

Simulation d'un écoulement autour d'une sphère en translation uniforme dans un tube

T. DELOZE, Y. HOARAU ET J. DUŠEK

Institut de Mécanique des Fluides et des Solide (IMFS)
2 rue Boussingault, 67000 Strasbourg, France

Résumé :

Nous étudions numériquement l'écoulement autour d'une sphère se déplaçant uniformément le long de la paroi d'un tube rempli d'un fluide au repos. Cette étude se limite aux écoulements stationnaires et à un rapport entre le diamètre de la sphère et celui du tube égal à 3.3. Les paramètres explorés sont la distance sphère/tube comprise entre $L/d = 0.7$ et $L/d = 1.65$ et le nombre de Reynolds de la sphère variant de 50 à 350. Nous montrons que la forme de l'écoulement à l'arrière de la sphère se distingue par la formation d'un vortex en forme de tore incliné dissymétrique. Cette configuration de l'écoulement explique le comportement (décroissance/croissance) du coefficient de portance de la sphère suivant la distance à la paroi.

Abstract :

The flow around a moving sphere along a tube filled with a quiescent fluid is studied with numerical simulations. The study is limited to a steady flow and a ratio between the sphere diameter and the tube equal to 3.3. The investigated parameters are the distance sphere/tube between $L/d = 0.7$ and $L/d = 1.65$ and the Reynolds number (based on the sphere diameter) ranging from 50 to 350. It is shown that the flow past the sphere is characterized by a non-symmetric vortex torus. This configuration explains the increase of the lift coefficient when the sphere approaches the tube wall.

Mots clefs : Méthode chimère, sphère, tube.

1 Introduction

Les écoulements chargés et le déplacement de particules font l'objet d'une attention particulière ces dernières années. L'omniprésence de particules dans les fluides induit des interactions fortes entre les particules et leur environnement qui restent une préoccupation de nombreux industriels. La connaissance de ces phénomènes permettra un perfectionnement des simulations du transport de masse. Le travail présenté développe le thème de la transition au chaos d'une sphère chauffée [1] et de la trajectographie d'une sphère en chute libre [2]. Dans la continuité de cette thématique, le déplacement d'une sphère libre dans un tube est à son tour exploré. Nous nous proposons de décrire comme première approche l'étude de l'écoulement autour d'une sphère se déplaçant en translation uniforme le long de la paroi d'un tube rempli d'un fluide au repos (fig. 1). Trois paramètres sont pris en compte :

- le rapport entre le diamètre du tube D et celui de la sphère d : D/d ,
- la distance entre le centre de la sphère et la paroi du tube exprimée en nombre de diamètre d : L/d ,
- le nombre de Reynolds basé sur la vitesse U de la sphère, son diamètre d et la viscosité ν du fluide : $Re = \frac{Ud}{\nu}$.

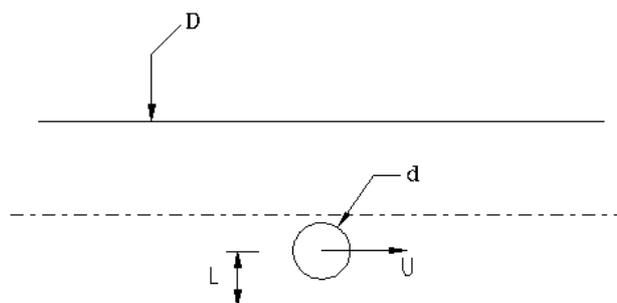


FIG. 1 – Géométrie de la sphère en translation uniforme dans un tube

Le rapport de diamètres (D/d) est fixé à 3.30. Le nombre de Reynolds Re est choisi entre 50 et 350 pour rester dans des régimes stationnaires. La distance L/d varie de 0.7 à 1.65.

2 Méthode numérique

2.1 Généralité sur la méthode chimère et sur le solveur NSMB

Pour ces simulations et dans la perspective de l'étude d'une sphère mobile, une méthode de superposition de maillages appelée méthode chimère est choisie. Cette méthode a été développée par Benek et al. [3] et suivie par de nombreuses études l'appliquant et l'améliorant. Elle consiste à résoudre les équations sur des grilles se superposant. La principale difficulté est la création des communications entre les blocs superposés. En effet les frontières de superpositions sont totalement arbitraires. Il faut donc définir ces frontières de superpositions et créer une communication pour le passage des informations d'un bloc à l'autre. Ce passage reste non-conservatif. La méthode apporte une solution simple pour les configurations complexes avec ou sans mouvement.

Elle est implémentée dans le solveur NSMB ("Navier-Stokes Multi-Blocs"). Ce dernier est un solveur compressible multi-blocs en volumes finis, structuré et parallélisé permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes stationnaires ou instationnaires [4] [5]. La formulation implicite "Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel" (LU-SGS) est utilisée pour la résolution temporelle. Parmi les différents schémas d'intégration spatiale, le schéma centré d'ordre 4 avec une dissipation artificielle de type Jameson est choisi. L'utilisation d'un préconditionneur permet une simulation de fluide incompressible.

2.2 Maillage chimère utilisée

La méthode chimère nous permet de mailler la géométrie à l'aide de deux ensembles de grilles se superposant. Le premier représente la paroi de la sphère et son entourage avec un maillage sphérique. Le deuxième ensemble est la représentation du tube par un maillage "butterfly". La figure 2 représente séparément les deux ensembles. Le centre de la sphère est placé à l'origine ($(x, y, z) = (0; 0; 0)$) et la distance L/d est définie suivant l'axe Oz . L'axe du tube est placé suivant Ox .

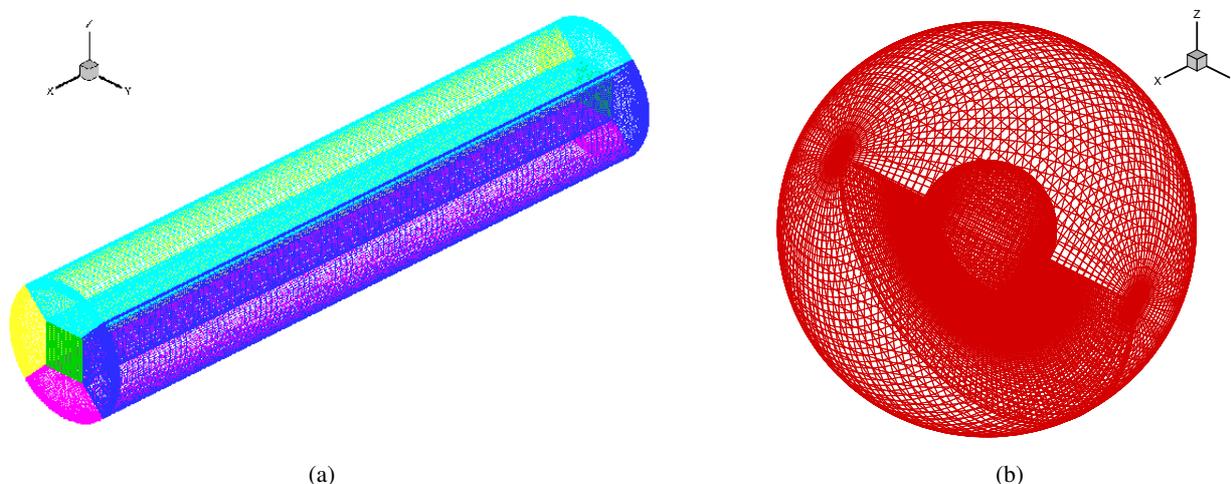


FIG. 2 – Représentations séparées des deux maillages : celui du tube (a) et celui de la sphère avec une échelle différente (b).

La méthode chimère implémentée va définir les paramètres de superposition pour permettre la communication entre les maillages. Nous décrivons les différentes étapes ci-dessous.

Dans un premier temps, les zones de superposition doivent être repérées. Une superposition correspond à une inclusion d'un point dans un parallélépipède composé de huit points d'un autre maillage. Cette étape est effectuée par un algorithme de recherche basé sur les coordonnées. Ensuite, pour chaque superposition trouvée, il est nécessaire de définir la cellule dominante. Pour cette deuxième étape, des critères de dominance sont mis en place. Nous utilisons dans notre configuration deux critères : le premier critère, appelé niveau de chimère, est un ordre hiérarchique global. Grâce à lui, les cellules du maillage sphérique sont définies dominantes sur celles du tube. Le deuxième critère est la définition d'une couche dominante proche paroi. Celui-ci force la résolution de la zone proche d'une paroi sur les mailles appartenant au même bloc. Ce critère impose la prise en compte des parois du tube dans le maillage sphérique avec une hauteur de couche prédéfinie. La figure 3 représente la détection de la couche dominante proche paroi du tube par le maillage de la sphère. Nous attribuons trois différents types de traitement associé aux cellules dominées. La figure 3 illustre la localisation de ces cellules

sur le plan $y = 0$. Une zone de cellules tampons permet un léger recouvrement des maillages se superposant. Les valeurs en ces points sont calculées classiquement par résolution des équations de Navier-Stokes. Ensuite une zone de cellules interpolées crée la communication entre les deux maillages superposés. Enfin les cellules restantes sont ignorées.

Les communications entre blocs superposés sont faites par une interpolation utilisant la méthode d'inverse à la distance. Le nombre de points utilisés (N) est un paramètre défini par l'utilisateur. Cette interpolation suit l'expression (1) avec $u_{n,M}$ correspondant à la valeur du point M de la grille n et d_{MM_i} la distance entre les points M et M_i . Le paramètre α permet de jouer sur l'importance des distances et est fixé à 2 dans notre cas.

$$u_{1,M} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{u_{2,M_i}}{d_{MM_i}^\alpha}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{d_{MM_i}^\alpha}} \quad (1)$$

Les valeurs interpolées sont insérées dans les équations avant leur résolution. La résolution des équations modifiées avec la prise en compte du terme interpolé donne la valeur des champs de vitesse et de pression compte tenu des variations sur les autres maillages dominants.

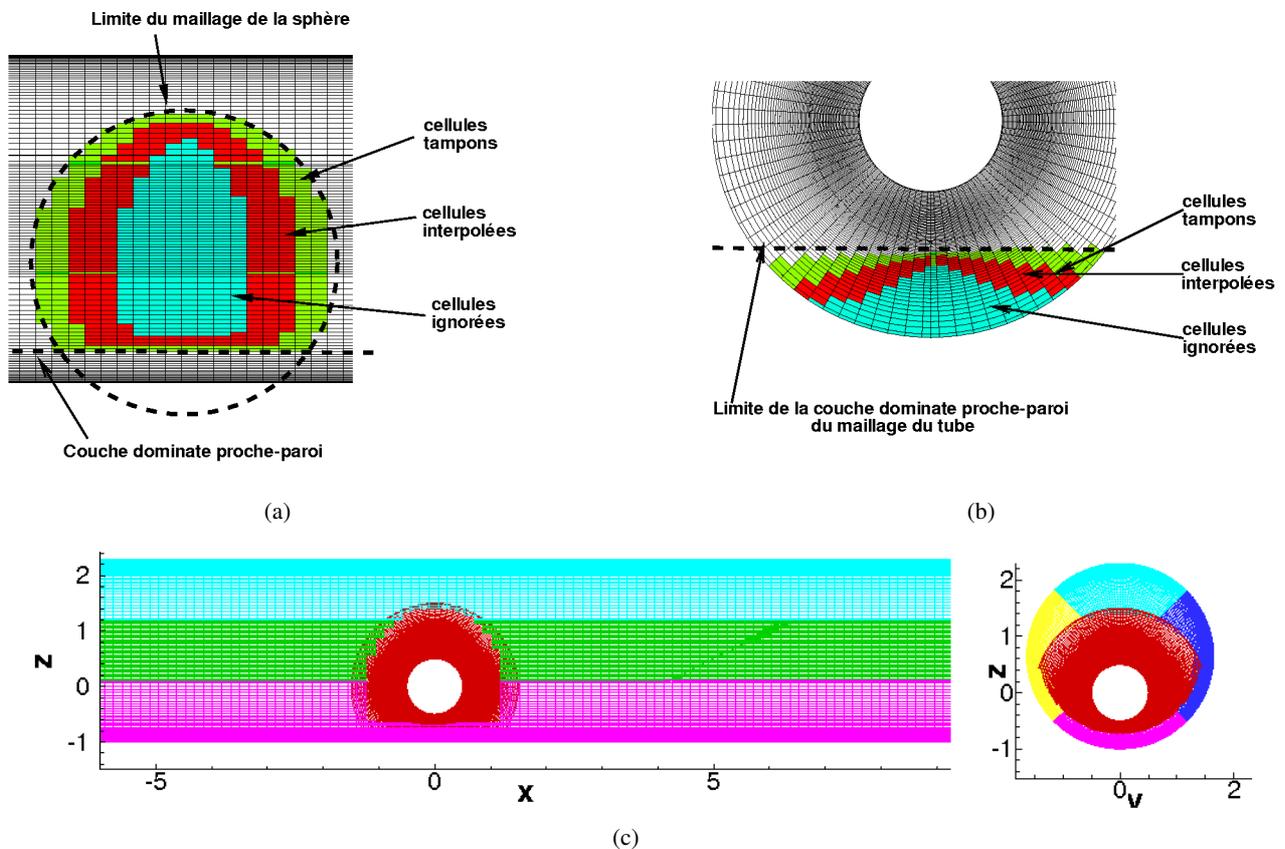


FIG. 3 – Dans le plan $y = 0$, traitement chimère du maillage du tube (a), du maillage de la sphère (b) et maillage chimère final dans le plan $y = 0$ et $x = 0$ (c).

La translation uniforme de vitesse $-U$ de la sphère est simulée par une condition limite à la paroi. La sphère est définie fixe et le tube et son fluide ont une vitesse U . Ainsi la condition limite de la paroi du tube est imposée avec une vitesse longitudinale égale à U tout comme celle de l'entrée du tube.

Trois maillages avec des finesses différentes (4, 6 et 8 millions de mailles) ont été testés. Les résultats ont pointé le maillage à 4 millions comme possédant le meilleur rapport entre le nombre de points et sa précision. Il est choisi pour l'étude.

L'obtention des multiples maillages liés aux différentes distances L/d est simple. En effet, seule une translation du maillage de la sphère est nécessaire pour créer les différentes configurations. L'avantage de la méthode chimère apparaît très clairement.

3 Résultats et discussions

Les résultats des simulations sont présentés avec une attention particulière à l'influence de chaque paramètre (distance L/d et nombre de Reynolds Re) sur l'écoulement et sur les coefficients aérodynamiques de la sphère.

3.1 Forme de l'écoulement

Pour mettre à jour l'influence de la paroi du tube sur la forme de l'écoulement autour de la sphère, une comparaison a été faite entre un écoulement autour d'une sphère dans un champ infini et notre configuration.

L'écoulement autour d'une sphère dans un champ infini est décrit par Bouchet et al. [6]. L'écoulement est axisymétrique et stationnaire pour un nombre de Reynolds inférieur à 212. Il est caractérisé par un vortex en forme de tore à l'arrière de la sphère. L'axe du tore est confondu avec celui du tube.

Notre configuration concerne un tube circulaire de diamètre égal à 3.3 diamètres de la sphère. Les isovaleurs de la vitesse longitudinale pour une distance entre le centre de la sphère et la paroi du tube $L/d = 1.20$ et un nombre de Reynolds égal à 100 (fig. 4) montrent un sillage attiré vers le tube et une vitesse longitudinale plus élevée entre la sphère et le tube. La dissymétrie de la configuration dans le plan $y = 0$ brise l'axisymétrie de l'écoulement. Les lignes de courant tracées dans le plan $y = 0$ (fig. 4) montrent une section du tore plus faible pour la partie proche du tube et une inclinaison du tore. La déformation du tore s'explique par une vitesse plus élevée dans le canal entre la sphère et la paroi.

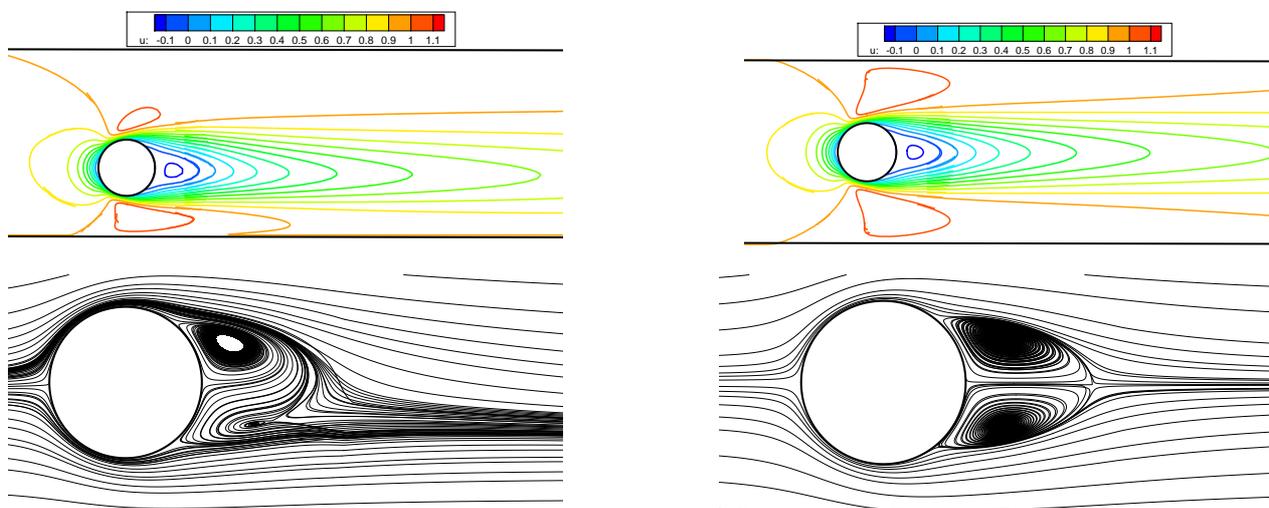


FIG. 4 – Isovaleurs de la vitesse longitudinale (en haut) et lignes de courant (en bas) pour le plan $y = 0$ (à gauche) et $z = 0$ (à droite) pour $L/d = 1.20$ et $Re = 100$.

La forme du vortex dépend du nombre de Reynolds et de la distance de la sphère à la paroi. Lorsque la sphère est proche de l'axe, la dissymétrie de la géométrie est faible et donc celle du tore également. Par contre pour une distance faible à la paroi, la dissymétrie est prononcée et le vortex aval perd sa forme de tore pour une forme en fer à cheval. Les lignes de courant sur le plan $y = 0$ et pour $Re = 100$ avec $L/d = 0.70$ et $L/d = 1.50$ illustrent ce phénomène (fig. 5).

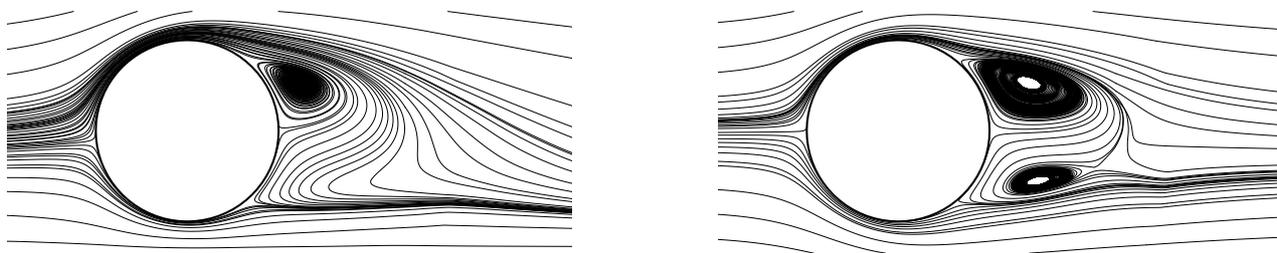


FIG. 5 – Lignes de courant sur le plan $y = 0$ pour $Re = 100$, $L/d = 0.70$ (à gauche) et $L/d = 1.50$ (à droite).

3.2 Coefficient de traînée

Le coefficient de traînée permet de caractériser les forces longitudinales (suivant $0x$) exercées sur la sphère. Il sera comparé à celui de la sphère dans un champ infini mais aussi à celui de la sphère en translation uniforme

le long d'une paroi plane.

La figure 6(a) montre clairement que le confinement de la sphère dans le tube augmente le coefficient de traînée. Il garde le même comportement par rapport au nombre de Reynolds avec une décroissance en puissance. La décroissance est plus faible dans le cas du tube. Cette tendance est identique pour toutes les distances étudiées (fig. 6(b)). L'augmentation du coefficient de traînée avec le confinement de la sphère est justifiée par l'ajout d'un effet visqueux dû à la présence d'une paroi proche. Ce phénomène est identique à celui de la sphère en translation le long d'une paroi plane pour une faible distance décrit par Zeng et al. [7].

La figure 6(c) montre une faible influence de la distance sur le coefficient de traînée avec une diminution du coefficient pour une augmentation de la distance. Sa variation est faible (de l'ordre de 12%).

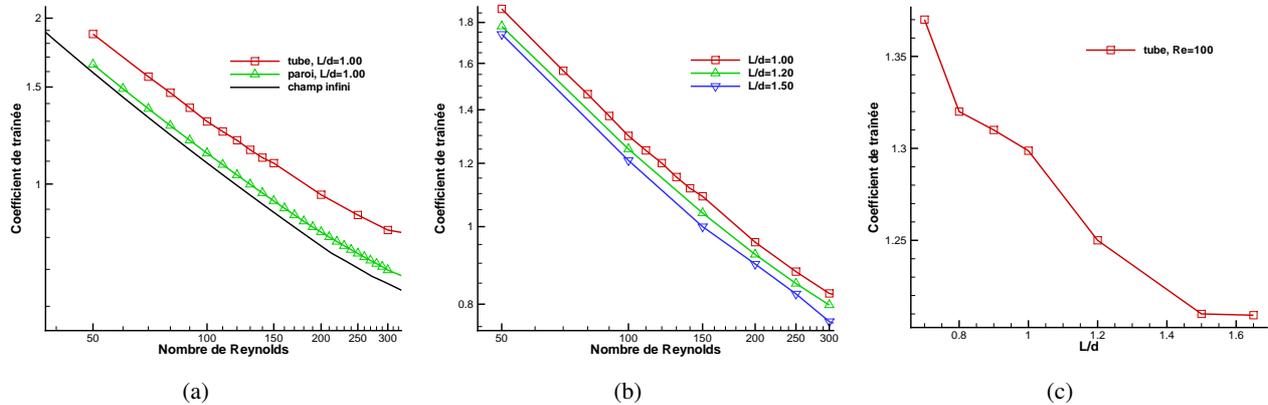


FIG. 6 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds (a) (b) et en fonction de la distance L/d pour $Re = 100$ (c).

3.3 Coefficient de portance

Lorsque la sphère se situe hors de l'axe du tube, on observe une portance dirigée vers l'axe qui éloigne la sphère de la paroi du tube. Elle est due à une dissymétrie de la répartition du champ d'écoulement autour de la sphère (fig. 8). Ces forces sont caractérisées par le coefficient de portance. Comme pour le coefficient de traînée, le coefficient de portance sera comparé à celui d'une sphère en translation uniforme le long d'une paroi plane.

La figure 7(a) montre l'évolution du coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds pour $L/d = 1.00$. Cette évolution se décompose en deux parties : une décroissance du coefficient jusqu'au nombre de Reynolds correspondant au minimum ($Re_m = 110$) puis une croissance. La variation est similaire à celle observée pour la sphère en translation proche d'une paroi plane (fig. 7(a)) décrit par Takemura & Magnaudet [8] et Zeng et al. [7] avec, dans notre cas, un coefficient plus élevé. Ce comportement est identique pour les distances L/d étudiées (fig. 7(b)) avec le nombre de Reynolds du minimum décroissant avec l'augmentation de la distance.

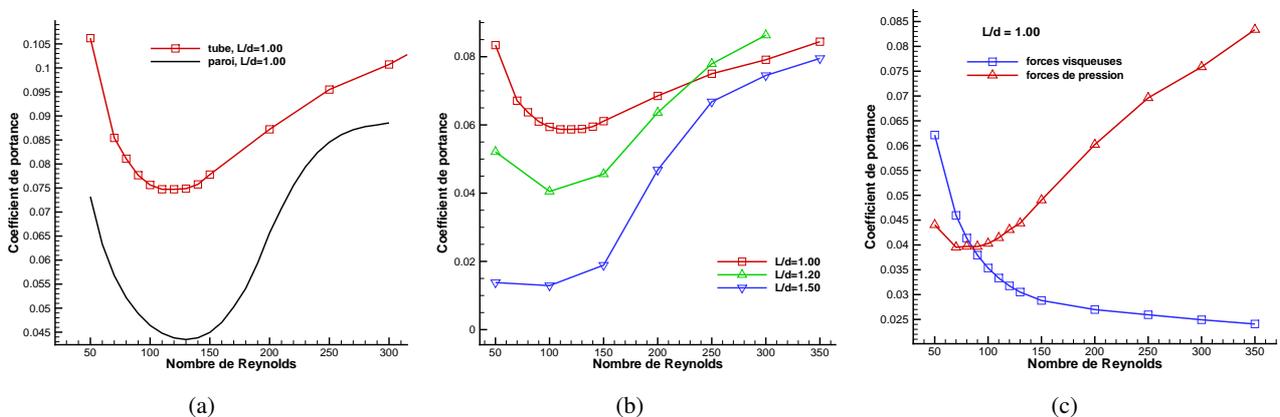


FIG. 7 – Coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds pour une distance $L/d = 1.00$ (a), pour trois distances différentes (b) et contribution visqueuse et de pression pour $L/d = 1.00$ (c)

La décomposition des contributions visqueuse et non-visqueuse du coefficient (fig. 7(c)) montre une décroissance des forces visqueuses suivant le nombre de Reynolds et une variation décroissance/croissance des forces de pression. La contribution visqueuse est dominante jusqu'à $Re = 90$. La contribution visqueuse est responsable de la décroissance et celle de la pression de la croissance.

La figure 8 décrit la distribution du coefficient de pression ($C_P = (p - p_\infty)/(\frac{1}{2}\rho U^2)$) autour de la sphère sur le plan $y = 0$ pour $Re = 50, 100$ et 200 . L'amont de la sphère correspond à l'angle nul. Le changement de configuration du vortex aval entraîne une modification de la répartition des forces de pression et explique le comportement du coefficient de pression.

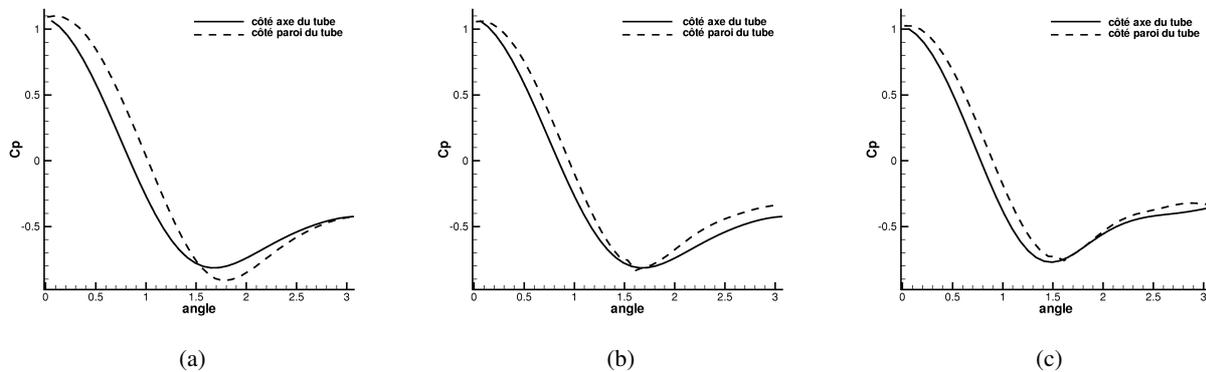


FIG. 8 – Distribution du coefficient de pression sur la sphère dans le plan $y = 0$ pour $L/d = 1$ et pour $Re = 50$ (a), $Re = 100$ (b) et $Re = 200$ (c)

Conclusion

La méthode chimère nous a permis de simuler l'écoulement autour d'une sphère en translation uniforme le long d'un tube rempli d'un fluide au repos. L'influence du confinement du tube sur l'écoulement a été étudié pour différentes distances entre la sphère et le tube et pour différentes vitesses de translation. Il a été montré que la forme de l'écoulement à l'arrière de la sphère est caractérisée par la formation d'un vortex en forme de tore incliné dissymétrique ou en forme de fer un cheval. Cette modification de l'écoulement explique la variation spécifique en décroissance/croissance du coefficient de portance de la sphère suivant la distance L/d . Ce comportement peut-être comparé à celui d'une sphère en translation le long d'une paroi plane.

Toutes les simulations ont été faites pour un rapport des diamètres égal à 3.3. L'influence du confinement, en modifiant ce rapport, reste à étudier. L'étude doit aussi s'étendre aux écoulements instationnaires.

Références

- [1] Kotouč M., Bouchet G., and Dušek J. Loss of axisymmetry in the mixed convection, assisting flow past a heated sphere. *Int. J. of Heat and Mass Transfert*, 51, 2686–2700, 2008.
- [2] Jenny M., Dušek J., and Bouchet G. Instabilities and transition of a sphere falling or ascending freely in a newtonian fluid. *J. Fluid Mech.*, 508, 201–239, 2004.
- [3] Benek J. A., Steger J. L., and Dougherty F. C. A flexible grid embedding technique with application to the euler equations. *AIAA*, 83-1944, 1983.
- [4] Vos J., Leyland P., Lindberg V., P. and Kemenade, Gacherieu C., Duquesne N., Lötstedt P., Weber C., and Ytterström A. *Nsmb handbook version 4.0*. 1997.
- [5] Vos J., Rizzi A., Darracq D., and Hirschel E. Naviers-stokes solvers in european aircraft design. *Progress in Aerospace Sciences*, 38(8), 601–697, 2002.
- [6] Bouchet G., Mebarek M., and Dušek J. Hydrodynamics forces acting on a rigid fixed sphere in early transitional regimes. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 25, 321–336, 2006.
- [7] Zeng L., Balachandar S., and Fischer P. Wall-induced forces on a rigid sphere at finite reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 536, 1–25, 2005.
- [8] Takumura F. and Magnaudet J. The transverse force on clean and contaminated bubbles rising near a vertical wall at moderate reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 495, 235–253, 2003.