

# Estimation des forces aérodynamiques sur un corps par une analyse volumique des structures tourbillonnaires

L. FIABANE<sup>a,b</sup>, M. GOHLKE<sup>a</sup>, O. CADOT<sup>b</sup>, O. LE MAÎTRE<sup>c</sup>

*a. PSA Peugeot Citroën, 78943 VÉLIZY-VILLACOUBLAY*

*b. Unité de Mécanique (UME) ENSTA, 91761 PALAISEAU*

*c. LIMSI-CNRS, 91403 ORSAY*

## Résumé :

*L'étude porte sur une approche novatrice de la détermination des forces aérodynamiques sur un obstacle dans un écoulement consécutive à une nouvelle forme du bilan de quantité de mouvement exprimant les forces en un terme volumique prépondérant et un autre sur le contour du domaine. Chacun des termes n'est exprimé qu'à partir de dérivées spatiales des champs de vitesse, les dérivées temporelles ayant disparu suite à l'utilisation ad hoc de l'équation de la vorticité. Par une analyse fine des structures au voisinage d'un corps et à l'aide de ce bilan il est ainsi possible d'estimer les forces et les contributions nettes de chaque structure à ces forces.*

## Abstract :

*The present study investigates a new way to determine and compute aerodynamical forces acting on a bluff-body. It is based on a different form of the momentum budget equation giving the forces using two terms, a main one calculated in the domain and a second one, smaller, calculated on the boundary of the domain. Each terms involve only spatial derivatives of the velocity thanks to a clever use of the vorticity equation and allow to split the contributions of the different flow-structures in the vicinity of the bluff-body.*

**Mots clefs :** forces aérodynamiques, structures cohérentes, analyse numérique

## 1 Introduction

La détermination des efforts dus à un écoulement fluide sur un obstacle est d'une importance capitale dans de nombreux domaines, qu'ils soient purement académique ou industriels. Ainsi des sujets aussi divers que la propulsion des poissons (Triantafyllou *et al*[1]), la force de portance d'une aile d'avion (Kutta *et al*[2]) ou l'interaction entre les piliers d'une structure off-shore et les mouvements de la mer (Lighthill *et al*[3]) ont été étudiés avec comme point commun et coeur de sujet le lien entre les structures cohérentes présentes dans le fluide et les forces exercées sur l'obstacle.

La méthode classique afin de déterminer les forces agissant sur un obstacle dans un écoulement est d'intégrer les efforts de pression et de viscosité la paroi  $\mathcal{B}_{corps}$  de cet obstacle :

$$\mathbf{F}(t) = \int_{\mathcal{B}_{corps}} (-p\mathbf{I} + \underline{\underline{\tau}}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (1)$$

où  $p$  est la pression,  $\mathbf{I}$  le tenseur unité (ou tenseur métrique) de l'espace,  $\underline{\underline{\tau}}$  le tenseur des contraintes visqueuses et  $\mathbf{n}$  la normale rentrante à la surface du corps.

Afin d'obtenir les forces à partir des informations contenues dans l'écoulement, la technique consiste à effectuer une équation de bilan de quantité de mouvement dans un volume de contrôle et on effectue des transformations mathématiques (théorèmes de Gauss ou Stokes) et physiques (équations de Navier-Stokes, équation de la vorticité) pour faire entre autres disparaître la pression qui est une force globale et dont la contribution ne peut être séparée en structures cohérentes.

De nombreuses études sur ces transformations ont été menées ces dernières années, soit afin de déterminer les forces à partir de champs de vitesse obtenus par PIV (Noca *et al*[4]), soit en vue de mieux comprendre les écoulements (Wu *et al*[5]); c'est cette dernière étude qui sert de base à nos travaux. Nous allons donc implémenter cette formulation dans deux codes différents, un code en  $\psi - \omega$  et le code commercial Fluent utilisé au sein du groupe PSA Peugeot Citroën, puis comparer les résultats obtenus.

## 2 Théorie

On se place dans le cas d'un écoulement incompressible autour d'un obstacle non-poreux avec une condition de non-glissement à sa paroi (voir figure 1).

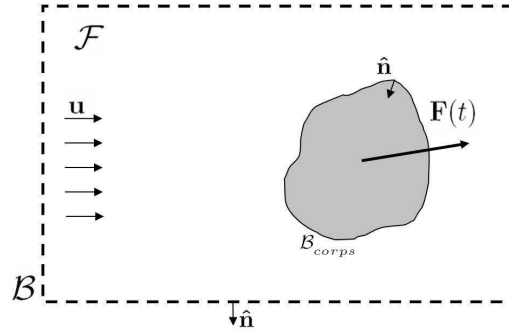


FIG. 1 – Description du cadre de l'étude - Obstacle dans un écoulement

La formulation utilisée (Wu *et al*[5]) ne dépend alors que de la vorticité et de la viscosité dynamique :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(t) = & -\frac{\mu}{\mathcal{N}-1} \int_{\mathcal{F}} \mathbf{x} \wedge \nabla^2 \omega \, dV \\ & -\frac{\mu}{\mathcal{N}-1} \oint_{\mathcal{B}} \mathbf{x} \wedge [\hat{\mathbf{n}} \wedge (\nabla \wedge \omega)] \, dS + \oint_{\mathcal{B}} \mu \omega \wedge \hat{\mathbf{n}} \, dS \end{aligned} \quad (2)$$

où on reconnaît le vecteur position  $\mathbf{x}$ , la vorticité  $\omega = \nabla \wedge \mathbf{u}$  et la viscosité dynamique  $\mu$  ;  $\mathcal{N}$  représente la dimension de l'espace,  $\mathcal{F}$  est le domaine de contrôle et  $\mathcal{B}$  le contour de ce domaine ; enfin  $\hat{\mathbf{n}}$  est la normale sortante du domaine doublement connecté (une frontière avec l'extérieur du domaine et une frontière avec l'obstacle), ce qui assure la cohérence avec les notations de l'équation (1).

En deux dimensions ( $\mathcal{N} = 2$ ),  $\mathbf{x}$  et  $\hat{\mathbf{n}}$  appartiennent au plan (on pose  $\mathbf{x} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$  et  $\hat{\mathbf{n}} = n_x\mathbf{e}_x + n_y\mathbf{e}_y$ ) tandis que  $\omega$  est vu comme un scalaire ; on a alors les projections de  $\mathbf{F}(t)$  sur  $\mathbf{e}_x$  et  $\mathbf{e}_y$  :

$$\begin{aligned} F_x(t) = & -\mu \int_{\mathcal{F}} y \nabla^2 \omega \, dS \\ & +\mu \oint_{\mathcal{B}} y [(\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla) \omega] - n_y \omega \, dl \\ F_y(t) = & \mu \int_{\mathcal{F}} x \nabla^2 \omega \, dS \\ & +\mu \oint_{\mathcal{B}} -x [(\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla) \omega] + n_x \omega \, dl \end{aligned} \quad (3)$$

Toute la difficulté de l'étude revient alors à estimer précisément le moment du laplacien de vorticité qui fait intervenir des dérivées troisièmes en espace des champs de vitesse, afin de bien évaluer les forces aérodynamiques après intégration ; il s'agit également d'étudier avec soin les poids respectifs des termes de domaine  $\mathcal{F}$  et de contour  $\mathcal{B}$  du domaine.

## 3 Description des codes numériques utilisés

On mène tout d'abord une étude numérique pour la simulation des équations de Navier-Stokes utilisant une formulation en  $\psi - \omega$ , un code multi-grille et une représentation conforme de l'espace (voir Le Maître *et al*[6] pour de plus amples détails sur le code). Cette technique a l'avantage de calculer directement la vorticité en tout point du maillage, ce qui implique des dérivées spatiales d'ordre deux pour le calcul du laplacien de vorticité au lieu de dérivées spatiales d'ordre trois dans le cas d'une résolution en vitesse - pression.

La même étude est ensuite menée à l'aide du code commercial Fluent en deux dimensions, utilisant cette fois une formulation en vitesse-pression et une méthode de résolution temporelle implicite instationnaire. Toutes les dérivées des vitesses sont calculées au sein du code à l'aide d'UDF (*User Defined Functions*). Nous avons utilisé un schéma vitesse-pression SIMPLE au deuxième ordre, une résolution des moments au troisième ordre (QUICK) et un schéma temporel du deuxième ordre.

Pour les deux codes les simulations 2-D ont été effectuées pour un nombre de Reynolds de 400, sur une grille polaire ( $300 \times 300$  points) autour d'un cylindre circulaire dans le cas du code  $\psi - \omega$  et sur un maillage non-structuré de 15000 cellules raffiné en proche paroi pour le cas du code Fluent. Les pas de temps de calcul étaient de  $5ms$  et  $1ms$  pour les codes  $\psi - \omega$  et Fluent respectivement.

#### 4 Résultats numériques

La vorticité est présentée figures 2 et 3 pour les codes  $\psi - \omega$  et Fluent respectivement, montrant dans les deux cas les premiers tourbillons typiques de l'allée de von K rm n (en régime bien développé).

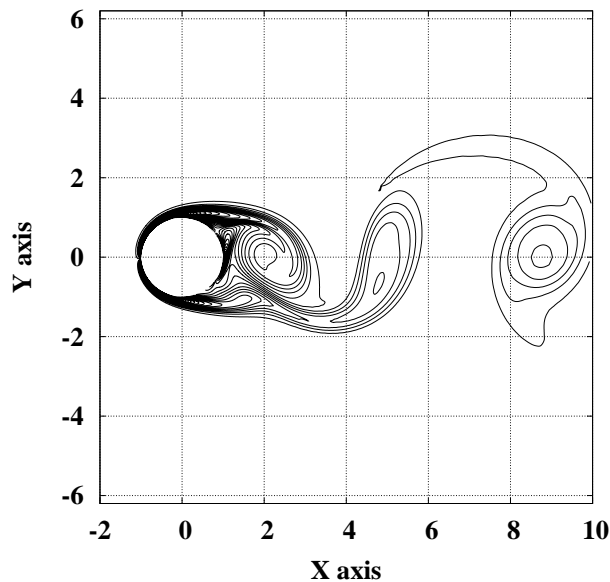


FIG. 2 – Vorticité adimensionnée à  $Re = 400$  - code  $\psi - \omega$ , contours de  $-30$  à  $+30$

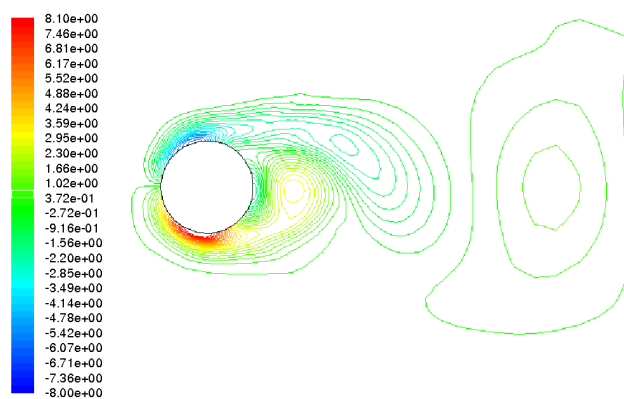


FIG. 3 – Vorticité    $Re = 400$  - code Fluent

Le calcul des forces aérodynamiques par la méthode de Wu donne de bons résultats pour le code  $\psi - \omega$ . Dans ce cas, on obtient la figure 4 montrant les signaux de forces (traînée et portance) calculés en utilisant cette méthode (pointillés) ainsi que ceux issus de la formulation pariétale (eq. 1) en traits pleins. On note ainsi la très bonne concordance entre les deux méthodes, avec des erreurs inférieures à 0.5% pour la traînée et inférieures à 2% pour la portance. Il y a en revanche un léger déphasage entre les deux signaux de portance encore inexpliqué.

Les résultats sont beaucoup moins bons avec le code Fluent (la figure n'est pas présentée ici) avec des erreurs de l'ordre de 15% pour les deux forces. On décide néanmoins de continuer l'étude comparative plus en détails afin de comprendre d'où peuvent provenir les erreurs.

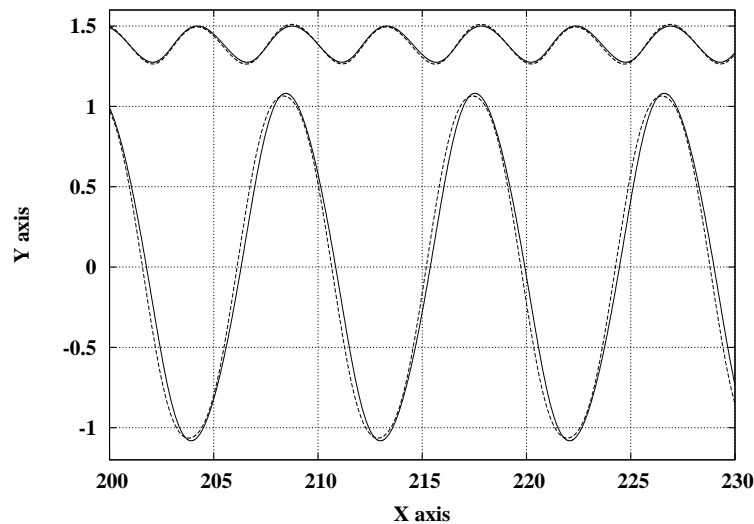


FIG. 4 – Signaux de traînée et de portance à  $Re = 400$  - code  $\psi - \omega$ ,  $Re = 400$

Une étude des termes calculés sur le domaine et sur le contour dans l'équation 3 montre que les termes calculés sur le contour ne contribuent que très peu à la valeur finale des forces (à hauteur de 1% à 20 rayons dans le cas du calcul en  $\psi - \omega$ ); cette observation est très intéressante car elle conduit à ne s'intéresser qu'à l'intégrale de domaine et ensuite à envisager une intégration partielle du moment de laplacien de vorticité uniquement autour d'une structure cohérente afin de déterminer son impact sur la force totale.

On présente donc les intégrandes de domaine de traînée et de portance (voir eq. 3) sur les figures 5a et 5b respectivement pour le code  $\psi - \omega$ , et sur les figures 6a et 6b respectivement pour le code Fluent.

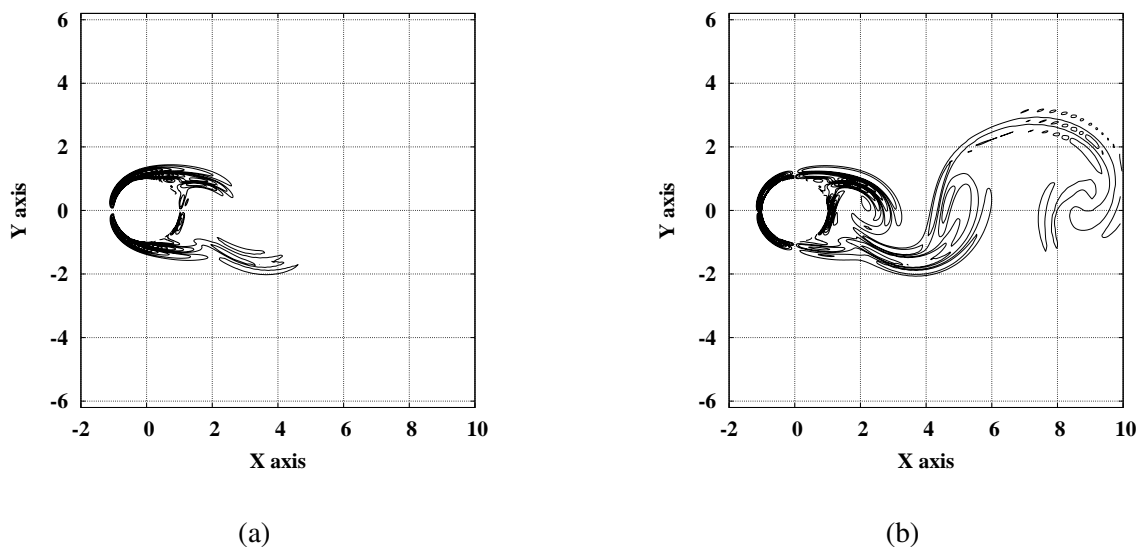


FIG. 5 – Intégrandes (a) de traînée ( $-y\nabla^2\omega$ ) et (b) de portance ( $x\nabla^2\omega$ ) - code  $\psi - \omega$ ,  $Re = 400$

Les intégrandes rendus par le code  $\psi - \omega$  suivent bien les structures de l'écoulement, et on remarque que l'amplitude des termes décroît très rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'obstacle. Cela permet lors du calcul des forces de n'intégrer que sur une portion du domaine, autour d'une structure cohérente (nappe ou tube de vorticité) afin de séparer les contributions de chacune des différentes structures. On voit alors que les tourbillons détachés ne contribuent que très peu aux forces aérodynamiques en comparaison aux structures proches de la paroi.

On remarque en revanche que les signaux rendus par le code Fluent (figure 6) sont beaucoup plus bruités et en proche paroi (sur une épaisseur de moins d'un demi-rayon); ils suivent néanmoins eux aussi assez bien

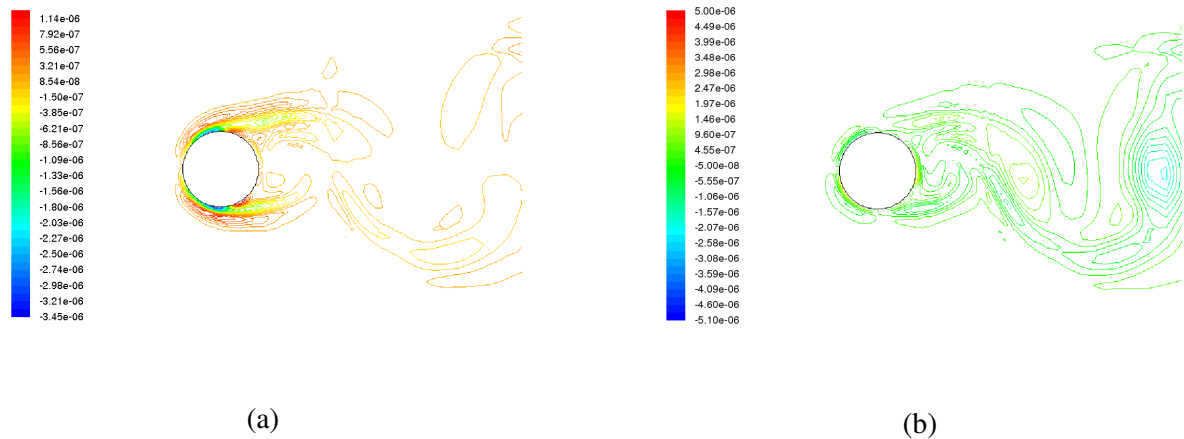


FIG. 6 – Intégrandes (a) de traînée ( $-y\nabla^2\omega$ ) et (b) de portance ( $x\nabla^2\omega$ ) - code Fluent,  $Re = 400$

les structures cohérentes de l'écoulement, mais on note une grande sensibilité à la qualité du maillage : dès lors que les mailles sont moins régulières les laplaciens de vorticité ont tendance à "suivre" les mailles et à être déformés comparativement aux laplaciens rendus par le code  $\psi - \omega$ . C'est à notre avis ce qui explique la moins bonne qualité des résultats sur les signaux de forces intégrés sur le domaine, et on peut donc imaginer améliorer les résultats en raffinant mieux le maillage et en le rendant plus régulier.

## 5 Conclusion et perspectives

Nous avons montré qu'il était possible d'exprimer les forces aérodynamiques à partir des seules informations contenues dans l'écoulement autour de l'obstacle. Cette méthode peut tout à fait être mise en oeuvre en deux dimensions pour les codes calculant directement la vorticité (de type  $\psi - \omega$ ) et permet de distinguer les contributions aux forces des différentes structures présentes dans l'écoulement.

Le passage aux codes numériques utilisant une formulation en vitesse-pression est plus délicate ; elle nécessite un maillage très raffiné proche de la paroi, là où les contributions (via le laplacien de vorticité) sont les plus importantes, ainsi qu'une bonne régularité afin de bien estimer les laplaciens de vorticité. Il est néanmoins envisageable d'améliorer ces résultats et de passer à une étude en trois dimensions de l'estimation des forces aérodynamiques, les structures tourbillonnaires étant plus variées et présentant alors plus d'intérêt.

## Références

- [1] Triantafyllou G. S., Triantafyllou M. S., and Grosenbaugh M. A. Optimal thrust development in oscillating foils with application to fish propulsion. *J. of Fluids and Structures*, 7, 205–224, 1993.
- [2] Kutta W. Auftriebkrafte in stromenden Flüssigkeiten. *Illustrierte Aeronautische Mitteilungen*, 1902.
- [3] Lighthill J. Fundamentals concerning wave loading on offshore structures. *J. Fluid Mech.*, 173, 667–681, 1986.
- [4] Noca F., Shiels D., and Jeon D. Measuring instantaneous fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *J. of Fluids and Structures*, 11, 345–350, 1997.
- [5] Wu J.-W., Lu X.-Y., and Zhuang L.-X. Integral force acting on a body due to local flow structures. *J. of Fluid Mechanics*, 576, 265–286, 2007.
- [6] Le Maître O., Scanlan R., and Knio O. Estimation of the flutter derivatives of a NACA airfoil by means of navier-stokes simulation. *J. of Fluids and Structures*, 17, 1–28, 2003.