

Modélisation des effets des fluides externes et internes sur le comportement dynamique des dirigeables déformables

R. Le Mestre^{1,2}, O. Doaré², J-S. Schotté¹

¹ONERA, DAAA/MSAE, {robin.le-mestre; jean-sebastien.schotte}@onera.fr

²ENSTA ParisTech, IMSIA, olivier.doare@ensta-paristech.fr

Abstract — Pendant le vol d'un dirigeable, le couplage entre les petites déformations de la structure, le fluide interne et le fluide externe en écoulement conduit à des phénomènes de masse, amortissement et raideur ajoutés (pour des nombres de Stokes élevés). On présente ici une méthode de calcul de la masse ajoutée par les fluides internes et externes dont la performance est testée en comparant les résultats numériques obtenus à des formules analytiques présentes dans la littérature. Le domaine de validité du modèle potentiel supposé ici est déterminé expérimentalement sur une maquette de taille réduite en oscillation dans un bassin d'eau.

Mots clés — interaction fluide-structure, méthode des éléments de frontière, masse ajoutée.

1 Introduction

Ces dernières années, les dirigeables ont connu un regain d'intérêt auprès des bureaux d'études et des laboratoires de recherche, tant dans le domaine du transport de charges, pour lequel les aérostats permettent une économie de carburant significative, que dans le domaine des télécommunications et de la surveillance. Afin de contrôler efficacement ces aéronefs, il est nécessaire de connaître avec précision leur comportement dynamique dans une grande diversité de contextes d'utilisation: près du sol ou en altitude de croisière, ancré ou libre, en présence de vent, etc. En utilisant l'approximation quasi-statique [4], les efforts aérodynamiques sur la structure ont été obtenus à partir de coefficients de portance, de traînée et de tangage tabulés en fonction de l'angle d'attaque et de la vitesse d'incidence [5]. À ces efforts peuvent se superposer des contributions pseudo-statiques [3]. La masse d'un dirigeable étant faible, les inerties associées aux fluides environnants sont généralement du même ordre de grandeur que celle du solide. Afin de quantifier ces inerties, une méthode couramment appliquée [1] consiste à considérer le fluide comme potentiel pour calculer la résultante de pression associée à un mouvement donné. Cette étude se concentre sur la mise en oeuvre et la validation de ce modèle. De plus, des corrections ont été proposées [1] afin de superposer aux résultats obtenus sur la carène isolée les contributions de masse ajoutée associées aux ailerons. Le comportement dynamique couplé aux déformations des ballonnets (ballons remplis d'air servant de lest et permettant de régler l'altitude de croisière et l'inclinaison de l'aéronef) a été étudié dans [9], en utilisant les modes d'un réservoir cylindrique rigide contenant un fluide à surface libre pour étudier un vol selon 2 dimensions de l'espace. Ce modèle très simplifié a mis en évidence un couplage entre les modes de ballonnement et de tangage du dirigeable, en se restreignant à des modes propres associés au plan. Enfin, une étude portant sur le comportement aérodynamique couplé aux déformations de la carène [6], calculées en approximant la déformée structurelle à l'aide des premiers modes de flexion d'un modèle poutre d'Euler-Bernouilli de section et masse volumique variable, a mis en évidence un couplage fort des modes de lacet et tangage avec les modes de flexion de la coque. Les résultats de ces différents modèles s'appuient sur des calculs analytiques, numériques ou des résultats expérimentaux portant sur des géométries simplifiées de la carène, des ailerons, ou encore des ballonnets. La dynamique ainsi caractérisée peut alors être utilisée à plusieurs fins: déterminer les modes propres du dirigeable, s'assurer de la stabilité des réponses temporelles de l'aéronef dans diverses conditions de chargement ou encore mettre au point un asservissement optimal des ailerons et des propulseurs de l'aéronef. Cette étude vise à déterminer numériquement les coefficients inertiels induits par le fluide, selon des modes rigides ou flexibles, et à les comparer avec des résultats expérimentaux pour vérifier le domaine de validité du modèle de fluide parfait.

2 Phénomène de masse ajoutée

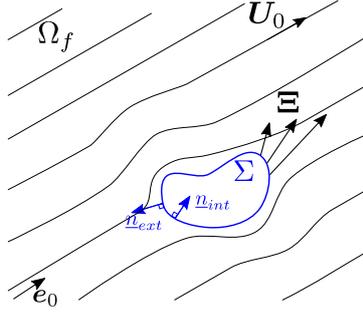


Figure 1: Structure se déformant dans un écoulement permanent potentiel U_0 .

Dans cette section, on se concentre sur le couplage fluide-structure associé à un écoulement autour d'une structure - ou dans une structure pour un fluide interne - se déformant à faible amplitude. Le nombre de Mach vérifiant $M \ll 1$, on considère ici le fluide comme incompressible. On note ρ_f et μ la densité et la viscosité dynamique du fluide, Ξ (les caractères en gras désignant des champs vectoriels) les déformations de la structure, L sa taille caractéristique, Ω sa pulsation de vibration caractéristique, U_0 le champ d'écoulement permanent (cf. Figure 1) et U' les petites perturbations de vitesse dans le fluide liées aux vibrations de la structure, telles que la vitesse du fluide s'écrit $U = U_0 + U'$. La prépondérance des effets inertiels sur les effets visqueux du fluide est assurée en supposant que le nombre de Reynolds $Re = \rho_f U_0 L / \mu \gg 1$ à l'échelle de l'écoulement, et le nombre de Stokes $St = \rho_f \Omega L^2 / \mu \gg 1$ à l'échelle des perturbations induites par la structure. On suppose que le champ de vitesse U_0 associé à une structure immobile est déterminé et découle d'un potentiel. Pour un nombre de déplacement $\mathcal{D} = \Xi / L$ et une vitesse réduite $U_R = U_0 / \Omega L$ tels que $\mathcal{D} \ll 1$ (déformations d'amplitude faible relativement à la taille de l'aéronef) et $\mathcal{D} / U_R \ll 1$ (vitesse de l'interface fluide-structure faible devant celle de l'écoulement U_0), la condition aux limites à l'interface fluide-structure Σ peut être linéarisée. La linéarisation permet entre autres de ramener toutes les équations sur le domaine constant associé à l'état d'équilibre. Le problème consiste alors à déterminer le potentiel de vitesse du fluide, solution d'une équation de Laplace (1) avec condition de Neumann à l'interface fluide-structure, complétée par une condition de Sommerfeld à l'infini pour un fluide extérieur (traduisant que l'énergie associée aux perturbations de la structure se disperse lorsque l'on s'éloigne suffisamment de celle-ci) ou une liaison sur le potentiel ψ qui assure son unicité et qu'on choisira ultérieurement. En notant $U' = \nabla \psi_1 + \nabla \psi_2$ la décomposition du potentiel de vitesse des perturbations de la structure, on retrouve alors une contribution ψ_1 solution du système

$$\begin{cases} \Delta \psi_1 = 0 & \text{dans } \Omega_f. \\ \nabla \psi_1 \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial \Xi}{\partial t} \cdot \mathbf{n} & \text{sur } \Sigma_0 \\ \nabla \psi_1(\mathbf{x} \approx R \mathbf{e}_r) \cdot \mathbf{e}_r = O\left(\frac{1}{R^2}\right) & \text{pour } R \rightarrow \infty \text{ (fluide ext.)} \\ \psi_1(\mathbf{x} \approx R \mathbf{e}_r) = O\left(\frac{1}{R}\right) & \text{pour } R \rightarrow \infty \text{ (fluide ext.)} \\ l(\psi_1) = 0 & \text{(fluide int.)} \end{cases} \quad (1)$$

et ψ_2 solution d'un système similaire, mais linéaire en déplacement Ξ et non en vitesse $\partial \Xi / \partial t$. Ainsi on obtient une solution $\psi_1(\partial \Xi / \partial t)$ en phase avec la vitesse de la structure et indépendante de la vitesse d'écoulement U_0 , et une contribution $\psi_2(U_0, \Xi)$ en phase avec la déformation de la structure et liée à U_0 .

Pour un fluide extérieur, R correspond à la distance d'un point très éloigné de la structure. Pour un fluide intérieur, la condition d'unicité $l(\psi_1) = 0$ permet de lever l'indétermination à une constante près sur ψ_1 . En intégrant l'équation d'Euler linéarisée, on calcule les fluctuations de pression P associées à une fluctuation potentielle ψ autour d'un écoulement potentiel U_0

$$P = -\rho_f \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + U_0 \cdot \nabla \psi \right), \quad (2)$$

soit

$$P = -\rho_f \psi_1 \left(\frac{\partial^2 \Xi}{\partial t^2} \right) - \rho_f \psi_2 \left(U_0, \frac{\partial \Xi}{\partial t} \right) - \rho_f U_0 \cdot \nabla \psi_1 \left(\frac{\partial \Xi}{\partial t} \right) - \rho_f U_0 \cdot \nabla \psi_2 (U_0, \Xi). \quad (3)$$

Les fluctuations de pression qui s'exercent sur la structure contiennent donc des composantes proportionnelles à l'amplitude, la vitesse et l'accélération du carénage, donnant respectivement des termes de raideur, d'amortissement et de masse ajoutés. Le terme de masse ajoutée étant indépendant de la vitesse d'écoulement, on calcule sa contribution à l'aide d'un modèle de fluide au repos que ce soit pour les approches numériques, analytiques et expérimentales. Pour certaines géométries, des résultats analytiques sont disponibles (notamment pour les ellipsoïdes, approximation couramment employée de la forme de la carène des dirigeables). Cependant, dès que la structure possède une forme moins régulière, il est alors nécessaire d'avoir recours à une résolution numérique des équations (1).

3 Résolution numérique

Afin de résoudre l'équation de Laplace, le recours à la méthode des éléments finis (MEF) est envisageable. Dans le cas d'un domaine fluide infini, cette méthode impose d'avoir recours à un domaine fluide de taille finie. Il faut alors prendre soin d'éloigner suffisamment les frontières extérieures pour qu'elles n'affectent pas la solution fluide proche du solide. Cette condition implique de mailler des domaines fluides très grands, résultant en un grand nombre de degrés de liberté et un coût de calcul important. Afin de pallier ce problème, la méthode des Éléments de Frontière (BEM) [2] a été utilisée pour calculer la masse ajoutée associée aux fluides internes ou externes sur la paroi de dirigeables. A l'aide d'une intégration par parties et d'une fonction de Green G adaptée à l'équation de Laplace en 3 dimensions, le potentiel de vitesse peut s'exprimer en tout point de l'espace à partir de sa valeur à l'interface fluide-structure:

$$\frac{\alpha}{4\pi} \psi(\mathbf{y}) = \int_{\Sigma} \psi(\mathbf{x}) \nabla G(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{n}_x d\Sigma_x - \int_{\Sigma} G(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \nabla \psi(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}_x d\Sigma_x \quad \forall \mathbf{y} \in \Omega_f \quad (4)$$

où le paramètre α correspond à l'angle solide décrivant la proportion de fluide autour d'un point de l'espace, et la normale \mathbf{n} est orientée du fluide vers le solide. Cette forme intégrale de l'équation de Laplace ne présente pas de variable exprimée à l'infini du domaine du fait du respect de la condition de Sommerfeld par les champs ψ et G dans le cas d'un fluide extérieur. Pour un fluide intérieur, la condition $l(\psi) = 0$ doit être ajoutée. En choisissant \mathbf{y} sur l'interface fluide-structure Σ et en utilisant la condition aux limites $\nabla \psi \cdot \mathbf{n} = \partial \Xi / \partial t \cdot \mathbf{n}$, on obtient alors une équation intégrale portant sur les valeurs de ψ à l'interface uniquement, et dont on peut estimer numériquement la valeur. Cette méthode ne nécessite qu'un maillage surfacique de la structure et permet ainsi de réduire considérablement le nombre de degrés de liberté. Cependant, l'inversion et le stockage des matrices associées à la BEM peut être délicat car, contrairement aux matrices éléments finis, celles-ci sont pleines et non symétriques.

4 Validation expérimentale

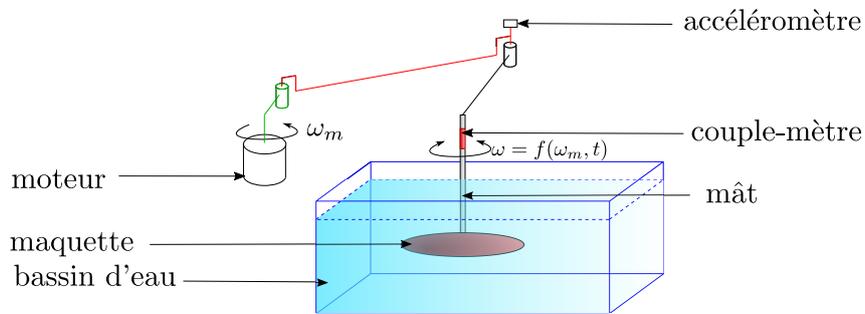


Figure 2: Montage expérimental permettant de mesurer le phénomène de masse ajoutée lié à la rotation de la structure.

Les calculs de masse ajoutée reposent sur deux hypothèses fondamentales: un nombre de Stokes élevé $St \gg 1$ (efforts visqueux négligeables par rapport aux efforts inertiels) et une amplitude de déplacement

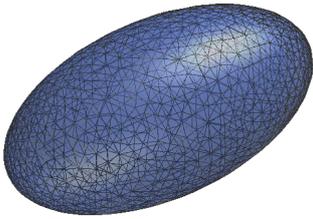
faible devant la taille caractéristique de la structure $\mathcal{D} = \Xi/L \ll 1$. Afin d'évaluer en pratique le domaine de validité de cette approximation, une série de tests expérimentaux a été réalisée sur une maquette ellipsoïdale immergée (cf Figure 2). Son axe de rotation est entraîné en oscillations à l'aide d'un système bielle-manivelles actionné par un moteur, transformant une vitesse angulaire constante au cours du temps en oscillations angulaires quasi-sinusoïdales. L'accélération angulaire de la maquette est mesurée directement à l'aide d'un accéléromètre excentré de son axe de rotation. La rigidité en torsion de l'axe est suffisamment grande pour pouvoir isoler les couples liés à l'inertie de la maquette et aux efforts appliqués par le fluide, mesurés par le couple-mètre. La taille variable de la manivelle moteur permet de changer l'amplitude angulaire du mouvement de la maquette afin d'étudier plusieurs valeurs du nombre de déplacement \mathcal{D} sans affecter le nombre de Stokes \mathcal{S} . De même, \mathcal{S} croît avec la vitesse de rotation du moteur sans que \mathcal{D} ne soit affecté, rendant ainsi possible une exploration paramétrique. De manière similaire à ce qui a été réalisé par Sarpkaya [7] dans le cadre d'une vaste campagne expérimentale visant à caractériser les efforts fluides sur un cylindre dans un fluide oscillant, les coefficients de masse ajoutée C_m et d'amortissements ajoutés C_d sont définis à partir de la mesure du moment exercé par le fluide sur le solide par la relation:

$$M_f = (I_s + I_f C_m) \ddot{\theta} + A C_d \dot{\theta} |\dot{\theta}|. \quad (5)$$

où I_s est l'inertie en rotation du solide, I_f l'inertie de rotation ajoutée par le fluide et A une surface caractéristique.

5 Résultats

Les résultats numériques de masse ajoutée sont représentés dans la Table 1 pour une ellipsoïde de révolution selon des mouvements de corps rigide. On constate que les erreurs relatives entre ces coefficients et les valeurs analytiques [8] associées à cette géométrie sont faibles. Le mode de roulis ne possède pas de masse ajoutée du fait de l'axisymétrie de la coque maillée et de l'hypothèse de fluide parfait (ce mode ne déplace pas de fluide). La masse ajoutée a été projetée dans ce cas selon des translations et rotations: il sera intéressant d'étendre ces résultats en ayant recours à des modes de déformation de la structure dans le vide, afin d'estimer comment ceux ci seront affectés par le fluide environnant. On obtiendra ainsi des coefficients de masse et de raideur modales associés à la structure couplée aux fluides environnants.



	fluide interne	fluide externe
m_{longi} (kg)	8320. (0.68 %)	1739. (1.15%)
$m_{transverse}$ (kg)	8319. (0.70%)	5826. (1.25%)
$I_{tangage/lacet}$ (kg.m ²)	2987. (0.93%)	1971.3 (1.72 %)
I_{roulis} (kg.m ²)	≈ 0	≈ 0

Table 1: Masses et inerties ajoutées par un fluide interne ou externe à une coque ellipsoïdale, calculées par la BEM (erreur relative en % par rapport aux valeurs analytiques).

Les résultats expérimentaux sont présentés Figure 3. Le trait en pointillé représente la valeur analytique de la masse ajoutée associée à un fluide parfait au repos. La gamme de nombres de déplacement testée expérimentalement n'a pas pu mettre en évidence de variations des résultats liées à l'amplitude angulaire de la maquette. En revanche, on a constaté que pour les plus petits nombres de Stokes \mathcal{S} explorés, la contribution de la viscosité n'est plus négligeable, les phénomènes visqueux ayant alors un rôle non négligeable. La valeur de la masse ajoutée mesurée devient alors beaucoup plus faible que la valeur prédite numériquement et analytiquement lorsque le nombre de Stokes \mathcal{S} diminue (coefficient d'inertie $C_m < 1$), tandis qu'un terme d'amortissement significatif C_d apparaît (cf. Figure 3). Cette tendance est cohérente avec les résultats obtenus par [7], dont l'expérience mesurait les efforts résultants sur un cylindre dans un champ de fluide oscillant.

Dans le prolongement de ces travaux, il est envisagé d'étendre le calcul de la masse ajoutée à des petites déformations du dirigeable selon ses modes propres de structure. De plus, il est prévu d'étudier les

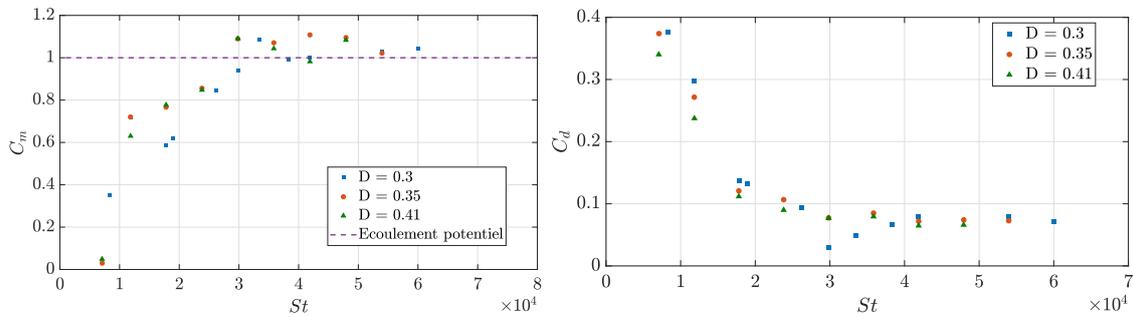


Figure 3: Évolution du coefficient d'inertie C_m et du coefficient d'amortissement C_d , en fonction du nombre de Stokes St et du nombre de déplacement \mathcal{D}

phénomènes d'amortissement et de raideur ajoutés, associés aux mouvements d'une structure déformable dans un écoulement potentiel. Ces derniers coefficients seront également validés à l'aide de nouvelles expériences à l'ENSTA ParisTech en mettant en mouvement des maquettes dans un écoulement. Un modèle de comportement dynamique sera ensuite développé. Il prendra en compte les efforts aérodynamiques, les mouvements d'ensemble du ballon auxquels se coupleront ses petites déformations, un éventuel câble d'ancrage (dans le cas d'aérostats captifs) et également la présence de ballonnets internes (réservoirs d'air servant de lest pour contrôler l'ascension), dont le ballottement peut être simulé grâce au code de BEM développé précédemment.

References

- [1] Y. Li, M. Nahon, I. Sharf. *Airship dynamics modeling: A literature review*, Progress in Aerospace Sciences, Elsevier, 217-239, 2011.
- [2] J. Bašić, J. Parunov. *Analytical and numerical computation of added mass in ship vibration analysis*. Brodogradnja: Teorija i praksa brodogradnje i pomorske tehnike 64.2, 2013.
- [3] A. Kornienko. *System identification approach for determining flight dynamical characteristics of an airship from flight data*. PhD thesis, University of Stuttgart, 2006.
- [4] M.P. Paidoussis, J.P. Stuart, E. De Langre. *Fluid-structure interactions: cross-flow-induced instabilities*. Cambridge University Press, 2010.
- [5] M. Munk, *The aerodynamic forces on airship hulls* NACA TR-184; 1924
- [6] Y. Li, M. Nahon, I. Sharf. "Dynamics modeling and simulation of flexible airships." AIAA journal 592-605 2009 .
- [7] T. Sarpkaya. *In-line and transverse forces on smooth and rough cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers*, Offshore Technol. Conf., 95-108, 1976.
- [8] C. Brennen. *A review of added mass and fluid inertial forces*, Technical report, Sierra Madre (Ca), 1982.
- [9] S. Maekawa, K. Saito, *The effect of ballonet slosh on an airship's longitudinal motion*. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, 44-50, 2004.