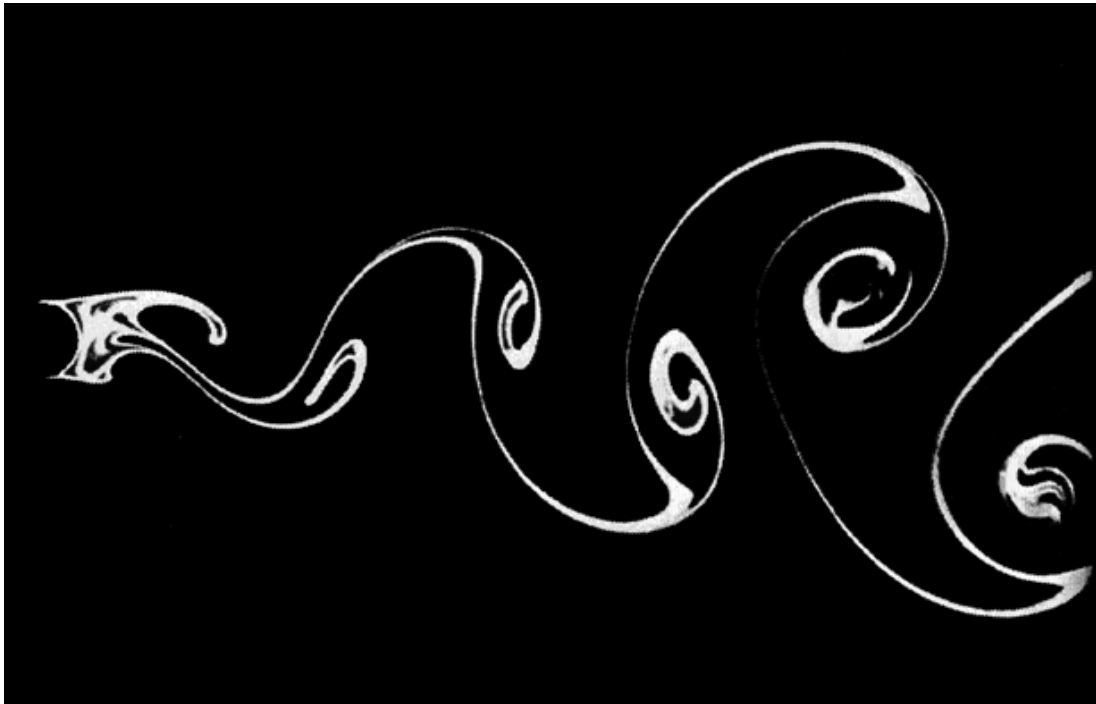


AIX-MARSEILLE UNIVERSITE  
INSTITUT DE MATHÉMATIQUES DE MARSEILLE

Modélisation et simulation numérique  
de l'interaction fluide structure  
pour les écoulements bidimensionnels



TER présenté 09/06/2017 par  
Manigand Morgan & Merrouch Amine  
étudiants en Master Mécanique Physique et Ingénierie

Truong Dinh Hung & Schneider Kai

## Résumé

On s'intéresse au problème de l'interaction fluide structure, pour cela on dispose d'un solveur fluide et d'un solveur solide modélisant une poutre flexible en 2D. Pour comprendre comment fonctionnent les solveurs on s'intéresse tout d'abord au fonctionnement individuel de chaque programme, le but étant bien entendu de les coupler. Premièrement on s'intéresse au cas test du cylindre, on veut montrer que le programme donne des résultats cohérents. On réalise également plusieurs tests à différents Reynolds.

Ensuite on passe à l'étude de l'interaction fluide structure ou on propose d'étudier l'influence de la variation de plusieurs paramètres comme le nombre de segments de la poutre où la vitesse perçue par celle-ci.

---

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Modélisation mathématique</b>	<b>5</b>
2.1	Equation de Navier-Stokes . . . . .	5
2.2	Forces . . . . .	6
2.3	Modèle d'une poutre . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Discrétisation numérique</b>	<b>10</b>
3.1	Méthode spectrale . . . . .	10
3.2	Explication du programme . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Couplage de l'interaction fluide structure (IFS)</b>	<b>13</b>
<b>5</b>	<b>Résultats</b>	<b>15</b>
5.1	Écoulement autour d'un cylindre . . . . .	15
5.2	Le couplage . . . . .	19
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>22</b>

## Glossaire

1.  $\mathbf{u}$  vecteur vitesse en 2D
2.  $P$  la pression
3.  $\chi$  fonction masque
4.  $\eta$  porosité
5.  $\boldsymbol{\sigma}$  tenseur des contraintes
6.  $\nu$  coefficient de poisson
7.  $\mathcal{L}$  Lagrangien
8.  $m_i$  masse
9.  $L$  longueur
10.  $\mathbf{F}$  force
11.  $\mathbf{k}$  vecteur d'onde
12.  $\dot{q}$  dérivée en temps d'une quantité  $q$
13.  $A^t$  transposée de la matrice  $A$

## 1 Introduction

Dans la nature divers organismes comme les insectes volants ou les poissons ont développé des systèmes bio-mécaniques leurs permettant de se mouvoir dans leurs milieux. Notre étude s'appuie principalement sur la thèse soutenue par Engels traitant du vol d'insecte [6] avec un autre modèle d'aile réalisé par Truong Dinh Hung.

Pour mieux comprendre comment se comporte ces systèmes qui fonctionnent différemment que des ailes d'avion. Pour cela on propose de simplifier notre problème à un problème 2D et d'étudier à l'aide de la simulation numérique le comportement de l'interaction entre le fluide et la structure. On s'intéressera à deux cas particuliers de structure : la structure rigide ici un cylindre et une structure flexible ici une poutre.

On dispose pour cela d'un code en matlab modélisant le fluide et s'appuyant sur la méthode spectrale et la méthode de pénalisation pour imposer les conditions aux limites, puis également d'un code modélisant la structure autour de laquelle il s'écoule. Le but est d'étudier comment une poutre flexible interagit lorsqu'elle est soumise à un courant. Il faut donc identifier comment fonctionne les codes pour passer au corps du problème qui est de coupler numériquement le fluide et la structure. Le principal défi que pose l'étude de l'interaction fluide structure est d'arrivé à faire fonctionner ensemble le code de la structure et du fluide.

Pour bien aborder cette étude, on aura dans une première partie la modélisation mathématique où on abordera les équations que l'on utilise pour modéliser l'écoulement et la poutre. Dans une seconde partie on s'intéressera à la discrétisation numérique du problème et au subtilité du programme. Dans une troisième partie on s'attaquera au couplage fluide structure de notre programme et aux problèmes qu'il soulève. Et pour finir nous commenterons les résultats obtenus avec le programme.

## 2 Modélisation mathématique

### 2.1 Equation de Navier-Stokes

Nous traitons un problème d'interaction fluide-structure en 2D où on considère que notre fluide incompressible s'écoule selon  $x$  autour d'un objet.

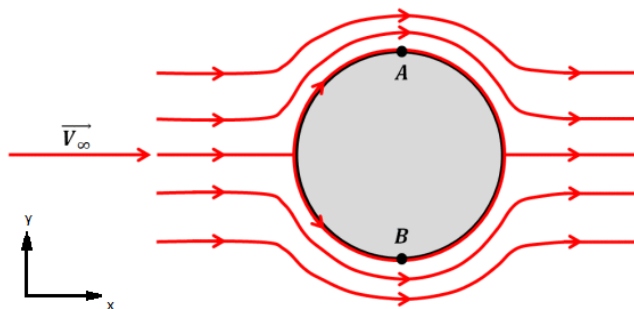


FIGURE 1 – Schéma d'un écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre

On s'appuie sur l'équation de Navier-Stokes pour décrire l'écoulement du fluide, toutefois on se retrouve face à un problème de maillage autour de l'objet pour implémenter les conditions de non glissement aux limites de l'objet. Pour palier au problème on propose d'étendre l'équation de Navier-Stokes à la surface occupée par l'objet en utilisant la méthode de pénalisation de volume. Cette méthode permet de délimiter la structure et décrit l'écoulement dans celui-ci comme dépendant de la porosité du solide [6].

On a donc l'équation suivante avec les conditions initiales autour de l'objet :

$$\begin{aligned}
\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla P + \nu \Delta \mathbf{u} - \frac{\chi}{\eta} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) \\
\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\
\mathbf{u}(\mathbf{x}, t = 0) &= \mathbf{u}_0(\mathbf{x})
\end{aligned} \tag{1}$$

La fonction masque  $\chi$  est égale à 1 dans le domaine délimitant la structure et à 0 dans le fluide. Donc on récupère Navier-Stokes classique dans le fluide, puis dans le solide que l'on modélise comme un milieu poreux l'écoulement est gouverné par une loi de Darcy [1]. Pour les conditions aux limites elles sont directement imposées avec la pénalisation de volume et le coefficient  $\frac{1}{\eta}$ .

## 2.2 Forces

Dans le but d'observer la force autour de la structure soumise à l'action du fluide, on veut calculer ces forces numériquement. Il est important de calculer ces forces car elle nous permettront de caractériser l'étude du problème. Tout d'abord on s'appuie sur la définition suivante de la force [6] :

$$\mathbf{F} = \oint_{\Omega_s} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} d\gamma \tag{2}$$

Où le tenseur des contraintes est défini comme :

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\delta_{ij} + \nu \left( \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{3}$$

On s'appuie sur l'équation de Navier-Stokes pénalisée [2] et on réécrit une nouvelle expression de la force comme dépendant de la fonction masque et de la vitesse du fluide :

$$\mathbf{F} = \frac{\chi}{\eta} \int_{\Omega_s} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) dV + \frac{d}{dt} \int_{\Omega_s} \mathbf{u}_s dV \quad (4)$$

Dans le programme, on approxime l'intégrale sur  $dV$  par une double somme sur  $u_x$  et  $u_y$  pour avoir deux composantes sur  $\vec{F}$  une parallèle à  $\mathbf{u}$ , c'est la traînée et une perpendiculaire la portée.

### 2.3 Modèle d'une poutre

Pour modéliser une aile d'insecte 2D on modélise une poutre flexible. Notre modèle de poutre flexible se base sur le modèle développé par Truong Dinh Hung [4], on modélise donc un enchaînement de masses ponctuelles couplées avec un ressort de torsion pour modéliser la flexion de la poutre et un ressort de compression pour modéliser la compression de la poutre. Pour cette raison, le ressort de compression est très raide comme on considère une poutre "presque" incompressible. On discrétise la poutre en  $i$  masse allant de 1 à  $n+1$ . Pour les condition initiales on fixe la masse  $i = 1$  qui ne joue que le rôle de fixation de l'aile et que l'on met à  $m_1 = 0$ . La physique commence donc au point  $i = 2$  qui se déplace uniquement selon l'axe  $x$  puisqu'elle n'est soumis qu'à l'action du ressort de compression du point  $i=1$ . Par conséquent on a  $2n-1$  variables inconnues  $[x_2, x_3, \dots, x_{n+1}, y_3, \dots, y_{n+1}]$ .

Afin d'obtenir les équations du mouvement on utilise le Lagrangien :



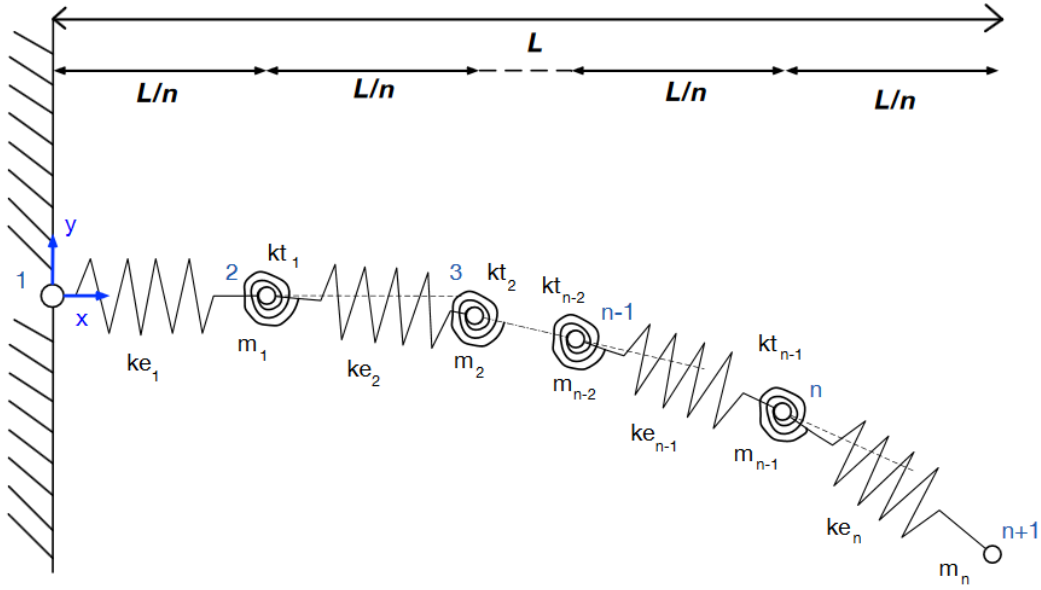


FIGURE 2 – Système masse-ressort soumis à un champ de pesanteur

$$\mathcal{L} = \sum_{i=2}^{n+1} \frac{1}{2} m_i v_i^2 - \sum_{i=2}^n \frac{1}{2} k t_{i-1} \Theta_i^2 - \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} k e_i \delta_i^2 - g \sum_{i=3}^{n+1} m_i y_i \quad (5)$$

ou  $\Theta_i$  l'angle est défini :

$$\Theta_i = \arccos \left( \frac{(x_i - x_{i-1})(x_{i+1} - x_i) + (y_i - y_{i-1})(y_{i+1} - y_i)}{\sqrt{(x_i - x_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2} \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2}} \right) \quad (6)$$

Et  $v_i$  la vitesse est définie comme :

$$v_i^2 = \dot{x}_i^2 + \dot{y}_i^2 \quad (7)$$

On a l'équation de Lagrange sans force extérieure :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_l} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_l} \right) = 0 \quad \text{pour } l = 1 \cdots 2n - 1 \quad (8)$$

On obtient un système de  $2n-1$  équations que l'on met sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_y \end{pmatrix} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \\ y \\ \dot{y} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -I & 0 & 0 \\ K_x(x, y) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -I \\ 0 & 0 & K_y(x, y) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \dot{x} \\ y \\ \dot{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ mg \end{pmatrix} \quad (9)$$

Ici  $M_x$  et  $M_y$  sont les matrices de masse ;  $K_x$  et  $K_y$  sont les matrices de rigidité qui sont directement calculées dans le programme.

### 3 Discrétisation numérique

#### 3.1 Méthode spectrale

Afin de résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes en espace, on s'appuie sur la méthode spectrale dans laquelle on exprime chaque variable comme une série tronquée de Fourier [6]. L'ensemble où l'on définit la méthode spectrale est délimitée dans un espace périodique.

Comme on vient de le préciser on exprime les variables comme des séries de Fourier, soit par exemple  $q$  une variable quelconque du problème alors on exprime celle-ci comme

$$q(\mathbf{x}, t) = \sum_{k_x=0}^{N_x-1} \sum_{k_y=0}^{N_y-1} \widehat{q}(\mathbf{k}, t) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \quad \mathbf{x} \in [0; L_x] \quad \& \quad y \in [0; L_y] \quad (10)$$

Par conséquent si l'on veut exprimer le gradient d'une variable on a alors tout simplement  $\widehat{\nabla}q = i\mathbf{k}\widehat{q}$ . De même avec le laplacien, on exprime  $\widehat{\Delta}q = -|\mathbf{k}|^2\widehat{q}$ .

Pour la discrétisation en temps on utilise une méthode de Runge-Kutta d'ordre 2. La condition de stabilité sur le pas de temps  $\Delta t$  est la condition CFL qui implique  $\Delta t \leq C_{FL} \frac{\Delta x}{|u_{max}|}$  et au terme de pénalisation  $\Delta t \leq \eta$

Pour la poutre on utilise un schéma semi-implicite [4] c'est-à-dire qu'au temps  $t^n$  on a :

$$[M + dt \cdot M^{-1} \cdot K(n)] \cdot q(n+1) = q(n) + dt(\mathbf{F}) \quad (11)$$

Avec les variables suivantes :

$$M = \begin{pmatrix} I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_y \end{pmatrix} \quad (12)$$

$$K(n) = \begin{pmatrix} 0 & -I & 0 & 0 \\ K_x(x^n, y^n) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -I \\ 0 & 0 & K_y(x^n, y^n) & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

$$q(n) = \begin{pmatrix} x^n \\ \dot{x}^n \\ y^n \\ \dot{y}^n \end{pmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ g \end{pmatrix} \quad (14)$$

### 3.2 Explication du programme

Il faut maintenant s'intéresser au fonctionnement du programme. En effet les équations et schémas présentés précédemment ne prennent pas en compte toute les subtilités nécessaires au fonctionnement du programme.

Comme précisé précédemment on a défini un domaine périodique pour pouvoir utiliser la décomposition en série de Fourier. Cela pose un défi puisqu'il ne faut pas que le sillage du cylindre rentre dans le domaine, sinon le problème physique observé serait le courant autour d'une succession de cylindre. Pour palier à cela on utilise une fonction éponge où la vorticité est absorbée, on peut la placer en amont ou en aval du domaine.

La pression est quant à elle exprimée à partir de Navier-Stokes. En effet on applique la divergence à Navier-Stokes et on obtient :

$$\nabla^2 P = -\nabla \cdot \left[ (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \frac{\chi}{\eta} \mathbf{u} \right] \quad (15)$$

Il faut rappeler que l'on cherche à observer des phénomènes comme les allées de von Kármán, le défi est de contourner la symétrie parfaite du problème. Pour cela on décide d'injecter des imperfections dans la vitesse  $\mathbf{u}_\infty$  perçue par la structure. En effet ces imperfections seront à l'origine des phénomènes attendus.

## 4 Couplage de l'interaction fluide structure (IFS)

On a expliqué précédemment que grâce à la méthode de pénalisation le solveur fluide prend en compte la géométrie de l'objet dans l'écoulement. Quant au solveur solide il calcule la position de la poutre flexible. Pour pouvoir coupler les deux programmes il est important de bien construire la fonction masque qui lie les deux programmes. Il nous faut également connaître le champ de vitesse  $\mathbf{u}_s$  autour du solide et la pression sur la surface du solide. Pour résoudre convenablement le couplage on s'appuie sur un schéma semi-implicite où l'on fait d'abord avancer le fluide, puis le solide selon l'algorithme suivant [6] :

---

**Algorithm 1** Schéma semi implicite simplifié décrivant l'avancement en temps du système couplé fluide structure

---

**Require:** Le champ de vitesse  $\mathbf{u}^n$  et la position  $S^n$  de l'objet au temps  $t^n$

- 1: Tout d'abord on construit la fonction masque  $\chi^n$  et le champ de vitesse autour de l'objet  $\mathbf{u}_s^n$  à partir de la position  $S^n$  de l'objet.
  - 2: On calcul les termes sources  $f^n = f(\mathbf{u}^n, \chi^n, \mathbf{u}_s^n)$
  - 3: On avance en temps le fluide  $\mathbf{u}^n \rightarrow \mathbf{u}^{n+1}$  en utilisant un schéma RK 2
  - 4: On calcule la pression statique  $P^{n+1} = P(\mathbf{u}^{n+1}, \chi^n, \mathbf{u}_s^n)$
  - 5: On interpole la différence de pression  $[P]^\pm t^{n+1} = L(P^{n+1})$
  - 6: On avance l'état du solide  $S^n \rightarrow S^{n+1}$  à l'aide de  $[P]^\pm t^{n+1}$  et d'un schéma semi-implicite
  - 7: **return** Le fluide est dans un nouvelle état  $\mathbf{u}^{n+1}$  et  $S^{n+1}$
- 

L'interpolation consiste à convertir la répartition de pression dans l'espace en une force ponctuelle, et ainsi obtenir à partir du solveur fluide la répartition des forces nécessaire à l'incrément de la position des divers points qui constituent la poutre. Pour l'interpolation on utilise la méthode proposée par Truong Dinh Hung [3].

On cherche à déterminer les forces  $F_1$  et  $F_2$  en deux points de pression connue  $P_1$  et  $P_2$ . En utilisant le fait que ces deux forces doivent exercer la même force ainsi que le même moment sur cet élément on obtient les relations suivantes :

$$F_1 + F_2 = \frac{1}{2}(P_1 + P_2) \cdot \Delta x \quad (16)$$

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{2P_2 + P_1}{2P_1 + P_2} \quad (17)$$

On obtient ainsi les deux forces :

$$F_1 = \frac{P_1 + 2P_2}{6} \cdot \Delta x \quad (18)$$

$$F_2 = \frac{2P_1 + P_2}{6} \cdot \Delta x \quad (19)$$

La vérification de ce modèle a été réalisé par Truong Dinh Hung [3]

en comparant cette méthode à la théorie en obtenant une erreur de  $\sim 2.3\%$  pour 64 éléments.

## 5 Résultats

### 5.1 Écoulement autour d'un cylindre

Pour bien comprendre le fonctionnement du programme on va d'abord résoudre un cas simple, celui d'un écoulement autour d'un cylindre. En plus de permettre la pleine compréhension du programme il est aussi important de valider les résultats qu'il produit. Pour cela on s'appuie sur la littérature et on compare les résultats de la simulation avec des résultats expérimentaux pour un même Reynolds.

On s'appuie donc sur l'article de Dmitry Kolomenskiy, Kai Schneider [5]. Les résultats que nous utiliserons dans cet article concernent l'écoulement autour d'un cylindre en mouvement dans un fluide au repos, ils considèrent un écoulement dans un domaine de  $L_x \times L_y = 8 \times 4$  autour d'un cylindre de diamètre  $D = 1$ , de viscosité  $\nu = 10^{-2}$ . La force exercée sur le cylindre est calculée et on compare ainsi les résultats obtenus via notre programme à ceux de cet article. On l'exécute donc en prenant les mêmes paramètres physiques en prenant cependant un maillage d'une résolution inférieure (dans notre cas on a un domaine partitionné en  $128 \times 128$  points de grille). On compare les résultats concernant un cylindre immobile et un cylindre mobile, physiquement il n'y a aucune différence si dans le cas où le cylindre est mobile on considère que le fluide est au repos. Concernant l'analyse numérique, la seule différence est que l'on a pas à ajuster la fonction masque lorsque le cylindre est au repos alors qu'il faut l'actualiser à chaque itération dans le second cas.



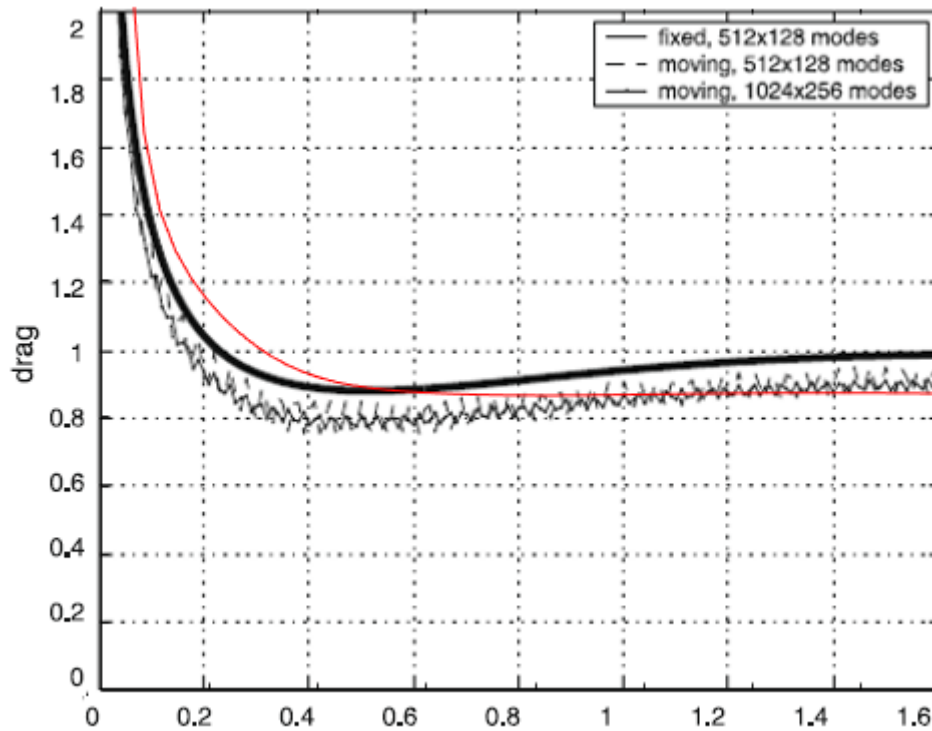


FIGURE 3 – Comparaison de la traînée réalisée en résolution  $128 \times 128$  (en rouge) avec des résultats expérimentaux

On a superposé ci-dessus les résultats de l'article mentionné précédemment pour plusieurs résolutions, on voit que tout ces résultats sont assez proche. Par contre on constate une différence de comportement entre la force obtenue de par notre programme (en rouge dans le schéma) et ceux présenté précédemment. Celle-ci peut s'expliquer par le fait qu'on considère une fonction masque fonctionnant par palier et ne donnant que 0 ou 1 comme valeur alors que pour l'article on prend une fonction masque lissée.

Ayant vérifié le bon fonctionnement du programme on augmente ensuite le nombre de Reynolds pour ensuite observer les allées de von Kármán. On considérera les nombres de Reynolds suivant : 100, 200, 300, 400, et 500 bien que le cas  $Re = 500$  soit un cas limite étant donné qu'à partir d'un certain stade proche de cette valeur l'écoulement devient 3D ce qui est en dehors du cadre d'étude de notre programme.

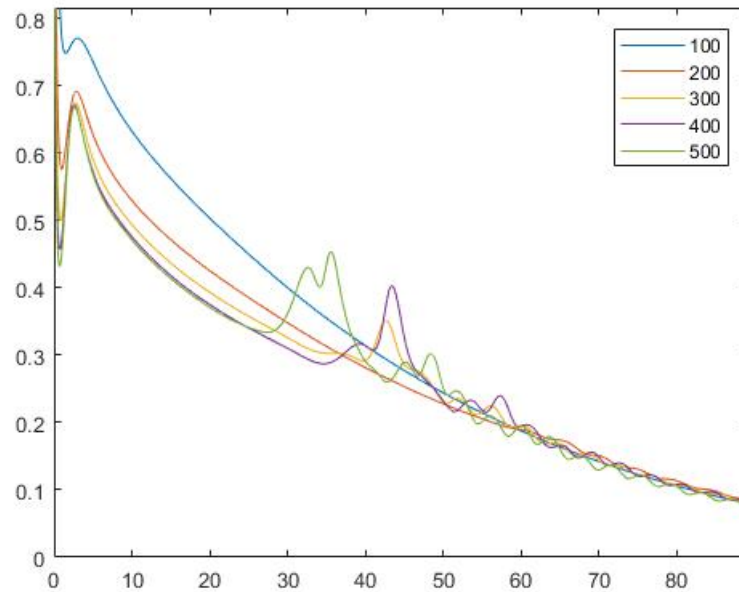


FIGURE 4 – Traînée en fonction du temps pour plusieurs Reynolds

On voit en superposant toutes les courbes des forces en fonction du temps que celles-ci convergent vers la même valeur au temps long. De plus on obtient sur chacune de ces courbes une pseudo-fréquence de 4 secondes. Par contre on voit clairement qu'en augmentant le nombre de Reynolds, on diminue le temps avant d'observer des allées de von Kármán. En observant au préalable une zone montrant un pic qui amorce ce régime et correspondant au détachement de ces tourbillons. Ce résultats n'est pas réaliste étant donné que la fréquence est sensé linéairement du nombre de Reynolds, or on n'observe aucune variation de fréquence bien que l'on effectue la simulation sur 10 périodes. Ceci est très probablement due au fait que le maillage n'est pas assez précis, on à cependant vérifié que le pas en espace vérifie bien la relation  $\Delta x < \frac{1}{\sqrt{Re}}$ .

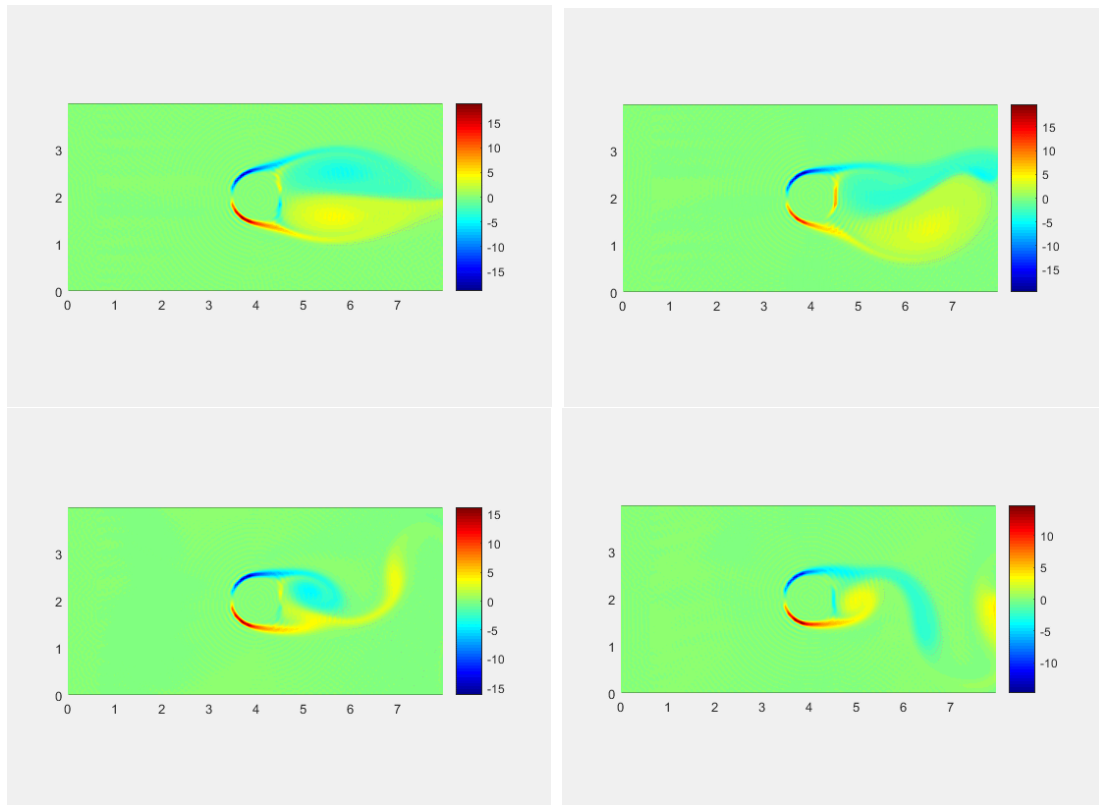


FIGURE 5 – Etablissement des allee de von Kármán

On voit sur les captures ci-dessus qu'on a tout d'abord deux tourbillons cote à cote derrière le cylindre, puis que l'un deux se détache, et enfin que ce processus se répète indéfiniment mais cette fois-ci les tourbillons se forment les un après l'autre.

Ensuite concernant la partie solide, on utilise un solver rédigé par Hung, qui se base sur la thèse de T.Engels présentant directement une vérification du modèle de la poutre seule, incluant la vérification de ce modèle. Ce programme utilise la résolution Lagrangienne présentée précédemment et modélise la poutre comme étant plusieurs ressorts relié ensemble par des ressorts de torsion.

Pour le couplage on reprend ces deux modèles et ignorons l'impact de la gravité sur la poutre. Ensuite pour utiliser le solver il nous faut déterminer la pression aux jonctions entre les différents sous éléments modélisé pour représenter la poutre.

## 5.2 Le couplage

On a donc couplé les deux parties solide et fluide en un seul programme, le problème étant que les temps de calculs deviennent de plus en plus important, en effet il faut augmenter la résolution pour résoudre de manière un minimum cohérent, et il faut avoir un nombre d'élément assez important pour respecter la physique de l'aile. En effet en élément fini la pulsation propre dépend du nombre d'élément considéré.

On a tout d'abord pour avoir un aperçus ainsi que pour vérifier le bon fonctionnement du couplage exécuté ce programme avec une résolution très faible (on a en effet pris un maillage de  $64 \times 64$ ) et en prenant un nombre d'éléments  $n = 8$  qui ne correspond pas au comportement attendu.

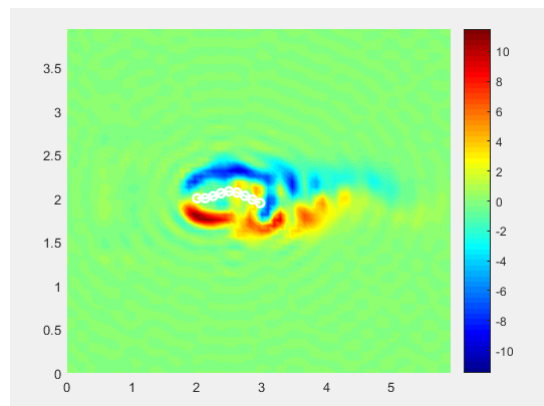


FIGURE 6 – Vibration de la poutre ( $128 \times 64$  et  $EI = 0.1$ )

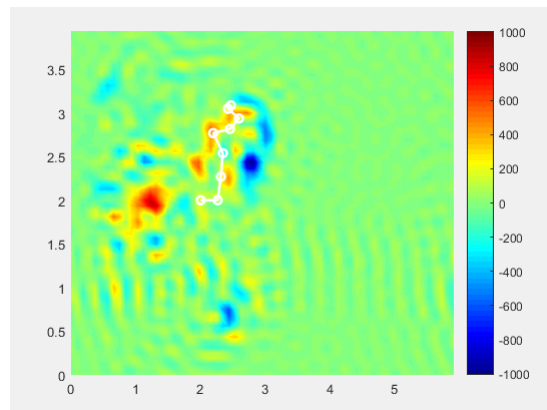


FIGURE 7 – Mouvement chaotique de la poutre ( $128 \times 64$  et  $EI = 0.1$ )

On a aussi ajusté le produit module d'Young  $E$ , Inertie  $I$  afin de mieux voir l'action du fluide sur le solide.

On voit l'apparition de deux régimes, un régime oscillatoire ou on voit la poutre vibrer en phase avec l'écoulement pour ensuite atteindre un régime chaotique.

On voit ensuite en augmentant le produit  $EI$  les limites de cette faible résolution, en effet en augmentant ce produit, le fluide reste quasi-immobile mais on voit que les allées de von Kármán ne se forment pas de la même manière que celles observées sur le cylindre.

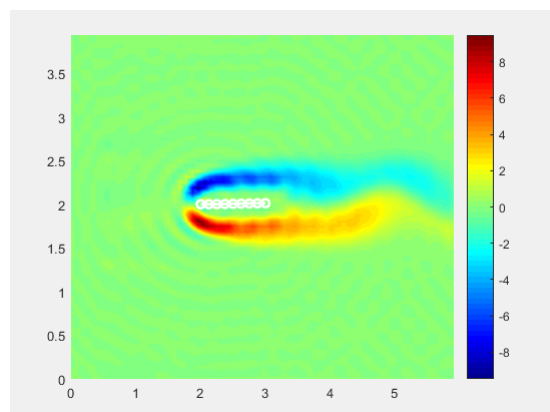


FIGURE 8 – Visualisation des allées de von Kármán ( $128 \times 64$  et  $EI = 0.1$ )

De plus on remarque ici bien que ce soit très visibles dans les deux images précédentes que la condition d'adhérence n'est absolument pas respectée, on voit bien que la vorticité de fluide est décalée par rapport à la poutre de plus au cours de la simulation on constate qu'il y a de la vorticité qui traverse le fluide ce qui n'est absolument pas possible et est censé est bloqué par la porositi  de ce solide.

Cependant du au prix trop élevé du calcul lorsque l'on augmente la résolution et le nombre d'éléments constituant le solide, bien que ces précisions sont nécessaires au bon respect du comportement physique de ce système, on a du diminuer le temps jusqu'au quel le calcul s'effectue, on n'a malheureusement pas observé l'interaction fluide-structure excepté le repositionnement du fluide s'étant ajusté pour suivre le contour du solide.

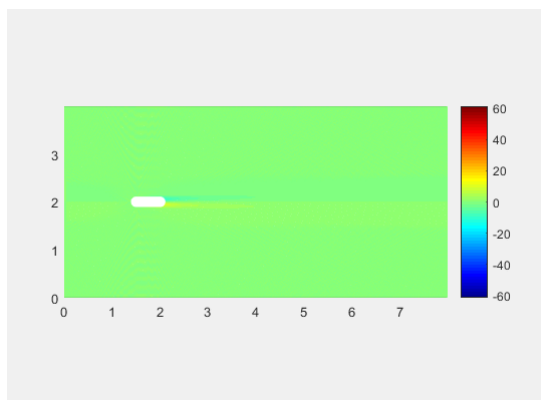


FIGURE 9 – Vibration de la poutre ( $1024 \times 512$  et  $EI = 0.1$ )

## 6 Conclusion

Pour finir, l'étude de l'interaction fluide structure nous a permis de tester un nouveau modèle pour l'aile en 2D. Pour progresser dans l'étude de ce modèle il semble important d'effectuer une étude paramétrique. On a réalisé une étude sur l'impact de la vitesse, il serait très intéressant d'étudier l'impact du module de Young en se basant sur une publication. Pour approcher une simulation plus réaliste il paraît également nécessaire d'augmenter le nombre d'élément de la poutre bien que ce soit plus coûteux.

Pour revenir sur le coût du calcul que représente la modélisation de l'interaction fluide structure on propose également d'une part préférer un code Fortran, et si possible simplifier le calcul de la position de la fonction masque coûteuse.

## Références

- [1] Philippe Angot and Pierre Fabrie. Convergence results for the vector penalty-projection and two-step artificial compressibility methods. *Discrete and Continuous Dynamical Systems-Series B*, 17(5) :pp–1383, 2012.
- [2] Thomas Engels, Dmitry Kolomenskiy, Kai Schneider, and Jörn Sesterhenn. Two-dimensional simulation of the fluttering instability using a pseudospectral method with volume penalization. *Computers & Structures*, 122 :101–112, 2013.
- [3] Truong Dinh Hung. Transformation of a distributed load into loads. unpublished.
- [4] Truong Dinh Hung. Modeling beam deflection using torsional spring-mass system. unpublished, mars 2017.
- [5] Dmitry Kolomenskiy and Kai Schneider. A fourier spectral method for the navier–stokes equations with volume penalization for moving solid obstacles. *Journal of Computational Physics*, 228(16) :5687–5709, 2009.
- [6] Engels Thomas. *Numerical modeling of fluid structure interaction in bio inspired propulsion*. PhD thesis, Université Aix-Marseille & Technische Universität Berlin, 2015.