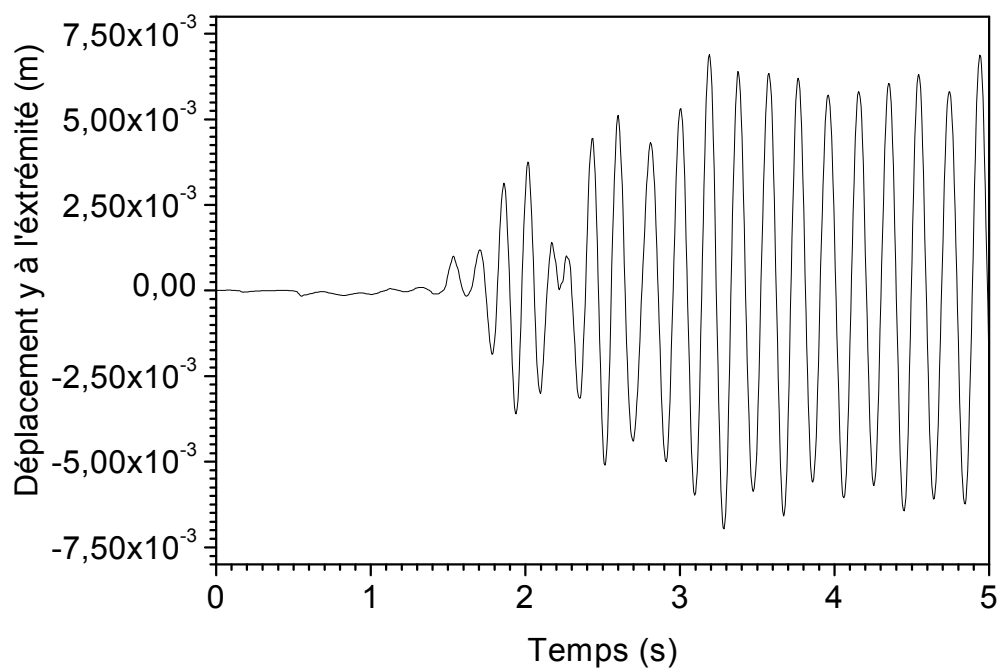


Figure (4.12) : Le déplacement vertical de l'extrémité de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire

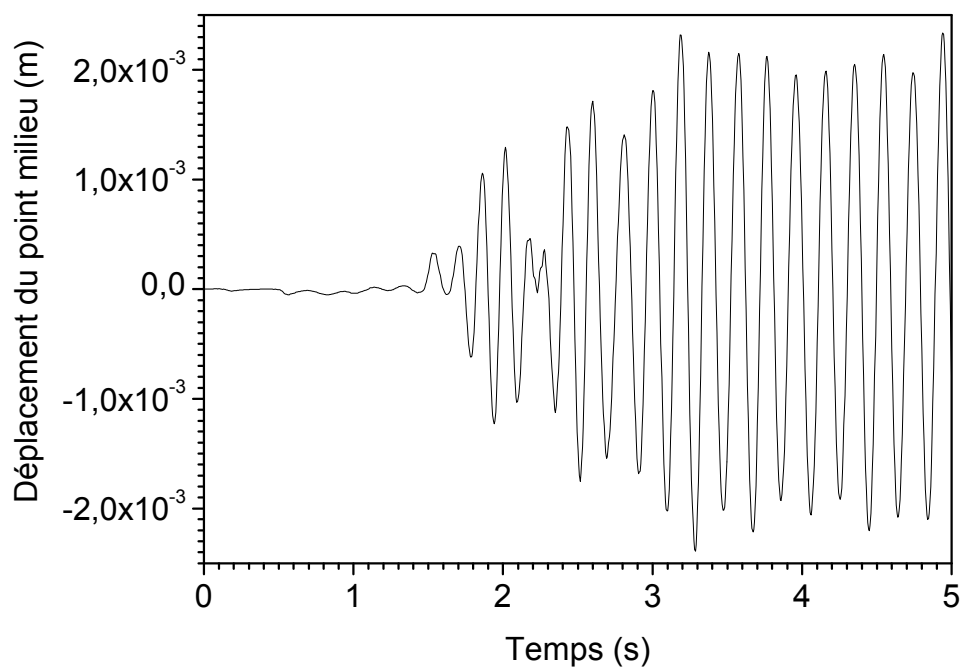


Figure (4.13) : Le déplacement vertical au milieu de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire

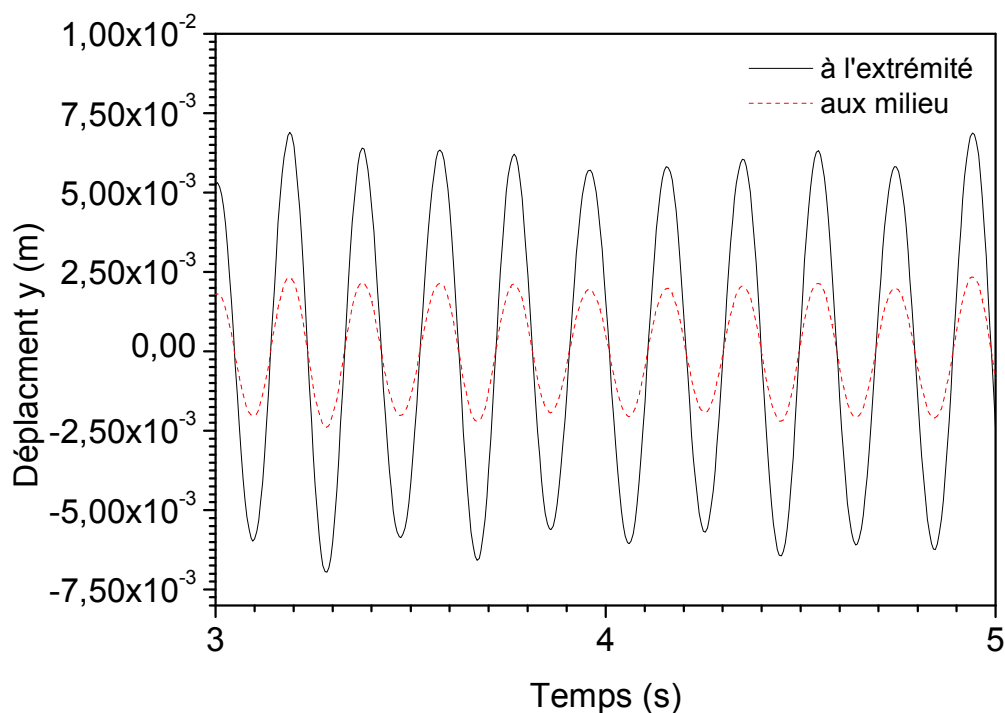


Figure (4.14) : Le déplacement vertical de l'extrémité et du milieu de la structure sous l'effet de détachement tourbillonnaire

La comparaison avec les résultats de Teixeira et al. [4] est représentée dans les figures (4.15) et (4.16). Ces figures illustrent les déplacements verticales de l'extrémité et du milieu de la structure en fonction du temps. L'explication de la différence entre ces deux résultats est très difficile à expliquer suite aux différents modèles utilisés. Les résultats de Teixeira et al. [4] montrent que les vibrations commencent dès les premiers instants. Par contre, nos résultats semblent plus réalistes, avec l'apparition de vibrations à l'instant $t=1.5$ s environ.

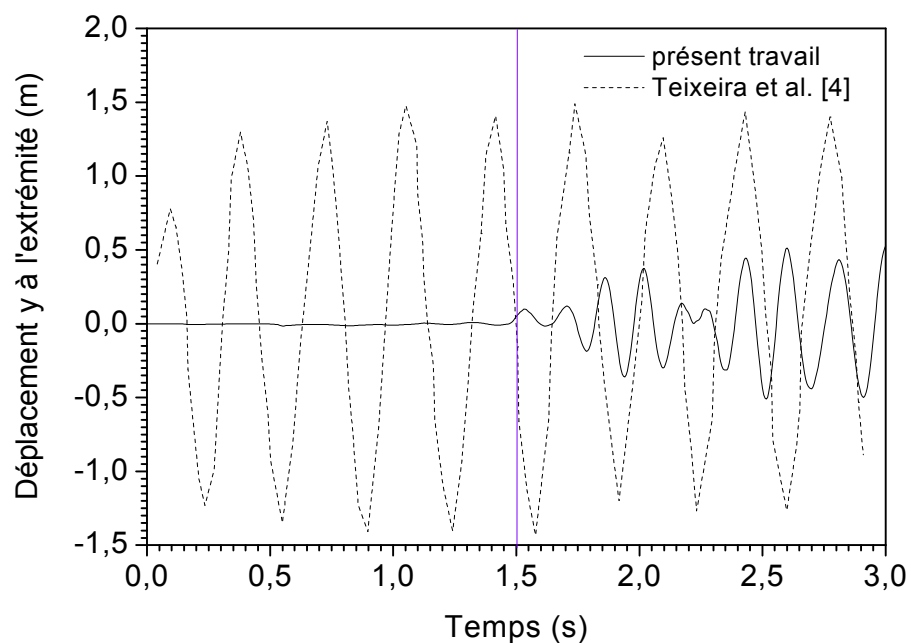


Figure (4.15) : Le déplacement vertical de l'extrémité de la structure en fonction du temps

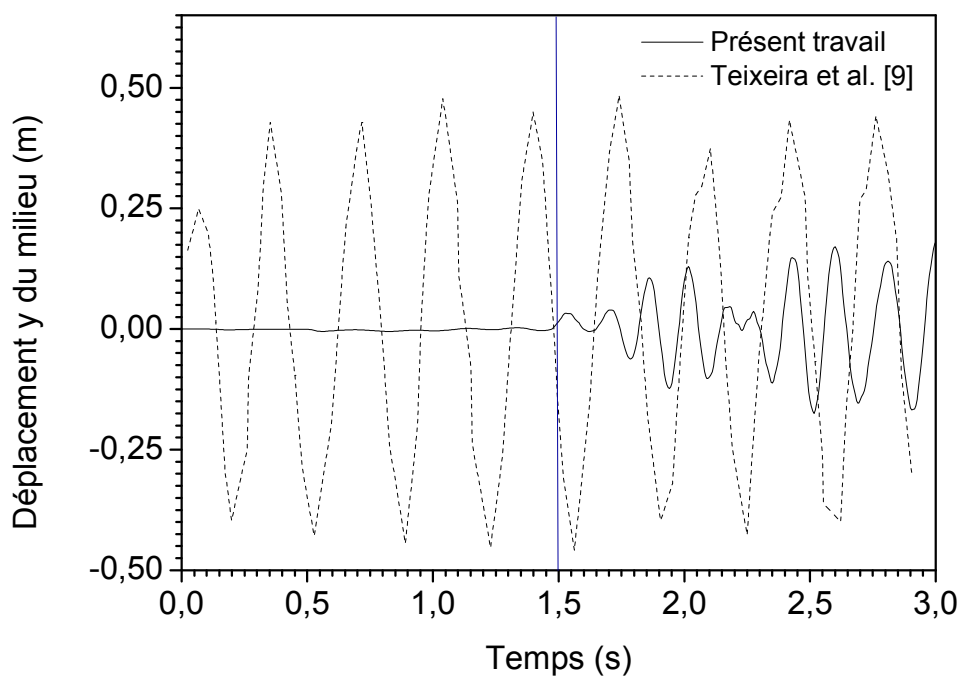


Figure (4.16) : Le déplacement vertical du milieu de la structure en fonction du temps

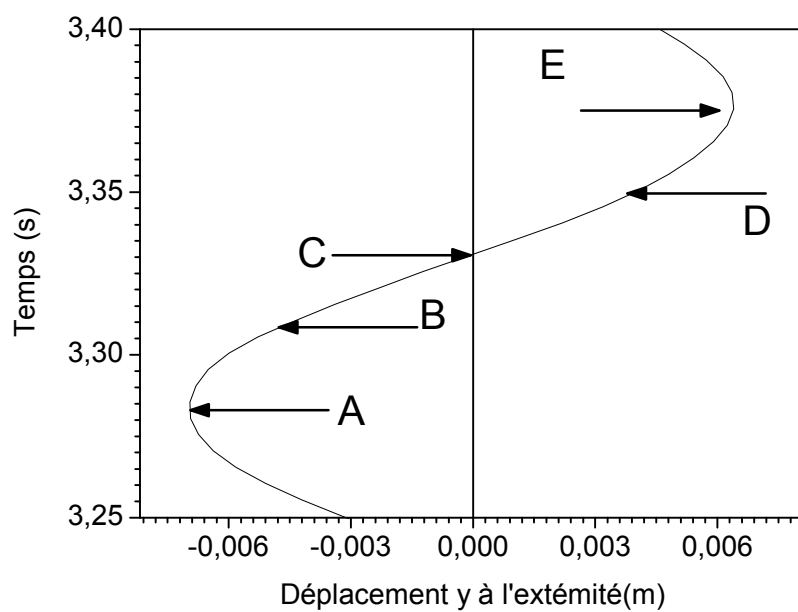
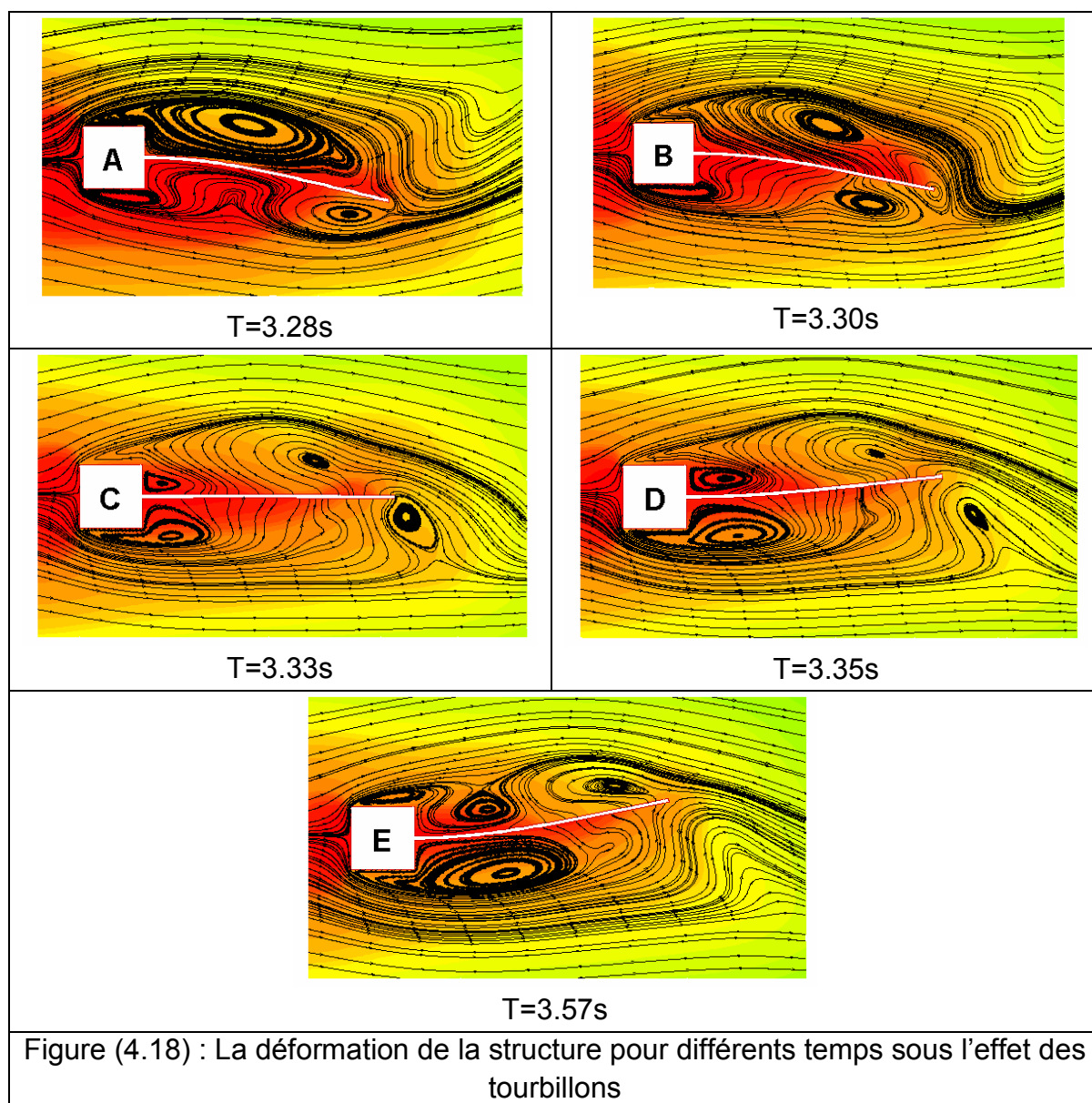


Figure (4.17) : Déplacement vertical de l'extrémité dans une période
A) $t=3.28$ s B) $t=3.30$ s C) $t=3.33$ s D) $t=3.35$ s E) $t=3.37$ s



Les figures (4.20) et (4.21) présentent respectivement le déplacement vertical en fonction du déplacement horizontal d'un point à l'extrémité de la structure et un point au milieu de la structure.

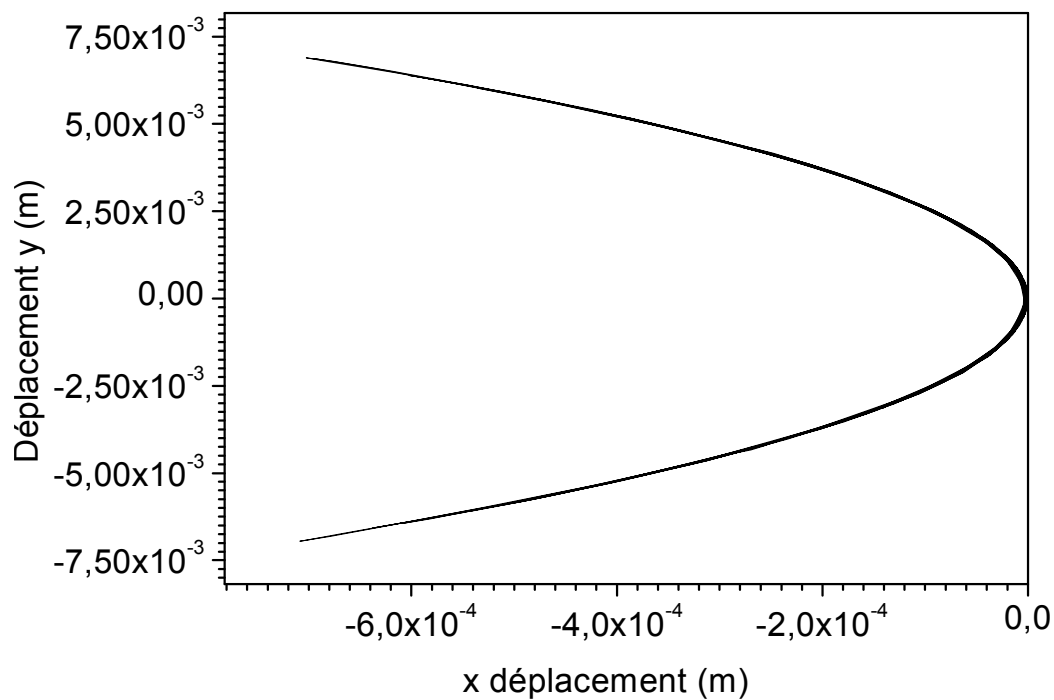


Figure (4.19) : Le déplacement vertical de la structure en fonction du déplacement horizontal d'un point de l'extrémité.

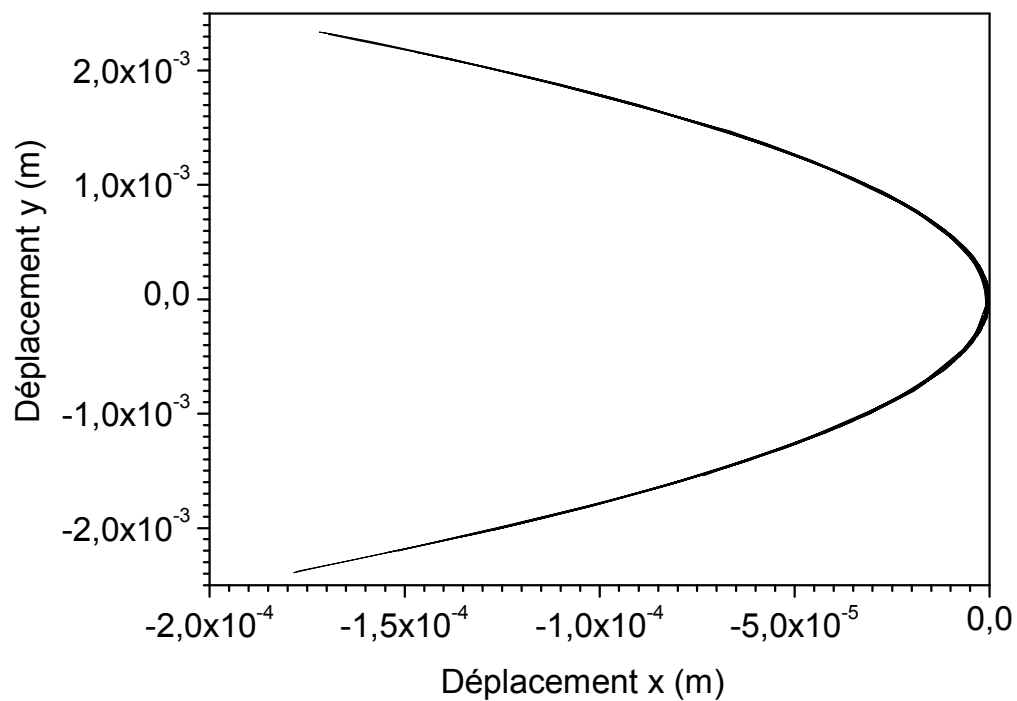


Figure (4.20) : Le déplacement vertical au milieu de la structure en fonction de son déplacement horizontal d'un point du milieu

CONCLUSION

Dans ce mémoire, on a étudié un problème des vibrations forcées induites par l'écoulement d'air autour d'une structure.

Ce phénomène oscillatoire peut provoquer des mouvements de déformation de la structure et des effets importants sur l'écoulement.

On a utilisé la méthode des éléments finis pour résoudre ce problème d'interaction fluide-structure. La méthode de résolution de ce type de problème nécessite le couplage entre les équations régissant la dynamique de la structure et l'autre celle du fluide. On a étudié l'influence des forces induites par détachement tourbillonnaire d'un écoulement d'air autour d'une plaque sur le mouvement cette dernière.

On a commencé par l'analyse modale de la structure pour la détermination des fréquences propres. Ensuite, on a validé notre modèle en comparant nos résultats avec ceux d'une référence pour un écoulement d'air autour un cylindre circulaire pour un certain nombre de Reynolds. Par la suite, on a étudié les vibrations de la plaque sous l'effet des forces exercées par les tourbillons développés au cours de l'écoulement d'air autour d'un obstacle.

Les résultats obtenus pour le modèle fluide sont satisfaisants. On a comparé le coefficient de traînée avec celui de littératures. Dans le cas du régime transitoire, on a comparé le nombre de Strouhal.

On a constaté que les structures tourbillonnaires générées par l'écoulement ont une influence considérable sur les vibrations de la structure.

En perspectives, on propose

- d'étudier la modélisation tridimensionnelle.
- d'élargir le régime d'écoulement
- d'appliquer la méthode sur d'autres problèmes

REFERENCES

- [1] S. PIPERNO, *Interactions fluide-structure*, Master de mécanique numérique, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris (2005-2006).
- [2] W. A. Wall and E. Ramm, *fluid-structure interaction based upon a stabilized (ALE) finite element method*. Computational mechanics, Barcelona, Spain 1998.
- [3] Q. Zhang and T. Hisada, *Studies of strong coupling and weak coupling methods in FSI analysis*. International journal for numerical methods in engineering. 2004; 60:2013-2029.
- [4] P.R.F. Teixeira, A.M. Ayruch, *Numerical simulation of fluid-structure interaction using the finite element method*. Elsevier, Computers & fluids, 34(2005)249-273.
- [5] L.T Zhang, M.Gay, *Immersed finite element method for fluid-structure interactions*, Elsevier, Computers & fluids 23(2007)839-857.
- [6] E. H Dowell and Kenneth C hall, *Modeling of Fluid-Structure Interaction*, Ann Rev. Fluid Mech. 2001 33:445-90.
- [7] Tayfun E.Tezduyar and Sunil Sathe, *Modelling of fluid-structure interaction with the space-time finite element: Solution techniques*, International journal for numerical methods in fluids, 2007; 54:855-900.
- [8] J. De Hart, G.W.M. Peters, P.J.G Schreurs, F.P.T Baaijens, *A three-dimensional computational analysis of fluid-structure interaction in the aortic valve*, Elsevier, Journal of biomechanics 36 (2003) 103-112.
- [9] Md. Mahbubar Rahman, Md. Mashud Karim and Md. Abdul Alim, *Numerical investigation of unsteady flow past a circular cylinder using 2-D finite volume method*, Journal of Naval Architecture and Marine Engineering, June, 2007.
- [10] Flow Over a Cylinder, Fluent.inc, flowlab 1.2, January 6, 2005.

- [11] MICHAEL S. ENGELMAN AND MOHAMED-ALI JAMNIA, *Transient flow past a circular cylinder: a benchmark solution*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 11,985-1000 (1990).
- [12] S. Paso, *Vortex-induced vibration of a circular cylinder in laminar and turbulent flows*, Elsevier, Journal of Fluids and Structures, 2008.
- [13] K. M. Lam, *Vortex shedding flow behind a slowly rotating circular cylinder*, Elsevier, 2008.
- [14] C.H.K. Williamson, *Vortex Dynamics in the Cylinder Wake*, Annual Reviews, Fluid. Mech. 1996.28:477-539.
- [15] Matteo Luca FACCHINETTI, *Un modèle phénoménologique des vibrations induites par détachement tourbillonnaire*, Docteur en Mécanique, Ecole Polytechnique 2003.
- [16] J. Wang, MS.Gadala, *Formulation and survey of ALE method in nonlinear solid mechanics*, Elsevier, Finite Elements in Analysis and Design 24 (1997) 253-269
- [17] T.Sarpkaya, *A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations*, Elsevier, Journal of Fluids and Structures, 19 (2004) 389-447.
- [18] Josep Serrate, Antonio Huerta, Jean Donea, *Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation for fluid-rigid body interaction*, Elsevier, Comput. Methods Appl. Mech Engrg. 190 (2001) 3171-3188.
- [19] Michael P.Paidoussis, *Fluid-Structure Interactions*, Volume2, Elsevier.
- [20] YIN-LUNG LAU, *Experimental and numerical studies of fluid-structure interaction in flow-induced vibration problems*, Degree of Doctor of Philosophy, The Hong Kong Polytechnic University, October, 2003.
- [21] C. H. K. Williamson and R. Govardhan, *Vortex-Induced Vibrations*, Annual Reviews, Fluid Mech. 2004. 36:413-55.
- [22] David C. Murrin, B.Eng. M. Eng, *A Three-dimensional Simulation of Vortex Induced Vibrations (VIV) on Marine Rises at High Reynolds Number using Computational Fluid Dynamics*, Docteur of Philosophy, St.John's Newfoundland, Canada, 2007.
- [23] T.NOMURA, *Finite element analysis of vortex-induced vibrations of bluff cylinders*, journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 46-47 (1993) 587-594.

- [24] R. D Gabbai, H. Benaroya, *An overview of modeling and experiments of vortex-induced vibration of circular cylinders*, Elsevier, Journal of Sound and Vibration 282 (2005) 575-616.
- [25] Y. L. Lau, R.M.C. So, R.C.K. Leung, *Flow-induced vibration of elastic slender structures in a cylinder wake*, Elsevier, Journal of Fluids and Structures 19 (2004) 1061-1083.
- [26] Shigehiko Kaneko, Tomomishi Nakamura, Fumio Inada, Minoru Kato, *Flow-Induced Vibrations*, Elsevier. (2008)
- [27] Bearman, P.W., 'Vortex shedding from oscillating bluff bodies', annual review of fluid mechanics, 16, 195-222 (1984)
- [28] G. Parkinson, 'Phenomena and modelling of flow-induced vibrations of bluff bodies', progress in aerospace sciences, 26, 169-224
- [29] E. Naudascher and Rockwell. *Flow induced Vibrations: An Engineering Guide*. Balkema, Rotterdam, 1993.
- [30] B. Sumer and J. Fredsoze. *Hydrodynamics around cylindrical structures*. World Scientific, Singapore, 1997.
- [31] Williamson, C.H.K. & Govardhan, R, 'Vortex-induced vibrations', Annu. Rev. Fluid Mech.36:413-455(2004)
- [32] C.H.K. Williamson et A. Roshko, 'Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder', Journal of fluids and structures, 2, 355-381 (1988)
- [33] B.S. V. Patnak et P.A. Aswatha Narayana, 'Numerical simulation of laminar flow past a transversely vibrating circular cylinder', Journal of sound and vibration 228 (3), 459-475, (1999).
- [34] R.M.C. So, Y. Zhou et M.H. Liu, 'Free vibrations of an elastic cylinder in a cross flow and their effects on the near wake', Experiments in fluids 29 (2000) 130-144.
- [35] R. Govardhan, C.H.K. Williamson, 'Mean and fluctuating velocity fields in the wake of a freely-vibrating cylinder', Journal of fluids and structures (2001) 15, 489-501
- [36] X.Q. Wang, R.M.C. So, K.T. Chan, 'A non-linear fluid force model for vortex-induced vibration of an elastic cylinder', Journal of sound and vibration 260 (2003) 287-305

- [37] S. Yang, T. Chang et W. Fu, 'Numerical simulation of flow structures around an oscillating rectangular cylinder in a channel flow', *comput. Mech.* (2005) 35: 342-351
- [38] Manuel d'Ansys, version10, USA.
- [39] J Way. M. S Dadala, Formulation and servey of ALE method in non linear solid mechanics, Elsevier, 24(1997)253-269.
- [40] K.Bathe, Finite element procedures, Englewoodcliffs, NJ, USA; prentice Hall,(1996).

ANNEXES

Annexe A : Programme écoulement autour d'un cylindre

```

!*****
!
!**                                     **
!**  PROGRAMME Ecoulement autour d'un cylindre **
!**  2008                                     **
!**                                     **
!**                                     **
!*****
!*
/Config,Nres,6000
/CWD,'D:\work\final cyl'
/FILNAME,cylinder-01,
/COM, FLOTRAN CFD
/title, Ecoulement autour d'un cylindre

/PREP7                                ! entree dans le mode preprocessing
/UNITS,SI                             ! systeme international des unites
R=0.05                                 ! Rayon du cylindre en m
MU=1.82000e-5                          ! viscosite dynamique en kg/(m.s)
RHO=1.180                               ! masse volumique en kg/m3
RE=150                                  ! Nombre de Reynolds
VE=RE*MU/(RHO*2*R)                     ! Vitesse a l'infini m/s
NR1=30                                  ! nombre de division
NR2=30                                  !
NX1=5*NR1                               !
NX2=6
NX3=2
RX1=0.2
DEM=0.5*RHO*VE*VE*2*R
!*
ET,1,FLUID141                           ! éléments finis de type FLUID141

!coordonnées des points définissant le domaine
K,1,-10*R,-20*R
K,2,-5*R,-20*R
K,3,5*R,-20*R
K,4,40*R,-20*R
K,5,40*R,-5*R
K,6,40*R,5*R
K,7,40*R,20*R
K,8,5*R,20*R
K,9,-5*R,20*R

```



```

K,10,-10*R,20*R
K,11,-10*R,5*R
K,12,-10*R,-5*R
K,13,-5*R,-5*R
K,14,5*R,-5*R
K,15,5*R,5*R
K,16,-5*R,5*R
K,17,-R*(2**0.5)/2,R*(2**0.5)/2
K,18,-R*(2**0.5)/2,-R*(2**0.5)/2
K,19,R*(2**0.5)/2,-R*(2**0.5)/2
K,20,R*(2**0.5)/2,R*(2**0.5)/2
K,21,0,0          ! centre du cercle

```

!creation des aires delimitées par les différents points clés

```

A,1,2,13,12
A,2,3,14,13
A,3,4,5,14
A,14,5,6,15
A,15,6,7,8
A,16,15,8,9
A,11,16,9,10
A,12,13,16,11

```

LARC,18,19,21,R ! création d'un arc de cercle ayant pour centre le point 21, de rayon R reliant les points 18 et 19

```

LARC,19,20,21,R
LARC,20,17,21,R
LARC,17,18,21,R
L,16,17
L,13,18
L,14,19
L,15,20

```

! Créations des aires délimités par les différentes lignes

```

AL,7,31,25,30
AL,13,26,31,32
AL,17,27,29,32
AL,23,28,29,30
SAVE

```

!maillage du domaine

```

LSEL,S,,,25,28
LESIZE,ALL,,,NR1,1
LSEL,S,,,7,17,10
LSEL,A,,,13,23,10
LSEL,A,,,11
LESIZE,ALL,,,NR1,1
LSEL,S,,,29,32,1
LESIZE,ALL,,,NR2,RX1
LSEL,S,,,10,12,2

```

```

LESIZE,ALL,,,NX1,1
LSEL,S,,,8,15,7
LESIZE,ALL,,,NX2,1
LSEL,S,,,5,18,13
LESIZE,ALL,,,NX3,1
LSEL,S,,,1,3,2
LSEL,A,,,20,21,1
LESIZE,ALL,,,NX3,1
SAVE                                ! sauvegarde de la base de données avant
maillage

MSHKEY,1
MSHAPE,0,2D                        ! maillage 2D mappe
AMESH,9,12,1                       ! maillage des surfaces 9 a 12
AMESH,4                             ! maillage de la surface 4
MSHKEY,0                            ! maillage libre
MSHAPE,1,2D                         ! choix d'un maillage triangulaire libre
AMESH,ALL                          ! maillage de toutes les surfaces non encore
maillees
!*
ALLS
IC,ALL,VX,0
IC,ALL,VY,0
IC,ALL,PRES,0
!Conditions limites a l'entree
LSEL,S,,,4                          ! selection de la ligne 4
LSEL,A,,,22,24,2                   ! selection additionnelle des lignes 22 et 24
NSLL,S,1                            ! selection des noeuds contenus dans les lignes
selectionnees
D,ALL,VX,VE                        ! vitesse dans la direction x egale a VE
D,ALL,VY,0                          ! vitesse dans la direction y nulle

!Conditions de non glissement sur le cylindre
LSEL,S,,,25,28                    ! selection des lignes 25 a 28
NSLL,S,1                          ! selection des noeuds contenus dans les lignes
D,ALL,VX,0                        ! vitesse dans la direction x nulle
D,ALL,VY,0                        ! vitesse dans la direction y nulle

!Conditions limites a la sortie
LSEL,S,,,9,11,2                   ! selection des lignes 9 et 12
LSEL,A,,,14                       ! selection additionnelle de la ligne 14
NSLL,S,1                          ! selection des noeuds contenus dans les lignes
selectionnees
D,ALL,PRES,0                      ! pression relative nulle sur les noeuds
selectionnees

!Conditions limites aux frontieres
LSEL,S,,,1,5,4                    ! selection des lignes 1 et 5
LSEL,A,,,8                        ! selection additionnelle de la ligne 8
LSEL,A,,,15,21,3                  ! selection additionnelle des lignes 15, 18 et 21

```

```

NSLL,S,1                ! selection des noeuds contenus dans les lignes
D,ALL,PRES,0           ! pression relative nulle sur les noeuds
selectionnes
ALLS                    ! selection de tout
SAVE                    ! sauvegarde de la base de donnees avant resolution
!Proprietes du fluide
FLDA,PROT,DENS,CONSTANT      ! masse volumique constante
FLDA,NOMI,DENS,RHO           ! masse volumique nominale
FLDATA,PROT,VISC,CONSTANT    ! viscosite constante
FLDATA,NOMI,VISC,MU          ! viscosite du fluide
FINISH                      ! sortie du mode preprocessing

/SOLU                      ! entree dans le mode solution
FLDATA,SOLU,TRAN,1          ! ecoulement transitoire
FLDATA,SOLU,TURB,0          ! laminaire
!FLDATA,TIME,METH,NEWM      ! Methode d'integration pour le pas
de temps
FLDATA,ALGR,SEGR,SIMPLEN    ! choix du type d'algorithme
FLDATA,TIME,GLOB,100
!*FLDATA,TIME,STEP,-1       ! nombre d'iterations par pas de temps
FLDATA4,TIME,NUMB,1.0e06,   ! duree totale en seconde
FLDATA5,OUTP,PCOE,1         ! parametres supplementaires pour le post-
traitement
FLDATA5,OUTP,TAUW,1
FLDATA,TIME,STEP,0.015
!*****LOAD STEP 1
FLDATA4,TIME,TEND,1000,
FLDATA,TIME,APPE,.9
FLDATA25,RELX,Vx,0.9        ! taux de relaxation
FLDATA25,RELX,Vy,0.9
FLDATA25,RELX,PRES,0.9
SOLVE
FINISH
SAVE
FINISH
/POST1
INRES,all
FILE,'cylinder-01','rfl'
SET,FIRST
*CFOPEN,RE,TXT
!*
*DO,I,0,1000,0.9
subset,,,,I,,
LSEL,S,,,25,28
NSLL,S,1
INTSRF,FLOW
!*
*get,t,active,0,set,time
*get,fd1,intsrf,0,tauw,fx
*get,fd2,intsrf,0,pres,fx

```

```
*get,fp1,intsrf,0,tauw,fy  
*get,fp2,intsrf,0,pres,fy  
*vwrite,t,fd1,fd2,fp1,fp2  
(f10.2,2x,E20.9,3x,E20.9,3X,E20.9,3x,E20.9)  
alls  
*ENDDO  
*CFCLOS  
FINISH
```

Annexe B : Programme écoulement autour de la structure étudiée

```

!*****
!**                                     **
!**  PROGRAMME STRUCT-01                **
!**  2008                               **
!**                                     **
!**                                     **
!*****
!*
/Config,Nres,50000
/CWD,'C:\work'
/FILNAME,STRUC-06,
/COM, FLOTRAN CFD
/title, Ecoulement autour d'une structure

/PREP7                                ! entree dans le mode preprocessing
/UNITS,SI                              ! systeme international des unites
MU=1.82000e-5                          ! viscosite dynamique en kg/(m.s)
RHO=1.180                               ! masse volumique en kg/m3
VE=51.3e-2                              ! Vitesse a l'infini m/s
ca=1.e-2
rec1=4.e-2
rec2=0.06e-2
RE=VE*RHO*ca/(MU)                      ! Nombre de Reynolds
Dx1=2.5e-2                              ! Dimensions
Dx2=2.e-2                               !
Dx3=rec1                                 !
Dx4=2.5e-2
Dx5=14.e-2-Dx3-Dx4
Dy1=3.5e-2
Dy2=2.e-2
Dy3=(ca-rec2)/2.
ND1=12
Rx1=0.2
ND2=20
ND3=15
ND4=15
Rx4=0.2
ND5=50
ND6=15
ND7=30
ND8=15
ND9=10
ND10=40
ND11=60
Rx11=0.2
ND12=30
Rx12=2
ND13=20
DEM=0.5*RHO*VE*VE*ca

```

!*
ET,1,FLUID141

! elements finis de type FLUID141

!coordonnees des points definissant le domaine

K,1,0,0

K,2,Dx1,0

k,3,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,0

k,4,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,0

K,5,0,Dy1

K,6,Dx1,Dy1

k,7,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1

k,8,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1

K,9,0,Dy1+Dy2+ca+Dy2

K,10,Dx1,Dy1+Dy2+ca+Dy2

k,11,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1+Dy2+ca+Dy2

k,12,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1+Dy2+ca+Dy2

K,13,0,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1

K,14,Dx1,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1

k,15,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1

k,16,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1

k,17,Dx1+Dx2,Dy1+Dy2

k,18,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2

k,19,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3

k,20,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3

k,21,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3+rec2

k,22,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3+rec2

k,23,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3+rec2+Dy3

k,24,Dx1+Dx2,Dy1+Dy2+Dy3+rec2+Dy3

!

!creation des lignes delimitées par les differents points cles

!horizontal meshing

LSTR,1,2

LSTR,2,3

LSTR,3,4

LSTR,5,6

LSTR,6,7

LSTR,7,8

LSTR,9,10

LSTR,10,11

LSTR,11,12

LSTR,13,14

LSTR,14,15

LSTR,15,16

! vertical

LSTR,1,5

LSTR,5,9

LSTR,13,9

LSTR,2,6

LSTR,6,10

LSTR,14,10

```

LSTR,3,7
LSTR,7,11
LSTR,15,11
LSTR,4,8
LSTR,8,12
LSTR,16,12
! structure
LSTR,17,18
LSTR,24,23
LSTR,19,20
LSTR,22,21
LSTR,17,24
LSTR,20,21
LSTR,18,19
LSTR,23,22
LSTR,19,22
!creation des aires delimitées par les différents lignes
AL,1,16,4,13
AL,4,17,7,14
AL,7,18,10,15
AL,2,19,5,16
AL,8,21,11,18
AL,3,22,6,19
AL,6,23,9,20
AL,9,24,12,21
AL,5,20,8,17
A,17,18,19,22,23,24
A,19,20,21,22
AGLUE,10,11
ASBA,9,10
ASBA,12,11

SAVE
!maillage du domaine
! horizontal
LSEL,S,,,1,10,3
LESIZE,ALL,,,ND1,Rx1
LSEL,S,,,2,11,9
LESIZE,ALL,,,ND2,1
LSEL,S,,,3,12,9
LESIZE,ALL,,,ND3,1
LSEL,S,,,5,8,3
LESIZE,ALL,,,ND11,1
LSEL,S,,,6,9,3
LESIZE,ALL,,,ND12,Rx12
! Vertical
LSEL,S,,,13,22,3
LSEL,A,,,15,24,3
LESIZE,ALL,,,ND4,Rx4
LSEL,S,,,17,20,3

```

```

LESIZE,ALL,,,ND5,1
LSEL,S,,,14
LESIZE,ALL,,,ND6,1
! structure
LSEL,S,,,25,26
LSEL,A,,,29
LESIZE,ALL,,,ND7,1
LSEL,S,,,31,32
LESIZE,ALL,,,ND8,1
LSEL,S,,,30
LESIZE,ALL,,,ND9,1
LSEL,S,,,27,28
LESIZE,ALL,,,ND10,1
LSEL,S,,,23
LESIZE,ALL,,,ND13,1
SAVE
maillage
! sauvegarde de la base de donnees avant

```

```

MSHKEY,0
MSHAPE,0,2D
AMESH,all
ALLS
IC,ALL,VX,0
IC,ALL,VY,0
IC,ALL,PRES,0
!Conditions limites a l'entree
LSEL,S,,,13,15
NSLL,S,1
selectionnees
D,ALL,VX,VE
D,ALL,VY,0
! maillage 2D mappe
! selection des noeuds contenus dans les lignes
! vitesse dans la direction x egale a VE
! vitesse dans la direction y nulle

```

```

!Conditions de non glissement sur la structure
LSEL,S,,,25,32
NSLL,S,1
D,ALL,VX,0
D,ALL,VY,0

```

```

!Conditions limites aux frontieres
LSEL,S,,,1,3
LSEL,A,,,10,12
NSLL,S,1
D,ALL,PRES,0

```

```

!Conditions limites aux frontieres a la sortie
LSEL,S,,,22,24
NSLL,S,1
D,ALL,PRES,0
ALLS
SAVE

```



```

!Proprietes du fluide
FLDA,PROT,DENS,CONSTANT           ! masse volumique constante
FLDA,NOMI,DENS,RHO                ! masse volumique nominale
FLDATA,PROT,VISC,CONSTANT         ! viscosite constante
FLDATA,NOMI,VISC,MU               ! viscosite du fluide
FINISH
/SOLU                             ! entree dans le mode solution
FLDATA,SOLU,TRAN,1                ! ecoulement transitoire
FLDATA,SOLU,TURB,0                ! laminaire
!FLDATA,TIME,METH,NEWM            ! Methode d'integration pour le pas
de temps
FLDATA,ALGR,SEGR,SIMPLEN          ! choix du type d'algorithme
FLDATA,TIME,GLOB,100
!*FLDATA,TIME,STEP,-1             ! nombre d'iterations par pas de temps
FLDATA4,TIME,NUMB,1.0e06,         ! duree totale en seconde
FLDATA,OUTP,PCOE,1                ! parametres supplementaires pour le post-
traitement
FLDATA,OUTP,TAUW,1
FLDATA,TIME,STEP,0.0001
!*****LOAD STEP 1
FLDATA4,TIME,TEND,5,
FLDATA,TIME,APPE,.01
FLDATA25,RELX,Vx,0.9              ! taux de relaxation
FLDATA25,RELX,Vy,0.9
FLDATA25,RELX,PRES,0.9
SOLVE
FINISH
SAVE

```

Annexe c : Programme vibrations de la structure

```

!*****
!**                                     **
!**  PROGRAMME STRUCT-01                **
!**  2008                               **
!**                                     **
!**                                     **
!*****
!*
/clear
/Config,Nres,5000000
/CWD,'C:\interaction\casB1'
/FILNAME,interc-08,
/COM, FLOTRAN CFD
/title, intercation FS
/PREP7                                     ! entree dans le mode preprocessing
/UNITS,SI                                 ! systeme international des unites
!* DONNEES FLUIDES
MU=1.82000e-5                             ! viscosite dynamique en kg/(m.s)
RHO=1.180                                  ! masse volumique en kg/m3
VE=51.3e-2                                 ! Vitesse a l'infini m/s

!* DONNES SOLIDE
MP,EX,2,2.5e6                               ! isotropes Material
MP,NUXY,2,0.35
MP,DENS,2,100

ca=1.e-2
rec1=4.e-2
rec2=0.06e-2
RE=VE*RHO*ca/(MU)                          ! Nombre de Reynolds
Dx1=2.5e-2                                  ! Dimensions
Dx2=2.e-2
Dx3=rec1
Dx4=2.5e-2
Dx5=14.e-2-Dx3-Dx4
Dy1=3.5e-2
Dy2=2.e-2
Dy3=(ca-rec2)/2.
ND1=13
Rx1=0.2
ND2=19
ND3=19
ND4=19
Rx4=0.2
ND5=40
ND6=13
ND7=19
ND8=10
ND9=10

```

ND10=32
 ND11=48
 Rx11=0.2
 ND12=25
 Rx12=1.2
 ND13=13
 DEM=0.5*RHO*VE*VE*ca
 !*
 ET,1,FLUID141
 ET,2,PLANE82
 KEYOPT,1,4,1
 KEYOPT,2,3,2

! elements finis de type FLUID141
 ! elements finis de type PLANE42

!coordonnees des points definissant le domaine

K,1,0,0
 K,2,Dx1,0
 k,3,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,0
 k,4,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,0
 K,5,0,Dy1
 K,6,Dx1,Dy1
 k,7,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1
 k,8,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1
 K,9,0,Dy1+Dy2+ca+Dy2
 K,10,Dx1,Dy1+Dy2+ca+Dy2
 k,11,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1+Dy2+ca+Dy2
 k,12,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1+Dy2+ca+Dy2
 K,13,0,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1
 K,14,Dx1,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1
 k,15,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1
 k,16,Dx1+Dx2+ca+Dx3+Dx4+Dx5,Dy1+Dy2+ca+Dy2+Dy1
 k,17,Dx1+Dx2,Dy1+Dy2
 k,18,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2
 k,19,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3
 k,20,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3
 k,21,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3+rec2
 k,22,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3+rec2
 k,23,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3+rec2+Dy3
 k,24,Dx1+Dx2,Dy1+Dy2+Dy3+rec2+Dy3
 !

!creation des lignes delimitees par les differents points cles
 !horizontal meshing

LSTR,1,2
 LSTR,2,3
 LSTR,3,4
 LSTR,5,6
 LSTR,6,7
 LSTR,7,8
 LSTR,9,10
 LSTR,10,11
 LSTR,11,12

LSTR,13,14
LSTR,14,15
LSTR,15,16
! vertical
LSTR,1,5
LSTR,5,9
LSTR,13,9
LSTR,2,6
LSTR,6,10
LSTR,14,10
LSTR,3,7
LSTR,7,11
LSTR,15,11
LSTR,4,8
LSTR,8,12
LSTR,16,12
! structure
LSTR,17,18
LSTR,24,23
LSTR,19,20
LSTR,22,21
LSTR,17,24
LSTR,20,21
LSTR,18,19
LSTR,23,22
LSTR,19,22
!creation des aires delimitées par les différents lignes
AL,1,16,4,13
AL,4,17,7,14
AL,7,18,10,15
AL,2,19,5,16
AL,8,21,11,18
AL,3,22,6,19
AL,6,23,9,20
AL,9,24,12,21
AL,5,20,8,17
A,17,18,19,22,23,24
A,19,20,21,22
AGLUE,10,11
ASBA,9,10
ASBA,12,11

SAVE
!maillage du domaine
! horizontal
LSEL,S,,,1,10,3
LESIZE,ALL,,,ND1,Rx1
LSEL,S,,,2,11,9
LESIZE,ALL,,,ND2,1
LSEL,S,,,3,12,9

```

LESIZE,ALL,,,ND3,1
LSEL,S,,,5,8,3
LESIZE,ALL,,,ND11,1
LSEL,S,,,6,9,3
LESIZE,ALL,,,ND12,Rx12
! Vertical
LSEL,S,,,13,22,3
LSEL,A,,,15,24,3
LESIZE,ALL,,,ND4,Rx4
LSEL,S,,,17,20,3
LESIZE,ALL,,,ND5,1
LSEL,S,,,14
LESIZE,ALL,,,ND6,1
! structure
LSEL,S,,,25,26
LSEL,A,,,29
LESIZE,ALL,,,ND7,1
LSEL,S,,,31,32
LESIZE,ALL,,,ND8,1
LSEL,S,,,30
LESIZE,ALL,,,ND9,1
LSEL,S,,,27,28
LESIZE,ALL,,,ND10,1
LSEL,S,,,23
LESIZE,ALL,,,ND13,1
SAVE                                     ! sauvegarde de la base de donnees avant
maillage

MSHKEY,0
MSHAPE,1,2D                             ! maillage 2D mappe
AMESH,all
ALLS

!* Domaine SOLIDE
!coordonnes des points definissant le domaine
k,25,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3
k,26,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3
k,27,Dx1+Dx2+ca+Dx3,Dy1+Dy2+Dy3+rec2
k,28,Dx1+Dx2+ca,Dy1+Dy2+Dy3+rec2
!
!creation des lignes delimitees par les differents points cles
!horizontal meshing
LSTR,25,26
LSTR,26,27
LSTR,27,28
LSTR,28,25
!
!creation des aires delimitees par les differents lignes pour le SOLIDE
A,25,26,27,28
SAVE

```

```

!
!Maillage du domaine SOLIDE
! Structure
LSEL,S,,,33,35,2
LESIZE,ALL,,,20,1
LSEL,S,,,34,36,2
LESIZE,ALL,,,4,1
SAVE                                ! sauvegarde de la base de donnees avant
maillage
TYPE,2
MAT,2
ESYS,0
MSHAPE,0,2D
MSHKEY,0
ASEL,S,,,10
AMESH,ALL
ALLS
!                                condition initiale
IC,ALL,VX,0
IC,ALL,VY,0
IC,ALL,PRES,0
!                                condition aux limites
=====
!            ++++++++Fluide
!Conditions limites a l'entree
LSEL,S,,,13,15
NSLL,S,1                            ! selection des noeuds contenus dans les lignes
selectionnees
D,ALL,VX,VE                          ! vitesse dans la direction x egale a VE
D,ALL,VY,0
D,ALL,UX,0
D,ALL,UY,0                            ! vitesse dans la direction y nulle

!Conditions de non glissement sur la structure
LSEL,S,,,25,32
NSLL,S,1
D,ALL,VX,0
D,ALL,VY,0
D,ALL,UX,0
D,ALL,UY,0
!Conditions limites aux frontieres
LSEL,S,,,1,3
LSEL,A,,,10,12
NSLL,S,1
D,ALL,PRES,0
D,ALL,UX,0
D,ALL,UY,0

!Conditions limites a la sortie
LSEL,S,,,22,24

```

```

NSLL,S,1
D,ALL,PRES,0
D,ALL,UX,0
D,ALL,UY,0
! ++++++=Solide
LSEL,S,,,36
NSLL,S,1
D,ALL,UX,0
D,ALL,UY,0
ALLS

! =====fsin=====
!Fluide
LSEL,S,,,27
LSEL,a,,,30
LSEL,a,,,28
NSLL,S,1
SF,ALL,FSIN,1,
!
!Solide
LSEL,S,,,33
LSEL,a,,,34
LSEL,a,,,35
NSLL,S,1
SF,ALL,FSIN,1,
ALLSEL,ALL
SAVE
fini
/SOLU
!Proprietes du fluide
FLDA,PROT,DENS,CONSTANT           ! masse volumique constante
FLDA,NOMI,DENS,RHO                 ! masse volumique nominale
FLDATA,PROT,VISC,CONSTANT          ! viscosite constante
FLDATA,NOMI,VISC,MU                ! viscosite du fluide

FLDATA,SOLU,TRAN,1                 ! ecoulement transitoire
FLDATA,SOLU,TURB,0                 ! laminaire
FLDATA,SOLU,ALE,1
FLDATA4,TIME,METH,NEWM             ! Methode d'integration pour le pas
de temps
FLDATA4,TIME,DELTA,0.5,
FLDATA,ALGR,SEGR,SIMPLEN           ! choix du type d'algorithme
FLDATA,TIME,GLOB,100
FLDATA,OUTP,PCOE,1                 ! parametres supplementaires pour le post-
traitement
FLDATA,OUTP,TAUW,1
FLDATA25,RELX,Vx,0.9               ! taux de relaxation
FLDATA25,RELX,Vy,0.9
FLDATA25,RELX,PRES,0.9
KBC,1

```

```
antype,trans
NLGEOM,1
!*****
fsan,on !FSI analysis on
fsc0,all,1.0e-6 !FSI convergence criteria
fsre,all,0.4 !FSI relaxation
fsou,200 !FSI output frequency
fsit,500 !Number of stagger loops
fsti,5 !FSI end time
fsdt,0.00005 !FSI delta time
fsor,solid !FSI order of solution
fstr,solid,tran !Transient fluid for FSI analysis
fstr,fluid,tran
fsin,cons

!CNVTOL,F,,,,1E-5 ! NEAR ZERO VALUE FOR MINREF FIELD
!CNVTOL,U,,,,1E-5 ! CONVERGENCE CRITERION BASED UPON
MOMENTS IS
! REMOVED AS IT IS NOT NEEDED FOR THIS TEST
deltim,0.00005
flda,time,step,0.00005
save
solve
FINISH
SAVE
```