

Titre: Profil NACA0015 soumis à un écoulement à bulles : influence du confinement et du taux de vide
Title: Confinement and vacuum influence on a NACA0015 profile in bubble flow

Auteur: Paulo Cezar Bezerra Câmara Filho
Author:

Date: 2025

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bezerra Câmara Filho, P. C. (2025). Profil NACA0015 soumis à un écoulement à bulles : influence du confinement et du taux de vide [Ph.D. thesis, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/67092/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/67092/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Cédric Béguin, & Stéphane Étienne
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

**Profil NACA0015 soumis à un écoulement à bulles : influence du confinement
et du taux de vide**

PAULO CÉZAR BEZERRA CÂMARA FILHO
Département de génie mécanique

Thèse présentée en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
Génie mécanique

Juillet 2025

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Cette thèse intitulée :

**Profil NACA0015 soumis à un écoulement à bulles : influence du confinement
et du taux de vide**

présentée par **Paulo Cézar BEZERRA CÂMARA FILHO**

en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

Marcelo REGGIO, président

Cédric BÉGUIN, membre et directeur de recherche

Stéphane ÉTIENNE, membre et codirecteur de recherche

Bruno BLAIS, membre

Guillaume RICCIARDI, membre externe

DÉDICACE

À la quête du savoir, à la science qui éclaire, et à celles et ceux qui, par la curiosité et la rigueur, ouvrent des chemins de lumière pour l'humanité... .

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à mes collègues de laboratoire, en particulier Florentin, pour sa bienveillance, sa disponibilité et les riches échanges que nous avons eus tout au long de ce parcours. Mes remerciements vont également à Othmane, Leila et Grégoire, pour les nombreux moments de camaraderie, les discussions stimulantes et l'ambiance chaleureuse qui ont marqué mon quotidien au laboratoire.

Je remercie de tout cœur ma famille, qui, bien que géographiquement éloignée, a toujours cru en moi. Leur confiance constante a été pour moi une source essentielle de motivation, surtout dans les moments de doute et de difficulté.

Je suis profondément reconnaissant envers mes deux directeurs de recherche, Cédric Béguin et Stéphane Étienne, pour leur accompagnement rigoureux et bienveillant. Ils ont su créer un environnement de travail inspirant, empreint de respect, de convivialité et de plaisir de faire de la recherche. Leur soutien académique, scientifique et technique a été déterminant dans l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie également Fumagali pour sa présence discrète mais précieuse durant les longues heures de recherche, d'écriture et d'étude. Sa compagnie a rendu ces moments beaucoup moins solitaires.

Enfin, mes remerciements les plus sincères vont à mon épouse, Maiara. Elle m'a soutenu sur tous les plans : par sa patience, sa compréhension (elle qui a déjà vécu les exigences d'un parcours similaire), par sa force tranquille face à mes instants de stress et de découragement, et par sa manière constante de m'encourager, en me rappelant toujours mes capacités et mes qualités. Elle a su comprendre et accepter les nombreuses soirées et fins de semaine où je n'ai pu être pleinement présent, absorbé par les exigences de ce doctorat. Sans elle, cette aventure n'aurait pas été la même.

RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'analyse expérimentale et la modélisation des effets du confinement et du taux de vide sur les efforts hydrodynamiques appliqués à un profil symétrique NACA0015 en écoulement diphasique air-eau. L'étude est motivée par les besoins croissants en compréhension des phénomènes d'interaction fluide-structure dans des conditions réalistes, où les effets de paroi et l'injection de bulles modifient profondément les champs de pression et de vitesse.

Les essais expérimentaux ont été réalisés dans deux veines d'essai de sections carrées de dimensions 0.15 m et 0.25 m, avec des profils de corde 0.15 m et 0.25 m, placés soit horizontalement, soit verticalement. Les angles d'attaque testés étaient $\alpha = -10^\circ, -5^\circ, 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$, avec des vitesses d'écoulement allant de 2 m/s à 9 m/s. Des injections d'air ont été réalisées pour obtenir des titres volumiques $\beta = 0, 0.01, 0.02, 0.03$ et des mesures des coefficients de portance ont été effectuées pour chaque condition. Le nombre de Reynolds correspondant varie entre 3.0×10^5 et 1.35×10^6 .

Trois axes de recherche sont explorés. Tout d'abord, une étude approfondie du confinement est menée à travers une formulation analytique basée sur la théorie de la couche limite, menant à une expression adimensionnelle du coefficient de portance dépendant du paramètre σ , représentatif de l'intensité du blocage. Cette formulation est confrontée aux modèles classiques (Goldstein, Vincenti–Maskell–Elfmark), et démontre une précision équivalente, voire parfois supérieure dans les régimes de fort confinement, tout en offrant l'avantage de ne pas nécessiter d'ajustement paramétrique.

Ensuite, l'effet du taux de vide β est investigué sur les coefficients de portance $C_L(\alpha)$. Une campagne expérimentale incluant plus de 80 cas distincts est conduite pour différents couples corde-veine et vitesses d'écoulement. Les résultats montrent une corrélation claire entre la réduction de la pente $C_L(\alpha)$ et la valeur de β . Une expression corrélative en fonction de β , Re et σ est proposée.

Enfin, un modèle de prédiction de la distribution du nuage de bulles est développé à partir de l'équation de Morison, enrichie par un terme de gradient de pression issu du sillage du profil. Ce modèle permet de reproduire avec fidélité les mesures expérimentales obtenues par sonde optique, révélant l'influence significative du sillage sur la trajectoire des bulles.

En résumé, cette thèse propose une approche complète et originale du comportement hydrodynamique en milieu diphasique confiné. Les modèles développés permettent une meilleure

prédition des efforts fluides dans des conditions réalistes, et ouvrent des perspectives pour la modélisation multiphysique et la conception d'outils de réduction de portance. Par ailleurs, l'étude approfondie de la dynamique des bulles en présence du profil a permis de relier les variations locales du champ de pression, dues au sillage et au gradient longitudinal, aux structures observées expérimentalement dans le nuage diphasique. Ces résultats mettent en lumière l'importance de l'interaction fluide-structure-bulle dans l'analyse des écoulements confinés.

ABSTRACT

This thesis focuses on the experimental analysis and modeling of the effects of confinement and void fraction on the hydrodynamic forces acting on a symmetric NACA0015 profile in air–water two-phase flow. The study is motivated by the increasing need to understand fluid–structure interaction phenomena under realistic conditions, where wall effects and bubble injection significantly alter pressure and velocity fields.

Experimental tests were conducted in two square-section test channels with cross-sectional dimensions of 0.15 m and 0.25 m, using airfoil models with chords of 0.15 m and 0.25 m, placed either horizontally or vertically. The tested angles of attack were $\alpha = -10^\circ, -5^\circ, 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$, with flow velocities ranging from 2 m/s to 9 m/s. Air injections were performed to reach volumetric void fractions of $\beta = 0, 0.01, 0.02, 0.03$, and lift coefficients were measured for each condition. The corresponding Reynolds number varied between 3.0×10^5 and 1.35×10^6 .

Three research axes are explored. First, an in-depth study of confinement is conducted through an analytical formulation based on boundary layer theory, leading to a dimensionless expression of the lift coefficient depending on the parameter σ , which represents the intensity of blockage. This formulation is compared with classical models (Goldstein, Vincenti–Maskell–Elfmark), and demonstrates equivalent, or sometimes superior, accuracy in strong confinement regimes, while offering the advantage of not requiring any parametric adjustment.

Next, the effect of void fraction β on lift coefficients $C_L(\alpha)$ is investigated. An experimental campaign comprising more than 80 distinct cases was conducted for various chord–channel combinations and flow velocities. The results show a clear correlation between the reduction in the slope of $C_L(\alpha)$ and the value of β . A correlating expression as a function of β , Re , and σ is proposed.

Finally, a model for predicting the distribution of the bubble cloud is developed based on the Morison equation, enhanced with a pressure gradient term derived from the airfoil’s wake. This model faithfully reproduces the experimental measurements obtained by optical probe, revealing the significant influence of the wake on bubble trajectories.

In summary, this thesis presents a comprehensive and original approach to hydrodynamic behavior in confined two-phase flows. The developed models enable better prediction of fluid forces under realistic conditions and open new perspectives for multiphysics modeling and lift-reduction design strategies. Moreover, the detailed study of bubble dynamics in the

presence of the profile establishes a link between local pressure field variations—caused by the wake and longitudinal gradient—and the experimentally observed structures in the two-phase cloud. These results highlight the importance of fluid–structure–bubble interaction in the analysis of confined flows.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxiii
 CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
 CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	5
2.1 Profil aérodynamique	6
2.1.1 Géométrie d'un profil aérodynamique	6
2.1.2 Profil NACA	7
2.1.3 Forces sur un profil aérodynamique	8
2.1.4 Instabilités hydrodynamiques associées au profil	10
2.2 Effet du confinement sur les forces fluide	11
2.2.1 Théorie de la couche limite et profil de vitesse	12
2.2.2 Modèles de correction des coefficients hydrodynamiques en condition confinée	14
2.3 Profil de pression au sillage d'un corps aérodynamique	19
2.3.1 Modélisation du sillage à partir des forces fluides	19
2.4 Écoulement Diphasique	25
2.4.1 Paramètres des écoulements diphasiques	25
2.4.2 Configurations des écoulements diphasiques	26
2.5 Coefficients d'efforts en écoulement diphasique	29
2.5.1 Réduction de traînée par injection de bulles (Bubble drag reduction -BDR)	30
 CHAPITRE 3 OBJECTIFS	37
3.1 Objectif principal	37

3.2 Objectifs spécifiques	37
3.3 Originalité	38
CHAPITRE 4 CONCEPTION ET DIMENSIONNEMENT DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL	39
4.1 Boucles d'essai	39
4.1.1 Zone d'essai	41
4.2 Structure profilé	42
4.2.1 Portion Profilé	43
4.2.2 Portion d'attachement et de mesure	47
4.3 Système de mesure	52
4.3.1 Sonde aux fibres optiques	52
4.3.2 Jauge de contraintes	54
4.4 Système d'injection d'air	59
4.4.1 Validation de l'injecteur	60
CHAPITRE 5 MÉTHODOLOGIE	63
5.1 Installation expérimentale	63
5.2 Conditions expérimentales	63
5.3 Plan d'expérience	64
5.4 Définitions des grandeurs hydrodynamiques en présence d'un mélange air-eau	64
5.5 Critère de convergence pour la durée d'acquisition	65
5.6 Mesures du sillage de bulles	65
5.7 Procédure de mesure des efforts	66
5.8 Positionnement de la sonde optique	66
CHAPITRE 6 EFFET DU CONFINEMENT SUR LES EFFORTS HYDRODYNAMIQUES	68
6.1 Profil de vitesse	68
6.2 Adimensionnalisation	69
6.3 Débit volumique et introduction de la restriction	69
6.4 Transformation de l'intégrale avec la fonction Bêta d'Euler	71
6.5 Lien avec la fonction Gamma	72
6.6 Calcul du coefficient de portance	78
6.7 Données expérimentales	80
6.8 Conclusion	85

CHAPITRE 7 EFFET DU TAUX DE VIDE SUR LES EFFORTS HYDRODYNAMIQUES	87
7.1 Paramètres d'influence sur le changement des efforts hydrodynamiques	87
7.2 Calcul de C_L	89
7.3 C_L par rapport à β	89
7.3.1 Méthode de calcul des coefficients a et b	90
7.3.2 Interprétation physique	90
7.3.3 Analyse préliminaire de l'effet de β sur les coefficients a et b	95
7.4 Corrélation de C_L en fonction de β , Re et σ	101
7.4.1 Analyse comparative des corrections appliquées aux données expérimentales de portance	104
7.5 Conclusion	105
CHAPITRE 8 MODÉLISATION DE L'EFFET DE LA GRAVITÉ ET DU SILLAGE SUR LE NUAGE DE BULLES	107
8.1 Modélisation du nuage sans profil	107
8.1.1 Équation de Morison	107
8.1.2 Prévision analytique des trajectoires	109
8.1.3 Résultats du modèle sans profil et comparaison expérimentale	117
8.2 Modélisation du nuage en présence du profil	120
8.2.1 Principe général et stratégie de modélisation	120
8.2.2 Formulation du champ de pression du sillage	121
8.2.3 Extension du modèle de Morison au champ de pression du sillage	129
8.2.4 Résultats du modèle avec profil et validation expérimentale	131
8.3 Conclusion	143
CHAPITRE 9 CONCLUSION	146
RÉFÉRENCES	151

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Configurations de confinement c/L possibles selon la largeur de la veine.	45
Tableau 4.2	Paramètres dynamiques liés à la prévention des instabilités aérodynamiques, établis pour les conditions expérimentales du présent travail.	47
Tableau 4.3	Résultats de $\Delta\alpha$ pour chaque condition expérimentale, attribués aux tolérances d'usinage et aux imprécisions lors du montage du banc d'essai.	51
Tableau 4.4	Résumé des écarts-types maximaux relatifs pour différentes configurations de corde et de dimension de veine.	59
Tableau 5.1	Plan d'expérience selon les dimensions de la veine et de la corde.	64
Tableau 5.2	Constantes physiques utilisées dans les simulations.	64
Tableau 5.3	Positionnement de la sonde optique et de l'anneau d'injection selon la largeur de veine L et la corde c .	67
Tableau 6.1	Valeurs de h_p , et σ pour les expériences	70
Tableau 6.2	Mesures de vitesse réalisées par LDA dans notre section d'essai selon Leila Dhar [1]. Le tableau présente les vitesses mesurées à l'infini (u_∞) et les vitesses maximales (u_{\max}), le nombre de Reynolds associé (Re_∞), le rapport $\Lambda_0 = u_{\max}/u_\infty$, ainsi que la valeur du paramètre n déterminée expérimentalement et celle théorique prédite par l'équation (6.26).	76
Tableau 6.3	Analyse des valeurs de n , $\beta(n)$ et Λ_0 pour différents nombres de Reynolds.	80
Tableau 7.1	Évolution des coefficients normalisés $a(\beta)/a_{\beta=0}$ et $b(\beta)/b_{\beta=0}$ en fonction du titre volumique β , pour différentes configurations de confinement (c/L).	96

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Représentation schématique d'un aménagement hydroélectrique avec captation en profondeur	2
Figure 1.2	Différents emplacements d'injection d'air considérés dans une turbine. [2]	3
Figure 1.3	Évolution de la perte d'efficacité (en %) de la turbine selon le rapport de débit air sur débit d'eau (en %) pour diverses positions d'injection. [2]	3
Figure 2.1	Schéma d'un profil aérodynamique modélisé avec deux degrés de liberté, incluant les repères géométriques et aérodynamiques principaux	6
Figure 2.2	Évolution de la position du centre de poussée normalisée (x_{cp}/c) en fonction de l'angle d'attaque α pour un profil NACA0015 [3]	8
Figure 2.3	C_L et C_D en fonction de l'angle d'attaque α pour le profil NACA0015, simulés à l'aide du logiciel XFOIL à des nombres de Reynolds de 5×10^5 et 1×10^6	9
Figure 2.4	Distribution du profil de vitesse moyenne $u(z)$ dans un écoulement interne confiné : cas laminaire (courbe parabolique de Poiseuille) et cas turbulent (profil aplati avec gradients aux parois) [4].	13
Figure 2.5	Schéma du champ de pression dans le sillage d'un profil avec un axe de rotation situé à mi-corde et soumis à un angle d'incidence non nul. . .	21
Figure 2.6	Schéma du champ de vitesse au sillage d'un profil symétrique à angle d'incidence nul et représentation de la géométrie du sillage.	21
Figure 2.7	Comparaison entre le modèle proposé par Silverstein [5] et les données expérimentales de la distribution du déficit de pression en fonction de la distance latérale normalisée à la ligne centrale du sillage. Les résultats expérimentaux sont présentés pour trois profils symétriques de type NACA (NACA009, NACA012 et NACA018), testés à deux positions différentes : $\bar{x} = 1 + 0.5 \cos(\alpha)$ et $\bar{x} = 3 + 0.5 \cos(\alpha)$	22
Figure 2.8	Distribution du profil de vitesse normalisé $\frac{u}{u_\infty}(\bar{z})$ dans le sillage d'un profil Joukowski symétrique d'épaisseur maximale $0.07c$, à un nombre de Reynolds $Re = 4.28 \times 10^5$ [6]. Les profils sont mesurés à différentes positions aval selon les distances normalisées suivantes : 1, 0.004 ; 2, 0.037 ; 3, 0.111 ; 4, 0.196 ; 5, 0.391 ; 6, 0.586 ; 7, 0.780 ; 8, 0.897 ; 9, 1.014 ; 10, 1.130 ; 11, 1.247 ; 12, 1.364 ; 13, 1.480 ; et 14, 1.543.	24

Figure 2.9	Configurations typiques d'écoulement diphasique interne à co-courant dans des conduites horizontales : écoulements à bulles, à poches, stratifié, ondulaire, à bouchons et annulaire.	27
Figure 2.10	Carte de configuration d'écoulement diphasique de Mahdhane [7]. Domaines d'écoulement identifiés selon les vitesses superficielles liquide J_ℓ et gazeuse J_g . Lignes verte, rouge et bleue : iso- β pour $\beta = 3\%, 6\%$ et 9% respectivement.	28
Figure 2.11	Rapport du coefficient de frottement en fonction du débit d'air, pour différentes vitesses d'écoulement libre u_∞ . Intervalle de confiance à 95 %. Titre volumique β variant de 0.049% à 1.69% [8].	31
Figure 2.12	Rapport du coefficient de frottement en fonction du débit d'air, pour les surfaces inférieure et supérieure, à différentes vitesses d'écoulement libre u_∞ . Données issues de [8].	32
Figure 2.13	Modification de la structure de la couche limite en présence de bulles, selon la direction z . Comparaison entre un écoulement monophasique (gauche) et diphasique (droite) présentant une sous-couche visqueuse, une couche tampon, une couche diphasique à bulles et une couche externe. Données inspirées de [9].	33
Figure 2.14	Régimes d'influence de la taille des bulles et de la vitesse u sur la traînée dans un écoulement diphasique. Domaines : réduction, augmentation ou stratification naturelle gaz-liquide. Zone «irréalisable» identifiée pour certaines combinaisons extrêmes. Plage expérimentale (présente étude) indiquée en rouge [9].	35
Figure 4.1	Schéma du montage expérimental LEGH. Éléments principaux : pompe, séparateur air/eau (débulleur), section d'essai, coude à ailettes. Hauteur totale : 9.7 m ; longueur horizontale : 7.6 m. Sens de l'écoulement indiqué en bleu.	40
Figure 4.2	Axes de référence et positions relatives dans la veine d'essai. Orientation de l'écoulement (u_∞), position de l'axe de rotation du profil (x_i) et de la sonde optique (x_s). Longueur de la veine d'essai : L	41
Figure 4.3	Profil hydrodynamique de test composé d'une portion profilée, soumise à l'écoulement, et d'une portion d'attachement instrumentée pour la mesure des efforts.	43

Figure 4.4	Montage du profil hydrodynamique dans la veine d'essai. De gauche à droite : vue latérale depuis le côté de l'encastrement (portion d'attachement), vue intérieure de la veine selon les axes y et z , vue opposée montrant la portion profilée exposée à l'écoulement.	44
Figure 4.5	Système de rallonge permettant d'adapter la corde du profil à la veine d'essai. (a) Schéma de la rallonge ajoutée en aval du profil de base pour atteindre une corde totale de 250 mm ; (b) pièces usinées correspondantes, incluant les rallonges, la portion d'attachement, les vis de fixation et les inserts.	45
Figure 4.6	Positionnement du profil dans la veine d'essai, centré selon l'axe transversal et incliné à un angle d'incidence α . Longueur de corde c , axe de rotation situé à $c/2$, direction de l'écoulement indiquée par u_∞	46
Figure 4.7	Parties de l'encastrement du profil. Vue générale (à gauche) et zoom sur la jonction entre la portion profilée et la portion d'attachement (à droite), incluant la zone de mesure/déformation et l'élément de blocage pour empêcher la recirculation d'eau.	48
Figure 4.8	Zone d'encastrement du profil conçue pour l'instrumentation. Surfaces plates dédiées à la pose des jauge de contrainte et joint périphérique d'étanchéité pour limiter les infiltrations.	48
Figure 4.9	Disposition des perçages pour le réglage de l'angle d'attaque du profil. Trous en rouge : perçages sur la pièce de fixation du profil. Trous en noir : perçages sur la fenêtre en acrylique de la veine. Intervalles angulaires : 15° et 20° , permettant des positions discrètes et reproductibles du profil.	49
Figure 4.10	Sonde optique à deux fibres de pointe conique. Schéma de principe montrant la position des fibres lors de la détection d'une bulle. . . .	53
Figure 4.11	Illustration du principe de détection d'une bulle unique par une sonde optique à double fibre. À gauche, les instants de transition du signal sont indiqués pour chaque fibre : en bleu, les temps t_1 et t_3 correspondent à l'entrée et à la sortie de la bulle sur la fibre en amont ; en rouge, t_2 et t_4 correspondent aux mêmes transitions sur la fibre en aval, décalée d'une distance $\Delta(x)$. À droite, les signaux analogiques générés par chaque fibre sont représentés en fonction du temps : ils passent de -10 V à +10 V lors de la détection de la phase gazeuse, puis reviennent à -10 V après la traversée de la bulle.	54

Figure 4.12	Schéma d'un demi-pont de Wheatstone utilisé pour la mesure de déformation. Deux jauge de contrainte intégrées : l'une sollicitée mécaniquement, l'autre non sollicitée (référence). Résistances fixes R_1 et R_3 , tension de sortie mesurée par le voltmètre V	55
Figure 4.13	Emplacement des jauge de contrainte sur la portion d'encastrement du profil. Deux demi-ponts de Wheatstone sont associés respectivement à la direction horizontale x_p et à la direction verticale z_p du référentiel du profil. Les flèches indiquent les connexions entre les jauge et les systèmes d'acquisition. Les schémas en encadré illustrent le câblage pour chaque axe de mesure.	56
Figure 4.14	Procédure de calibration des jauge de contrainte par chargement réparti. Les deux premières images illustrent le positionnement horizontal du profil à l'aide d'un niveau à bulle et d'un niveau numérique. Les deux images suivantes montrent l'application de la charge à l'aide de masses connues, réparties sur toute l'envergure du profil au moyen d'un tissu non élastique.	57
Figure 4.15	Dimensions des anneaux d'injection utilisés pour chaque configuration de veine. À gauche : anneau adapté à la grande veine (230 mm de largeur). À droite : anneau pour la petite veine (140 mm de largeur). L'espacement vertical entre les sections d'injection est identique pour les deux dispositifs (120 mm).	60
Figure 4.16	Comparaison entre les méthodes d'injection utilisées pour les expériences diphasiques. Chaque photo en haut correspond à une configuration spécifique de l'anneau d'injection, accompagnée en dessous des cartographies du nuage de bulles (taux de vide ε) mesurées pour quatre combinaisons de vitesse liquide $u_{\ell\infty}$ et de titre volumique β . Les cartographies sont obtenues à la position x de la veine où le profil sera installé. Le rectangle noir indique la zone de projection du profil sur le plan de mesure pour un angle d'incidence de 10° . Le rectangle rouge représente une zone élargie, correspondant au double de la hauteur projetée.	61
Figure 5.1	Axes de référence et positions relatives dans la veine d'essai. Pour la veine $L = 0.15\text{m}$, $x_i = -1.01\text{m}$ et $x_s = 0.35\text{m}$. Pour la veine $L = 0.25\text{m}$, $x_i = -0.99\text{m}$ et $x_s = 0.44\text{m}$	66

Figure 6.1	Profil tridimensionnel de vitesse adimensionnée u^* obtenu par la loi de puissance tridimensionnelle, basée sur la théorie de la couche limite, sans effet de blocage physique ($\sigma = 0$). Résultat conforme à l'équation (eq.6.5).	75
Figure 6.2	En trait plein, le profil de vitesse développée u^* pour différent nombre de Reynolds pour $\sigma = 0$ et $y^* = 0.5$ en utilisant la valeur exacte Λ_0 eq. (6.24). En pointillé est représenté l'approximation de Λ_0 eq.(6.25) . . .	77
Figure 6.3	Profil de vitesse en fonction de σ (paramètres lié au confinement posé par le blocage du profil eq.6.5), pour $z^* = 0.5$ et $Re_\infty = 10^6$ ($n = 7.17$).	78
Figure 6.4	Comparaison des prédictions issues des modèles de Goldstein et de Barlow pour différents cas expérimentaux : $\alpha = 5^\circ$ et 10° , avec $Re = 5 \times 10^5$ et 1×10^6 . Le coefficient de portance normalisé est représenté en fonction de σ , qui traduit le niveau de confinement dû au profil dans le conduit (voir équation 6.5).	82
Figure 6.5	C_L/C_{L_0} en fonction du taux de confinement σ , pour différents modèles théoriques et données expérimentales. Les lignes vertes et bleu ciel correspondent au modèle développé dans ce travail, respectivement pour $Re \approx 10^5$ et $Re \approx 10^9$; la ligne noire représente la solution pour $Re \rightarrow \infty$. Les courbes pleines proviennent d'une intégration numérique de l'équation (6.30), tandis que les pointillés sont issus de l'approximation analytique de l'équation (6.31). Le modèle de Goldstein (lignes pleines bleue et rouge), respectivement pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$ à $Re \approx 10^6$ et celui de Vincenti–Maskell–Elfmark (lignes pontillées bleue et rouge) sont également représentés. Les points expérimentaux sont indiqués par des symboles colorés : rouge ($\alpha = 10^\circ$, $Re \approx 5 \times 10^5$), orange ($\alpha = 5^\circ$, $Re \approx 5 \times 10^5$), bleu ($\alpha = 10^\circ$, $Re \approx 10^6$) et violet ($\alpha = 5^\circ$, $Re \approx 10^6$).	83
Figure 7.1	Carte des régimes d'influence de la taille des bulles et de la vitesse diphasique u sur la traînée, adaptée de [9]. Les différentes zones délimitent les régimes de réduction ou d'augmentation de la traînée, ainsi qu'une zone irréalisable. Nos expériences se situent dans la zone rouge.	88

Figure 7.2	Comparaison des coefficients de portance C_L en fonction de l'angle d'attaque α , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes valeurs du titre volumique $\beta = 0, 0.01, 0.02$ et 0.03 . Les valeurs de référence C_{L0} sont obtenues par simulation XFOIL sans confinement, et les courbes confinées sont corrigées par le facteur $(1 - \sigma)^2$. Les points représentent les mesures expérimentales, tandis que les courbes lissées sont issues d'un ajustement polynomial de type $C_L = a\alpha + b\alpha^3$. Les configurations géométriques sont précisées en (a) à (d).	92
Figure 7.3	Comparaison des coefficients de portance corrigés $C_L/(1 - \sigma)^2$ en fonction de l'angle d'attaque α , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes valeurs du titre volumique $\beta = 0, 0.01, 0.02$ et 0.03 . Les valeurs de référence C_{L0} sont obtenues par simulation XFOIL sans confinement. Les points représentent les mesures expérimentales corrigées du confinement par le facteur $(1 - \sigma)^2$, et les courbes sont ajustées selon le modèle $C_L = a\alpha + b\alpha^3$. Les configurations géométriques sont précisées en (a) à (d).	94
Figure 7.4	Évolution du rapport a/a_0 en fonction du titre volumique β , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes configurations de corde et de veine (voir (a) à (d)). Le rapport a/a_0 compare la pente du coefficient de portance corrigé, obtenue par ajustement $C_L = a\alpha + b\alpha^3$, à la pente de référence sans bulles a_0 , permettant d'évaluer l'influence du titre volumique sur la portance.	97
Figure 7.5	Illustration de la configuration du profil dans la veine d'essai, en position horizontale (à gauche) et verticale (à droite), superposée à la cartographie du nuage de bulles pour $\beta = 0.01$ et $u_{\ell\infty} = 3$ m/s (haut) ou 9 m/s (bas). Les profils sont positionnés dans le plan de mesure yz pour visualiser leur interaction avec la distribution spatiale du taux de vide ε	99
Figure 7.6	Illustration schématique de la position du profil par rapport au nuage de bulles dans la veine d'essai. En haut : configuration horizontale du profil. En bas : configuration verticale. La zone pointillée rouge indique la région inférieure de la veine (petits z), où la concentration en bulles est significativement plus faible.	100

Figure 7.7	Variation du rapport $a(\beta)/a_{\beta=0}$ en fonction du titre volumique β , pour des données expérimentales à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s, et pour différentes configurations géométriques de corde c et de veine L . Les courbes représentent l'évolution de la pente du coefficient de portance corrigé (a) relativement à la valeur sans bulles ($a_{\beta=0}$). La droite noire correspond à la régression empirique $a(\beta)/a_{\beta=0} = 1 - 4.5\beta$, proposée pour modéliser la réduction de portance en fonction de β .	101
Figure 7.8	Comparaison entre les coefficients de portance mesurés C_L et les valeurs corrigées de référence C_{L0} , sur un ensemble de 89 points expérimentaux couvrant différentes vitesses d'écoulement ($u_{\ell\infty} = 2, 3, 6$ et 9 m/s), quatre titres volumiques ($\beta = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.09, 0.15$) et deux configurations géométriques (profil horizontal et vertical). a) Comparaison sans correction ; b) C_L mesuré comparé à $C_{L0}(1 - 4.5\beta)$; c) C_L comparé à $C_{L0}/(1 - \sigma)^2$; d) C_L comparé à $C_{L0}(1 - 4.5\beta)/(1 - \sigma)^2$. La droite pleine représente $y = x$, et les pointillés les bornes ± 0.3 .	103
Figure 8.1	Schéma de la veine d'essai indiquant les positions respectives de l'axe de rotation du profil (à gauche) et de la sonde optique (à droite), définies par les distances x_p et x_s depuis l'entrée de la veine. Le profil est placé au centre vertical $z = L/2$, et l'écoulement s'effectue de gauche à droite avec une vitesse uniforme u_∞	109
Figure 8.2	Photographie de l'injecteur d'air installé en amont de la veine d'essai. L'image illustre la distribution verticale (z) du nuage de bulles généré par injection, observée en vue latérale. Les repères visuels rouges permettent d'estimer la répartition du nuage sur toute la hauteur de la veine.	113
Figure 8.3	Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles mesurées dans une veine de 0.15 m sans profil, pour différentes combinaisons de vitesses d'écoulement $u_{\ell\infty}$ et de titres volumiques β . Les histogrammes en rouge correspondent à la répartition des tailles de bulles, tandis que les points bleus indiquent les vitesses individuelles en fonction du diamètre.	114

Figure 8.4	Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles mesurées sans profil, dans deux veines d'essai de largeurs différentes : 0.15 m (a, c, e) et 0.25 m (b, d). Chaque graphique combine un histogramme (en rouge) de la distribution des tailles de bulles et un nuage de points (en bleu) représentant les vitesses individuelles mesurées en fonction du diamètre.	115
Figure 8.5	Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles dans une veine de 0.25 m, sans profil. Chaque graphique présente un histogramme des tailles de bulles (en rouge) et un nuage de points représentant les vitesses individuelles mesurées (en bleu), en fonction du diamètre. Les résultats sont regroupés pour trois titres volumiques $\beta = 0.01, 0.02$ et 0.03 , et deux vitesses d'écoulement $u_{\ell\infty} = 2 \text{ m/s}$ (a, c, e) et 3 m/s (b, d, f).	116
Figure 8.6	Distribution des tailles et vitesses des bulles selon données expérimentale et modelé de l'équation de Morison (8.1 et 8.2), dans une veine de 0.15 m (a), (c) et (e) et dans une veine de 0.25 m sans profil pour différentes vitesses et différents β	118
Figure 8.7	Schéma du profil de pression dans le sillage d'un profil soumis à un angle d'incidence non nul. Le centre de rotation est situé à mi-corde. Les grandeurs $p(x, h)$, $u(x, h)$, $2\ell(x)$ et $h(x)$ représentent respectivement la pression statique, la vitesse, la largeur totale du sillage et sa hauteur effective à une position x . La différence de pression totale entre l'écoulement libre et le sillage est indiquée sur chaque section.	121
Figure 8.8	Évolution du profil de vitesse $u(x, 0)$ dans le sillage d'un profil symétrique à angle d'incidence nul. La vitesse libre u_∞ , la position longitudinale x , ainsi que la largeur du sillage $2\ell(x)$ sont indiquées à différentes sections aval du profil. Le centre du sillage correspond à l'axe $z = 0$. .	122
Figure 8.9	Écoulement potentiel autour d'un profil Joukowski d'épaisseur maximale de $0.07 c$ et angle d'attaque de 7.5° et données expérimentales avec $Re = 4.37 \times 10^5$ de [6] pour les mêmes conditions.	124
Figure 8.10	Sillage de l'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski d'épaisseur maximale égale à $0.15c$, calculé pour des angles d'attaque $\alpha = 0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 7.5^\circ$ et 10° . Les profils de sillage sont représentés dans un repère adimensionné $\left(\frac{\bar{x}-\cos(\alpha)}{2}, \bar{h} + \frac{\sin(\alpha)}{2}\right)$, illustrant la déviation du sillage induite par la portance.	125

Figure 8.11	Comparaison entre le sillage de l'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski d'épaisseur maximale $0.15c$ et la corrélation analytique proposée eq.(9.7). Les courbes sont tracées pour des angles d'attaque $\alpha = 0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 7.5^\circ$ et 10° , dans le repère adimensionné $(\frac{\bar{x}-\cos(\alpha)}{2}, \bar{h} + \frac{\sin(\alpha)}{2})$. La bonne concordance valide l'usage de la corrélation pour modéliser le fléchissement du sillage.	126
Figure 8.12	Modèles du champ de pression du Sillage d'un NACA0015 avec un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$ dans un écoulement d'eau à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et de ses gradient selon les directions x et z . Les bordures et la ligne centrale du sillage sont tracées pour visualisation du champ.	129
Figure 8.13	Modèle des trajectoires verticales de bulles dans un écoulement d'eau à $u_\infty = 3$ m/s, pour trois positions d'injection et trois diamètres moyens ($d = 0.2$ mm, 2.0 mm, 7.5 mm), suivant une distribution normale. (a) Sans sillage, écoulement transversal uniforme ; (b) Avec sillage généré par un profil NACA0015 de corde $c = 0.25$ m et angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$.	131
Figure 8.14	Comparaison du taux de vide (ε) en fonction de l'axe z mesuré et selon le modelé, entre l'écoulement sans profil (courbe bleu foncé) et avec profil NACA0015 ($c = 0.15$ m) dans une veine de 0.15 m pour différents angles d'attaque. Le z du sillage est indiqué par une ligne verticale pointillée noire.	133
Figure 8.15	Photographie montrant la distribution des bulles autour du profil NACA0015. La zone encadrée en rouge met en évidence le sillage caractéristique, constitué de deux régions de forte concentration de bulles séparées par une zone de faible concentration.	134
Figure 8.16	Modèle des trajectoires des bulles d'une distribution normale des diamètres dans un écoulement transversal d'eau de $u_\infty = 3$ m/s avec l'effet du sillage d'un NACA0015 avec $\alpha = -10^\circ$. La figure montre le profil de concentration de bulles au point x correspondant à la position de la sonde optique, mettant en évidence un pic et deux zones adjacentes de faible concentration.	136
Figure 8.17	Comparaison du taux de vide sans profil (bleu foncé) et avec profil sur $\alpha = 5^\circ$ pour différentes vitesses d'écoulement. Les résultats expérimentaux sont représentés par des lignes pointillées, tandis que les prédictions du modèle sont illustrées par des lignes continues. Les sous-figures (a) à (f) détaillent les différentes conditions de vitesse et dimensions de veine. Toutes les graphiques ont un rapport $c/L = 1$	139

Figure 8.18 Comparaison du taux de vide (ε) en fonction de l'axe z , mesuré et selon le modèle, pour différentes configurations de confinement à une vitesse d'écoulement de $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et un angle d'attaque de $\alpha = -5^\circ$. Les résultats expérimentaux sont représentés par des courbes pointillées, tandis que le modèle est illustré par des courbes pleines. La position du bord de fuite est indiquée par une ligne verticale pointillée noire. . 142

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
BEP	Best efficiency point
Nombres sans dimension	
Fr	Nombre de Froude
Re	Nombre de Reynolds
Ma	Nombre de Mach
We	Nombre de Weber
St	Nombre de Strouhal
Propriétés des fluides	
ρ	Masse volumique du fluide (kg/m ³)
p	Pression (Pa)
s	Vitesse du son (m/s)
μ	Viscosité dynamique (Pa·s)
ν	Viscosité cinématique (m ² /s)
ε	Taux de vide
γ	Constante de Euler-Mascheroni
Cinématique et dynamique des fluides	
\vec{U}	Vecteur vitesse (m/s)
U	Norme du vecteur vitesse (m/s)
u, v, w	Composantes de la vitesse selon x, y, z (m/s)
Q	Débit volumique (m ³ /s)
\dot{m}	Débit massique (kg/s)
δ	Épaisseur de la couche limite (m)
Forces et coefficients aérodynamiques	
\vec{F}	Vecteur Force (N)
C	Coefficient de force hydrodynamique (générique)
C_a	Coefficient de masse ajoutée
C_L	Coefficient de portance
C_D	Coefficient de traînée

Grandeur géométriques	
d	Diamètre (m)
L	Longueur (m)
A	Aire (m^2)
V	Volume (m^3)
S	Surface
c	Corde d'un profil aérodynamique (m)
x_p	Position au long de la corde du profil depuis le bord d'attaque (m)
x_{cel}	Position du centre élastique depuis le bord d'attaque (m)
x_{cp}	Position du centre de poussée (m)
x_{cg}	Position du centre de masse (m)
e_{x_p}	Épaisseur du profil en fonction de la position position depuis le bord d'attaque (m)
$\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$	Positions adimensionnalisées par la corde.
Paramètres mécaniques	
m	Masse (kg)
I	Moment d'inertie ($\text{kg}\cdot\text{m}^2$)
K	Raideur linéaire (N/m)
K_θ	Raideur angulaire (N·m)
σ	Rapport de blocage (confinement)
\vec{g}	Vecteur de l'accélération gravitationnelle (m/s^2)
ω	Fréquence angulaire (rad/s)
Angles et coefficients mathématiques	
α	Angle d'attaque
B	Fonction Bêta d'Euler
Γ	Fonction Gamma
κ	Constante de Kármán
Λ	Facteur de mise à l'échelle de vitesse
Δ	Variation (différentiel générique)
Indices utilisés	
s	Référant à la phase solide

g	Référant à la phase gazeuse
ℓ	Référant à la phase liquide
L	Référant à la portance
D	Référant à la traînée
f	Référant au frottement
∞	Référant à l'écoulement non perturbé
o	Référence à l'écoulement non confiné
b	Référant à une bulle d'air

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

L'hydroélectricité est considérée comme étant une source d'énergie renouvelable grâce aux cycles hydrologiques, qui est la circulation continue de l'eau résultante du chauffage solaire. Elle est aussi une énergie bas carbone du fait des très faibles émissions de gaz à effet de serre au cours de sa vie. Selon le RENEWABLES 2020 GLOBAL STATUS REPORT [10], l'hydroélectricité représente 58% de la production mondiale d'énergie renouvelable. Le Canada se place troisième pays au monde en termes de génération et capacité de production d'hydroélectricité. Le Québec, avec son riche réseau hydrographique, y est un acteur important : 25% de la production hydroélectrique d'Amérique du Nord provient du Québec [11].

Face à l'introduction de nouvelles sources d'énergie renouvelable intermittente (solaire et éolienne) dans les réseaux électriques, les installations hydroélectriques doivent travailler de plus en plus fréquemment en dehors du point de design pour lequel elles ont été dimensionnées. Dans le cas spécifique d'une turbine hydroélectrique, le fonctionnement en dehors de son point optimal (BEP- Best Efficiency Point) cause certaines instabilités telles que la formation de torches de cavitation et l'apparition de vibrations dans la turbine qui réduisent son efficacité et sa durée de vie. Il n'existe pas de production en série de turbines : chaque turbine constitue un prototype. Ainsi, son efficacité revêt une importance majeure, afin que son coût de fabrication soit compensé par la production d'électricité au cours de sa vie utile. Dans cette perspective, la compréhension du comportement des forces hydrodynamiques agissant sur les aubes est indispensable à la phase de conception et de dimensionnement.

D'autre part, la préoccupation croissante envers la préservation de l'environnement conduit les autorités à introduire des règlements plus stricts pour maintenir la qualité de l'eau en milieu aquatique. Généralement, la prise d'eau allant jusqu'à la turbine est placée au fond du réservoir pour des raisons pratiques telles que l'insensibilité face aux variations de niveau du réservoir, ainsi que pour avoir une conduite d'approvisionnement plus courte. Malheureusement, du fait de la stratification de l'eau du réservoir, son fond est souvent faiblement oxygéné, tel qu'illustré à la figure 1.1. Cette eau peu oxygénée est par la suite déversée au fil de l'eau et nuit à la survie de la faune en aval du barrage.

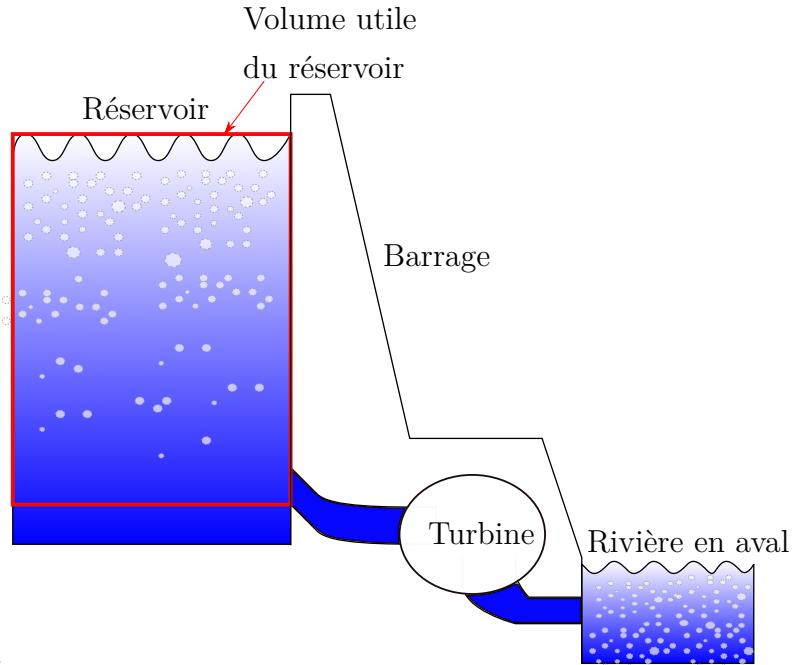


FIGURE 1.1 Représentation schématique d'un aménagement hydroélectrique avec captation en profondeur

Dans ce contexte, l'aération de l'eau turbinée devient une pratique de plus en plus envisagée, car elle permet de répondre simultanément à deux problématiques : réduire l'impact environnemental du rejet d'eau pauvre en oxygène et atténuer certaines instabilités hydro-dynamiques. Traditionnellement, la réduction des vibrations est assurée par un clapet de décharge qui s'ouvre lorsque la pression devient trop basse, ce qui aide à amortir les fluctuations induites par les torches de cavitation. L'introduction contrôlée d'air dans la turbine pourrait, quant à elle, offrir une solution complémentaire pour limiter les déséquilibres dynamiques tout en améliorant la qualité de l'eau relâchée.

Face à la faible adoption de différentes technologies d'aération des turbines, March [2] a étudié en 2011 la performance de trois types : les aérations centrales, périphériques et distribuées, qui sont illustrées à la figure 1.2.

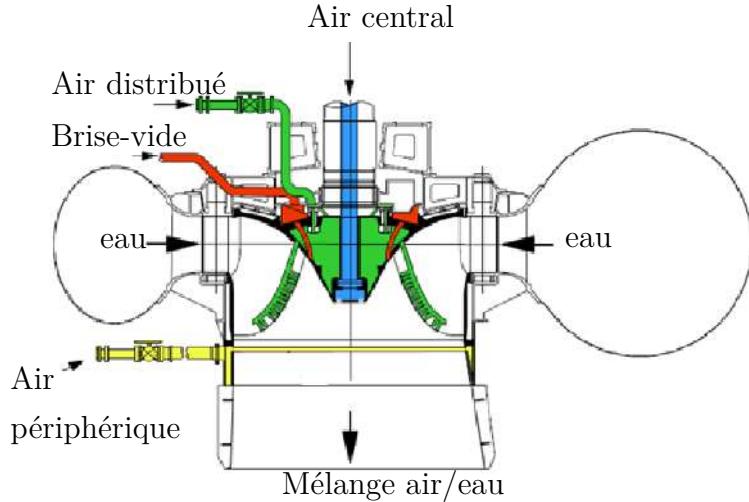


FIGURE 1.2 Différents emplacements d'injection d'air considérés dans une turbine. [2]

La figure 1.3 montre les performances obtenues avec les trois types. L'efficacité est montrée par rapport aux taux d'aération Q_g/Q_ℓ .

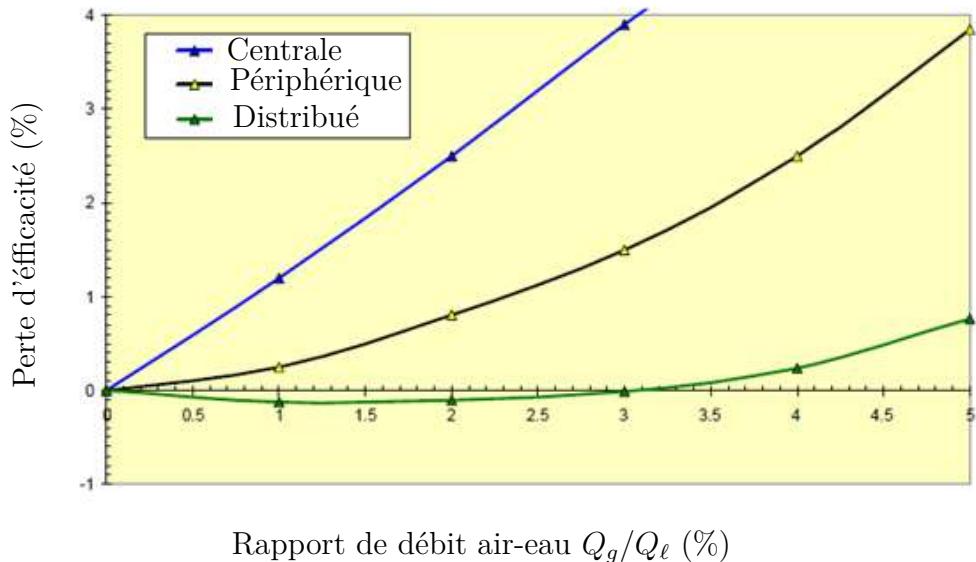


FIGURE 1.3 Évolution de la perte d'efficacité (en %) de la turbine selon le rapport de débit air sur débit d'eau (en %) pour diverses positions d'injection. [2]

March [2] a montré que l'injection d'air au niveau des aubes des turbines pouvait augmenter l'efficacité de la machine par rapport au modèle sans aération. Cette injection peut être réalisée par le biais de l'introduction de profils hydrodynamiques aérants. Toutefois, en réponse aux exigences croissantes des agences environnementales, les turbines sont de plus en plus

aérées, l'aération étant généralement introduite au niveau de l'aspirateur. Dans ce contexte, on peut constater un avantage encore plus marqué en termes d'efficacité lorsque l'aération est effectuée directement au niveau des aubes.

Par contre, les efforts hydrodynamiques sur les corps profilés soumis à un écoulement diphasique ne sont pas encore complètement compris. La prédiction des coefficients d'effort en écoulement diphasique sur le profil de manière générale est essentielle à leur dimensionnement. Comme chaque turbine hydroélectrique est un prototype, les outils prédictifs sont incontournables et leur précision d'autant plus importante.

Ce travail vise à caractériser expérimentalement les efforts hydrodynamiques d'une structure profilée de type NACA0015 soumise à un écoulement diphasique air-eau en conduite confinée. L'étude se concentre sur l'influence combinée de plusieurs paramètres clés, notamment le taux de vide, le nombre de Reynolds, la vitesse d'écoulement, ainsi que les effets de confinement liés à la géométrie de la veine d'essai. Une attention particulière est portée à la modification du profil de vitesse induite par les parois, à travers une approche fondée sur la conservation du débit et l'analyse de la couche limite. Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux modèles théoriques classiques, tels que ceux de Goldstein et de Vincenti–Maskell–Elfmark, et une nouvelle formulation analytique est développée pour mieux prédire l'évolution du coefficient de portance en fonction du taux de confinement. L'impact du taux de vide sur les efforts de portance est également analysé, à partir de campagnes expérimentales systématiques. Par ailleurs, un modèle physique est proposé pour décrire le champ de pression dans le sillage de la structure, permettant de prédire la déviation des trajectoires de bulles en fonction des conditions d'écoulement.

Les expériences sont réalisées à Polytechnique Montréal, au sein d'une grande boucle de circulation d'eau où les paramètres de vitesse et de pression d'écoulement sont rigoureusement contrôlés. Chaque campagne expérimentale implique une installation complète des équipements, des structures et des systèmes de mesure. Une part considérable de ce doctorat a ainsi été consacrée à la conception, au dimensionnement et à la calibration de structures instrumentées, capables de mesurer avec précision les efforts hydrodynamiques. Ce travail expérimental a permis de conduire une analyse approfondie des forces exercées sur un profil soumis à un écoulement diphasique air-eau, en conditions confinées.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Introduction de la revue de littérature

Ce chapitre vise à établir les bases théoriques et expérimentales nécessaires à la compréhension des phénomènes étudiés dans cette thèse. L'objectif principal est d'identifier les mécanismes physiques liés aux efforts hydrodynamiques agissant sur un profil immergé, en tenant compte des effets de confinement, de l'interaction avec un écoulement diphasique et de la dynamique des bulles dans le sillage.

Dans un premier temps, la **section 2.1** présente les notions fondamentales relatives aux profils hydrodynamiques, en mettant l'accent sur leur géométrie, les forces qui s'y exercent, ainsi que les instabilités hydrodynamiques susceptibles d'apparaître. Ces éléments sont essentiels pour modéliser les efforts globaux dans un écoulement.

Ensuite, la **section 2.2** aborde l'effet du confinement sur l'écoulement et les forces fluides. Ce cadre théorique sera mobilisé pour expliquer, dans les chapitres **6** et **7**, comment le confinement modifie la répartition des vitesses et des pressions autour du profil, influençant ainsi les coefficients hydrodynamiques.

La **section 2.3** est consacrée au sillage généré par un corps profilé. Ce phénomène joue un rôle crucial dans la distribution de pression en aval et sera utilisé dans le chapitre **8** pour modéliser l'effet du sillage sur le comportement du nuage de bulles.

La **section 2.4** présente les concepts liés à l'écoulement diphasique, notamment les paramètres caractéristiques et les configurations courantes. Ces notions serviront de base à l'analyse des forces dans un environnement liquide-gaz, comme détaillé dans les chapitres **6**, **7** et **8**.

Enfin, la **section 2.5** traite des techniques de réduction de traînée par injection de bulles (bubble drag reduction). Ces mécanismes de contrôle actif sont étroitement liés aux phénomènes de sillage et d'interaction fluide-structure analysés plus en détail dans le chapitre **8**, où un modèle basé sur la loi de Morison est développé pour prédire la dynamique des bulles.

Ainsi, cette revue de littérature constitue un socle cohérent pour le développement des modèles analytiques et des comparaisons expérimentales présentés dans les chapitres suivants.

2.1 Profil aérodynamique

Cette section introduit les notions fondamentales liées aux profils hydrodynamiques, en particulier leur géométrie, les caractéristiques des profils NACA, les forces générées par l'écoulement fluide ainsi que les instabilités pouvant affecter leur comportement.

La géométrie des profils est essentielle pour définir les points d'application des forces hydrodynamiques et les critères de stabilité utilisés lors du dimensionnement et de l'installation du profil dans le conduit. Les distributions de portance (C_L) et de traînée (C_D) en écoulement libre sont également présentées ici, car elles serviront de références comparatives dans les chapitres suivants pour évaluer les effets du confinement et des écoulements diphasiques sur les performances hydrodynamiques du profil. Cette base théorique permettra ainsi d'interpréter rigoureusement les mesures expérimentales et les simulations numériques développées dans cette thèse.

2.1.1 Géométrie d'un profil aérodynamique

La résultante de chaque force est appliquée aux points suivants (qui sont représentés sur la figure 2.1) :

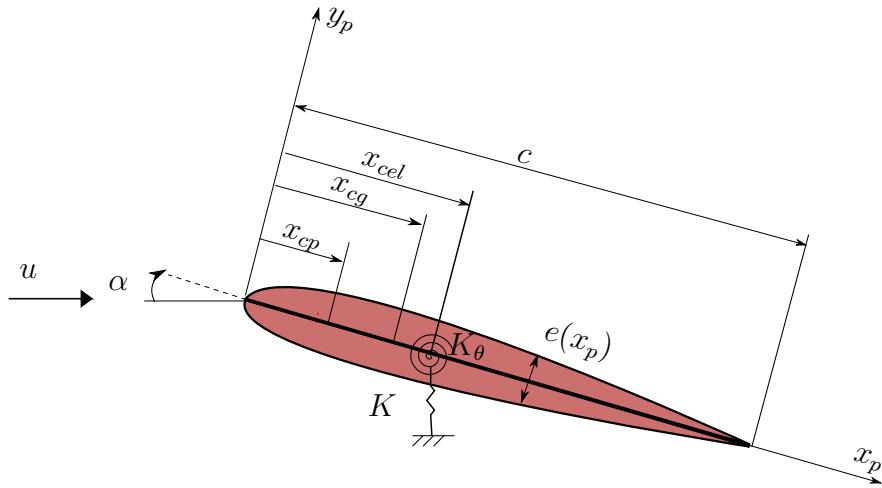


FIGURE 2.1 Schéma d'un profil aérodynamique modélisé avec deux degrés de liberté, incluant les repères géométriques et aérodynamiques principaux

- x_{cp} - La position du centre de poussée : Point d'application de la résultante des forces de pression.
- x_{cg} - Position du centre de masse : Point d'application de la force gravitationnelle.
- x_{cel} - Position du centre élastique : Pivot, le point autour duquel le profil tourne.
- $e(x_p)$ - Épaisseur du profil en fonction de la distance du bord d'attaque.

La position du centre de poussée varie avec l'angle d'attaque du profil du fait de la variation du champ de pression.

2.1.2 Profil NACA

Les profils NACA sont des séries de profils développés par le National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) aux États-Unis et largement utilisés dans l'industrie spécialisée. Pour la série à 4 chiffres (NACA XXXX), les chiffres ont la signification suivante :

- 1^0 - la cambrure maximale.
- 2^0 - le point où se trouve la cambrure maximale à partir du bord d'attaque.
- 3^0 et 4^0 - l'épaisseur maximale du profil.

Tous ces chiffres sont exprimés en pourcentage de la corde.

Les profils à cambrure nulle représentent des profils symétriques, comme les profils NACA 00XX.

Les profils NACA00XX sont définis par l'équation suivante :

$$\frac{e(x_p)}{e_{max}} = 2,969 \sqrt{\frac{x_p}{c}} - 1,26 \frac{x_p}{c} - 3,516 \left(\frac{x_p}{c}\right)^2 + 2,843 \left(\frac{x_p}{c}\right)^3 - 1,015 \left(\frac{x_p}{c}\right)^4 \quad (2.1)$$

Où,

- c : longueur de la corde du profil.
- e_{max} : épaisseur maximale du profil, exprimée en fraction de la corde ($0.15c$ pour un NACA0015.)
- $e(x_p)$: épaisseur locale du profil à la position x_p , également en fraction de la corde.
- x_p : position le long de la corde, mesurée depuis le bord d'attaque.

La position du centre de masse bidimensionnel d'un profil NACA0015, supposé de densité uniforme et symétrique, est donnée par :

$$\frac{x_{cg}}{c} = \frac{\int_0^1 \bar{x}_p e(\bar{x}_p) d\bar{x}_p}{\int_0^1 e(\bar{x}_p) d\bar{x}_p} \quad (2.2)$$

où $\bar{x}_p = x_p/c$ représente la position adimensionnelle le long de la corde.

Ce qui donne :

$$\frac{x_{cg}}{c} \approx 0.420 \quad (2.3)$$

Le centre de gravité bidimensionnel d'un profil NACA0015 se situe donc à environ 42 % de la corde, mesuré depuis le bord d'attaque.

La figure 2.2 présente l'évolution de la position du centre de pression sur un profil NACA0015 en fonction de l'angle d'attaque $\alpha(^{\circ})$, pour un nombre de Reynolds de 1×10^6 . Cette courbe a été obtenue à partir de données issues du logiciel XFOIL et ajustée à l'aide d'une régression par Zhang [3]. On observe que, dans la plage angulaire analysée (-10° à 10°), le centre de pression se déplace progressivement vers l'arrière du profil à mesure que l'angle d'attaque augmente. Ce comportement est cohérent avec les prédictions de la théorie du profil mince.

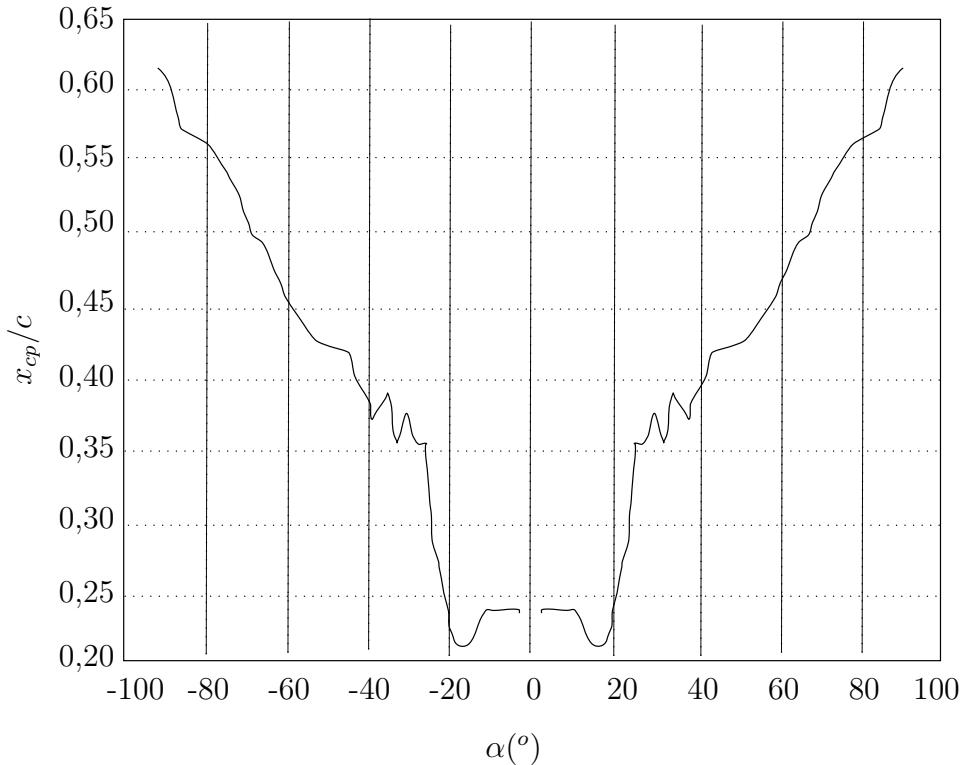


FIGURE 2.2 Évolution de la position du centre de poussée normalisée (x_{cp}/c) en fonction de l'angle d'attaque α pour un profil NACA0015 [3]

On peut voir que pour des angles entre -10 et 10 degrés le x_{cp} est placé à environ $0,23 c$ du bord d'attaque. Mais entre -20 et 20 degrés, il reste entre 21% et 23% de la corde.

2.1.3 Forces sur un profil aérodynamique

Les forces fluides qui s'exercent sur un corps soumis à un écoulement transversal proviennent de l'application de la pression et des contraintes visqueuses sur la paroi. La force résultante peut être décomposée en une force colinéaire à l'écoulement, appelée traînée (F_D) ; et une

force normale à l'écoulement appelée portance (F_L).

Ces forces sont adimensionnées par les coefficients de force fluide. Ils représentent les forces exercées sur un corps soumis à un écoulement. On peut les obtenir en divisant la force exercée par le fluide par le produit de la pression dynamique et de la surface de référence.

Ces coefficients ne sont pas constants. Ils varient en fonction de la géométrie du corps, de l'angle d'attaque et des nombres de Reynolds et de Mach. Dans le cas d'un profil, la surface de référence est la corde multipliée par l'envergure.

$$C_D, C_L = f(\text{géométrie}, \alpha, Re, Ma) \quad (2.4)$$

La figure 2.3 montre la variation des coefficients de traînée (C_{D0}) et de portance (C_{L0}) dans un écoulement non confiné à faible nombre de Mach pour un profil NACA0015 aux nombres de Reynolds de 5×10^5 et 1×10^6 .

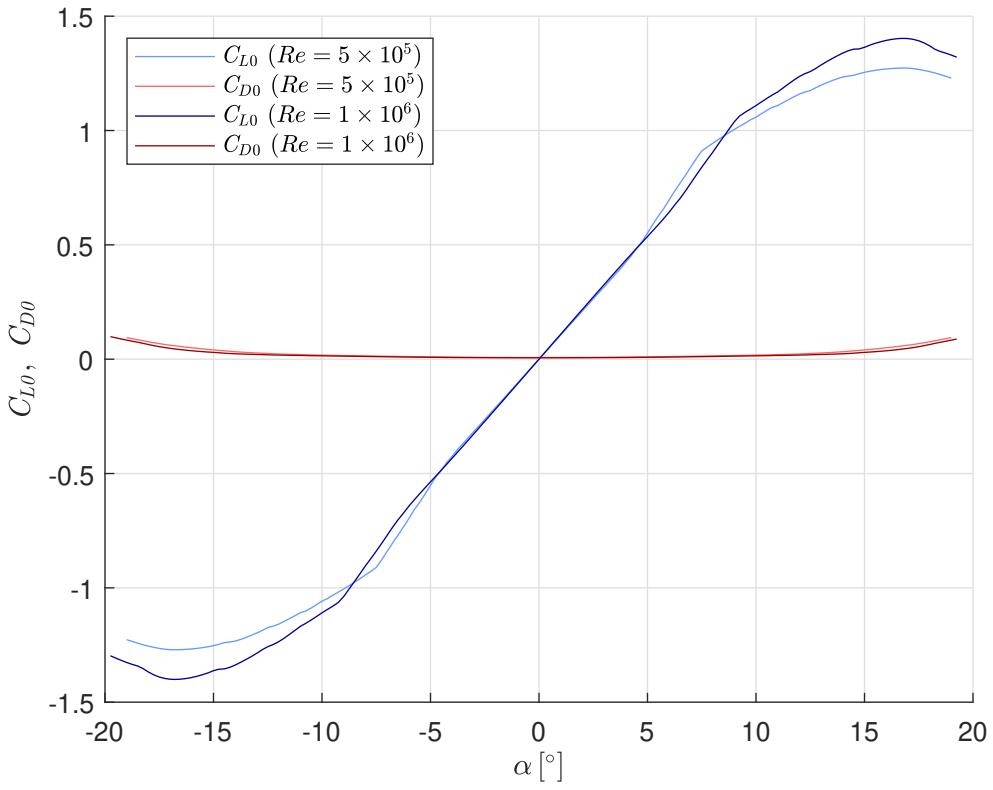


FIGURE 2.3 C_{L0} et C_{D0} en fonction de l'angle d'attaque α pour le profil NACA0015, simulés à l'aide du logiciel XFOIL à des nombres de Reynolds de 5×10^5 et 1×10^6 .

Pour les deux régimes étudiés, on observe une relation quasi-linéaire entre C_{D0} et C_{L0} dans

la plage d'angles d'attaque considérée. Cette corrélation peut être approximée par une loi empirique de la forme :

$$C_{D0} \approx 0.0085C_{L0}^2 + 0.0073 \quad (2.5)$$

Il convient de noter que cette tendance reste valide tant que l'écoulement demeure attaché, avant l'apparition du décrochage, ce qui est vérifié ici pour des angles d'attaque inférieurs à 12° .

2.1.4 Instabilités hydrodynamiques associées au profil

Les profils hydrodynamiques soumis à un écoulement peuvent présenter divers types d'instabilités, susceptibles d'altérer significativement leur comportement dynamique et les mesures associées. Ces instabilités incluent notamment la *divergence d'aile*, phénomène statique causé par l'interaction entre la portance et la flexibilité du profil, ainsi que deux formes de *flottement* : le *flottement par confusion de fréquence*, qui résulte d'un couplage dynamique entre les modes structurels et les excitations fluides, et le *flottement par décrochage*, directement lié aux variations non linéaires de la portance lors de l'apparition d'un décollement. Une bonne compréhension de ces phénomènes est essentielle pour garantir la stabilité du système profil-écoulement, en particulier dans les configurations expérimentales où la précision des mesures est primordiale.

Les différents mécanismes d'instabilité mentionnés ci-dessus obéissent à des critères spécifiques, qu'il est essentiel de définir afin d'identifier les conditions limites de stabilité du profil dans l'écoulement. Ces critères permettent de distinguer les régimes sûrs des régimes susceptibles de conduire à des comportements divergents ou auto-excités.

Divergence d'une aile Dans l'hypothèse quasi-statique, De Langre [12] fait l'analyse en considérant un degré de liberté (rotation). La divergence d'une aile qui est une instabilité statique peut se produire.

Si l'on néglige l'amortissement, pour assurer la stabilité du système, il faut que la raideur équivalente du système reste positive :

$$K_\theta - \rho u^2 c \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} (x_{cel} - x_{cp}) > 0. \quad (2.6)$$

Flottement par confusion des fréquences En effectuant l’hypothèse quasi-statique, De Langre [12] fait l’analyse de stabilité en considérant deux degrés de liberté (translation et rotation), comme montré à la figure 2.1. Une instabilité par confusion de fréquence des deux modes de vibration (rotation et translation) peut se produire sous certaines conditions. De Langre [12] et Pines [13] définissent comme condition suffisante de stabilité le fait que le centre élastique soit en aval du centre de gravité.

$$x_{cg} - x_{cel} > 0 \quad (2.7)$$

Flottement par décrochage Lorsque le corps accélère, on a une vitesse relative de l’écoulement qui, à cause de la géométrie non cylindrique du corps, développe un champ de pression dont la résultante va dans le même sens que l’accélération du corps. À ce moment, le fluide fournit de l’énergie au corps en mouvement et la vibration s’amplifie.

Le critère d’instabilité développé par Den Hartog [14] propose qu’il aura une instabilité si :

$$\frac{dF_L}{d\alpha} + F_D < 0 \quad (2.8)$$

Les corps à géométrie allongée comme les profils aérodynamiques ont une grande stabilité naturelle [15]. Par contre, cette stabilité change avec le changement d’angle d’attaque. Au-delà d’un certain angle, la couche de fluide se détache de la surface du profil (décrochage) et la pente $\frac{dF_L}{d\alpha}$ devient négative.

2.2 Effet du confinement sur les forces fluide

Dans cette section, on examine comment la présence de parois proches influence l’écoulement autour d’un profil, en modifiant les profils de vitesse et les coefficients hydrodynamiques. Différents modèles de correction sont présentés, issus d’approches théoriques et expérimentales.

Ces modèles permettent non seulement de corriger les coefficients mesurés en conditions confinées, mais ils offrent également une base de comparaison précieuse pour identifier les paramètres géométriques et dynamiques les plus influents. Cette analyse préparera ainsi le terrain pour le chapitre consacré à l’étude des effets du confinement sur les forces fluides, où ces paramètres seront étudiés de manière systématique à travers des simulations et des expérimentations contrôlées.

Dans un canal à section fermée, la présence de parois latérales, de sol et de plafond (murs du tunnel) constraint l’écoulement et engendre un effet de confinement (ou interférence des parois) qui modifie les efforts aérodynamiques mesurés par rapport à des conditions en écou-

lement libre. En particulier, le flux ne peut pas s'écarte librement autour du modèle, ce qui provoque une accélération locale de l'écoulement et une altération de la distribution de pression. Il en résulte typiquement une portance mesurée plus élevée que la portance réelle non confinée. Il est donc nécessaire d'appliquer des corrections de confinement sur les coefficients hydrodynamiques mesurés.

On caractérise généralement l'importance du confinement par le taux de blocage, défini comme la fraction de la section de test occupée par le modèle (surface projetée du modèle divisée par la surface de la veine). Lorsque le taux de blocage est faible, l'effet des parois est quasi-négligeable. En revanche, pour des modèles de grande taille relative au tunnel, l'écart dû au confinement peut devenir significatif et atteindre plusieurs dizaines de pourcents sur la portance mesurée. Des lignes directrices issues de l'expérience recommandent de limiter le taux de blocage en dessous d'environ 5%–10% pour les essais en soufflerie subsonique conventionnelle, sans quoi les corrections deviennent importantes et moins certaines [16]. Néanmoins, dans de nombreux cas pratiques (grands modèles, installations de taille limitée, essais à nombre de Reynolds élevé), il est inévitable de travailler avec un certain blocage, d'où l'importance de quantifier et corriger l'effet de confinement.

2.2.1 Théorie de la couche limite et profil de vitesse

Sur un écoulement interne, afin de maintenir la condition de non glissement, la vitesse du fluide aux parois d'un canal est nulle et elle augmente vers le centre. White [4] montre que le profil de la vitesse moyenne suit une parabole de Poiseuille, mais si l'écoulement est turbulent le profil de vitesse est plus aplati.

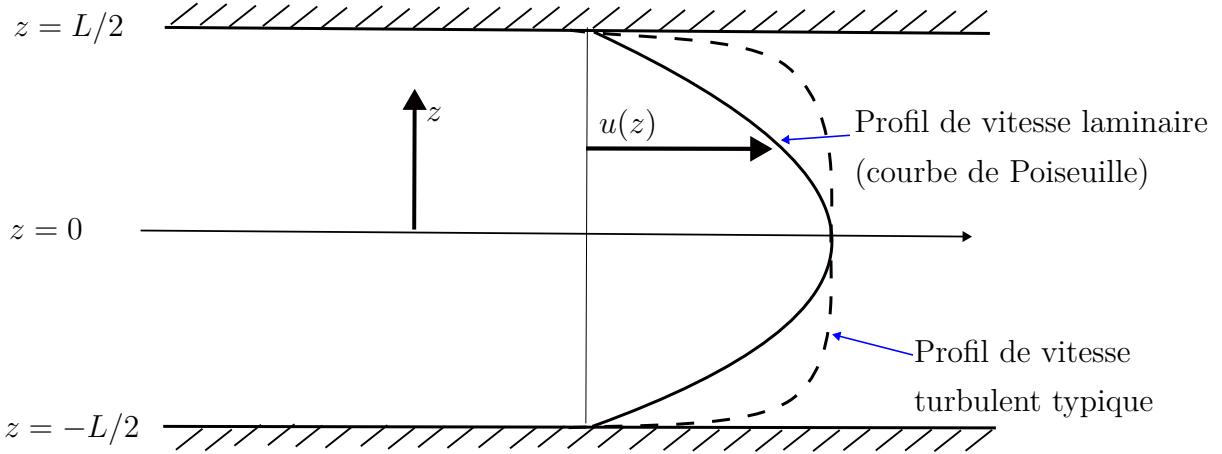


FIGURE 2.4 Distribution du profil de vitesse moyenne $u(z)$ dans un écoulement interne confiné : cas laminaire (courbe parabolique de Poiseuille) et cas turbulent (profil aplati avec gradients aux parois) [4].

Dans son travail, Rodi [17] a conclu que la modélisation du profil de vitesse peut être faite de deux façons différentes, qui dépendent principalement de la région de l'écoulement que l'on souhaite modéliser :

- Pour les modélisations fines et précises près des parois, la loi de la paroi est préférable en raison de sa capacité à capturer les détails fins du profil de vitesse influencés par la viscosité et la turbulence près de la paroi.
- Pour une description globale de l'écoulement, en particulier loin des parois ou dans des situations où une approche plus généralisée est suffisante, Prandt [18] a développé la loi de puissance, qui est donnée par :

$$\frac{u(r)}{u_{\max}} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.9)$$

où :

- n est une constante dont la valeur dépend du nombre de Reynolds. Il vaut normalement entre 7 et 9 pour les écoulements turbulents complètement développés.
- r est la distance de la paroi du tube
- R est le rayon du tube.
- u_{\max} est la vitesse maximale de l'écoulement au profil de vitesse.

2.2.2 Modèles de correction des coefficients hydrodynamiques en condition confinée

Premiers travaux

Les premières bases théoriques de l'effet des parois sur les profils aérodynamiques ont été posées par Glauert dans son ouvrage *The Elements of Airfoil and Airscrew Theory* [19], publié en 1926. Il y développe une analyse de l'écoulement potentiel autour d'un profil placé entre deux parois parallèles (plafond et plancher d'une soufflerie), en utilisant la méthode des images. Cette approche montre que la circulation autour du profil est amplifiée par l'induction des parois, ce qui entraîne une augmentation du coefficient de portance mesuré. Il démontre également que cette augmentation est proportionnelle à la contraction du jet, elle-même dépendante du taux de confinement vertical.

Ces travaux théoriques ont été prolongés dans les années 1930 [20], où il propose une méthode pour estimer l'influence d'une veine d'essai fermée sur les forces aérodynamiques exercées sur une aile en écoulement incompressible. Dans cette approche, l'aile est modélisée par des singularités (sources, tourbillons), tandis que les parois sont représentées par des conditions aux limites imposant l'incompressibilité du flux confiné. Sur cette base, il a été établi que les coefficients de portance C_L et de traînée C_D mesurés dans une veine fermée diffèrent de ceux mesurés en atmosphère libre C_{L0} et C_{D0} , selon un facteur de correction fonction du taux de confinement σ_0 , défini par :

$$\sigma_0 = \frac{\pi^2}{48} \left(\frac{c}{L} \right)^2 \quad (2.10)$$

où c est la corde du profil et L la hauteur de la section d'essai accueillant le profil.

Dans l'article “*Two-Dimensional Wind-Tunnel Interference*”, Goldstein [21] a proposé une première formulation de la correction de portance basée sur l'effet de confinement. Il y montre que la portance mesurée C_L peut être liée à la portance en écoulement libre C_{L0} via une correction liée à un facteur d'interférence géométrique. Pour un fluide incompressible, pour les profils minces, faiblement cambrés et ayant de faibles coefficients aérodynamiques, Goldstein propose une correction de type :

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{1}{1 - \sigma_0} \quad (2.11)$$

Modèle de Vicenti (1944)

Toutefois, Allen et Vicenti [22] affinent ce modèle en introduisant de nouveaux termes dans l'équation de correction. Ces ajustements visent à mieux représenter les effets du confinement en tenant compte de l'inclinaison latérale de l'écoulement (effet d'obliquité), de la traînée induite et des perturbations supplémentaires dans le champ de vitesse. Cette version raffinée du modèle permet d'améliorer la précision des corrections appliquées aux coefficients aérodynamiques dans des veines confinées. Dans son travail, il analyse l'effet de la compressibilité du fluide en plus de considérer le blocage divisé en deux parties : le blocage solide et le blocage du sillage.

Le blocage dit solide résulte de la présence physique du modèle, qui réduit partiellement la section utile à l'écoulement dans la veine. Cette réduction effective de l'aire de passage entraîne une accélération du fluide à l'amont immédiat du corps, ce qui induit une augmentation artificielle de la vitesse locale et, par conséquent, de la pression dynamique perçue par le modèle.

Quant au blocage de sillage, il est associé au développement d'une région de fluide perturbé en aval du corps, causée par la séparation de l'écoulement. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la traînée du modèle est importante. La taille du sillage dépend fortement de la géométrie du corps et de la quantité d'énergie extraite du flux. Ainsi, plus le sillage est étendu, plus son influence sur le champ de vitesse environnant est significative, ce qui augmente les erreurs potentielles sur les forces mesurées [16].

Vicenti a analysé expérimentalement le coefficient de portance d'un profil NACA0012 sur différents angles d'attaque, variant entre -1° et 9° et avec rapport c/L entre 0.25 et 1. Vicenti [23], introduit également un facteur de forme dans son modèle. Dans son travail, il donne un tableau avec les valeurs du facteur de forme en fonction de la famille du profil et du rapport entre son épaisseur maximale et sa corde.

Contributions de Maskell (1973) et amélioration empirique par Elfmark (2022)

La contribution de Maskell [24] dans l'étude des corrections de blocage s'est distinguée par une approche fondée sur la conservation de la quantité de mouvement, appliquée à des corps minces en décrochage, typiquement des plaques planes centrées dans la veine d'essai. Sa méthode se démarquait des approches traditionnelles en négligeant les effets de volume (blocage solide), pour se concentrer sur les perturbations induites par le sillage développé. En l'absence de données précises sur la pression de base en conditions idéales, Maskell a considéré cette pression comme uniforme, ce qui lui a permis de proposer une correction applicable à des

configurations où le volume du corps est négligeable, comme les plaques minces.

Dans le cas des profils portants, notamment ceux générant une portance significative ou présentant une géométrie plus complexe, Elfmark [25] a proposé une amélioration du modèle de Maskell en y intégrant un facteur empirique. Cette contribution vise à affiner la prise en compte de l'effet de blocage dans les mesures de traînée effectuées en soufflerie fermée. Le facteur introduit permet de mieux représenter l'influence conjointe du sillage et de la portance sur la dynamique de l'écoulement confiné. Bien que dérivée du cadre théorique de Maskell, la formulation d'Elfmark repose sur des ajustements expérimentaux qui renforcent la précision des corrections appliquées aux profils portants en conditions confinées.

Correction de portance déduite des travaux de Barlow (1999)

Barlow [16] joue un rôle fondamental dans la synthèse et la mise en application des méthodes de correction des effets de confinement dans les tunnels aérodynamiques à basse vitesse. Dans son ouvrage de référence, il rassemble et organise les approches développées par divers auteurs tels que Glauert, Goldstein, Allen & Vincenti, et Maskell, en les comparant de manière cohérente et rigoureuse. Bien que les équations et facteurs de forme proviennent de ces chercheurs pionniers, c'est grâce à la formalisation systématique proposée par Barlow que ces résultats théoriques ont été rendus accessibles sous une forme pratique et directement exploitable dans un cadre expérimental.

Il distingue clairement les différents types de blocage : le blocage solide, lié à l'occupation physique de la veine, le blocage de sillage, causé par la restriction de l'expansion de la veine de sillage, et l'interférence structurelle du système de support. Barlow fournit également des recommandations concrètes sur les conditions d'application, les plages de validité et les paramètres à mesurer, ce qui fait de ses travaux une référence incontournable pour les ingénieurs expérimentateurs.

À partir des contributions fondamentales de Vincenti [23], Maskell [24] et Elfmark [25], une formulation empirique synthétique peut être déduite pour estimer le coefficient de portance en veine confinée. Cette approche suit la démarche systématique proposée par Barlow [16], qui a organisé de manière cohérente les différents modèles de correction disponibles dans la littérature, en particulier ceux relatifs aux effets de blocage solide et de sillage.

Le modèle de Barlow repose sur l'utilisation du coefficient de traînée mesuré pour quantifier les effets du confinement. Toutefois, dans les cas où cette donnée expérimentale est indisponible ou entachée d'incertitude, une approche alternative peut être mise en œuvre. Celle-ci consiste à estimer la traînée corrigée à partir de la formulation de Maskell, enrichie par un

facteur empirique introduit par Elfmark pour les profils portants. Cette combinaison permet d'obtenir une estimation cohérente du coefficient de traînée, servant ensuite à corriger le coefficient de portance selon le modèle de Vincenti.

Les deux expressions ci-dessous traduisent respectivement : (1) la correction du coefficient de traînée en fonction du rapport de blocage h_p/L , où h_p désigne la hauteur projetée du corps et L la hauteur de la veine ; selon la méthode combinée de Maskell et Elfmark ; (2) la correction du coefficient de portance, telle que proposée par Vincenti, en fonction du taux de confinement σ_0 et du coefficient de traînée corrigé :

$$C_D = \frac{C_{D0}}{1 - 0,9 C_{D0} \frac{h_p}{L}} \quad (2.12)$$

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{1}{1 - 1.95 C_D \sqrt{\sigma_0} - 1.61 \sigma_0} \quad (2.13)$$

En injectant l'expression (2.12) dans l'équation (2.13), on obtient une relation synthétique applicable directement aux profils symétriques de type NACA0015, dans laquelle les facteurs de forme sont déjà intégrés :

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{1.95 C_{D0} \sqrt{\sigma_0}}{1 - 0.9 C_{D0} \frac{h_p}{L}} \right) - 1.61 \sigma_0} \quad (2.14)$$

Cette formulation finale, bien que non explicitement présentée par Barlow, s'inscrit dans le prolongement logique de sa méthodologie et peut être utilisée à partir du seul coefficient de traînée en écoulement libre et des caractéristiques géométriques du système.

Des études expérimentales récentes viennent compléter les modèles classiques de correction des effets de confinement. Boutilier et Yarusevych [26] ont montré que, même avec des taux de blocage modérés (4–8 %), les erreurs sur la portance pouvaient atteindre 9 % dans des régimes à bulle de séparation, suggérant une limite aux modèles analytiques comme ceux de Vincenti ou Maskell. Crawford et Birk [27] ont observé une forte interaction entre les parois et le sillage dans un conduit rectangulaire, conduisant à des pertes non prédictes par les modèles basés

sur l'écoulement potentiel. Enfin, Rainbird et al. [28] ont mis en évidence la surestimation systématique des forces post-décrochage dans des tunnels classiques, malgré l'application des corrections traditionnelles, renforçant l'intérêt des dispositifs à parois tolérantes au blocage.

2.3 Profil de pression au sillage d'un corps aérodynamique

Le sillage joue un rôle majeur dans la distribution de pression et les pertes énergétiques. Cette section explore la forme, la structure et la localisation du sillage généré par un corps profilé immergé, à partir d'études expérimentales et théoriques.

Les connaissances présentées ici serviront de base pour le développement du modèle du champ de pression utilisé dans le chapitre consacré à l'influence du profil sur les trajectoires des bulles. Ce modèle repose sur l'hypothèse que le déficit de pression généré par le sillage est le principal moteur de la focalisation des bulles. Par ailleurs, les observations qualitatives sur la position du sillage issues de cette section seront utilisées comme références comparatives pour la validation du modèle numérique de fluide potentiel présenté dans ce même chapitre.

2.3.1 Modélisation du sillage à partir des forces fluides

Une façon d'analyser la traînée causée par les effets de frottements sur un corps en écoulement transversal est à travers le déficit de pression dans le sillage [5]. La traînée de section d'aile peut être obtenue à partir de la différence de pression totale en amont et en aval du profil. Des méthodes théoriques pour l'obtention du profil de traînée en fonction des mesures des pressions au sillage des corps soumis à un écoulement fluide ont été proposées par Betz [29] et Jones [30] puis validés expérimentalement par plusieurs chercheurs [5], [31], [32], [33]. L'analyse de la traînée par la méthode de l'étude de la zone de sillage mesure les pressions statiques ainsi que la diminution de la pression totale dans cette région. Ces valeurs sont ensuite comparées à la pression totale du flux libre. Le déficit de pression ainsi obtenu, qui représente essentiellement la perte de quantité de mouvement dans l'écoulement, permet de relier directement ce déficit de pression à la traînée de profil.

Le profil de la traînée dans le sillage peut être donné par la relation de Betz [29] :

$$F_D = \rho \ell_e \int_{-\ell}^{\ell} u(z) (u_\infty - u(z)) dz \quad (2.15)$$

où :

- ℓ_e est l'envergure du profil aérodynamique ;
- $-\ell$ et ℓ représentent les bornes inférieure et supérieure de la section transversale du sillage ;
- u_∞ est la vitesse de l'écoulement incident en amont, supposée uniforme ;
- $u(z)$ est la vitesse locale mesurée dans le sillage en fonction de la position z .

Pour des distances suffisamment grandes en aval, où la pression statique est supposée rétablie, le coefficient de traînée peut être évalué par la formule expérimentale validée par Clark [34] :

$$C_D = \frac{1}{c} \int_{-\ell}^{\ell} \left(1 - \frac{u(z)^2}{u_\infty^2} \right) dz \quad (2.16)$$

Silverstein [5], [31] a mené des études expérimentales sur des profils aérodynamiques à échelle réelle, dans le cadre de l'analyse de l'écoulement d'air autour d'une aile d'avion. Il a utilisé des profils NACA 0009, 0012 et 0018, avec une corde de 6 pieds et envergure de 36 pieds. À partir des mesures de la pression hydrodynamique dans le sillage de ces profils, il a proposé un ensemble de relations empiriques permettant de caractériser la dynamique du sillage en fonction de la traînée et de la distance en aval.

Afin de caractériser ses expériences et d'analyser ses résultats, il a utilisé les nombres adimensionnels suivants, illustrés dans les figures 2.5 et 2.6.

$$\bar{\ell}(x) = \frac{\ell(x)}{c} \quad (2.17)$$

$$\bar{x} = \frac{x}{c} \quad (2.18)$$

$$\bar{z} = \frac{z}{c} \quad (2.19)$$

$$\bar{h}(x) = \frac{h(x)}{c} \quad (2.20)$$

$$\eta(\bar{x}, 0) = \frac{\left(p_\infty + \frac{\rho u_\infty^2}{2} \right) - \left(p(\bar{x}, 0) + \frac{\rho u^2(\bar{x}, 0)}{2} \right)}{\frac{\rho u_\infty^2}{2}} \quad (2.21)$$

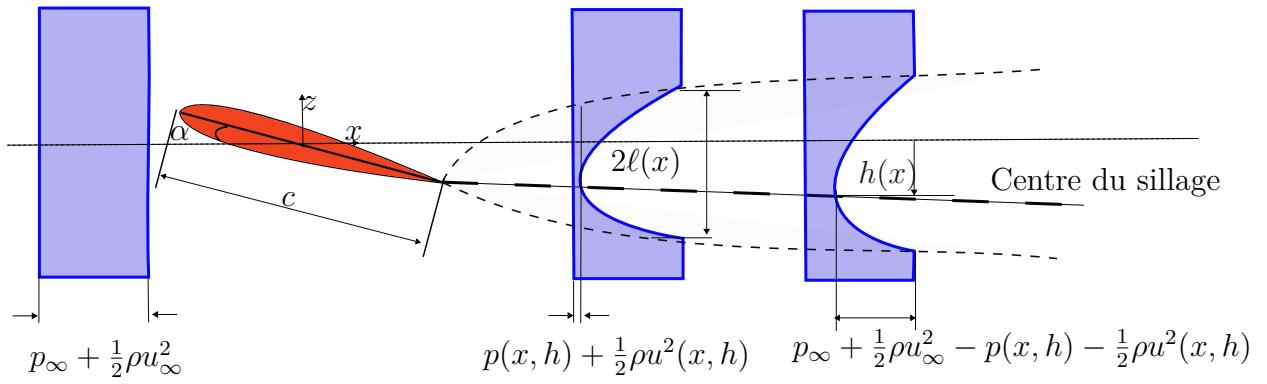


FIGURE 2.5 Schéma du champ de pression dans le sillage d'un profil avec un axe de rotation situé à mi-corde et soumis à un angle d'incidence non nul.

La position du bord de fuite du profil les coordonnées x et z données par :

$$\left[\left(1 - \frac{x_{cel}}{c} \right) \cos \alpha, - \left(1 - \frac{x_{cel}}{c} \right) \sin \alpha \right] \quad (2.22)$$

Si l'axe de rotation du profil se trouve à sa demi-corde $x_{cel} = 0.5c$, donc elles deviennent :

$$(0.5 \cos \alpha, -0.5 \sin \alpha)$$

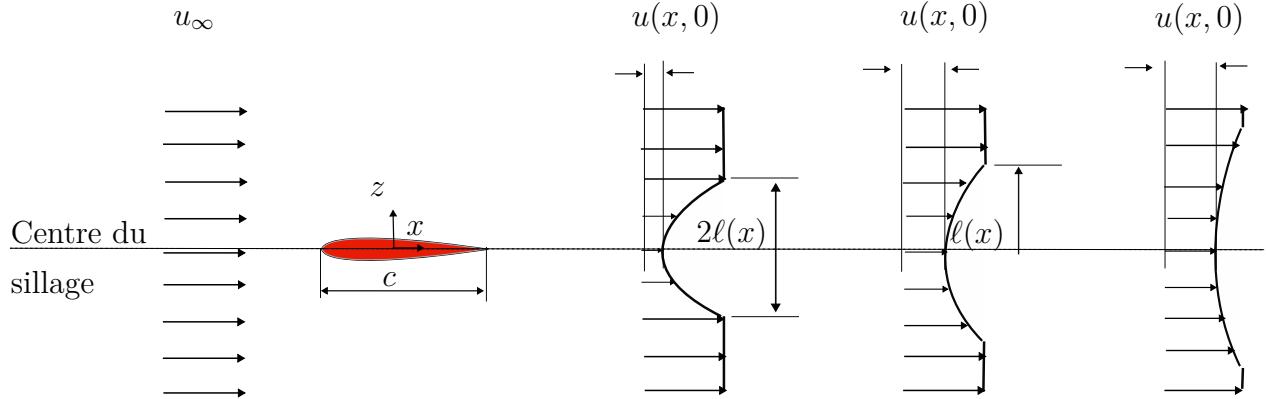


FIGURE 2.6 Schéma du champ de vitesse au sillage d'un profil symétrique à angle d'incidence nul et représentation de la géométrie du sillage.

Ses conclusions ont mis en évidence que la localisation du sillage est principalement influencée par la portance et ses dimensions, ainsi que par la traînée. Il a également démontré que le

déficit de pression est maximal au centre du sillage et décroît progressivement avec la distance en aval du bord de fuite.

Forme du sillage

Ses corrélations empiriques ont été développées en prenant comme référence le bord de fuite du profil. Si on considère l'axe de rotation du profil sur la demi-corde, le bord de fuite est donc donné par l'expression adimensionnelle $\bar{x} + 0.5\cos\alpha$. Sur la condition $\alpha = 0$ et donc $\bar{h} = 0$, Silverstein [5] a mesuré les déficits de pression à partir du centre du sillage vers les bords (au sens du largeur du sillage), sur une distance en aval du bord de fuite de plus d'une corde pour trois profils symétriques (NACA009, NACA0012 et NACA0018). Ses résultats expérimentaux sont montrés sur la figure 2.7 :

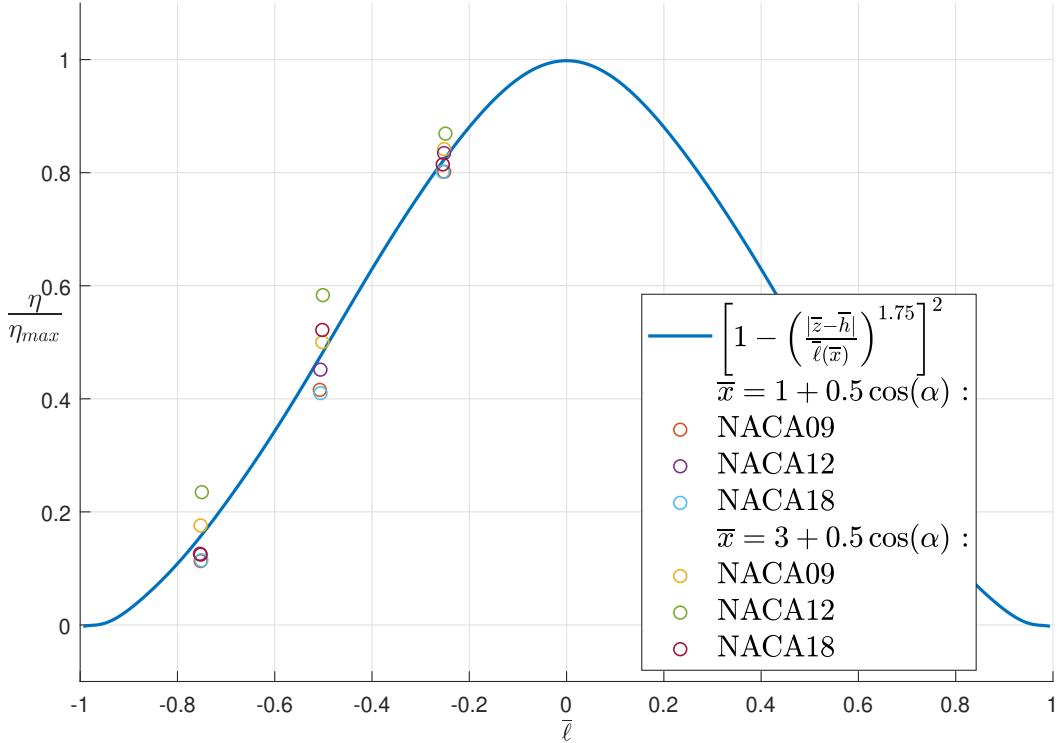


FIGURE 2.7 Comparaison entre le modèle proposé par Silverstein [5] et les données expérimentales de la distribution du déficit de pression en fonction de la distance latérale normalisée à la ligne centrale du sillage. Les résultats expérimentaux sont présentés pour trois profils symétriques de type NACA (NACA009, NACA0012 et NACA0018), testés à deux positions différentes : $\bar{x} = 1 + 0.5 \cos(\alpha)$ et $\bar{x} = 3 + 0.5 \cos(\alpha)$.

L'étude expérimentale a révélé que la perte de pression totale au centre du sillage suit une décroissance en fonction de la distance en aval et du coefficient de traînée, selon la relation suivante :

$$\eta_{max}(\bar{x}) = \frac{2.23 C_D^{0.5}}{\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.3}. \quad (2.23)$$

La relation empirique obtenue pour la largeur du sillage est donnée par l'équation 2.24 :

$$\bar{\ell}(\bar{x}) = 0.68 C_D^{0.5} (\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.15)^{0.5} \text{ pour } \bar{x} \geq 0.5 \cos \alpha \quad (2.24)$$

Il a également proposé une relation décrivant la dissipation du déficit de pression, depuis l'axe central du sillage jusqu'à ses bords, donnée par l'équation 2.25.

$$\eta(\bar{x}, \bar{z}) = \eta_{max}(\bar{x}) \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{\bar{\ell}(\bar{x})} \right)^{1.75} \right]^2 \quad \bar{z} \in [-\bar{\ell} + \bar{h}, \bar{\ell} + \bar{h}] \quad (2.25)$$

Emplacement du sillage

Pour les angles d'attaque non nuls, le centre du sillage est décalé d'une distance $\bar{h}(x, \alpha)$, comme est montré sur la figure 2.5. Pour $\bar{x} = 0.5 \cos \alpha$, \bar{h} correspond exactement à la position z du bord de fuite du profil. Certains auteurs ont étudié expérimentalement le sillage pour les angles non nuls [5, 6, 31, 35, 36]. Silverstein [5] a effectué l'acquisition expérimentale des emplacements du centre des sillages pour un profil non symétrique U.S.A. 45 à partir des plusieurs angles d'attaque différents. Il a vérifié que l'angle du centre du sillage n'est pas constant, mais qu'il réduit avec la distance du bord de fuite.

Bahafi [36] a tracé les vitesses locales dans le sillage du profil NACA0012 à faible nombre de Reynolds de 5.3×10^3 . Banafi a mesuré le profil de vitesse aux distances de 0, 0.6, 1.2, 1.8 et 2.4 cordes à partir du bord de fuite pour les angles d'attaque de 0° , 5° , 10° et 15° . Il a observé que, pour les distances $\bar{x} + (1 - \frac{x_{cel}}{c} \cos \alpha) > 1.5$, le sillage n'était plus asymétrique et son centre ne suivait plus une trajectoire courbée, comme pour les distances plus petites.

Kim [35] a fait des expériences avec un NACA0012 de corde 180 mm sur nombres de Reynolds de 2.3×10^4 , 3.3×10^4 et 4.8×10^4 . Il mesuré les profil de vitesse au sillage sur les distances $\bar{x} + (1 - \frac{x_{cel}}{c} \cos \alpha)$ de 0.1, 0.3, 0.5 et 1, pour angles d'attaque de 3° et 6° . Il a conclu que l'emplacement du centre du sillage est dépendant du nombre de Reynolds et de l'angle d'attaque.

Kornilov [6] a réalisé des expériences avec des profils symétriques de JOUKOWSKI ayant une corde de 257 mm et une épaisseur maximale correspondant à 0.07 de la corde. Il se distingue des autres auteurs par avoir effectué ses expériences à des nombres de Reynolds plus élevés, menées pour un nombre de Reynolds basé sur la corde de 4.28×10^5 . Ses résultats montrent que l'angle de déviation du centre du sillage reste presque constant jusqu'à une distance de $\bar{x} + \left(1 - \frac{x_{cel}}{c} \cos \alpha\right) = 1.5$. La figure 2.8 montre ses résultats pour un angle de 7.5° à 14 distances du bord de fuite, variant de $\bar{x} + \left(1 - \frac{x_{cel}}{c} \cos \alpha\right) = 0.004$ jusqu'à 1.534.

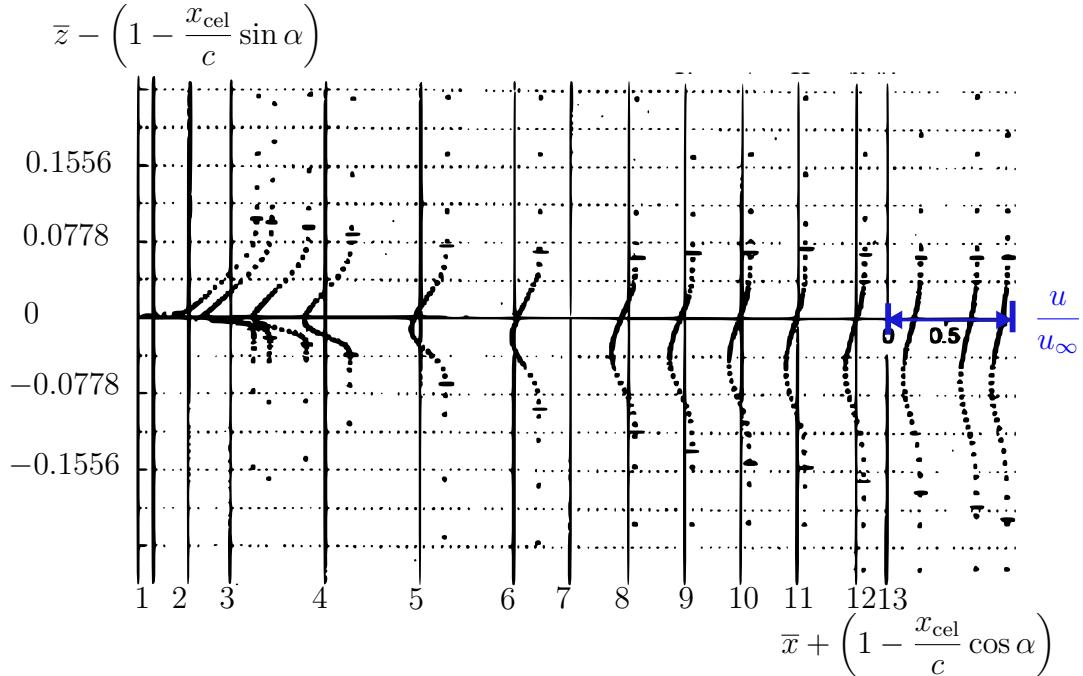


FIGURE 2.8 Distribution du profil de vitesse normalisé $\frac{u}{u_\infty}(\bar{z})$ dans le sillage d'un profil Joukowski symétrique d'épaisseur maximale $0.07c$, à un nombre de Reynolds $Re = 4.28 \times 10^5$ [6]. Les profils sont mesurés à différentes positions aval selon les distances normalisées suivantes : 1, 0.004; 2, 0.037; 3, 0.111; 4, 0.196; 5, 0.391; 6, 0.586; 7, 0.780; 8, 0.897; 9, 1.014; 10, 1.130; 11, 1.247; 12, 1.364; 13, 1.480; et 14, 1.543.

2.4 Écoulement Diphasique

Cette section présente les principes fondamentaux des écoulements diphasiques, incluant les principaux paramètres physiques ainsi que les différentes configurations observées dans les applications hydrodynamiques.

Les grandeurs introduites ici, telles que la fraction volumique, la vitesse superficielle, ou encore les régimes d'écoulement, seront utilisées pour définir et caractériser les écoulements étudiés en présence de bulles d'air dans les chapitres suivants. Cette base conceptuelle est donc essentielle pour l'analyse des phénomènes diphasiques, tant au niveau de la modélisation que de l'interprétation des résultats expérimentaux.

2.4.1 Paramètres des écoulements diphasiques

Selon Shih-I Pai [37], à cause des grandes différences entre les propriétés des différents états de la matière, on peut classer les écoulements diphasiques selon la nature des phases. Dans notre cas, nous étudions les écoulements gaz (g)-liquide (ℓ).

Pour bien caractériser et bien définir les écoulements diphasiques, certaines définitions préalables sont importantes.

Taux de vide (ε)

C'est la moyenne temporelle de volume de gaz (V_g) sur le volume total ($V_g + V_\ell$) :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_\ell} \quad (2.26)$$

Si l'écoulement se fait dans un tuyau, en considérant A comme la section transversale dans le plan yz , on peut écrire l'équation sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \frac{A_g \Delta x}{A_g \Delta x + A_\ell \Delta x} = \frac{A_g}{A_g + A_\ell} = \frac{A_g}{A} \quad (2.27)$$

Vitesse superficielle ou Flux Volumique (J_k)

Est défini par le rapport du débit volumique de la phase sur l'aire de la section :

$$J_k = \frac{Q_k}{A} \quad (2.28)$$

où k désigne la phase considérée, soit g pour la phase gazeuse, soit ℓ pour la phase liquide.

En l'absence d'indice, la grandeur fait référence à l'écoulement diphasique global.

Titre Volumique (β)

C'est le rapport entre le débit volumique de la phase et le débit total de l'écoulement :

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_\ell} \quad (2.29)$$

Si l'on divise par la section :

$$\beta = \frac{\frac{Q_g}{A}}{\frac{Q_g}{A} + \frac{Q_\ell}{A}} = \frac{J_g}{J_g + J_\ell} = \frac{A_g u_g}{A_g u_g + A_\ell u_\ell} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{u_\ell}{u_g}} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right) \frac{u_\ell}{u_g}} \quad (2.30)$$

Facteur de glissement (S)

Le facteur de glissement est le rapport entre les vitesses moyennes de chaque phase.

$$S = \frac{u_g}{u_\ell} \quad (2.31)$$

Flux massique (G_k)

Le flux massique est défini par le rapport du débit massique sur l'aire de la section.

$$G_k = \frac{\rho_k Q_k}{A} \quad (2.32)$$

2.4.2 Configurations des écoulements diphasiques

Weisman [38] classifie les écoulements diphasiques selon les configurations spatiales de chaque phase. Les écoulements horizontaux co-courant sont divisés en six configurations d'écoulement montrées par la figure 2.9 :

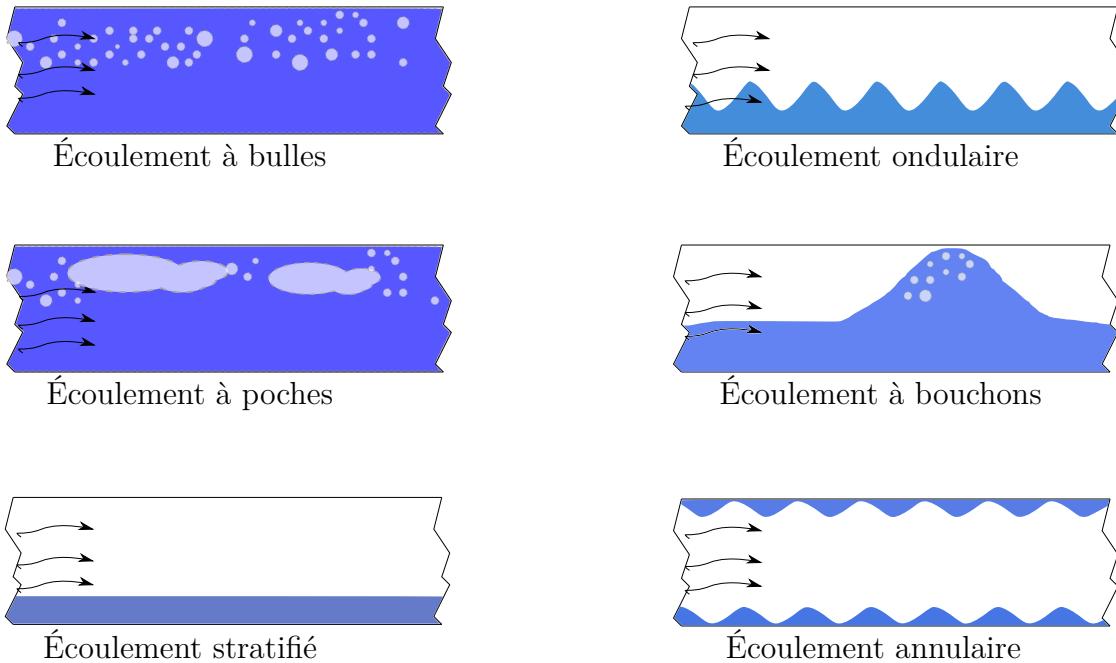


FIGURE 2.9 Configurations typiques d'écoulement diphasique interne à co-courant dans des conduites horizontales : écoulements à bulles, à poches, stratifié, ondulaire, à bouchons et annulaire.

La configuration de l'écoulement est fonction principalement des débits et des vitesses relatives dans chacune des phases.

- Écoulement à bulles : Caractérisé par une phase gazeuse dispersée sous forme de bulles dans une phase liquide continue. Est causé par un faible débit de gaz.
- Écoulement à poches : Lorsque le débit de gaz augmente, les bulles commencent à coalescer en formant des poches, qui sont des bulles allongées. [39].
- Écoulement stratifié : L'action de la gravité domine : la phase liquide reste en bas et l'interface est presque lisse. Cette configuration se produit pour de faibles vitesses des deux phases.
- Écoulement ondulé : Si l'on augmente la vitesse de la phase gazeuse, on aura un comportement ondulatoire de l'interface, dû à l'interaction entre les deux phases.
- Écoulement à bouchons : Pour les vitesses encore plus hautes l'amplitude des ondes générées augmentent et peuvent bloquer la section, soit l'écoulement à bouchon.
- Écoulement Annulaire : Pour des vitesses encore plus hautes apparaît l'écoulement annulaire, où le centre est rempli par la phase gazeuse et la phase liquide reste à la périphérie.

Cartes d'écoulement

Dans l'objectif de prévoir la configuration d'un écoulement diphasique, les chercheurs se sont intéressés aux relations entre les paramètres d'un écoulement et son régime. Kostering [40] a introduit l'idée des cartes de configuration d'écoulement. Ensuite, plusieurs auteurs ont développé des cartes pour des mélanges et des configurations d'écoulement plus variés. [41–44]. La carte de Baker [41] est encore utilisée aujourd'hui et a été révisée et améliorée par de multiples auteurs. Pour les écoulements horizontaux, on peut citer les importants travaux de Mahdhane [7], Troniewski et Ulbrich [45] ou encore Taitel et Duckler [46].

Mahdhane [7], à partir d'une banque de données d'environ 6000 observations de configurations et de l'analyse de 1178 d'entre elles, a proposé la carte qui est considérée actuellement comme la plus fiable pour les écoulements diphasiques horizontaux. La figure 2.10 montre la carte de Mahdhane.

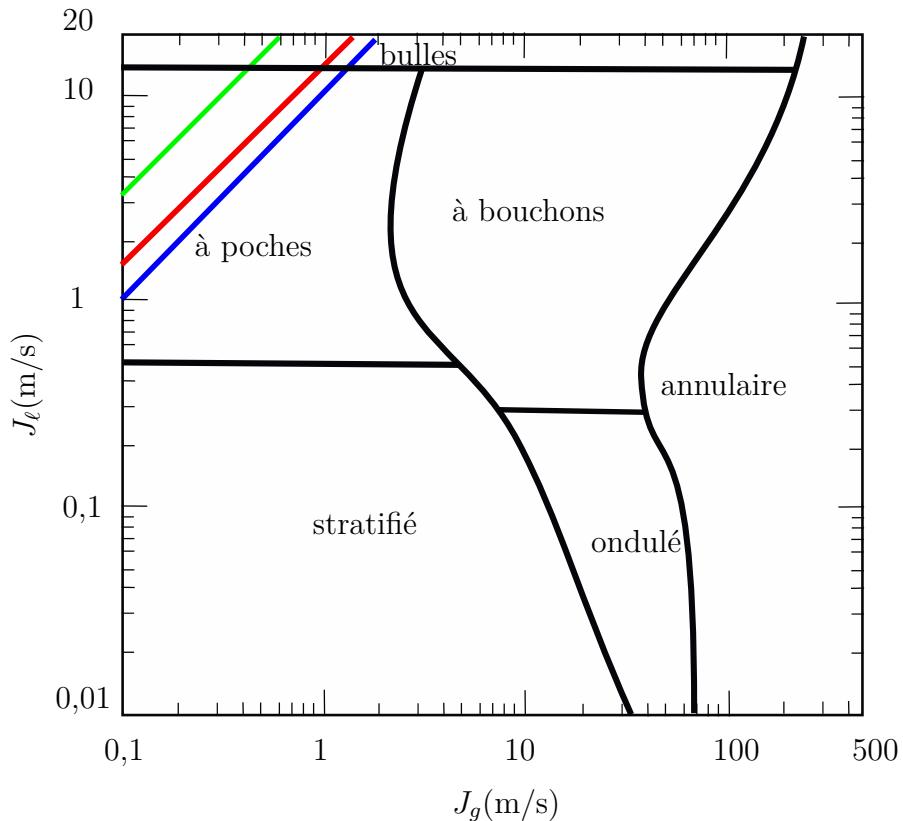


FIGURE 2.10 Carte de configuration d'écoulement diphasique de Mahdhane [7]. Domaines d'écoulement identifiés selon les vitesses superficielles liquide J_ℓ et gazeuse J_g . Lignes verte, rouge et bleue : iso- β pour $\beta = 3\%, 6\%$ et 9% respectivement.

2.5 Coefficients d'efforts en écoulement diphasique

Ici, l'accent est mis sur les méthodes de réduction de traînée par injection de bulles, connues sous le nom de *Bubble Drag Reduction* (BDR). Ce mécanisme actif repose sur une diminution du frottement visqueux à l'interface fluide-solide, permettant ainsi une réduction significative des efforts de traînée dans les écoulements diphasiques.

Les mécanismes explorés dans cette section seront repris et approfondis dans le chapitre 7, qui analyse l'impact du taux de vide sur les efforts hydrodynamiques en présence de bulles, avec une attention particulière portée à l'évolution de la portance. Bien que les forces de frottement contribuent à la fois à la traînée et à la portance, il convient de rappeler que, pour des structures de type profil hydrodynamique, les forces de pression jouent généralement un rôle prédominant dans la génération de la portance.

Les efforts sur les corps soumis à des écoulements diphasiques sont étudiés dans la littérature selon des conditions très spécifiques. Selon l'objectif d'application, les études existantes peuvent être divisées en cinq grands groupes :

- Études dans le domaine de l'énergie nucléaire et des échangeurs de chaleur : les géométries n'y sont cependant pas profilées et les taux de vide utilisés sont grands (les résultats disponibles sont pour taux de vide plus grands que 50%).
- Études sur la cavitation : des géométries profilées sont utilisées, mais la condition diphasique est générée par détachement de l'écoulement à la surface du profil, résultant l'apparition de zone de cavitation. Il n'y a donc pas de contrôle sur le principal paramètre : le taux de vide.
- Les recherches sur les éoliennes, où des géométries profilées sont étudiées avec l'injection de gouttelettes d'eau dans un écoulement d'air. Ces expériences, qui visent à simuler la pluie, ont des conditions différentes de celles d'injection de bulles d'air dans l'eau.
- Il existe des études ponctuelles sur les profils aérants, c'est-à-dire où l'injection d'air est obtenue à partir du profil. Par contre, ces études n'analysent que le comportement de l'écoulement.
- Finalement, dans le domaine de l'industrie navale, on trouve des études sur des structures plates ou profilées soumises à des écoulements diphasiques air-eau, avec des taux de vide qui varient de 0,01% à plus que 10% (Donc, se trouvent dans notre plage d'intérêt). Ce sont des études de réduction de traînée par injection de bulles.

2.5.1 Réduction de traînée par injection de bulles (Bubble drag reduction - BDR)

La réduction de la traînée d'un corps soumis à un écoulement est un sujet d'intérêt pour l'industrie navale. Une méthode permettant de réaliser cet effet est d'insérer de l'air à la couche de contact entre le corps et le fluide. Le concept vient du 17^{ème} siècle par les études de frottement hydrodynamique de l'ingénieur et architecte naval William Froude. Par contre, les premières études théoriques ont été réalisées bien plus tard : au début des années 1960 [47,48], dans lesquelles a été observée une réduction du frottement résultante d'une couche d'air entre l'écoulement et le corps.

Une décennie plus tard, la première expérience avec bulles a été réalisée. McCormick [49] a analysé la réduction de la traînée d'un corps avec des bulles résultant d'une électrolyse. Dans son expérience, il a créé des bulles d'un diamètre d'environ $60 \mu\text{m}$ qui ont réduit la traînée de 20 à 30 %. Les vitesses de l'écoulement allaient jusqu'à 2,8 m/s et le nombre de Reynolds plus grand que $2,4 \times 10^6$.

Par la suite, certains travaux ont essayé de comprendre le mécanisme à l'origine de cet effet. Plusieurs recherches ont été réalisées pour différentes configurations d'écoulement et certains chercheurs ont réussi à atteindre une réduction du frottement local jusqu'à 90% [50]. L'écoulement horizontal a été étudié notamment par Madavan [8] qui a observé la réduction du frottement par l'injection de bulles.

La force de frottement (F_f) est donnée par :

$$F_f = \frac{1}{2} C_f \rho u^2 S_c \quad (2.33)$$

Où

C_f est le coefficient de frottement

S_c est la surface mouillée

Les chercheurs ont pensé en premier lieu que l'effet serait principalement dû aux changements des propriétés physiques, comme la densité et la viscosité. En 1987, Marie [51] a étudié l'effet de la densité : il a observé que sa réduction, résultante de l'injection de bulles, causait également une réduction de la traînée.

En 1996, Guin [52] a montré que la réduction de traînée est liée au taux de vide de l'écoulement, mais principalement à sa valeur dans la couche limite. Evseev [53] a utilisé un canal horizontal pour étudier l'effet d'injection de bulles sur la réduction de traînée. Il a ainsi

confirmé que le taux de vide dans la couche limite est un paramètre important pour la réduction de traînée. Il a également observé que la réduction de traînée devient plus importante quand on augmente le taux de vide.

Avec l'objectif d'obtenir des données pour des nombres de Reynolds plus grands que la plupart des expériences réalisées jusqu'alors, Elbin [54] a conduit en 2008 des essais à vitesse d'écoulement de 20 m/s et $Re = 2,2 \times 10^8$. La variation de la tension de surface a été testée en ajoutant du surfactant dans l'eau : il a alors été observé que son effet sur le BDR était faible. Il a précisé l'influence du taux de vide en concluant que le taux d'injection d'air augmente de façon linéaire l'effet de réduction de traînée.

Madavan [8] a utilisé une section rectangulaire avec l'injection par la surface inférieure au travers d'une plaque poreuse. Il a exécuté ses tests en nombre de Re d'une grandeur 10^7 . Ses expériences confirment de façon plus précise les observations de McCormick [49], que la traînée est plus petite pour les vitesses plus faibles. Ses résultats sont montrés sur la figure (2.11).

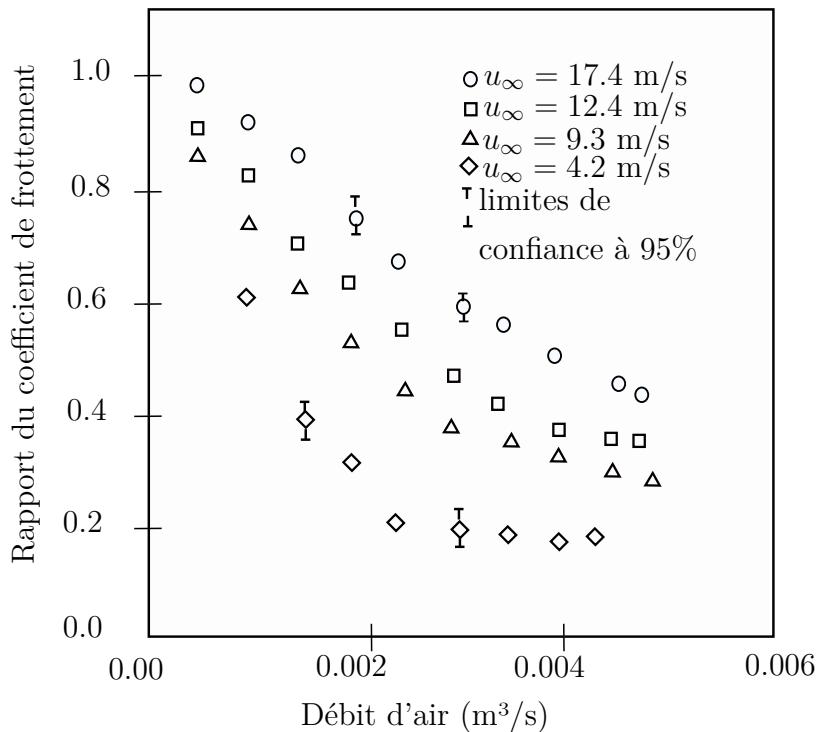


FIGURE 2.11 Rapport du coefficient de frottement en fonction du débit d'air, pour différentes vitesses d'écoulement libre u_∞ . Intervalle de confiance à 95 %. Titre volumique β variant de 0.049% à 1.69% [8].

Madavan [8] a également observé que l'effet est plus présent sur la paroi supérieure, en indi-

quant l'influence de la force d'Archimète sur le nuage des bulles. Ses données sont présentées à la figure (2.12). Evseev [53] a remarqué plus tard aussi que le BDR est toujours fort à la paroi supérieure, cependant, il est réduit à la paroi inférieure lorsque l'on s'éloigne en aval de l'injection.

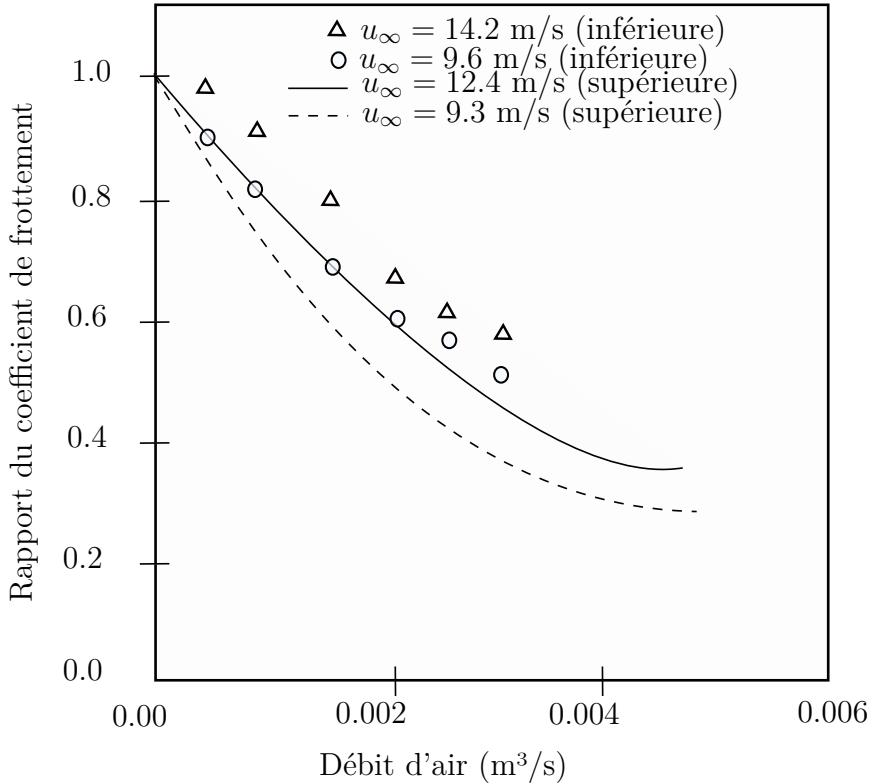


FIGURE 2.12 Rapport du coefficient de frottement en fonction du débit d'air, pour les surfaces inférieure et supérieure, à différentes vitesses d'écoulement libre u_∞ . Données issues de [8].

Evssev [53] a fait des études expérimentales plus récemment sur une structure plate soumise à un écoulement d'eau avec des bulles d'air. Avec des vitesses d'écoulement allant de 4 à 11 m/s et des Re compris entre 3 et 8×10^6 , il a fait varier la pression hydrostatique de la section d'essai dans une plage allant de 10 à 200 kPa (0,1 à 2 Bar). Il a noté que l'augmentation de la pression résulte en une chute de l'effet BDR. Ce comportement est attribué à une décroissance du taux de vide proche de la paroi.

En revanche, lors de ses expériences, Gabillet [55] a conclu que les bulles pouvaient augmenter la turbulence proche de la paroi et se comporter comme une rugosité additionnelle. Donc, l'effet sur le frottement dépendait de l'interaction des bulles avec la couche limite, qui est illustrée à l'image 2.13.

La Figure 2.13 illustre comment l'injection de bulles peut profondément modifier la structure classique d'une couche limite turbulente. Dans la configuration sans bulles à gauche, on distingue les sous-couches classiques : la sous-couche visqueuse, la couche tampon, la couche externe et enfin l'écoulement principal.

L'image à droite soulève deux questions fondamentales liées à l'introduction de bulles : premièrement, leur position préférentielle dans la couche limite, et deuxièmement, leur effet de remplacement ou de perturbation des structures tourbillonnaires originales. La présence de bulles entraîne la formation d'une couche biphasique avec des comportements dynamiques différents, qui ne peuvent plus être décrits par les modèles classiques monophasiques. En fonction de leur taille, les bulles peuvent soit augmenter les efforts de cisaillement en se comportant comme une rugosité (effet observé par Gabillet [55]), soit diminuer le coefficient de frottement si elles sont plus petites que les structures cohérentes de turbulence (comme montré par Hara [56]).

Ainsi, cette figure met en évidence que l'effet des bulles est fortement dépendant de leur position relative dans la couche limite et de leur taille comparée à l'unité de paroi ℓ^+ et à l'épaisseur de la couche limite.

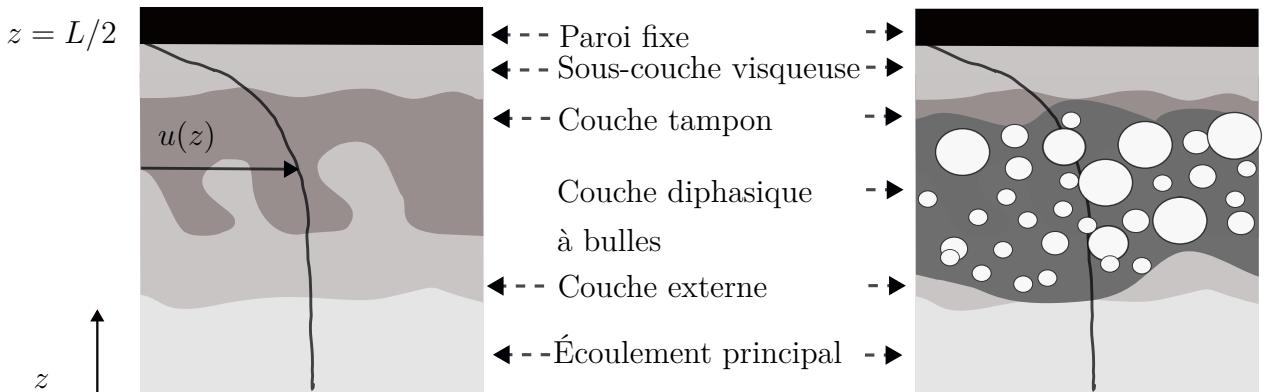


FIGURE 2.13 Modification de la structure de la couche limite en présence de bulles, selon la direction z . Comparaison entre un écoulement monophasique (gauche) et diphasique (droite) présentant une sous-couche visqueuse, une couche tampon, une couche diphasique à bulles et une couche externe. Données inspirées de [9].

Kitagawa [57] a observé qu'en fonction de la taille des bulles, celles-ci peuvent augmenter le C_f . D'autre part, Hara [56] a montré que si la taille relative des bulles est plus petite que les tourbillons de la couche limite, elles peuvent réduire le C_f . Donc, le mécanisme d'interaction entre les bulles et la couche limite dépend de la taille relative des bulles par rapport à l'épaisseur de la couche limite et par rapport aux dimensions de ses tourbillons.

Murai [9] propose une classification des bulles en trois catégories : microbulles, petites bulles et grandes bulles. Cette distinction repose sur la comparaison entre le diamètre des bulles et deux échelles caractéristiques de la couche limite : son épaisseur et l'unité de paroi des structures tourbillonnaires, notée ℓ^+ , définie comme suit :

$$\ell^+ = \frac{\nu}{\bar{u}} \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad (2.34)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide, \bar{u} la vitesse moyenne de l'écoulement et C_f le coefficient de frottement pariétal. Les microbulles sont définies comme ayant un diamètre inférieur à $10\ell^+$.

La figure 7.1 présente une synthèse réalisée par Murai [9], dans laquelle l'auteur a catalogué, à partir des expériences précédemment menées par d'autres chercheurs, le comportement du taux de réduction du frottement (BDR) en fonction des tailles et des vitesses des bulles. Cette classification permet de visualiser les conditions dans lesquelles une diminution ou une augmentation du coefficient de frottement peut être observée.

Il convient de souligner que cette section a principalement abordé la réduction des efforts hydrodynamiques par diminution du frottement pariétal, un mécanisme central dans les études de *Bubble Drag Reduction* (BDR). Ce phénomène aura une influence notable sur nos analyses expérimentales. Toutefois, dans le cas spécifique des profils hydrodynamiques étudiés dans ce travail, les forces de pression tendent à être plus déterminantes que les forces de frottement, notamment en ce qui concerne la génération de portance. Cette distinction sera essentielle pour l'interprétation des résultats développés dans les chapitres suivants.

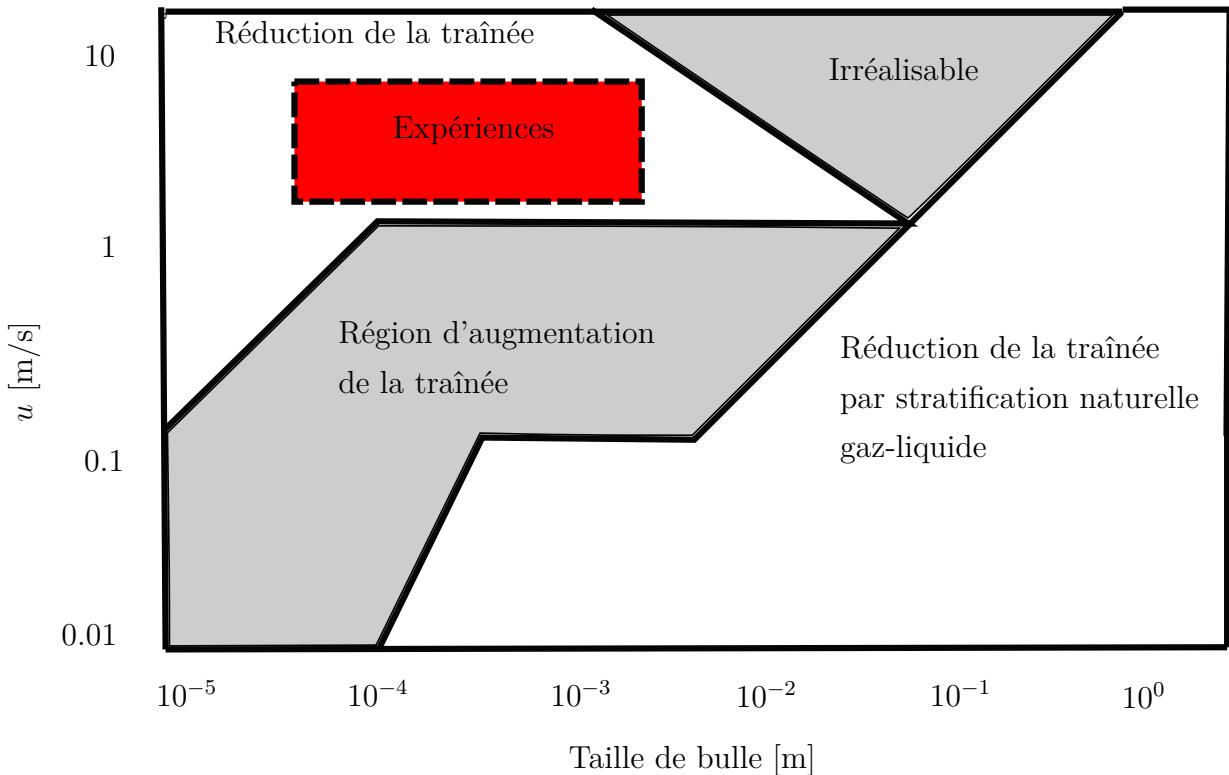


FIGURE 2.14 Régimes d'influence de la taille des bulles et de la vitesse u sur la traînée dans un écoulement diphasique. Domaines : réduction, augmentation ou stratification naturelle gaz-liquide. Zone «irréalisable» identifiée pour certaines combinaisons extrêmes. Plage expérimentale (présente étude) indiquée en rouge [9].

Certaines études plus récentes, comme les travaux menés par Recchia [58] et Nagarathinam [59], ont analysé le comportement des forces fluides sur des profils générant leur propre nuage de bulles. Dans ces cas, la distribution des bulles autour du profil n'était pas uniforme, ce qui distingue ces approches des situations d'injection homogène étudiées dans la présente thèse.

Dans nos expériences, les bulles injectées présentent un diamètre typique de l'ordre de 3 mm, correspondant au mode de la distribution de taille, avec une faible dispersion, comme le montrent les histogrammes présentés au Chapitre 8. La vitesse de l'écoulement varie entre 2 et 9 m/s, ce qui place l'ensemble des cas testés dans le régime des petites bulles, où l'interaction avec la couche limite peut influencer significativement le frottement pariétal. Ce phénomène sera analysé en détail au Chapitre 7, où l'on étudiera l'influence du titre volumique β sur le coefficient de portance d'un profil NACA0015 soumis à plusieurs angles d'attaque. Cette approche offre une perspective nouvelle grâce à la combinaison des paramètres explorés, à savoir le titre volumique, l'incidence et le confinement, et se distingue des

recherches antérieures, qui ont majoritairement porté sur la traînée induite par la réduction du frottement, sur la portance de profils injectant eux-mêmes leur propre nuage, ou encore sur des conditions expérimentales extrêmes menant parfois à la cavitation. Un modèle corrélatif correctif original sera également proposé.

CHAPITRE 3 OBJECTIFS

3.1 Objectif principal

L’objectif principal de cette thèse est d’analyser, modéliser et prédire l’influence combinée du confinement géométrique et du taux volumique de vide sur les efforts hydrodynamiques exercés sur un profil NACA0015, ainsi que sur le comportement dynamique d’un nuage de bulles d’air injecté dans un écoulement diphasique air-eau. Cette recherche vise à établir un cadre théorique et expérimental permettant de mieux comprendre les interactions fluide-structure en milieu diphasique confiné, dans le but de formuler des lois de similitude exploitables pour la transposition des résultats à des échelles industrielles.

3.2 Objectifs spécifiques

Les objectifs spécifiques de cette recherche sont détaillés comme suit :

1. Concevoir, instrumenter et calibrer un système de mesure robuste et précis des efforts hydrodynamiques sur un profil rigide, ainsi qu’un dispositif d’injection contrôlée d’air permettant de moduler le titre volumique de manière répétable et homogène ;
2. Réaliser une campagne expérimentale dans une veine rectangulaire à confinement modulable, pour étudier l’impact combiné de la géométrie du conduit, de l’angle d’incidence, de la vitesse d’écoulement et du titre volumique sur le coefficient de portance ;
3. Évaluer expérimentalement les effets du confinement sur la modification du profil de vitesse incident, en s’appuyant sur une approche de couche limite et de conservation du débit, et confronter les résultats aux modèles existants (Goldstein, Vincenzi–Maskell–Elfmark) ;
4. Analyser l’influence du titre volumique de vide sur les efforts hydrodynamiques et sur la distribution de pression dans le sillage, en développant une formulation semi-analytique du champ de pression post-profil ;
5. Utiliser une instrumentation optique pour suivre la trajectoire, la vitesse et la taille des bulles en aval, et corrélérer ces mesures avec les efforts mesurés afin de mettre en évidence les mécanismes d’interaction fluide-structure-bulles ;
6. Établir des relations analytiques ou semi-empiriques pour modéliser la variation des efforts hydrodynamiques dans des configurations confinées diphasiques.

3.3 Originalité

Ce travail de recherche se distingue par une approche expérimentale complète, combinant la mesure indirecte des efforts hydrodynamiques sur un profil porteur en écoulement diphasique air-eau confiné et l'analyse du comportement dynamique des bulles injectées. L'originalité de cette étude réside dans la mise en œuvre conjointe :

- d'un système expérimental flexible permettant de tester différentes configurations de confinement et de géométrie de profil,
- d'un protocole d'injection contrôlée d'air assurant une maîtrise du taux de vide,
- d'une instrumentation optique corrélée aux mesures de force,
- et d'une modélisation intégrant les effets de la couche limite et de la conservation de la masse dans un cadre diphasique.

L'ensemble des données collectées permettra de constituer une base de données expérimentale inédite sur les efforts exercés sur un profil porteur en écoulement diphasique confiné. Ces résultats alimenteront la formulation de corrélations analytiques et semi-empiriques permettant de prédire le comportement des profils porteurs dans des conditions variées. Ces outils sont cruciaux pour valider les simulations numériques multiphasiques et pour extrapoler les résultats obtenus en laboratoire à des systèmes de taille réelle.

Les retombées pratiques de cette recherche concernent directement la conception et l'optimisation de turbines hydroélectriques aérées. Une meilleure compréhension des interactions entre le profil, le confinement et le taux de vide permettra d'améliorer la durabilité, la performance énergétique et l'impact environnemental de ces systèmes. Ce travail constitue ainsi une avancée scientifique et technique significative dans le domaine de l'hydrodynamique diphasique appliquée.

CHAPITRE 4 CONCEPTION ET DIMENSIONNEMENT DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Ce chapitre présente en détail la conception et le dimensionnement du dispositif expérimental développé dans le cadre de ce travail. L'objectif est de reproduire de manière contrôlée les conditions d'écoulement autour d'un profil placé dans une veine confinée, tout en permettant l'injection de bulles et la mesure précise de leur trajectoire.

Après une description des boucles d'essai, nous détaillons la structure du profil utilisé ainsi que les dispositifs de fixation et de mesure. Le système de mesure optique est ensuite présenté, avec un accent particulier sur la sonde à fibres optiques. Enfin, nous décrivons le système d'injection d'air ainsi que la procédure de validation de l'injecteur.

L'ensemble de ce montage a été conçu afin de garantir la reproductibilité des conditions expérimentales, tout en assurant la précision des mesures nécessaires à la validation des modèles analytiques développés dans les chapitres précédents.

4.1 Boucles d'essai

La Chaire compte deux boucles d'essais : la première au laboratoire A.106.2 et la deuxième au Laboratoire Expérimental de Grande Hauteur (LEGH). La boucle du A.106.2 est plus limitée en termes de vitesses d'écoulements et de plage de pressions sur laquelle il est possible de travailler. Certaines expériences de test, d'étanchéité, et aux conditions de petites vitesses y sont toutefois réalisables.

Les expériences ont été effectuées principalement au LEGH, une structure construite au sein de l'École Polytechnique de Montréal qui permet la réalisation d'expériences en conditions contrôlées de pression, débit et pureté d'eau concernant la dissolution d'oxygène. Il est composé d'une boucle avec système de pompage, des-aération d'eau et section d'essai. La figure 4.1 montre la section d'essai du LEGH avec deux veines.

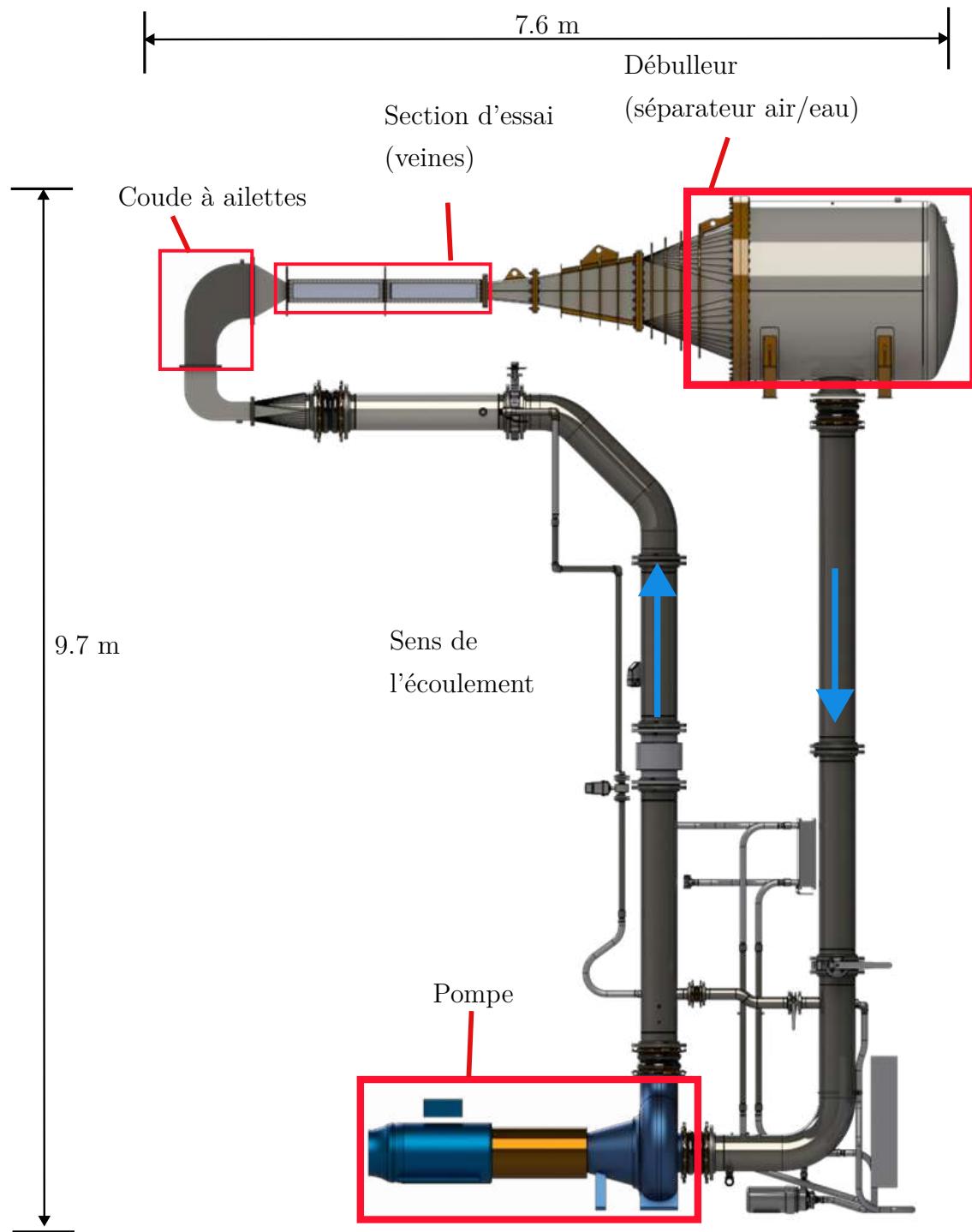


FIGURE 4.1 Schéma du montage expérimental LEGH. Éléments principaux : pompe, séparateur air/eau (débuseur), section d'essai, coude à ailettes. Hauteur totale : 9.7 m ; longueur horizontale : 7.6 m. Sens de l'écoulement indiqué en bleu.

Le débit généré par la pompe passe par un coude équipé d'ailettes avant d'entrer dans la

section d'essais. Ces ailettes jouent un rôle fondamental dans l'homogénéisation de l'écoulement, en éliminant les plus grands tourbillons et en réduisant les fluctuations transversales de vitesse. Ce processus permet de stabiliser le champ de vitesse, en atténuant les composantes transversales et en favorisant un écoulement plus horizontal et uniforme à l'entrée de la veine d'essai. L'absence de ces structures tourbillonnaires contribue ainsi à minimiser les perturbations initiales et à garantir des conditions d'essai plus reproductibles.

Après avoir traversé la section d'essais, l'écoulement passe par le débulleur, dont le rôle est d'éliminer les bulles d'air injectées dans la veine. Ce dispositif garantit que l'écoulement pénètre à nouveau dans la section d'essais avec un titre volumique nul. Ainsi, en maintenant une injection continue d'air dans la boucle, il est possible de contrôler précisément le taux de vide à chaque cycle de l'écoulement. Ce contrôle est assuré par la régulation du débit d'air injecté et du débit d'eau à l'entrée, permettant une maîtrise fine des conditions expérimentales et une meilleure reproductibilité des essais.

4.1.1 Zone d'essai

La zone d'essai est composée des veines des sections carrées avec deux fenêtres en acrylique qui permettent la visualisation de l'expérience. Chaque veine est représentée à la figure (4.2).

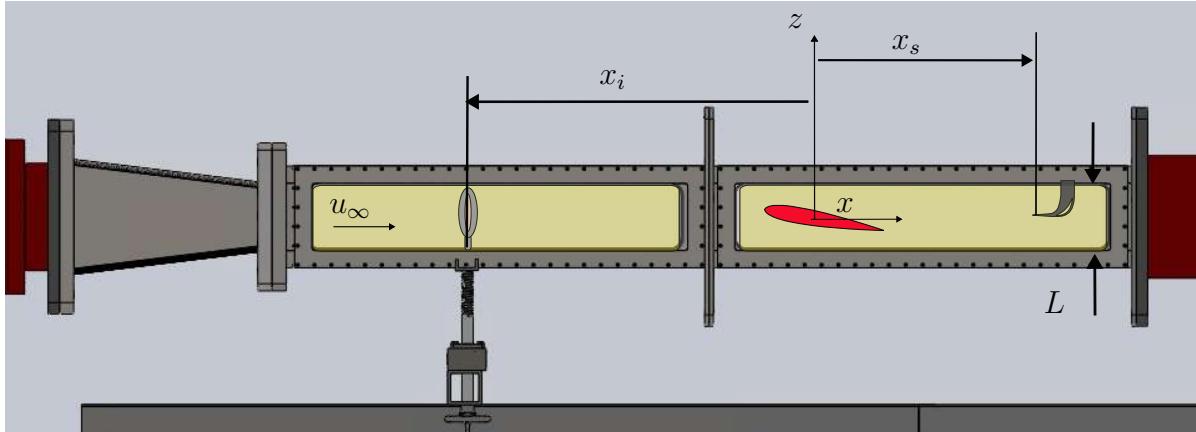


FIGURE 4.2 Axes de référence et positions relatives dans la veine d'essai. Orientation de l'écoulement (u_∞), position de l'axe de rotation du profil (x_i) et de la sonde optique (x_s). Longueur de la veine d'essai : L .

Dans l'analyse des expériences, nous adoptons le système de référence général illustré sur la figure (4.2), avec l'origine sur l'axe de rotation du profil. Ce repère est défini comme suit :

- **Axe x** : Il correspond à la direction principale de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essais.

- **Axe y** : Il est perpendiculaire à l'axe x et représente la direction transversale horizontale, orientée latéralement par rapport à l'écoulement.
- **Axe z** : Il est également perpendiculaire à x , mais correspond à la direction verticale, orientée positivement vers le haut, donc opposée à la gravité.

Dans la figure (4.2), le montage expérimental comporte deux veines où il est possible d'observer les éléments essentiels du système :

- **Injection d'air** : L'injection d'air est réalisée à l'entrée de la section d'essais, sur la coordonnée x_i .
- **Axe de rotation du profil** : Le profil est monté sur un axe de rotation (origine du système des coordonnées). Cette configuration permet d'ajuster l'angle d'attaque et d'étudier son influence sur l'écoulement et les efforts aérodynamiques.
- **Sonde optique** : La position des fibres de la sonde optique est définie sur la coordonnée x_s . Ce système permet de mesurer localement les caractéristiques de l'écoulement diphasique, notamment la distribution du taux de vide et les vitesses et tailles des bulles.

Cette boucle est utilisée dans plusieurs projets de recherche portant sur l'aération des turbines hydrauliques. Chaque projet nécessite donc le développement d'équipements spécifiques adaptés aux mesures requises. Dans le cas de l'étude des efforts aérodynamiques subis par une structure profilée dans un écoulement diphasique air-eau, trois systèmes distincts doivent être conçus et intégrés dans la boucle :

1. **Structure profilée** : élément central soumis aux forces hydrodynamiques et aux interactions diphasiques ;
2. **Système de mesure** : ensemble de capteurs et d'instruments dédiés à l'acquisition des forces, des pressions et des caractéristiques du mélange air-eau ;
3. **Système d'injection d'air** : dispositif permettant de contrôler précisément le titre volumique et la distribution des bulles dans l'écoulement.

4.2 Structure profilé

Le développement du profil a été conduit conformément aux contraintes suivantes :

1. Conserver son intégrité structurelle par rapport aux efforts dynamiques et statiques en fonction des changements de paramètres comme vitesse de l'écoulement, titre volumique, angle d'attaque, confinement et dimension du profil.
2. Comporter le système de mesure d'efforts

3. Tourner aux angles d'attaques désirés
4. Mesurer l'effet du confinement

Le profil NACA0015 a été choisi pour plusieurs raisons : (i) la disponibilité de résultats dans la littérature, permettant des comparaisons bibliographiques rigoureuses ; (ii) une recommandation du partenaire industriel, soucieux d'assurer la représentativité des résultats ; (iii) la possibilité de comparaison avec d'autres travaux réalisés au sein de la même Chaire de recherche ; et (iv) le potentiel d'exploitation des résultats à l'aide de nombres adimensionnels, permettant une généralisation vers d'autres géométries de profils — bien que la généralisation vers d'autres géométries de profils exige des validations supplémentaires.

Un profil NACA0015 a été utilisé, encastré dans une fenêtre en acrylique permettant la visualisation des expériences. Les mesures des efforts ont été réalisées à partir des déformations subies par le profil, enregistrées à sa base.

Afin de permettre l'utilisation du même encastrement pour différentes cordes de profil, celui-ci est constitué de deux parties, comme illustré à la figure 4.3.

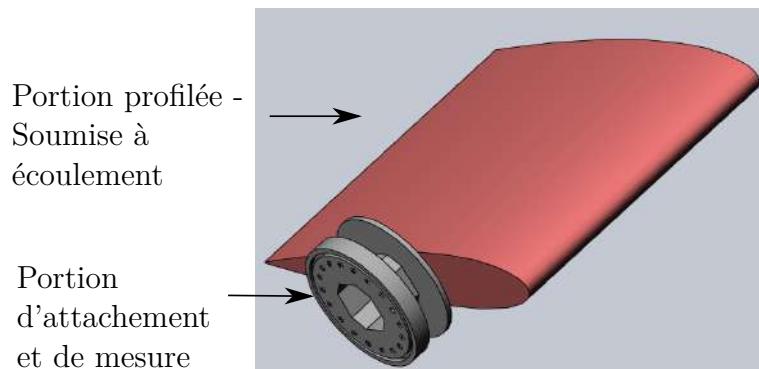


FIGURE 4.3 Profil hydrodynamique de test composé d'une portion profilée, soumise à l'écoulement, et d'une portion d'attachement instrumentée pour la mesure des efforts.

La figure 4.3 montre la portion profilée (rouge) qui sera soumise à l'écoulement et la portion d'attachement et mesure (grise) qui sera emboutie dans la fenêtre d'acrylique.

4.2.1 Portion Profilé

La portion profilée doit être capable de :

1. Éviter les effets des bords
2. Provoquer des confinements différents pour mesurer ses effets

3. Concentrer le transfert des efforts hydrodynamiques principalement sur la portion de mesure
4. Maintenir son intégrité structurale sur les charges dynamiques à partir des efforts hydrodynamiques.

Éviter les effets des bords

Afin d'éviter les effets des bords et d'assurer une analyse purement bidimensionnelle, les profils utilisés ont la même envergure que la veine d'essai (L).

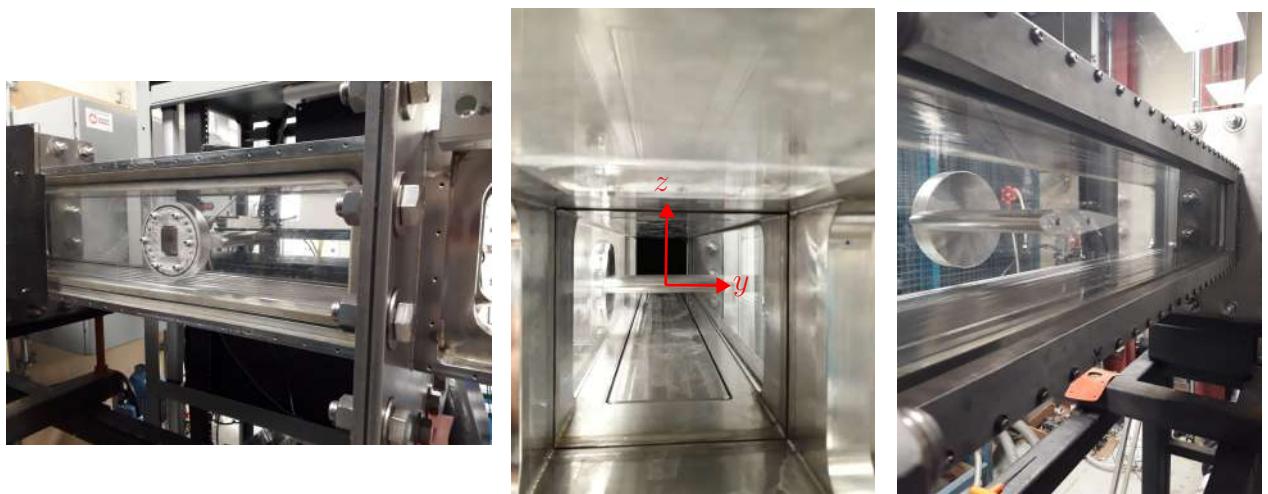


FIGURE 4.4 Montage du profil hydrodynamique dans la veine d'essai. De gauche à droite : vue latérale depuis le côté de l'encastrement (portion d'attachement), vue intérieure de la veine selon les axes y et z , vue opposée montrant la portion profilée exposée à l'écoulement.

Provoquer des confinements différents pour mesurer leurs effets

Afin de reproduire les niveaux de confinement caractéristiques des turbines à échelle réelle et de répondre aux exigences du partenaire industriel, la taille de référence du profil a été choisie selon le rapport $c/L = 1$.

Pour analyser l'impact du confinement, il est indispensable de tester différentes combinaisons de rapports entre la corde et la largeur de la veine. À cette fin, un système de rallonge amovible a été développé. Comme illustré à la figure 4.5, ce dispositif permet de tester deux longueurs de corde différentes dans chaque veine sans qu'il soit nécessaire de fabriquer plusieurs profils distincts. En ajoutant ou en retirant la rallonge, il est possible d'ajuster la corde du profil tout en préservant une cohérence géométrique avec la veine d'essai. Cette approche optimise

l'utilisation des ressources expérimentales et garantit une meilleure comparabilité entre les différentes configurations testées.

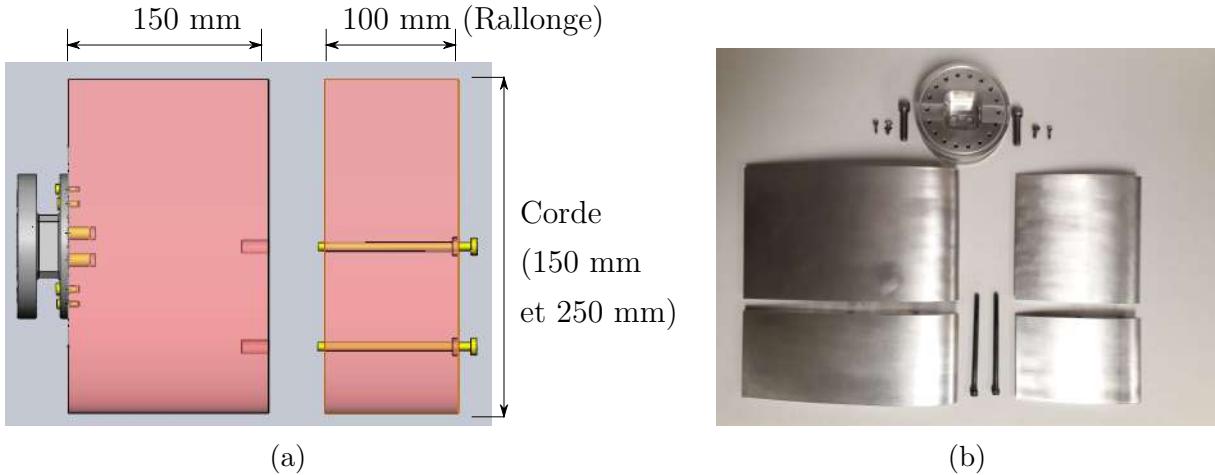


FIGURE 4.5 Système de rallonge permettant d'adapter la corde du profil à la veine d'essai. (a) Schéma de la rallonge ajoutée en aval du profil de base pour atteindre une corde totale de 250 mm ; (b) pièces usinées correspondantes, incluant les rallonges, la portion d'attachement, les vis de fixation et les inserts.

La figure 4.5 illustre le système de rallonge, où la portion profilée est divisée en deux parties, fixées l'une à l'autre à l'aide de vis. Cette conception permet d'adapter la longueur de la corde selon les besoins expérimentaux.

Pour chaque veine d'essai, deux niveaux de confinement différents ont ainsi pu être testés, comme résumé dans le tableau 4.1.

TABLEAU 4.1 Configurations de confinement c/L possibles selon la largeur de la veine.

Largeur de la veine (L)	Corde c	Rapport c/L
0,15 m	0,15 m	1,0
	0,25 m	1,6
0,25 m	0,25 m	1,0
	0,15 m	0,7

Afin d'assurer une symétrie des effets de confinement, la position de la portion de fixation (x_{cel}) a été définie à $0.5c$ de à partir du bord d'attaque ($x_{cel} - x_{cp} = 0.25c$) et sont attachement sur la demi-hauteur du canal de la veine comme illustré sur la figure 4.6.

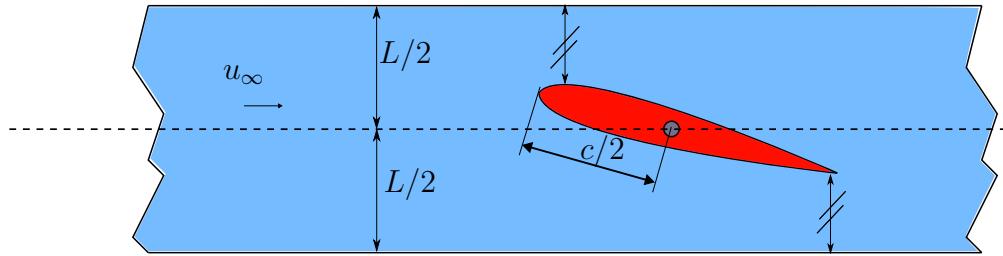


FIGURE 4.6 Positionnement du profil dans la veine d'essai, centré selon l'axe transversal et incliné à un angle d'incidence α . Longueur de corde c , axe de rotation situé à $c/2$, direction de l'écoulement indiquée par u_∞ .

Concentrer le transfert des efforts hydrodynamiques principalement sur la portion de mesure.

Le transfert des efforts de la portion profilée vers la structure d'attachement est assuré par six vis, dont le module d'Young est de 896 GPa, soit bien supérieur aux 69 GPa de l'aluminium constituant le profil et la portion d'attachement. Cette différence de rigidité permet de minimiser les déformations dans la portion profilée, tout en favorisant leur concentration au niveau de la portion d'attachement, où elles peuvent être plus facilement capturées par le système de mesure.

Maintenir son intégrité structurale sur les charges dynamiques à partir des efforts hydrodynamiques

L'intégrité dynamique est assurée à partir du respect des conditions d'instabilités entre fluide et structure. On doit assurer l'intégrité par rapport à trois phénomènes possibles d'arriver :

- Divergence d'une aile
- Flottement par confusion des fréquences
- Flottement par décrochage

Pour la plus grande vitesse prévue lors des expériences, en considérant le critère établi par l'équation 2.6, la raideur minimale requise pour garantir la stabilité est de 3.06×10^4 Nm. En tenant compte des propriétés mécaniques du matériau de la portion de fixation (aluminium) ainsi que de la position de l'axe de rotation (axe de la portion d'attachement), sa raideur en torsion est estimée à 6.79×10^6 Nm.

Dans le cas d'un profil NACA0015, pour un nombre de Re de l'ordre de 10^5 , il faut $\alpha < 15^\circ$, comme montré sur la figure 2.3, pour être en accord avec le critère établi par l'équation 2.8.

La table 4.2 synthétise les critères à respecter et les mesures adoptées.

TABLEAU 4.2 Paramètres dynamiques liés à la prévention des instabilités aérodynamiques, établis pour les conditions expérimentales du présent travail.

Type d'instabilité	Paramètre à respecter dans notre installation	Mesures adoptées
Flottement par confusion des fréquences	$x_{cg} - x_{cel} > 0$	$x_{cg} - x_{cel} = 0.08$
Divergence statique	$K_\theta > 3.6 \times 10^4 \text{ Nm}$	$K_\theta = 6.79 \times 10^6 \text{ Nm}$
Flottement par décrochage	$-15^\circ < \alpha < 15^\circ$	$\alpha = \pm 10^\circ, \pm 5^\circ \text{ et } 0^\circ$

4.2.2 Portion d'attachement et de mesure

La portion d'attachement et de mesure doit garantir les exigences suivantes :

1. Être capable de mesurer les déformations.
2. Assurer une continuité de la géométrie afin de ne pas perturber l'écoulement dans la zone de mesure.
3. Permettre de donner à la portion profilée des angles d'attaque par rapport au sens de l'écoulement.

La portion d'attachement est faite en aluminium usiné et liée à la portion profilée par un ensemble de 6 vis. Les vis transmettent les efforts subis par la portion profilée, garantissant une liaison fixe d'une portion par rapport à l'autre.

Comme la prise de mesure sera faite sur la portion d'attachement, les déformations devront être concentrées dans cette partie de la structure. Pour cette raison, sa rigidité doit être faible par rapport à la rigidité de la portion profilé, donc elle est creuse. La vue en arrière de la partie d'attachement est montrée en détail sur l'image 4.8, où l'on peut voir les surfaces plates (en jaune) où sont placées les jauge de contrainte.

Pour que la portion d'attachement ne perturbe pas l'écoulement, elle est emboîtée dans la plaque d'acrylique latérale de la veine sur une profondeur de deux pouces et elle a un volume circulaire pour éviter la circulation d'eau. L'image 4.2 montre sa cession transversale :

Empecher recirculation d'eau

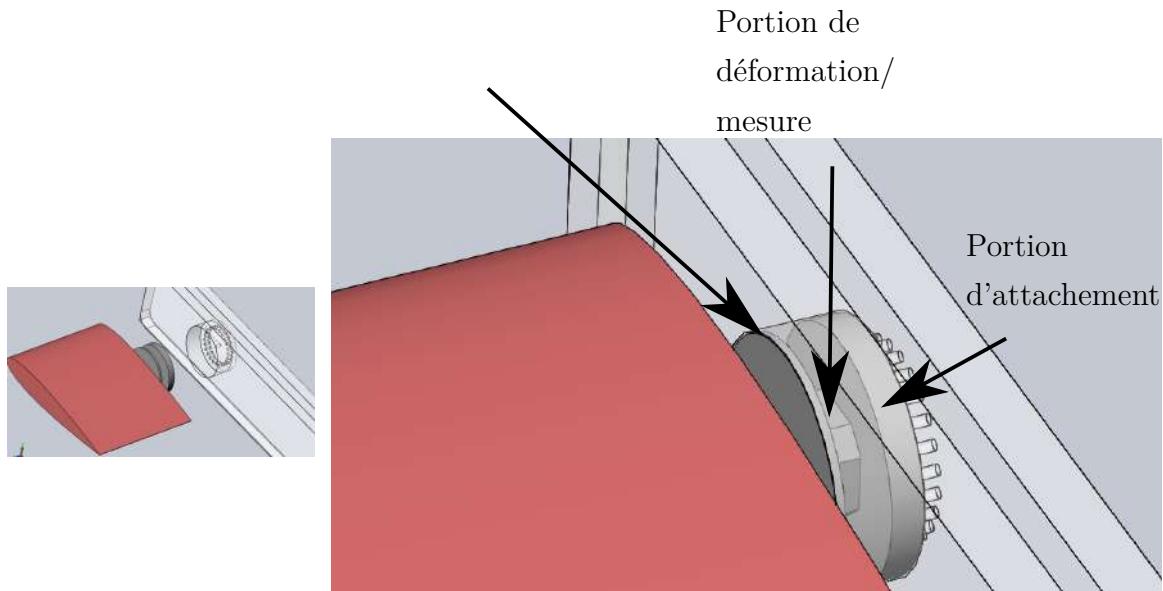


FIGURE 4.7 Parties de l'encastrement du profil. Vue générale (à gauche) et zoom sur la jonction entre la portion profilée et la portion d'attachement (à droite), incluant la zone de mesure/déformation et l'élément de blocage pour empêcher la recirculation d'eau.

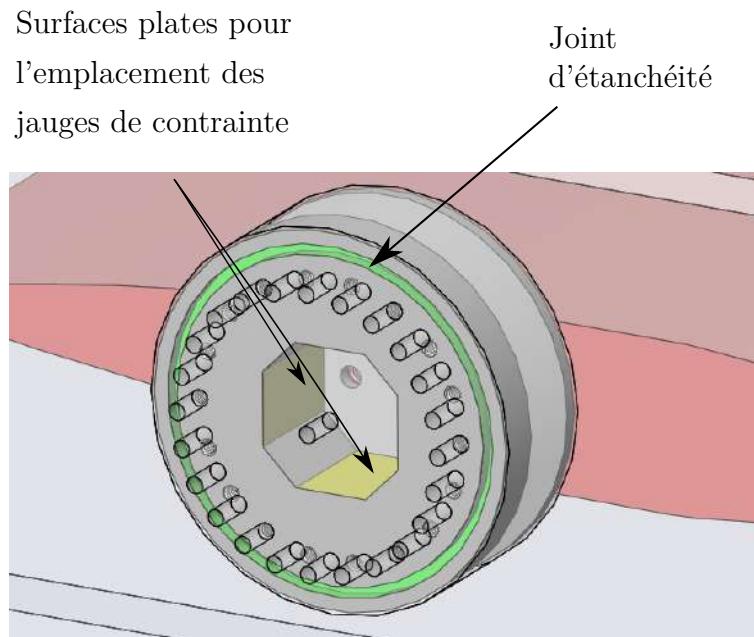


FIGURE 4.8 Zone d'encastrement du profil conçue pour l'instrumentation. Surfaces plates dédiées à la pose des jauges de contrainte et joint périphérique d'étanchéité pour limiter les infiltrations.

Le positionnement précis du profil et l'ajustement des angles d'attaque sont assurés par la

portion d'attachement et de mesure, qui joue un rôle clé dans la stabilité et la répétabilité des expériences. En vue d'obtenir les angles d'attaque désirés, la plaque en acrylique et la portion de fixation ont été perforées avec un incrément angulaire différent entre eux, comme montre l'image 4.9 :

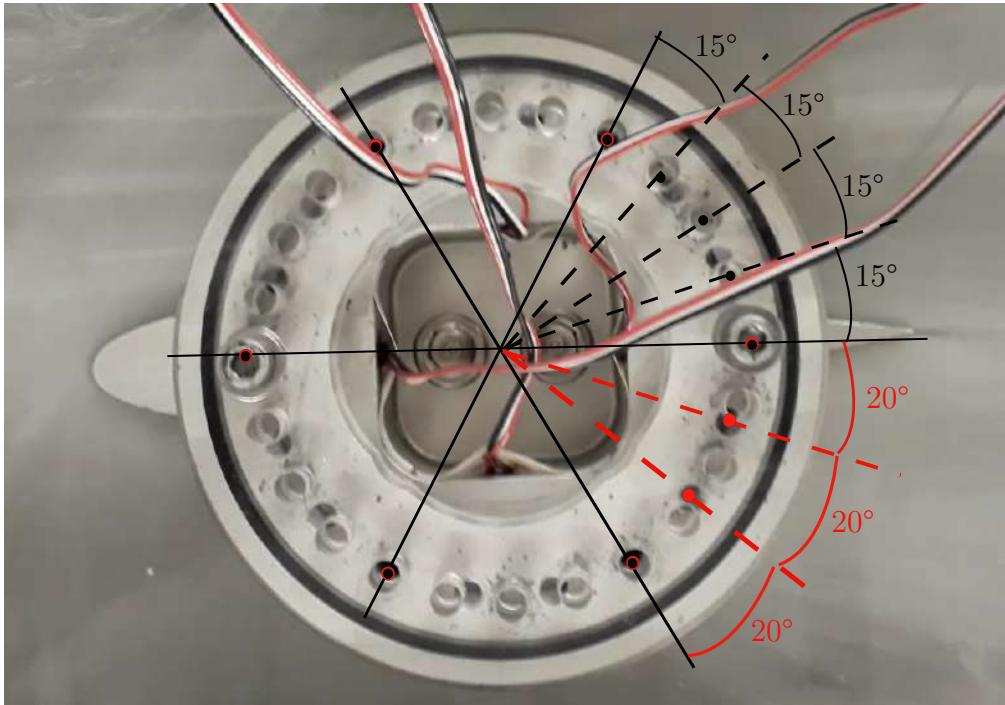


FIGURE 4.9 Disposition des perçages pour le réglage de l'angle d'attaque du profil. Trous en rouge : perçages sur la pièce de fixation du profil. Trous en noir : perçages sur la fenêtre en acrylique de la veine. Intervalles angulaires : 15° et 20° , permettant des positions discrètes et reproductibles du profil.

Sur la plaque d'acrylique les trous sont faits chaque 15° (en rouge) et chaque 20° sur la portion de fixation du profil (en noir). De cette façon, il est possible de tourner le profil chaque 5° par rapport à la veine.

Correction de l'angle d'attaque expérimental Les angles d'entrée des expériences étaient initialement définis comme 0° , $\pm 5^\circ$ et $\pm 10^\circ$. Toutefois, des imprécisions dues aux tolérances d'usinage du support du profil, à son montage sur la fenêtre d'essai et à l'alignement de cette dernière dans la veine d'écoulement ont pu entraîner un léger décalage $\Delta\alpha$ par rapport aux valeurs théoriques attendues.

Afin d'évaluer et de corriger cette erreur systématique, une campagne expérimentale a été menée en écoulement monophasique d'eau ($\beta = 0$), au cours de laquelle le coefficient de

portance C_L a été mesuré pour différents angles d'attaque. En supposant une relation linéaire entre C_L et α , nous avons dérivé des expressions permettant d'estimer la pente $C_{L,\alpha}$ ainsi que le décalage $\Delta\alpha$.

La méthode proposée repose sur l'analyse des mesures de C_L à des angles opposés, permettant ainsi d'extraire directement la pente $C_{L,\alpha}$. Ces relations fournissent un moyen d'identifier et de quantifier les erreurs systématiques affectant les mesures du coefficient de portance.

Relation de base On suppose que la relation entre C_L et l'angle d'attaque α est linéaire :

$$C_L = C_{L,\alpha}\alpha. \quad (4.1)$$

Ainsi, la pente de cette relation est donnée par :

$$\frac{dC_L}{d\alpha} = C_{L,\alpha}. \quad (4.2)$$

Effet du décalage d'angle Si l'angle imposé est erroné d'une valeur $\Delta\alpha$, alors l'angle réel devient :

$$\alpha_{\text{réel}} = \alpha + \Delta\alpha. \quad (4.3)$$

La relation devient alors :

$$C_L^{+\alpha} = C_{L,\alpha}(\alpha + \Delta\alpha), \quad C_L^{-\alpha} = C_{L,\alpha}(-\alpha + \Delta\alpha). \quad (4.4)$$

En additionnant ces deux équations :

$$C_L^{+\alpha} + C_L^{-\alpha} = C_{L,\alpha}((\alpha + \Delta\alpha) + (-\alpha + \Delta\alpha)) \quad (4.5)$$

$$= 2C_{L,\alpha}\Delta\alpha, \quad (4.6)$$

On en déduit donc que :

$$C_{L,\alpha}\Delta\alpha = \frac{C_L^{+10} + C_L^{-10}}{2} = \frac{C_L^{+5} + C_L^{-5}}{2} \quad (4.7)$$

et

$$C_{L,\alpha}\Delta\alpha = C_L^0 \quad (4.8)$$

En sommant toutes ces équations, nous obtenons :

$$C_{L,\alpha}\Delta\alpha = \frac{C_L^0}{3} + \frac{C_L^{+10} + C_L^{-10}}{6} + \frac{C_L^{+5} + C_L^{-5}}{6}. \quad (4.9)$$

En prenant la différence entre $C_L^{+\alpha}$ et $C_L^{-\alpha}$, nous avons :

$$C_L^{+10} - C_L^{-10} = C_{L,\alpha}(20), \quad (4.10)$$

et

$$C_L^{+5} - C_L^{-5} = C_{L,\alpha}(10), \quad (4.11)$$

En combinant ces résultats :

$$C_{L,\alpha} = \frac{C_L^{+10} - C_L^{-10}}{40} + \frac{C_L^{+5} - C_L^{-5}}{20}. \quad (4.12)$$

A partir des équations 4.9 et 4.12, on obtient :

$$\Delta\alpha = \frac{\frac{C_L^0}{3} + \frac{C_L^{+5} + C_L^{-5}}{6} + \frac{C_L^{+10} + C_L^{-10}}{6}}{\frac{C_L^{+10} - C_L^{-10}}{40} + \frac{C_L^{+5} - C_L^{-5}}{20}} \quad (4.13)$$

Les résultats de $\Delta\alpha$ pour chaque condition sont présentés sur le tableau suivant :

Corde [m]	Veine [m]	$\Delta\alpha[^{\circ}]$
0.15	0.15	-0.57
0.15	0.25	-0.70
0.25	0.15	-0.89
0.25	0.25	-0.38

TABLEAU 4.3 Résultats de $\Delta\alpha$ pour chaque condition expérimentale, attribués aux tolérances d'usinage et aux imprécisions lors du montage du banc d'essai.

Cette correction garantit que les angles d'attaque pris en compte dans les analyses ultérieures sont cohérents avec les conditions réelles d'écoulement et minimisent les erreurs liées aux imprécisions d'installation du profil dans la veine.

Jeux fonctionnels pour les déformations

Pour que les efforts soient transmis seulement à la portion d'attachement et de mesure, il faut des jeux pour que le profil ne touche pas les parois de la veine lors des déformations. Des jeux pour les déformées du profil ont été mis en trois emplacements :

1. Entre le bout de la portion profilée et la paroi
2. Entre le début de la portion profilée et la paroi
3. Entre les volumes cylindriques de la portion d'attachement et de mesure (qui empêche la circulation d'eau et qui fait l'attachement avec la paroi) et la paroi d'acrylique.

4.3 Système de mesure

4.3.1 Sonde aux fibres optiques

Dans les conditions de fort taux de vide (β), les méthodes de visualisation non intrusives telles que la PIV ou la caméra rapide deviennent inopérantes à cause de la densité élevée du nuage de bulles. En effet, les bulles se chevauchent, masquent le champ visuel et sortent du plan focal. Pour cette raison, l'utilisation d'une sonde intrusive à fibres optiques a été privilégiée dans nos travaux, permettant d'accéder localement à la taille, la vitesse et la fréquence des bulles.

La sonde optique est composée de deux fibres de silice (diamètre $\sim 125 \mu\text{m}$) à extrémités coniques, obtenues par attaque chimique à l'acide fluorhydrique. Cette géométrie conique est essentielle pour garantir un angle d'incidence constant entre le cœur de la fibre et le milieu environnant (air ou eau), assurant ainsi un fonctionnement stable du principe de réflexion.

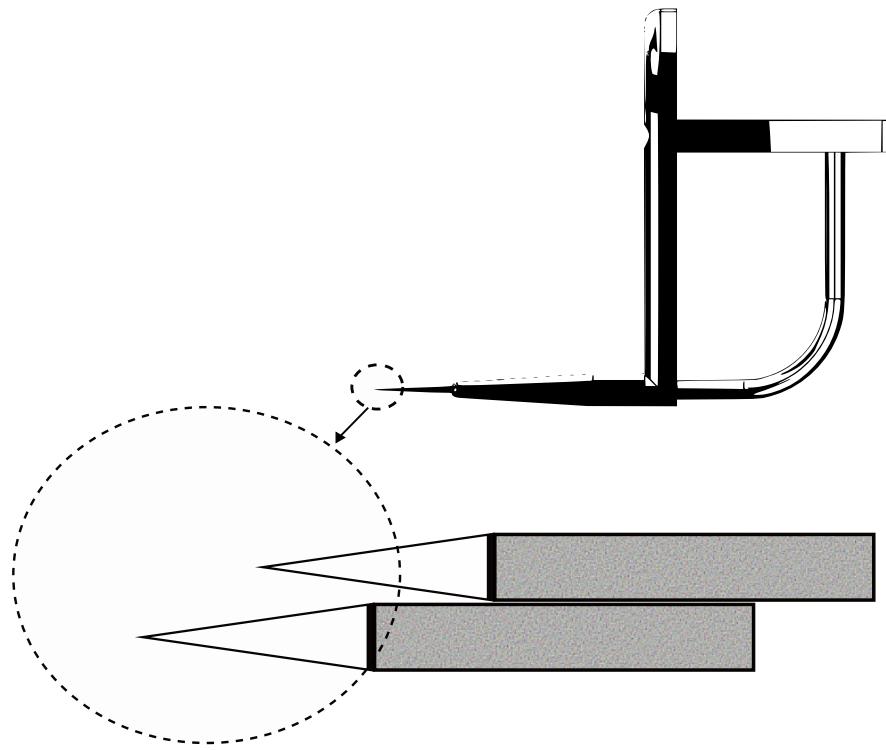


FIGURE 4.10 Sonde optique à deux fibres de pointe conique. Schéma de principe montrant la position des fibres lors de la détection d'une bulle.

Chaque fibre est connectée à un laser : la lumière est entièrement réfléchie lorsque la pointe est dans l'air (réflexion totale interne), et est transmise dans l'eau, provoquant une chute de signal. Le signal mesuré est analogique, variant typiquement de -10 V (eau) à +10 V (air), permettant de détecter la présence d'une bulle en temps réel.

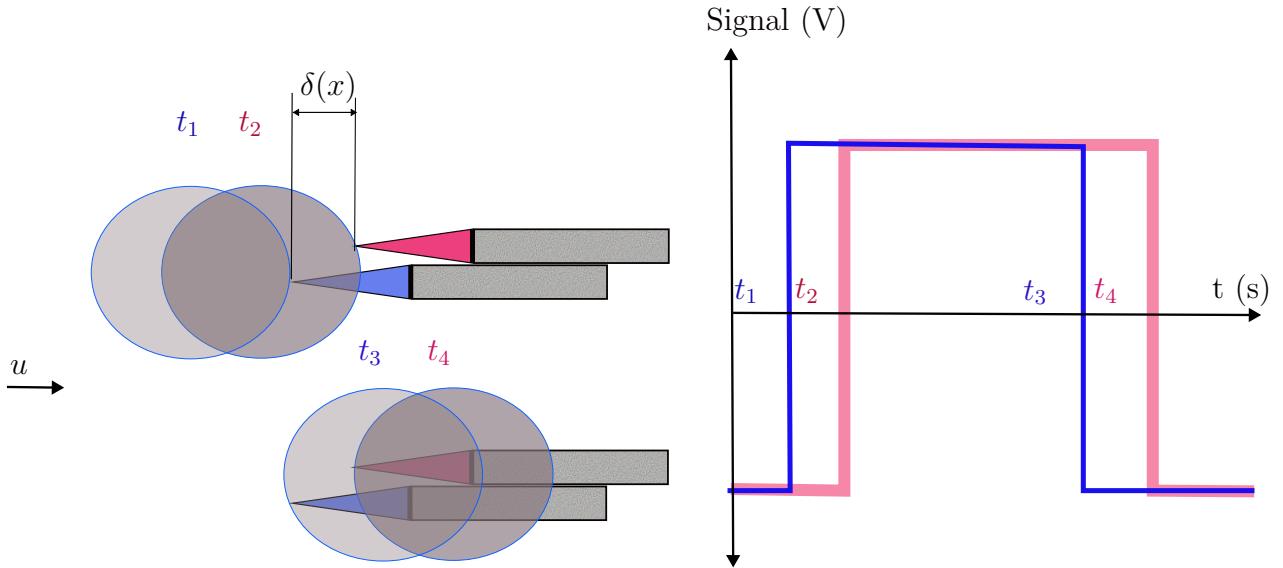


FIGURE 4.11 Illustration du principe de détection d'une bulle unique par une sonde optique à double fibre. À gauche, les instants de transition du signal sont indiqués pour chaque fibre : en bleu, les temps t_1 et t_3 correspondent à l'entrée et à la sortie de la bulle sur la fibre en amont ; en rouge, t_2 et t_4 correspondent aux mêmes transitions sur la fibre en aval, décalée d'une distance $\Delta(x)$. À droite, les signaux analogiques générés par chaque fibre sont représentés en fonction du temps : ils passent de -10 V à +10 V lors de la détection de la phase gazeuse, puis reviennent à -10 V après la traversée de la bulle.

Les deux fibres sont espacées d'une distance axiale $\delta(x)$ connue (typiquement 80–120 μm), ce qui permet de mesurer la vitesse horizontale des bulles. Lorsqu'une bulle traverse la première fibre, puis la seconde, le décalage temporel entre les deux signaux permet de calculer sa vitesse. En mesurant la durée pendant laquelle le signal reste à +10 V, on en déduit le diamètre de la bulle.

Le traitement des signaux est effectué par une carte d'acquisition reliée à LabVIEW. Des filtres numériques sont appliqués pour faire correspondre chaque signal de la première fibre à celui de la seconde, garantissant ainsi une association correcte des événements (rejet des doubles détections et des artefacts dus au bruit ou aux réflexions parasites). Le taux de vide local est déterminé en prenant la moyenne temporelle des instants passés dans la phase gazeuse.

4.3.2 Jauge de contraintes

On a utilisé des jauge de contrainte pour mesurer les déformations résultantes des efforts hydrodynamiques. Les jauge de contraintes sont montées sur le principe d'un demi-pont de Wheatstone où la jauge remplace une résistance électrique. Le demi-pont a un montage plus

simple qu'un pont complet (deux jauge à la place de quatre) ; et par rapport au quart de pont, elle évite les courants parasites dus à un changement de température, par exemple, et double la sensibilité du montage.

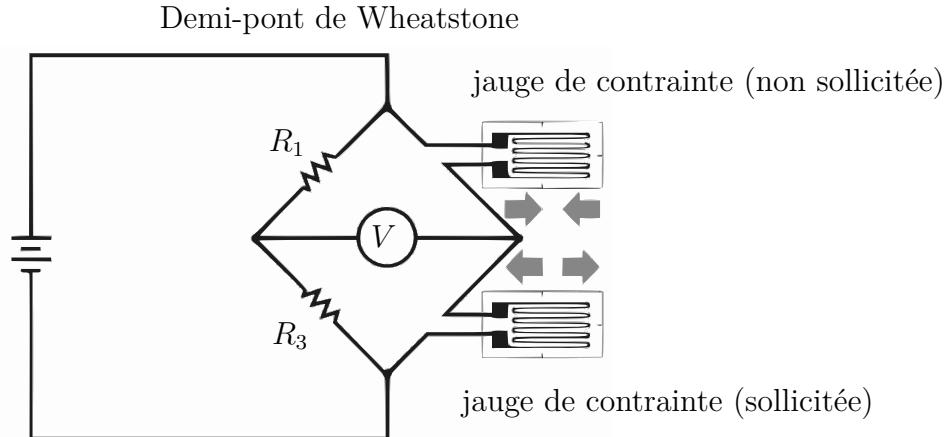


FIGURE 4.12 Schéma d'un demi-pont de Wheatstone utilisé pour la mesure de déformation. Deux jauge de contrainte intégrées : l'une sollicitée mécaniquement, l'autre non sollicitée (référence). Résistances fixes R_1 et R_3 , tension de sortie mesurée par le voltmètre V .

Les jauge de contrainte ont été collées sur les surfaces planes internes de la section d'enca斯特ment du profil, comme illustré sur la figure 4.13. Afin de mesurer les déformations selon les directions x_p et z_p , les jauge ont été positionnées respectivement sur les surfaces planes alignées avec ces axes. Cette disposition permet de capter précisément les composantes principales de la déformation du profil.

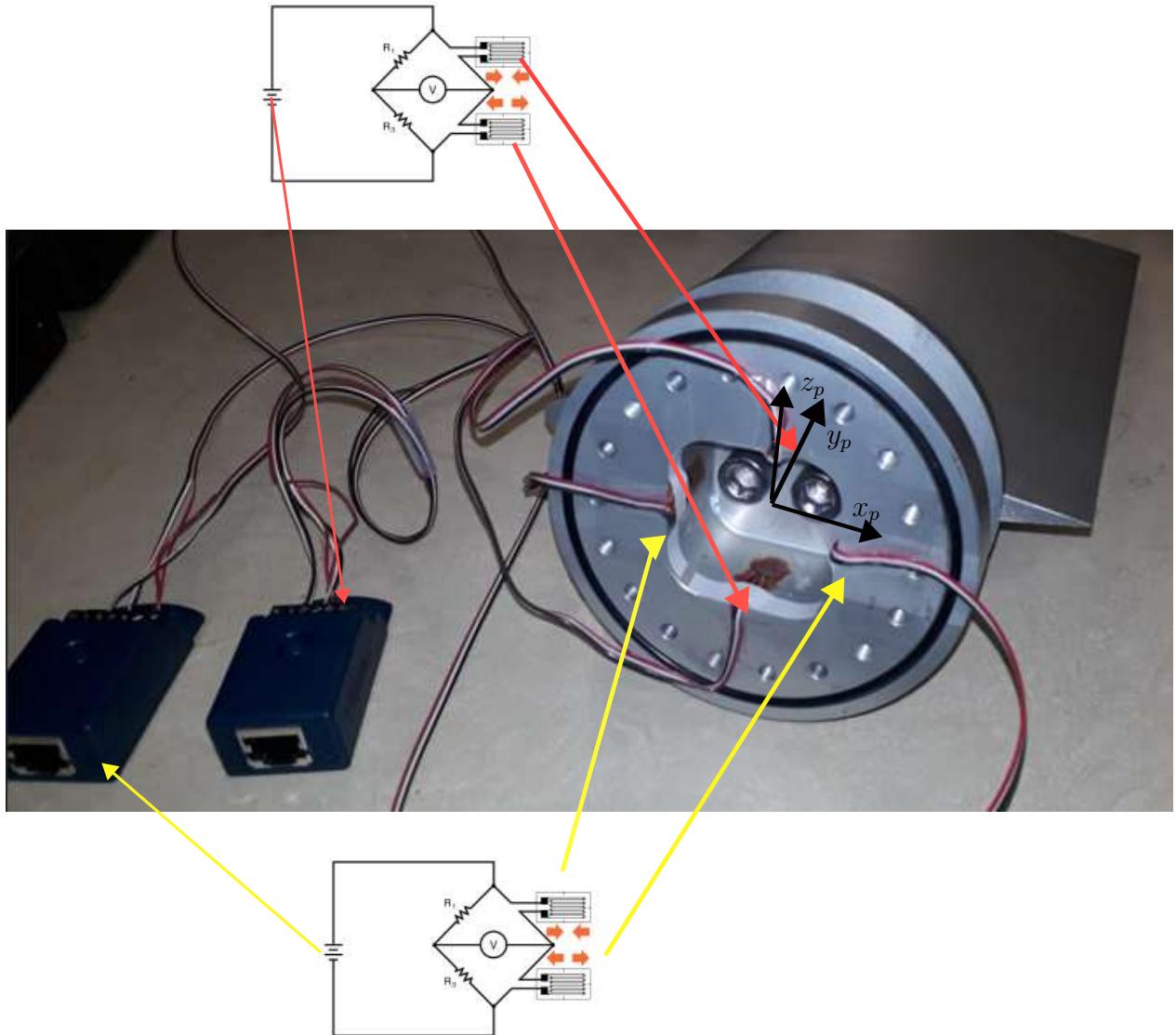


FIGURE 4.13 Emplacement des jauge de contrainte sur la portion d'encastrement du profil. Deux demi-ponts de Wheatstone sont associés respectivement à la direction horizontale x_p et à la direction verticale z_p du référentiel du profil. Les flèches indiquent les connexions entre les jauge et les systèmes d'acquisition. Les schémas en encadré illustrent le câblage pour chaque axe de mesure.

Calibration des jauge de contrainte

Afin d'assurer la fiabilité des mesures expérimentales, une campagne de calibration des jauge de contrainte a été réalisée dans des conditions contrôlées, visant à reproduire au mieux les sollicitations hydrodynamiques rencontrées durant les essais. Le profil instrumenté a été fixé sur l'une des parois latérales de la veine d'essai, dans une configuration identique à celle

utilisée lors des mesures, et soumis à des efforts extérieurs bien définis.

Pour simuler de manière réaliste la répartition des efforts fluides sur toute l'envergure du profil, les charges ont été appliquées à l'aide d'un tissu non élastique recouvrant la surface (intrados ou extrados). Ce tissu, tendu sur la surface du profil, permettait une distribution homogène de la charge. Des masses connues étaient ensuite fixées à l'aide d'une tige rigide, assurant le transfert de la charge au tissu, et donc au profil, de manière similaire à celle induite par un écoulement.

La Figure 4.14 illustre cette configuration expérimentale :



FIGURE 4.14 Procédure de calibration des jauge de contrainte par chargement réparti. Les deux premières images illustrent le positionnement horizontal du profil à l'aide d'un niveau à bulle et d'un niveau numérique. Les deux images suivantes montrent l'application de la charge à l'aide de masses connues, réparties sur toute l'envergure du profil au moyen d'un tissu non élastique.

Afin de garantir la précision de la calibration, la plaque de fixation a été minutieusement nivélée pour assurer son orthogonalité par rapport aux trois axes de référence. La calibration a été réalisée pour différentes orientations du profil, couvrant un spectre angulaire représentatif des sollicitations expérimentales. Les plans de calibration ont inclus des angles répartis selon les plages suivantes :

$$\alpha \in [-35^\circ, 10^\circ], \quad \alpha \in [80^\circ, 100^\circ], \quad \alpha \in [170^\circ, 190^\circ], \quad \alpha \in [260^\circ, 280^\circ]$$

À chaque angle, des forces comprises entre 9,81 N et 647,46 N ont été appliquées, permettant de couvrir environ 25% de l'amplitude des efforts attendus lors des essais réels. Une seconde campagne a été effectuée pour évaluer l'influence de la position du point d'application de la charge par rapport à la corde du profil.

Ce protocole permet non seulement de tenir compte des effets de couplage entre les axes per-

pendiculaires, mais aussi d'assurer que les jauge réagissent conformément aux sollicitations attendues dans les essais hydrodynamiques.

Construction mathématique de la fonction de transformation

À partir des mesures expérimentales obtenues (réponses des jauge r_{x_p} et r_{z_p} en fonction des efforts horizontaux F_{x_p} et verticaux F_{z_p} imposés), une fonction de transformation a été construite pour corriger les effets de couplage entre directions horizontale et verticale. En raison des différences de comportement des jauge de contrainte liées aux effets de couplage, les résultats de la calibration ont été segmentés en différentes zones de fonctionnement ($|r_{x_p}| > |r_{z_p}|$, $|r_{z_p}| > |r_{x_p}|$, $r_{z_p} > 0$, $r_{z_p} < 0$). Cette séparation permet d'affiner localement l'ajustement des erreurs et de vérifier la cohérence du modèle dans toutes les conditions expérimentales de chargement, avant de définir la fonction de transformation mathématique.

La forme fonctionnelle adoptée pour modéliser F_{x_p} est la suivante :

$$F_{x_p}^{\text{calc}} = \begin{cases} x_1 + x_2 r_{x_p} + x_3 r_{z_p} + x_4 r_{x_p}^2 + x_5 r_{z_p}^2, & \text{si } |r_{z_p}| \leq |r_{x_p}| \\ x_1 + x_2 r_{x_p} + x_3 r_{z_p} + x_6 r_{x_p}^2 + (x_4 + x_5 - x_6) r_{z_p}^2, & \text{si } |r_{z_p}| > |r_{x_p}| \text{ et } r_{z_p} > 0 \\ x_1 + x_2 r_{x_p} + x_3 r_{z_p} + x_7 r_{x_p}^2 + (x_4 + x_5 - x_7) r_{z_p}^2, & \text{si } |r_{z_p}| > |r_{x_p}| \text{ et } r_{z_p} < 0 \end{cases}$$

De manière analogue, une fonction similaire a été définie pour F_{z_p} .

Procédure d'ajustement des coefficients

Les coefficients x_i (pour F_{x_p}) et y_i (pour F_{z_p}) ont été déterminés par une optimisation de type moindres carrés en minimisant la fonction objectif suivante :

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (F_{z_p,i}^{\text{mesuré}} - F_{z_p,i}^{\text{calc}})^2}$$

où N est le nombre total de mesures. Cette minimisation a été réalisée à l'aide de la fonction `fminsearch` sous MATLAB.

Qualité de l'ajustement

Afin de quantifier les incertitudes associées à la calibration des jauge de contrainte, les écarts-types maximaux relatifs (exprimés en pourcentage) ont été évalués pour différentes configurations de corde (c) et de dimension de veine (L). La Table 4.4 présente les valeurs

obtenues pour chacune des combinaisons testées. Ces résultats correspondent aux erreurs quadratiques moyennes (RSME) maximales observées durant la procédure de calibration.

TABLEAU 4.4 Résumé des écarts-types maximaux relatifs pour différentes configurations de corde et de dimension de veine.

c [m]	L [m]	Écart-type maximal z_p (%)	Écart-type maximal x_p (%)
0.15	0.15	0.60	11.45
0.15	0.25	2.27	10.36
0.25	0.15	2.13	17.22
0.25	0.25	1.39	18.31

L'analyse des écarts-types maximaux relatifs, présentée dans le Tableau 4.4, révèle une précision nettement plus faible pour les mesures issues du demi-pont installé dans la direction horizontale (x_p), avec des incertitudes pouvant dépasser 18 % dans certaines configurations. Or, la traînée est majoritairement déterminée à partir de la composante de force mesurée dans cette direction, si bien que la faible précision de cette dernière compromet la fiabilité de son estimation.

En revanche, la portance est principalement obtenue à partir des mesures effectuées dans la direction verticale (z_p), lesquelles présentent des écarts-types bien inférieurs à 3 %, garantissant ainsi une qualité de signal satisfaisante pour l'analyse.

Par conséquent, il a été décidé de concentrer cette étude sur l'évolution du coefficient de portance, seul paramètre pour lequel une précision expérimentale suffisante est assurée.

4.4 Système d'injection d'air

L'objectif du système d'injection est de générer un nuage de bulles uniformément réparti dans la section d'essai où sera placé le profil, avec des diamètres compris entre 0.1 et 3 mm. Plusieurs configurations ont été testées, et la meilleure homogénéité du nuage a été obtenue à l'aide d'un injecteur tubulaire, perforé de multiples orifices sur sa paroi. Ce dispositif est installé à l'entrée de la section d'essai, en amont du profil, comme illustré à la figure 4.2.

Deux anneaux distincts ont été utilisés : l'un pour la veine de section $L = 0.15$ m et l'autre pour celle de $L = 0.25$ m, comme illustré à la figure 4.15.

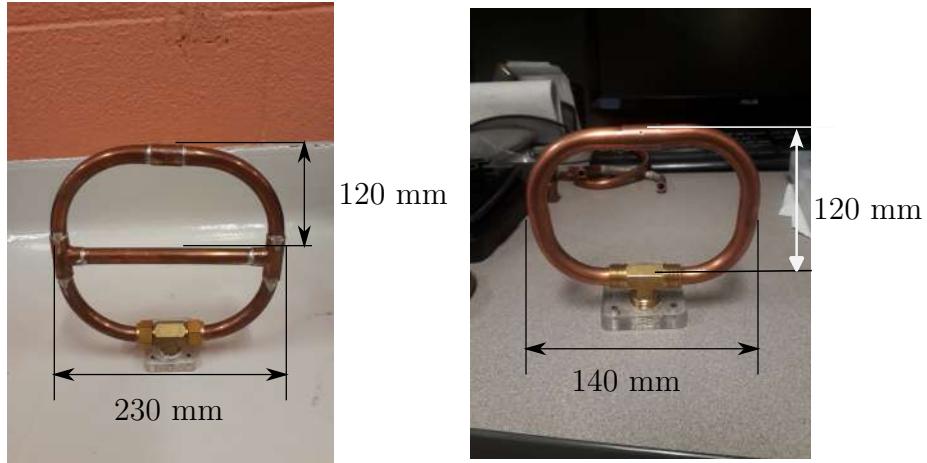


FIGURE 4.15 Dimensions des anneaux d'injection utilisés pour chaque configuration de veine. À gauche : anneau adapté à la grande veine (230 mm de largeur). À droite : anneau pour la petite veine (140 mm de largeur). L'espacement vertical entre les sections d'injection est identique pour les deux dispositifs (120 mm).

Les anneaux en cuivre ont été dimensionnés avec un diamètre interne de $3/8''$ pour $L = 0.15$ m et de $1/2''$ pour $L = 0.25$ m, afin de satisfaire le débit massique requis pour atteindre le titre volumique cible dans chaque veine. Le choix des diamètres tient compte de la limite imposée par l'écoulement sonique dans un fluide compressible, conditionnant le débit maximal admissible.

4.4.1 Validation de l'injecteur

Dans le but de validation, une cartographie du nuage généré par l'injecteur a été réalisée à la position correspondant au bord d'attaque du profil lors des expériences. Afin d'optimiser la distribution des bulles, cinq configurations d'injection ont été testées, en tenant compte de la géométrie asymétrique du système. Deux directions d'alimentation en air ont été envisagées — par le haut et par le bas de la veine — et, pour chaque cas, différentes variantes ont été évaluées : l'anneau seul, l'anneau avec un tube central vertical, et l'anneau avec un tube vertical et un autre horizontal.

Les tubes ajoutés ont pour rôle de générer des zones de basse pression afin d'attirer les bulles et d'améliorer leur répartition. Les résultats des cartographies correspondant à ces cinq configurations sont présentés à la figure 4.16.

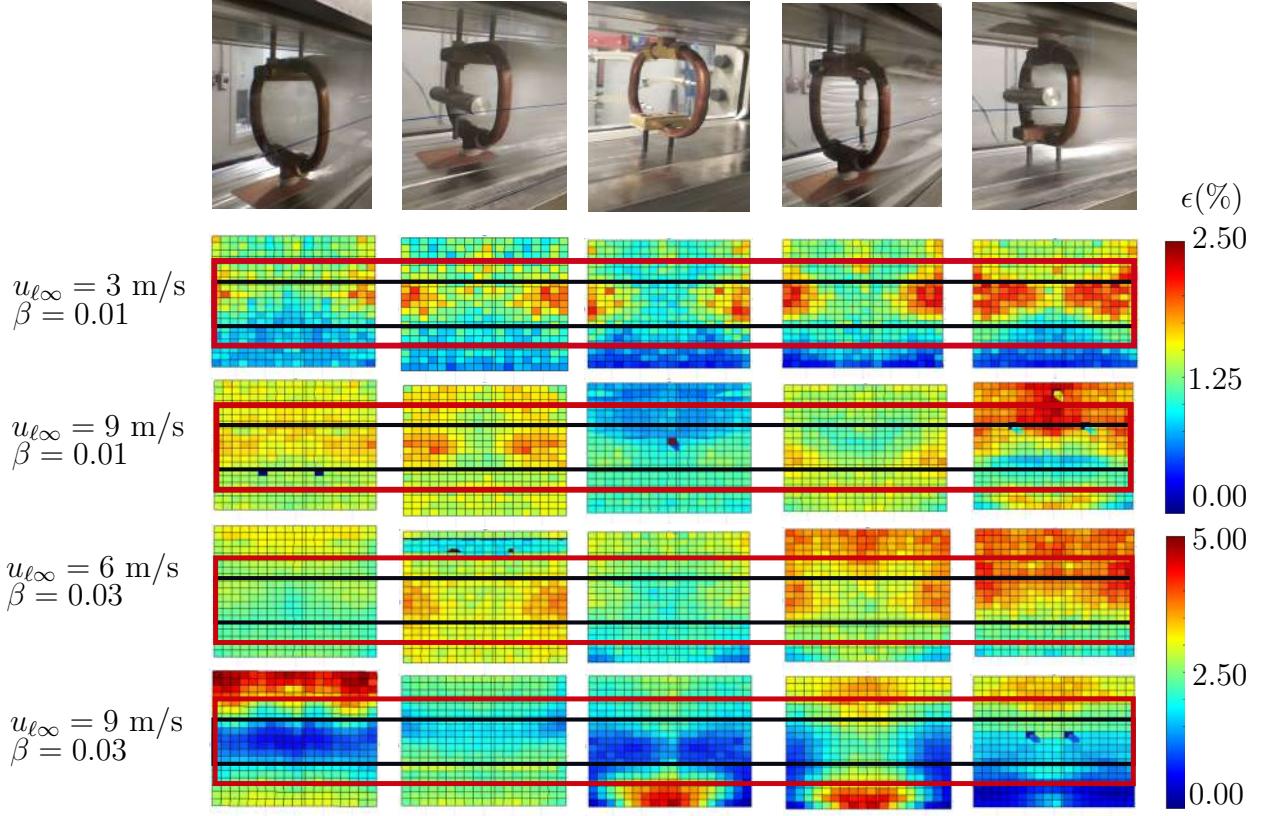


FIGURE 4.16 Comparaison entre les méthodes d'injection utilisées pour les expériences diphasiques. Chaque photo en haut correspond à une configuration spécifique de l'anneau d'injection, accompagnée en dessous des cartographies du nuage de bulles (taux de vide ϵ) mesurées pour quatre combinaisons de vitesse liquide $u_{\ell\infty}$ et de titre volumique β . Les cartographies sont obtenues à la position x de la veine où le profil sera installé. Le rectangle noir indique la zone de projection du profil sur le plan de mesure pour un angle d'incidence de 10° . Le rectangle rouge représente une zone élargie, correspondant au double de la hauteur projetée.

La figure 4.16 présente les cartographies du nuage de bulles obtenues pour chacune des configurations d'injection testées. Chaque cartographie correspond à une combinaison particulière de vitesse d'écoulement et de titre volumique. Le rectangle noir indique la hauteur projetée du profil pour un angle d'attaque de 10° , dans le cas où le rapport corde-largeur est $c/L = 1$. Le rectangle rouge, quant à lui, délimite une zone correspondant au double de cette hauteur projetée, utilisée comme référence pour l'évaluation de l'uniformité de la distribution du nuage.

Afin de valider la distribution du nuage à l'emplacement du profil, des plans de mesures ont été réalisés dans la veine de section $L = 0.15$ m, pour des vitesses d'écoulement de 3 m/s, 6 m/s et 9 m/s, ainsi que pour des titres volumiques de 0.01 et 0.03. Le critère de sélection

retenu était l'écart-type de la distribution du nuage, évalué sur une zone équivalente au double de la hauteur projetée par le profil (zone encadrée en rouge).

La configuration retenue, la deuxième configuration de gauche à droite sur la figure 4.16, présente un écart-type de 20 % sur ϵ dans la zone encadrée en rouge. Elle correspond à une injection par le bas, avec une tige centrale positionnée à l'intérieur de l'anneau sur l'axe horizontal (y) , créant une zone de basse pression qui attire les bulles vers le centre du champ. Pour la grande veine ($L = 0.25$ m), une configuration simplifiée avec uniquement la vis verticale a permis d'obtenir une distribution de qualité équivalente.

CHAPITRE 5 MÉTHODOLOGIE

Ce chapitre présente la méthodologie expérimentale mise en œuvre pour valider les modèles développés dans cette thèse. Il détaille d'abord l'installation expérimentale et les conditions opératoires adoptées, avant de décrire le plan d'expérience retenu.

Les grandeurs hydrodynamiques caractéristiques du mélange air-eau sont ensuite définies, en lien avec les objectifs de mesure. Les méthodes utilisées pour caractériser le sillage de bulles et mesurer les efforts hydrodynamiques agissant sur le profil sont également exposées. Enfin, la procédure de positionnement de la sonde optique est explicitée afin de garantir la précision des mesures en différents points du sillage.

Cette méthodologie vise à assurer la reproductibilité des expériences et la fiabilité des données collectées, nécessaires à l'analyse critique des résultats présentés dans les chapitres suivants.

5.1 Installation expérimentale

Les expériences ont été réalisées dans deux veines d'essai rectangulaires de sections $L = 0.15$ m et $L = 0.25$ m. Chaque veine est équipée d'un système d'injection d'air et d'une sonde optique mobile pour la détection de bulles. Ces dispositifs sont en fonctionnement depuis plusieurs années et ont été utilisés avec succès dans diverses campagnes expérimentales. Il est également possible d'y installer un profil aérodynamique, ce qui a été fait pour la présente étude.

5.2 Conditions expérimentales

Afin d'analyser le comportement des efforts dans un écoulement diphasique air-eau, deux cordes du profil NACA0015 ont été testées dans chaque veine. Les profils, fabriqués en acier inoxydable ANSI 304, diffèrent par leur corde : l'un mesure $c = 0.15$ m et l'autre $c = 0.25$ m. Les efforts ont été mesurés de manière indirecte, à partir des déformations enregistrées à la base du profil à l'aide de jauge de contrainte montées à l'encastrement.

Quatre jauge de contrainte ont été utilisées pour mesurer les composantes de portance et de traînée. Deux jauge ont été installées selon l'axe vertical du profil afin de capter la portance, et deux autres selon l'axe horizontal afin de capter la traînée. Elles ont été montées de part et d'autre de la structure d'encastrement, à proximité de la base du profil, dans une configuration en demi-pont. L'angle d'attaque pouvait être réglé par pas de 5° , dans une plage allant de -10° à $+10^\circ$.

5.3 Plan d'expérience

Une campagne préliminaire a été menée pour vérifier la rigidité du profil et calibrer les jauge de contrainte. Ensuite, les expériences ont été conçues selon une approche paramétrique : un seul paramètre variait à la fois, les autres restant constants. Le tableau suivant présente les paramètres expérimentaux et leur plage de variation :

TABLEAU 5.1 Plan d'expérience selon les dimensions de la veine et de la corde.

L (m)	c (m)	Orientation	α (°)	$u_{l\infty}$ (m/s)	β
0.15	0.15	Verticale	{-10, -5, 0, 10}	3	{0.01, 0.02, 0.03}
		Verticale	5	{3, 6, 9}	{0.01, 0.02, 0.03}
	0.25	Horizontale	{-10, -5, 0, 10}	3	{0.01, 0.02, 0.03}
		Horizontale	5	{3, 6, 9}	{0.01, 0.02, 0.03}
0.25	0.15	Horizontale	{-10, -5, 0, 10}	3	{0.01, 0.02, 0.03}
		Horizontale	5	{2, 2.5, 3}	{0.01, 0.02, 0.03}
	0.25	Horizontale	{-10, -5, 0, 10}	3	{0.01, 0.02, 0.03}
		Horizontale	5	{2, 2.5, 3}	{0.01, 0.02, 0.03}

De plus, nous avons considéré les constantes physiques suivantes, utilisées dans les calculs et les simulations.

Paramètre Unité	ρ_l [kg/m ³]	ρ_g [kg/m ³]	μ_l [Pa·s]	μ_g [Pa·s]	P [atm]	T [°C]
Valeur	997	1.204	1.0×10^{-3}	1.81×10^{-5}	1	20

TABLEAU 5.2 Constantes physiques utilisées dans les simulations.

5.4 Définitions des grandeurs hydrodynamiques en présence d'un mélange air-eau

Les coefficients hydrodynamiques ont été calculés en tenant compte des propriétés effectives du mélange diphasique air-eau, obtenues à partir du titre volumique en air β :

$$u = \frac{u_l}{1 - \beta} \quad (5.1)$$

$$\rho = \rho_l(1 - \beta) + \rho_g\beta \quad (5.2)$$

$$\mu = \mu_l(1 - \beta) + \mu_g\beta \quad (5.3)$$

Le coefficient de portance C_L et le nombre de Reynolds du mélange sont calculés selon :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho u^2 c L} \quad (5.4)$$

$$Re = \frac{\rho U c}{\mu} \quad (5.5)$$

où F_L est la force de portance mesurée.

Le nombre de Reynolds varie de 3 à $7.5 \cdot 10^5$ pour la veine de section $L = 0.25$ m et de 0.45 à $1.35 \cdot 10^6$ pour la veine de section $L = 0.15$ m .

5.5 Critère de convergence pour la durée d'acquisition

Avant de définir la durée d'acquisition des mesures dans les différentes campagnes expérimentales, une étude préliminaire de convergence temporelle a été réalisée. Pour cela, des acquisitions ont été effectuées sur différentes durées (5, 10 et 20 secondes), aussi bien sur les signaux d'efforts mesurés à la base du profil que sur les signaux de taux de vide issus du balayage optique dans le sillage de bulles.

L'analyse a permis d'identifier une durée minimale de 10 secondes à partir de laquelle les moyennes temporelles se stabilisent et ne présentent plus de variations significatives. Ce critère de stabilité statistique a servi de référence pour fixer la durée des acquisitions dans l'ensemble des procédures expérimentales, assurant un bon compromis entre représentativité des données et temps de mesure raisonnable.

5.6 Mesures du sillage de bulles

Afin d'analyser le comportement bidimensionnel du sillage de bulles, les mesures ont été effectuées le long d'une ligne verticale centrée dans la veine, de manière à minimiser les effets de paroi. Il y avait une marge de sécurité de 20 mm aux deux extrémités du déplacement

de la sonde pour ne pas se choquer avec les parois de la veine. La sonde optique a balayé la zone entre $z = -58$ mm et $z = 58$ mm avec un pas régulier de 5.5 mm. À chaque point, une mesure de 10 secondes a été enregistrée afin d'assurer une bonne représentativité statistique du nuage de bulles.

5.7 Procédure de mesure des efforts

Avant chaque plan expérimental, un « zéro » a été effectué à vitesse nulle afin d'éviter les effets d'hystérésis et de soustraire la masse ajoutée du profil. Les mesures d'efforts ont duré 10 secondes. Les acquisitions ont été réalisées à la fois avec et sans la sonde optique installée, afin d'évaluer l'influence potentielle de sa présence sur les résultats expérimentaux.

5.8 Positionnement de la sonde optique

Le laboratoire possède deux configurations distinctes de veine d'essai, dont les dimensions sont illustrées sur la figure 5.1. Le tableau 5.3 présente les distances entre le bord de fuite du profil et la sonde optique, exprimées à la fois en mètres et en nombre de cordes, pour chaque configuration testée. Les positions respectives de l'anneau d'injection par rapport au centre du profil sont également indiquées, en fonction de la largeur de la veine L . Ces valeurs permettent de caractériser précisément le champ d'écoulement en aval du profil et de comparer les résultats obtenus dans différentes configurations géométriques.

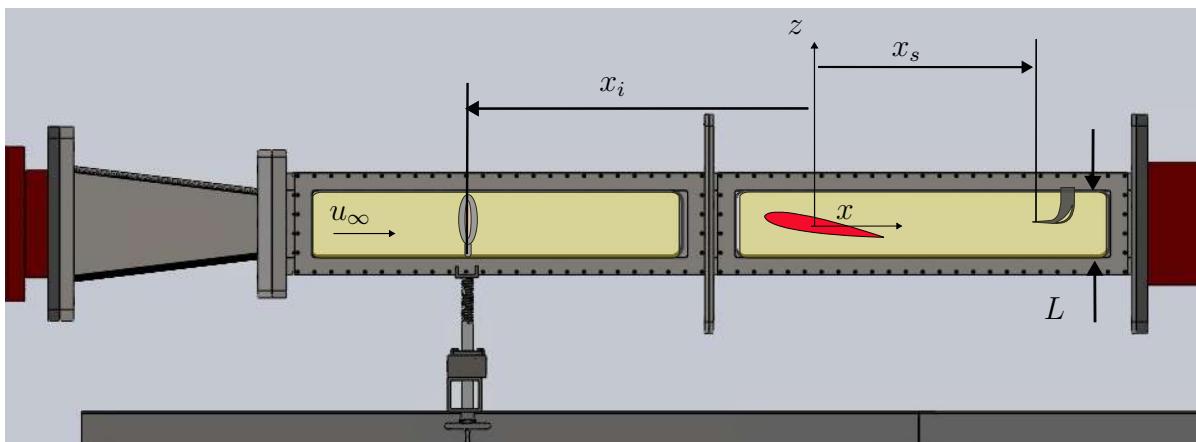


FIGURE 5.1 Axes de référence et positions relatives dans la veine d'essai. Pour la veine $L = 0.15\text{m}$, $x_i = -1.01\text{m}$ et $x_s = 0.35\text{m}$. Pour la veine $L = 0.25\text{m}$, $x_i = -0.99\text{m}$ et $x_s = 0.44\text{m}$.

TABLEAU 5.3 Positionnement de la sonde optique et de l'anneau d'injection selon la largeur de veine L et la corde c .

L (m)	c (m)	Distance bord de fuite à sonde (m)	Distance normalisée par la corde
0.15	0.15	0.275	2.20
0.15	0.25	0.225	0.90
0.25	0.15	0.385	3.08
0.25	0.25	0.315	1.26

L (m)	Distance centre du profil à l'anneau d'injection (m)
0.15	1.010
0.25	0.990

CHAPITRE 6 EFFET DU CONFINEMENT SUR LES EFFORTS HYDRODYNAMIQUES

Ce chapitre a comme objectif l'analyse de l'influence des confinements causés par le blocage solide d'un profil hydrodynamique NACA0015 dans le conduit de passage de fluide et par les effets de paroi sur les efforts hydrodynamiques. Ce document explique les étapes du calcul et de la modélisation du rapport des coefficients de portance en milieu confiné et non confiné C_L/C_{L0} en fonction du coefficient de blocage σ et du paramètre de profil turbulent n , à l'aide d'un code MATLAB. σ représente le blocage adimensionnel du profil dans la veine d'essai. Le code calcule les valeurs numériques du coefficient de portance corrigé pour différentes conditions et ajuste une fonction de régression pour représenter les résultats de manière compacte.

En utilisant la loi des puissances pour calculer le profil des vitesses dans la veine, on l'applique aux deux directions transversales y et z pour avoir le profil de vitesse de l'écoulement dans le conduit.

Finalement, on exprime le débit volumique en termes de fonctions Gamma, facilitant ainsi les calculs analytiques. En utilisant la fonction Beta d'Euler et sa relation avec la fonction Gamma, nous avons simplifié l'intégration complexe du profil de vitesse dans un conduit carré, en tenant compte d'une restriction centrale. L'approche analytique via les fonctions spéciales offre une méthode robuste et efficace pour traiter les équations régissant les écoulements de fluides dans des géométries complexes.

6.1 Profil de vitesse

Dans cette étude, nous considérons un écoulement pleinement développé et unidirectionnel à l'intérieur d'un conduit carré. Le champ de vitesse moyenne est alors défini par $\vec{U}(x, y, z) = (u(y, z), 0, 0)$, où $u(y, z)$ désigne la composante longitudinale de la vitesse selon l'axe x .

La loi de puissance appliquée aux quatre parois d'un conduit carré de largeur L , tout en satisfaisant la condition de non-glissement au niveau des parois (vitesse nulle aux positions $y = -L/2$, $y = L/2$, $z = -L/2$, et $z = L/2$), donne l'expression du profil de vitesse $u(y, z)$:

$$u(y, z) = \Lambda u_\infty 2^{\frac{4}{n}} \left(\frac{1}{2} + \frac{y}{L} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{2} - \frac{y}{L} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{L} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{L} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (6.1)$$

Le facteur $2^{\frac{4}{n}}$ ajuste le profil pour que la vitesse maximale soit atteinte exactement au point central à la valeur de Λu_∞ .

où :

- u_∞ est la vitesse de l'écoulement au loin,
- y et z sont les coordonnées dans le plan transversal au conduit,
- L est la dimension transversale du conduit carré,
- n est un exposant empirique basé sur les caractéristiques de l'écoulement qui contrôle la forme du profil de vitesse dans le conduit. La valeur $n=1$ donne un écoulement de Poiseuille, par contre $n \rightarrow \infty$ donne un profil plat de vitesse. Les écoulements turbulents sont caractérisés par des valeurs $n > 7$),
- Λ est un facteur de mise à l'échelle, assurant la conservation de la masse dans le profil de vitesse modifié par la loi de puissance.

6.2 Adimensionnalisation

La vitesse adimensionnalisée (u^*) est définie comme :

$$u^* = \frac{u}{u_\infty} \quad (6.2)$$

Pour simplifier le traitement des équations, nous introduisons les variables adimensionnelles suivantes pour les directions y et z :

$$y^* = \frac{y}{L} + \frac{1}{2}, \quad z^* = \frac{z}{L} + \frac{1}{2} \quad (6.3)$$

Cela permet de réécrire le profil de vitesse sous une forme adimensionnelle :

$$u^* = \frac{u(y^*, z^*)}{u_\infty} = \Lambda 2^{\frac{4}{n}} (y^*)^{\frac{1}{n}} (1 - y^*)^{\frac{1}{n}} (z^*)^{\frac{1}{n}} (1 - z^*)^{\frac{1}{n}} \quad (6.4)$$

6.3 Débit volumique et introduction de la restriction

Pour prendre en compte la restriction au passage du fluide causé par le profil NACA0015, plutôt que d'utiliser $\sigma_0 = \pi^2/48(c/L)^2$ défini par Glauert [20], on introduit σ défini comme le nombre adimensionnel du rapport de la hauteur projetée de la restriction h_p sur la dimension transversale du conduit L corrigée par l'épaisseur moyenne adimensionnel du profil :

$$\sigma = \frac{h_p}{L} \frac{\langle e \rangle}{e_{max}} \quad (6.5)$$

Cette définition nous semble plus représentative de la réalité du blocage et prenant en compte

les effets de l'angle d'attaque. Dans le cas des NACA00XX, le profil est défini par :

$$\frac{e(x_p)}{e_{max}} = 2.969 \sqrt{\frac{x_p}{c}} - 1.260 \frac{x_p}{c} - 3.516 \frac{x_p^2}{c} + 2.843 \frac{x_p^3}{c} - 1.015 \frac{x_p^4}{c} \quad (6.6)$$

Par conséquent

$$\frac{\langle e \rangle}{e_{max}} = \int_0^1 2.969 \sqrt{\bar{x}_p} - 1.260 \bar{x}_p - 3.516 \bar{x}_p^2 + 2.843 \bar{x}_p^3 - 1.015 \bar{x}_p^4 d\bar{x}_p \approx 0.685 \quad (6.7)$$

À partir des projections des hauteurs mesurées grâce au logiciel SolidWorks et d'un ajustement de courbe, on trouve une relation pour le NACA0015 qui donne la hauteur projetée en fonction de l'angle d'attaque α en degré donnée par l'équation suivante :

$$\frac{h_p}{c} = 0.15 + 5.2 \times 10^{-4} \alpha^2 + 1.4 \times 10^{-6} \alpha^4 \quad \text{avec } \alpha [^\circ], -10^\circ < \alpha < 10^\circ \quad (6.8)$$

Les valeurs de σ dans les expériences sont données au tableau suivant :

$\alpha [^\circ]$	c	h_p	σ (L=0.15)	σ (L=0.25)
0	0.15	0.0225	0.103	0.062
5	0.15	0.0246	0.112	0.067
10	0.15	0.0324	0.148	0.089
0	0.25	0.0375	0.171	0.103
5	0.25	0.0410	0.187	0.112
10	0.25	0.0540	0.247	0.148

TABLEAU 6.1 Valeurs de h_p , et σ pour les expériences

Le débit volumique à travers la section du conduit est obtenu en intégrant $u(y^*, z^*)$ sur la section transversale. Sans restriction, le domaine d'intégration s'étendait de $z^* = 0$ à $z^* = 1$ (ou de $z^* = 0.5$ à $z^* = 1$ pour la moitié supérieure du conduit). L'introduction de la restriction modifie le domaine d'intégration en z^* , en fonction de la variable adimensionnelle σ .

La restriction centrée au milieu du conduit de largeur totale L , s'étend symétriquement de part et d'autre du centre du conduit, $z^* = 0.5 \pm 0.5\sigma$. L'intégrale adimensionnelle pour le débit volumique total s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
Q &= u_\infty L^2 \\
&= 2 \int_0^L \int_0^{L/2(1-\sigma/2)} u(y, z) dz dy \\
&= 2u_\infty L^2 \int_0^1 \int_0^{1/2-\sigma/2} u^*(y^*, z^*) dz^* dy^* \\
Q &= \Lambda 2^{\frac{4}{n}} u_\infty L^2 \int_0^1 [y^*(1-y^*)]^{\frac{1}{n}} dy^* \left\{ \int_0^1 [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* - \int_{1/2-\sigma/2}^{1/2+\sigma/2} [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* \right\}
\end{aligned} \tag{6.9}$$

6.4 Transformation de l'intégrale avec la fonction Bêta d'Euler

L'intégrale sur y^* et z^* peut être simplifiée à l'aide de la fonction Beta d'Euler. La fonction Bêta est définie par :

$$B(p, q) = \int_0^1 t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt \tag{6.10}$$

L'intégration sur y^* donne alors :

$$\int_0^1 [y^*(1-y^*)]^{\frac{1}{n}} dy^* = B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) \tag{6.11}$$

Pour l'intégrale sur z^* , étant donné la présence de la restriction, il n'y a pas de solution analytique et nous allons faire un développement de Taylor pour obtenir une valeur approchée de l'intégrale :

$$\int_0^1 [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* - \int_{1/2-\sigma/2}^{1/2+\sigma/2} [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* = B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) - \int_{1/2-\sigma/2}^{1/2+\sigma/2} [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* \tag{6.12}$$

Changement de Variable : Posons $z^* = \frac{1}{2} + \epsilon$, avec $\epsilon \in \left[-\frac{\sigma}{2}, \frac{\sigma}{2}\right]$. Alors, $dz^* = d\epsilon$, et l'intégrale devient :

$$\int_{0.5-\frac{\sigma}{2}}^{0.5+\frac{\sigma}{2}} [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{\frac{\sigma}{2}} \left(\frac{1}{2} + \epsilon\right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{2} - \epsilon\right)^{\frac{1}{n}} d\epsilon = \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{\frac{\sigma}{2}} \left(\frac{1}{4} - \epsilon^2\right)^{\frac{1}{n}} d\epsilon. \tag{6.13}$$

Utilisons le développement de Taylor jusqu'au second ordre autour de $\epsilon = 0$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{4} - \epsilon^2\right)^{\frac{1}{n}} &= \left(\frac{1}{4}\right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - 4\epsilon^2\right)^{\frac{1}{n}} \\ &\approx \left(\frac{1}{4}\right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - \frac{4\epsilon^2}{n}\right) \end{aligned} \quad (6.14)$$

En remplaçant dans l'intégrale, on obtient :

$$\begin{aligned} \int_{0.5-\frac{\sigma}{2}}^{0.5+\frac{\sigma}{2}} [z^*(1-z^*)]^{\frac{1}{n}} dz^* &\approx \int_{-\frac{\sigma}{2}}^{\frac{\sigma}{2}} \left(\frac{1}{4}\right)^{\frac{1}{n}} \left(1 - \frac{4\epsilon^2}{n}\right) d\epsilon. \\ &\approx \left(\frac{1}{4}\right)^{\frac{1}{n}} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right) \end{aligned} \quad (6.15)$$

6.5 Lien avec la fonction Gamma

La fonction Bêta d'Euler est reliée à la fonction Gamma via la relation :

$$B(p, q) = \frac{\Gamma(p)\Gamma(q)}{\Gamma(p+q)} \quad (6.16)$$

Avec $\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$, nous avons

$$B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{n} + 1\right)^2}{\Gamma\left(\frac{2}{n} + 2\right)} = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)^2}{(4+2n)\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)} \quad (6.17)$$

$$B\left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1\right) = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{n} + 1\right)^2}{\Gamma\left(\frac{4}{n} + 2\right)} = \frac{\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)^2}{(4+n)\Gamma\left(\frac{4}{n}\right)} \quad (6.18)$$

Le débit volumique total devient :

$$\begin{aligned}
Q &= u_\infty L^2 \\
&\approx \Lambda 2^{\frac{4}{n}} u_\infty L^2 B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) \left[B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) - (2)^{-\frac{2}{n}} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right) \right] \\
Q &\approx \Lambda 2^{\frac{4}{n}} u_\infty L^2 \frac{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)^2}{(4+2n)\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{1}{n}\right)^2}{(4+2n)\Gamma\left(\frac{2}{n}\right)} - (2)^{-\frac{2}{n}} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right) \right]
\end{aligned} \tag{6.19}$$

Pour n grand, la fonction Γ peut être approximée par :

$$\Gamma\left(\frac{1}{n}\right) \approx n \frac{12\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2}{12\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2} \tag{6.20}$$

où $\gamma \simeq 0.5772$ est la constante d'Euler-Mascheroni.

De cette façon, on peut réécrire la fonction Bêta de la manière suivante :

$$B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) \approx \frac{n}{2+n} \frac{(12\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^2 (6\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)}{(12\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^2 (6\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)} \tag{6.21}$$

$$B\left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1\right) \approx \frac{n}{4+n} \frac{(6\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^2 (3\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)}{(6\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^2 (3\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)} \tag{6.22}$$

Pour déterminer Λ , nous utilisons le fait que la conservation de la masse doit être satisfaite. Il est ajusté pour garantir que le débit volumétrique sans la restriction corresponde au débit total attendu.

À partir du débit calculé à l'infini $Q = u_\infty L^2$, nous obtenons l'expression finale pour Λ en fonction de n , σ et B :

$$\begin{aligned}
\Lambda &= \frac{1}{2^{\frac{4}{n}} B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) 2 \int_0^{0.5-\sigma/2} (z^*)^{\frac{1}{n}} (1-z^*)^{\frac{1}{n}} dz^*} \\
&\approx \frac{1}{2^{\frac{4}{n}} B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) \left[B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) - 2^{-\frac{2}{n}} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right) \right]} \\
&\approx \Lambda_0 \left[1 - \frac{1}{2^{\frac{2}{n}} B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right)} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right) \right]^{-1} \\
\Lambda &\approx \frac{\Lambda_0}{1 - \sqrt{\Lambda_0} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right)} \tag{6.23}
\end{aligned}$$

Pour la condition avec aucune restriction physique au conduit, soit $\sigma = 0$, le facteur de mise en échelle adimensionalisée (Λ_0) est donnée par est :

$$\Lambda_0 = \frac{1}{2^{\frac{4}{n}} \left[B\left(\frac{1}{n} + 1, \frac{1}{n} + 1\right) \right]^2} \tag{6.24}$$

$$\approx \frac{(2+n)^2}{n^2} \frac{(12\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^4 (6\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^2}{2^{\frac{4}{n}} (12\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^4 (6\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^2} \tag{6.25}$$

Λ_0 correspond au maximum de la vitesse adimensionnelle u^* au centre de la conduite sans blocage physique.

La figure 6.1 montre le profil de vitesse en trois dimensions dans la veine par la méthode de la loi de puissance eq. (6.4).

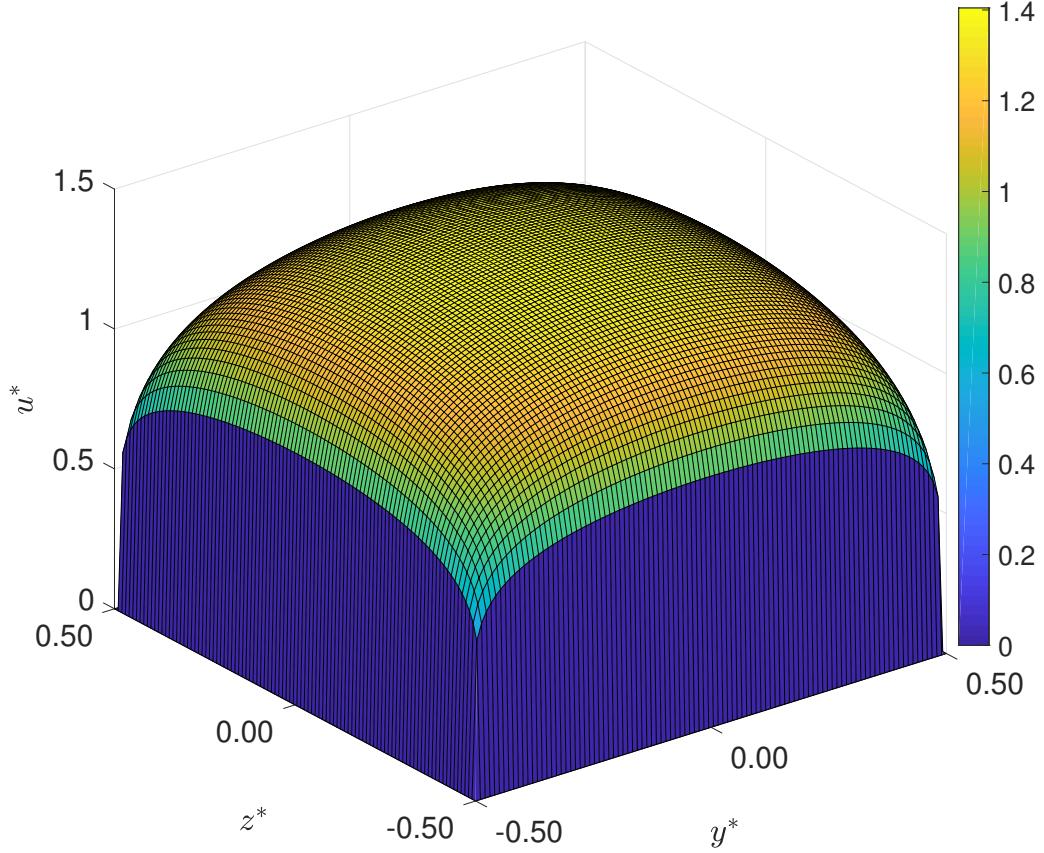


FIGURE 6.1 Profil tridimensionnel de vitesse adimensionnée u^* obtenu par la loi de puissance tridimensionnelle, basée sur la théorie de la couche limite, sans effet de blocage physique ($\sigma = 0$). Résultat conforme à l'équation (eq.6.5).

Selon les travaux de Salama [60], une relation entre le paramètre n et le nombre de Reynolds Re pour les écoulements turbulents développés dans les tuyaux a été établie. En utilisant des données expérimentales, Salama a proposé une corrélation logarithmique sous la forme suivante :

$$n = 0.77 \ln(Re_\infty) - 3.47 \quad Re_\infty \in [10^4, 10^7] \quad (6.26)$$

Cette relation permet de déterminer le paramètre n en fonction du nombre de Reynolds de la conduite dans une large gamme de valeurs. Nos expériences ont été faites avec des nombres de Reynolds correspondant à des n entre 6.6 et 8.4. La corrélation (6.26) a été validée en comparant des profils de vitesse mesurés expérimentalement, obtenant ainsi une

bonne correspondance pour des écoulements turbulents pleinement développés. Cependant, il est important de noter que cette relation a été validée pour des écoulements dans des sections circulaires. Dans notre cas, l'expérimentation est réalisée dans une section carrée avec un aerofoil avec un écoulement pas forcément entièrement développé, ce qui peut entraîner des différences dans le comportement de l'écoulement dû aux effets de confinement et aux géométries complexes des parois. Ces aspects géométriques doivent être pris en compte lors de l'interprétation des résultats.

Leila Dhar [1] a effectué des mesures par LDA dans notre section d'essai et elle a obtenu les résultats présentés dans le tableau 6.2 :

u_∞ (m/s)	u_{max} (m/s)	Mesure $Re_\infty (\times 10^6)$	$\Lambda_0 = u_{max}/u_\infty$	n	écoulement développé n théorique eq. (6.26)
2.10	2.13	0.525	1.014	22	6.7
4.16	4.20	1.04	1.01	30	7.2
6.19	6.25	1.55	1.01	39.5	7.5

TABLEAU 6.2 Mesures de vitesse réalisées par LDA dans notre section d'essai selon Leila Dhar [1]. Le tableau présente les vitesses mesurées à l'infini (u_∞) et les vitesses maximales (u_{max}), le nombre de Reynolds associé (Re_∞), le rapport $\Lambda_0 = u_{max}/u_\infty$, ainsi que la valeur du paramètre n déterminée expérimentalement et celle théorique prédite par l'équation (6.26).

La figure 6.2 montre le profil de vitesse de l'écoulement le long de l'axe y pour le centre de la conduite sur l'axe z en fonction du nombre de Reynolds calculé à partir de la taille de la conduite :

$$Re_\infty = \frac{\rho u_\infty L}{\mu} \quad (6.27)$$

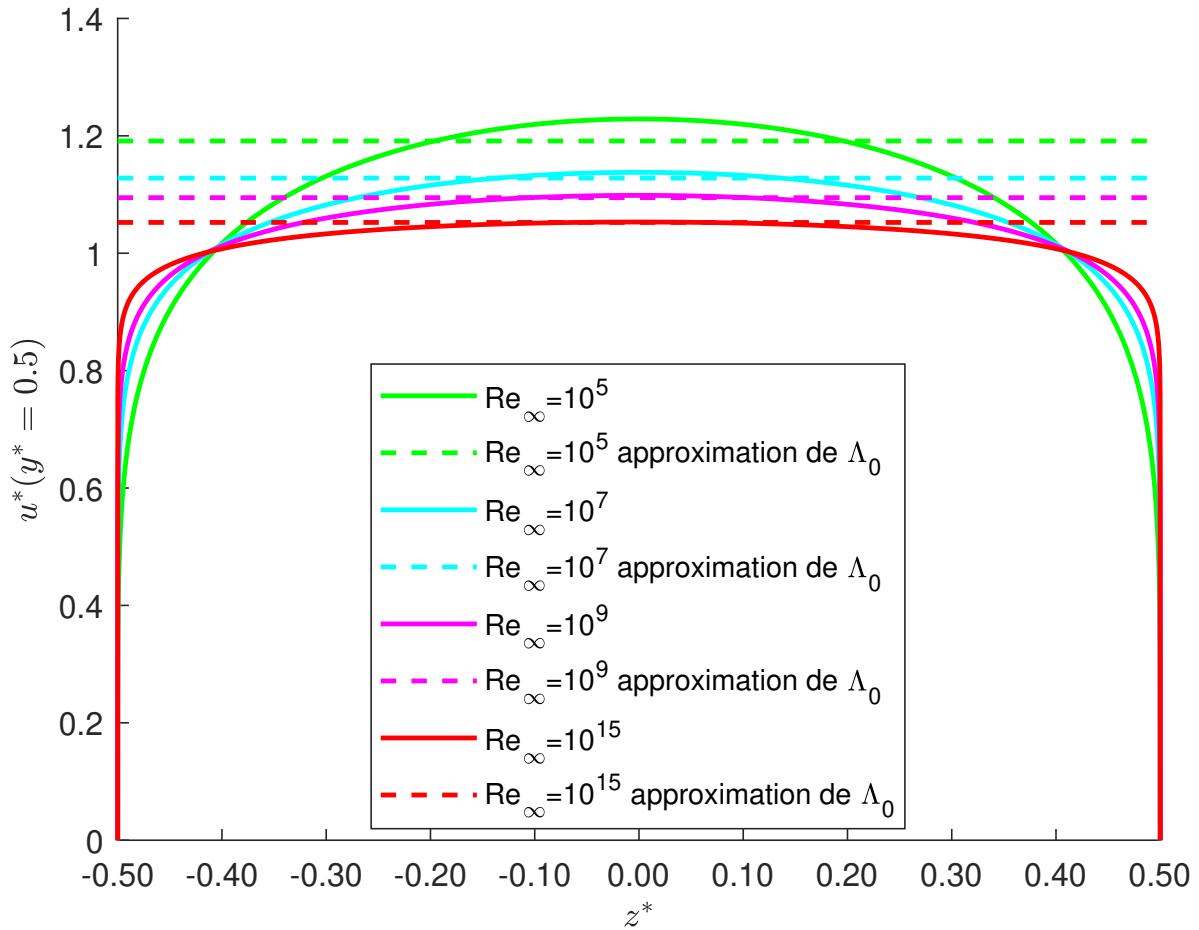


FIGURE 6.2 En trait plein, le profil de vitesse développée u^* pour différent nombre de Reynolds pour $\sigma = 0$ et $y^* = 0.5$ en utilisant la valeur exacte Λ_0 eq. (6.24). En pointillé est représenté l'approximation de Λ_0 eq.(6.25)

On vérifie que, plus l'écoulement est turbulent (valeurs plus grands de n et de Re_∞), plus le profil de vitesse s'aplatisse.

La figure 6.3 montre le comportement du profil de vitesse de l'écoulement, au long de l'axe y et sur la position au milieu du conduit en z , en fonction de σ pour un n donnée.

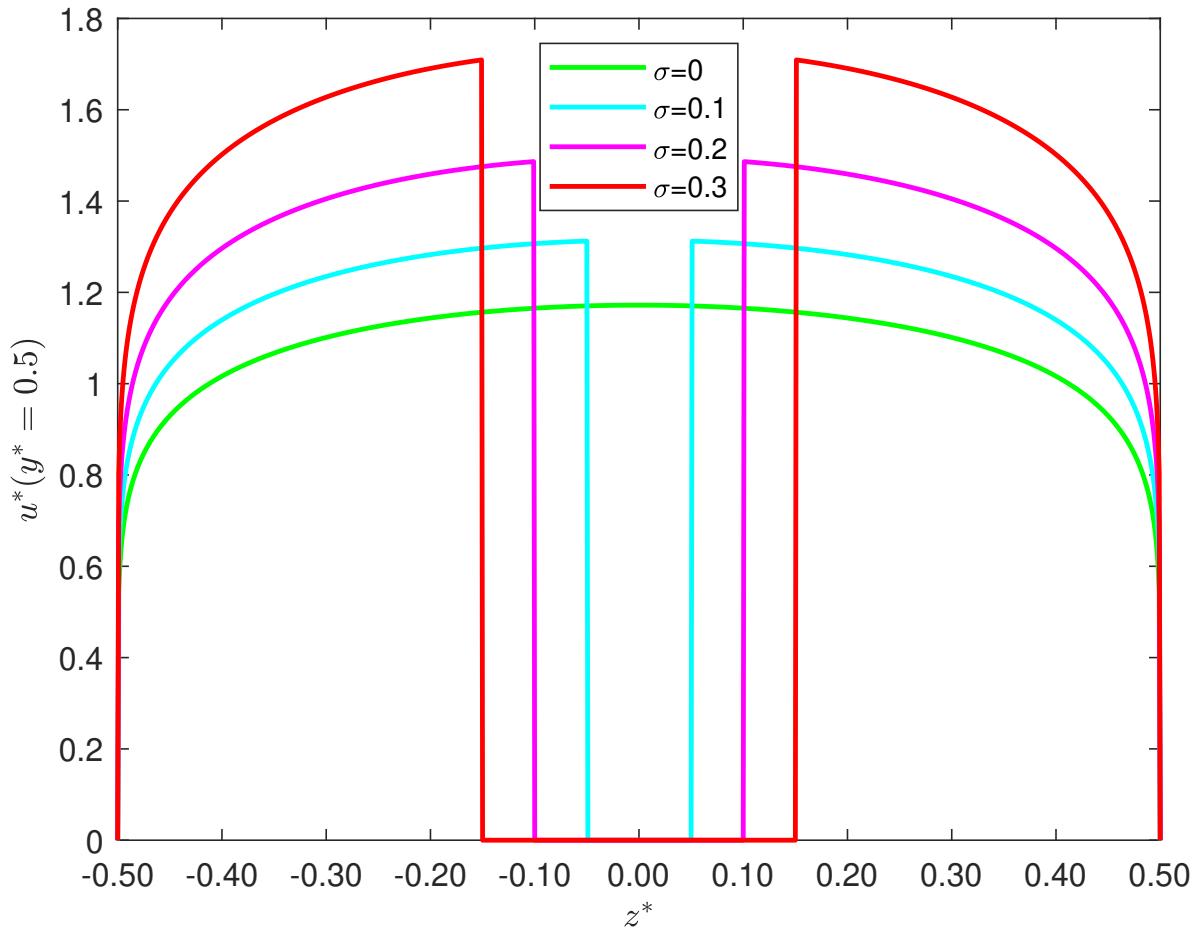


FIGURE 6.3 Profil de vitesse en fonction de σ (paramètres lié au confinement posé par le blocage du profil eq.6.5), pour $z^* = 0.5$ et $Re_\infty = 10^6$ ($n = 7.17$).

On voit, comme attendu, que plus on augmente le blocage par le profil, représenté par σ , plus la vitesse augmente.

6.6 Calcul du coefficient de portance

La force de portance est calculée en intégrant la pression dynamique sur une ligne au milieu du conduit ($z^* = 0.5$), où se trouve le profil :

$$\begin{aligned}
F_L &= cC_{L0} \int_0^L \frac{1}{2} \rho u(y, z=0.5L)^2 dy \\
&= LcC_{L0} \int_0^1 \frac{1}{2} \rho \left[\Lambda 2^{\frac{4}{n}} u_\infty (y^*)^{\frac{1}{n}} (1-y^*)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{n}} \left(1-\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{n}} \right]^2 dy^* \\
F_L &= 2^{\frac{4}{n}} Lc \Lambda^2 \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 C_{L0} \int_0^1 (y^*)^{\frac{2}{n}} (1-y^*)^{\frac{2}{n}} dy^* \tag{6.28}
\end{aligned}$$

Finalement on peut trouver le rapport $\frac{C_L}{C_{L0}}$ (C_L normalisé) entre les coefficients de portance à l'infini et le coefficient équivalent pour générer la force de portance calculée avec le profil de vitesse confiné :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2 Lc} = 2^{\frac{4}{n}} \Lambda^2 C_{L0} \int_0^1 (y^*)^{\frac{2}{n}} (1-y^*)^{\frac{2}{n}} dy^* \tag{6.29}$$

De cette façon, nous avons :

$$\begin{aligned}
\frac{C_L}{C_{L0}} &= 2^{\frac{4}{n}} \Lambda^2 \int_0^1 (y^*)^{\frac{2}{n}} (1-y^*)^{\frac{2}{n}} dy \\
&= \Lambda^2 2^{\frac{4}{n}} B\left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1\right) \\
&\approx \frac{\Lambda_0^2 2^{\frac{4}{n}} B\left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1\right)}{\left[1 - \sqrt{\Lambda_0} \left(\sigma - \frac{\sigma^3}{3n}\right)\right]^2} \tag{6.30}
\end{aligned}$$

$$\frac{C_L}{C_{L0}} \approx \frac{\beta(n)}{\left[1 - \sqrt{\Lambda_0} \sigma \left(1 - \frac{\sigma^2}{3n}\right)\right]^2} \tag{6.31}$$

avec

$$\begin{aligned}
\beta(n) &= \Lambda_0^2 2^{\frac{4}{n}} B\left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1\right) \\
\beta(n) &\approx \frac{(2+n)^4}{2^{\frac{4}{n}} n^3 (4+n)} \frac{(12\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^8 (6\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^6 (3\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)}{(12\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)^8 (6\gamma n + \pi^2 + 6\gamma^2)^6 (3\gamma n + \pi^2 - 6\gamma^2)} \tag{6.32}
\end{aligned}$$

Nombre de Reynolds	n eq.(6.26)	$\beta(n)$ eq.(6.32)	$\Lambda_0 = \max u^*$ eq.(6.24)	approximation de Λ_0 eq.(6.25)
10^4	3.62	1.406	1.342	1.239
10^5	5.39	1.268	1.229	1.191
10^6	7.17	1.197	1.172	1.154
10^7	8.94	1.154	1.138	1.128
∞	∞	1	1	1

TABLEAU 6.3 Analyse des valeurs de n , $\beta(n)$ et Λ_0 pour différents nombres de Reynolds.

La condition avec $Re = \infty$ donne l'équation 6.33 et son développement en série de Taylor du premier ordre eq. (6.34), qui représente les petits confinements $\sigma \ll 1$ et pour un profil plat ($Re_\infty = \infty$) :

$$\frac{C_L(\sigma)}{C_{L0}} = \frac{1}{(1 - \sigma)^2} \quad (6.33)$$

$$\frac{C_L(\sigma)}{C_{L0}} = 1 + 2\sigma \quad (6.34)$$

Interprétation physique

L'équation (6.30) proposée a pour objectif de modéliser l'effet du confinement sur la portance d'un profil situé dans un conduit rectangulaire. Le paramètre σ mesure l'influence de la hauteur projetée du profil par rapport à la largeur du conduit, tandis que n représente l'exposant de la loi de puissance qui régit le profil de vitesse dans le conduit.

Ainsi, l'équation permet d'ajuster les variations du coefficient de portance relatif C_L/C_{L0} en tenant compte à la fois des effets de la géométrie confinée (via σ) et du profil de vitesse (via n), assurant un bon ajustement des données dans différentes configurations expérimentales.

Le code calcule C_L/C_{L0} pour différentes valeurs de σ et n , puis ajuste les courbes calculées avec la fonction ci-dessus. Enfin, les résultats ajustés sont tracés pour comparaison avec les valeurs calculées. Le graphique permet de visualiser comment les paramètres influencent le comportement du coefficient de portance corrigé.

6.7 Données expérimentales

À partir des définitions de σ eq. (6.5) et σ_0 eq. (2.10), on obtient que :

$$\sigma_0(\alpha) = 0.095 \left(\frac{c\sigma}{h_p(\alpha)} \right)^2 \quad (6.35)$$

$$= 0.095 \left(\frac{\sigma}{0.15 + 5.2 \times 10^{-4}\alpha + 1.4 \times 10^{-6}\alpha} \right)^2 \quad (6.36)$$

La relation obtenue à travers Goldstein [21] eq. (2.11) et celle dérivée des modèles de Vincenti [23], Maskell [24] et Elfmark [25] eq. (2.14) deviennent respectivement, selon les notation de ce travail :

$$\frac{C_L}{C_{L0}}(\alpha) = \frac{1}{1 - 0.095 \left(\frac{c\sigma}{h_p(\alpha)} \right)^2} \quad (6.37)$$

$$\frac{C_L}{C_{L0}}(\alpha, C_{D0}) = \frac{1}{1 - \left[\frac{0.6C_{D0} \left(\frac{c\sigma}{h_p(\alpha)} \right)}{1 - 0.9C_{D0} \frac{h_p(\alpha)}{L}} \right] - 0.15 \left(\frac{c\sigma}{h_p(\alpha)} \right)^2} \quad (6.38)$$

Afin d'évaluer la robustesse des modèles théoriques disponibles dans la littérature, nous avons tracé leurs prédictions pour différentes conditions expérimentales, en variant l'angle d'attaque et le nombre de Reynolds. Cette figure présente exclusivement les résultats issus de ces deux modèles, sans intégrer les données expérimentales ni la corrélation développée dans ce travail.

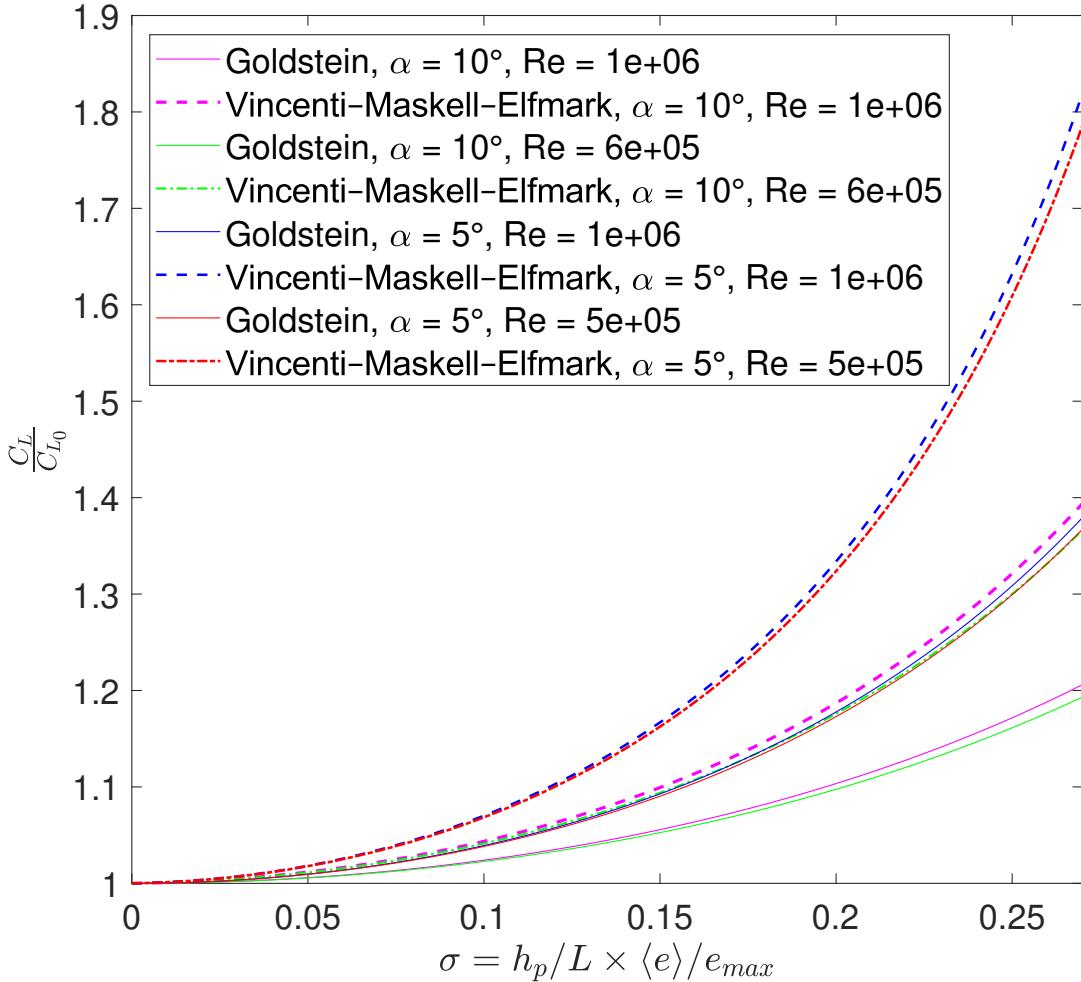


FIGURE 6.4 Comparaison des prédictions issues des modèles de Goldstein et de Barlow pour différents cas expérimentaux : $\alpha = 5^\circ$ et 10° , avec $Re = 5 \times 10^5$ et 1×10^6 . Le coefficient de portance normalisé est représenté en fonction de σ , qui traduit le niveau de confinement dû au profil dans le conduit (voir équation 6.5).

La figure 6.4 met en évidence les différences structurelles entre les deux modèles. Le modèle de Goldstein présente des valeurs de portance normalisée (C_L/C_{L_0}) plus élevées que celles du modèle de Barlow dans les conditions de confinement élevé. On observe également, pour les deux modèles, une dépendance notable à l'angle d'attaque : les prédictions varient sensiblement entre $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$. Compte tenu des résultats expérimentaux obtenus, qui indiquent une croissance relativement accentuée du C_L/C_{L_0} avec σ , nous avons privilégié, pour les comparaisons directes, les courbes les plus élevées de chaque modèle, soit celles correspondant à $Re = 10^6$.

La figure 6.5 illustre la relation entre le coefficient de portance normalisé et le taux de restriction (σ). Les courbes théoriques, issues des équations 6.30 (solution exacte par intégration numérique) et 6.31 (approximation analytique), sont tracées pour différentes valeurs du nombre de Reynolds en conduite. Le graphique intègre également les données expérimentales, ainsi que les relations de Goldstein et de Vincenti–Maskell–Elfmark, calculées aux mêmes valeurs de σ que les mesures, afin de permettre une comparaison visuelle directe.

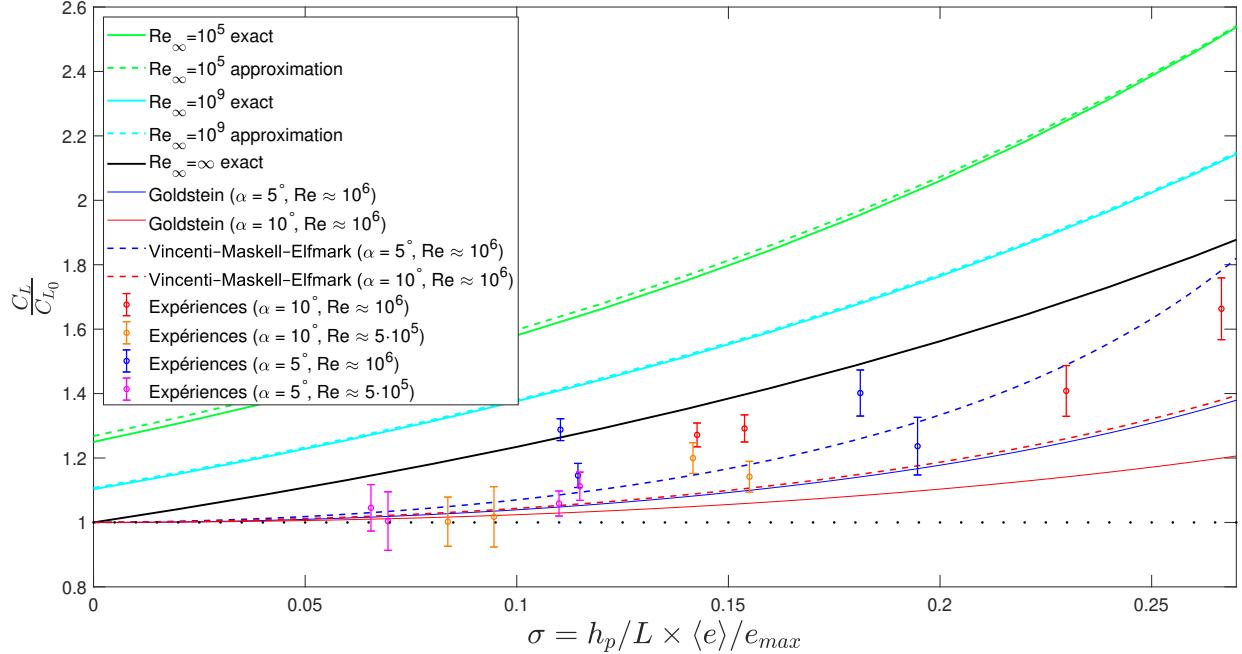


FIGURE 6.5 C_L/C_{L_0} en fonction du taux de confinement σ , pour différents modèles théoriques et données expérimentales. Les lignes vertes et bleu ciel correspondent au modèle développé dans ce travail, respectivement pour $Re \approx 10^5$ et $Re \approx 10^9$; la ligne noire représente la solution pour $Re \rightarrow \infty$. Les courbes pleines proviennent d'une intégration numérique de l'équation (6.30), tandis que les pointillés sont issus de l'approximation analytique de l'équation (6.31). Le modèle de Goldstein (lignes pleines bleue et rouge), respectivement pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$ à $Re \approx 10^6$ et celui de Vincenti–Maskell–Elfmark (lignes pointillées bleue et rouge) sont également représentés. Les points expérimentaux sont indiqués par des symboles colorés : rouge ($\alpha = 10^\circ$, $Re \approx 5 \times 10^5$), orange ($\alpha = 5^\circ$, $Re \approx 5 \times 10^5$), bleu ($\alpha = 10^\circ$, $Re \approx 10^6$) et violet ($\alpha = 5^\circ$, $Re \approx 10^6$).

Dans la figure 6.5 ont été tracées les courbes du modèle de Goldstein et de Vincenti–Maskell–Elfmark pour des angles d'attaque de 10° (courbes rouge pleine et pointillée) et de 5° (courbes bleues pleine et pointillées). Cela permet un comparatif direct avec les données expérimentales correspondantes : les points rouges et orangés pour $\alpha = 10^\circ$, et les points bleus et violets

pour $\alpha = 5^\circ$.

On observe que notre modèle (courbe noire), présente une bonne cohérence avec l'ensemble des données expérimentales. Bien qu'il tende à surestimer légèrement le rapport C_L/C_{L0} , il permet de capturer correctement la tendance globale de l'évolution de la portance en fonction du confinement, et ce, pour différentes configurations d'angle d'attaque et de nombre de Reynolds.

Comparé au modèle de Vincenti–Maskell–Elfmark (courbes pointillées rouge et bleue), notre formulation présente deux avantages principaux : (1) elle ne nécessite aucun ajustement paramétrique aux conditions expérimentales spécifiques, et (2) elle permet de prédire de manière cohérente l'évolution du coefficient de portance pour une large gamme de taux de confinement. Pour $\sigma > 0.1$, les performances de notre modèle sont comparables à celles des courbes de Vincenti–Maskell–Elfmark dans les cas pour lesquels ces dernières ont été ajustées (rouge : $\alpha = 10^\circ, Re \approx 5 \times 10^6$; bleu : $\alpha = 5^\circ, Re \approx 10^6$).

Quant au modèle de Goldstein (courbes pleines rouge et bleue), il montre une sous-estimation systématique du ratio C_L/C_{L0} , particulièrement marquée dans les cas de confinement modéré à élevé. Cela suggère que les hypothèses simplificatrices sous-jacentes à ce modèle ne permettent pas de capturer adéquatement les effets complexes de sillage et de portance induite présents dans les configurations testées.

Les points expérimentaux relatifs à chaque angle ont été représentés en deux couleurs distinctes afin de mettre en évidence l'effet du nombre de Reynolds sur la précision du modèle. On observe que, pour un même angle et conditions similaires de confinement, les mesures obtenues à $Re \approx 10^6$ sont généralement mieux prédictes par notre modèle que celles à $Re \approx 5 \times 10^5$.

Il est probable que, dans nos expériences, le profil de vitesse n'était pas encore pleinement développé en raison de la configuration d'entrée du dispositif, ce qui a conduit à un écoulement plus uniforme, représentatif d'un profil plat ($n \rightarrow \infty$). Cette condition initiale pourrait expliquer une partie des écarts observés entre les mesures expérimentales et les courbes théoriques correspondant à des profils paraboliques ou intermédiaires. Ce constat suggère un effet non négligeable de la transition vers un écoulement pleinement développé, renforçant l'idée que l'état de développement du profil de vitesse influe directement sur la validité des comparaisons avec les modèles théoriques.

En somme, notre modèle offre une alternative robuste, capable de prédire les effets de confinement sur la portance pour une large plage de conditions expérimentales, avec une fidélité équivalente à celle des approches classiques, mais obtenue au moyen d'une formulation unifiée et généralisable.

6.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons confronté les principales approches théoriques disponibles dans la littérature aux résultats expérimentaux obtenus pour un profil NACA0015 en veine confinée. Deux modèles bien établis ont été considérés : le modèle de Goldstein, basé exclusivement sur le blocage solide et supposant un profil de vitesse uniforme, et le modèle de Vincenti–Maskell–Elfmark, qui introduit une correction additionnelle due au blocage de sillage, dépendant des forces de traînée, ainsi qu'un facteur de forme lié à la géométrie du profil.

Ces modèles offrent une précision satisfaisante dans le domaine des faibles taux de confinement ($\sigma < 0.1$), mais montrent des écarts notables pour des valeurs modérées à élevées de σ , où les effets de paroi deviennent prépondérants. Par ailleurs, ils ne tiennent pas compte explicitement de l'évolution du profil de vitesse induite par la proximité des parois.

Pour mieux rendre compte des écarts observés avec les modèles existants, nous avons proposé une approche complémentaire, fondée sur une analyse physique prenant en compte la modification du profil de vitesse induite par les parois. Ce modèle repose sur la théorie de la couche limite adaptée au confinement, entraînant une perturbation du profil transverse de vitesse et, par conséquent, une altération du champ de pression et des efforts hydrodynamiques. La formulation obtenue tient compte d'un facteur de blocage pondéré par l'épaisseur moyenne du profil et introduit deux grandeurs fondamentales : $\beta(n)$, une fonction de la fonction Bêta d'Euler représentant la distribution du profil de vitesse, et Λ_0 , un facteur de mise à l'échelle dérivé de la condition de conservation de la masse en présence de parois rigides.

Cette approche permet une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux, en particulier pour les nombres de Reynolds élevés ($Re \gtrsim 10^6$), où le développement du profil de vitesse est plus avancé. Cela suggère que le modèle proposé capte plus finement les mécanismes physiques gouvernant l'interaction fluide-structure dans des conditions de blocage significatif, en intégrant les effets de sillage et la déformation du profil de vitesse de manière cohérente.

La relation finale, exprimée par l'équation (6.31), fournit une description analytique du comportement non linéaire de la portance en fonction du taux de confinement. Les deux modèles classiques présentent une bonne précision pour les faibles taux ($\sigma < 0.1$). Pour des valeurs plus élevées, notre formulation restitue avec une bonne fidélité la courbure observée expérimentalement, en particulier au-delà de $\sigma = 0.15$, où les effets de paroi deviennent dominants. Le modèle de Vincenti–Maskell–Elfmark atteint une précision comparable, mais uniquement lorsqu'il est spécifiquement ajusté à certaines configurations. À l'inverse, le modèle proposé ici reste applicable de manière cohérente à l'ensemble des cas expérimentaux sans recalibrage

paramétrique, ce qui en fait une alternative robuste et généralisable pour l'analyse des effets de confinement.

On observe que les prédictions issues du modèle théorique proposé dans ce travail (équation 6.33) surestiment légèrement les valeurs expérimentales du coefficient de portance normalisé, en particulier pour les plus faibles nombres de Reynolds. Cette différence peut s'expliquer par plusieurs facteurs. Le modèle repose sur l'hypothèse d'un profil de vitesse parfaitement développé et symétrique, ce qui constitue une idéalisation. En pratique, l'écoulement dans une conduite confinée est souvent influencé par des conditions d'entrée, des effets de paroi tridimensionnels ou encore de légères irrégularités géométriques, qui peuvent altérer la symétrie et l'homogénéité du profil de vitesse. Ces déviations par rapport au cas idéal peuvent réduire la vitesse locale effective autour du profil, entraînant une portance plus faible que celle prédictive. Ainsi, le modèle théorique constitue une borne supérieure cohérente, mais nécessite des ajustements pour mieux représenter les configurations expérimentales réelles.

Notre modèle se distingue par sa simplicité formelle et son efficacité prédictive. Il offre un compromis optimal entre rigueur physique et applicabilité pratique, constituant ainsi une avancée significative dans la modélisation analytique des effets de confinement sur le coefficient de portance. Cette nouvelle approche fournit également une base solide pour d'éventuelles extensions au cas diphasique et aux profils non symétriques, ce qui ouvre des perspectives prometteuses pour les études futures.

CHAPITRE 7 EFFET DU TAUX DE VIDE SUR LES EFFORTS HYDRODYNAMIQUES

Dans ce chapitre, nous proposons un modèle numérique permettant de prédire l'influence du titre volumique β sur les forces hydrodynamiques agissant sur un profil NACA0015. Ce modèle constitue une avancée par rapport aux analyses précédentes, en offrant une capacité de prévision quantitative des variations de portance induites par l'injection de bulles pour un profil aeré. Bien que le modèle développé ne repose pas explicitement sur les principes classiques de la BDR (*Bubble Drag Reduction*), les conditions expérimentales de cette étude, en termes de taille et de vitesse des bulles injectées, correspondent aux régimes dans lesquels la BDR prévoit une réduction significative des forces de frottement. Or, comme la traînée et la portance sont les composantes orthogonales d'une même force hydrodynamique globale résultant des effets de pression et de frottement, une diminution du frottement se traduit mécaniquement par une réduction conjointe de la traînée et de la portance. Ce lien fondamental permet d'interpréter les résultats expérimentaux observés, en particulier la décroissance systématique de la portance avec l'augmentation du titre volumique β . Les essais ont été réalisés sur un profil NACA0015, pour des angles d'attaque de -10° , -5° , 0° , 5° et 10° , avec un titre volumique β variant de 0 à 0.03. Les expériences ont également été menées pour différentes configurations de rapport c/L , en maintenant constants le nombre de Reynolds et le paramètre de confinement σ pour chaque série d'essais, de manière à isoler l'effet de β . L'analyse des courbes de portance $C_L(\alpha)$, pour un même nombre de Reynolds et un même σ , a permis d'observer une diminution systématique de la portance en présence de bulles, cette diminution étant proportionnelle à l'augmentation de β . Ces résultats expérimentaux ont été intégrés dans le développement d'un modèle combiné permettant de corriger la portance à la fois en fonction du titre volumique β et du confinement σ , offrant ainsi un outil prédictif cohérent avec les observations expérimentales.

7.1 Paramètres d'influence sur le changement des efforts hydrodynamiques

Les recherches sur la réduction de la traînée par injection de bulles montrent que cet effet est principalement dû à une diminution des forces de frottement à la paroi, par modification de la couche limite. Sachant que le frottement modifie le développement de la couche limite, il peut également affecter la portance, en particulier lorsque le profil est soumis à un angle d'attaque, où la répartition des pressions devient plus sensible aux perturbations de l'écoulement. Par ailleurs, dans un écoulement stationnaire, l'injection de bulles peut entraîner la formation d'une couche de gaz au voisinage de l'intrados, modifiant la distribution de pression et réduisant ainsi partiellement la portance générée sur cette face.

Murai [9] a compilé des résultats des plusieurs auteurs par rapport à la réduction de traînée par injection des bulles, provenant d'expériences sur l'écoulement dans des canaux horizontaux le long de plaques planes horizontales et sur des modèles de navires. Les études dans des conduites verticales et les écoulements de Taylor-Couette ont été exclues, car ces configurations nécessitent une analyse distincte. La figure 7.1 met en évidence la relation entre la taille des bulles et leur vitesse, permettant ainsi d'identifier les plages de diamètre et de vitesse où leur injection favorise une réduction du frottement.

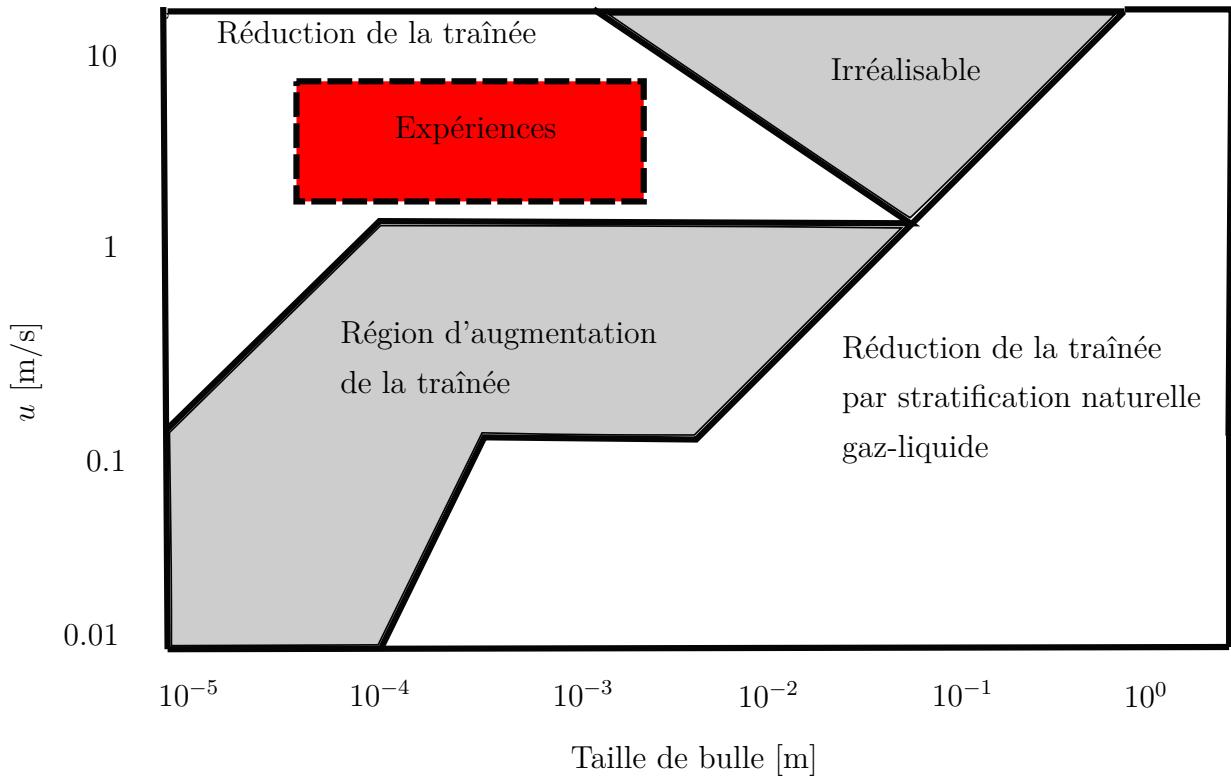


FIGURE 7.1 Carte des régimes d'influence de la taille des bulles et de la vitesse diphasique u sur la traînée, adaptée de [9]. Les différentes zones délimitent les régimes de réduction ou d'augmentation de la traînée, ainsi qu'une zone irréalisable. Nos expériences se situent dans la zone rouge.

L'analyse révèle que la réduction de la traînée suit principalement deux tendances : (i) lorsque des bulles de petite taille sont injectées dans un écoulement à haute vitesse, l'effet de réduction de frottement est significatif, et (ii) une diminution de la traînée est également observée dans le cas d'un écoulement à faible vitesse avec des bulles de plus grande taille.

La zone grisée inférieure du graphique représente des conditions où l'injection de bulles tend à augmenter la friction, bien que la densité du mélange dans la couche limite soit réduite.

Par ailleurs, une zone spécifique du graphique, identifiée comme irréalisable, correspond à un domaine où les bulles deviennent instables sous l'effet des contraintes de cisaillement, entraînant une modification de leur taille initiale. Cette instabilité se manifeste principalement lors de la transition entre petites et grandes bulles, par coalescence à forte fraction volumique, ou inversement, lors de la fragmentation des grandes bulles en plus petites unités.

Les expériences menées dans le cadre de ce travail ont été réalisées pour des vitesses d'écoulement comprises entre 2 et 9 m/s, avec une concentration maximale de bulles correspondant à des diamètres compris entre 0.5 mm et 2 mm. Ces conditions expérimentales se situent clairement dans la zone rouge représentée sur la figure 7.1, c'est-à-dire dans le domaine pour lequel une réduction du frottement est prédictive par la littérature.

7.2 Calcul de C_L

Nous avons exploité C_L selon la relation :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho u^2 c L} \quad (7.1)$$

où F_L était l'effort mesuré par les jauge avec :

$$u = \frac{u_\ell}{1 - \beta} \quad (7.2)$$

$$\rho = \rho_\ell(1 - \beta) + \rho_g \beta \quad (7.3)$$

7.3 C_L par rapport à β

Les données expérimentales du coefficient de portance C_L en fonction de l'angle d'attaque α sont ajustées à l'aide d'un modèle de la forme :

$$C_L = a\alpha + b\alpha^3 \quad (7.4)$$

Le choix de cette forme fonctionnelle repose sur les considérations physiques suivantes :

1. La fonction $C_L(\alpha)$ est impaire par nature dans le cas d'un profil symétrique comme le NACA0015, ce qui impose que l'ajustement ne contienne que des termes impairs en

α .

2. Le coefficient a peut être interprété comme la pente de la courbe $C_L(\alpha)$ à faible α . En d'autres termes :

$$a = \left. \frac{dC_L}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}. \quad (7.5)$$

Cette pente représente la sensibilité du coefficient de portance aux petits angles d'attaque et est directement liée aux caractéristiques aérodynamiques du profil.

3. À mesure que l'angle d'attaque augmente, des effets non linéaires deviennent prépondérants, notamment liés à la séparation partielle de l'écoulement. La prise en compte du terme $b\alpha^3$ permet de capturer cette non-linéarité sans introduire de termes supplémentaires, suggérant une modification de la structure de l'écoulement autour du profil.

7.3.1 Méthode de calcul des coefficients a et b

Les valeurs de a et b sont déterminées à partir des données expérimentales $\{\alpha_i, C_{L,i}\}$ en résolvant le système suivant issu d'un ajustement aux moindres carrés :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_1^3 \\ \alpha_2 & \alpha_2^3 \\ \vdots & \vdots \\ \alpha_n & \alpha_n^3 \end{bmatrix}}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}}_{\mathbf{x}} = \underbrace{\begin{bmatrix} C_{L,1} \\ C_{L,2} \\ \vdots \\ C_{L,n} \end{bmatrix}}_{\mathbf{B}}. \quad (7.6)$$

Ce système linéaire est résolu sous la forme matricielle :

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{B} \quad (7.7)$$

La solution optimale en minimisant l'erreur quadratique est obtenue par la méthode des moindres carrés :

$$\mathbf{x} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{B} \quad (7.8)$$

7.3.2 Interprétation physique

Dans un écoulement confiné, les effets de paroi modifient la distribution de vitesse et influencent C_L . Le modèle d'ajustement permet de comparer l'effet de confinement en ajustant les données expérimentales et en identifiant les variations de a et b . Ce modèle permet ainsi

une comparaison directe des effets du confinement pour différentes configurations tout en maintenant une approche mathématiquement cohérente avec les propriétés de symétrie du problème.

La figure 7.2 montre l'évolution du coefficient de portance C_L en fonction de β pour différents angles d'attaque. Cette figure illustre les résultats expérimentaux obtenus pour quatre configurations distinctes de corde et de section de veine. Toutes les expériences ont été réalisées à une vitesse d'écoulement uniforme de $u_{\ell\infty} = 3$ m/s. Les nombres de Reynolds basés sur la corde associés à ces configurations sont respectivement $Re = 4.5 \times 10^5$ pour $c = 0.15$ m et $Re = 7.5 \times 10^5$ pour $c = 0.25$ m. De plus est tracé aussi le C_{L0} obtenu aux simulations sur XFOIL pour le même Re des expériences, mais non confinée et sa correction par rapport à σ à partir de l'équation 6.33.

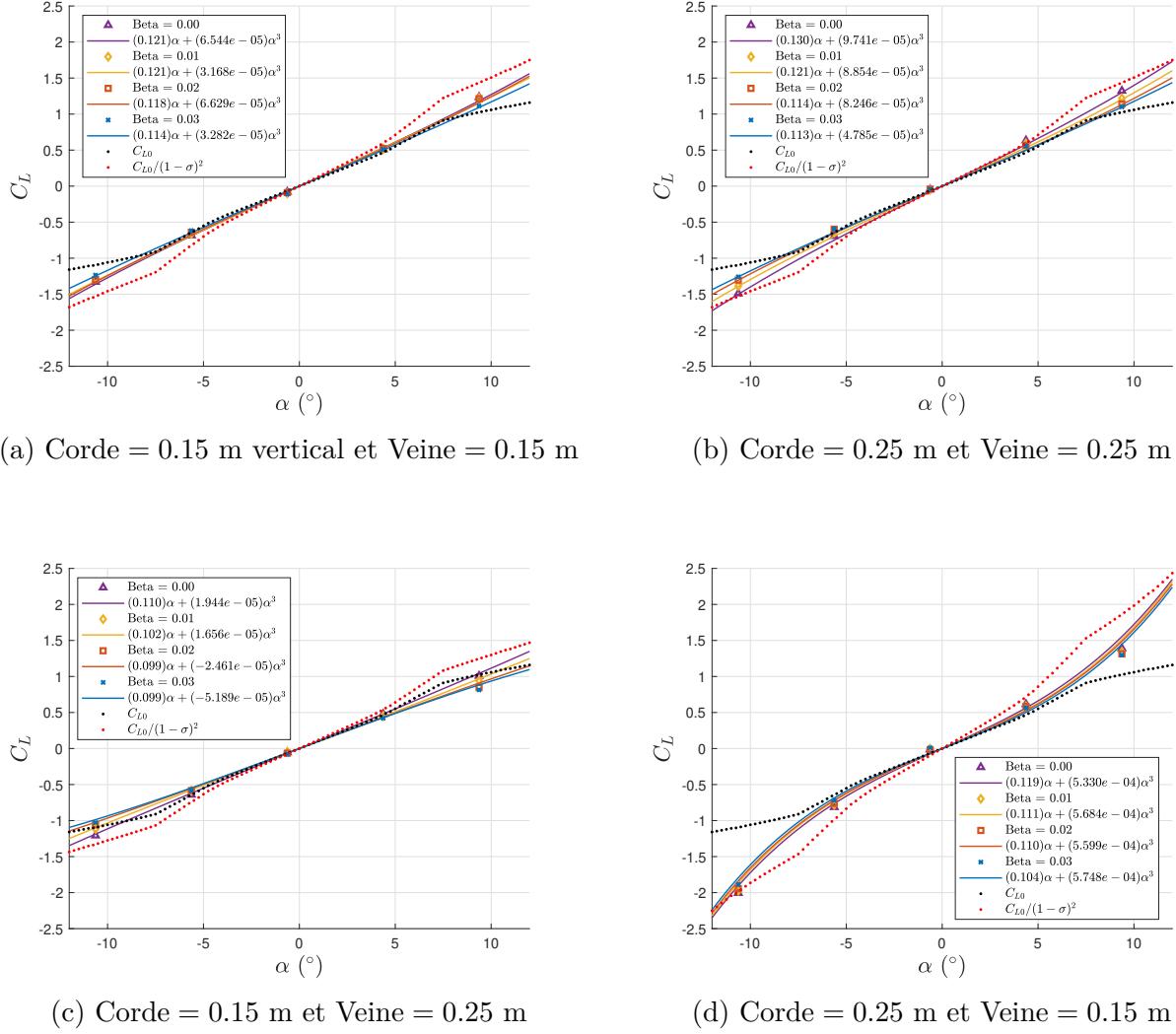


FIGURE 7.2 Comparaison des coefficients de portance C_L en fonction de l'angle d'attaque α , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes valeurs du titre volumique $\beta = 0, 0.01, 0.02$ et 0.03 . Les valeurs de référence C_{L0} sont obtenues par simulation XFOIL sans confinement, et les courbes confinées sont corrigées par le facteur $(1 - \sigma)^2$. Les points représentent les mesures expérimentales, tandis que les courbes lissées sont issues d'un ajustement polynomial de type $C_L = a\alpha + b\alpha^3$. Les configurations géométriques sont précisées en (a) à (d).

Certains aspects généraux peuvent être mis en évidence :

- Influence du confinement :** L'augmentation du rapport de confinement entraîne une élévation des valeurs expérimentales de C_L , ce qui est en accord avec les résultats présentés au chapitre 6.

2. **Effet des bulles sur la portance :** La présence de bulles entraîne une diminution du coefficient de portance C_L , phénomène attendu en raison de la réduction du frottement observée lors de l'injection de bulles. Cette tendance, prévue par les travaux de Murai [9], est illustrée à la figure 7.1 et met en évidence l'effet de la taille des bulles sur la diminution du coefficient de frottement.
3. **Impact de β sur C_L :** Il est également observé que l'augmentation de β entraîne une diminution du coefficient de portance C_L , laquelle se traduit par une réduction du facteur a , représentant la pente de la relation $C_L = a\alpha$.

La figure 7.3 montre les corrélations de l'équation (7.4) obtenues pour les coefficients de portance corrigés donnés par $C_L(1 - \sigma)^2$ et la comparaison avec les valeurs de référence (C_{L0}) obtenues pour le même nombre de Reynolds avec des simulations sur XFOIL, mais sans confinement :

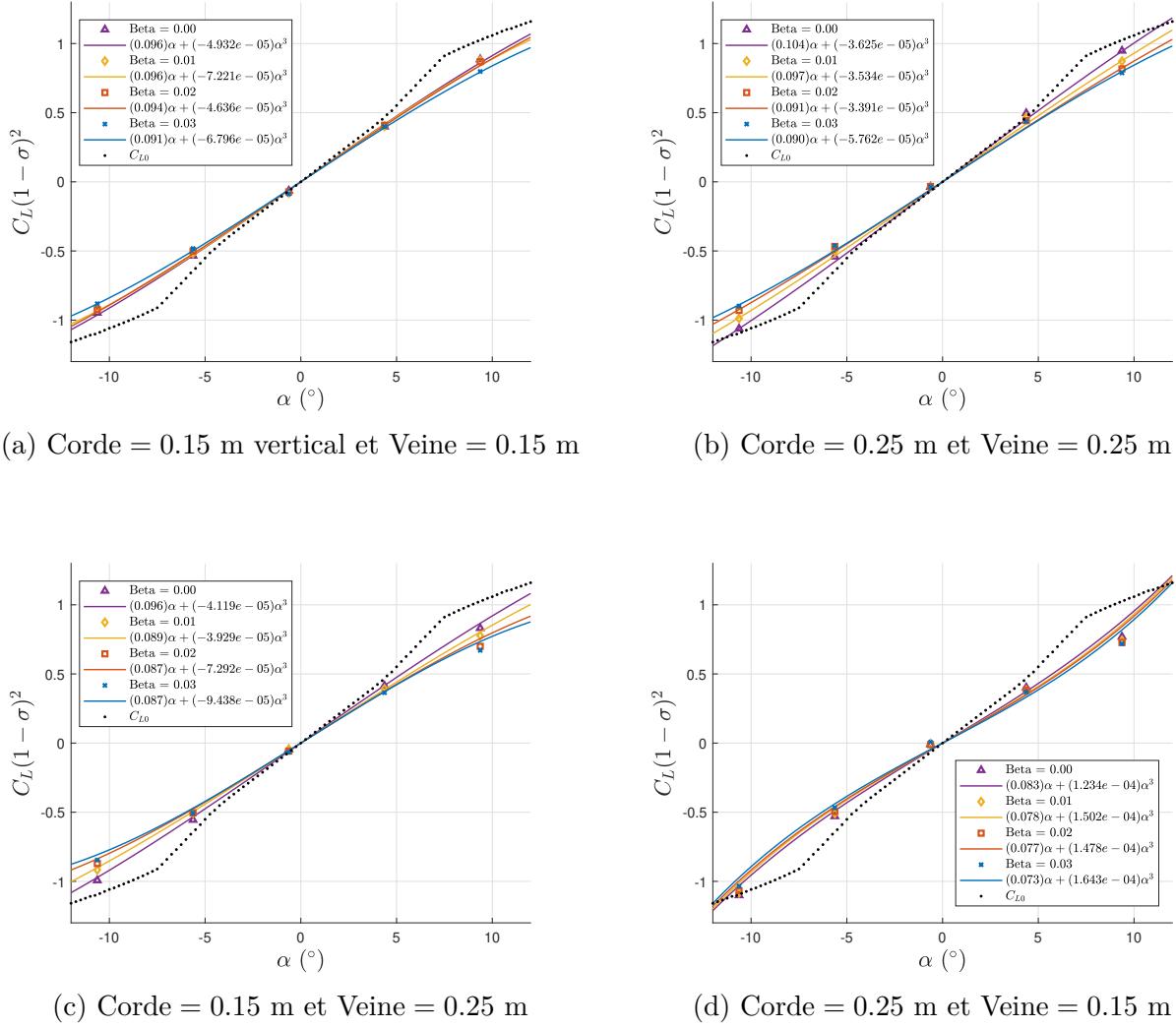


FIGURE 7.3 Comparaison des coefficients de portance corrigés $C_L/(1 - \sigma)^2$ en fonction de l'angle d'attaque α , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes valeurs du titre volumique $\beta = 0, 0.01, 0.02$ et 0.03 . Les valeurs de référence C_{L0} sont obtenues par simulation XFOIL sans confinement. Les points représentent les mesures expérimentales corrigées du confinement par le facteur $(1 - \sigma)^2$, et les courbes sont ajustées selon le modèle $C_L = a\alpha + b\alpha^3$. Les configurations géométriques sont précisées en (a) à (d).

On observe que la correction appliquée rapproche les valeurs expérimentales en monophasique (représentées par les triangles violettes), des valeurs de référence. Toutefois, cette correction n'a pas la même efficacité selon les configurations expérimentales. En particulier, les figures situées à droite (b et d), correspondant à des cordes plus grandes, montrent un ajustement plus cohérent avec la référence corrigée, ce qui suggère une correction plus adaptée.

Inversement, pour les cordes plus petites (figures a et c), la correction tend à surestimer la

portance, ce qui reflète probablement une limitation du modèle théorique dans ces conditions confinées. Cette surestimation est également visible dans la corrélation obtenue au chapitre 6 montré sur la figure 6.5, où l'écart entre les données expérimentales et le modèle augmente pour les faibles cordes. À l'inverse, une meilleure correspondance est observée pour les cas de fort confinement, ce qui suggère que le modèle est plus adapté à ces configurations.

7.3.3 Analyse préliminaire de l'effet de β sur les coefficients a et b

L'analyse de l'effet du paramètre β sur les coefficients de portance C_L a été réalisée en supposant que C_L peut être approximé par un développement polynomial en fonction de l'angle d'attaque α :

$$C_L(\beta) = a(\beta)\alpha + b(\beta)\alpha^3. \quad (7.9)$$

Afin d'assurer une comparaison cohérente entre les différentes configurations de c et c/L , nous avons normalisé les coefficients a et b en divisant chaque valeur par celle obtenue pour $\beta = 0$ ($a_{\beta=0}$ et $b_{\beta=0}$).

De plus, le coefficient de portance normalisé est calculé en fonction de α selon la relation :

$$\frac{C_L(\beta)}{C_{L,\beta=0}} = \left(\frac{a(\beta)\alpha + b(\beta)\alpha^3}{a_{\beta=0}\alpha + b_{\beta=0}\alpha^3} \right) \quad (7.10)$$

$$= \frac{\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}}\alpha + \frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}}\alpha^3}{1 + \frac{b_{\beta=0}}{a_{\beta=0}}\alpha^2} \quad (7.11)$$

$$\approx \left(\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}} \right) \alpha + \left(\frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}} \right) \alpha^3, \quad \text{si } \frac{b_{\beta=0}}{a_{\beta=0}}\alpha^2 \ll 1. \quad (7.12)$$

Le Tableau 7.1 présente les valeurs obtenues pour différents rapports c/L et différentes dimensions de corde. Le rapport $a(\beta)/a_{\beta=0}$ est également présenté graphiquement par la figure 7.4.

TABLEAU 7.1 Évolution des coefficients normalisés $a(\beta)/a_{\beta=0}$ et $b(\beta)/b_{\beta=0}$ en fonction du titre volumique β , pour différentes configurations de confinement (c/L).

c (m)	c/L	β	$\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}}$	$\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}}$	$\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}}$	$\frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}}$	$\frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}}$	$\frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}}$	$\frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}}$	$\frac{b(\beta)}{b_{\beta=0}}$
			(0.00)	(0.01)	(0.02)	(0.03)	(0.00)	(0.01)	(0.02)	(0.03)
0.15	1.00		1.000	1.000	0.975	0.942	1.000	0.484	1.014	0.502
0.15	0.60		1.000	0.927	0.900	0.900	1.000	0.852	-1.267	-2.674
0.25	1.67		1.000	0.931	0.877	0.869	1.000	0.909	0.847	0.492
0.25	1.00		1.000	0.933	0.924	0.874	1.000	1.067	1.051	1.080

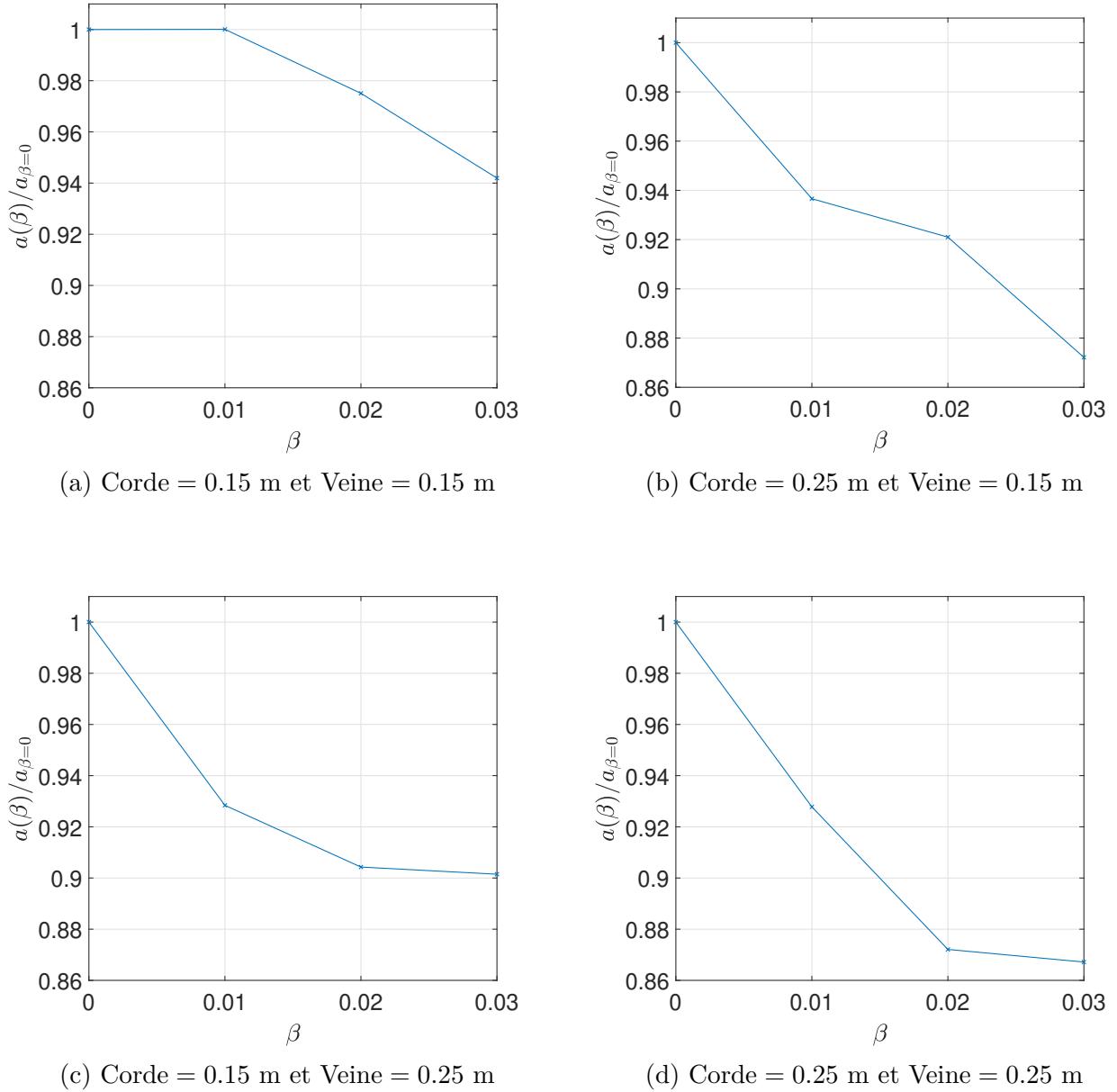


FIGURE 7.4 Évolution du rapport a/a_0 en fonction du titre volumique β , pour un écoulement à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et pour différentes configurations de corde et de veine (voir (a) à (d)). Le rapport a/a_0 compare la pente du coefficient de portance corrigé, obtenue par ajustement $C_L = a\alpha + b\alpha^3$, à la pente de référence sans bulles a_0 , permettant d'évaluer l'influence du titre volumique sur la portance.

L'analyse met en évidence que la contribution du terme linéaire $a(\beta)\alpha$ est dominante dans la relation $C_L(\beta) = a(\beta)\alpha + b(\beta)\alpha^3$, en particulier dans la plage d'angles d'attaque étudiée ($-10^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$). Les coefficients cubiques $b(\beta)$, de l'ordre de 10^{-5} , sont très faibles

comparativement au terme linéaire et n'influencent significativement la courbe que pour des valeurs extrêmes de α . De plus, la variabilité observée dans le rapport $b(\beta)/b_{\beta=0}$ selon les cas expérimentaux ne présente pas de tendance claire, ce qui suggère que ce terme est sensible aux incertitudes de mesure ou à des effets secondaires difficilement modélisables. Il est ainsi probable que le terme cubique compense localement les écarts de mesure ou des non-linéarités résiduelles, sans traduire un comportement physique systématique. Par conséquent, le paramètre $a(\beta)$ apparaît comme l'indicateur le plus robuste et pertinent pour quantifier l'influence de β sur la portance.

Analyse de l'évolution du paramètre $a(\beta)/a_{\beta=0}$

La première observation notable concernant le comportement des quatre courbes de $a(\beta)/a_{\beta=0}$ réside dans la différence de tendance entre les trois configurations où le profil est disposé horizontalement et celle où il est orienté verticalement, comme illustré à la figure 7.6. Dans les trois cas de position horizontale, les courbes présentent une pente décroissante marquée avec l'augmentation de β , traduisant une diminution progressive de la portance. En revanche, pour la configuration verticale, la diminution de $a(\beta)/a_{\beta=0}$ est beaucoup plus modérée, suggérant que l'effet des bulles sur la portance est moins prononcé. La différence de comportement entre la configuration verticale et la configuration horizontale peut être attribuée à la distribution des bulles autour du profil ainsi qu'à la manière dont les efforts sont mesurés. Après une injection uniforme dans la veine, les bulles ont tendance à monter suivant la direction z , sous l'effet de la poussée d'Archimède.

La distribution des bulles dans la veine est montrée au cartographie du nuage à l'emplacement du profil, sur figure 4.16. La figure 7.5 montre le cartographie du nuage sur la position x de la veine où était placé le profil, avec le profil aux positions horizontal et vertical pour un titre volumique de $\beta = 0.01$ et vitesses de $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$ et $u_{\ell\infty} = 9 \text{ m/s}$. $\beta = 0.01$ et vitesses de $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$ et $u_{\ell\infty} = 9 \text{ m/s}$.

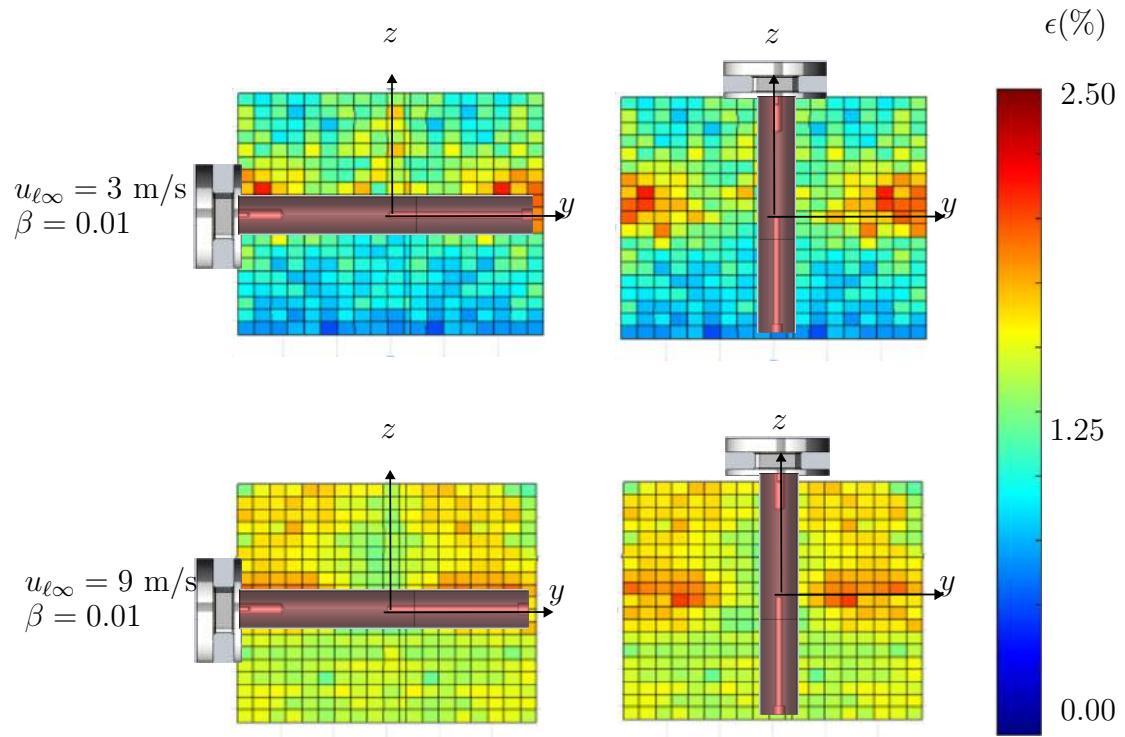


FIGURE 7.5 Illustration de la configuration du profil dans la veine d'essai, en position horizontale (à gauche) et verticale (à droite), superposée à la cartographie du nuage de bulles pour $\beta = 0.01$ et $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$ (haut) ou 9 m/s (bas). Les profils sont positionnés dans le plan de mesure yz pour visualiser leur interaction avec la distribution spatiale du taux de vide ε .

Dans la configuration horizontale, le profil reçoit l'ensemble du nuage de bulles de manière relativement uniforme. En revanche, lorsque le profil est placé à la verticale, la partie inférieure (correspondant aux faibles valeurs de z) est exposée à une concentration beaucoup plus faible de bulles. Cette différence est illustrée dans la figure 7.6.

De plus, les jauge de contrainte utilisées pour mesurer les déformations étaient fixées sur l'encastrement (partie supérieure du profil quand il est orienté à la verticale). Ainsi, les sections de l'envergure qui contribuent le plus au moment fléchissant, donc aux déformations mesurées, étaient situées dans une zone où la concentration en bulles était faible, voire nulle. Cela explique la différence observée dans la réponse mécanique entre les deux configurations.

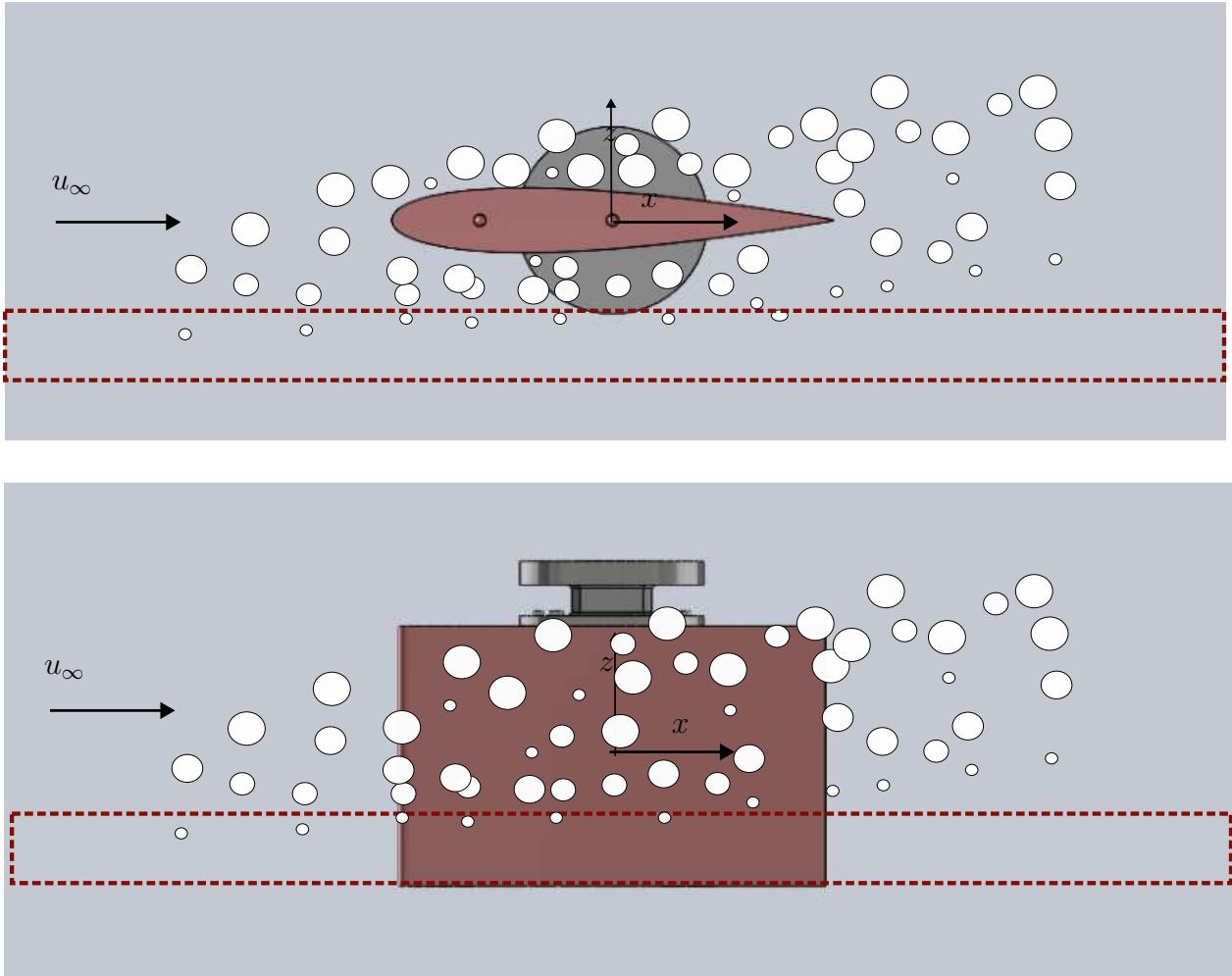


FIGURE 7.6 Illustration schématique de la position du profil par rapport au nuage de bulles dans la veine d'essai. En haut : configuration horizontale du profil. En bas : configuration verticale. La zone pointillée rouge indique la région inférieure de la veine (petits z), où la concentration en bulles est significativement plus faible.

Dans la continuité de l'analyse précédente, l'effet du β sur le coefficient de portance a été étudié à travers l'évolution du paramètre normalisé $a(\beta)/a_{\beta=0}$. Les données expérimentales issues de trois configurations différentes de corde c et d'envergure L pour l'orientation horizontale du profil ont été regroupées afin de réaliser un ajustement global. Une régression linéaire de premier ordre, contrainte de passer par le point $(\beta = 0, a(\beta)/a_{\beta=0} = 1)$, a été appliquée. L'équation obtenue est la suivante :

$$\frac{C_L(\beta)}{C_{L,\beta=0}} \approx \frac{a(\beta)}{a_{\beta=0}} = 1 - 4.5\beta \quad (7.13)$$

Cet ajustement permet de modéliser la pente de portance avec l'augmentation de β . La figure 7.7 montre le rapport $a(\beta)/a_{\beta=0}$ en fonction de β pour les différentes configurations de c et L .

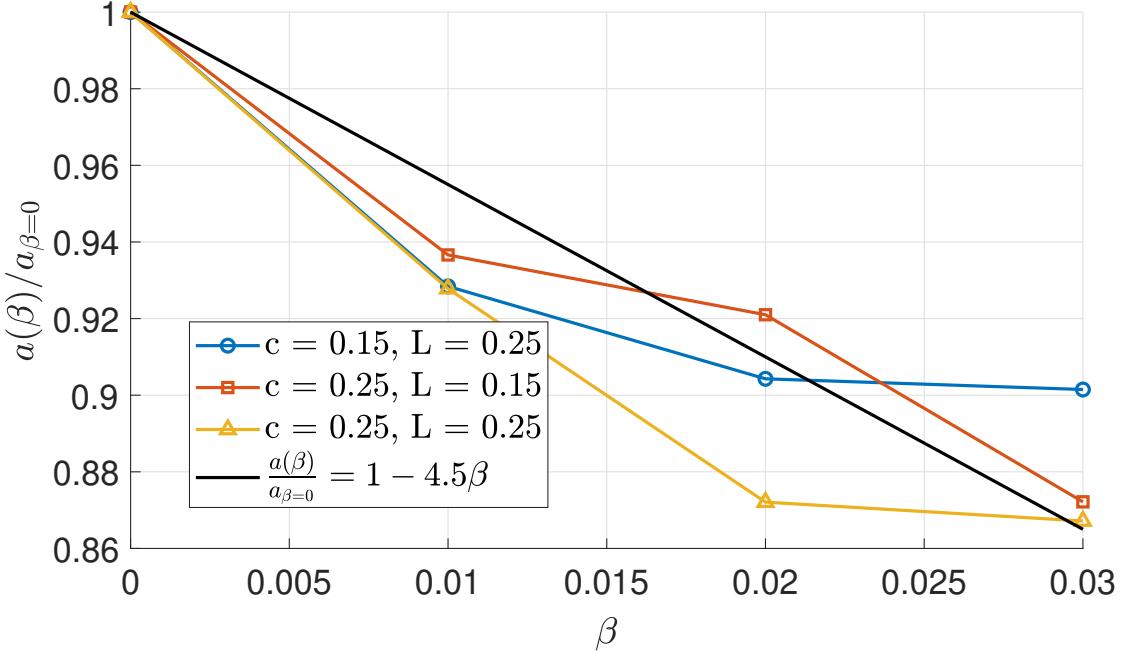


FIGURE 7.7 Variation du rapport $a(\beta)/a_{\beta=0}$ en fonction du titre volumique β , pour des données expérimentales à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s, et pour différentes configurations géométriques de corde c et de veine L . Les courbes représentent l'évolution de la pente du coefficient de portance corrigé (a) relativement à la valeur sans bulles ($a_{\beta=0}$). La droite noire correspond à la régression empirique $a(\beta)/a_{\beta=0} = 1 - 4.5\beta$, proposée pour modéliser la réduction de portance en fonction de β .

La figure 7.7 montre que l'équation $a(\beta)/a_{\beta=0} = 1 - 4.5\beta$ permet de modéliser de manière simple et continue la diminution de la pente de portance avec l'augmentation du taux de vide. On observe que cette régression suit globalement bien la tendance moyenne des données expérimentales, l'accord général reste satisfaisant pour une approximation de premier ordre. Ce modèle permet ainsi d'introduire de façon cohérente l'effet de β dans la formulation analytique de $C_L(\beta)$.

7.4 Corrélation de C_L en fonction de β , Re et σ

Après avoir modélisé l'effet de β sur la pente de portance à travers le paramètre $a(\beta)/a_{\beta=0}$, il est désormais pertinent d'y intégrer également l'influence du confinement σ , traitée au

chapitre précédent. Ces deux effets, taux de vide et confinement, agissent de manière distincte sur le comportement de C_L , mais peuvent être combinés pour construire une expression analytique corrigée. Cette approche permet d'adapter le modèle de portance aux conditions spécifiques de l'écoulement, en tenant compte simultanément des effets de β , du nombre de Reynolds Re , et de σ .

De cette façon, le coefficient de portance peut être corrigé par :

$$\frac{C_L(\alpha, Re, \beta, \sigma)}{C_{L0}(\alpha, Re)} = \frac{1 - 4.5\beta}{(1 - \sigma)^2} \quad (7.14)$$

La figure 7.8 montre la comparaison entre le C_L mesuré et la valeur de référence ($C_{L0}(\alpha, Re)$) sans correction et avec les corrections obtenues par les relations (6.33), (7.13) et (7.14).

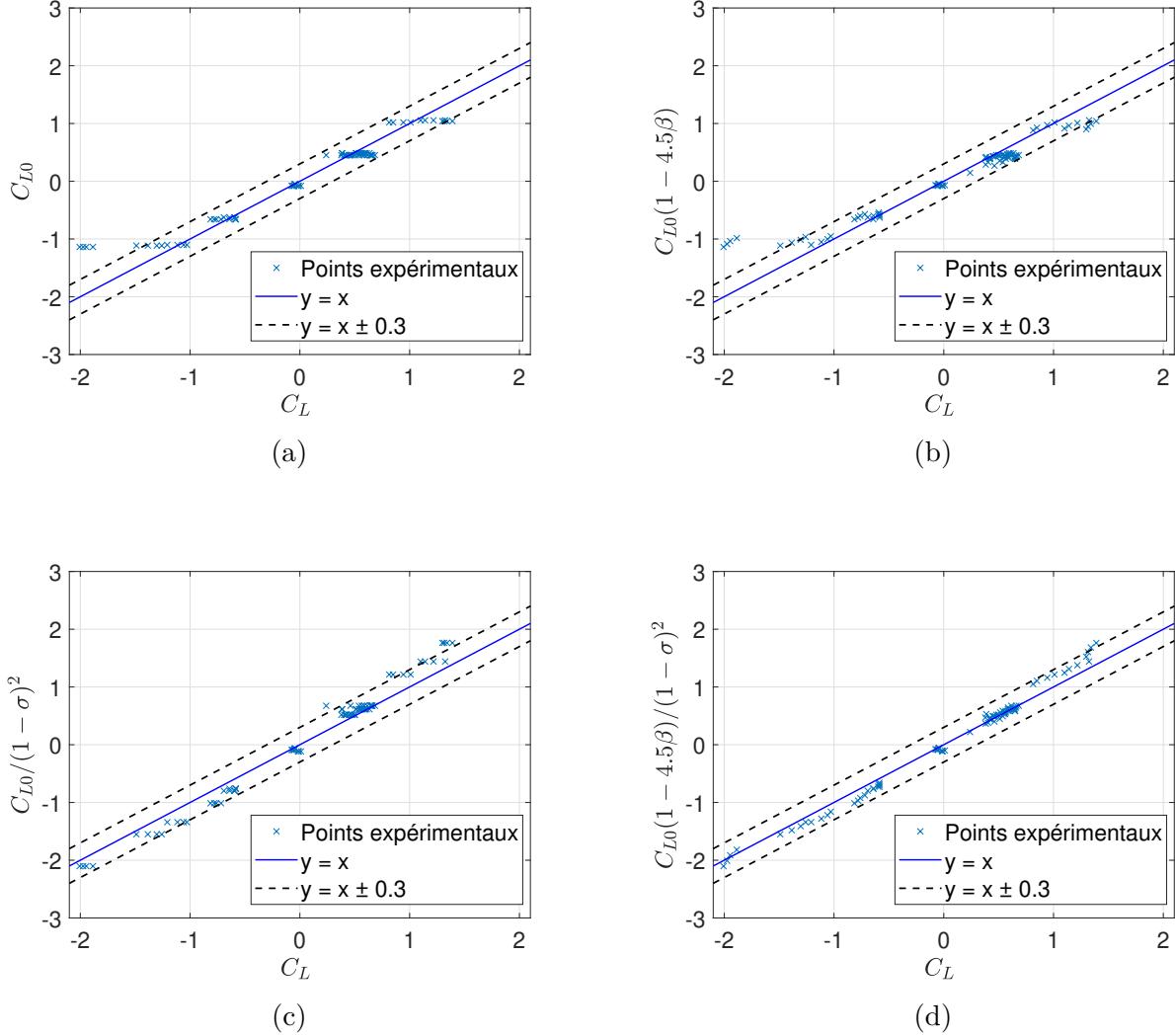


FIGURE 7.8 Comparaison entre les coefficients de portance mesurés C_L et les valeurs corrigées de référence C_{L0} , sur un ensemble de 89 points expérimentaux couvrant différentes vitesses d'écoulement ($u_{\ell\infty} = 2, 3, 6$ et 9 m/s), quatre titres volumiques ($\beta = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06, 0.09, 0.15$) et deux configurations géométriques (profil horizontal et vertical). a) Comparaison sans correction ; b) C_L mesuré comparé à $C_{L0}(1 - 4.5\beta)$; c) C_L comparé à $C_{L0}/(1 - \sigma)^2$; d) C_L comparé à $C_{L0}(1 - 4.5\beta)/(1 - \sigma)^2$. La droite pleine représente $y = x$, et les pointillés les bornes ± 0.3 .

La figure ci-dessous présente la comparaison entre les coefficients de portance mesurés C_L et les valeurs de référence obtenues par simulation numérique à l'aide de XFOIL, en écoulement non confiné et pour les mêmes nombres de Reynolds. La comparaison est réalisée selon quatre conditions distinctes par rapport aux valeurs de référence : sans facteur multiplicatif, avec la relation multiplicative liée au titre volumique β , avec celle associée au confinement σ , et enfin

avec les deux relations combinées. L'ensemble regroupe 89 points expérimentaux couvrant trois configurations différentes de corde c et de veine L . Les mesures ont été effectuées pour des vitesses d'écoulement $u_{\ell\infty} = 2, 2.5, 3, 6$ et 9 m/s, et pour des titres volumiques $\beta = 0.01, 0.02, 0.03, 0.06$ et 0.09 .

On observe que la tendance générale de la correction est satisfaisante, en particulier la linéarité des points corrigés autour de la droite $y = x$, indiquant une bonne prédiction de la dépendance du confinement. Toutefois, une surestimation du facteur de confinement σ semble induire une correction trop importante dans certaines zones. En conséquence, les valeurs corrigées apparaissent légèrement au-dessus de la ligne idéale, surtout pour des cas où β est faible ou nul. Cela confirme que la relation utilisée, bien que cohérente en tendance, reste sensible à la précision des paramètres géométriques et nécessite une évaluation rigoureuse de σ pour une correction optimale.

7.4.1 Analyse comparative des corrections appliquées aux données expérimentales de portance

Le premier graphe (en haut à gauche) montre une dispersion significative des points expérimentaux autour de la ligne $y = x$. La forme courbée de la nuée de points suggère également que l'erreur n'est pas purement linéaire.

L'application du facteur multiplicatif $(1 - 4.5\beta)$ dans le deuxième graphe (en haut à droite) corrige partiellement cette dispersion. Ce facteur agit en modélisant la diminution progressive de la portance avec l'augmentation de la concentration de bulles. La correction par β agit principalement comme un facteur multiplicatif global, mais elle n'est pas suffisante à elle seule pour corriger les écarts de forme ou réduire la dispersion.

Le troisième graphe (en bas à gauche), intégrant uniquement la modification par le facteur $1/(1 - \sigma)^2$, ajuste non seulement la moyenne des valeurs, mais aussi la forme de la distribution, en redressant la nuée de points et en la rapprochant de la diagonale $y = x$. Ainsi, contrairement à l'effet de β , qui agit principalement sur la pente, l'influence de σ affecte à la fois le biais moyen et la linéarité des résultats. Cela suggère que le confinement modifie profondément le champ de vitesses autour du profil, influençant la portance de manière plus complexe que ne le laisserait supposer une simple réduction de section efficace.

Enfin, la combinaison des deux corrections, illustrée dans le quatrième graphe (en bas à droite), fournit la meilleure concordance avec les données expérimentales, la majorité des points restant dans la bande d'erreur de ± 0.3 . Cette superposition traduit la complémentarité physique des deux phénomènes qui s'exercent simultanément.

7.5 Conclusion

Ce chapitre a permis d'examiner en détail l'influence du titre volumique β , sur le coefficient de portance C_L d'un profil NACA0015 soumis à des écoulements diphasiques dans des veines de confinement variable. Un protocole expérimental rigoureux a été mis en œuvre en testant différentes configurations de cordes (0.15 m et 0.25 m), de largeurs de veine (0.15 m et 0.25 m), et d'angles d'attaque allant de -10° à $+10^\circ$. Pour chaque combinaison, des expériences ont été conduites à plusieurs vitesses (2 à 9 m/s) et à différents titres volumiques ($\beta = 0$ à 0.03), dans la limite de validité imposée par l'homogénéité de la phase gazeuse. Au-delà de $\beta = 0.09$, la formation d'une poche d'air dans la partie supérieure de la veine a été observée, rendant les mesures inexploitables en raison de l'absence de distribution uniforme des bulles.

Le coefficient de portance a été modélisé comme une fonction polynomiale du troisième degré :

$$C_L(\alpha) = a\alpha + b\alpha^3, \quad (7.15)$$

où a représente la pente de la courbe au voisinage de $\alpha = 0$, c'est-à-dire :

$$a = \left. \frac{dC_L}{d\alpha} \right|_{\alpha=0},$$

et capture la sensibilité du profil à faible incidence. Le terme non linéaire b représente la courbure due à la séparation progressive de l'écoulement aux incidences plus élevées.

Les résultats ont montré que le terme b , généralement de l'ordre de 10^{-5} , varie peu avec β et présente un comportement irrégulier. En conséquence, seule la pente a a été retenue comme paramètre pertinent pour analyser l'effet du taux de vide.

L'analyse des rapports $a(\beta)/a_{\beta=0}$ pour différentes configurations géométriques a mis en évidence une décroissance quasi-linéaire de la pente avec β , indépendamment de la corde ou de la largeur de veine, tant que le profil est positionné horizontalement. Cette tendance a permis d'établir, en considérant les résultats déjà obtenus au chapitre 6, une corrélation de correction du coefficient de portance sous la forme :

$$C_L(\alpha, Re, \beta, \sigma) = C_{L_0}(\alpha, Re) \cdot \frac{1 - 4.5\beta}{(1 - \sigma)^2}. \quad (7.16)$$

Cette relation combine les deux mécanismes d'atténuation : le confinement via σ (traité au chapitre précédent) et le titre volumique β . Elle permet une correction analytique directe du C_L dans les écoulements diphasiques modérément confinés. La qualité de cette corrélation a été confirmée graphiquement par la superposition des points expérimentaux corrigés sur la

droite $y = x$ (fig. 7.8), où les écarts restent majoritairement contenus dans une bande d'erreur de ± 0.3 .

Les figures comparant les différentes corrections appliquées individuellement montrent clairement que la correction conjointe offre le meilleur alignement avec les données expérimentales. En particulier, le dernier graphique met en évidence une répartition quasi symétrique et linéaire des points autour de la diagonale, ce qui valide la pertinence du modèle proposé.

Il est important de souligner que cette corrélation est valable uniquement pour les profils disposés horizontalement dans la veine. Les expériences réalisées avec le profil orienté verticalement ont révélé un comportement distinct, attribué à une distribution non uniforme des bulles dans la veine. Les observations par imagerie ont montré que la concentration de bulles est homogène dans la zone centrale (où se situe le profil en position horizontale), mais présente une forte hétérogénéité dans les zones proches des parois supérieures et inférieures. La technique de mesure utilisée, basée sur la déformation du profil encastré, est fortement influencée par cette répartition asymétrique des charges le long de l'envergure.

Enfin, l'analyse de 89 cas expérimentaux a démontré que l'application de la correction combinée confinement-vide améliore significativement la prédiction du coefficient de portance, offrant ainsi une approche robuste et généralisable pour la modélisation d'écoulements diphasiques autour de profils aérodynamiques.

CHAPITRE 8 MODÉLISATION DE L'EFFET DE LA GRAVITÉ ET DU SILLAGE SUR LE NUAGE DE BULLES

Dans les écoulements diphasiques, la dynamique des bulles joue un rôle essentiel dans les mécanismes de transfert de quantité de mouvement et dans la modification des efforts hydrodynamiques. Comprendre et modéliser le comportement des bulles en interaction avec un profil immergé constitue ainsi un enjeu fondamental pour analyser l'impact du caractère diphasique de l'écoulement sur les efforts hydrodynamiques appliqués au profil.

Ce chapitre propose une double approche de modélisation visant à prédire les trajectoires de bulles dans un écoulement diphasique eau-air, d'une part en l'absence de profil et d'autre part en présence d'un profil hydrodynamique NACA0015 immergé. Pour la première approche, les trajectoires sont prédites à l'aide d'un modèle simplifié basé sur l'équation de Morison [61], dans lequel les forces d'inertie, de traînée et de portance appliquées à la bulle sont intégrées pour décrire son mouvement en tant que particule dispersée dans le fluide porteur.

Ces prédictions sont ensuite confrontées aux trajectoires expérimentales obtenues en présence du profil, afin d'évaluer l'influence de ce dernier sur la dynamique des bulles. Un second modèle est développé pour prendre en compte l'influence du sillage du profil, en particulier le déficit de pression généré en aval, qui induit un déplacement des bulles dans la direction orthogonale à l'écoulement principal, soit selon l'axe z . Ce modèle intègre une représentation analytique du champ de pression mesuré dans le plan de sillage, permettant une estimation plus réaliste des forces exercées sur les bulles. En complément, une configuration supplémentaire avec une corde de 0.15 m et une hauteur de veine $L = 0.15$ m avec le profil orienté à l'horizontal a été ajoutée.

Enfin, une analyse critique des hypothèses sous-jacentes à chaque approche est présentée, mettant en lumière les limites et la complémentarité des deux modèles. Cette démarche vise à améliorer la compréhension des phénomènes d'interaction fluide-structure-bulle et à fournir des outils de prédiction applicables dans des configurations expérimentales ou industrielles complexes.

8.1 Modélisation du nuage sans profil

8.1.1 Équation de Morison

Dans le cas des interactions fluide-structure impliquant des corps submergés où l'inertie et la traînée sont les forces dominantes, l'équation de Morison est couramment utilisée [61]. L'application de cette approche permet d'estimer la force résultante exercée sur une bulle d'air évoluant dans un écoulement d'eau, qui peut être exprimée par :

$$\frac{\rho_g \pi d_b^3}{6} \frac{du_g}{dt} = -0.5 C_D \rho_l \pi \left(\frac{d_b}{2} \right)^2 (u_g - u_l) U_{rel} - \frac{\pi d_b^3 C_a \rho_l}{8} \frac{du_g}{dt} \quad (8.1)$$

$$\frac{\rho_g \pi d_b^3}{6} \frac{dw_g}{dt} = -0.5 C_D \rho_l \pi \left(\frac{d_b}{2} \right)^2 (w_g - w_l) U_{rel} - \frac{\pi d_b^3 C_a \rho_l}{8} \frac{dw_g}{dt} - \frac{\pi d_b^3}{6} g (\rho_g + \rho_l) \quad (8.2)$$

Avec,

$$\vec{U}_k = (u_k \vec{i} + v_k \vec{j} + w_k \vec{k}) \quad (8.3)$$

$$U_{rel} = \sqrt{(u_g - u_l)^2 + w_g^2} \quad (8.4)$$

Où :

- C_a est le coefficient de masse ajoutée, qui considéré comme 0.5 pour la bulle sphérique de diamètre d_b .
- $\vec{U}_\ell = (u_\ell \vec{i})$
- $\vec{U}_g = (u_g \vec{i} + v_g \vec{j})$

De plus, le coefficient de traînée pour la bulle est défini comme par la corrélation de Schiller et Naumann (1933) [62] pour une particule sphérique dans un fluide newtonien :

$$C_{Db} = \max \left[\frac{24}{Re_b} \cdot (1 + 0.15 \cdot Re_b^{0.687}) , 0.44 \right] \quad (8.5)$$

avec

$$Re_b = \frac{\rho_l U_{rel} d_b}{\mu_l} \quad (8.6)$$

8.1.2 Prévision analytique des trajectoires

Une simulation numérique du déplacement des bulles sans profil a été réalisée avec un code Matlab. Nous avons analysé les trajectoires des bulles à partir des points d'injection, situés sur la coordonnée $-x_p \vec{i}$, jusqu'au point de mesure (situés aux coordonnées $x_s \vec{i}$). Dans un modèle bidimensionnel, nous avons considéré plusieurs points d'injection et de mesure au long de l'axe z . Pour cela, nous avons analysé la distribution mesurée par la sonde sur chaque expérience (vitesses et tailles des bulles), à partir de laquelle on a obtenu une distribution représentative du nuage. L'hauteur de la veine était discrétisée en plusieurs points d'injection. Pour chaque point, on a considéré la même distribution proportionnelle de diamètres et de vitesses des bulles que celle mesurée par la sonde. Finalement on a soumis ces points aux équations de Morison. Dans cette analyse, les paramètres de raffinement du calcul incluent le nombre de points d'injection, le nombre total de bulles simulées, ainsi que l'incrément de diamètre entre les différentes tailles de bulles considérées. Les positions respectives du point d'injection, de l'axe de rotation du profil (qui définit l'origine du système de coordonnées) et du point de mesure de la sonde optique sont illustrées dans la figure 8.1 :

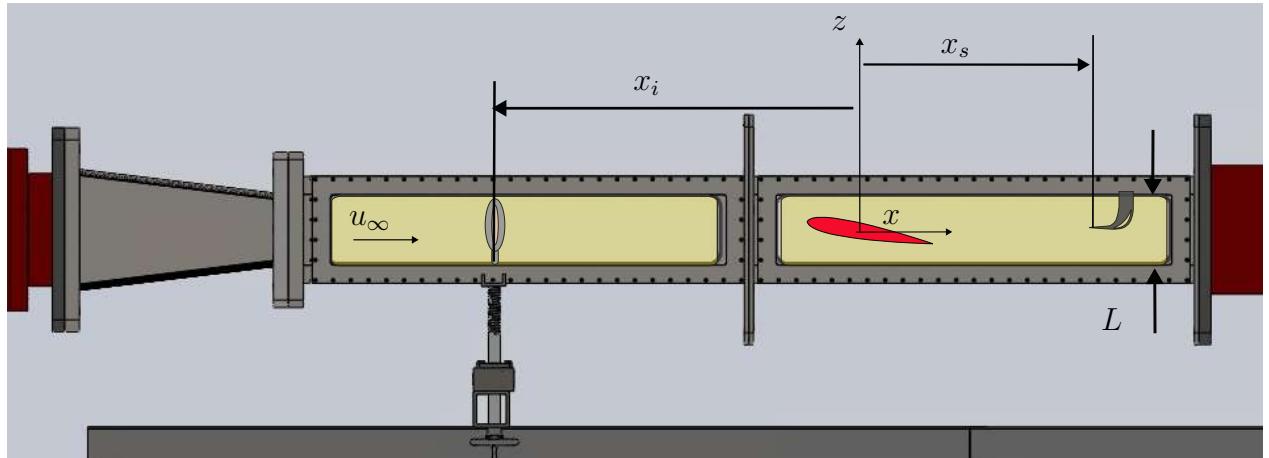


FIGURE 8.1 Schéma de la veine d'essai indiquant les positions respectives de l'axe de rotation du profil (à gauche) et de la sonde optique (à droite), définies par les distances x_p et x_s depuis l'entrée de la veine. Le profil est placé au centre vertical $z = L/2$, et l'écoulement s'effectue de gauche à droite avec une vitesse uniforme u_∞ .

Tout d'abord, on obtient les paramètres pour chaque plan d'essai :

- La vitesse de l'écoulement à l'infini ($u_\infty = (Q_g + Q_\ell)/L^2$)
- Le titre volumique (β)
- La corde du profil (c)
- La dimension de la veine de section carrée (L)

Ensuite, nous chargeons la distribution mesurée par la sonde optique. Ça nous permet d'obtenir un vecteur avec les tailles de chaque bulle et extraire leurs paramètres μ et σ de la distribution log-normale des tailles des bulles. La densité de probabilité d'avoir un diamètre de bulle d_b est exprimée comme :

$$D_p(d_b, \mu, \sigma) = \frac{1}{d_b \sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln d_b - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (8.7)$$

À partir de la distribution observée, nous définissons les tailles maximales et minimales des bulles qui seront prises en compte dans les calculs. L'incrément des tailles permet de déterminer l'ensemble des diamètres possibles des bulles injectées. Les positions d'injection (axe z) et de lecture de la sonde sont définies à partir du raffinage spatial, ce qui permet d'évaluer la quantité de bulles par point d'injection. Une étude de convergence de la simulation a permis de fixer une quantité de 2000 tailles de bulles injectées par points d'injections. Ces derniers au nombre de $N^2 = 200 \times 200$ points d'injection sont réparties de façon équidistante dans la veine. Les diamètres des bulles varient de 0.0001 m à 0.2 m avec un incrément de 0.0001 m.

Puisque la géométrie du problème est bidimensionnelle, nous considérons $N = 200$ points d'injection répartis uniformément selon l'axe vertical z . Le système de coordonnées étant centré en $z = 0$, la veine d'écoulement s'étend de $-\frac{L}{2}$ à $\frac{L}{2}$. Les positions des points d'injection sont donc définies par :

$$z_k = -\frac{L}{2} + \frac{kL}{N+1}, \quad \text{avec } k \in [1, N]$$

De même, les cellules de mesure z_j utilisées pour l'estimation du taux de vide sont centrées à :

$$z_j = -\frac{L}{2} + \frac{jL}{N+1}, \quad \text{avec } j \in [1, N]$$

Les indices i , j , et k seront utilisés pour désigner respectivement la classe de diamètre de la bulle, le point d'injection et la cellule de mesure dans les développements qui suivent. Ces notations permettent de suivre, pour chaque combinaison (i, k) , le cheminement des bulles depuis leur injection jusqu'à leur éventuelle détection dans une cellule j , à l'aide de la fonction indicatrice $\delta_{i,j,k}$.

Si \dot{N}_b bulles par seconde sont injectées à un point d'injection, on peut en déduire que le débit

de gaz injectées est de :

$$Q_g = \dot{N}_b \frac{\pi N^2 \langle d_b^3 \rangle}{6} \quad (8.8)$$

On notera que la loi log-normale vérifie :

$$E[Y^n] = \exp\left(n\mu + \frac{n^2\sigma^2}{2}\right) \quad (8.9)$$

$$\langle d_b \rangle = \exp\left(\mu + \frac{1}{2}\sigma^2\right) \quad (8.10)$$

$$\langle d_b^3 \rangle = \exp\left(3\mu + \frac{9}{2}\sigma^2\right) \quad (8.11)$$

Par ailleurs, toujours d'après la loi log-normale, nous avons donc \dot{N}_i bulles par seconde injectées par point d'injection de diamètre $d_{b,i} \in [(i-1) \times 0.0001, i \times 0.0001]$ m avec $i \in [1, 2000]$ sont :

$$\begin{aligned} \frac{\dot{N}_i}{\dot{N}_b} &= \int_{(i-1) \times 0.0001}^{i \times 0.0001} D_P(x) dx = \int_{(i-1) \times 0.0001}^{i \times 0.0001} \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) dx \\ \frac{\dot{N}_i}{\dot{N}_b} &\simeq \frac{1}{(i-1/2)\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln((i-1/2) \times 0.0001) - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (8.12)$$

L'approximation de somme de Riemmann nous permet d'obtenir cette relation, qui nous permet de pondérer les bulles en fonction de leurs nombres réels dans l'écoulement. Cette méthodologie permet ainsi de générer le nuage de bulles injecté dans la veine de manière réaliste et cohérente avec les observations expérimentales.

Dans le plan de mesure, les bulles de diamètre $d_{b,i}$ ont une vitesse horizontale $u_{g,i}$ ainsi dans le parallélépipède de dimensions $u_{g,i}/\Delta t \times L/N \times L/N$ si nous avons $\dot{N}_{i,j,k}\Delta t$ bulles de diamètre $d_{b,i}$ provenant du k -ième point d'injection qui rentre dans le carré $L/N \times L/N$ dans le temps Δt . Elles ont un volume de $\pi d_{b,i}^3/6$ le taux de vide vaut donc :

$$\varepsilon_j = \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{N}_{i,j,k} \frac{\pi d_{b,i}^3}{6}}{\left(\frac{L}{N}\right)^2 u_{g,i,k}} = \frac{\dot{N}_b \frac{\pi N^2 \langle d_b^3 \rangle}{6}}{u_\ell L^2 \langle d_b^3 \rangle} \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{N}_{i,j,k} d_{b,i}^3}{\dot{N}_b} \frac{u_\ell}{u_{g,i,k}} \quad (8.13)$$

En utilisant les équations (8.11) et (8.8), nous obtenons

$$\begin{aligned}\varepsilon_j &= \frac{Q_g}{u_\ell L^2 \exp\left(3\mu + \frac{9}{2}\sigma^2\right)} \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{N}_{j,i,k}}{\dot{N}_b} d_{b,i}^3 \frac{u_\ell}{u_{g,i,k}} \\ \varepsilon_j &= \frac{\beta}{\exp\left(3\mu + \frac{9}{2}\sigma^2\right)} \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \frac{\dot{N}_{j,i,k}}{\dot{N}_b} d_{b,i}^3 \frac{u_\ell}{u_{g,i,k}}\end{aligned}\quad (8.14)$$

En notant

$$\delta_{i,j,k} = \begin{cases} 1 & \text{si une bulle de diamètre } d_{b,i} \text{ provenant du point d'injection } z_k \\ & \text{atteint le point de mesure entre l'altitude } z_j \text{ et } z_j + L/N \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}\quad (8.15)$$

$$\varepsilon_j = \frac{\beta}{\exp\left(3\mu + \frac{9}{2}\sigma^2\right)} \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \delta_{i,j,k} \frac{\dot{N}_i}{\dot{N}_b} d_{b,i}^3 \frac{u_\ell}{u_{g,i,k}}\quad (8.16)$$

$$\varepsilon_j = \frac{\beta}{\exp\left(3\mu + \frac{9}{2}\sigma^2\right)} \sum_{i=1}^{2000} \sum_{k=1}^N \frac{\delta_{i,j,k}}{(i - 1/2)\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(d_{b,i}) - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) d_{b,i}^3 \frac{u_\ell}{u_{g,i,k}}\quad (8.17)$$

avec $d_{b,i} = (i - 1/2) \times 0.0001$

Considérations du modèle

La vitesse d'injection de l'air est considérée comme horizontale ($\vec{U}_{g,i,k} = u_{g,i,k} \vec{i}$) et déterminée en fonction du débit volumique d'air injecté et des caractéristiques géométriques du système d'injection. Cette vitesse dépend du nombre d'orifices par lesquels l'air est injecté ainsi que de leur diamètre. En effet, plus le nombre d'orifices est grand ou plus leur diamètre est important, plus la surface totale d'injection augmente. La vitesse d'injection de l'air est alors obtenue en divisant le débit d'air par cette surface d'injection totale.

Les points d'injection sont répartis de façon uniforme sur toute la hauteur de la veine, soit de $-\frac{L}{2}$ à $\frac{L}{2}$, comme illustré dans la figure 8.2. Cette configuration est motivée par l'observation expérimentale selon laquelle le nuage de bulles occupe rapidement l'ensemble de la section verticale de la veine dès la phase d'injection.

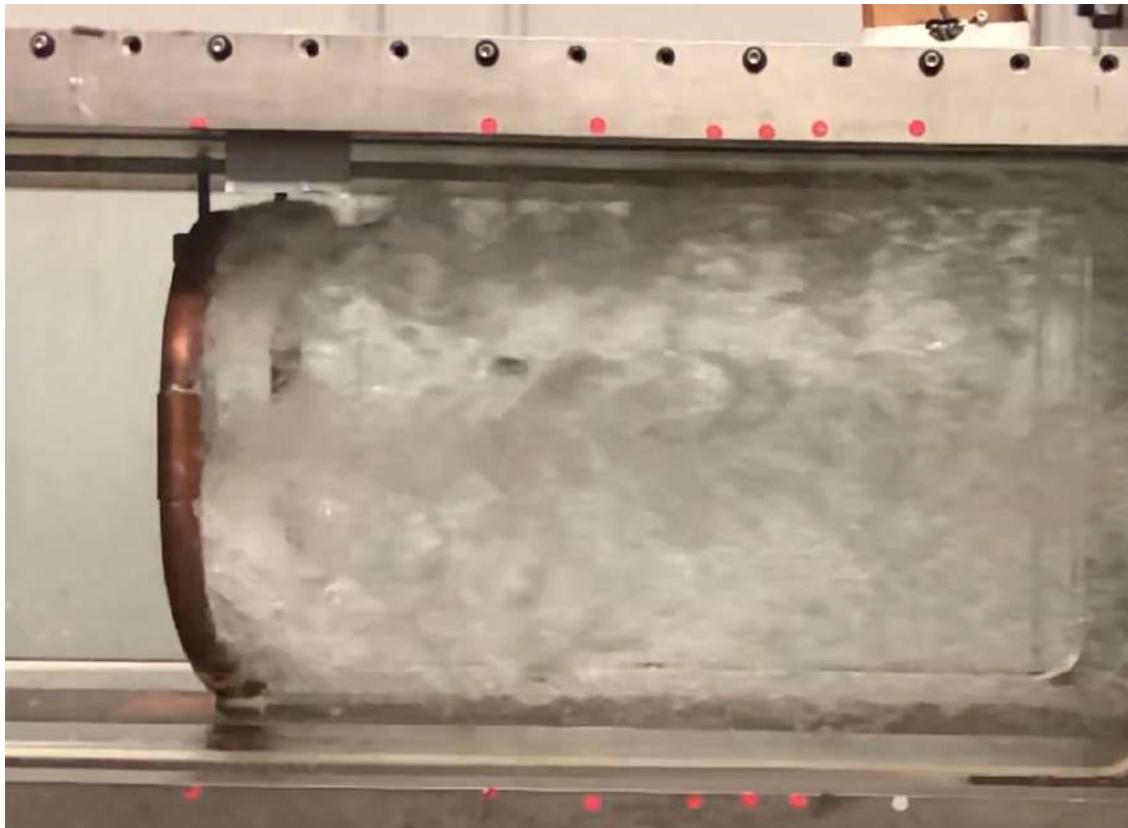


FIGURE 8.2 Photographie de l'injecteur d'air installé en amont de la veine d'essai. L'image illustre la distribution verticale (z) du nuage de bulles généré par injection, observée en vue latérale. Les repères visuels rouges permettent d'estimer la répartition du nuage sur toute la hauteur de la veine.

Cette analyse ne prend pas en compte les phénomènes de fragmentation ou de coalescence des bulles, ni les effets de confinement ou de répulsion induits par la proximité des parois de la veine.

Par ailleurs, la sonde optique ne permet pas de lire les extrémités de la section. On suppose donc que toute la masse d'air non détectée par la sonde s'échappe par la partie supérieure de la veine. De manière analogue, on considère que toutes les bulles calculées par le modèle dont la position finale en z dépasse la hauteur maximale $L/2$ sont regroupées dans le dernier intervalle vertical de discréttisation.

Les distributions log-normales mesurées expérimentalement dans les essais sans profil, telles que relevées par la sonde optique, sont présentées dans les figures 8.3, 8.4 et 8.5 :

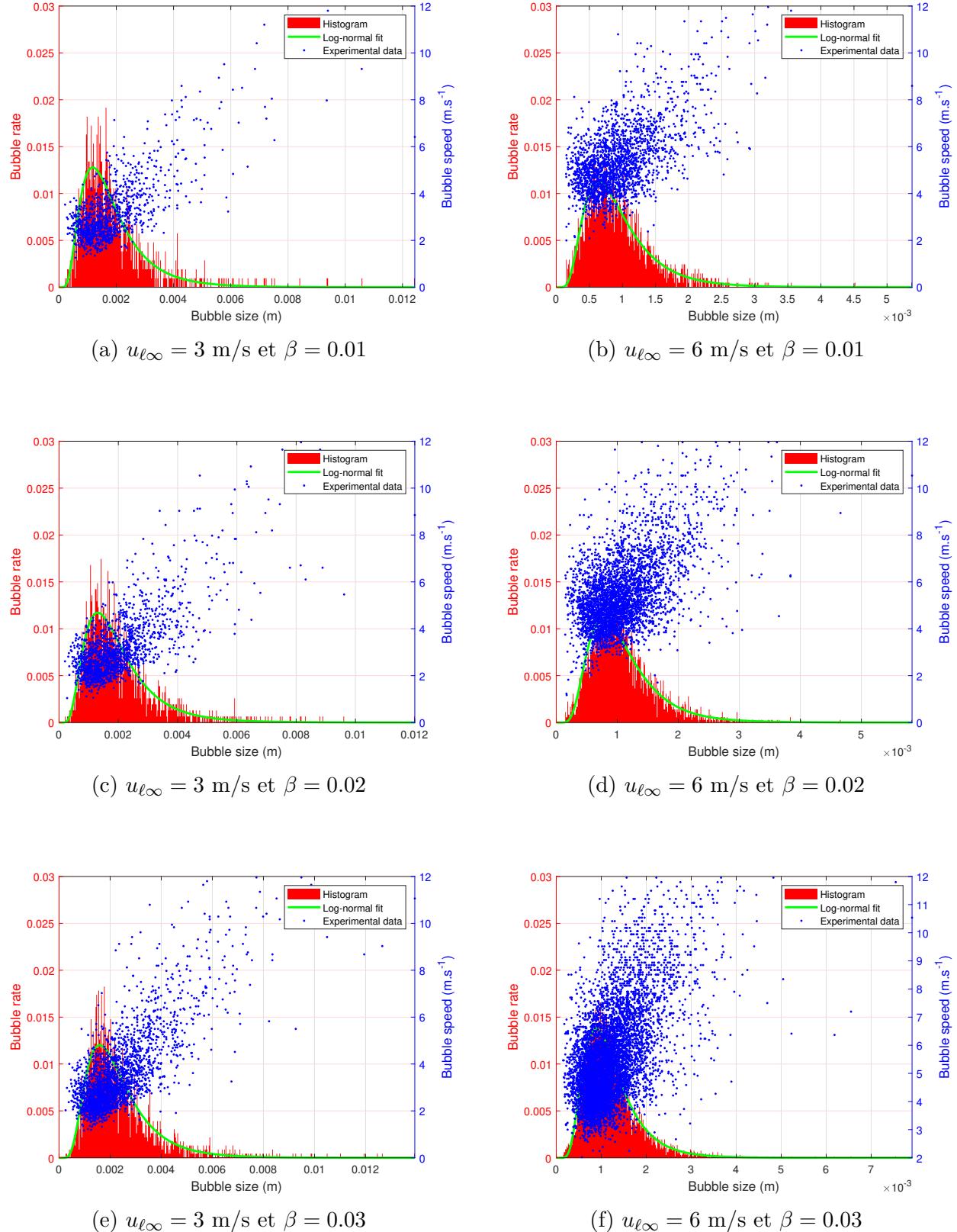


FIGURE 8.3 Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles mesurées dans une veine de 0.15 m sans profil, pour différentes combinaisons de vitesses d'écoulement $u_{\ell\infty}$ et de titres volumiques β . Les histogrammes en rouge correspondent à la répartition des tailles de bulles, tandis que les points bleus indiquent les vitesses individuelles en fonction du diamètre.

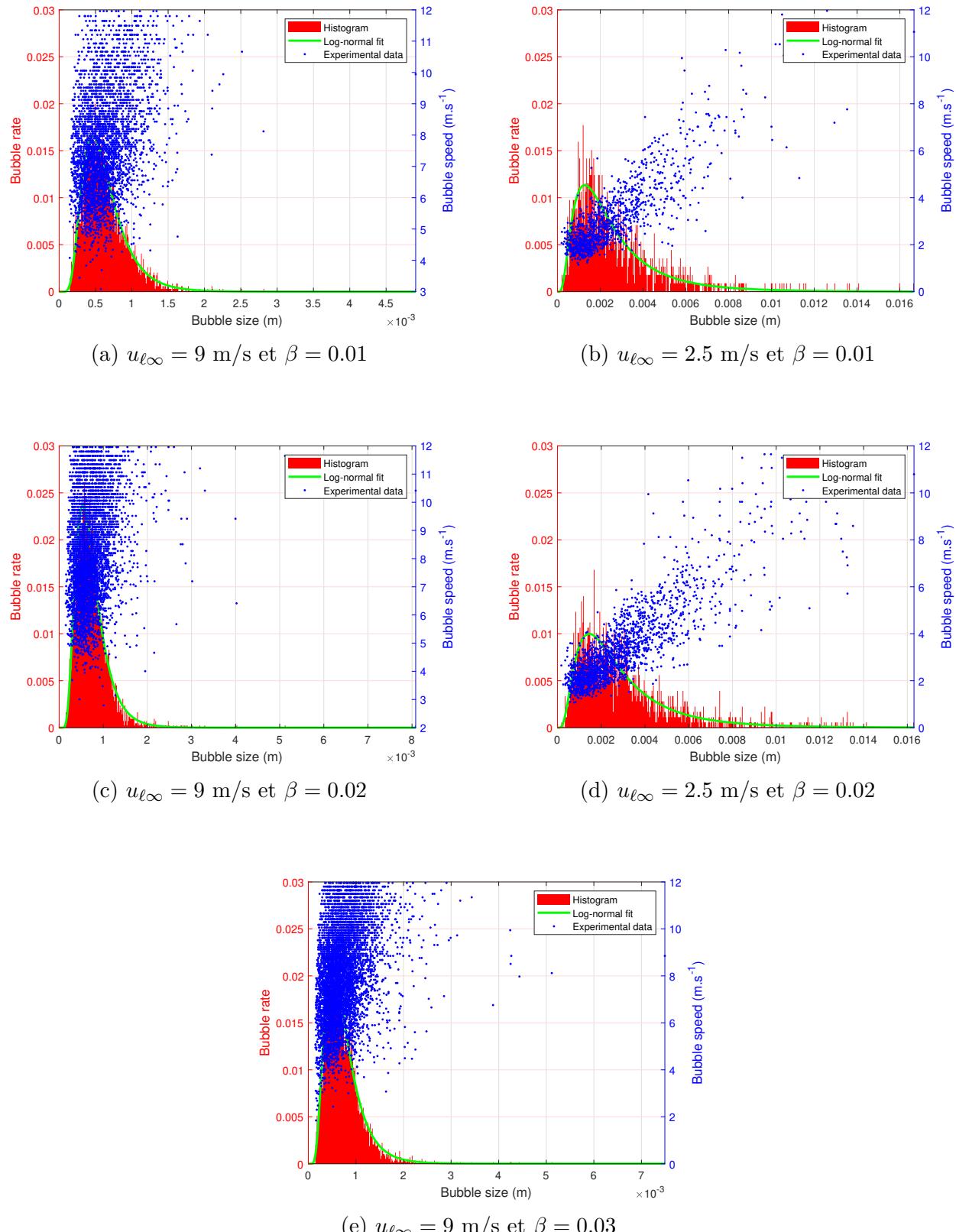


FIGURE 8.4 Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles mesurées sans profil, dans deux veines d'essai de largeurs différentes : 0.15 m (a, c, e) et 0.25 m (b, d). Chaque graphique combine un histogramme (en rouge) de la distribution des tailles de bulles et un nuage de points (en bleu) représentant les vitesses individuelles mesurées en fonction du diamètre.

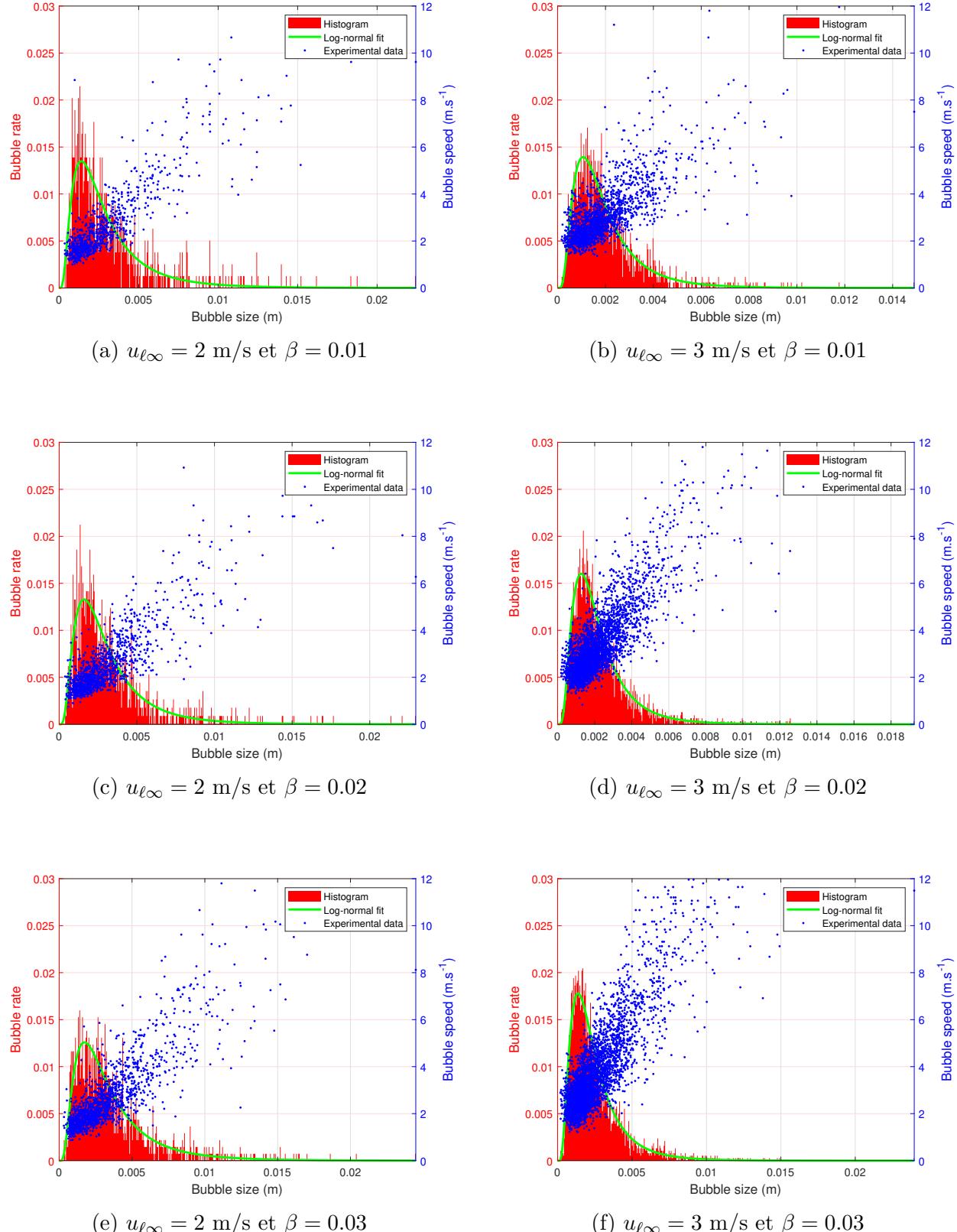


FIGURE 8.5 Distribution conjointe des tailles et des vitesses des bulles dans une veine de 0.25 m, sans profil. Chaque graphique présente un histogramme des tailles de bulles (en rouge) et un nuage de points représentant les vitesses individuelles mesurées (en bleu), en fonction du diamètre. Les résultats sont regroupés pour trois titres volumiques $\beta = 0.01, 0.02$ et 0.03 , et deux vitesses d'écoulement $u_{\ell\infty} = 2 \text{ m/s}$ (a, c, e) et 3 m/s (b, d, f).

8.1.3 Résultats du modèle sans profil et comparaison expérimentale

Les résultats des simulations basées sur l'équation de Morison, obtenus à partir de l'application des équations 8.1 et 8.2 à des nuages de bulles dans la veine, sont superposés aux résultats expérimentaux. Les figures 8.6a, 8.6b et 8.6c présentent les comparaisons pour des vitesses d'écoulement de 3 m/s, 6 m/s et 9 m/s dans une veine de section $L = 0.15$ m, tandis que les figures 8.6d, 8.6e et 8.6f montrent les comparaisons correspondantes pour des vitesses de 2 m/s, 2.5 m/s et 3 m/s dans une veine de section $L = 0.25$ m.

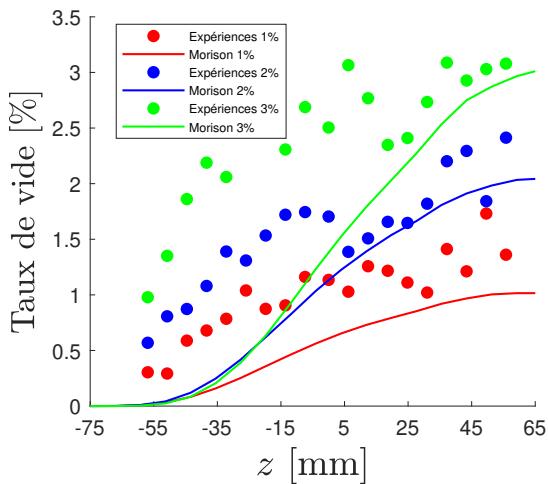
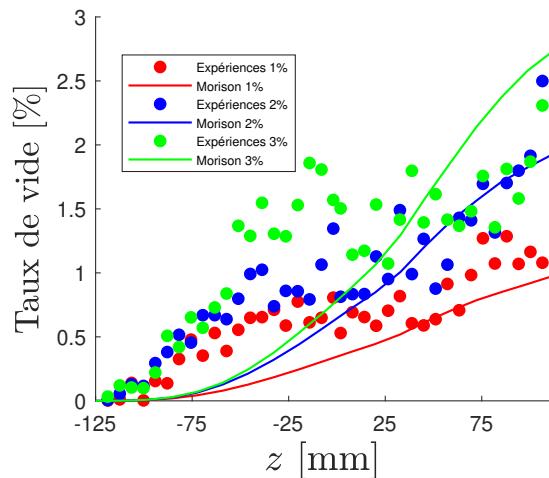
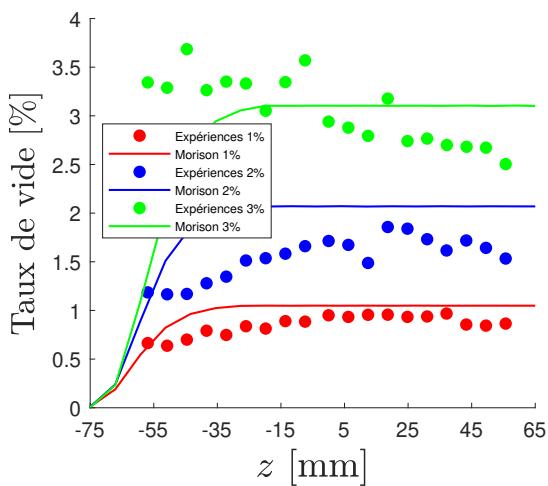
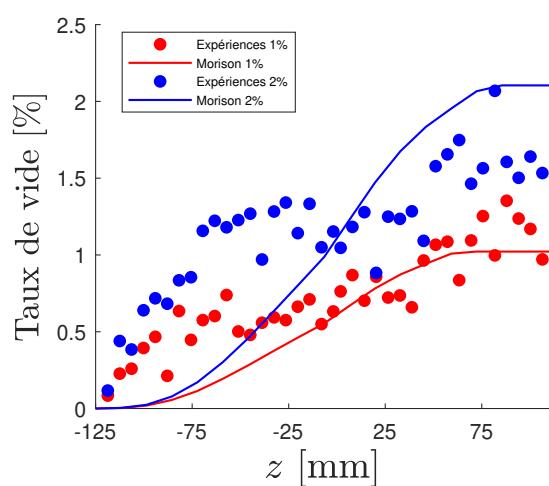
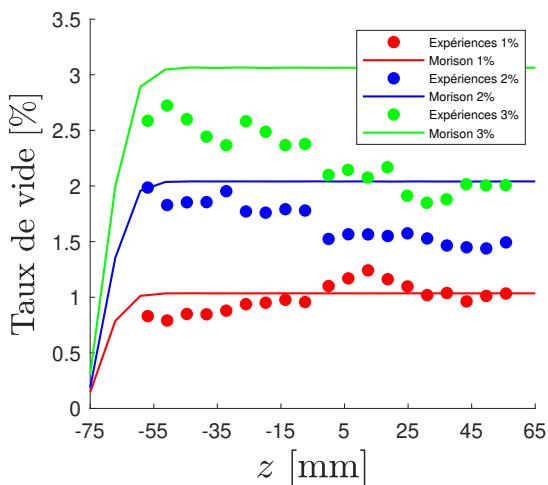
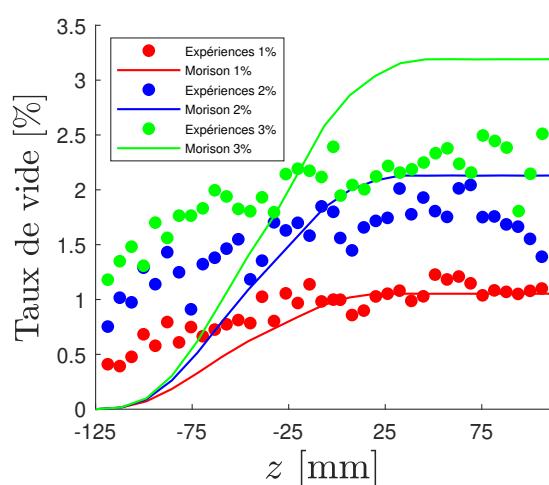
(a) Veine 0.15 m et $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$ (b) Veine 0.25 m et $u_{\ell\infty} = 2 \text{ m/s}$ (c) Veine 0.15 m et $u_{\ell\infty} = 6 \text{ m/s}$ (d) Veine 0.25 m et $u_{\ell\infty} = 2.5 \text{ m/s}$ (e) Veine 0.15 m et $u_{\ell\infty} = 9 \text{ m/s}$ (f) Veine 0.25 m et $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$

FIGURE 8.6 Distribution des tailles et vitesses des bulles selon données expérimentale et modélisé de l'équation de Morison (8.1 et 8.2), dans une veine de 0.15 m (a), (c) et (e) et dans une veine de 0.25 m sans profil pour différentes vitesses et différents β .

Les prévisions obtenues à partir du modèle fondé sur l'équation de Morison présentent un profil caractéristique du taux de vide selon l'axe vertical z : une croissance rapide à faibles altitudes, suivie d'une stabilisation progressive. Cette transition est d'autant plus marquée que la vitesse de l'écoulement augmente, traduisant une interaction plus dynamique entre les forces d'inertie, de traînée et de portance agissant sur les bulles.

D'un point de vue physique, cette stabilisation résulte de la géométrie des trajectoires modélisées. En effet, dans le cadre du modèle de Morison, les bulles présentent une montée verticale relativement plus rapide que celle observée expérimentalement. Ainsi, à faibles vitesses d'écoulement ($u_{\ell\infty} = 2, 2.5, 3 \text{ m/s}$), une fraction significative du nuage de bulles s'élève rapidement au-dessus de la zone de mesure couverte par la sonde optique. Cette sortie pré-maturée du champ de mesure entraîne une sous-estimation apparente du taux de vide dans les régions inférieures de la veine, et une stabilisation retardée dans les courbes simulées par rapport aux données expérimentales.

À l'inverse, pour les vitesses d'écoulement plus élevées ($u_{\ell\infty} = 6 \text{ et } 9 \text{ m/s}$), les bulles disposent de moins de temps pour dériver verticalement, ce qui les maintient dans la zone de détection sur une plus grande portion de leur trajectoire. Le modèle prévoit alors un plateau de taux de vide plus tôt, correspondant à une concentration apparente plus stable dans la veine. Toutefois, dans ces régimes, les données expérimentales révèlent un comportement non reproduit par le modèle : une diminution du taux de vide avec l'altitude, particulièrement marquée pour les titres volumiques de 2% et 3%. Cette décroissance suggère un appauvrissement progressif du nuage dans la zone mesurée, probablement dû à une accumulation préférentielle de bulles vers le haut de la veine, favorisée par des effets secondaires comme la turbulence induite par l'anneau d'injection.

Enfin, dans les configurations à faible vitesse ($u_{\ell\infty} = 2, 2.5, 3 \text{ m/s}$), que ce soit dans la veine de $L = 0.15 \text{ m}$ ou dans celle de $L = 0.25 \text{ m}$, on observe systématiquement une sous-estimation du taux de vide dans la partie inférieure de la veine par le modèle. Ce comportement peut être attribué à la forme des trajectoires simulées, qui présentent un angle de montée dz/dx plus élevé que celui observé expérimentalement. Ce décalage accentue l'effet de fuite verticale des bulles hors du champ de mesure, ce qui biaise la répartition locale du taux de vide par rapport à la réalité observée.

Ces écarts soulignent les limites du modèle dans la prise en compte des dynamiques tridimensionnelles du nuage, de la complexité du champ de vitesse local autour de l'injection, ainsi que du confinement latéral qui influence la migration verticale. L'intégration de ces effets dans un modèle plus complet permettrait une meilleure correspondance avec les observations expérimentales, en particulier dans les régimes où les effets de levée secondaire et de turbu-

lence sont dominants. De plus, l'accumulation progressive des bulles dans la partie supérieure de la veine génère un champ de pression inverse, responsable de forces de type Mersherskii agissant dans le sens opposé à la migration, contribuant à une redistribution du nuage. Ce mécanisme de répulsion, non pris en compte dans le modèle actuel, pourrait jouer un rôle significatif dans les écarts résiduels entre simulation et expérience.

8.2 Modélisation du nuage en présence du profil

8.2.1 Principe général et stratégie de modélisation

L'approche adoptée pour modéliser la dynamique des bulles en présence du profil hydrodynamique NACA0015 repose sur la même démarche numérique que celle détaillée à la section 8.1, fondée sur l'équation de Morison et une simulation bidimensionnelle des trajectoires.

Toutefois, l'introduction du profil dans l'écoulement modifie de manière significative le champ de pression local, principalement en raison du sillage généré en aval. Ce sillage induit une chute de pression dans la zone située immédiatement derrière le profil, créant une force d'attraction qui tend à dévier les bulles vers cette région de faible pression.

Afin de prendre en compte cette interaction, le modèle de base est enrichi par l'ajout d'un terme représentant le gradient de pression, qui s'ajoute aux forces déjà considérées, à savoir l'inertie, la traînée, la portance et la pesanteur. Ce terme additionnel permet de mieux modéliser l'influence d'un champ de pression non uniforme sur la trajectoire des bulles. Il convient toutefois de souligner que ni l'effet de blocage physique induit par le profil, ni les modifications locales du champ de vitesse autour de celui-ci ne sont pris en compte. Seul le champ de pression lié au sillage est introduit dans la modélisation.

Ainsi, les équations (8.1) et (8.2), formulées initialement pour un écoulement uniforme sans obstacles, sont complétées par une force volumique définie par :

$$-\nabla \overrightarrow{\left(p + \frac{\rho u^2}{2} \right)} \frac{\pi d_b^3}{8} \quad (8.18)$$

Les sections suivantes détaillent la formulation analytique du champ de pression associé au sillage du profil, ainsi que son intégration dans le modèle de Morison afin de prédire plus précisément le comportement des bulles en écoulement diphasique.

8.2.2 Formulation du champ de pression du sillage

Le profil du sillage d'un corps est caractérisé par cinq paramètres essentiels, détaillés ci-dessous et illustrés dans les figures 8.7 et 8.8 :

- Le déficit de pression maximale (au centre du sillage)
- La largeur du sillage : $2\ell(x)$
- Le taux de dissipation du déficit de pression vers les latérales du centre du sillage (direction z)
- Le taux d'atténuation du déficit de pression en aval (direction x).
- La position du centre du sillage : $h(x)$

Les quatre premiers paramètres définissent la structure et l'évolution du sillage, tandis que le dernier caractérise son déplacement dans la direction z .

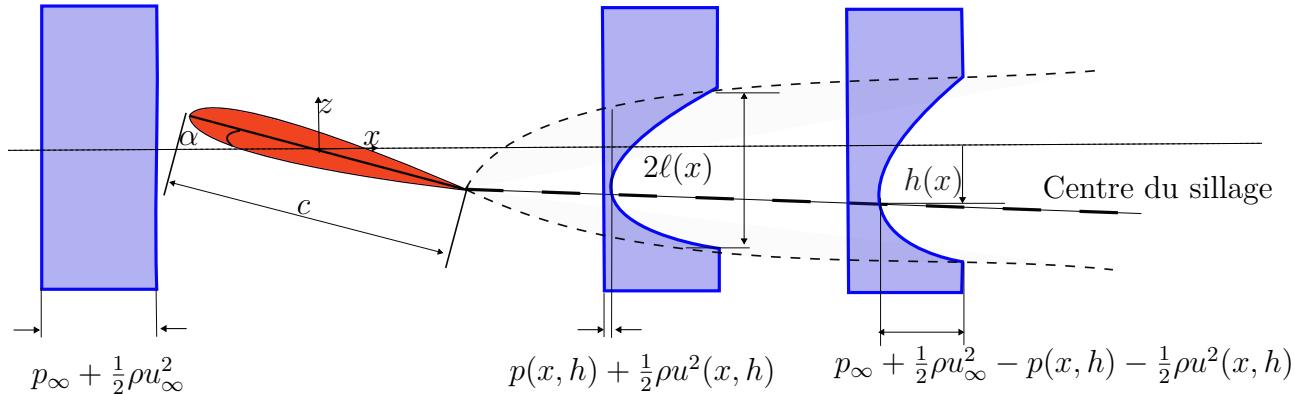


FIGURE 8.7 Schéma du profil de pression dans le sillage d'un profil soumis à un angle d'incidence non nul. Le centre de rotation est situé à mi-corde. Les grandeurs $p(x, h)$, $u(x, h)$, $2\ell(x)$ et $h(x)$ représentent respectivement la pression statique, la vitesse, la largeur totale du sillage et sa hauteur effective à une position x . La différence de pression totale entre l'écoulement libre et le sillage est indiquée sur chaque section.

L'origine du système de coordonnées est située sur l'axe de rotation du profil, lequel correspond à sa demi-corde. Le sillage se développe à partir du bord de fuite, dont les coordonnées dans le repère considéré sont données par $(-\frac{c}{2} \sin \alpha, \frac{c}{2} \cos \alpha)$.

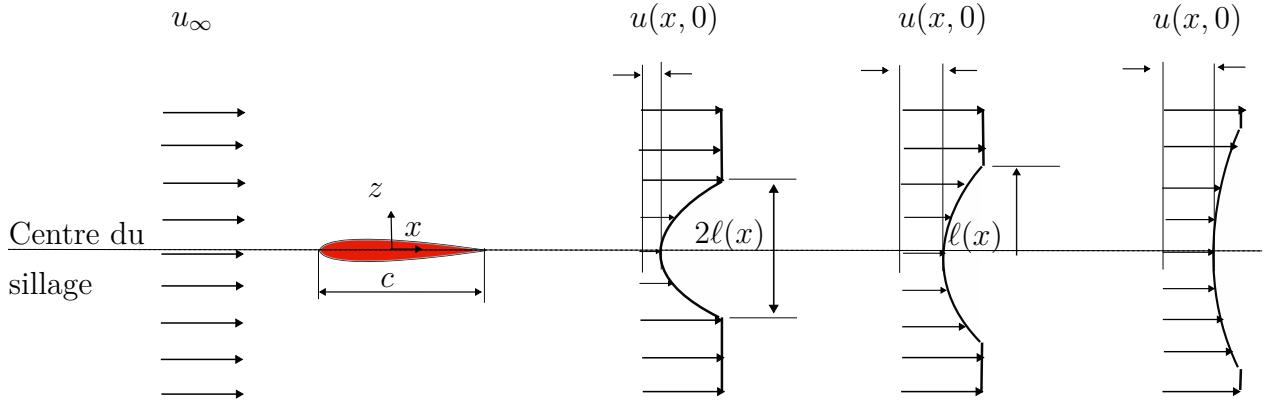


FIGURE 8.8 Évolution du profil de vitesse $u(x, 0)$ dans le sillage d'un profil symétrique à angle d'incidence nul. La vitesse libre u_∞ , la position longitudinale x , ainsi que la largeur du sillage $2\ell(x)$ sont indiquées à différentes sections aval du profil. Le centre du sillage correspond à l'axe $z = 0$.

Pour un angle d'incidence nul, le sillage est symétrique par rapport à la ligne centrale du profil ($z = 0$). Dans ce cas, la demi-largeur du sillage (ℓ) correspond exactement à la distance du centre au bord du sillage. Finalement, pour chaque position x en aval du bord de fuite, la vitesse minimale se trouve au centre du sillage.

On va utiliser cinq nombres adimensionnels qui sont utilisés pour définir le profil de pression au sillage :

$$\bar{\ell}(x) = \frac{\ell(x)}{c} \quad (8.19)$$

$$\bar{x} = \frac{x}{c} \quad (8.20)$$

$$\bar{z} = \frac{z}{c} \quad (8.21)$$

$$\bar{h}(x) = \frac{h(x)}{c} \quad (8.22)$$

$$\eta(\bar{x}, \bar{h}) = \frac{\left(p_\infty + \frac{\rho u_\infty^2}{2}\right) - \left(p(\bar{x}, \bar{h}) + \frac{\rho u^2(\bar{x}, \bar{h})}{2}\right)}{\frac{\rho u_\infty^2}{2}} \quad (8.23)$$

Forme du sillage

D'après les études expérimentales de Silverstein [5], des corrélations ont été établies pour prédire le déficit de pression maximal dans le sillage ainsi que son évolution spatiale à partir du bord de fuite. La dissipation de ce déficit s'effectue selon deux directions : transversalement, dans la direction verticale z , en s'éloignant du centre du sillage, et longitudinalement, dans la direction x , c'est-à-dire dans le sens de l'écoulement vers l'aval.

À partir des équations 2.24, 2.23 et 2.25, et en considérant l'axe de rotation sur la demi-corde ($x_{cel} = 0.5c$), on obtient l'équation 9.6 :

$$\eta(\bar{x}, \bar{z}) = \frac{2.23C_D^{0.5}}{\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.3} \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{0.68C_D^{0.5}(\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.15)^{0.5}} \right)^{1.75} \right]^2$$

$$\bar{z} \in [-\bar{\ell} + \bar{h}, \bar{\ell} + \bar{h}] \quad (8.24)$$

Cette équation met en évidence les points suivants :

- Le déficit de pression est inversement proportionnel à la distance en aval \bar{x} , confirmant ainsi la diffusion progressive du sillage.
- L'amplitude du déficit de pression du centre du sillage est directement proportionnelle à $C_D^{0.5}$, soulignant l'effet dominant de la traînée sur l'intensité des perturbations générées par le profil.
- La largeur du sillage suit une croissance en fonction de $\bar{x}^{0.5}$ et dépend directement de la traînée.

Emplacement du sillage

Pour les angles d'attaque non nuls, le centre du sillage est décalé d'une distance \bar{h} par rapport à $\bar{z} = 0$, comme est montré sur la figure 8.7. Pour $\bar{x} = 0$, \bar{h} correspond exactement à la position \bar{z} du bord de fuite du profil.

Étant donné que la position du centre du sillage dépend du nombre de Reynolds [35], nous avons développé un modèle d'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski, en reproduisant des conditions similaires à celles de l'étude de Kornilov [6]. Ce dernier a mené ses expériences sur un profil symétrique d'épaisseur maximale égale à 0.07 fois la corde, avec un nombre de Reynolds basé sur la corde de 4.28×10^5 , soit du même ordre de grandeur que celui de nos expériences, assurant ainsi une base de comparaison cohérente.

Modèle de l'emplacement du centre du sillage À partir d'un code Matlab on a simulé l'écoulement potentiel autour d'un profil Joukowsky tenant son épaisseur maximale de 0.07 de la corde et sur un angle d'attaque de 7.5° .

La figure 8.9 montre un comparatif entre le sillage à l'écoulement potentiel et les expériences de Kornilov [6].

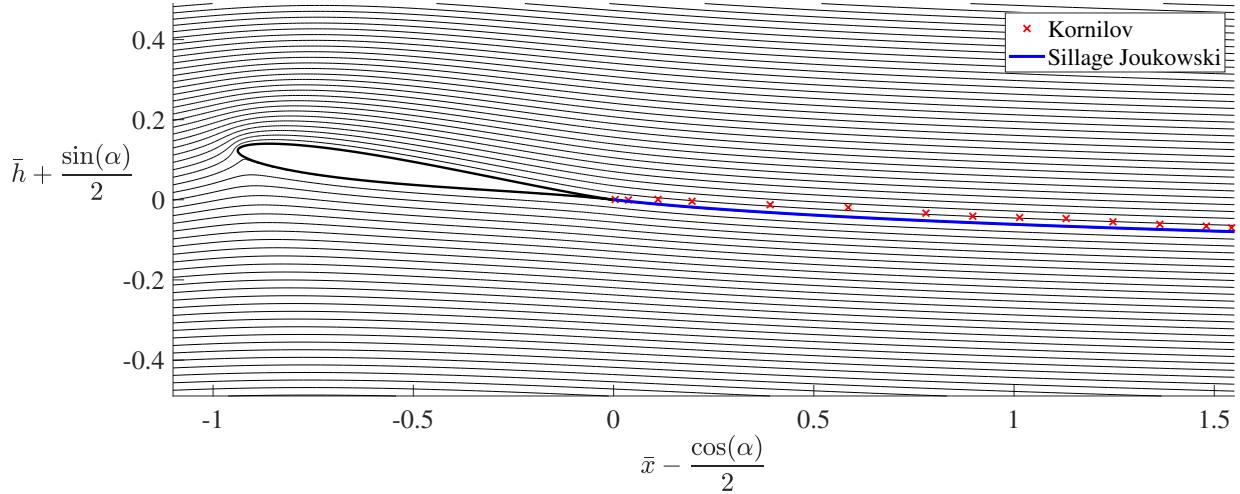


FIGURE 8.9 Écoulement potentiel autour d'un profil Joukowsky d'épaisseur maximale de $0.07 c$ et angle d'attaque de 7.5° et données expérimentales avec $Re = 4.37 \times 10^5$ de [6] pour les mêmes conditions.

On observe que, pour des distances très proches du bord de fuite (jusqu'à $0.1c$), le sillage reste aligné avec le niveau du bord de fuite. Toutefois, au-delà de cette distance, il suit la courbure prédictive par le modèle potentiel, montrant ainsi une bonne concordance avec les données expérimentales.

Une analyse quantitative des écarts révèle un décalage moyen quasi constant de $0.0153c$, que l'on peut attribuer à l'incapacité du modèle à reproduire fidèlement la dynamique immédiate en sortie de profil. Dans cette zone très proche du bord de fuite, des effets tridimensionnels, visqueux et d'interaction fluide-structure peuvent fortement perturber la trajectoire du sillage, alors que le modèle, purement potentiel, ne prend en compte que l'écoulement extérieur idéalisé. La courbe théorique parvient ainsi à reproduire avec une excellente fidélité la tendance expérimentale, malgré une légère translation verticale liée à la zone très proche du bord de fuite non modélisée. Ce décalage n'affecte pas la qualité globale de la prévision, qui reste remarquablement cohérente avec les observations expérimentales sur l'ensemble du domaine étudié.

Ce modèle a été implémenté pour plusieurs angles d'attaque. Les sillages pour un profil avec

épaisseur maximale de $0.15c$ sont montrées sur la figure 8.11 :

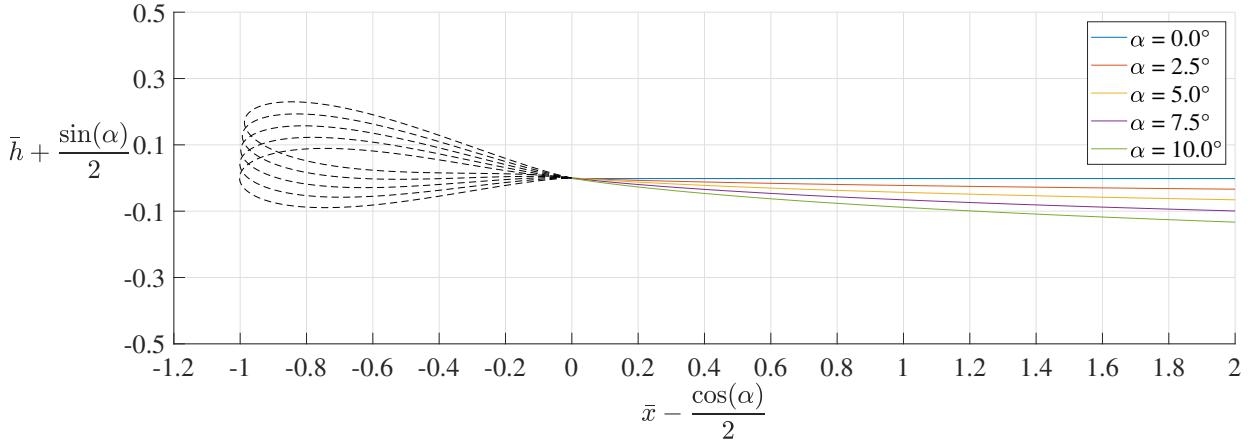


FIGURE 8.10 Sillage de l'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski d'épaisseur maximale égale à $0.15c$, calculé pour des angles d'attaque $\alpha = 0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 7.5^\circ$ et 10° . Les profils de sillage sont représentés dans un repère adimensionné $\left(\frac{\bar{x}-\cos(\alpha)}{2}, \bar{h} + \frac{\sin(\alpha)}{2}\right)$, illustrant la déviation du sillage induite par la portance.

Nous avons établi une méthode pour obtenir une courbe de corrélation représentant le comportement du sillage de l'écoulement potentiel autour du profil. Pour cela, les données du sillage de l'écoulement potentiel correspondant aux valeurs de l'angle d'attaque (α) ont été collectées à partir du bord de fuite du profil.

La corrélation a été déterminée par ajustement à l'aide d'une équation rationnelle de la forme :

$$\bar{h}(\bar{x}) = -\sin \alpha \left[\frac{1}{2} + \frac{\bar{x} - \frac{\cos \alpha}{2}}{0.63 \left(\bar{x} - \frac{\cos \alpha}{2} \right) + 1.37} \right] \quad (8.25)$$

Les coefficients ont été obtenus par régression des courbes pour chaque valeur de $\alpha(^{\circ})$. L'équation résultante est formulée de manière à reproduire le comportement du sillage en conditions d'écoulement potentiel, tout en tenant compte de l'influence de l'angle d'attaque.

La figure 8.11 illustre cette corrélation. Nous avons généré des courbes ajustées pour chaque α (lignes pointillées), puis les avons comparées aux courbes correspondantes de l'écoulement potentiel (lignes continues). La courbe correspondante à chaque angle, qu'elle soit expérimentale ou ajustée, est représentée dans une couleur unique afin de faciliter leur distinction. Les courbes ajustées offrent ainsi une représentation analytique du sillage, permettant une

meilleure interprétation des données expérimentales et une extrapolation potentielle à des conditions similaires.

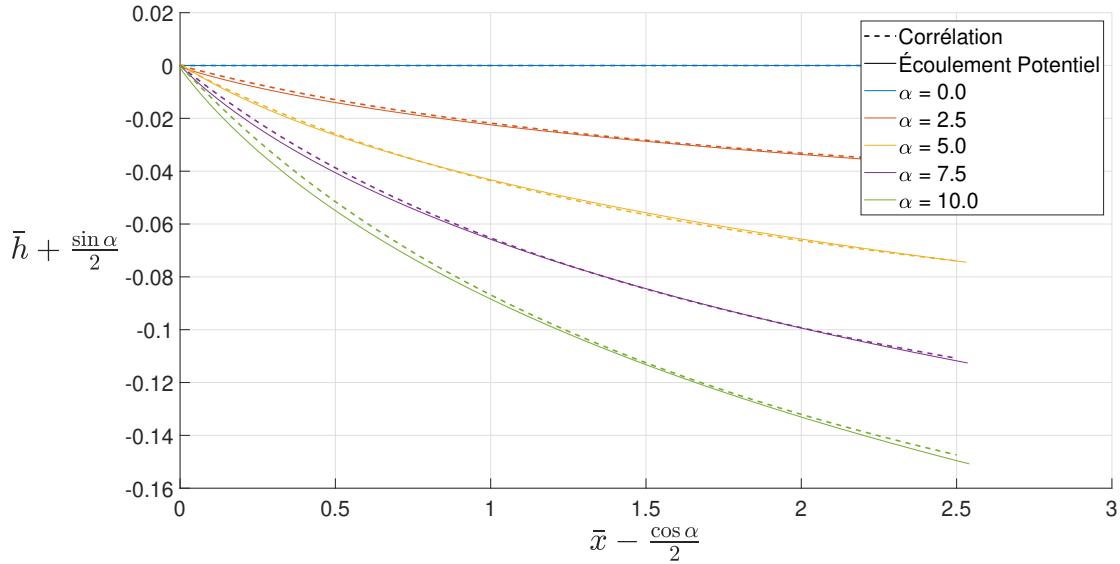


FIGURE 8.11 Comparaison entre le sillage de l'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski d'épaisseur maximale $0.15c$ et la corrélation analytique proposée eq.(9.7). Les courbes sont tracées pour des angles d'attaque $\alpha = 0^\circ, 2.5^\circ, 5^\circ, 7.5^\circ$ et 10° , dans le repère adimensionné $(\bar{x} - \frac{\cos(\alpha)}{2}, \bar{h} + \frac{\sin(\alpha)}{2})$. La bonne concordance valide l'usage de la corrélation pour modéliser le fléchissement du sillage.

Cette analyse a démontré que le modèle basé sur l'écoulement potentiel autour d'un profil de Joukowski, associé à une méthode de corrélation rationnelle, offre une représentation analytique fidèle du comportement du sillage dans des conditions de flux idéal. Les ajustements réalisés ont permis de capturer avec précision les variations du sillage dues à l'angle d'attaque, tout en identifiant les limites dues aux effets visqueux près du bord de fuite. Cette approche est particulièrement pertinente pour des profils symétriques ayant des caractéristiques géométriques et aérodynamiques similaires.

Dans cette optique, ce modèle sera étendu pour être appliqué au profil NACA0015, qui est également un profil symétrique, doté d'une épaisseur maximale de 15% de la corde, similaire à celle étudiée pour le profil de Joukowski. Cette transition est justifiée par la similitude des propriétés géométriques et dynamiques entre ces deux profils, ce qui permet de prévoir que les résultats obtenus pour le profil de Joukowski serviront de base robuste pour analyser et interpréter le comportement aérodynamique du NACA0015.

Formulation complète du champ de pression du sillage

Les équations (9.6) et (9.7), issues d'un ajustement corrélatif basé sur les observations expérimentales, permettent de reconstruire le profil adimensionnel du sillage en termes de déficit de pression. Ce modèle intègre à la fois :

- le déficit de pression maximale au centre du sillage ;
- sa dissipation latérale selon z , et longitudinale selon x ;
- ainsi que la position du centre du sillage, notée $\bar{h}(\bar{x})$.

Afin de déterminer l'effet de ce champ de pression sur les bulles, il est nécessaire de calculer son gradient, c'est-à-dire les dérivées partielles de $\eta(\bar{x}, \bar{z})$ par rapport à \bar{x} et \bar{z} . Ces gradients seront ensuite intégrés dans les équations de mouvement (8.1 8.2) pour évaluer les forces exercées par le sillage.

Les dérivées spatiales de η sont alors données par :

Gradient selon x (direction longitudinale) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta(x, z)}{\partial x} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \eta(\bar{x}, \bar{z})}{\partial \bar{x}} \\ &= \frac{1}{c} \left\{ \frac{\partial \eta(\bar{x}, \bar{h})}{\partial \bar{x}} \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{\bar{\ell}} \right)^{1.75} \right]^2 - 2\eta(\bar{x}, \bar{h}) \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{\bar{\ell}} \right)^{1.75} \right] \right. \\ &\quad \left. \left(\frac{1.75|\bar{z} - \bar{h}|^{0.75}}{\bar{\ell}^{2.75}} \right) \left(\bar{\ell} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{x}} - (\bar{z} - \bar{h}) \frac{\partial \bar{\ell}}{\partial \bar{x}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (8.26)$$

Gradient selon z (direction verticale) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta(x, z)}{\partial z} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \eta(\bar{x}, \bar{z})}{\partial \bar{z}} \\ &= -\frac{2}{c} \eta(\bar{x}, \bar{h}) \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{\bar{\ell}} \right)^{1.75} \right] \left(\frac{1.75|\bar{z} - \bar{h}|^{0.75}}{\bar{\ell}^{1.75}} \right) \text{sign}(\bar{z} - \bar{h}) \end{aligned} \quad (8.27)$$

Les dérivées nécessaires à cette évaluation sont :

$$\frac{\partial \eta(\bar{x}, \bar{h})}{\partial \bar{x}} = -\frac{2.23 C_D^{0.5}}{(\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.3)^2} \quad (8.28)$$

$$\frac{\partial \bar{h}(\bar{x})}{\partial \bar{x}} = -\sin \alpha \frac{1.37 + 0.315 \cos \alpha}{\left[0.63(\bar{x} - \frac{\cos \alpha}{2}) + 1.37\right]^2} \quad (8.29)$$

$$\frac{\partial \bar{\ell}(\bar{x})}{\partial \bar{x}} = \frac{0.34 C_D^{0.5}}{\sqrt{\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.15}} \quad (8.30)$$

Ces expressions analytiques du gradient de pression seront ensuite introduites dans les équations du mouvement pour estimer l'influence du sillage sur la trajectoire des bulles dans l'écoulement diphasique.

Le modèle du déficit de pression et des gradients du déficit au sillage d'un profil NACA0015 sont montrés sur les figures suivantes. Le profil a une corde de 0.15 m et est placé sur un angle d'attaque de 10° par rapport à la vitesse de l'écoulement. Cet écoulement a une vitesse à l'infini de 3 m/s. Les coordonnées x et z ne sont pas adimensionnées ; leur origine est définie au point d'injection d'air dans la veine.

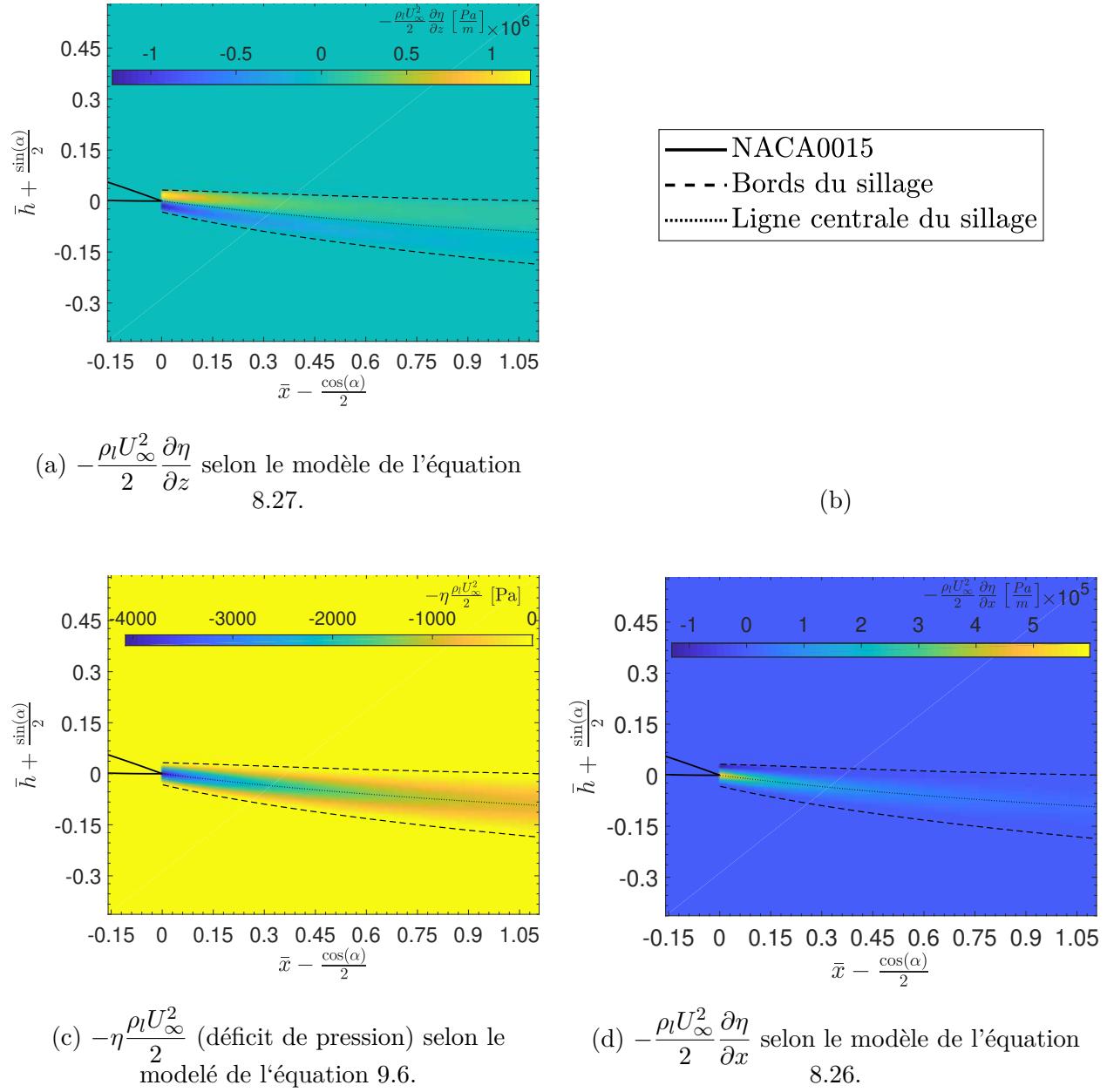


FIGURE 8.12 Modèles du champ de pression du Sillage d'un NACA0015 avec un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$ dans un écoulement d'eau à $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et de ses gradient selon les directions x et z . Les bordures et la ligne centrale du sillage sont tracées pour visualisation du champ.

8.2.3 Extension du modèle de Morison au champ de pression du sillage

L'équation (8.23) permet de relier le champ adimensionnel de pression $\eta(\bar{x}, \bar{z})$ au champ réel de pression statique $p(\bar{x}, \bar{z})$, en posant :

$$\eta(\bar{x}, \bar{h}) = \frac{\left(p_\infty + \frac{\rho u_\infty^2}{2}\right) - \left(p(\bar{x}, \bar{h}) + \frac{\rho u^2(\bar{x}, \bar{h})}{2}\right)}{\frac{\rho u_\infty^2}{2}} \quad (8.31)$$

En réarrangeant cette équation, on peut isoler la pression statique locale comme suit :

$$p(\bar{x}, \bar{h}) = p_\infty + \frac{\rho u_\infty^2}{2} \left(1 - \eta(\bar{x}, \bar{h})\right) - \frac{\rho u^2(\bar{x}, \bar{h})}{2} \quad (8.32)$$

Cela permet d'évaluer le champ de pression à partir de la fonction η , et ainsi de calculer son gradient :

$$\nabla \overrightarrow{\left(p + \frac{\rho u^2}{2}\right)} = \frac{\partial \left(p + \frac{\rho u^2}{2}\right)}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \left(p + \frac{\rho u^2}{2}\right)}{\partial z} \vec{k} \quad (8.33)$$

Ce gradient de pression induit par le sillage engendre une force supplémentaire sur chaque bulle, en supposant que la bulle reste sphérique et que la variation de pression s'exerce sur un volume efficace équivalent.

Ainsi, pour tenir compte de cette modification, les équations de Morison (8.1) et (8.2), initialement formulées pour un écoulement uniforme sans sillage, sont complétées par cette force additionnelle, appliquée dans les directions x et z .

Les équations du mouvement corrigées s'écrivent donc :

$$\frac{\rho_g \pi d_b^3}{6} \frac{du_g}{dt} = -0.5 C_D \rho_l \pi \left(\frac{d_b}{2}\right)^2 (u_g - u_l) U_{rel} - \frac{\pi d_b^3 C_a \rho_l}{8} \frac{du_g}{dt} - \frac{\pi d_b^3}{8} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (8.34)$$

$$\frac{\rho_g \pi d_b^3}{6} \frac{dw_g}{dt} = -0.5 C_D \rho_l \pi \left(\frac{d_b}{2}\right)^2 (w_g - w_l) U_{rel} - \frac{\pi d_b^3 C_a \rho_l}{8} \frac{dw_g}{dt} - \frac{\pi d_b^3}{6} g (\rho_g + \rho_l) - \frac{\pi d_b^3}{8} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (8.35)$$

Ces équations modifiées intègrent l'effet du champ de pression du sillage sur la dynamique

des bulles, rendant ainsi le modèle plus réaliste, notamment dans les zones où les gradients de pression sont significatifs.

La figure 8.13 présente les trajectoires des bulles prévues par le modèle des équations 8.34 et 8.35, depuis la position de l'injecteur ($x = -1.01$ m) jusqu'à celle de la sonde optique ($x = 0.38$ m), dans un écoulement uniforme de vitesse $u_{\infty} = 3$ m/s. Deux configurations sont comparées : la section d'essai sans obstacle et celle intégrant l'effet de son sillage d'un profil NACA0015 sur l'écoulement.

Trois diamètres de bulles représentatifs (0.2 mm, 2 mm et 7.5 mm) sont étudiés. Pour chacun de ces diamètres, les trajectoires sont simulées à partir de cinq positions initiales différentes selon l'axe z , ce qui permet d'analyser l'influence du diamètre sur la déviation des bulles.

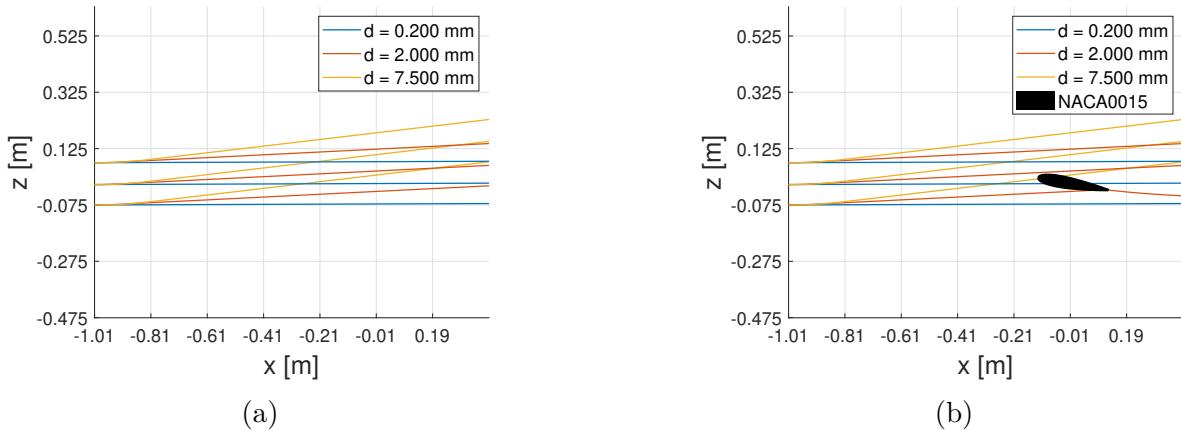


FIGURE 8.13 Modèle des trajectoires verticales de bulles dans un écoulement d'eau à $u_{\infty} = 3$ m/s, pour trois positions d'injection et trois diamètres moyens ($d = 0.2$ mm, 2.0 mm, 7.5 mm), suivant une distribution normale. (a) Sans sillage, écoulement transversal uniforme; (b) Avec sillage généré par un profil NACA0015 de corde $c = 0.25$ m et angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$.

La figure met en évidence la déviation des trajectoires des bulles lorsqu'elles traversent la zone influencée par le sillage, représentée ici par la ligne rouge.

8.2.4 Résultats du modèle avec profil et validation expérimentale

À la suite du développement du modèle intégrant l'effet du sillage, et de son implémentation sous forme d'un gradient de pression dans les équations de Morison, on présente les résultats obtenus pour différentes configurations expérimentales en présence du profil NACA0015.

Analyse comparative : influence de l'angle d'attaque

La figure 8.14 présente les courbes du taux de vide en fonction de la position verticale z , pour une configuration où le profil est orienté à l'horizontale dans une veine de section carrée ($L = 0.15$ m) avec une corde également de 0.15 m. L'écoulement est maintenu à une vitesse de 3 m/s avec un titre volumique de $\beta = 1\%$. Plusieurs angles d'attaque sont considérés : 0° , $\pm 5^\circ$ et $\pm 10^\circ$. Les prédictions issues du modèle sont superposées aux mesures expérimentales pour chacun de ces cas.

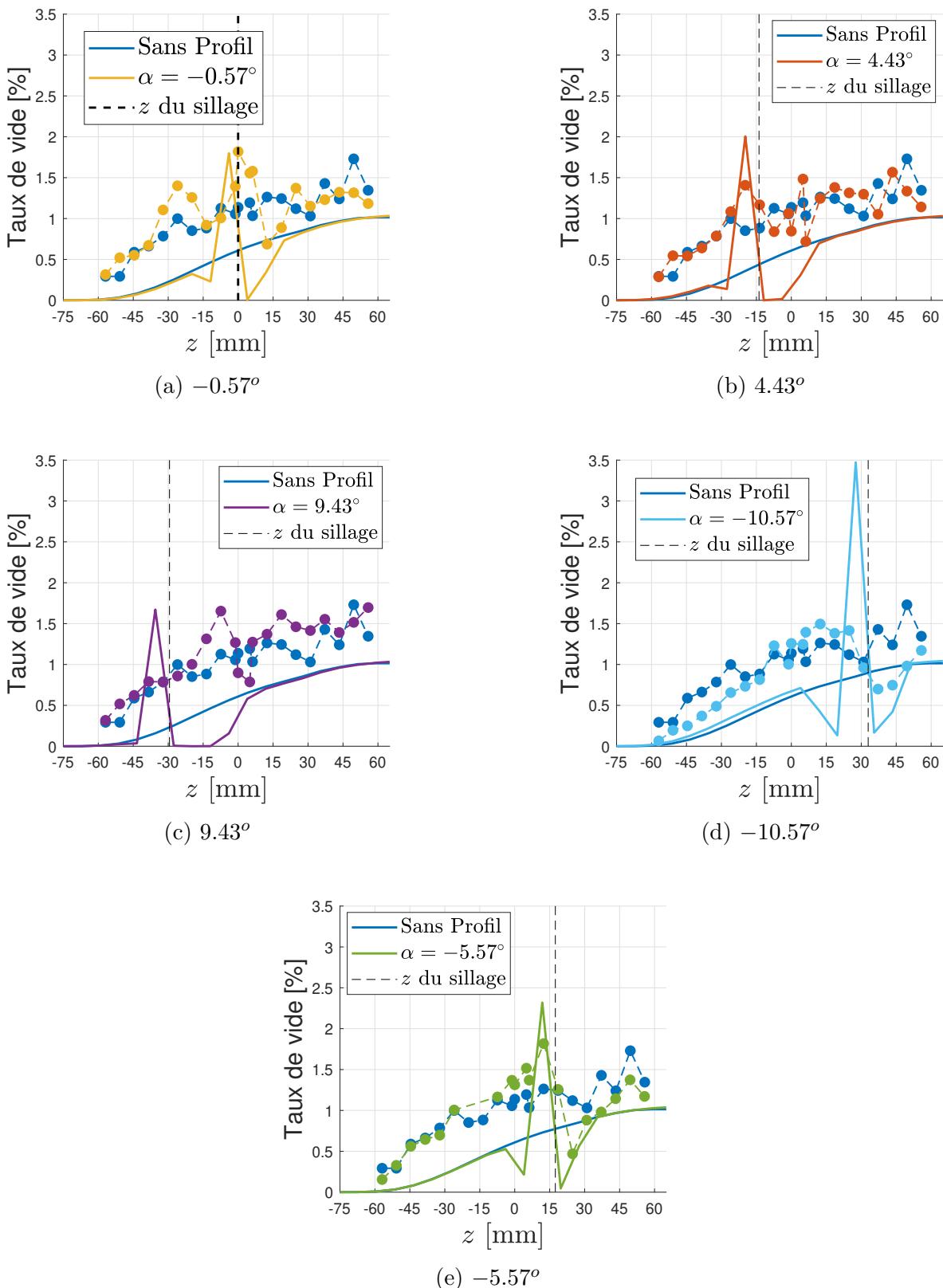


FIGURE 8.14 Comparaison du taux de vide (ε) en fonction de l'axe z mesuré et selon le modélisé, entre l'écoulement sans profil (courbe bleu foncé) et avec profil NACA0015 ($c = 0.15$ m) dans une veine de 0.15 m pour différents angles d'attaque. Le z du sillage est indiqué par une ligne verticale pointillée noire.

La figure 8.14 présente l'évolution du taux de vide en fonction de la position verticale z pour différents angles d'attaque du profil. La ligne pointillée noir représente la coordonnée z du sillage obtenu par le modèle de l'équation 9.7.

Les courbes expérimentales (pointillées) révèlent une tendance générale d'augmentation du taux de vide avec z , suivie de deux oscillations successives (pics et creux), avant de s'approcher d'un plateau. Ce comportement traduit la structuration progressive du nuage de bulles, qui se stabilise dans la partie supérieure de la veine. On observe cependant une asymétrie notable entre les angles d'attaque positifs et négatifs : pour les angles positifs, deux pics sont clairement identifiables, tandis que pour les angles négatifs, un seul pic majeur subsiste. Cette différence est probablement attribuable à l'accumulation de bulles sur l'intrados du profil pour les angles positifs, formant une barrière partielle à la montée des bulles. En revanche, pour les angles négatifs, le profil tend à s'aligner avec la direction de montée naturelle des bulles, réduisant ainsi l'effet d'obstacle et ne laissant apparaître que le pic associé au gradient de pression dans le sillage.

Afin d'illustrer cette structuration, la figure 8.15 montre une photographie expérimentale du sillage généré à $\alpha = 0^\circ$, pour un écoulement de $u_{\ell\infty=3}$ m/s et un taux volumique $\beta = 0.01$.

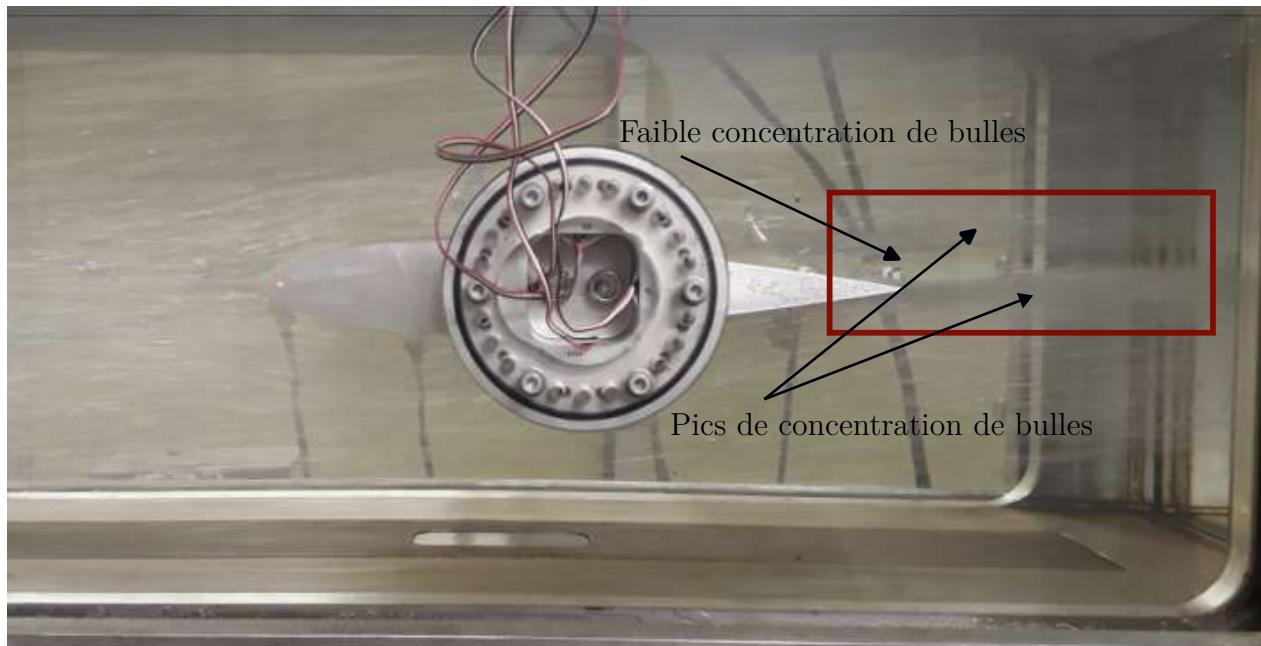


FIGURE 8.15 Photographie montrant la distribution des bulles autour du profil NACA0015. La zone encadrée en rouge met en évidence le sillage caractéristique, constitué de deux régions de forte concentration de bulles séparées par une zone de faible concentration.

Cette image révèle la présence de deux zones distinctes de forte concentration de bulles en

aval immédiat du bord de fuite, séparées par une région intermédiaire où la densité en bulles est nettement plus faible. Ce comportement spatial est cohérent avec les profils mesurés à l'aide de la sonde optique.

Le modèle reproduit globalement la dynamique observée expérimentalement, en particulier la stabilisation terminale du taux de vide ainsi que la position du second pic, correspondant à la région de plus forte concentration de bulles. Toutefois, certaines différences notables persistent entre le modèle et les résultats expérimentaux :

- La courbe modélisée du nuage reste globalement décalée vers le bas par rapport aux données expérimentales, bien qu'elle en suive correctement la tendance générale.
- Dans les expériences, on observe fréquemment un ou deux pics selon l'angle d'attaque du profil, alors que le modèle ne prévoit systématiquement qu'un seul pic centré sur l'axe du sillage.
- Les pics expérimentaux apparaissent plus diffus et moins intenses, ce qui traduit une concentration plus étalée des bulles en comparaison avec la focalisation marquée prédictée par le modèle.
- Le modèle prédit correctement la position des pics et des creux pour les angles d'attaque négatifs, mais perd en précision lorsque l'angle d'attaque devient positif.
- Un décalage vertical du pic principal vers le haut de la veine est systématiquement observé dans les expériences, avec une intensité croissante lorsque l'angle d'attaque devient plus positif. Ce comportement, bien que contre-intuitif, suggère une influence accrue des forces de flottabilité et des composantes transversales de l'écoulement qui dominent l'attraction exercée par le sillage.

La figure 8.16 illustre la prédiction du nuage de bulles obtenue à partir du modèle développé, dans une configuration réaliste fondée sur les données expérimentales. Un total de 10^5 bulles est injecté à partir de 30 positions réparties uniformément selon l'axe vertical z , avec des diamètres variant selon une distribution log-normale ajustée aux mesures expérimentales issues de la sonde optique. Les vitesses initiales des bulles suivent également la distribution mesurée. L'ensemble de ces conditions, notamment le titre volumique $\beta = 1\%$, la vitesse d'écoulement uniforme $u_{\ell\infty} = 3 \text{ m/s}$, ainsi que la géométrie de la veine et du profil NACA0015 — sont strictement identiques à celles utilisées dans la figure 8.13.

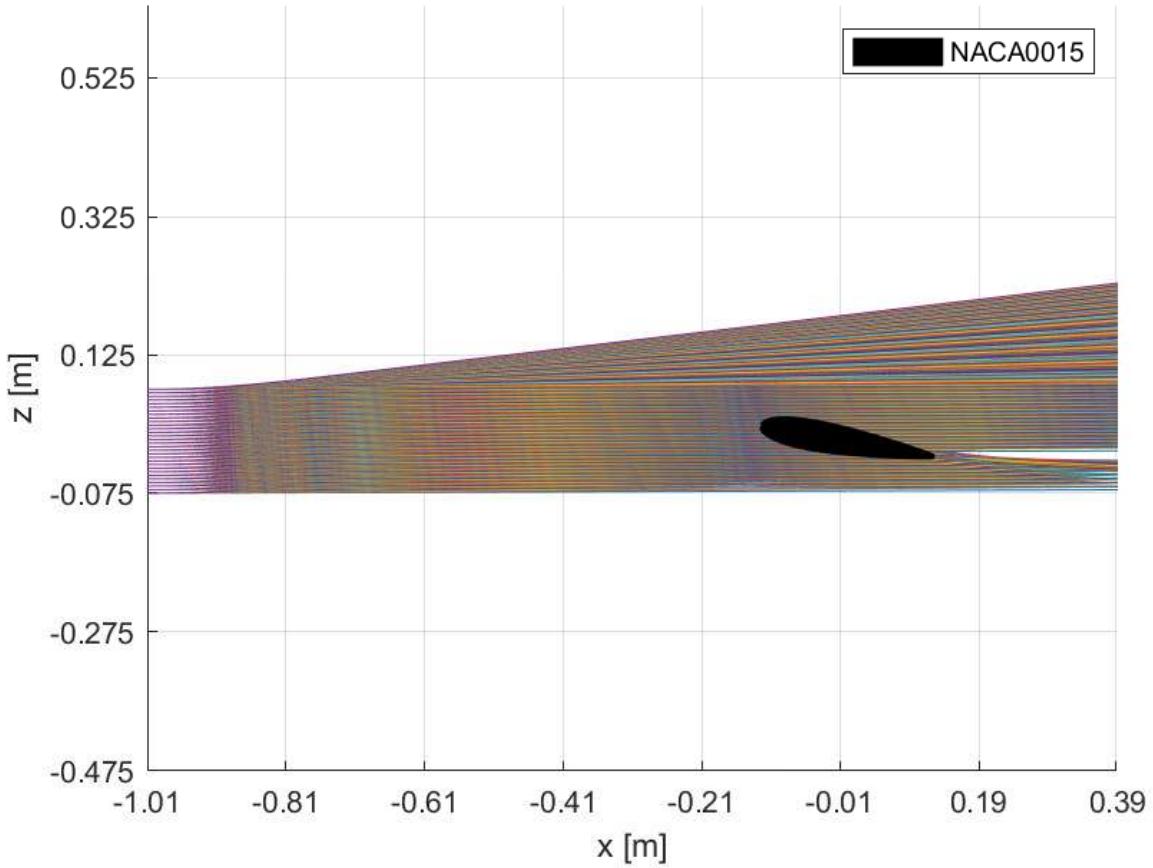


FIGURE 8.16 Modèle des trajectoires des bulles d'une distribution normale des diamètres dans un écoulement transversal d'eau de $u_\infty = 3$ m/s avec l'effet du sillage d'un NACA0015 avec $\alpha = -10^\circ$. La figure montre le profil de concentration de bulles au point x correspondant à la position de la sonde optique, mettant en évidence un pic et deux zones adjacentes de faible concentration.

Cette figure offre un point de vue complémentaire permettant de visualiser directement la structuration du nuage de bulles selon l'axe vertical z , telle qu'elle est représentée de manière intégrée dans les courbes du modèle de la figure 8.14. En suivant le développement du sillage sur la figure 8.16, on distingue clairement une zone de forte concentration des bulles, entourée de deux régions de faible densité. Certaines positions de lecture de la sonde ne sont traversées par aucune bulle. Cette observation explique les résultats des simulations présentés dans la figure 8.14, où le taux de vide chute à zéro en certains points, traduisant l'absence locale de bulles détectées.

Les écarts observés entre les résultats expérimentaux et ceux du modèle peuvent être expliqués par plusieurs simplifications inhérentes à la modélisation proposée :

- **Effet de répulsion dû à la surconcentration de bulles :** Comme discuté dans la section sans profil, l'accumulation de bulles dans la partie supérieure de la veine génère un effet de répulsion. Ce phénomène, probablement dû à un gradient de pression causé par une surconcentration locale de la phase gazeuse, tend à repousser les bulles vers une zone de hauteur intermédiaire. Ainsi, dans les expériences, les bulles s'accumulent autour d'un niveau d'équilibre au lieu de monter indéfiniment.
- **Dispersion latérale absente du modèle :** Ce même phénomène de concentration apparaît également à proximité du profil, notamment dans le sillage. Toutefois, l'effet de répulsion interbulles semble conduire à une diffusion latérale accrue, ce qui atténue l'intensité du pic de taux de vide dans les mesures expérimentales. Cette dispersion n'est pas prise en compte dans le modèle, qui néglige les interactions locales entre bulles et suppose une dynamique guidée uniquement par le champ de vitesse moyen.
- **Absence du corps physique du profil :** Le modèle ne comprend pas le corps solide du profil ; les bulles ne perçoivent que son sillage théorique. Ainsi, les effets directs liés à l'impact physique ou à la stagnation (notamment les pics de vide mesurés juste en amont ou au bord de fuite) ne peuvent pas être reproduits.
- **Développement incomplet de l'écoulement dans les expériences :** Comme discuté dans le chapitre sur l'effet du confinement, l'écoulement expérimental n'est probablement pas pleinement développé. La présence de composantes transversales (notamment u_z) peut entraîner un déport des bulles hors de la zone d'influence du sillage, les ramenant vers leur trajectoire de montée naturelle. Ce phénomène réduit l'intensité et la focalisation du sillage, contrairement à la structure idéalisée du modèle.
- **Hypothèses sur l'effet du champ de pression modifié pour $\alpha > 0$:** Lorsque l'angle d'attaque est positif, deux mécanismes peuvent expliquer la remontée accrue des bulles observée expérimentalement. D'une part, l'accumulation locale de bulles dans la région confinée de l'intrados, induite par l'effet de blocage, favoriserait leur coalescence. La formation de bulles de plus grande taille, plus sensibles à la poussée d'Archimède, accentuerait alors leur déplacement vertical. D'autre part, la dépression générée sur l'extrados pour $\alpha > 0$ s'oriente dans la même direction que la force d'Archimède, ce qui pourrait faciliter l'aspiration des bulles vers le haut. Ces deux effets, agissant conjointement, contribueraient à la dissymétrie observée dans la répartition expérimentale des bulles.

Analyse comparative : influence de la vitesse

La figure 8.17 regroupe les résultats du taux de vide obtenu expérimentalement (points suivis de lignes pointillées) et les prédictions issues du modèle numérique (lignes continues), pour

différentes vitesses d'écoulement, deux dimensions de veine ($L = 0.15$ m et $L = 0.25$ m), et un angle d'attaque constant de $\alpha = 5^\circ$. Toutes les configurations présentées sont à confinement constant (rapport $c/L = 1$).

Les graphiques à gauche concernent la veine de 0.15 m, avec un profil de corde identique ($c = 0.15$ m), tandis que ceux à droite concernent la veine de 0.25 m, avec un profil de $c = 0.25$ m. Pour chaque cas, trois vitesses sont analysées :

- Veine 0.15 m : $u_{\ell\infty} = 3$ m/s, 6 m/s, 9 m/s
- Veine 0.25 m : $u_{\ell\infty} = 2$ m/s, 2.5 m/s, 3 m/s

Les courbes rouges représentent les cas sans profil, tandis que les courbes bleues correspondent aux cas avec profil ($\alpha = 5^\circ$).

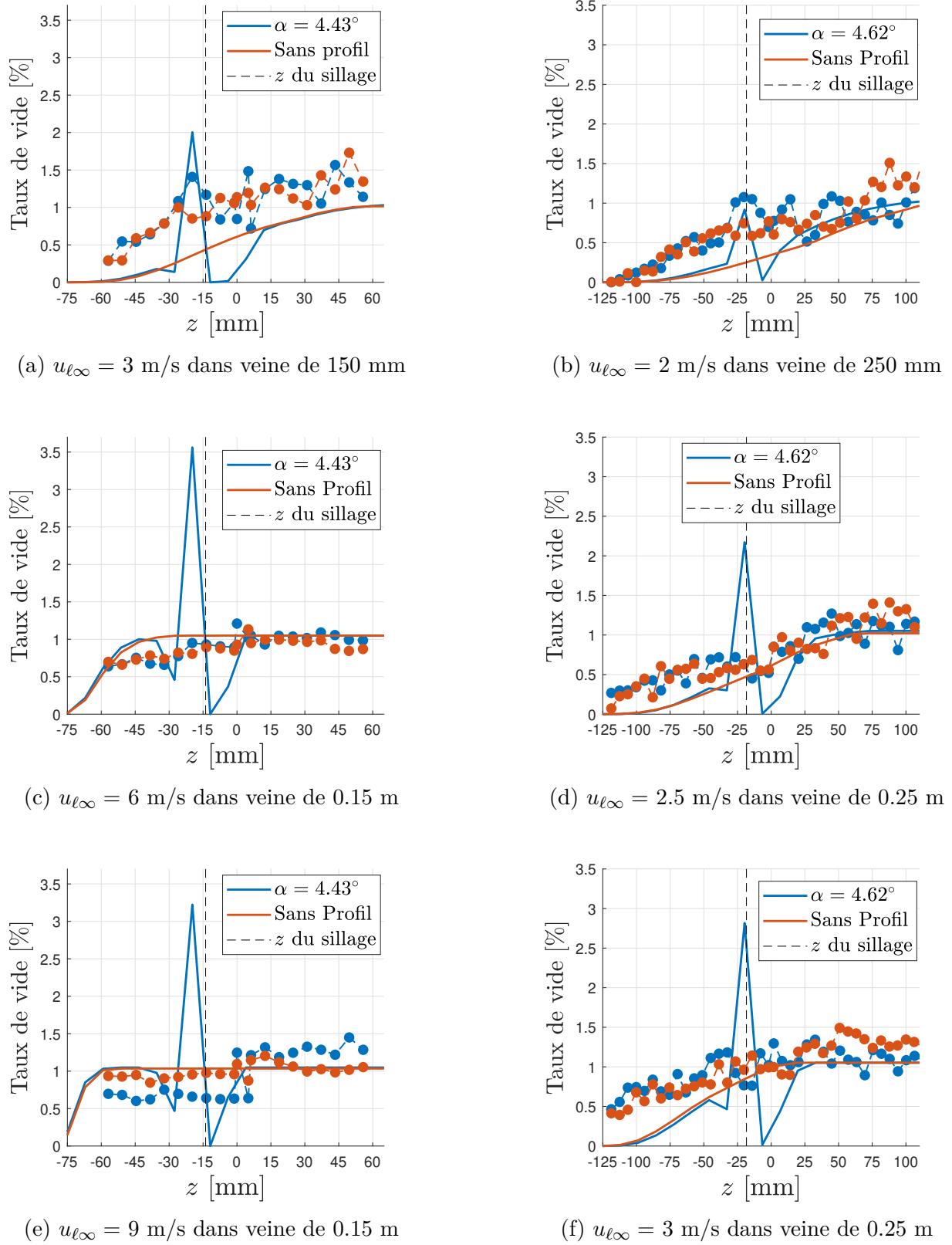


FIGURE 8.17 Comparaison du taux de vide sans profil (bleu foncé) et avec profil sur $\alpha = 5^\circ$ pour différentes vitesses d'écoulement. Les résultats expérimentaux sont représentés par des lignes pointillées, tandis que les prédictions du modèle sont illustrées par des lignes continues. Les sous-figures (a) à (f) détaillent les différentes conditions de vitesse et dimensions de veine. Toutes les graphiques ont un rapport $c/L = 1$.

Les résultats montrent que le modèle basé sur l'équation de Morison enrichie par le gradient de pression reproduit globalement bien la dynamique du nuage pour des vitesses faibles à modérées. En revanche, dès que la vitesse de l'écoulement augmente, des écarts significatifs apparaissent. Ces écarts se traduisent principalement par une exagération des pics de taux de vide simulés, qui deviennent plus prononcés.

Sur les expériences, la position du pic principal reste relativement stable malgré l'augmentation de la vitesse, en particulier dans la veine de 0.15 m. La position z à laquelle ces pics apparaissent reste similaire pour $u_{\ell\infty} = 3, 6$ et 9 m/s, modulo un léger décalage analysé dans la section précédente en lien avec l'angle d'attaque. Cependant, la magnitude des pics expérimentaux a tendance à diminuer légèrement, ou à rester constante avec l'augmentation de la vitesse, ce qui suggère une dispersion accrue du nuage de bulles à hautes vitesses.

À l'inverse, le modèle prédit une amplification systématique de ces pics avec l'augmentation de la vitesse, traduisant une succion plus efficace et plus focalisée. Ce phénomène est particulièrement accentué dans la veine de 0.25 m, où le pic du modèle devient nettement supérieur à celui observé expérimentalement, surtout pour $u_{\ell\infty} = 2.5$ m/s et 3 m/s. Cette divergence de tendance entre expérience et simulation indique que le modèle surestime l'effet de focalisation verticale du sillage à mesure que la vitesse augmente.

Plusieurs phénomènes physiques peuvent contribuer à ces écarts observés à haute vitesse, notamment la dispersion accrue du nuage de bulles et la diminution de l'intensité des pics expérimentaux :

- Le modèle surestime l'effet de succion à haute vitesse, ce qui se traduit par une concentration exagérée des bulles dans le sillage. Cette surestimation est également visible par l'amplitude plus marquée des pics et des creux dans les résultats simulés.
- La turbulence accrue dans la veine à grande vitesse engendre une diffusion latérale plus importante du nuage, ce qui atténue la cohérence des structures verticales de concentration.
- Les effets dissipatifs, comme la coalescence, la fragmentation ou les interactions hydrodynamiques complexes entre bulles et fluide, ne sont pas modélisés explicitement, limitant la robustesse du modèle dans les régimes d'écoulement rapide.

Analyse comparative : influence du confinement

Dans cette section, l'effet du confinement est étudié à partir de quatre configurations expérimentales, toutes réalisées à une vitesse d'écoulement de 3 m/s et un angle d'attaque $\alpha = -5^\circ$. L'objectif est d'analyser l'influence relative des dimensions du profil et de la veine sur la distribution du taux de vide, en considérant différentes valeurs du rapport de confinement c/L ,

où c est la corde du profil et L la hauteur de la veine.

Deux veines de section carrée sont utilisées : une veine de $L = 0.15$ m et une autre de $L = 0.25$ m. Dans chaque veine, deux cordes sont testées : $c = 0.15$ m et $c = 0.25$ m. Cela donne les combinaisons suivantes :

- Veine de 0.15 m avec corde de 0.15 m ($c/L = 1.00$)
- Veine de 0.15 m avec corde de 0,25 m ($c/L = 1.67$)
- Veine de 0.25 m avec corde de 0.15 m ($c/L = 0,60$)
- Veine de 0.25 m avec corde de 0.25 m ($c/L = 1.00$)

Cette méthodologie permet de distinguer deux types d'analyse :

1. Comparaison pour un même rapport c/L : les deux cas $c/L = 1.00$ sont réalisés dans deux veines de dimensions différentes (0,15 m et 0.25 m), permettant de tester l'influence absolue de l'échelle de la veine tout en conservant un confinement équivalent.
2. Comparaison pour une même veine : dans chaque veine (0.15 m et 0.25 m), la corde est modifiée, ce qui permet d'évaluer l'effet direct du rapport c/L sur la distribution verticale du nuage de bulles.

Les résultats correspondants sont présentés dans la figure 8.18, permettant une visualisation claire de l'impact du confinement sur le taux de vide, et apportant des éléments de compréhension sur la manière dont les proportions géométriques influencent la dynamique de l'écoulement diphasique autour du profil.

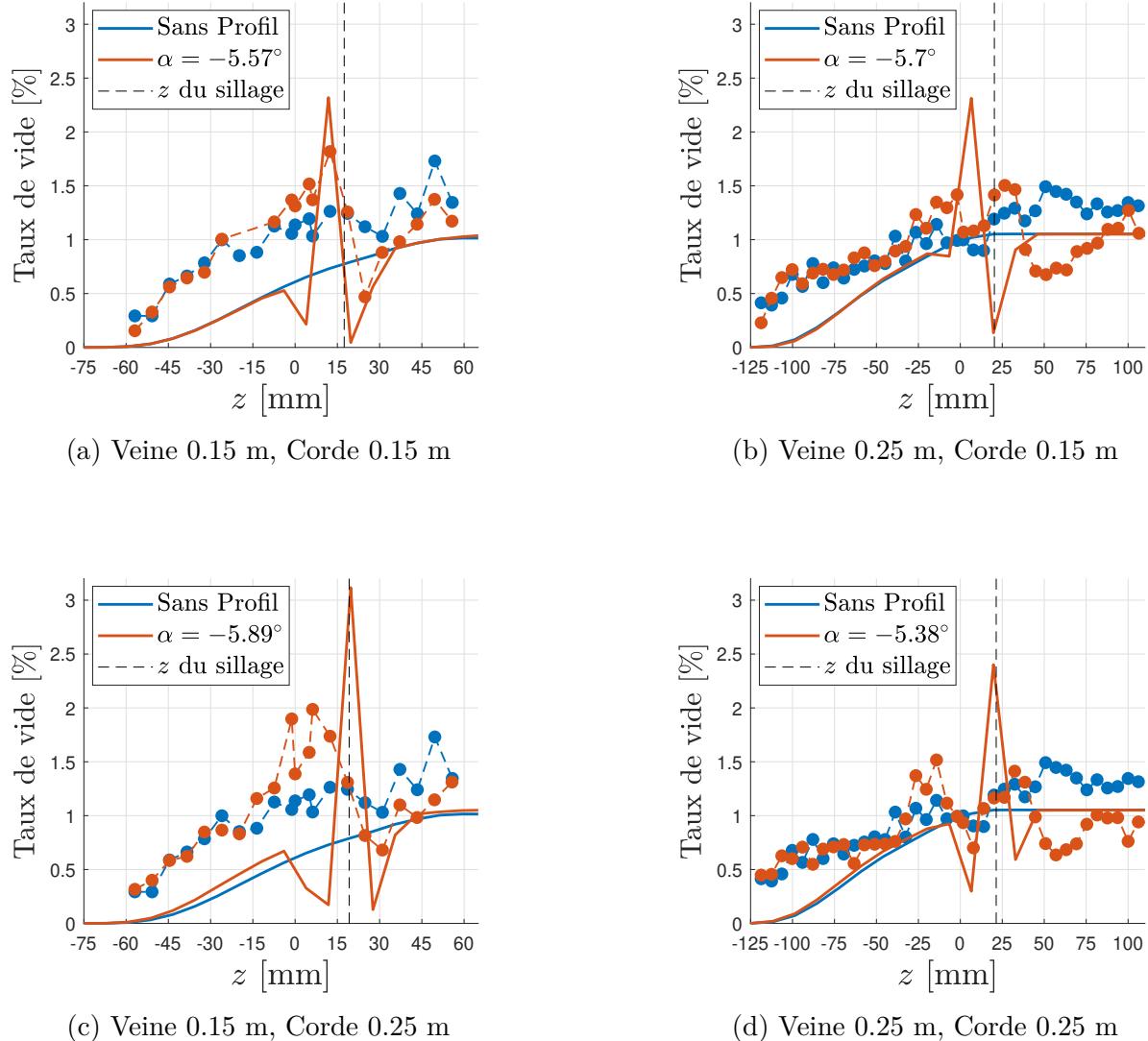


FIGURE 8.18 Comparaison du taux de vide (ε) en fonction de l'axe z , mesuré et selon le modèle, pour différentes configurations de confinement à une vitesse d'écoulement de $u_{\ell\infty} = 3$ m/s et un angle d'attaque de $\alpha = -5^\circ$. Les résultats expérimentaux sont représentés par des courbes pointillées, tandis que le modèle est illustré par des courbes pleines. La position du bord de fuite est indiquée par une ligne verticale pointillée noire.

L'analyse des quatre configurations testées met en évidence des tendances cohérentes entre les données expérimentales et le modèle, tout en révélant des écarts attribuables à la géométrie et à la dynamique de l'écoulement.

À géométrie de veine constante, les mesures montrent une similitude marquée dans l'amplitude des pics et des creux du taux de vide, quelle que soit la corde. Toutefois, une translation verticale est observée : les pics correspondant à la petite corde apparaissent à des coordonnées

z plus élevées que ceux de la corde longue. Comme le montre la table 5.3, la distance entre le bord de fuite et la position de mesure varie selon la configuration. Une distance plus grande laisse davantage de temps aux bulles pour monter sous l'effet de la poussée d'Archimède, ce qui peut expliquer ces décalages.

Les expériences révèlent également une dispersion verticale plus marquée du nuage de bulles avec la grande corde, traduisant un élargissement du sillage en direction z . Ce comportement est bien reproduit par le modèle, qui prévoit un champ de pression plus étendu lorsque le coefficient de traînée C_D augmente, ce dernier étant directement lié à la corde.

La dimension de la veine influence aussi la concordance entre modèle et expérience. Dans la petite veine ($L = 0,15$ m), la position des extrema est bien prédite, suggérant que la distance profil-sonde reste compatible avec les hypothèses du modèle. En revanche, dans la grande veine ($L = 0,25$ m), cette distance accrue permet aux bulles de s'élever davantage, décalant vers le haut les pics mesurés, tandis que le modèle, fondé sur les lignes de courant, néglige partiellement l'effet de la flottabilité.

Ces écarts traduisent un déséquilibre croissant entre la succion induite par le déficit de pression du sillage et la poussée d'Archimède. Le modèle confine les bulles au sillage, ce qui limite leur ascension. Lorsque la distance aval augmente, la flottabilité permet aux bulles de s'en écarter progressivement. Ce mécanisme, non pris en compte dynamiquement, explique la divergence entre prédictions et observations pour les configurations avec grande veine ou petite corde.

Ces résultats soulignent la nécessité de raffiner le modèle pour intégrer l'interaction entre champ de pression et flottabilité, en particulier lorsque la distance aval devient significative devant la longueur caractéristique du sillage.

8.3 Conclusion

Ce dernier chapitre a été consacré à l'étude de la distribution spatiale et de la trajectoire des bulles d'air dans un écoulement transversal diphasique, avec ou sans la présence d'un profil NACA0015, placé dans une veine de section rectangulaire. L'objectif principal était de comprendre l'influence respective de la traînée, de la flottabilité et des gradients de pression sur la trajectoire des bulles, ainsi que sur la distribution spatiale du taux de vide.

La première partie de l'étude a concerné l'écoulement sans profil. À partir de l'équation de Morison appliquée à une bulle sphérique, nous avons développé un modèle basé sur l'équilibre entre la traînée hydrodynamique, la force d'inertie ajoutée et la poussée d'Archimède, dans le cadre d'un champ de vitesse transverse uniforme.

Les résultats de ce modèle ont été comparés aux mesures expérimentales obtenues par une sonde optique positionnée en l'aval du champ d'essai, à une distance comprise entre une et trois longueurs de corde selon la configuration. Les mesures ont été réalisées le long d'une ligne verticale centrée dans la veine afin de minimiser les effets de paroi. Le modèle prédit avec une bonne cohérence la tendance générale de la montée des bulles et du taux de vide en fonction de la hauteur. Toutefois, des écarts sont apparus pour les faibles vitesses, avec une sous-estimation du taux de vide dans les zones inférieures, due à une montée trop rapide des bulles simulées, traduisant probablement une surestimation de la vitesse verticale dans les équations de mouvement.

Dans un second temps, l'effet du profil a été introduit dans la modélisation. Le profil génère une zone de sillage caractérisée par une dépression longitudinale, modifiant significativement le champ de pression local. Pour modéliser cette influence, la forme et l'intensité du sillage ont été décrites à l'aide du modèle de Silverstein [5], tandis que sa localisation a été estimée par des calculs d'écoulement potentiel, validés par des résultats issus de la littérature. Le gradient de pression résultant a été inclus dans le bilan de forces s'exerçant sur les bulles.

Le modèle enrichi a permis de simuler la trajectoire verticale des bulles ainsi que leur distribution en fonction de la hauteur, en tenant compte de la forme du sillage généré par un profil aérodynamique et de son interaction avec les forces hydrodynamiques dominantes. Les comparaisons avec les mesures optiques ont montré une bonne concordance qualitative : le modèle reproduit la signature caractéristique du sillage (pic central flanqué de deux minima) et prédit avec fidélité l'effet de l'angle d'attaque et de la traînée sur la focalisation des bulles.

Cependant, plusieurs écarts significatifs entre les résultats expérimentaux et simulés ont été mis en évidence :

- une **surestimation systématique** dans l'intensité des pics et des creux, particulièrement à haute vitesse, traduisant une *focalisation excessive du champ de succion* en l'absence de modélisation des effets dissipatifs (dispersion latérale, turbulence, interactions interbulles) ;
- un **décalage vertical** des pics modélisés pour les angles d'attaque positifs, possiblement attribuable à une combinaison de deux effets non modélisés dynamiquement : (1) une coalescence accrue des bulles dans la région confinée de l'intrados, induite par l'effet de blocage, menant à la formation de bulles plus grandes plus sensibles à la poussée d'Archimède ; (2) une orientation favorable entre la dépression générée sur l'extrados et la poussée d'Archimède, facilitant la remontée verticale.
- l'**absence d'interactions locales entre bulles**, qui empêche de reproduire correctement les effets de répulsion observés expérimentalement, et qui contribuent à limiter

la densité maximale atteinte dans les zones de convergence.

Ces constats soulignent que le modèle, bien qu'efficace pour décrire les tendances globales et la structure du sillage, nécessite des ajustements pour mieux capturer les phénomènes physiques en jeu. Une perspective prometteuse serait :

- d'introduire un **modèle de turbulence plus représentatif**, permettant d'intégrer les effets dissipatifs et de diffusion latérale ;
- d'inclure explicitement les **interactions entre bulles**, en particulier les forces de répulsion locales liées à la surconcentration ;
- de modéliser le **blocage physique du profil**, afin de représenter les effets directs de stagnation, de déviation du flux et de confinement solide ;
- de considérer le **champ de pression généré autour du profil**, qui joue un rôle clé dans la déviation des trajectoires et l'apparition de zones de succion ou de surpression, notamment en fonction de l'angle d'attaque ;
- et d'améliorer la **méthodologie de mesure des efforts**, en ayant recours à un capteur multi-axes (par exemple, un capteur 6 composantes) permettant d'isoler les contributions respectives de la portance et de la traînée, tout en réduisant les incertitudes liées aux interférences mécaniques observées avec les jauge de contrainte actuelles.

En définitive, le modèle développé constitue un **outil analytique robuste et interprétable** pour prédire la distribution verticale des bulles et l'effet du sillage dans des écoulements confinés. Il offre une base solide pour des applications industrielles où la compréhension du comportement diphasique est cruciale, tout en ouvrant des pistes claires pour des développements futurs visant à mieux intégrer la complexité tridimensionnelle et dissipative des écoulements réels.

CHAPITRE 9 CONCLUSION

Synthèse des travaux

L'ensemble des travaux présentés dans cette thèse a permis de mieux comprendre les interactions complexes entre un profil hydrodynamique, les effets de confinement géométrique, la présence de bulles d'air injectées et l'écoulement diphasique confiné. L'étude a été menée expérimentalement autour d'un profil NACA0015 soumis à un écoulement diphasique air-eau dans un conduit rectangulaire, avec des variations systématiques de plusieurs paramètres : la corde du profil c , la largeur du conduit L , le niveau de confinement σ , la vitesse d'écoulement u , l'angle d'attaque α et le titre volumique β .

Les grandeurs mesurées incluent notamment le taux de vide local ainsi que les efforts de portance exercés sur le profil, permettant le développement de modèles analytiques et leur comparaison avec les données expérimentales. Trois axes d'analyse ont été développés de manière complémentaire : la correction des coefficients d'effort en fonction du confinement σ , l'effet du taux volumique β sur la portance C_L , et l'influence du sillage sur la distribution des bulles.

Effet du confinement sur le coefficient de portance

Le premier axe a concerné l'effet du confinement. En utilisant la théorie de la couche limite appliquée à une veine rectangulaire, un modèle adimensionnel a été formulé pour exprimer la correction du coefficient de portance C_L en fonction du paramètre σ , défini comme $\sigma = h_p/L$, où h_p est la hauteur projetée du profil et L la hauteur de la veine. Le modèle obtenu, reposant sur l'utilisation de la fonction Bêta d'Euler (B), a permis de généraliser la correction de confinement en intégrant la forme du profil via un facteur Λ_0 , issu d'une formulation en conservation de masse. En adimensionnalisant le profil de vitesse via la fonction Bêta d'Euler, nous avons obtenu une expression pour $\frac{C_L}{C_{L0}}$ sous la forme :

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{\beta(n)}{\left[1 - \sqrt{\Lambda_0} \sigma \left(1 - \frac{\sigma^2}{3n}\right)\right]^2} \quad (9.1)$$

avec $\beta(n)$ est donnée par :

$$\beta(n) = \Lambda_0^2 2^{\frac{4}{n}} B \left(\frac{2}{n} + 1, \frac{2}{n} + 1 \right) \quad (9.2)$$

où n est un exposant empirique basé sur les caractéristiques de l'écoulement qui contrôle la forme du profil de vitesse dans le conduit.

Dans la limite des nombres de Reynolds tendant vers l'infini, la formulation se simplifie en :

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{1}{(1 - \sigma)^2} \quad (9.3)$$

Il s'agit d'une expression dérivée de manière rigoureuse à partir d'un modèle basé sur la théorie de la couche limite et la conservation de la masse. Sa structure analytique, à la fois simple et généralisable, permet une bonne concordance avec les données expérimentales, en particulier pour des taux de confinement supérieurs à $\sigma = 0.15$, où les effets de paroi deviennent significatifs. Dans ces conditions, elle présente une fidélité équivalente, voire parfois supérieure, à celle des modèles classiques tels que ceux de Vincenti–Maskell–Elfmark ou de Goldstein, tout en offrant l'avantage de ne pas nécessiter d'ajustement paramétrique.

Effet du titre volumique sur la portance

Le second axe a été dédié à l'analyse de l'influence du taux volumique β sur le coefficient de portance. Les courbes $C_L(\alpha)$ ont été ajustées par une loi polynomiale :

$$C_L = a\alpha + b\alpha^3 \quad (9.4)$$

où a est la pente initiale et b un terme non linéaire. L'analyse de 89 cas expérimentaux a montré que le coefficient a diminue de façon quasi linéaire avec β , tandis que b reste faible et peu corrélé. Une relation combinée les effets du confinement (σ) et du titre volumique en air (β) a alors été proposée :

$$C_L(\alpha, Re, \beta, \sigma) = C_{L0}(\alpha, Re) \cdot \frac{1 - 4,5\beta}{(1 - \sigma)^2} \quad (9.5)$$

La validité de cette approche a été confirmée par la superposition des points expérimentaux corrigés sur la droite $y = x$, avec des écarts majoritairement contenus dans une bande de $\pm 0,3$ (fig. 7.8).

Les comparaisons graphiques entre les différentes corrections séparées (σ et β), montrent que

la correction conjointe (σ et β) fournit le meilleur accord avec les données expérimentales, en particulier par la disposition quasi symétrique et linéaire des points autour de la diagonale.

Modélisation du sillage et des trajectoires de bulles

Enfin, le troisième axe a porté sur la dynamique des bulles dans la veine d'essai. En s'appuyant sur l'équation de Morison, la trajectoire des bulles a été modélisée avec et sans la présence du profil. Afin de prendre en compte son influence, un gradient de pression induit par le sillage a été introduit, en utilisant un modèle basé sur les travaux de Silverstein. Ce modèle décrit le profil de déficit de pression adimensionné par la pression statique (η) en fonction des distances adimensionnées, à la fois en aval et en direction orthogonale par rapport au centre du sillage et au bord de fuite, ainsi qu'en fonction de l'angle d'attaque du profil et de son coefficient de traînée correspondant.

$$\eta(\bar{x}, \bar{z}) = \frac{2.23C_D^{0.5}}{\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.3} \left[1 - \left(\frac{|\bar{z} - \bar{h}|}{0.68C_D^{0.5}(\bar{x} - 0.5 \cos \alpha + 0.15)^{0.5}} \right)^{1.75} \right]^2$$

$$\bar{z} \in [-\bar{\ell} + \bar{h}, \bar{\ell} + \bar{h}] \quad (9.6)$$

Afin d'avoir une prévision complète du sillage, un modèle a partir d'un écoulement potentiel a été développée pour prévoir son emplacement en fonction de l'angle d'attaque et de la distance adimensionalisée en aval du profil (\bar{h}).

$$\bar{h}(\bar{x}) = -\sin \alpha \left[\frac{1}{2} + \frac{\bar{x} - \frac{\cos \alpha}{2}}{0.63 \left(\bar{x} - \frac{\cos \alpha}{2} \right) + 1.37} \right] \quad (9.7)$$

Les comparaisons avec les mesures par sonde optique ont montré que la modélisation prédit bien la structure "creux - pic - creux" du nuage de bulles en aval du profil, en particulier dans les configurations fortement confinées ($L = 0,15$ m).

Cependant, des décalages verticaux z et des surestimations de pics ont été observés pour les angles d'incidence positifs ou à haute vitesse, ce qui révèle la nécessité d'intégrer dynamiquement les effets de la flottabilité et de la turbulence dans les modèles à venir.

Conclusion générale

Cette thèse a permis de proposer une modélisation analytique unifiée de la portance d'un profil symétrique en écoulement diphasique confiné. En intégrant les effets combinés du confinement, du sillage et des bulles, les modèles développés permettent de prédire :

- La correction du C_L en fonction de σ via un modèle basé sur la conservation de masse ;
- La réduction linéaire de la pente a en fonction de β ;
- L'impact du sillage sur la structuration verticale du nuage de bulles ;
- Et l'effet croissant de la flottabilité avec la distance profil-sonde.

Ce travail met en évidence la nature fortement couplée de l'écoulement diphasique confiné : le confinement modifie le profil de vitesse transversal, ce qui influence la répartition des pressions sur le profil, modifiant ainsi la portance. Cette variation est capturée par le paramètre σ . Simultanément, la présence des bulles, caractérisée par β , diminue l'efficacité de la portance (via a) et modifie la structure du sillage. Ce sillage perturbe à son tour la dynamique des bulles, influençant leur distribution verticale et les forces mesurées.

Enfin, les expressions :

$$\frac{C_L}{C_{L0}} = \frac{\beta(n)}{\left(1 - \sqrt{\Lambda_0} \sigma \left(1 - \frac{\sigma^2}{3n}\right)\right)^2}, \quad \text{et} \quad C_L(\alpha, Re, \beta, \sigma) = C_{L0}(\alpha, Re) \cdot \frac{1 - 4,5\beta}{(1 - \sigma)^2} \quad (9.8)$$

Les modèles développés dans ce travail constituent des outils théoriques compacts, directement applicables à la conception de dispositifs impliquant des écoulements diphasiques. Leur formulation analytique permet une intégration efficace dans des simulateurs numériques ou des modèles réduits, où ils peuvent être utilisés comme outils de validation ou d'approximation.

Limites du travail réalisé

- Plusieurs hypothèses ont été posées dans ce travail : l'hypothèse de sphères rigides pour les bulles, l'absence de coalescence, l'absence du blocage solide lors du modèle du champ de pression du sillage, l'absence d'une modélisation explicite du champ de pression autour du profil, en dehors de la contribution du sillage et la négligence des effets transitaires ou turbulents. De plus, la modélisation du sillage repose sur une approche potentielle, sans prise en compte directe de la turbulence réelle ni de la stratification verticale du nuage.
- Les jauge de contrainte installées sur l'axe vertical du profil, responsables principalement de la mesure de la traînée, ont montré une forte interaction en couple avec celles

positionnées sur l'axe horizontal. Cette interférence a compromis la décorrélation des efforts mesurés selon les deux directions, réduisant ainsi la précision des mesures de traînée et rendant leur exploitation inadéquate pour les analyses quantitatives.

- Le champ de pression a été estimé à partir de modèles idéalisés (profil symétrique, écoulement potentiel), introduisant potentiellement des biais.
- Le modèle de traînée ne considère ni les interactions entre bulles, ni la turbulence induite par l'injection d'air.
- Le sillage a été modélisé par des hypothèses stationnaires et axisymétriques, sans prise en compte des effets instationnaires.

Pistes pour travaux futurs

- Intégrer un modèle de turbulence réaliste dans les calculs du champ de vitesse transversal.
- Simuler explicitement le blocage physique induit par le profil et son effet sur la trajectoire des bulles, en incluant la perturbation du champ de pression autour de l'obstacle.
- Coupler les modèles analytiques à des outils de simulation CFD diphasiques pour validation croisée.
- Prendre en compte d'interactions bulles–bulles.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Dhar, “Étude expérimentale de nappes d’air injectées à haut débit à travers différentes fentes dans un écoulement d’eau transverse,” Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal, Département de génie mécanique, 2024, affiliée à l’Université de Montréal.
- [2] P. March, “Hydraulic and environmental performance of aerating turbine technologies,” dans *EPRI Conference on Environmentally Enhanced Hydropower Turbines*, 2011.
- [3] J. Zhang *et al.*, “Numerical modeling of vertical axis wind turbine (vawt),” *Master’s dissertation (University of Denmark, 2004)*, 2004.
- [4] F. M. White et J. Majdalani, *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill New York, 2006, vol. 3.
- [5] A. Silverstein, S. Katzoff et W. K. Bullivant, “Downwash and wake behind plain and flapped airfoils,” US Government Printing Office, Rapport technique, 1939.
- [6] V. I. Kornilov, G. Pailhas et B. Aupoix, “Airfoil-boundary layer subjected to a two-dimensional asymmetrical turbulent wake,” *AIAA journal*, vol. 40, n°. 8, p. 1549–1558, 2002.
- [7] J. Mandhane, G. Gregory et K. Aziz, “A flow pattern map for gas—liquid flow in horizontal pipes,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 1, n°. 4, p. 537–553, 1974.
- [8] N. Madavan, S. Deutsch et C. Merkle, “Reduction of turbulent skin friction by micro-bubbles,” *The Physics of Fluids*, vol. 27, n°. 2, p. 356–363, 1984.
- [9] Y. Murai, “Frictional drag reduction by bubble injection,” *Experiments in fluids*, vol. 55, n°. 7, p. 1773, 2014.
- [10] H. E. Murdock, D. Gibb et T. André, *Renewables 2020 : Global status report*. REN21, 2020.
- [11] M.-C. Prémont et M.-U. Proulx, “L’hydroélectricité du Québec et les grandes régions productrices,” *Revue Organisations & territoires*, vol. 29, n°. 1, p. 83–97, 2020.
- [12] E. De Langre, *Fluides et solides*. France, : Editions Ecole Polytechnique, 2001.
- [13] S. Pines, “An elementary explanation of the flutter mechanism,” dans *Proceedings of the National Specialists Meeting on Dynamics and Aeroelasticity*, 1958, p. 52–58.
- [14] J. P. Den Hartog, *Mechanical Vibrations*, 3^e éd. New York, USA : McGRAW-HILL, 1947.
- [15] B. R. D., *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold Co., 1977.
- [16] J. B. Barlow, W. H. Rae et A. Pope, *Low-speed wind tunnel testing*. John Wiley & Sons, 1999.

- [17] W. Rodi, “Experience with two-layer models combining the k-epsilon model with a one-equation model near the wall,” dans *29th Aerospace sciences meeting*, 1991, p. 216.
- [18] L. Prandtl, “The mechanics of viscous fluids,” *Aerodynamic theory*, p. 34–208, 1935.
- [19] R. Southwell, “The elements of aerofoil and airscrew theory. by h. glauert. pp. 228. 14s. 1926.(cambridge university press.),” *The Mathematical Gazette*, vol. 13, n°. 189, p. 394–395, 1927.
- [20] H. Glauert, “Wind tunnel interference on wings, bodies and airscrews,” (*No Title*), 1933.
- [21] S. Goldstein, “Two-dimensional wind-tunnel interference. part ii, r. & m. no. 1902,” *British ARC*, 1942.
- [22] H. J. Allen et W. G. Vincenti, “Wall interference in a two-dimensional-flow wind tunnel with consideration of the effect of compressibility,” US Government Printing Office, Rapport technique, 1944.
- [23] W. G. Vincenti, “Wall interference in a two-dimensional-flow wind tunnel with consideration of the effect of compressibility,” Rapport technique, 1944.
- [24] E. Maskell, “A theory of the blockage effects on bluff bodies and stalled wings in a closed wind tunnel,” 1963.
- [25] O. Elfmark, R. Reid et L. M. Bardal, “Blockage correction and reynolds number dependency of an alpine skier : a comparison between two closed-section wind tunnels,” *Multidisciplinary digital publishing institute proceedings*, vol. 49, n°. 1, p. 19, 2020.
- [26] M. S. H. Boutilier et S. Yarusevych, “Effects of end plates and blockage on low-reynolds-number flows over airfoils,” *AIAA Journal*, vol. 50, n°. 7, p. 1547–1560, 2012.
- [27] J. Crawford et A. Birk, “Experimental observations of flow over an airfoil in a confined duct,” dans *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014 : Turbine Technical Conference and Exposition*. Düsseldorf, Germany : ASME, 2014, p. GT2014–26 166.
- [28] J. Rainbird, J. Peiró et J. Graham, “Blockage-tolerant wind tunnel measurements for a naca 0012 at high angles of attack,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 145, p. 209–218, 2015.
- [29] A. Betz, “A method for the direct determination of wing-section drag,” Rapport technique, 1925.
- [30] C. U. A. Laboratory *et al.*, *The Measurement of Profile Drag by the Pitot-traverse Method*, ser. Aeronautical Research Committee. Reports and memoranda. H.M. Stationery Office, 1936. [En ligne]. Disponible : <https://books.google.ca/books?id=8BdknQEACAAJ>

- [31] A. Silverstein et S. Katzoff, “A simplified method for determining wing profile drag in flight,” *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 7, n°. 7, p. 295–301, 1940.
- [32] D. Maull et P. Bearman, “The measurement of the drag of bluff bodies by the wake traverse method,” *The Aeronautical Journal*, vol. 68, n°. 648, p. 843–843, 1964.
- [33] C. J. Wood, “The effect of base bleed on a periodic wake,” *The Aeronautical Journal*, vol. 68, n°. 643, p. 477–482, 1964.
- [34] K. Clark et F. Kirkby, “Wind tunnel tests of the characteristics of wing flaps and their wakes. r. & m. no. 1698,” *British ARC*, 1936.
- [35] D.-H. Kim *et al.*, “Boundary layer and near-wake measurements of naca 0012 airfoil at low reynolds numbers,” dans *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2009, p. 1472.
- [36] M. Banafi et M. Banafi, “An experimental research on wake behind airfoil naca0012 under various angles,” *International Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, vol. 2, 2017.
- [37] P. Shih-I, “Two-phase flows,” *Vieweg Tracts in Pure Applied Physics*, Braunschweig, 1977.
- [38] J. Weisman, “Two-phase flow patterns,” *Handbook of fluids in motion*, p. 409–425, 1983.
- [39] G. Govier et M. Omer, “The horizontal pipeline flow of air-water mixtures,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 40, n°. 3, p. 93–104, 1962.
- [40] S. Kosterin, “An investigation of the influence of the diameter and inclination of a tube on the hydraulic resistance and flow structure of gas–liquid mixtures,” *Izvest. Akad. Nauk. SSSR, Otdel Tekh Nauk*, vol. 12, p. 1824–1830, 1949.
- [41] O. Baker, “Simultaneous flow of gas and oil,” *Oil Gas J*, 1954.
- [42] Y. Taitel, D. Bornea et A. Dukler, “Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes,” *AICHE Journal*, vol. 26, n°. 3, p. 345–354, 1980.
- [43] D. HEWITT, G. et ROBERTSON, “Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-ray and flash photography,” *AERE-M2159, UKAEA*, 1969.
- [44] M. Pettigrew et C. Taylor, “Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers : an overview—part 1 : flow, damping, fluidelastic instability,” *Journal of fluids and structures*, vol. 18, n°. 5, p. 469–483, 2003.
- [45] L. Troniewski et R. Ulbrich, “The analysis of flow regime maps of two-phase gas-liquid flow in pipes,” *Chemical engineering science*, vol. 39, n°. 7-8, p. 1213–1224, 1984.
- [46] Y. Taitel et A. E. Dukler, “A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow,” *AICHE journal*, vol. 22, n°. 1, p. 47–55, 1976.

- [47] E. Sparrow, V. Jonsson et E. Eckert, “A two-phase boundary layer and its drag-reduction characteristics,” 1962.
- [48] H. Masaru et N. Niichi, “Skin friction and heat transfer for liquid flow over a porous wall with gas injection,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 6, n°. 11, p. 941–949, 1963.
- [49] M. E. McCORMICK et R. Bhattacharyya, “Drag reduction of a submersible hull by electrolysis,” *Naval Engineers Journal*, vol. 85, n°. 2, p. 11–16, 1973.
- [50] G. Migirenko et A. Evseev, “Turbulent boundary layer with gas saturation,” *Problems in Thermophysics and Physical Hydrodynamics*, p. 132–145, 1974.
- [51] J.-L. Marié, “A simple analytical formulation for microbubble drag reduction,” 1987.
- [52] M. M. Guin *et al.*, “Reduction of skin friction by microbubbles and its relation with near-wall bubble concentration in a channel,” *Journal of marine science and technology*, vol. 1, n°. 5, p. 241–254, 1996.
- [53] A. Evseev et L. Mal’tsev, “Effect of microbubble gas saturation on near-wall turbulence and drag reduction,” *Journal of Engineering Thermophysics*, vol. 27, n°. 2, p. 155–172, 2018.
- [54] B. R. Elbing *et al.*, “Bubble-induced skin-friction drag reduction and the abrupt transition to air-layer drag reduction,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 612, p. 201, 2008.
- [55] C. Gabillet, C. Colin et J. Fabre, “Experimental study of bubble injection in a turbulent boundary layer,” *International journal of multiphase flow*, vol. 28, n°. 4, p. 553–578, 2002.
- [56] K. Hara, T. Suzuki et F. Yamamoto, “Image analysis applied to study on frictional-drag reduction by electrolytic microbubbles in a turbulent channel flow,” *Experiments in fluids*, vol. 50, n°. 3, p. 715–727, 2011.
- [57] A. Kitagawa, K. Hishida et Y. Kodama, “Flow structure of microbubble-laden turbulent channel flow measured by piv combined with the shadow image technique,” *Experiments in Fluids*, vol. 38, n°. 4, p. 466–475, 2005.
- [58] G. Recchia *et al.*, “Study on air injecting hydrofoil : Improving aerating runners technology,” Available at SSRN 4764501.
- [59] D. Nagarathinam *et al.*, “Experimental investigation of bubbly flow by air injection on an inclined hydrofoil,” *Physics of Fluids*, vol. 33, n°. 4, 2021.
- [60] A. Salama, “Velocity profile representation for fully developed turbulent flows in pipes : A modified power law,” *Fluids*, vol. 6, n°. 10, p. 369, 2021.

- [61] J. R. Morison, J. W. Johnson et S. A. Schaaf, “The force exerted by surface waves on piles,” *Journal of Petroleum Technology*, vol. 2, n°. 05, p. 149–154, 1950.
- [62] L. Schiller, “A drag coefficient correlation,” *Zeit. Ver. Deutsch. Ing.*, vol. 77, p. 318–320, 1933.