



**HAL**  
open science

# Etude aéroacoustique d'un canal avec obstacle(s) - Application à la production de fricatives

Yo Fujiso

► **To cite this version:**

Yo Fujiso. Etude aéroacoustique d'un canal avec obstacle(s) - Application à la production de fricatives. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENT006 . tel-00971506v3

**HAL Id: tel-00971506**

**<https://theses.hal.science/tel-00971506v3>**

Submitted on 30 Nov 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Signal Image Parole Télécoms (SIPT)**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par  
**Yo FUJISO**

Thèse dirigée par **Annemie VAN HIRTUM**

préparée au sein du  
**laboratoire Grenoble Image Signal Parole Automatique  
(GIPSA-lab)**  
dans l'école doctorale **Électronique Électrotechnique  
Automatique & Traitement du Signal (EEATS)**

**Étude aéroacoustique d'un canal avec obstacle(s) –  
Application à la production de fricatives**

Thèse soutenue publiquement le **14 février 2014**,  
devant le jury composé de :

**Anna BARNEY**

University of Southampton, Rapporteur

**Avraham HIRSCHBERG**

Eindhoven University of Technology, Rapporteur

**René CAUSSÉ**

IRCAM, Président et Examinateur

**Hélène BAILLIET**

Institut Pprime, Examinatrice

**Christophe BRUN**

LEGI, Examinateur

**Annemie VAN HIRTUM**

GIPSA-lab, Directrice de thèse





UNIVERSITÉ DE GRENOBLE  
ÉCOLE DOCTORALE EEATS  
Électronique Électrotechnique Automatique & Traitement du Signal

# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de l'Université de Grenoble

**Mention : SIGNAL IMAGE PAROLE TÉLÉCOM (SIPT)**

Présentée et soutenue par

Yō FUJISO

**Étude aéroacoustique d'un canal avec obstacle(s) – Application  
à la production de fricatives**

Thèse dirigée par Annemie VAN HIRTUM

préparée au laboratoire Grenoble Image Parole Signal Automatique  
(GIPSA-lab)

soutenue le 14 février 2014

**Jury :**

<i>Rapporteurs :</i>	Anna BARNEY	- University of Southampton
	Avraham HIRSCHBERG	- Eindhoven University of Technology
<i>Président et Examineur :</i>	René CAUSSÉ	- IRCAM
<i>Examineurs :</i>	Hélène BAILLIET	- Institut Pprime
	Christophe BRUN	- LEGI
<i>Directrice de thèse :</i>	Annemie VAN HIRTUM	- GIPSA-lab



‘La parole a été donnée à l’homme pour cacher sa pensée.’ – G. Malagrida

**Stendhal**, *Le Rouge et le Noir*, Chapitre XXII

# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein de l'équipe GAMA (Gestes phonatoires, Analyse et Modélisation Acoustique) faisant partie du Département Parole et Cognition (DPC) du GIPSA-lab (Grenoble Images Parole Signal Automatique), à Grenoble. Elle n'aurait pu être menée à bien sans la contribution et le soutien de différentes personnes.

En premier lieu, je tiens à remercier ma directrice de thèse Annemie Van Hirtum, chargée de recherche CNRS au DPC, pour la supervision de mon travail, pour son aide précieuse, en particulier durant la rédaction d'articles de conférences ou de journaux, et surtout durant la phase de rédaction de ce manuscrit, pour tous ses conseils et son savoir-faire scientifique. Je remercie également Xavier Pelorson, directeur de recherche CNRS au DPC, qui, au moment où je postulais pour un autre sujet de thèse qu'il proposait, s'était intéressé à ma candidature et m'avait orienté vers Annemie et le sujet de thèse qu'elle proposait (cette thèse donc), peut-être plus en adéquation avec mes études antérieures.

Je remercie ensuite les membres de mon jury de thèse, qui ont accepté d'évaluer mes travaux de thèse : les examinateurs Hélène Bailliet, Christophe Brun, René Caussé, et les deux rapporteurs Anna Barney et Avraham 'Mico' Hirschberg.

En 2ème année de thèse, j'ai eu la chance, grâce au soutien financier de la région Rhône-Alpes, d'effectuer un séjour de mobilité de thèse Exploradoc de 6 mois à l'Université d'Osaka au Japon. Durant ce séjour j'ai été accueilli et encadré au sein du Wada-Lab par Kazunori Nozaki et Shigeo Wada, que je remercie chaleureusement. *Osewa ni narimashita, arigatôgozaimashita!*

Un grand merci aux doctorant(e)s, post-doctorant(e)s et stagiaires du DPC-Ampère, pour les moments de fun et les nombreuses discussions endiablées durant les pauses déjeuner/café, avec, par ordre alphabétique de prénom : Adela et ses bons goûts musicaux, Amélie L. et sa ponctualité aux pauses café matinales, Audrey et sa bonne humeur, Balbine (seule stagiaire de la liste... du moins autrefois) et son humour, Benjamin et sa sagesse, mon cobureau Bo, qui m'aura tenu compagnie pendant presque 3 ans et demi, Diandra et sa flûte à bec, Guillaume B. et son pote québécois, Fabrice et son petit bonhomme, Jesse et ses aventures dignes d'un film de science-fiction, Louis et son sens du *groove* à tous les niveaux, Maël et ses remarques toujours à-propos, Nico et ses pipes en bois, Noel et sa classe australienne, Rémi et son matelas pneumatique qui m'aura sauvé durant une nuit blanche épique précédant le bouclage de ce manuscrit, Olha et ses raclettes, Serap et ses délicieux loukoums d'Istanbul...

Sans oublier les doctorant(e)s du DPC-Stendhal : Chloë et son amour pour les singes et le Japon, Diane et son *awesomeness* strasbourgeoise, agrémentée d'un cœur gros comme ça, Krystyna et son polyglottisme, Rosario et son charisme sicilien... Et les doctorant(e)s des deux autres départements du labo (Image et Signal, Automatique), notamment Aude et son dynamisme, Gabriel C. et son sens de l'organisation, Rogelio et ses machines volantes, Soheib et ses passes en profondeur...

Merci aux permanent(e)s du DPC, notamment Amélie R.C., Anne V., Coriandre, Denis, Fred B., Fred E., Gérard, Jean-Luc, Maëva, Marion, Nathalie H., Pascal, Pierre, Thomas... Et bien sûr, spéciale dédicace à notre ingénieur d'étude de choc, j'ai nommé Xavier 'Javier' Laval, pour ses calibrations de capteurs ( :-p), pour ses appels quotidiens aux pauses cafés et déjeuners au RU, et pour sa célèbre Twingo plus connue sous le nom de 'Javingo', qui m'aura permis moult sorties ski épiques notamment aux Sept Laux et à Serre-Chevalier, pour ne citer que ces deux stations...

Merci aux dames de l'administration pour leur aide sur les problèmes administratifs et logistiques : Akila, Cécilia, Elsa, Isabelle, Nadine... A Jean-Marc Thiriet, directeur du GIPSA-lab, toujours enclin à améliorer les conditions des doctorants et à soutenir leurs initiatives... A Patricia, pour sa très grande gentillesse et sa disponibilité sur les questions liées à la biblio...

Merci au piano de la salle B314 du DPC, qui m'aura permis de prendre quelques pauses musicales agrémentant certaines longues soirées d'automne et d'hiver passées à rédiger mon manuscrit... Quand je repense à toutes ces heures passées à travailler les musiques de *League of Legends*, *Sonic*, *Starcraft*, *Super Mario* et *Zelda* au piano, ce fut vraiment jubilatoire... Et merci à la salle de musique de la Maison de l'INP, qui nous (Louis, Nico, Noel et moi) aura permis de répéter en groupe et de devenir de véritables rock stars du labo (les célèbres *Gipsa-Queens* !), ou pas, grâce à nos 'magnifiques' reprises de King Crimson et autre Lady Gaga (oui on peut se targuer d'avoir été musicalement éclectiques!)...

Merci à l'association des doctorants du laboratoire GipsADoc, dans laquelle j'ai pu œuvrer en tant que trésorier, qui m'a permis d'élargir mon cercle d'amis au sein du laboratoire, et de mener une vie associative dynamique coupant un peu avec la thèse...

Merci à Sophie Paris, professeure d'anglais et de karaté à l'Université Pierre-Mendès-France, pour m'avoir laissé suivre son cours de karaté normalement destiné aux seuls étudiants de l'UPMF, ce qui m'a permis durant ma 3ème année de thèse de me défouler un peu et de parfaire mes *katas*, *bunkais* et autres *kihons* quelques heures par semaine...

Merci à mes amis de longue date (toujours par ordre alphabétique de prénom), Fred Z., Guillaume J., Jérôme L., Jérôme O., Maxime, Mony, Quentin, Romain, Thomas...

*Last but not least*, je remercie ma famille, qui m'a toujours soutenu à tous les niveaux dans tous mes projets divers et variés, et sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui : mon frère, ma soeur, mon neveu, et surtout mes parents...

Cette thèse est dédiée à mon grand-père, qui nous a quittés au cours de ma 1ère année de thèse. Je suis sûr qu'il doit être très heureux là-haut de voir que j'ai pu mener à bien cette aventure...

Strasbourg, le 1er avril 2014 (non ce n'est pas un Poisson d'avril!)



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Contexte de cette thèse</b>	<b>3</b>
1.1	Généralités de mécanique des fluides . . . . .	3
1.2	Production de parole humaine et fricatives non voisées . . . . .	6
1.3	Projet PetaFlow . . . . .	12
1.4	Principaux objectifs . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Données <i>in-vivo</i> et maquette de cavité orale reconstruite</b>	<b>17</b>
2.1	Paramètres physiques de production de sibilante /s/ . . . . .	18
2.2	Maquette de cavité orale reconstruite . . . . .	19
2.3	Protocole et méthode . . . . .	20
2.4	Résultats et discussion . . . . .	24
2.5	Conclusion du Chapitre 2 . . . . .	35
<b>II</b>	<b>Maquettes <i>in-vitro</i> simplifiées</b>	<b>39</b>
<b>3</b>	<b>Géométrie avec obstacle en forme d’incisive : mesures de vitesse</b>	<b>41</b>
3.1	Géométrie avec obstacle en forme d’incisive . . . . .	42
3.2	Théorie : jets rectangulaires et turbulence . . . . .	44
3.3	Dispositif d’anémométrie film chaud utilisé . . . . .	55
3.4	Caractérisation expérimentale de l’écoulement amont . . . . .	56
3.5	Caractérisation expérimentale de l’écoulement aval . . . . .	63
3.6	Conclusion du Chapitre 3 . . . . .	78
<b>4</b>	<b>Géométries simplifiées : caractérisation acoustique</b>	<b>81</b>

4.1	Géométries <i>in-vitro</i> considérées . . . . .	82
4.2	Protocoles de mesures acoustiques . . . . .	83
4.3	Caractérisation acoustique de la géométrie avec obstacle(s) en forme d'incisive . . . . .	87
4.4	Caractérisation acoustique des géométries ' <i>offset</i> ' et ' <i>centred</i> ' . . . . .	94
4.5	Conclusion du Chapitre 4 . . . . .	97
<b>III</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>99</b>
<b>5</b>	<b>Simulations bidimensionnelles</b>	<b>101</b>
5.1	Écoulement potentiel non visqueux . . . . .	101
5.2	Approximation en différences finies ADSOR . . . . .	103
5.3	Canal rectangulaire avec un ou deux obstacles trapézoïdaux . . . . .	104
5.4	Vitesse bidimensionnelle . . . . .	105
5.5	Conclusion du Chapitre 5 . . . . .	114
<b>6</b>	<b>Simulations des Grandes Échelles</b>	<b>115</b>
6.1	Théorie . . . . .	115
6.2	Paramètres des simulations LES . . . . .	122
6.3	Résultats des simulations LES et discussion . . . . .	128
6.4	Prédiction aéroacoustique à partir des données LES . . . . .	134
6.5	Conclusion du Chapitre 6 . . . . .	139
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Mesures <i>in-vivo</i> : données complémentaires</b>	<b>157</b>
<b>B</b>	<b>Influence de la constriction sur l'aéroacoustique</b>	<b>161</b>

---

B.1	Incompressible quasi-steady one-dimensional mean flow through a semi-infinite pipe . . . . .	162
B.2	Compressible quasi-steady one-dimensional mean flow through a semi-infinite pipe . . . . .	165
B.3	Discussion . . . . .	171
B.4	Flow reattachment downstream from a symmetrical indentation . . . . .	173
<b>C</b>	<b>Calibration et caractérisation des instruments de mesure</b>	<b>183</b>
C.1	Calibration du microphone B&K type 4192 . . . . .	183
C.2	Anémométrie film chaud à température constante . . . . .	183
C.3	Chambres de conditionnement aéroacoustique . . . . .	187
<b>D</b>	<b>Note technique parue dans la revue <i>Applied Acoustics</i> (2012)</b>	<b>191</b>
<b>E</b>	<b>Article paru dans la revue <i>Journal of Fluids Engineering</i> (2012)</b>	<b>199</b>



# Table des figures

1.1	Reproduction de l'expérience de Reynolds : dispositif expérimental et résultats (tiré de [WAEJ03]) : (a) régime laminaire ; (b) fluctuations et déchirement du colorant au régime de transition ; (c) régime turbulent et mouvements désordonnés. . . . .	5
1.2	Les voies aériennes supérieures chez l'humain (tiré de [Sat92]) . . . . .	8
1.3	Signal électrique de pression acoustique rayonnée en fonction de la pression intra-orale pour les fricatives non voisées /f/, /s/ et /ʃ/ (tiré de [ME53]) . . . .	8
1.4	Représentation schématisée des trois types de sources acoustiques dues à la turbulence au niveau de l'écoulement à proximité d'une constriction : (a) sans obstacle ; (b) obstacle en aval de la constriction ; (c) fluctuation de l'écoulement due à une irrégularité en amont de la constriction ("bosse" sur le dessin) (tiré de [Sha85, Ste00]) . . . . .	9
1.5	Exemples de modèles géométriques de complexité croissante de conduit vocal durant une production de sibilante /s/ : (a) Incisive et champ libre [CNVH <sup>+</sup> 13]. (b) Langue et incisive [VPEB11]. (c) Langue et incisive [VGP <sup>+</sup> 10]. (d) Cavité orale humaine [Noz10]. . . . .	10
1.6	Variabilité des dentitions humaines. (a) et (b) tiré de [MGB03]. (c) tiré de [CSB03].	11
1.7	Projet de collaboration scientifique franco-japonaise PetaFlow. (a) Solutions de Technologies de l'Information & Communications (TIC) appliquées aux recherches sur l'écoulement à travers la cavité orale pour la pratique orthodontique (tiré de [AAB <sup>+</sup> 13]). (b) Topologie du réseau informatique implémenté comme banc d'essai pour le projet (tiré de [AAB <sup>+</sup> 13]). . . . .	14
1.8	Cadre général de la thèse et principaux objectifs . . . . .	15
2.1	(a) Coupe d'un scan TDM durant la prononciation d'une sibilante /s/ maintenue montrant la constriction (rectangle rouge) et les principaux articulateurs impliqués. (b) Moule en plâtre obtenu à partir du scan TDM (dimensions en mm). . . . .	20
2.2	(a) Vue intérieure de la maquette de cavité orale reconstruite. (b) Vue extérieure. (c) Vue frontale. (d) Embout cylindrique en laiton. . . . .	21
2.3	(a) Station EVA et ordinateur d'acquisition. (b) Dispositif installé sur un sujet : (1) masque avec capteur de débit d'air oral, (2) microphone, (3) sonde de pression intra-orale et (4) électroglottographe (EGG). . . . .	21

- 2.4 Exemple de mesures EVA [signal acoustique normalisé (son), débit d'air oral  $Q$ , pression intra-orale  $\Delta P$  et signal EGG] durant des segments de fricatives non voisées maintenues consécutives et spectrogramme du signal acoustique. Les lignes verticales en pointillés indiquent les portions de signal analysées. . . . . 23
- 2.5 Aperçu des dispositifs de génération de bruit (sujet 'KN') et de mesures acoustiques : (I) sibilante /s/ humaine, (II) maquette *in-vitro* alimentée en air par un compresseur [ $\cdot$ L/min] et (III) sujet soufflant dans la maquette. . . . . 24
- 2.6 (a) Moyennes globales  $\overline{Q}$  et  $\overline{\Delta P}$  (symboles) et variations globales  $\sigma_Q$  et  $\sigma_{\Delta P}$  (barres horizontales et verticales) de pression intra-orale  $\Delta P$  et débits d'air oraux  $Q$  pour tous les niveaux d'intensité évalués ('soft', 'medium' et 'loud') pour les sujets 'YF' (/s/ et /f/) et 'KN' (/s/). (b) Les moyennes (lignes) et écart-types (zones ombrées) des spectres acoustiques (niveau de pression sonore  $L_p(f)$ ) pour le sujet 'KN' (/s/) pour tous les niveaux d'intensité évalués . . . . . 26
- 2.7 Diamètres hydrauliques de constriction minimale  $D_c$  estimés des valeurs mesurées avec EVA de  $Q$  et  $\Delta P$  pour tous les niveaux d'intensité (ou débits d'air oraux) et sujets 'YF' (/s/ et /f/) et 'KN' (/s/) en utilisant : équations (2.3) ( $\diamond$ ,  $\square$ ,  $\circ$ ) et (2.3) ( $\times$ ) pour tenir compte des pertes visqueuses, avec  $L = 22$ mm. Les barres verticales indiquent la variation globale  $\sigma_{D_c}$ . La gamme de valeurs mesurées de  $D_c$  reportées dans la littérature [NA96, SS95, Ste00, War76] (lit.) est indiquée pour le phonème /s/ (zone ombrée en gris) et le phonème /f/ (zone ombrée en gris foncé). Le diamètre hydraulique minimal  $D_c = 2.1$ mm (ligne horizontale pointillée) et l'erreur maximale associée  $\pm 0.2$ mm (zone en gris foncé) du passage rétréci de la cavité orale reconstruite pour le phonème /s/ (sujet 'KN') sont représentés. . . . . 27
- 2.8 Illustration des spectres acoustiques  $L_p(f)$  obtenus à partir des mesures dans la chambre quasi-anéchoïque (figure 2.5) pour le phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' (/s/ prononcé (I)), maquette alimentée en air par le compresseur (compresseur  $\cdot$ L/min (II)) et sujet 'KN' soufflant de l'air dans la maquette (maquette /s/ (III)) pour des débits d'air oraux correspondant aux niveaux d'intensité (a) 'medium' et (b) 'loud'. . . . . 29
- 2.9 Illustration des paramètres spectraux : (a) amplitude dynamique  $A_d$  en fonction de la pente spectrale  $S_2$  et (b) pente spectrale  $S_1$  en fonction de la fréquence d'amplitude spectrale maximale  $f_m$ . . . . . 31
- 2.10 Écarts en énergie acoustique en fonction des bandes d'octaves centrées sur la fréquence  $f_c$  normalisée par l'énergie totale ( $\xi(f_c)$ ) pour tous les niveaux d'intensité ('soft', 'medium' et 'loud') : (a) compresseur comparé à phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' (II versus I); (b) compresseur comparé à sujet 'KN' soufflant dans la maquette (II versus III); (c) phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' comparé à sujet 'KN' soufflant dans la maquette (I versus III). . . . . 34

2.11	Dispositif expérimental de visualisations d'écoulements . . . . .	36
2.12	Visualisations de l'écoulement sortant de la maquette de cavité orale reconstruite : vues transversales (a, b, c) et longitudinale (d). . . . .	36
3.1	Maquette à obstacle en forme d'incisive (tiré de [Gra09]) : (a) modèle d'incisive supérieure ; (b) vue schématique de l'embout à obstacle ; (c) canal rectangulaire avec embout monté à son extrémité . . . . .	43
3.2	Conditions limites expérimentales amont testées : (a) Longueur du canal rectangulaire. (b) Pailles insérées en entrée. (c) Nid d'abeille inséré en entrée. . . . .	45
3.3	Conditions limites expérimentales aval testées : (a) Degré d'ouverture $\frac{H_c}{H}$ . (b) Angle d'attaque $\theta_1$ . (c) Arêtes vives de la section de sortie adoucies par de la pâte à modeler. Remarque : l'effet d'ajout de pâte à modeler n'est pas évalué dans ce chapitre, mais le sera dans le Chapitre 4. . . . .	45
3.4	Évolution des vitesses longitudinales centrales d'un jet rectangulaire (adapté de [Aln10] et [KBK81]). . . . .	46
3.5	Spectres de Kolmogorov issus de données expérimentales d'études antérieures (tiré de [Mor10]). $\kappa_1$ est le nombre d'onde longitudinal (lié aux fluctuations longitudinales de vitesse). $\eta$ correspond ici à l'échelle de dissipation $l_d$ (équations (3.2) et (3.3)). . . . .	48
3.6	Exemple de fonction de densité de probabilité gaussienne (ou normale) : skewness $S = 0$ , kurtosis $K = 3$ . . . . .	52
3.7	Paramètres de jet en aval de l'obstacle en forme d'incisive, évalués à partir d'un profil transversal de vitesse longitudinale moyenne. Seuil de 50% ( $p = 0.5$ ) pris en exemple. . . . .	56
3.8	(a) Vue schématique du protocole d'anémométrie film chaud (voir section 3.3 pour la légende des différents éléments). (b) Sonde film chaud positionnée devant le canal rectangulaire avec embout. . . . .	57
3.9	Positionnement de la sonde film chaud pour les mesures d'écoulement amont : (1) chambre de conditionnement ; (2) canal rectangulaire ; (3) sonde film chaud. La ligne pointillée sur le schéma (a) représente la trajectoire de la sonde. . . . .	58
3.10	Profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne mesurés pour chaque type de condition limite amont testée (sans embout monté) et pour six nombres de Reynolds : 120 ( $\times$ ) ; 310 (+) ; 501 ( $\circ$ ) ; 789 ( $*$ ) ; 1167 ( $\square$ ) ; 1350 ( $\diamond$ ). Profils de référence ajoutés pour comparaison : parabolique (pointillés bleu clair), loi de puissance 1/7ème (pointillés bleu foncé), haut-de-forme (pointillés fins), uniforme (traits pleins) . . . . .	60

3.11	Intensités turbulentes locales mesurées pour chaque type de condition limite amont testée (sans embout monté) et pour six nombres de Reynolds : 120 ( $\times$ ); 310 (+); 501 ( $\circ$ ); 789 (*); 1167 ( $\square$ ); 1350 ( $\diamond$ ). . . . .	61
3.12	Spectres de Kolmogorov (densités spectrales de puissance de la vitesse instantanée) pour le canal simple vide au centre ( $\frac{y}{H} = 0$ ), à gauche ( $\frac{y}{H} = -0.4$ ) et à droite ( $\frac{y}{H} = +0.4$ ) pour deux nombres de Reynolds débitants. Loi en $-5/3$ ajoutée comme référence (constante de Kolmogorov $C_\kappa$ arbitraire; $\eta = H$ ). . . . .	62
3.13	Fonctions de densité de probabilité (FDP) de la composante fluctuante (aléatoire) de la vitesse centrale estimées pour les cas : (a) Canal simple vide ( $Re_d = 1167$ ). (b) Sans canal ( $Re_d = 1167$ ). Les valeurs des moments d'ordre 3 ( $S$ , <i>skewness</i> ) et 4 ( $K$ , <i>kurtosis</i> ) sont indiqués dans la légende. . . . .	63
3.14	Comparaison des vitesses centrales en fonction du nombre de Reynolds débitant pour les six conditions amont testées : sans canal ( $\times$ ); canal simple (*); canal simple et pailles ( $\diamond$ ); canal simple et nid d'abeille ( $\square$ ); canal double (+); canal double et pailles ( $\circ$ ). Trait rouge plein : loi $U_c = \frac{Re_d \nu}{H}$ ; trait bleu en pointillés : loi hydraulique (équation 3.30); trait noir en pointillés : profil parabolique théorique (équation 3.27). . . . .	64
3.15	Comparaison des intensités turbulentes centrales en fonction du nombre de Reynolds débitant pour les six conditions amont testées : sans canal ( $\times$ ); canal simple (*); canal simple et pailles ( $\diamond$ ); canal simple et nid d'abeille ( $\square$ ); canal double (+); canal double et pailles ( $\circ$ ). Trait rouge plein : loi empirique <i>ad-hoc</i> (éq. 3.31) . . . . .	64
3.16	Comparaison des spectres de Kolmogorov de vitesse centrale instantanée ( $\frac{y}{H} = 0$ ) pour toutes les configurations amont étudiées pour deux nombres de Reynolds. La loi en $-5/3$ est ajoutée comme référence (constante $C_\kappa$ arbitraire; $\eta = H$ ). . . . .	65
3.17	Coïncidence entre vitesses centrales transversalement et longitudinalement mesurées. La ligne en pointillés (référence) représente une mesure parfaite. . . . .	66
3.18	Profils horizontaux (direction $z$ ) de vitesse moyenne adimensionnée par la valeur maximale et d'intensité turbulente globale mesurés pour l'embout à un obstacle monté sur le canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) avec nid d'abeille inséré en entrée, pour une ouverture de 30% et pour les nombres de Reynolds débitants 402 (+) et 2084 ( $\times$ ). . . . .	67



- 3.19 Profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la valeur maximale et d'intensité turbulente globale mesurés pour l'embout avec obstacle en forme d'incisive monté sur canal rectangulaire en plexiglas de 31cm pour 3 degrés d'ouverture (2.4, 10 et 30%) et 3 nombres de Reynolds débitants  $Re_d$  : 402 (+); 1079 (\*); 2084 (×). Les deux zones en gris foncé matérialisent les positions transversales des parois du canal rectangulaire. La zone en gris clair matérialise la partie libre (non constrictée) sous l'obstacle. Le cas ( $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 1079$ ) n'est pas présenté en raison d'une mesure erronée pour cette configuration. . . . . 69
- 3.20 (a) Exemples de profils transversaux de vitesse moyenne interpolés pour l'estimation de la largeur de jet  $\Delta y_p$  au seuil  $p = 50\%$  : cas  $\frac{H_c}{H} = 10\%$ . Les croix représentent les points où  $U = pU_m$ . (b) Largeur de jet à 50% adimensionnée  $\frac{\Delta y_{0.5}}{H}$  en fonction du nombre de Reynolds débitant et du degré d'ouverture : 2.4% (○); 10% (\*); 30% (◇). . . . . 70
- 3.21 Facteur d'asymétrie de jet  $\frac{y_p - y_m}{\Delta y_p}$  en fonction du seuil de vitesse maximale  $p\%$  pour toutes les configurations aval étudiées. La ligne pointillée noire (référence) correspond au cas d'un jet parfaitement axisymétrique. . . . . 70
- 3.22 Module de la densité spectrale de puissance de la vitesse instantanée  $\phi_{U_m}$ , dont la valeur moyenne est maximale sur toute l'étendue transversale mesurée  $\Delta y$ , pour l'embout à un obstacle (ouverture de 10%) en fonction du nombre de Strouhal  $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$  et du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$ . . . . . 71
- 3.23 Profils longitudinaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité turbulente mesurés en aval de l'obstacle pour une ouverture de 2.4% (haut), 10% (milieu), 30% (bas) et pour les nombres de Reynolds débitants : 402 (+); 1079 (\*); 2084 (×). Les lignes verticales en pointillés représentent les positions longitudinales de fin des cônes potentiels  $x_{pc}$  et la ligne verticale noire pleine représente la position longitudinale de la section de sortie  $x_{sortie}$  de la maquette (embout).  $U_{oc}$  est la vitesse centrale au niveau de la constriction formée en-dessous de l'obstacle. . . . . 73
- 3.24 Profils longitudinaux en loi 'carrée' et droites de régression linéaire pour des degrés d'ouverture 2.4% (a), 10% (b), en fonction du nombre de Reynolds. Les coefficients de corrélation  $R$  entre profils et droites de régression sont indiqués dans la légende. La ligne verticale noire représente la position longitudinale de la section de sortie du canal. . . . . 74
- 3.25 Comparaison des décroissances longitudinales de vitesse centrale en fonction du degré d'ouverture (rapport d'aspect) et du nombre de Reynolds : (a) présente étude; (b) étude de Mi et al. (2005) [MDN05]. La référence [8] dans la légende de la figure de Mi correspond à la thèse de Deo (2005) [Deo05]. . . . . 75

3.26	Comparaison des positions longitudinales adimensionnées de fin des cônes potentiels $x_{pc}$ évaluées pour toutes les configurations étudiées en fonction du nombre de Reynolds débitant $Re_d$ . . . . .	76
3.27	Comparaison des paramètres de jet $K_u$ et $x_{01}$ mesurés pour toutes les configurations étudiées en fonction du nombre de Reynolds débitant $Re_d$ . . . . .	77
3.28	Module de la densité spectrale de la vitesse instantanée centrale estimées pour plusieurs positions longitudinales en aval de l'obstacle pour le cas ( $\frac{H_c}{H} = 10\%$ , $Re_d = 2084$ ), en fonction du nombre de Strouhal $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$ . . . . .	78
4.1	Embout à deux obstacles en forme d'incisive, positionnés : (a) symétriquement ; (b) asymétriquement. . . . .	82
4.2	Autres maquettes <i>in-vitro</i> étudiées dans cette thèse : (a) configuration asymétrique jet-obstacle (' <i>offset</i> ') avec constriction rectangulaire et (b) configuration jet-obstacle symétrique (' <i>centred</i> ') avec une section transversale de constriction circulaire (C) ou elliptique (E). Les distances sont reportées en [mm]. L'écoulement s'écoule de la gauche vers la droite. . . . .	84
4.3	Protocole de mesures acoustiques – le compresseur fournissant l'alimentation en air n'est pas représenté. . . . .	85
4.4	(a) Antenne semi-circulaire positionnée devant la sortie de la maquette à un obstacle. (b) Positions angulaires des microphones de l'antenne (de 1 à 8) : 165°, 150°, 135°, 120°, 90°, 60°, 30°, 15°. . . . .	86
4.5	Influence de la longueur du canal rectangulaire pour l'embout avec dent simple à 107° (ouverture de 2.4%) . . . . .	88
4.6	Influence de l'angle d'attaque $\theta_1$ (canal simple, ouverture de 2.4%) . . . . .	88
4.7	Influence du degré d'ouverture pour l'embout avec dent simple à 107° montée sur un canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) vide . . . . .	89
4.8	Influence de l'ajout de pâte à modeler sur la section de sortie de l'embout avec dent simple à 107° monté sur un canal rectangulaire de 31cm avec nid d'abeille inséré en entrée . . . . .	90
4.9	Influence du degré d'ouverture pour l'embout double-obstacle en configuration 'dents symétriques' (voir figure 4.1) . . . . .	91
4.10	Influence du degré d'ouverture pour l'embout double-obstacle en configuration 'dents asymétriques' (voir figure 4.1) . . . . .	91

4.11	Directivités horizontales mesurées (embout à un obstacle avec bords vifs) exprimées en niveaux de pression sonore normalisés par la valeur axiale (direction $x$ ) pour deux nombres de Reynolds, trois degrés d'ouverture et quatre produits $ka$ différents : $ka = 0.3$ ( $\times$ ) ; $0.35$ ( $\circ$ ) ; $0.40$ ( $\square$ ) ; $0.45$ ( $\diamond$ ) ; directivité théorique d'un dipôle acoustique ajoutée pour comparaison (*) . . . . .	93
4.12	Spectres mesurés pour la géométrie 'centred' (figure 4.2a) (a) $Re_0 = 6700$ et (b) $Re_0 = 8900$ . Les légendes indiquent la distance constriction-obstacle [mm], la forme de la section transversale (circulaire C ou elliptique E), et le nombre de Reynolds $Re_c$ . . . . .	95
4.13	Spectres mesurés pour la géométrie 'offset' avec une distance constriction-obstacle de 24mm : (a) $Re_c = 8300$ et degrés d'ouverture de 4, 0, 16 et 24% ; (b) nombres de Reynolds $Re_c$ (8300 et 11900) et degrés d'ouverture de 9 et 34%. 96	96
4.14	Spectres mesurés pour la géométrie 'offset' pour $Re_c = 11900$ pour différents degrés d'ouvertures (9, 16 et 34%) et distances constriction-obstacle (16 ou 24mm). . . . .	97
5.1	Discretisation générale pour un maillage cartésien le long de la direction longitudinale $x$ (colonne $j$ ) et de la direction transversale $y$ (ligne $i$ ). . . . .	104
5.2	Illustration des géométries bidimensionnelles paramétrisées de canal avec un ou deux obstacles trapézoïdaux et leurs étiquettes SO, DO, DOI, DO2. Les paramètres géométriques sont définis. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Les dimensions sont données en mm. Les lignes horizontales pointillées (en bleu) indiquent les axes centraux longitudinaux le long du centre de l'ouverture à la position transversale $y = h_{1,2}/2$ . Les lignes verticales pointillées (en bleu) indiquent la position transversale $y$ le long du centre de l'ouverture à la position longitudinale $x = L_{1,2}/2$ . . . . .	106
5.3	Illustration du maillage à l'intérieur de la partie constrictée d'une géométrie pour $L = 0.2$ , $h/H = 0.3$ , $\theta = 107^\circ$ . Le maillage est superposé au champ de vitesse simulé. . . . .	107
5.4	Norme du champ de vitesse bidimensionnelle normalisée et simulée $U/U_0$ pour un canal enveloppant un ou deux obstacles comme illustré sur la figure 5.2 et détaillé dans le tableau 5.1. Les caractéristiques du maillage utilisé sont listées dans le tableau 5.2. La vitesse spatiale $U$ est normalisée par la vitesse débitante à l'entrée du canal $U_0$ . Les dimensions spatiales (longitudinale $x$ et transversale $y$ ) sont normalisées par la hauteur du canal à l'entrée $H$ . . . . .	108

5.5	Vitesse longitudinale normalisée $U/U_{0c}$ avec $U$ résultant de la moyenne longitudinale de la solution de l'écoulement bidimensionnel (moyenne 2D), écoulement unidimensionnel (idéal 1D) et bidimensionnel le long de l'axe central de la section constrictée (centre 2D). La vitesse $U_{0c}$ utilisée pour normaliser les vitesses représente la vitesse débitante à la constriction. . . . .	109
5.6	Rapport global de la moyenne et de l'écart-type (barres verticales) [%] entre la vitesse bidimensionnelle le long de l'axe central $U_{2D}$ et unidimensionnelle $U_{1D}$ pour les géométries de canal illustrés sur la figure 5.2 avec les paramètres dans le tableau 5.1 : (a) au centre longitudinal de la constriction $x = x_c$ ( $\times$ ) et (b) valeur moyenne pour toutes les positions longitudinales $x$ ( $\square$ ). En tant que référence, le rapport de 100% correspondant à $U_{2D} = U_{1D}$ est indiqué (ligne pointillée). Notons que $U_{1D}(x_c)$ était dénommée $U_{0c}$ dans la figure 5.5. . . . .	110
5.7	Profils transversaux de vitesse normalisée aux positions longitudinales $x_c^{1,2}$ correspondant au centre de l'extrémité de l'obstacle pour les géométries dénommées SO (a,b) et DO (c,d) sur la figure 5.2. La partie grisée matérialise l'ouverture quand la position transversale est normalisée par la hauteur de canal non constricté comme $y/H$ . . . . .	112
5.8	Comparaison de la moyenne ( $\square$ ) et de l'écart-type (barres verticales) [%] de la variation, $\bar{\xi} \pm \Delta\xi$ , des profils de vitesse transversaux au centre des extrémités d'obstacle, $U_{2D}(x_c^{1,2})$ , en fonction des paramètres géométriques pour chacune des configurations décrites sur la figure 5.2. En tant que référence, la ligne pointillée indique une variation qui coïncide avec la vitesse débitante locale $U_{0c} = U_{1D}(x_c^{1,2})$ . . . . .	114
6.1	Principales méthodes de calcul en dynamique des fluides computationnelle (tiré de [SDT06]) . . . . .	118
6.2	Maillage généré sous Gridgen v15 (Pointwise, Inc.) : géométrie à un obstacle en forme d'incisive. . . . .	124
6.3	Supercalculateur NEC SX9 de l'Université d'Osaka (Japon) . . . . .	126
6.4	Influence du nombre d'itérations $n$ sur le profil parabolique tridimensionnel implémenté : (a) 30 et (b) 60 itérations . . . . .	127
6.5	Visualisations longitudinales du champ de vitesse instantanée à plusieurs instants adimensionnés (ouverture de 2.4% ; $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme), avec $U_0$ la vitesse débitante d'entrée et $H$ la hauteur du canal . . . . .	130
6.6	Visualisation longitudinale de l'écoulement simulé convergé pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ; $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme] . . . . .	131

6.7	Visualisations longitudinales de l'écoulement simulé pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ , $Re_d = 4000$ ; profil d'entrée turbulent statique ( $Tu_e = 0\%$ )] pour trois instants adimensionnés successifs $\frac{tU_0}{H}$ . De haut en bas : normes du champ de vitesse instantanée; normes du champ de vitesse moyenne; normes du champ de vitesse rms; normes du champ de vorticité. . . . .	132
6.8	Profils transversaux de vitesse moyenne longitudinale normalisés par la valeur maximale pour différentes positions amont : (a) [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ; $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme] et (b) [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ; $Re_d = 4000$ ; profil d'entrée turbulent à fluctuations aléatoires ( $Tu_e = 30\%$ )]. . . . .	133
6.9	Profils transversaux de vitesse moyenne calculés à plusieurs positions en aval de l'obstacle en forme d'incisive pour un profil d'entrée turbulent dynamique à 10% [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ; $Re_d = 2084$ ] . . . . .	133
6.10	Profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale et d'intensité turbulente simulés pour l'ouverture de 10% et différentes conditions d'entrée. La ligne noire verticale matérialise la position longitudinale de la section de sortie de l'embout. . . . .	135
6.11	Profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale et d'intensité turbulente simulés pour l'ouverture de 30% et différentes conditions d'entrée. La ligne noire verticale matérialise la position longitudinale de la section de sortie de l'embout. . . . .	136
6.12	Exemple de signal de vitesse longitudinale régénéré par loi normale : ouverture de 10%, $Re_d = 1079$ . . . . .	137
6.13	Visualisations longitudinales du champ de divergence du vecteur de Lamb . . . . .	138
6.14	Comparaison des profils longitudinaux de la divergence du vecteur de Lamb au centre pour différentes configurations d'entrée et nombres de Reynolds . . . . .	138
6.15	Région source (en rouge) pour l'estimation du champ acoustique quadripolaire rayonné par le jet (analogie de Lighthill). Le point récepteur considéré, autrement dit un microphone virtuel (non représenté sur cette figure) est situé à 0.94m en aval de la région source, dans la direction longitudinale $x$ . . . . .	140
6.16	Spectres de pression acoustique rayonn�e par le jet en champ libre estimés avec l'analogie de Lighthill (�quation (6.38)) pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ; $Re_d = 2084$ ; profil uniforme en entrée]. Les lignes pointill�es rouges représentent les pentes spectrales $S'_1$ (entre 0 et 500Hz) et $S'_2$ (entre 500 et 5000Hz) obtenues par régression linéaire sur les spectres. . . . .	141
6.17	Amplitude dynamique $A_d$ en fonction de la pente spectrale $S'_1$ , du degré d'ouverture, de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par exemple, '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'. . . . .	142

6.18	Pente spectrale $S'_2$ en fonction du degré d'ouverture (10 ou 30%), de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par exemple, '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'. . . . .	142
A.1	Données <i>in-vivo</i> mesurées avec la station EVA : sibilante /s/, sujet YF . . . . .	158
A.2	Données <i>in-vivo</i> mesurées avec la station EVA : labio-dentale /f/, sujet YF . . . . .	159
B.1	Aeroacoustic response a constriction for flow with volume flow rate $Q$ through a uniform channel with constant height $H = 25\text{mm}$ and varying aperture $h_1$ . The main flow direction is indicated with a straight arrow. Acoustic waves (incident, transmitted and reflected) are indicated with undulating arrows. The channel geometry is mainly determined by the channel contraction ratio $h_1/H$ . . . . .	161
B.2	Overview of major geometrical and flow quantities for the problem schematised in Fig. B.1. . . . .	162
B.3	aeroacoustic response of a diagram for incompressible one-dimensional mean flow as a function of upstream Mach number $M_u \leq 5 \times 10^{-3}$ and channel contraction ratio $h_1/H$ (2.4%, 10% and 30%). a,b,c) Scattering matrix elements ( $R^\pm$ and $T^\pm$ ) without ( $\mathcal{V} = 1$ ) and with ( $\mathcal{V} < 1$ ) vena contracta (B.15), d) bulk Mach numbers at the constriction inlet $M_1$ and within the jet $M_j$ and e) vena contraction ratio $\mathcal{V}$ as a function of channel contraction ratio $h_1/H$ estimated using (B.15) (Busemann) and (B.16) with $\alpha = 1$ (Hofmans) and $\alpha = 0.5$ (Idelchik). . . . .	165
B.4	Vena contraction ratio $\mathcal{V}(h_1/H, M_j)$ for channel contraction ratio $h_1/H = 0.5$ and as a function of jet Mach number $M_j$ estimated using different approximations for the compressible term depending on $M_j$ added to the incompressible portion (Busemann) which does not depend on $M_j$ . . . . .	171
B.5	Aeroacoustic response of a diagram for compressible one-dimensional mean flow as a function of upstream Mach number $M_u$ and channel contraction ratio $h_1/H$ (2.4%, 10% and 30%). a,b,c) Scattering matrix elements ( $R^\pm$ and $T^\pm$ ) in absence of vena contracta. d,e,f) Scattering matrix elements ( $R^\pm$ and $T^\pm$ ) in presence of vena contracta ( $\mathcal{V} < 1$ ) estimated using Eq. (B.41). . . . .	172

B.6	Schematic overview of experimental setup and nozzle's geometry : 1) Setup : settling chamber (A), smoke generator and injector for procedure P1 (B), volume airflow rate supply (Q), pressure regulator and thermal mass flow meter (C), manual valves (D), laser source (J), camera (E) perpendicular to the two-dimensional laser sheet (K), manual gate (G) with attachment tube (F), nozzle (M), manual incense burning for procedure P2 (I). The two-dimensional illumination coincides with the plane $z = w/2$ and the $x$ -axes indicates the main flow direction. 2) Nozzle : unconstricted height $H$ , maximum aperture $h$ , total nozzle length $L$ , uniform width $w$ , diameter $D$ of rounded inlet constriction and step motors (s1 and s2). . . . .	175
B.7	Smoke patterns for steady ( $F = 0\text{Hz}$ ) and unsteady ( $F = 2.1\text{Hz}$ , $N_W = 31$ ) flow for $h = 2\text{mm}$ and $Re = 178$ . . . . .	176
B.8	Observed reattachment lengths $d$ for steady (dashed line) and unsteady (no line) flow conditions normalised by the step height $b$ , <i>i.e.</i> $d/b(Re, h, F)$ . For unsteady flow shown values are taken at maximum aperture, <i>i.e.</i> $y(t) = h$ . . . .	177
B.9	Exemplary smoke patterns from closure (a) to closure (i) for $F = 4.2\text{Hz}$ , $h = 2\text{mm}$ , $Re = 88$ and $N_W = 44$ . . . . .	179
C.1	Réponse fréquentielle du microphone B&K 4192 (extrait documentation Brüel and Kjaer) . . . . .	184
C.2	(a) Erreur relative commise sur la tension mesurée par le film chaud en ne prenant pas en compte la dérive thermique de la température ambiante de la salle d'expérimentation. (b) Exemple de courbe polynômiale de calibration obtenue par interpolation des points de mesure en suivant la procédure de Grandchamp [GVP10] ( $\times$ ), pour la sonde film chaud n°15-15 (polynôme de calibration indiqué en haut, coefficient de détermination $r^2 = 0.99$ ). . . . .	185
C.3	(a) Film chaud modèle TSI 1201-20 (tiré du site internet de Trust Science Innovation : <a href="http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Catalogs/Hotwire_Catalog_2980465.pdf">http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Catalogs/Hotwire_Catalog_2980465.pdf</a> ). (b) Représentation du circuit électrique d'un anémomètre à température constante (tiré de [Lek96]).	185
C.4	Erreur relative maximale commise sur la vitesse $U$ avec la sonde film-chaud référencée 1515 . . . . .	187
C.5	Erreur relative commise sur la vitesse sous l'hypothèse d'un nombre d'échantillons de vitesse instantanée indépendants $N_{ind} = \frac{N}{2T_c}$ pour différents nombres de Reynolds et niveaux d'intensité turbulente $Tu$ : (a) 20% ; (b) 50%. . . . .	188
C.6	Chambres de conditionnement aéroacoustiques . . . . .	188
C.7	Exemples de courbes temporelles de remplissage/vidage de la chambre de conditionnement en plexiglas . . . . .	188

---

C.8	Courbe d'étanchéité de la boîte de conditionnement en bois du dispositif d'anémométrie film chaud . . . . .	189
C.9	Constantes de temps des chambres de conditionnement aéroacoustique (R=remplissage ; V=vidage) . . . . .	189



# Liste des tableaux

3.1	Récapitulatif des paramètres expérimentaux propres aux mesures film chaud de l'écoulement amont (*CdC=chambre de conditionnement). La chambre de conditionnement utilisée ici est une boîte en bois non parfaitement étanche (voir figures C.6a et C.8 dans l'Annexe C). . . . .	58
3.2	Récapitulatif des paramètres expérimentaux propres aux mesures film chaud de l'écoulement en aval de l'obstacle (*CdC=chambre de conditionnement). La chambre de conditionnement utilisée ici est une boîte en dural complètement étanche (voir figure C.6b dans l'Annexe C). . . . .	66
3.3	Comparaison avec la littérature sur les jets rectangulaires ou plans de fréquences adimensionnées de détachement tourbillonnaire ( <i>vortex shedding</i> ) $St^*$ . . . . .	72
3.4	Comparaison avec la littérature sur les jets rectangulaires ou plans des paramètres de jet obtenus. Remarques : $U_0$ représente une vitesse caractéristique telle que $U_{dc}$ ou $U_{oc}$ , selon l'étude ; $h$ représente la hauteur de section rectangulaire d'émission du jet. . . . .	77
4.1	Récapitulatif de tous les paramètres variés pour les maquettes avec obstacle(s) en forme d'incisive ( $L_0 = 310\text{mm}$ ) . . . . .	87
5.1	Paramètres géométriques évalués : degré d'ouverture $h./H$ [%], longueur de partie constrictée $L./H$ et angles imposés $\theta$ [°]. Les géométries sont dénommées comme défini dans la figure 5.2. . . . .	105
5.2	Caractéristiques de maillage pour les géométries (Géo) résumées dans le tableau 5.1 : nombre total de points de maillage $N$ , nombre de points de maillage longitudinaux $N_x$ , nombre de points de maillage transversaux $N_y$ , pas spatial longitudinal $\Delta x$ , pas transversal spatial $\Delta y$ et rapport de pas spatiaux $\Delta x/\Delta y$ . Pour chaque configuration géométrique les valeurs minimales (min) et maximales (max) sont données. Le critère de convergence appliqué $\epsilon$ et les paramètres de relaxation $\omega = \omega_1 = \omega_2$ utilisés dans le schéma de différences finies ADSOR sont indiqués. . . . .	106
6.1	Tailles des maillages générés . . . . .	123
6.2	Simulations LES effectuées . . . . .	128
B.1	Overview experimental flow and geometrical conditions with kinematic air viscosity $\nu = 1.5 \times 10^{-5}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ . Note the . . . . .	176

---

B.2	Overview of $Re_c^{s,u}$ as a function of imposed frequency $F$ , maximal aperture $h$ and resulting Womersley number $N_W = 2H\sqrt{2\pi F/\nu}$ for channel height $H = 33\text{mm}$ . . . . .	178
B.3	Overview of existing and current results for flow reattachment $d/b$ downstream from a symmetrical two-dimensional expansion geometry for steady and unsteady flow conditions. Unsteady results are obtained at maximum aperture $y(t) = h$ . [1-6]=[ANRD97, BTLM97, Dri97, FMC90, TW08, Wah07]. . . . .	180
C.1	Incertitudes expérimentales inhérentes au protocole film chaud utilisé (même protocole que dans [GVP10]) . . . . .	186

Première partie

Introduction générale



# Contexte de cette thèse

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Généralités de mécanique des fluides . . . . .</b>	<b>3</b>
1.1.1	Équations de Navier-Stokes et turbulence . . . . .	3
1.1.2	Nombres de Reynolds et de Mach . . . . .	4
1.1.3	Nombres de Reynolds modérés et bruit de turbulence . . . . .	5
<b>1.2</b>	<b>Production de parole humaine et fricatives non voisées . . . . .</b>	<b>6</b>
1.2.1	Mécanismes principaux . . . . .	6
1.2.2	Simplification <i>in-vitro</i> . . . . .	9
1.2.3	Le bruit de fricative sibilante /s/ en tant qu'outil d'aide aux soins bucco-dentaires personnalisés? . . . . .	11
<b>1.3</b>	<b>Projet PetaFlow . . . . .</b>	<b>12</b>
<b>1.4</b>	<b>Principaux objectifs . . . . .</b>	<b>13</b>

Ce premier Chapitre vise à présenter le cadre général de cette thèse, l'état de l'art, les différentes problématiques soulevées, et les principaux objectifs.

## 1.1 Généralités de mécanique des fluides

### 1.1.1 Équations de Navier-Stokes et turbulence

Les équations de Navier-Stokes, connues depuis le début du XIXème siècle, et qui représentent une forme locale du principe fondamental de la dynamique (conservation de la quantité de mouvement), régissent le mouvement d'un fluide visqueux newtonien. Pour chaque composante du champ de vitesse  $u_i(\vec{x}, t)$ , nous avons :

$$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (1.1)$$

Dans le cas d'un fluide incompressible, la masse volumique  $\rho$  du fluide ne varie pas, et la conservation de la masse impose donc

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.2)$$

condition également satisfaite par la vitesse moyenne  $\bar{U}_i$  et la vitesse fluctuante  $\tilde{u}_i$ , suivant la décomposition de Reynolds. Nous pouvons observer la turbulence dans de nombreux écoulements naturels (vent, tornades, cyclones, tourbillons...) ou industriels (écoulements autour des voitures, avions, éoliennes...). Si il n'existe pas de définition stricte de la turbulence, nous pouvons malgré tout retenir quelques-unes de ses principales caractéristiques, listées ci-dessous :

- Caractère fortement aléatoire et chaotique.
- Extrême sensibilité aux conditions limites.
- Large étendue des échelles spatiales (dimensions des tourbillons) présentes au sein de l'écoulement.

### 1.1.2 Nombres de Reynolds et de Mach

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses dans un écoulement d'un fluide donné. Le nombre de Reynolds est défini comme suit :

$$Re = \frac{\rho U D}{\eta} = \frac{U D}{\nu}, \quad (1.3)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $U$  la vitesse moyenne,  $\eta$  la viscosité dynamique du fluide,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide (on a  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ ), et  $D$  une longueur caractéristique (par exemple le diamètre de la conduite dans laquelle l'écoulement circule). Ce nombre permet de caractériser le régime de l'écoulement : laminaire, transitoire ou turbulent. La célèbre expérience de Reynolds (1883) permet en effet de mettre en évidence le lien entre la valeur du nombre de Reynolds et le régime de l'écoulement (figure 1.1) : pour un fluide s'écoulant dans une conduite rectiligne cylindrique, si l'on fait varier la viscosité du fluide, le débit et/ou le diamètre de la conduite, le changement de régime laminaire, transitoire ou turbulent s'opère pour des gammes de nombres de Reynolds particulières. Pour une conduite cylindrique, le régime est laminaire si  $Re < 2000$ , transitoire si  $2000 < Re < 3000$  et turbulent si  $Re > 3000$ .

Le nombre de Mach, quant à lui, est défini comme le rapport entre la vitesse de propagation d'un écoulement  $u$  et la vitesse du son dans le milieu de propagation considéré  $c$  :

$$M = \frac{u}{c}. \quad (1.4)$$

On dit d'un écoulement qu'il est subsonique si  $M < 1$ , transsonique si  $M \approx 1$ , supersonique si  $M > 1$  et hypersonique si  $M \gg 1$ . Pour un écoulement subsonique et dont le nombre de Mach est inférieur à 0.3, le fluide peut être considéré comme incompressible [And01].

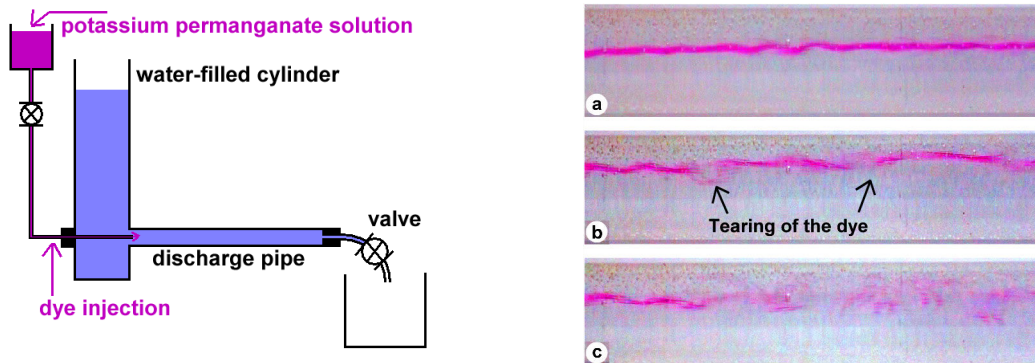


FIGURE 1.1 – Reproduction de l’expérience de Reynolds : dispositif expérimental et résultats (tiré de [WAEJ03]) : (a) régime laminaire ; (b) fluctuations et déchirement du colorant au régime de transition ; (c) régime turbulent et mouvements désordonnés.

### 1.1.3 Nombres de Reynolds modérés et bruit de turbulence

Un autre aspect important des écoulements turbulents non listé dans la section 1.1.1 est leur caractère bruyant. Une grande variété de bruits aérodynamiques de turbulence peuvent être générés, que ce soit artificiellement ou naturellement. Un bruit aérodynamique de turbulence est caractérisé par un spectre relativement plat. Un tel bruit ne peut pas être prédit instant par instant, mais peut seulement être caractérisé statistiquement, et modélisé par un assemblage de sources sonores idéalisées générées par l’écoulement : monopôles, dipôles et quadrupôles [Sha12, RTB99]. Un monopôle acoustique peut être vu comme une sphère pulsante, qui génère des ondes sonores sphériques. Un dipôle acoustique est constitué de deux monopôles adjacents en opposition de phase, qui génèrent chacun des ondes sonores interférant entre elles. De façon analogue, un quadrupôle est constitué de deux dipôles de même intensité, en opposition de phase. On peut de plus classifier les quadrupôles en deux types : longitudinaux et latéraux.

En théorie, le bruit généré par un écoulement turbulent loin de toute frontière solide apparaît dans le champ lointain comme si il était produit par des sources quadrupolaires dans l’écoulement, et le bruit généré par un écoulement turbulent qui résulte en une force fluctuante appliquée sur un objet solide, par des sources dipolaires. Dans tous les cas, l’intensité acoustique de la source dépend de la vitesse  $V$  de l’écoulement. La puissance acoustique totale d’un quadrupôle est proportionnelle à  $V^8$  ; celle d’un dipôle, à  $V^6$ , et celle d’un monopôle, à  $V^4$  [Lig01, Sha12]. Ainsi, pour un nombre de Mach  $M < 1$ , lorsqu’un écoulement génère à la fois des sources dipolaires et quadrupolaires, ce sont les sources dipolaires qui généreront le plus de bruit, bien que la puissance acoustique des sources quadrupolaires aura tendance à augmenter beaucoup plus vite avec des vitesses d’écoulement plus élevées. Lorsque l’on étudie le bruit généré par un écoulement, il est commode d’utiliser un nombre adimensionné appelé nombre de Strouhal  $St$ , défini par

$$St = \frac{fD}{U}, \quad (1.5)$$

où  $f$  est la fréquence,  $D$  une longueur caractéristique, et  $U$  la vitesse. Le nombre de Strouhal représente une fréquence adimensionnée et peut être interprété comme le rapport entre l'accélération due à l'instationnarité de l'écoulement et l'accélération convective due à la non-uniformité de l'écoulement. Ainsi, pour un petit nombre de Strouhal, la composante instationnaire est relativement faible. Le nombre de Strouhal peut également être utilisé pour caractériser la fréquence de détachement des tourbillons d'un jet. Cette fréquence va dépendre de la vitesse du jet et du diamètre, mais des jets similaires, c'est-à-dire possédant la même forme et donc le même comportement (y compris pour des diamètres et vitesses différentes) exhiberont le même nombre de Strouhal correspondant à la fréquence de détachement tourbillonnaire [Sin99]. L'aéroacoustique, qui est une discipline relativement jeune (premières fondations théoriques élaborées par Lighthill [Lig52]), cherche à prédire et caractériser les bruits générés par des écoulements aériens, essentiellement turbulents. Les principaux modèles aéroacoustiques existants seront présentés dans la section 6.1.2 du Chapitre 6.

Alors que les bruits aérodynamiques générés par des écoulements à nombres de Reynolds élevés ( $Re > 10^4$ ), rencontrés notamment dans une grande variété d'applications industrielles (aéronautique, ferroviaire, éoliennes, etc.) ont fait l'objet de nombreuses études dans la littérature (par ex. [CM73, HS91, KAC<sup>+</sup>11]), on dénombre moins d'études aéroacoustiques sur les écoulements à nombres de Reynolds modérés, de l'ordre de  $10^2$  à  $10^4$ , malgré leur intérêt potentiel [VGP09]. De tels écoulements d'air à nombres de Reynolds modérés se rencontrent par exemple dans les voies aériennes supérieures de l'être humain [LHLT04, NLM07, VGP09], il s'agit tout simplement de l'air que nous respirons. Si l'air que nous respirons nous est indispensable pour vivre, il possède également une autre utilité : celle de la production de parole orale.

## 1.2 Production de parole humaine et fricatives non voisées

### 1.2.1 Mécanismes principaux

L'aérodynamique de la parole a tendance à être réduite à '*tout ce que l'air fait et qui n'est pas du son*' [Sha12]. Dans l'étude de la parole, on ne se préoccupe en général au final que du son qui est rayonné dans le champ lointain, bien au-delà du conduit vocal. Dans cette zone, près d'un microphone ou d'une oreille, l'air est globalement au repos excepté là où l'onde acoustique se propage, et la description de cette onde reste un problème purement acoustique. Toutefois, à l'intérieur du conduit vocal (figure 1.2), l'air n'est pas au repos ; nous parlons tout en expirant, et les ondes sonores se propagent à travers cet écoulement d'air en mouvement. La plupart des sons de parole sont générés par cet écoulement : il peut provoquer la mise en auto-oscillation des plis vocaux, et il peut aussi devenir turbulent et générer du bruit.

Au sein de la grande variété des sons de parole humains, il existe les sons dits de fricatives non voisées (figure 1.3), dont la production sonore ne fait pas intervenir de vibration des plis vocaux, tels que /s/ (par ex. dans le mot *scie*), /ʃ/ (par ex. *chat*) ou /f/ (par ex. *fenêtre*), qui sont typiquement des bruits d'origine aérodynamique. Les principaux mécanismes acoustiques



de la production sonore de fricatives non voisées ont été décrits dans la thèse de Shadle [Sha85]. Ces sons de parole sont produits par la friction (ou frottement) d'un jet d'air turbulent à nombre Reynolds modéré et faible nombre de Mach ( $M < 0.3$ ) [Ste00], qui se développe en aval d'une constriction de la cavité orale et qui interagit avec des obstacles rigides ou non rigides de la cavité orale (en aval de la constriction) tels que les dents, la langue ou les lèvres [Sha85, Sin99, HM05]. Cette production sonore complexe peut être vue comme une combinaison de sources acoustiques monopôlaires, dipôlaires et quadripôlaires [Ste00]. Selon la configuration du conduit vocal et la géométrie de la constriction, qui en retour dépendent de l'emplacement où a lieu l'articulation de la fricative considérée, différents mécanismes de génération de turbulence peuvent se produire (figure 1.4).

La production sonore due à un jet turbulent issu d'une constriction et impactant un obstacle (tel que les dents ou les lèvres) ou une surface (telle que les parois du conduit vocal), et qui induit une force fluctuante sur l'air, est attribuée de manière prépondérante à une distribution de sources dipôlaires [NA96]. En revanche, des fluctuations aléatoires de vitesse au sein de la constriction, dues à des irrégularités dans la géométrie de la constriction, constituent une source monopolaire. La production sonore due à la turbulence dans un jet libre est, elle, attribuée à une combinaison de sources monopôlaires et quadripôlaires. Dans cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux fricatives non voisées /f/ et /s/. La fricative non voisée /f/ est phonétiquement de type labio-dentale, et est produite par rapprochement entre lèvres et dents. La fricative non voisée /s/ est de type sibilante (qui siffle), et est produite par un jet d'air traversant la constriction formée par la voûte palatine et le haut de la langue, juste en amont des incisives [NA96, SS95, Ste00, War76].

Néanmoins, les mécanismes aéroacoustiques (acoustique et écoulement) ne sont pas encore précisément compris, notamment le comportement physique de l'écoulement d'air qui génère le bruit, l'influence des conditions limites sur le rayonnement acoustique, ou le lieu de la production sonore des fricatives non voisées. En effet, de légères variations dans la position et la forme des articulateurs concernés (langue et dents) peuvent modifier de manière significative les propriétés spectrales du bruit produit, comme observé sur des sujets humains [NA96, RLD<sup>+</sup>01]. En d'autres termes, les paramètres géométriques ou physiques liés à la constriction formée entre le haut de la langue et la voûte palatine, ou encore la constriction formée entre le bout de la langue et les incisives (supérieures ou inférieures), jouent un rôle prépondérant dans les mécanismes de production de fricative non voisée. Parmi ces paramètres, de précédentes études ont montré qu'il s'agit en particulier du débit d'air oral  $Q$  (conditionnant la vitesse du jet d'air traversant la constriction), de la pression intra-orale (ou bien la chute de pression quasi-statique au travers de la constriction  $\Delta P$ ) et de la surface minimale de constriction  $A_c$  [Ste00, Sha85, Sha91]. Généralement parlant, la littérature requiert mais manque de données de vitesse pour décrire le comportement de l'écoulement impliqué dans la production de parole humaine, comme constaté par Bodony [Bod05], Howe [HM05] et Van Hirtum et al. [VHGC12a].

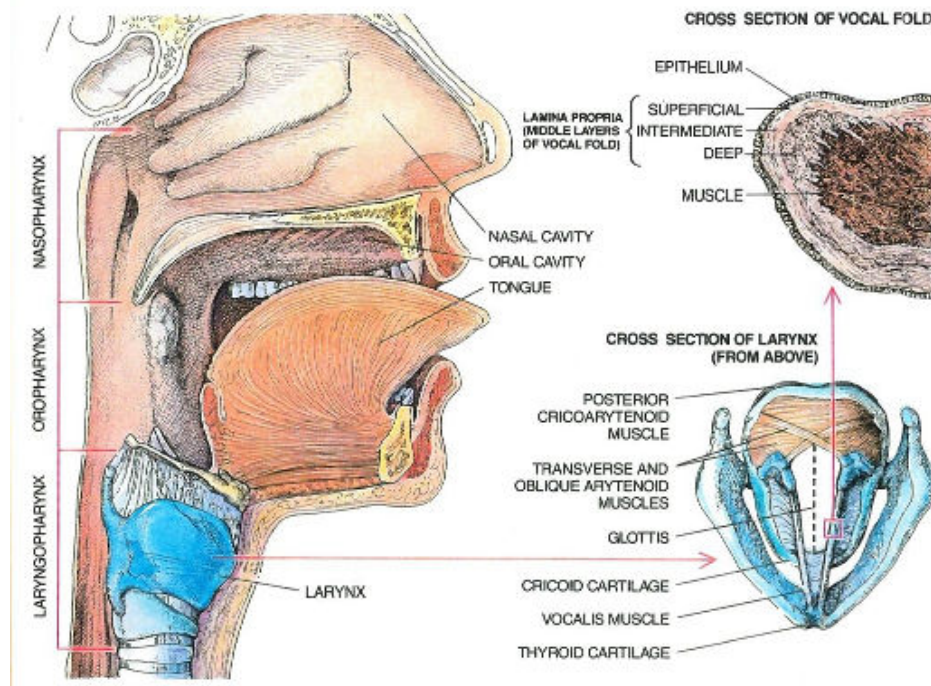


FIGURE 1.2 – Les voies aériennes supérieures chez l’humain (tiré de [Sat92])

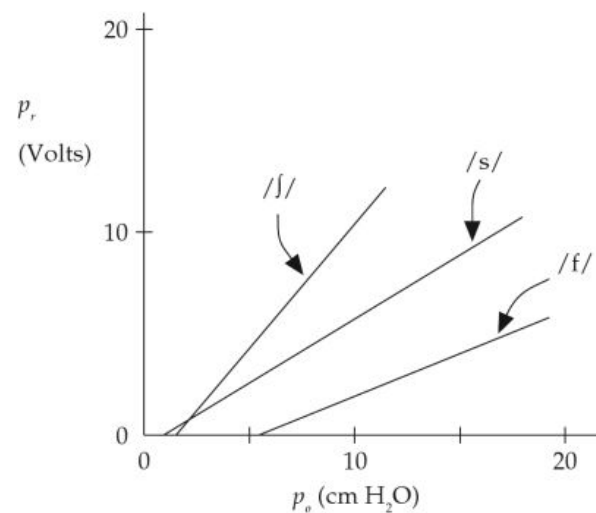


FIGURE 1.3 – Signal électrique de pression acoustique rayonnée en fonction de la pression intra-orale pour les fricatives non voisées /f/, /s/ et /j/ (tiré de [ME53])

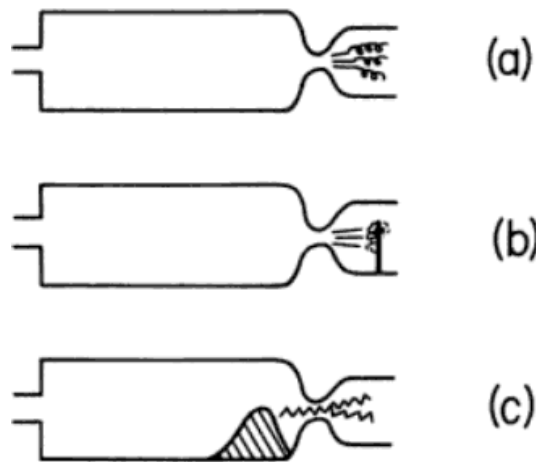


FIGURE 1.4 – Représentation schématisée des trois types de sources acoustiques dues à la turbulence au niveau de l'écoulement à proximité d'une constriction : (a) sans obstacle ; (b) obstacle en aval de la constriction ; (c) fluctuation de l'écoulement due à une irrégularité en amont de la constriction ("bosse" sur le dessin) (tiré de [Sha85, Ste00])

### 1.2.2 Simplification *in-vitro*

Les mécanismes sous-jacents de la production de sons de parole peuvent être étudiés à l'aide de maquettes *in-vitro* qui reproduisent de manière plus ou moins simplifiée certaines configurations ou géométries du conduit vocal pertinentes pour l'étude de ces sons. Comparés aux sujet humains, les maquettes *in-vitro* présentent l'avantage majeur de limiter la complexité de l'étude en se focalisant uniquement sur un nombre limité de paramètres et de phénomènes. En outre, les paramètres géométriques de ces maquettes peuvent être contrôlés et une plus grande répétabilité expérimentale peut être atteinte. Plusieurs auteurs se sont attachés durant ces dernières décennies à élaborer des maquettes *in-vitro* de différentes formes, matériaux et dimensions, en vue d'étudier les mécanismes physiques de production de divers sons de parole (par ex. [DPV<sup>+</sup>03, RPVH<sup>+</sup>07, LVHR<sup>+</sup>09] qui exploitent des répliques de plis vocaux pour étudier la phonation). Concernant les fricatives, plusieurs modèles aéroacoustiques de production issus d'études sur des maquettes *in-vitro* simplifiées [VPEB11] ou réalistes [Noz10] du conduit vocal et des dents ont été proposés depuis la thèse de Shadle [Sha85] (figure 1.5). Bien que de nombreuses données morphologiques ont été recueillies dans le domaine de la dentisterie [Pou70, MM03], peu de données d'écoulement ont été obtenues pour des géométries pertinentes pour l'étude de la production sonore de fricatives non voisées, et l'influence de l'écoulement est d'ailleurs souvent négligée dans la plupart des études. De telles données d'écoulement peuvent pourtant avoir une grande utilité dans une perspective de validation des modèles de production existants [VGP<sup>+</sup>10].

Dans le contexte de développement de prothèses dentaires, les données numériques provenant d'études aéroacoustiques computationnelles (par ex. [NAT<sup>+</sup>05] focalisées sur des reconstructions personnalisées de parties du conduit vocal ont besoin d'être validées expérimentalement. Certaines propriétés quantitatives de l'écoulement telles que les parties moyenne et

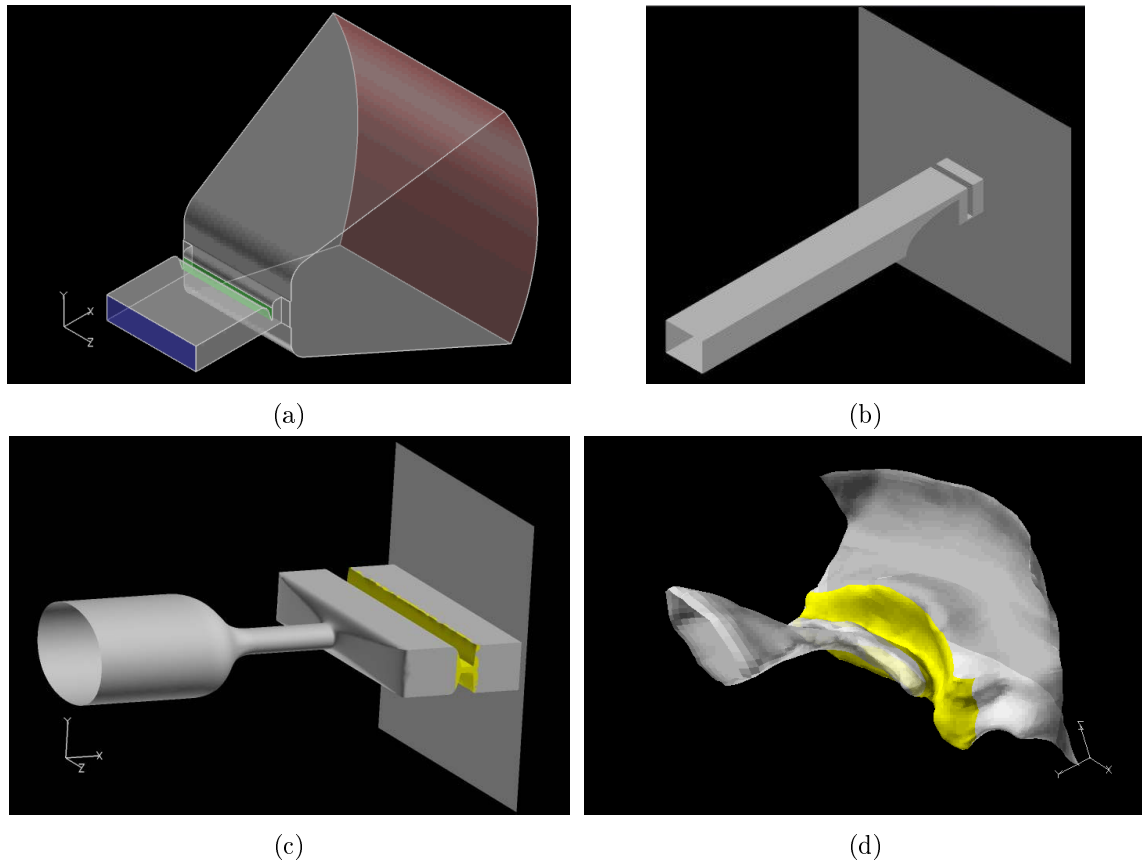


FIGURE 1.5 – Exemples de modèles géométriques de complexité croissante de conduit vocal durant une production de sibilante /s/ : (a) Incisive et champ libre [CNVH<sup>+</sup>13]. (b) Langue et incisive [VPEB11]. (c) Langue et incisive [VGP<sup>+</sup>10]. (d) Cavité orale humaine [Noz10].

turbulente de la distribution spatiale de vitesse sont utiles pour une telle validation [HM05]. Van Hirtum *et al.* [VGP09] ont effectué des mesures de vitesse pour caractériser la distribution spatiale de vitesse d'un écoulement à nombre de Reynolds modéré et faible nombre de Mach sortant d'un diffuseur conique. Bien qu'aucun obstacle ne fut inséré et qu'aucune simulation numérique ne fut réalisée, les données d'écoulement recueillies ont permis de valider les modèles auto-similaires qui sont pertinents pour modéliser l'écoulement sortant d'une constriction formée entre la langue et la voûte palatine.

La production des sons de parole, et notamment des fricatives non voisées, fait intervenir une multitude de mécanismes physiques complexes et difficilement appréhendables au premier abord, mais que nous pouvons étudier de manière plus simple en se focalisant sur un nombre limité de paramètres et de phénomènes. Ceci peut se faire à l'aide d'expériences sur maquettes *in-vitro* simplifiées et contrôlables, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent. Nous choisissons d'adopter cette approche dans la présente thèse, en complément des autres études avec maquettes *in-vitro* en lien avec la production sonore de fricatives non voisées.

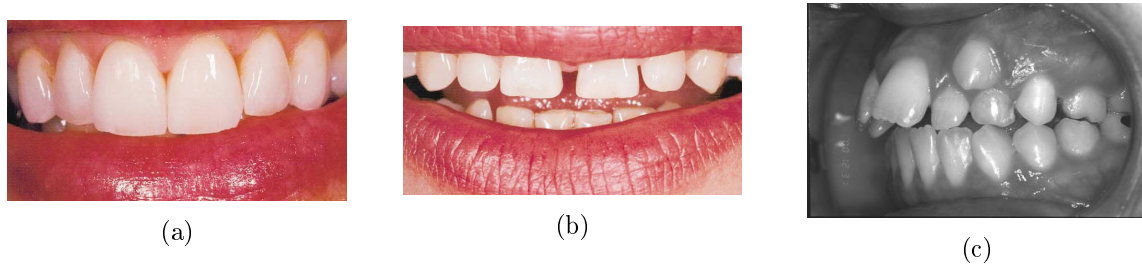


FIGURE 1.6 – Variabilité des dentitions humaines. (a) et (b) tiré de [MGB03]. (c) tiré de [CSB03].

### 1.2.3 Le bruit de fricative sibilante /s/ en tant qu’outil d’aide aux soins bucco-dentaires personnalisés ?

La capacité de production de parole est essentielle pour pouvoir communiquer oralement. Ainsi, les praticiens qui s’occupent des problèmes de santé liés aux articulateurs de la cavité orale servant à la parole (bouche, dents, etc.) demandent parfois à leur patient d’énoncer certains sons de parole, ceci en vue de fournir une aide au diagnostic, traitement ou à la thérapie de ces problèmes. Pour les problèmes parmi les plus critiques, tels qu’un cancer ou une apnée obstructive du sommeil, une intervention chirurgicale maxillo-faciale ou orthognatique s’avère parfois nécessaire, ce qui dans certains cas a pour conséquences de fortement dégrader les facultés de production de parole du patient, entraînant de fait un handicap social majeur [LWCS02, WIF+96, HPH78, CLH+09, VLMHV10, VLMB+04]. Dans le domaine de la dentisterie, la prononciation de la sibilante /s/ est un biomarqueur pouvant servir d’indicateur d’impact de certaines manipulations cliniques, telles que des implants ou prothèses dentaires. Cela étant, la plupart des recherches menées en dentisterie se sont davantage focalisées sur les caractéristiques des dents [EM86, RDATA98, MGB03] que sur des caractéristiques articulatoires comme la forme de la cavité orale.

Les techniques d’imagerie médicale, notamment les rayons X [Fan60, Woo79, FJB09], les ultrasons [AKS99], l’Imagerie par Résonance Magnétique (IRM) [NA96, SBPI08, TOS+97, TMH10], ou encore la tomodensitométrie (TDM) [HSB+87, WSBH87, SHG+11] permettent une capture haute résolution de la géométrie du conduit vocal, de manière personnalisée et non-invasive. Grâce aux développements récents du prototypage rapide, il est en outre désormais techniquement possible de reconstruire la géométrie en partant de la capture du conduit vocal du patient, en vue d’une prise en charge encore plus personnalisée pour ses soins bucco-dentaires. Néanmoins, comme le prototypage rapide résulte principalement en une reconstruction fixe du conduit vocal durant la prononciation d’une sibilante maintenue, une première question fondamentale qui se pose est dans quelle mesure une géométrie reconstruite peut être utilisée pour reproduire le bruit de sibilante, à différents niveaux d’intensité sonore. Une estimation de la différence entre le signal acoustique généré avec une géométrie reconstruite et le son produit par un locuteur humain est requise en tant que preuve de concept avant son utilisation dans des applications de type soins bucco-dentaires ou dans des recherches liées à la cavité orale.

Plusieurs auteurs [NA96, SS95] ont reporté une grande variabilité des données articulatoires au sein des sibilantes et des locuteurs. Il existe en outre une grande diversité de dentitions, normales ou pathologiques (figure 1.6). D'autre part, le processus d'acquisition d'image avant la reconstruction s'étend en général sur plusieurs secondes et nécessite probablement plusieurs captures. Par conséquent, la stabilité et la répétabilité de production sonore de la sibilante doivent être évaluées en tenant compte de certains paramètres aérodynamiques et acoustiques caractéristiques de cette production. De tels paramètres pourraient représenter en outre des biomarqueurs quantitatifs additionnels, dans le cas d'applications biomédicales. Il pourrait s'agir par exemple de la surface minimale de constriction  $A_c$ , liée à la géométrie de la cavité orale et au développement du jet, et qui peut être estimée à partir de quantités aérodynamiques évaluées de manière non invasive sur des sujets humains, sans nécessiter d'équipements coûteux [WD64, Rot77]. Il est à noter que l'emplacement de la constriction concernée a très peu d'influence sur la perception du son produit [FR98, MRS06]

En plus des progrès récents en reconstruction et prototypage, certaines études expérimentales [Sha85, SBPI08, VPEB11] et numériques [CNVHW11, NNTW12] sur le sujet peuvent être susceptibles de résulter à l'avenir vers l'élaboration de géométries neutres propres à un patient donné, associées à la production de sibilante /s/ qui peuvent être personnalisées en fonction de paramètres de développement tels que l'âge [NF05] et un certain nombre de paramètres géométriques. Par conséquent, une approche combinant l'utilisation d'une géométrie reconstruite avec une estimation aérodynamique de la surface minimale de constriction  $A_c$  pourrait permettre dans un avenir proche de généraliser le recours à la sibilante /s/ en tant qu'aide aux soins bucco-dentaires personnalisés ou encore pour des recherches numériques ou expérimentales portant sur la cavité orale.

### 1.3 Projet PetaFlow

Les travaux de cette thèse, principalement menés au Département Parole et Cognition du laboratoire GIPSA-lab (Grenoble Image Parole Signal Automatique), ont été financés par un projet ANR Blanc international de coopération scientifique franco-japonaise dénommé PetaFlow [VHBC<sup>+</sup>10, ONB<sup>+</sup>11, AAB<sup>+</sup>13]. Ce projet (ANR-09-BLAN-0376-01) est une collaboration entre le GIPSA-lab, l'INRIA Grenoble (Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique), l'École Normale Supérieure de Lyon, l'Université de Kyoto (Japon) et l'Université d'Osaka (Japon). L'objectif de ce projet est de contribuer à l'utilisation de ressources de calcul haute-performance au bénéfice de la société. En vue d'atteindre cet objectif, le projet PetaFlow cherche à implémenter et développer de nouvelles solutions de Technologies de l'Information et de la Communication (TIC) permettant d'atteindre une synergie technologique et informatique à l'échelle du globe, avec l'émergence d'un réseau de communications transcontinentales à très hautes vitesses de transferts pour le partage de grosses données scientifiques (à l'échelle 'péta', du préfixe d'origine grecque représentant  $10^{15}$  soit un million de milliards). Plus concrètement, cette synergie peut être atteinte grâce au développement d'algorithmes informatiques performants, dans des solutions de calcul et/ou de visualisations scientifiques appliquées à une thématique de recherche d'importance sociétale, la modélisa-

tion physique des voies aériennes supérieures humaines (figure 1.7a). Cette thématique, qui englobe entre autres le champ d’investigation de cette thèse, met en jeu non seulement de lourdes données expérimentales mais aussi de lourdes données numériques issues de simulations de dynamique des fluides computationnelle (*Computational Fluid Dynamics*, CFD) ou encore d’aéroacoustique computationnelle (*Computational AeroAcoustics*, CAA). Mis à part l’étude de la production de fricatives, qui peut avoir une utilité en tant qu’outil pour certains traitements bucco-dentaires, comme nous venons de voir dans la précédente partie, les autres applications possibles du projet Petaflow sont par exemple l’étude biomécanique de certains problèmes liés aux voies aériennes supérieures comme la respiration, la toux, l’apnée du sommeil, etc.

L’écoulement dans les voies aériennes supérieures est un processus complexe qui résulte de conditions fortement variables au niveau géométrique et écoulement. En raison de la complexité et de la précision requise pour modéliser cet écoulement, le coût en calcul pour des simulations CFD et CAA lorsque l’on cherche à résoudre des problèmes de bruit généré par l’écoulement, comme la production de fricatives (bruit large bande 4-16kHz), est considérable. Ainsi, les simulations dans la littérature sur les fricatives sont généralement limitées à une seule géométrie tridimensionnelle particulière, comme celle présentée dans [RS06] (simulation des grandes échelles). La durée de simulation reportée dans cette étude, pour une grille de 3 millions d’éléments, effectuée par un cluster Opteron à 16 noeuds, est de 14 jours [NNTW12]. Au niveau vitesse des transferts de données, en utilisant les protocoles SCP (*Secure Copy*) et HTTP (*Hyper Text Transfer Protocol*) pour transférer des données entre le Japon et la France (par ex.), les débits sont compris entre 150 et 300ko/s [AAB<sup>+</sup>13]. Il faut donc une vingtaine de minutes pour transférer un fichier de 300Mo correspondant à un unique pas de temps simulé. Pour 100 pas de temps (30Go), cela représente donc une durée totale de transfert supérieure à 36 heures. De toute évidence, de telles durées empêchent drastiquement toute évaluation systématique en temps réel de paramètres de configuration ou d’approches/modèles testés, dans un contexte de recherche collaborative transcontinentale (figure 1.7bb). Le projet Petaflow cherche donc à s’affranchir de ces limitations, par une utilisation et une distribution des ressources informatiques mises à contribution entre les différents partenaires beaucoup plus efficace. La description et l’implémentation pratique de ces nouvelles techniques informatiques dépassent largement le cadre de cette thèse et ne seront donc pas explicités ici. Toutefois, le lecteur intéressé pourra se référer au site internet du projet Petaflow<sup>1</sup> ainsi qu’aux articles précédemment cités [VHBC<sup>+</sup>10, ONB<sup>+</sup>11, AAB<sup>+</sup>13].

## 1.4 Principaux objectifs

À la lumière des problématiques soulevées dans cette introduction, et dans une perspective de poursuite des principaux travaux antérieurs menés sur le sujet, le principal objectif de cette thèse est de contribuer à la caractérisation des mécanismes physiques intervenant dans la production de sons de parole de type fricatives non voisées /f/ et /s/. L’accent sera en particulier mis sur l’investigation de l’influence des conditions limites sur le développement

---

1. <http://petaflow.gforge.inria.fr/>

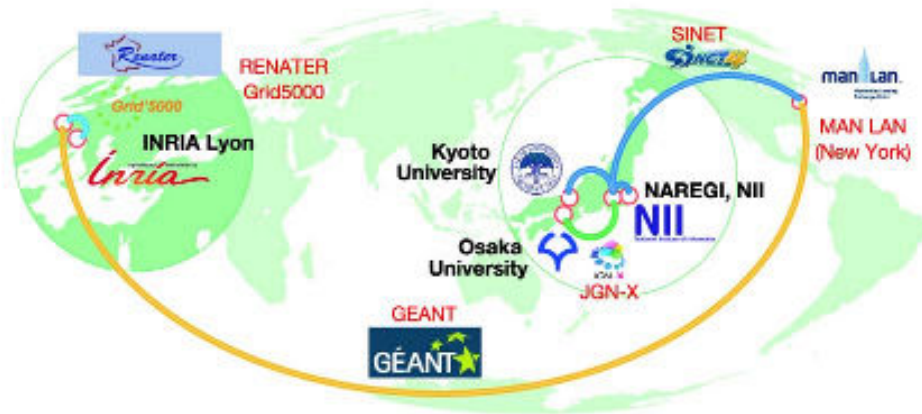
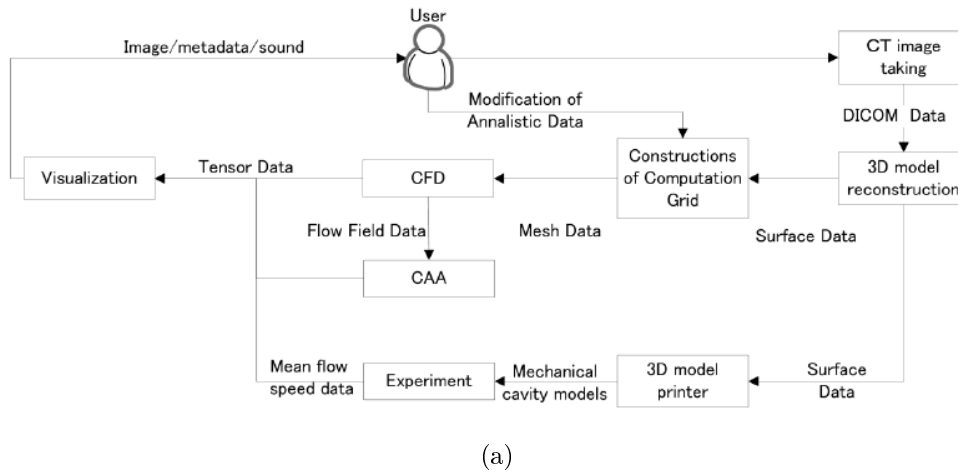


FIGURE 1.7 – Projet de collaboration scientifique franco-japonaise PetaFlow. (a) Solutions de Technologies de l’Information & Communications (TIC) appliquées aux recherches sur l’écoulement à travers la cavité orale pour la pratique orthodontique (tiré de [AAB<sup>+</sup>13]). (b) Topologie du réseau informatique implémenté comme banc d’essai pour le projet (tiré de [AAB<sup>+</sup>13]).



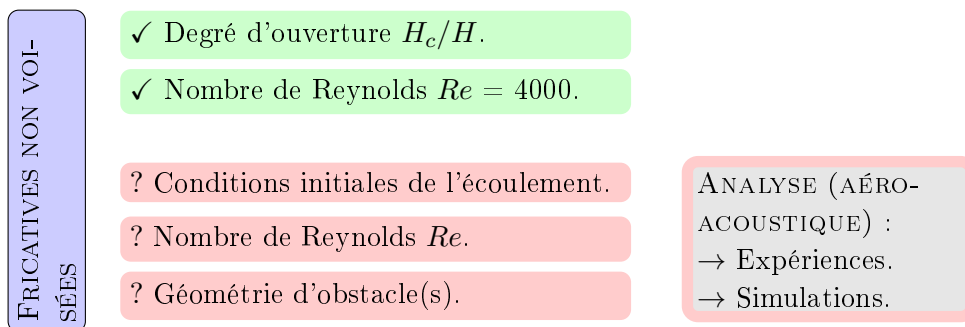
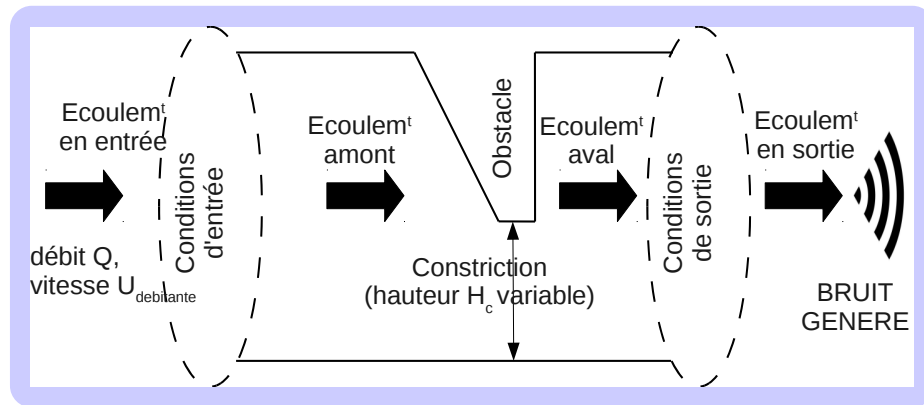


FIGURE 1.8 – Cadre général de la thèse et principaux objectifs

de l'écoulement d'air générant le bruit de fricative. Outre cet objectif, cette thèse cherchera à contribuer plus généralement à l'étude aéroacoustique des écoulements à nombres de Reynolds modérés circulant dans des géométries de type canal avec obstacle(s). Des mesures *in-vivo* sur des sujets humains seront effectuées afin de fournir un point de comparaison de type 'réalité physiologique' (Chapitre 2). Diverses expériences aéroacoustiques seront ensuite menées sur des maquettes *in-vitro*, de complexités différentes, en faisant varier les conditions limites d'entrée/sortie et d'écoulement (Chapitres 3 et 4). Les distributions de champ de vitesse des écoulements générés, l'influence de la turbulence (Chapitre 3), ainsi que les caractéristiques acoustiques spectrales et de directivité des bruits rayonnés (Chapitre 4) seront parmi les principaux aspects étudiés. En complément de ces expériences, des simulations numériques seront réalisées afin d'enrichir l'investigation expérimentale par des données d'écoulement et d'acoustique simulées sur les géométries considérées (Chapitres 5 et 6). Après une comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés, nous terminerons par une partie modélisation aéroacoustique présentée en Annexe B. Les principaux objectifs sont récapitulés sur la figure 1.8.



# Données *in-vivo* et maquette de cavité orale reconstruite

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Paramètres physiques de production de sibilante /s/</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Maquette de cavité orale reconstruite</b> . . . . .	<b>19</b>
<b>2.3</b>	<b>Protocole et méthode</b> . . . . .	<b>20</b>
2.3.1	Données <i>in-vivo</i> acquises par le système EVA . . . . .	20
2.3.2	Données aérodynamiques et acoustiques mesurées avec la station EVA . . . . .	22
2.3.3	Données acoustiques reliées à la géométrie reconstruite . . . . .	22
<b>2.4</b>	<b>Résultats et discussion</b> . . . . .	<b>24</b>
2.4.1	Données <i>in-vivo</i> acquises par le système EVA . . . . .	24
2.4.2	Données en lien avec la géométrie reconstruite . . . . .	28
2.4.3	Visualisations d'écoulements . . . . .	35
<b>2.5</b>	<b>Conclusion du Chapitre 2</b> . . . . .	<b>35</b>

---

Les techniques d'imagerie médicale à haute précision offrent de nouvelles perspectives pour une intégration plus poussée des sons de fricative sibilante, tels que la sibilante /s/. Le présent chapitre cherche à considérer jusqu'à quel niveau le bruit de sibilante /s/ peut être reproduit en utilisant une cavité orale tridimensionnelle reconstruite par prototypage rapide à partir de données tomodensitométriques. Les caractéristiques spectrales du bruit généré par un écoulement d'air à travers la géométrie reconstruite seront comparées aux caractéristiques spectrales de phonèmes /s/ produits par le locuteur dont est issue la géométrie reconstruite. Également, les paramètres aérodynamiques de production de sibilante (pression intra-orale et débit volumique oral) seront considérés afin d'évaluer la stationnarité et la répétabilité de la production de sibilante par rapport au processus d'imagerie. Enfin, la surface minimale de constriction en amont des incisives, qui caractérise la production sonore de sibilante, sera estimée à partir des quantités aérodynamiques mesurées et sa précision sera évaluée par rapport à la littérature.

## 2.1 Paramètres physiques de production de sibilante /s/

Comme nous l'avons vu en introduction, la production de fricatives, en particulier de type sibilantes, est communément caractérisée par trois grandeurs physiques : surface minimale de constriction  $A_c$ , chute de pression quasi-statique à travers la constriction  $\Delta P$  et débit intra-oral  $Q$  [Ste00, Sha85, Sha91]. Les études portant sur la production de parole se basent fréquemment sur des hypothèses très simplificatrices de comportement de l'écoulement, en partant d'une analyse adimensionnelle des équations de Navier-Stokes [CVHPW08, VHCP09, Kra05, HM05]. Des valeurs typiques de nombres adimensionnés permettent de supposer l'écoulement comme unidimensionnel, non visqueux, incompressible, laminaire et quasi-stationnaire [CVHPW08, VGP09]. Avec ces hypothèses, on peut obtenir la relation entre les grandeurs caractéristiques de production de sibilante ( $A_c$ ,  $\Delta P$  et  $Q$ ) à partir de l'équation d'Euler en non-visqueux :

$$\Delta P = \frac{\rho Q^2}{2c_s^2} \left( \frac{1}{A_c^2} - \frac{1}{A_0^2} \right), \quad (2.1)$$

avec  $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$  la densité de l'air (à 20°C),  $A_0$  la surface en amont de la partie rétrécie et  $c_s$  une constante *ad-hoc* supérieure à 1 définissant la position du décollement de l'écoulement le long de la partie divergente de la constriction  $c_s \times A_c$  [CVHPW08, VGP09]. En supposant de plus que  $A_0 \gg A_c$  et en définissant  $k = c_s^2$ , on obtient la relation suivante :

$$A_c = \frac{Q}{k \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (2.2)$$

L'équation (2.2) a la même forme que l'équation dite de 'l'orifice' qui a été obtenue empiriquement par Warren et Dubois [WD64] pour fournir une estimation non-invasive de la surface minimale de constriction  $A_c$  lorsque la chute de pression  $\Delta P$  est approximée par la pression en amont de la constriction, c'est-à-dire la pression intra-orale. Dans l'équation empirique de l'orifice, la constante *ad-hoc*  $k \leq 1$  combine les pertes d'entrée et les pertes visqueuses. Dans la présente étude, l'entrée de la constriction n'est pas abrupte, de sorte qu'en considérant d'abord  $k \leq 1$  pour les pertes dans l'équation de l'orifice (2.2) et d'autre part  $k \geq 1$  pour la séparation de l'écoulement (2.1),  $k = 1$  semble un bon compromis. Avec  $k = 1$ , l'équation (2.2) se réduit à :

$$A_c = \frac{Q}{\sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}}} \quad (2.3)$$

à partir de laquelle on peut obtenir le diamètre hydraulique de la surface minimale de constriction :  $D_C = 2\sqrt{A_c/\pi}$ . L'équation (2.3) et la valeur de  $k = 1$  ont été extensivement validées pour des maquettes rigides de constriction avec canal rectangulaire dans un environnement expérimental contrôlé [Pel01]. L'hypothèse d'une section transversale de forme rectangulaire

reste valable si l'on considère la forme de la glotte pendant la production d'un son de parole voisé. Pour le passage rétréci de la cavité orale dans lequel la production de son de sibilante s'initie, cependant, l'hypothèse d'une section transversale rectangulaire n'est plus valide. En revanche, l'hypothèse d'une section transversale circulaire pour le passage rétréci est motivée par des études d'imagerie [NA96, SS95, FR98, MRS06], de telle sorte qu'en prenant en compte les pertes visqueuses, la section minimale devient [WVHL13] :

$$A_c = \sqrt{\frac{Q^2 + 16\pi\nu QL}{\frac{2\Delta P}{\rho}}}, \quad (2.4)$$

$L$  désignant la longueur du passage rétréci et  $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$  la viscosité cinématique de l'air. Comme les équations (2.3) et (2.4) sont théoriquement valables pour un écoulement laminaire, leur utilisation pour la production sonore de sibilante repose sur l'hypothèse que l'écoulement, jusqu'à son point de séparation, reste laminaire, tandis qu'un jet turbulent se développe en aval du point de séparation. Les équations (2.3) et (2.4) doivent ainsi être validées pour des fricatives produites par des locuteurs humains.

## 2.2 Maquette de cavité orale reconstruite

La tomodensitométrie (TDM) ou scanographie (en anglais *Computerized Tomography*, CT) est une méthode de diagnostic radiologique tomographique, permettant d'obtenir des coupes transversales du corps humain, reconstruites à partir de la mesure du coefficient d'atténuation du faisceau de rayons X dans le volume étudié. Nozaki a implémenté une maquette de cavité orale par reconstruction à partir d'un scan TDM de sa propre cavité orale [Noz10]. Ce scan TDM (CB Mercuray, 512 tranches de  $512 \times 512$  pixels, précision  $\pm 0.1 \text{mm}$ ) a été effectué durant une prononciation maintenue de sibilante /s/, si bien que les positions des articulateurs impliqués (dents, langue, lèvres) correspondaient effectivement à l'articulation d'une sibilante /s/. Le processus de capture a duré environ 10s. Le volume de la cavité orale et sa forme ont été reconstruites en utilisant un algorithme d'infographie de type *Marching cubes* [CL87] et une machine de modélisation optique (SOUP 2 600GS, résine TSR-829) de précision spatiale  $\pm 0.1 \text{mm}$  [NAT<sup>+</sup>05, Noz10]. Ainsi, l'erreur maximale combinée résultant du processus d'imagerie et de la reconstruction optique était de  $\pm 0.2 \text{mm}$ . La géométrie reconstruite est illustrée sur la figure 2.1.

La section minimale à l'intérieur du passage rétréci de longueur  $\simeq 22 \text{mm}$  s'élève à  $3.5 \text{mm}^2$  soit un diamètre hydraulique  $D_c = 2.1 \text{mm}$ . La cavité orale reconstruite (figure 2.2) est précédée d'un embout cylindrique en laiton, de longueur 120mm, de diamètre intérieur extérieur 22mm et de diamètre intérieur 8mm, permettant d'obtenir un écoulement en entrée de la cavité de type jet rond. Cet embout représente de plus la partie du conduit vocal depuis le larynx jusqu'à la cavité orale. La longueur totale de la maquette est de 180mm, ce qui correspond à la longueur moyenne d'un conduit vocal d'homme adulte [Fan60, Ste00].

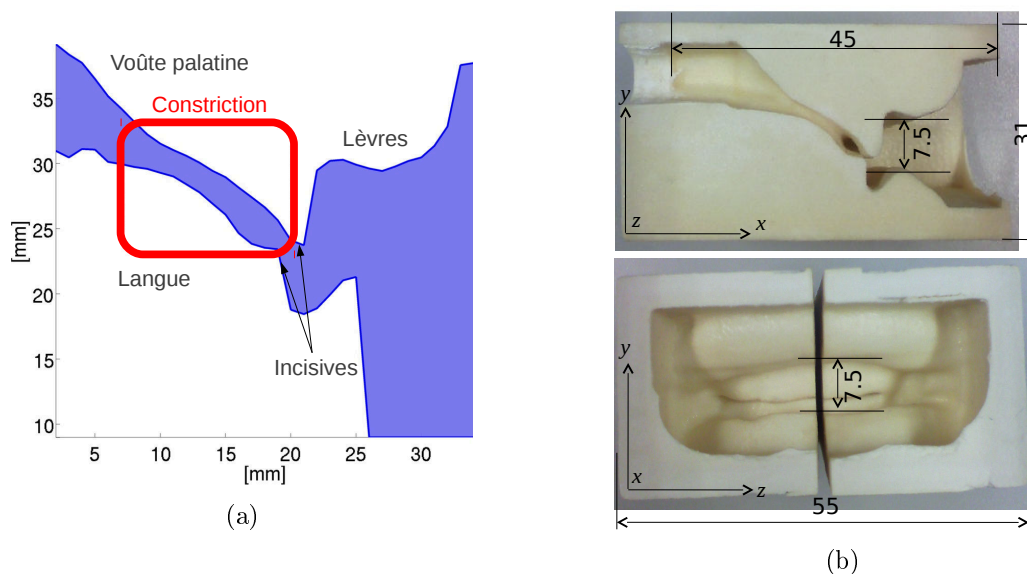


FIGURE 2.1 – (a) Coupe d'un scan TDM durant la prononciation d'une sibilante /s/ maintenue montrant la constriction (rectangle rouge) et les principaux articulateurs impliqués. (b) Moule en plâtre obtenu à partir du scan TDM (dimensions en mm).

## 2.3 Protocole et méthode

### 2.3.1 Données *in-vivo* acquises par le système EVA

Nous avons tout d'abord effectué des mesures *in-vivo* à l'aide de la station de mesures EVA (Évaluation Vocale Assistée), illustrée sur la figure 2.3 et conçue au laboratoire 'Parole et Langage' par Teston [GT04, eva] en collaboration avec le Centre Hospitalier Universitaire La Timone. Cette station, dédiée à l'étude de la production de parole et centrée autour d'un ordinateur, comprend des capteurs aérodynamiques et acoustiques. La commande des capteurs et l'affichage des données sont gérés par l'ordinateur. Le signal acoustique de parole est enregistré par un microphone AKG C419 (réponse fréquentielle 20Hz - 20kHz) calibré en niveau de pression sonore à 120dB à 30cm. Le débit d'air oral  $Q$  est mesuré par un pneumatographe à grille échantillonné à 6250Hz, intégré dans un masque (figure 2.3) que l'on place sur la bouche du sujet. Ce pneumatographe possède une résistance de 10Pa pour un débit volumique de 1L/s. Un capteur piézorésistif avec réponse linéaire (également échantillonné à 6250Hz) sert à mesurer la pression intra-orale  $\Delta P$ . L'influence acoustique du masque utilisé pour mesurer le débit d'air oral est compensée [GT04]. Les vibrations des plis vocaux sont captées par un électroglottographe (EGG).

Nous avons effectué des mesures *in-vivo* aérodynamiques et acoustiques sur deux sujets adultes masculins, en bonne santé, désignés par 'YF' (l'auteur de cette thèse, de langue maternelle française) et 'KN' (de langue maternelle japonaise). Le sujet 'KN' devait prononcer plusieurs segments de sibilante /s/ maintenue, le sujet 'YF' plusieurs segments de sibilante /s/ et labio-dentale /f/ maintenues, à trois niveaux d'intensité différents, désignés par 'soft',

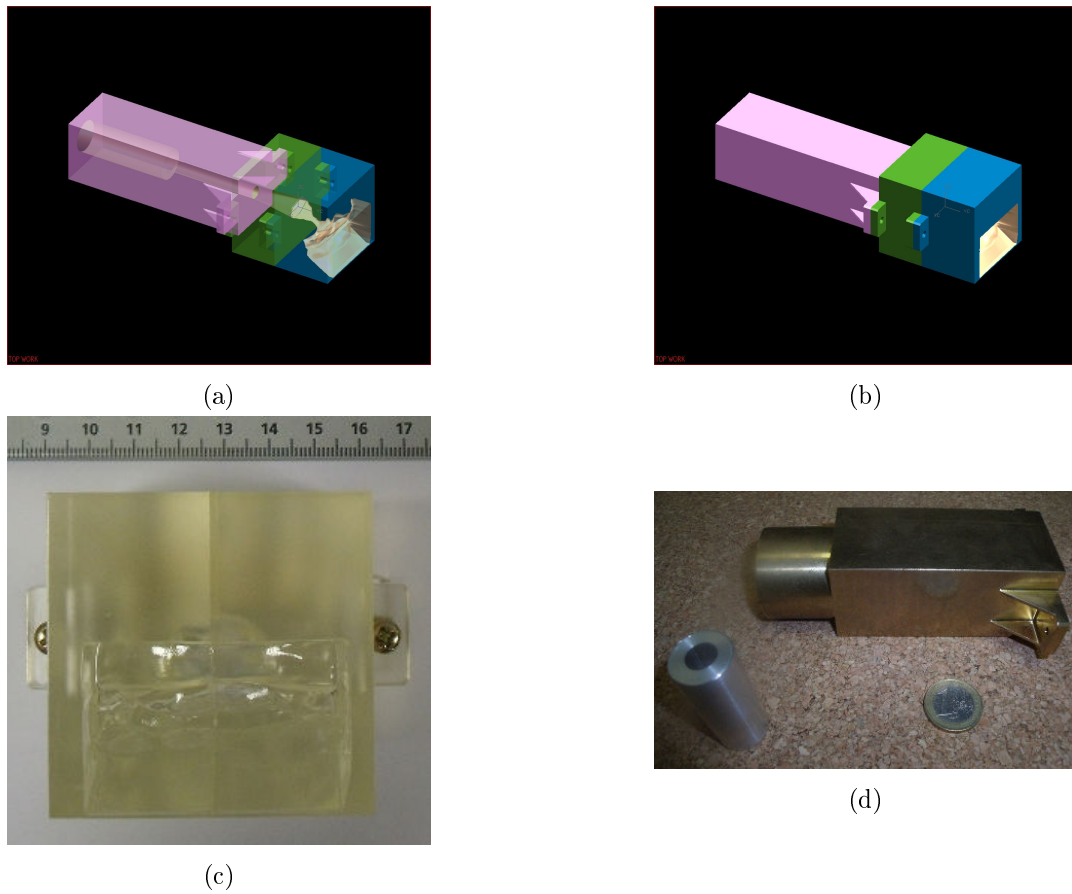


FIGURE 2.2 – (a) Vue intérieure de la maquette de cavité orale reconstruite. (b) Vue extérieure. (c) Vue frontale. (d) Embout cylindrique en laiton.

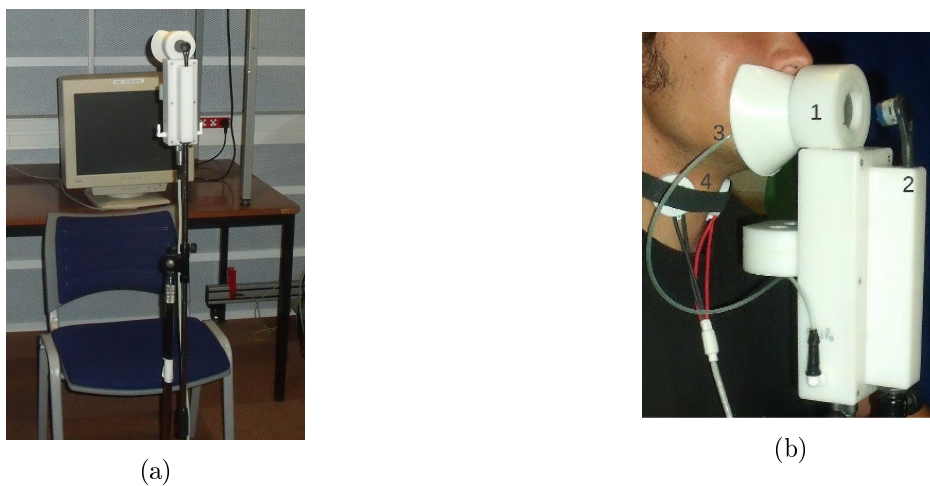


FIGURE 2.3 – (a) Station EVA et ordinateur d'acquisition. (b) Dispositif installé sur un sujet : (1) masque avec capteur de débit d'air oral, (2) microphone, (3) sonde de pression intra-orale et (4) électroglottographe (EGG).

‘medium’ et ‘loud’ (léger, moyen et fort). Pour chaque combinaison de sujet, phonème et niveau d’intensité, au minimum quatre répétitions (segments) ont été enregistrées à l’aide de la station EVA du Département Parole & Cognition du GIPSA-lab. Le champ acoustique rayonné, le débit d’air oral  $Q$ , la pression intra-orale  $\Delta P$  et la vibration des plis vocaux ont été simultanément mesurés. Les positionnements du débitmètre oral et du microphone du système EVA sont illustrés sur la figure 2.3b. La pression intra-orale a été mesurée en utilisant un tube de diamètre 5mm et de longueur 30cm, relié au capteur de pression. Le tube était inséré à une extrémité de la bouche et placé en amont de la constriction minimale entre la voûte palatine et la langue.

### 2.3.2 Données aérodynamiques et acoustiques mesurées avec la station EVA

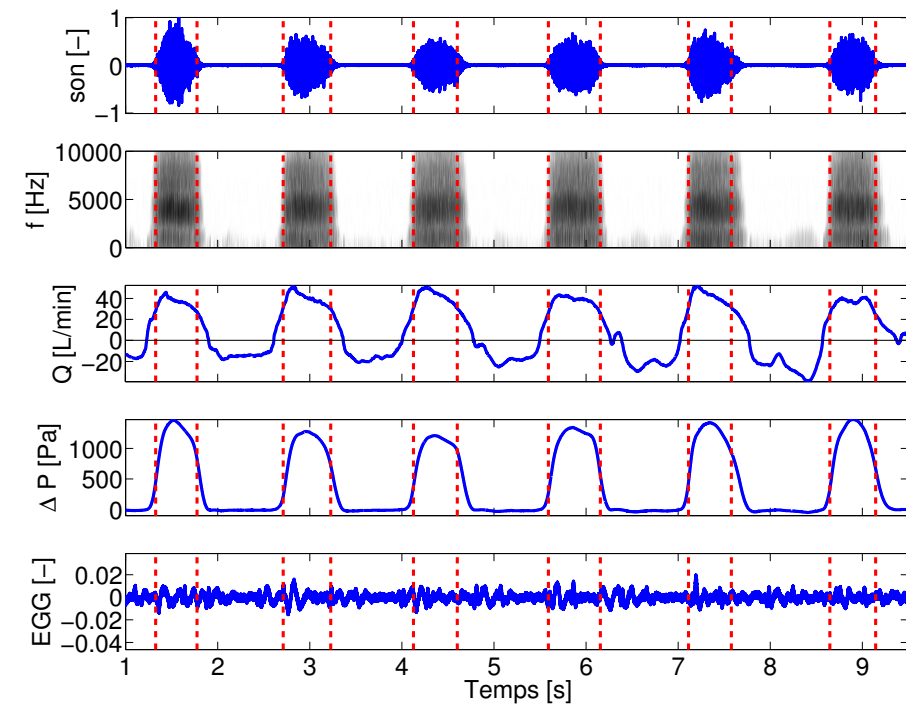
Un exemple de données aérodynamiques et acoustiques mesurées avec la plate-forme EVA durant des prononciations de sibilante /s/ est présenté sur la figure 2.4. Chaque segment de sibilante a été automatiquement détecté à partir du débit oral mesuré, en suivant une procédure à deux étapes avec seuil. Dans une première étape, les segments de sibilante sont détectés à partir des valeurs positives, sachant que les valeurs négatives correspondent à des efforts respiratoires d’inspiration entre les segments. Dans une seconde étape, la portion de signal quasi-stationnaire fut détectée en utilisant un critère de seuil basé sur le débit d’air oral maximal  $Q$  pour chaque segment de sibilante ( $> 0.6 \times \max(Q)$ ). La durée moyenne de la portion sélectionnée variait de 0.3s jusque 2s. Le spectrogramme du signal acoustique de sibilante /s/ est également illustré sur la figure 2.4, et il est montré que les portions sélectionnées correspondent en effet à la portion acoustique caractérisée par du bruit haute-fréquence. D’autre part, le signal électroglottographique montre que la respiration et les segments de sibilante ne peuvent être distingués, ce qui confirme le rôle passif des plis vocaux durant la production de sibilante. Ainsi, nous choisissons de ne pas prendre en compte le signal EGG dans le reste de cette étude. Davantage de données *in-vivo* mesurées avec la station EVA sont fournies dans l’Annexe A.

### 2.3.3 Données acoustiques reliées à la géométrie reconstruite

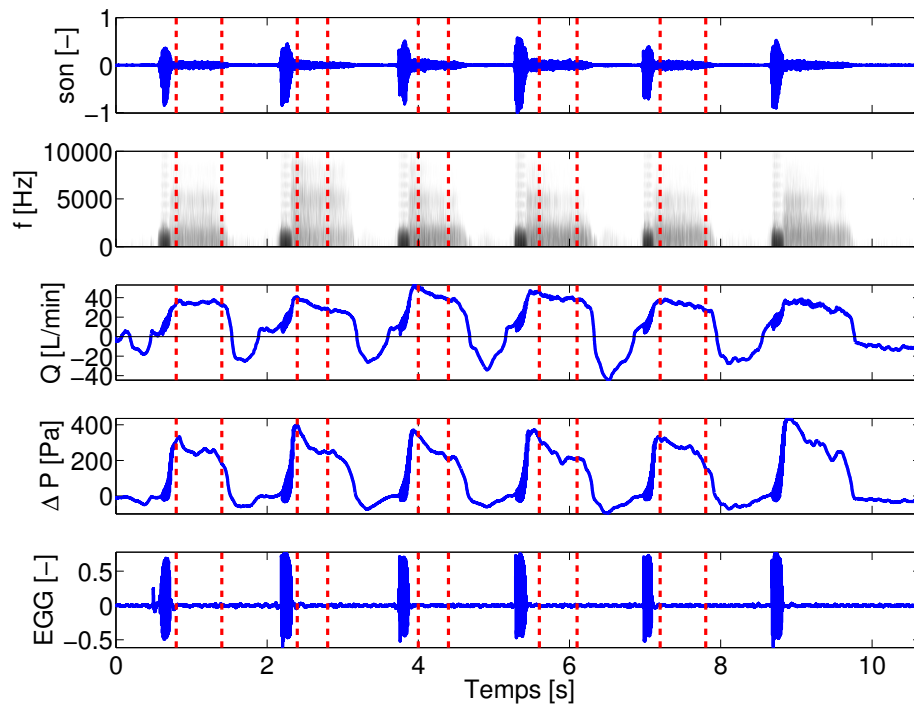
Des mesures acoustiques avec la géométrie reconstruite ont été réalisées en utilisant le protocole acoustique schématiquement illustré sur la figure 2.5. La production de bruit de sibilante a été évaluée de trois manières différentes, par les étiquettes (I), (II) et (III). Premièrement, pour le cas (I), le sujet ‘KN’ prononçait /s/ à trois niveaux d’intensité différents (‘soft’ ( $\pm 11\text{L}/\text{min}$ ), ‘medium’ ( $\pm 21\text{L}/\text{min}$ ) et ‘loud’ ( $\pm 45\text{L}/\text{min}$ )) à l’entrée de la chambre quasi-anéchoïque. L’estimation qualitative du débit volumique associé avec chaque niveau d’intensité a été obtenue en utilisant le débitmètre (TSI 4000 series) en combinaison avec l’instruction d’intensité. D’après Jesus [JS02], ces instructions de niveau d’intensité sont pertinentes pour caractériser des fricatives.

Deuxièmement (II), un compresseur d’air (Atlas Copco GA7), couplé à un régulateur





(a) /s/ (sujet 'KN', niveau d'intensité 'medium')



(b) /f/ (sujet 'YF', niveau d'intensité 'medium')

FIGURE 2.4 – Exemple de mesures EVA [signal acoustique normalisé (son), débit d'air oral  $Q$ , pression intra-orale  $\Delta P$  et signal EGG] durant des segments de fricatives non voisées maintenues consécutives et spectrogramme du signal acoustique. Les lignes verticales en pointillés indiquent les portions de signal analysées.

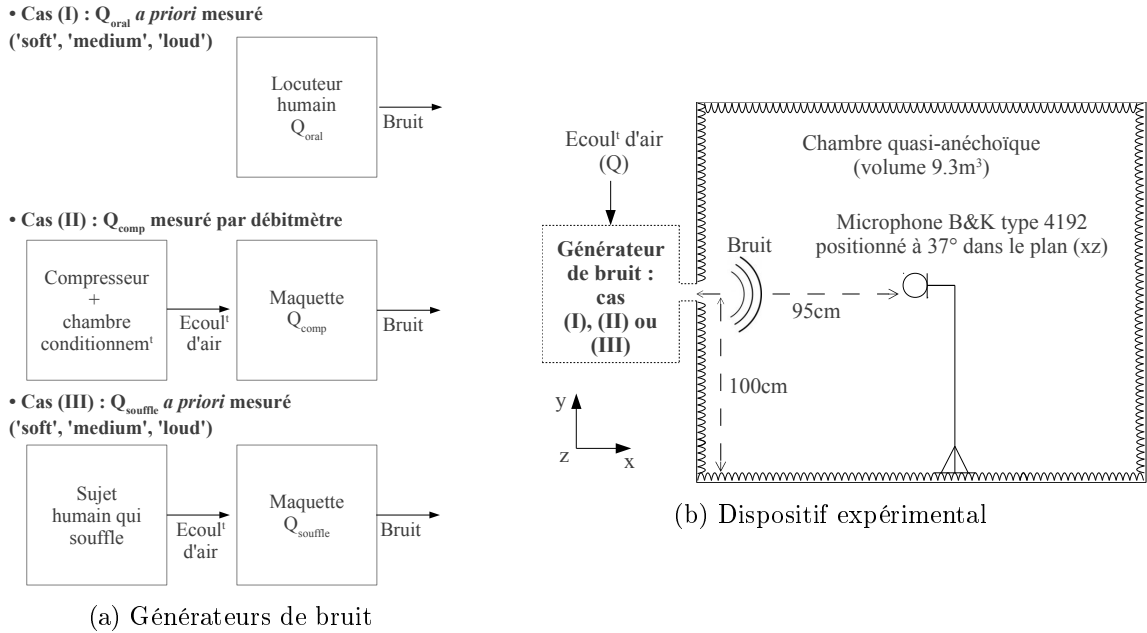


FIGURE 2.5 – Aperçu des dispositifs de génération de bruit (sujet ‘KN’) et de mesures acoustiques : (I) sibilante /s/ humaine, (II) maquette *in-vitro* alimentée en air par un compresseur [ $\cdot$  L/min] et (III) sujet soufflant dans la maquette.

de pression (Norgren type 11-818-987), fournissait l’alimentation en air. Le débit volumique d’entrée était ajusté par une valve et mesuré par un débitmètre TSI 4000 Series. L’écoulement d’air circulait à travers une chambre de conditionnement aéroacoustique, afin de limiter les bruits parasites créés dans l’écoulement d’entrée. La maquette *in-vitro* de conduit vocal était montée sur la sortie de la chambre de conditionnement, et la sortie de la maquette était connectée à l’ouverture en entrée de la chambre quasi-anéchoïque.

Troisièmement (III), le sujet ‘KN’ soufflait dans l’entrée de la maquette de cavité orale pour laquelle la sortie était également reliée à la chambre quasi-anéchoïque. Les mêmes instructions de niveau d’intensité que pour le cas (I) – ‘soft’ ( $\pm 11$ L/min), ‘medium’ ( $\pm 21$ L/min) et ‘loud’ ( $\pm 45$ L/min) – furent utilisées.

## 2.4 Résultats et discussion

### 2.4.1 Données *in-vivo* acquises par le système EVA

Les mesures de pression intra-orale  $\Delta P$ , débit d’air oral  $Q$  et spectres acoustiques moyennés ont été réalisées en utilisant la plate-forme EVA comme détaillé dans la section 2.3.1. La figure 2.6 illustre la variabilité des quantités mesurées pour chacun des trois niveaux d’intensité évalués (‘soft’, ‘medium’ et ‘loud’), sujet (‘KN’ ou ‘YF’) et phonème (/s/ ou /f/). Un niveau d’intensité plus élevé correspond à un débit d’air oral  $Q$  plus élevé. La moyenne globale  $\bar{X}$

et la variation globale  $\sigma$  pour la quantité aérodynamique  $X$  ( $X = Q$  ou  $X = \Delta P$ ) pour  $n$  segments associés avec la même condition expérimentale (même niveau d'intensité, sujet et phonème) sont calculés de la façon suivante [Tim80] :

$$\bar{X} = \frac{\sum_{k=1}^n N_i \bar{X}_i}{\sum_{k=1}^n N_i}, \quad (2.5)$$

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (N_i \sigma_i^2 + N_i (\bar{X}_i - \bar{X})^2)}{\sum_{k=1}^n N_i}}, \quad (2.6)$$

avec  $N_i$ ,  $\bar{X}_i$  et  $\sigma_i$  la longueur, moyenne et écart-type des quantités aérodynamiques  $X$  ( $X = Q$  ou  $X = \Delta P$ ) d'un segment prononcé  $i$  ( $1 \leq i \leq n$ ). La figure 2.6a montre que la variation résultante des quantités aérodynamiques mesurées  $\Delta P$  et  $Q$  est inférieure à 10% de la valeur moyenne pour tous les niveaux d'intensité, sujets et phonèmes évalués. La variation augmente avec  $Q$ , et donc avec le niveau d'intensité aussi bien pour /s/ que pour /f/. La répétabilité pour /f/ est moindre que pour /s/, en particulier au niveau de  $Q$ , dont la variabilité observée est plus forte pour /f/ que pour /s/.

De plus, l'espace des paramètres engendré par  $Q$  et  $\Delta P$  pour différentes conditions d'intensité est plus petit pour /f/ que pour /s/ si bien que l'utilisation de différentes conditions d'intensité est plus efficace, en terme de variabilité aérodynamique, pour /s/ que pour /f/. Par conséquent, à partir de ces données, la fricative sibilante /s/ semble être un meilleur candidat que la fricative /f/ dans l'optique d'une perspective d'intégration dans un protocole médical, si l'on se base sur la répétabilité et l'étendue de l'espace des paramètres associées aux observations aérodynamiques de la pression intra-orale  $\Delta P$  et du débit d'air oral  $Q$ .

Les spectres acoustiques  $L_p$  sont exprimés en fonction de la fréquence  $f$  en tant que niveaux de pression sonore (SPL, *Sound Pressure Level*), calculés à partir de la densité spectrale de puissance du signal acoustique de pression mesuré  $P(f)$  [Wel67, JS02] :

$$L_p(f) = 10 \log_{10} \left( \frac{|P(f)| \Delta f}{p_{ref}^2} \right), \quad (2.7)$$

avec  $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa et  $\Delta f = 1$  Hz (largeur de bande fréquentielle de référence). Concrètement parlant, le moyennage des périodogrammes a été effectué en utilisant au moins 20 segments fenêtrés (par fenêtre de Hamming) de longueur fixe (7ms) avec un taux de chevauchement de 10%. La variation des spectres acoustiques, illustrés sur la figure 2.6b pour la sibilante /s/ prononcée par le sujet 'KN', dépend une fois de plus du niveau d'intensité ('soft', 'medium' ou 'loud') et donc du débit d'air oral  $Q$ . La variation globale dans la gamme de fréquences jusque 10kHz est la plus petite ( $\leq 5$ dB) pour un phonème à niveau 'medium' et augmente pour un phonème à niveau 'soft' ou 'loud' ( $\leq 15$ dB).

Le diamètre hydraulique  $D_c$  est ensuite estimé à partir des valeurs moyennes globales de la pression intra-orale  $\bar{\Delta P}$  et des débits d'air oraux  $\bar{Q}$ , en suivant l'équation (2.3), illustrés sur

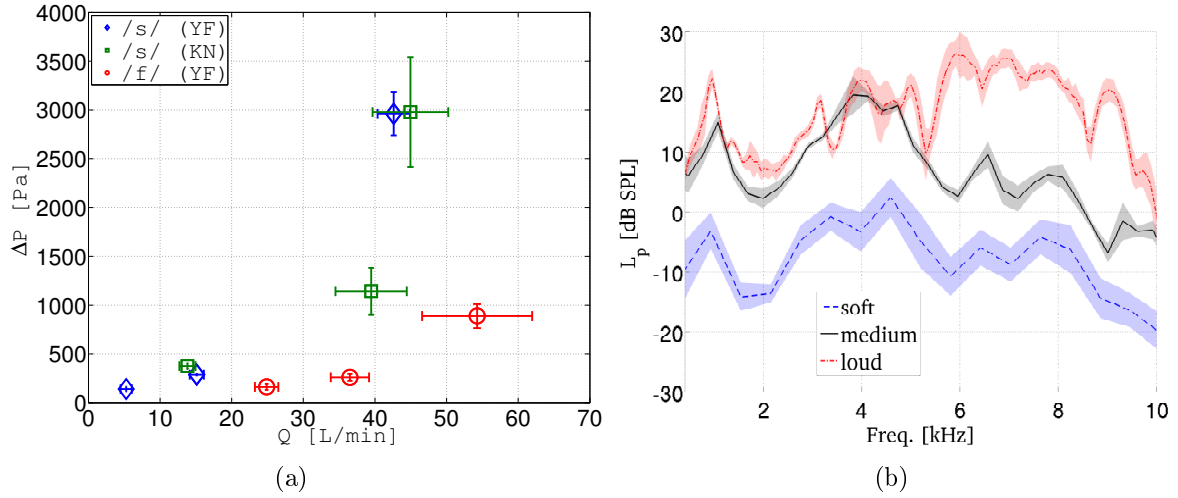


FIGURE 2.6 – (a) Moyennes globales  $\bar{Q}$  et  $\bar{\Delta P}$  (symboles) et variations globales  $\sigma_Q$  et  $\sigma_{\Delta P}$  (barres horizontales et verticales) de pression intra-orale  $\Delta P$  et débits d'air oraux  $Q$  pour tous les niveaux d'intensité évalués ('soft', 'medium' et 'loud') pour les sujets 'YF' (/s/ et /f/) et 'KN' (/s/). (b) Les moyennes (lignes) et écart-types (zones ombrées) des spectres acoustiques (niveau de pression sonore  $L_p(f)$ ) pour le sujet 'KN' (/s/) pour tous les niveaux d'intensité évalués

la figure 2.6a. Une limite haute pour la variation de  $D_c$ ,  $\sigma_{D_c}$ , est ensuite obtenue à partir de  $(\bar{Q}, \sigma_Q)$  et  $(\bar{\Delta P}, \sigma_{\Delta P})$  en suivant la méthode de différentiation logarithmique [Tim80] :

$$\frac{\sigma_{D_c}}{D_c} \leq \frac{1}{2} \left| \frac{\sigma_Q}{\bar{Q}} \right| + \frac{1}{4} \left| \frac{\sigma_{\Delta P}}{\bar{\Delta P}} \right|. \quad (2.8)$$

Les estimations résultantes du diamètre hydraulique minimal  $D_c$  et de la variation  $\sigma_{D_c}$  pour chaque phonème (/s/ et /f/), chaque niveau d'intensité et chaque sujet ('KN' ou 'YF') sont illustrées sur la figure 2.7. Les diamètres estimés sont compris entre 2.5 et 5mm pour le phonème /s/ et entre 5.5 et 6.2mm pour le phonème /f/. Les valeurs estimées sont bien dans la gamme de valeurs reportées dans la littérature [NA96, SS95, Ste00, War76] pour aussi bien le phonème /s/ ( $2.5\text{mm} \leq D_c \leq 5\text{mm}$ ) que le phonème /f/ ( $5\text{mm} \leq D_c \leq 6\text{mm}$ ). En raison de la variabilité de quantités aérodynamiques mesurées pour /f/ plus grande que pour /s/ (figure 2.6a), la variabilité du diamètre minimal estimé est moindre pour /s/ que pour /f/.

Un écoulement non visqueux est supposé dans l'équation (2.3), si bien qu'en suivant l'équation (2.1), le débit d'air oral  $Q$  est proportionnel à la racine carrée de la pression intra-orale mesurée  $\Delta P$ . Cependant, pour de faibles débits volumiques d'air à travers une section brusquement rétrécie, on sait que la viscosité affecte l'écoulement [CVHPW08, Pel01] et dans ce cas qu'il existe une relation linéaire entre le débit d'air oral  $Q$  et la pression intra-orale  $\Delta P$  pour laquelle la constante de proportionnalité dépend aussi bien de la section transversale de la zone rétrécie que de l'étendue de la partie rétrécie [WVHL13]. Les mesures de débit-pression présentées sur la figure 2.6a suggèrent un tel changement de pente pour les segments linéaires

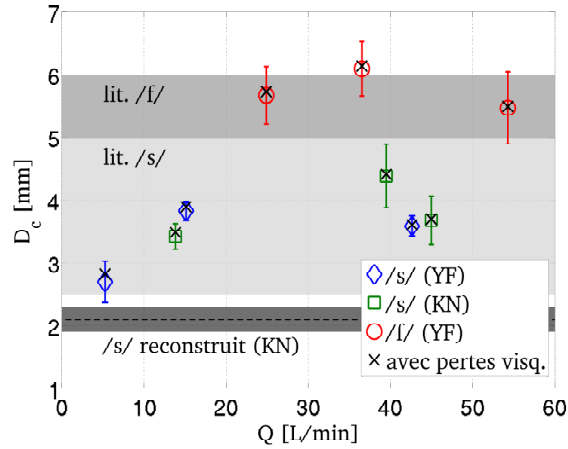


FIGURE 2.7 – Diamètres hydrauliques de constriction minimale  $D_c$  estimés des valeurs mesurées avec EVA de  $Q$  et  $\Delta P$  pour tous les niveaux d’intensité (ou débits d’air oraux) et sujets ‘YF’ (/s/ et /f/) et ‘KN’ (/s/) en utilisant : équations (2.3) ( $\diamond$ ,  $\square$ ,  $\circ$ ) et (2.3) ( $\times$ ) pour tenir compte des pertes visqueuses, avec  $L = 22\text{mm}$ . Les barres verticales indiquent la variation globale  $\sigma_{D_c}$ . La gamme de valeurs mesurées de  $D_c$  reportées dans la littérature [NA96, SS95, Ste00, War76] (lit.) est indiquée pour le phonème /s/ (zone ombrée en gris) et le phonème /f/ (zone ombrée en gris foncé). Le diamètre hydraulique minimal  $D_c = 2.1\text{mm}$  (ligne horizontale pointillée) et l’erreur maximale associée  $\pm 0.2\text{mm}$  (zone en gris foncé) du passage rétréci de la cavité orale reconstruite pour le phonème /s/ (sujet ‘KN’) sont représentés.

reliant respectivement les niveaux ‘soft-medium’ et ‘medium-loud’, bien que davantage de données soient requises pour établir le seuil potentiel du régime d’écoulement visqueux. Ainsi, l’effet de la viscosité sur le diamètre hydraulique estimé  $D_c$  est quantifié de manière approchée par l’équation (2.4) en supposant une section transversale circulaire, sachant que les données aérodynamiques ne fournissent pas d’information sur la forme de la section.

Pour la même raison, la longueur de la portion rétrécie est fixée à  $\leq 22\text{mm}$ , en se basant sur le scan tomodynamique illustré sur la figure 2.1a dans le Chapitre 1. Comme nous pouvons voir sur la figure 2.7, l’augmentation de  $D_c$  est inférieure à 1% pour  $Q > 10\text{L/min}$  et est donc négligeable, tandis que l’augmentation de  $D_c$  est inférieure à 5% pour le plus petit débit d’air oral mesuré. Ainsi, tenir compte des pertes visqueuses n’améliore pas la précision de l’estimation du diamètre hydraulique de la section minimale de constriction. En conséquence, pour la sibilante /s/ un modèle d’écoulement laminaire non visqueux (équation 2.3) peut être utilisé pour estimer l’ordre de grandeur du diamètre hydraulique  $D_c$  pour toutes les conditions d’intensité. Ce modèle d’écoulement est valide, malgré la gamme de nombres de Reynolds comprise entre 2300 et 25000,  $Re = (4Q)/(\nu\pi D_c)$ , pour la gamme complète de débits volumiques  $Q$  et de diamètres hydrauliques estimés  $D_c$ . Les valeurs estimées de  $D_c$  pour la sibilante /s/ prononcée par le sujet ‘KN’ sont, quelque soit leur condition d’intensité, plus grandes que le diamètre hydraulique  $D_c = 2.1\text{mm}$  caractérisant la section minimale ( $3.5\text{mm}^2$ ) de la géométrie de cavité orale reconstruite. Bien qu’une confirmation plus poussée soit nécessaire, l’écart est probablement dû aux différences de durées des segments de

sibilante /s/ durant les mesures aérodynamiques (prononciation naturelle,  $< 2s$ ) et le processus d'imagerie ( $\pm 10s$ ).

La longue durée d'acquisition requise pour le processus d'imagerie a un effet double. Premièrement, cela favorise un débit d'air oral plus faible, ce qui en retour résulte en des valeurs de  $D_c$  plus petites en suivant l'équation (2.3) comme illustré sur la figure 2.7. Deuxièmement, le premier effet est probablement renforcé par de l'hyper-articulation pouvant survenir durant la production d'une sibilante /s/ maintenue durant plusieurs secondes, ce qui ne correspond pas à une condition naturelle de locution. En considérant la large étendue des valeurs  $Q(D_c)$  illustrés sur la figure 2.7, nous voyons qu'une diminution du débit d'air oral ne peut expliquer la faible valeur de  $D_c$  ou même  $D_c + 0.2mm$  obtenue à partir de la reconstruction tomographique, en comparaison aux valeurs de  $D_c$  reportées dans la littérature et estimées depuis les mesures de débit-pression. Par conséquent, les données géométriques issues d'une acquisition tomographique durant des prononciations de sibilante /s/ peuvent être influencées par de l'hyper-articulation.

#### 2.4.2 Données en lien avec la géométrie reconstruite

Afin d'évaluer dans quelle mesure le phonème /s/ peut être reproduit en utilisant une cavité orale reconstruite, les trois conditions de production sonore (sujet prononçant naturellement (I), maquette alimentée en air par le compresseur (II), et sujet soufflant dans la maquette (III)) décrites sur la figure 2.5 sont considérées à plusieurs niveaux d'intensité ('soft', 'medium' and 'loud') et débits volumiques correspondants. Sachant que la forme géométrique de la maquette reconstruite est constante (II et III), les caractéristiques de la source peuvent être étudiées en fonction du débit volumique, tandis que pour les sons humains (I), l'influence de la variation de débit volumique (niveau d'intensité) serait corrélée à l'influence de changements géométriques à l'intérieur ou en aval de la constriction [JS02].

Les spectres acoustiques sont ici également exprimés en tant que niveaux de pression sonore  $L_p(f)$  des densités spectrales de puissance estimées par périodogramme de Welch (équation (2.7)) en suivant la même procédure [Wel67, JS02]. Les spectres résultants de la pression acoustique rayonnée pour les niveaux d'intensité 'medium' et 'loud' sont respectivement illustrés sur les figures 2.8a et 2.8b.

Les spectres de niveau de pression sonore sont paramétrisés plus finement en considérant les paramètres spectraux pertinents pour caractériser des fricatives et étudier leur source sonore [JS02, Ste00]. La source sonore pour la sibilante /s/ dépend du débit volumique (niveau d'intensité) et de la géométrie (forme de la constriction et forme du conduit oral en aval de la constriction) [JS02, Fan60, Sha85, Ste00, Hei58]. Ainsi, les paramètres spectraux quantifiés ( $A_d, f_m, S_1, S_2$ ) dépendent de la position de la source (géométrie) et du débit volumique d'air (niveau d'intensité) sachant que :

- $f_m$  est définie comme la fréquence présentant un maximum spectral d'amplitude entre 500Hz et 20kHz (arrondie au plus proche kHz). Cette fréquence est reliée à la première résonance de cavité (géométrie) de sorte que l'on s'attend à ce que  $f_m$  augmente pour

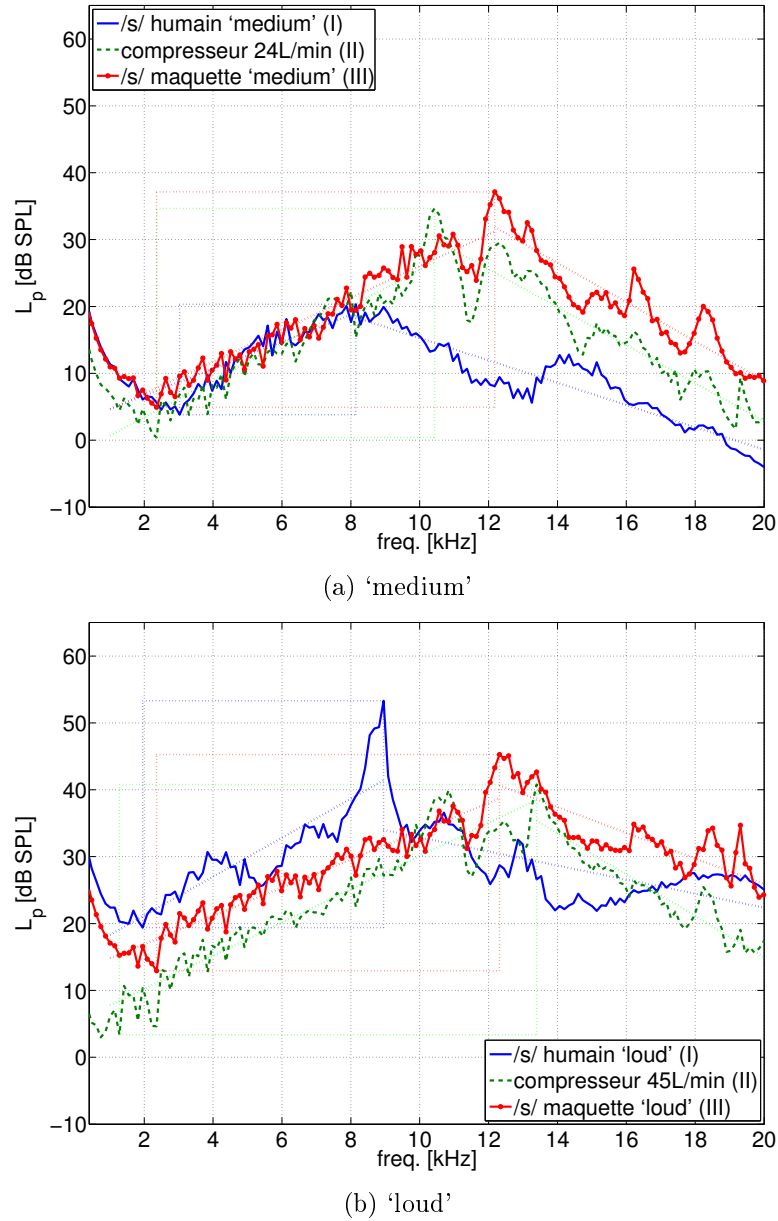


FIGURE 2.8 – Illustration des spectres acoustiques  $L_p(f)$  obtenus à partir des mesures dans la chambre quasi-anéchoïque (figure 2.5) pour le phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' (/s/ prononcé (I)), maquette alimentée en air par le compresseur (compresseur ·L/min (II)) et sujet 'KN' soufflant de l'air dans la maquette (maquette /s/ (III)) pour des débits d'air oraux correspondant aux niveaux d'intensité (a) 'medium' et (b) 'loud'.

une cavité plus petite.

- $A_d$  est définie comme l’amplitude dynamique ou différence entre l’amplitude maximale et minimale située entre 500Hz et 20kHz. Un débit d’air plus élevé (et donc un niveau d’intensité plus élevé) correspondrait à une plus grande amplitude  $A_d$ .
- $S_1$  (positive) et  $S_2$  (négative) sont définies comme les pentes spectrales des droites de régression linéaire calées sur les spectres. La pente positive de la droite de régression dans les fréquences comprises entre la fréquence du minimum d’amplitude spectrale et  $f_m$  correspond à  $S_1$ . La pente négative de la droite de régression dans les fréquences comprises entre  $f_m$  et 20kHz correspond à  $S_2$ . Il est à noter qu’un plus grand débit volumique (c’est-à-dire niveau d’intensité) ou une plus petite cavité frontale (géométrie) correspondraient à de plus grandes pentes  $S_1$  et  $S_2$  si bien qu’ils dépendent de  $f_m$  également.

Les paramètres spectraux résultants sont présentés sur la figure 2.9a ( $A_d(S_2)$ ) et sur la figure 2.9b ( $S_1(f_m)$ ). Pour tous les cas (I, II et III) et tous les débits volumiques (ou niveaux d’intensité), les valeurs de paramètres spectraux, illustrées sur la figure 2.9, sont en dessous de la gamme reportée par Jesus pour les signaux acoustiques de sibilantes /s/ maintenues prononcées par quatre locuteurs natifs du portugais en suivant les mêmes instructions de niveau d’intensité (‘soft’, ‘medium’ and ‘loud’) [JS02].

Quand la géométrie reconstruite est utilisée (cas II et III), on observe sur les spectres mesurés trois pics d’amplitude (à 10kHz, 12kHz et 13kHz comme illustré sur la figure 2.8). L’écart en amplitude entre ces pics est limité (par exemple  $< 5$ dB entre les deux principaux pics et  $< 10$ dB entre tous les pics sur la figure 2.8). De plus, l’écart en amplitude maximale entre le cas II (alimentation en air par compresseur) et le cas III (souffle humain) pour un effort de soufflage similaire est faible ( $< 2$ dB sur la figure 2.8). L’écart en amplitude maximale entre les spectres obtenus en utilisant la géométrie reconstruite (cas II et III) avec la phonation humaine (cas I) est plus important, mais se réduit quand le débit volumique augmente ( $< 17$ dB pour ‘medium’ et  $< 12$ dB pour ‘loud’ sur la figure 2.8). Ainsi, les fréquences des pics spectraux et leurs amplitudes suggèrent des caractéristiques concordantes pour les spectres obtenus en utilisant la géométrie reconstruite (cas II comparé au cas III) et une nette différence avec les spectres des sons de phonèmes humains /s/ (cas II/cas III comparés au cas I). La différence (cas II/cas III comparés au cas I) diminue quand le débit volumique augmente. Ces observations sont également confirmées en considérant l’amplitude dynamique  $A_d$ . Comme l’on peut voir sur la figure 2.9, une augmentation du débit volumique (ou niveau d’intensité) résulte en une augmentation de l’amplitude dynamique  $A_d$  pour tous les cas (I, II et III). Néanmoins, l’augmentation (et donc l’influence du débit volumique sur l’amplitude dynamique  $A_d$ ) est seulement significative (augmentation de 105%) pour le phonème humain /s/ prononcé (cas I). Lorsque la géométrie reconstruite est utilisée (cas II et III), l’augmentation est inférieure à 10% (9% pour le cas II et 1% pour le cas III).

De plus, nous pouvons remarquer que l’amplitude dynamique  $A_d$  observée pour le phonème /s/ prononcé à niveau ‘loud’ est du même ordre de grandeur,  $A_d = 34 \pm 2$ dB, comme lorsque



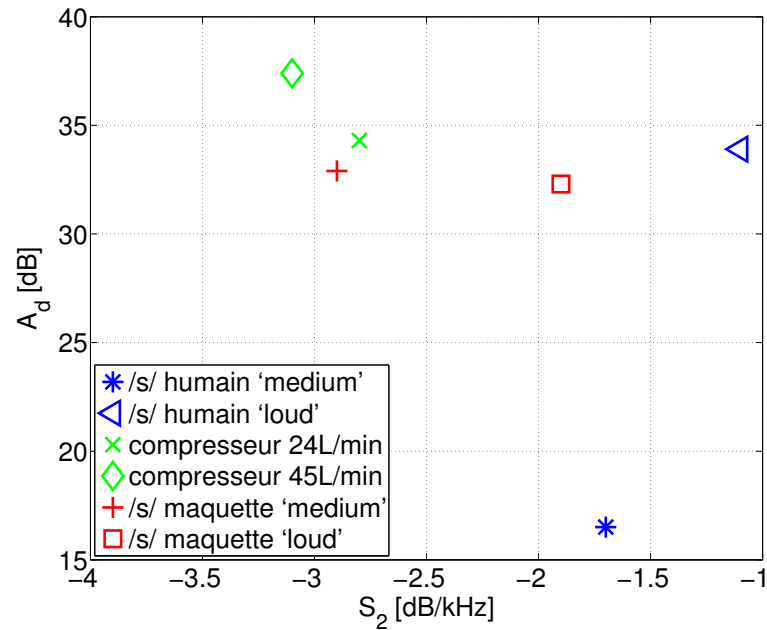
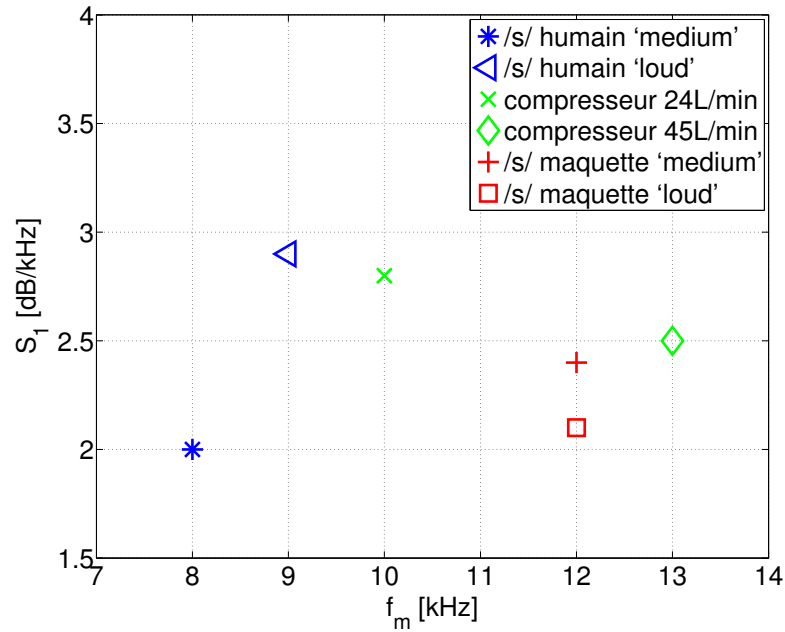
(a)  $A_d(S_2)$ (b)  $S_1(f_m)$ 

FIGURE 2.9 – Illustration des paramètres spectraux : (a) amplitude dynamique  $A_d$  en fonction de la pente spectrale  $S_2$  et (b) pente spectrale  $S_1$  en fonction de la fréquence d'amplitude spectrale maximale  $f_m$ .

la maquette est utilisée (cas II et III). Par conséquent, pour une géométrie fixe, l'influence du débit volumique sur l'amplitude dynamique est relativement faible ( $< 10\%$ ) quel que soit le type d'alimentation en air (compresseur II ou souffle humain III). En outre, quel que soit le débit volumique, l'amplitude dynamique  $A_d$  est maximale quand un compresseur combiné à un dispositif de conditionnement d'écoulement est utilisé (cas II) en raison de la faible densité spectrale de puissance associée aux basses fréquences. Ceci illustre l'effet de l'intensité turbulente initiale caractérisant le profil en amont de la partie reconstruite contenant la constriction.

À partir des précédentes observations de pics spectraux et d'amplitudes dynamiques  $A_d$ , l'écart constaté entre la géométrie reconstruite (cas II et III) et le son humain (cas I) est dû à un effet double : 1) dans une faible mesure en raison de l'augmentation du débit volumique (niveau d'intensité) et 2) dans une large mesure en raison d'un changement de géométrie (constriction et en amont de la constriction). Le changement de géométrie de constriction quand l'instruction d'intensité varie pour le phonème /s/ prononcé (cas I) a été également observé à partir de l'estimation du diamètre hydraulique minimal  $D_c$  illustré sur la figure 2.7. Le diamètre minimal de constriction  $D_c$  estimé pour le phonème /s/ prononcé varie de plus de 20% (23% pour le sujet 'KN' et 29% pour le sujet 'YF') selon l'instruction de niveau d'intensité. Cette corrélation entre le débit volumique (niveau d'intensité) et la géométrie montre qu'il faut faire attention quand on utilise des fricatives maintenues comme référence tout en supposant des paramètres de production stationnaires comme trouvé dans la littérature [JS02].

Comme nous pouvons voir sur la figure 2.9, les pentes spectrales  $S_1$  et  $S_2$  pour le phonème /s/ (cas I) augmentent avec le débit volumique, ce qui confirme les résultats reportés dans la littérature [JS02]. De plus, pour les sons humains (cas I), la fréquence associée avec l'amplitude spectrale maximale augmente avec le débit volumique (de  $f_m = 8\text{kHz}$  à  $f_m = 9\text{kHz}$  sur la figure 2.7). Sachant que le spectre du phonème /s/ (cas I) est caractérisé par un pic unique, l'augmentation en fréquence  $f_m$ , associée avec la résonance de cavité frontale, indique encore un changement significatif de géométrie (rétrécissement de la cavité frontale lorsque le débit volumique augmente) avec le débit volumique (condition d'intensité) en accord avec les observations précédentes (de pics spectraux, amplitude dynamique  $A_d$  et diamètre hydraulique de constriction minimale estimé  $D_c$ ). Lorsque la géométrie reconstruite est utilisée (cas II et III), les valeurs de pente spectrale  $S_1$  sont dans l'intervalle observé pour le phonème /s/ (cas I) et sa variation ( $< 11\%$  pour le cas II et  $< 14\%$  pour le cas III) est limitée, en comparaison avec le phonème /s/ ( $< 30\%$ ). L'effet limité du débit volumique sur la pente spectrale  $S_1$  en utilisant la géométrie reconstruite (cas II et III) par rapport au phonème /s/ prononcé (cas I) est en partie dû à la position fixe des pics spectraux et à l'effet limité de l'amplitude dynamique qui sont des conséquences de la géométrie fixe. Nous voyons que bien que l'amplitude des pics est presque similaire, la fréquence d'amplitude maximale  $f_m$  peut se décaler avec le débit volumique comme observé pour le cas II sur la figure 2.9 pour les spectres de 24 et 45L/min. Le décalage de  $f_m$  explique la large variation observée sur la figure 2.9 pour  $S_2$  pour le cas III ( $< 53\%$ ), alors que la variation est limitée à  $< 10\%$  pour le cas II.

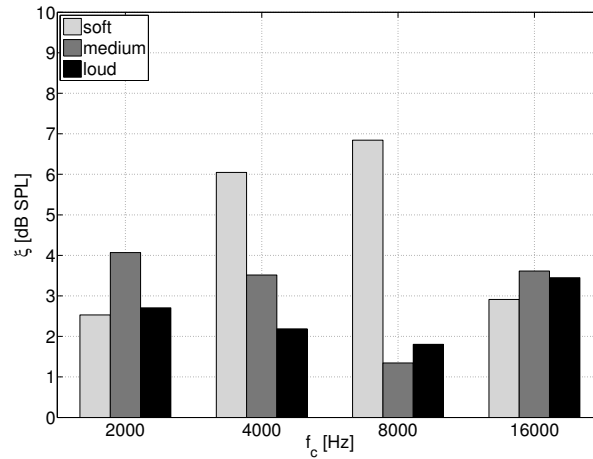
La distinction acoustique est quantifiée plus en profondeur pour tous les niveaux d'intensité par la valeur absolue de la différence en énergie acoustique dans chaque portion du signal

acoustique filtrée en bande d'octave, caractérisée par sa fréquence centrale  $f_c$ , et normalisée par son énergie acoustique totale ( $\xi(f_c)$ ), pour compenser la variation de débit volumique associée avec le même niveau d'intensité. Il est à noter que la bande d'octave centrée sur la fréquence  $f_c = 16\text{kHz}$  est limitée à  $22000\text{Hz}$  au lieu de  $f_{up} = 16000\sqrt{2} = 22627\text{Hz}$  afin d'éviter tout repliement de spectre, étant donné la fréquence d'échantillonnage de  $44.1\text{kHz}$ . L'écart spectral entre la maquette alimentée en air par le compresseur (II) et une sibilante /s/ prononcée par un sujet humain (I) est présenté sur la figure 2.10a (II versus I) et avec un sujet humain soufflant dans la maquette (III) sur la figure 2.10b (II versus III).

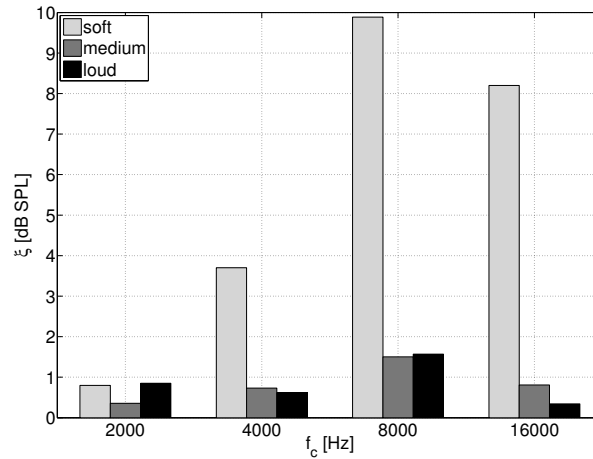
Les paramètres spectraux présentés sur la figure 2.9 sont déterminés pour des fréquences s'étalant d'approximativement 2 jusque  $20\text{kHz}$  ce qui correspond aux bandes d'octave centrées sur les fréquences  $f_c \geq 2\text{kHz}$ . Nous pouvons voir sur la figure 8 que l'écart énergétique  $\xi(f_c)$  dans ces bandes d'octaves ( $f_c \geq 2\text{kHz}$ ) pour les niveaux 'medium' et 'loud' est inférieur à  $3.8\text{dB}$  pour le compresseur comparé au phonème humain /s/ (figure 2.10a, II versus I) et représente la moitié de cette valeur ( $< 1.8\text{dB}$ ) pour le compresseur comparé au souffle humain (figure 2.10b, II versus III). Ainsi pour les niveaux 'medium' et 'loud', l'écart énergétique  $\xi(f_c)$  confirme la bonne concordance observée entre les sons produits en utilisant la géométrie reconstruite quelque soit le type d'alimentation en air (II versus III) comparé au phonème /s/ humain (II versus I). Dans le cas du niveau 'soft', l'écart énergétique pour la bande d'octave centrée sur  $f_c = 2000\text{Hz}$  est du même ordre de grandeur comme observé pour les niveaux 'medium' et 'loud' pour respectivement (II versus I, figure 2.10a) et (II versus III, figure 2.10b).

Pour les bandes d'octaves centrées sur  $f_c = 4\text{kHz}$  et  $f_c = 8\text{kHz}$  associées avec une augmentation en puissance spectrale vers le pic spectral, comme montré sur la figure 2.8, l'écart énergétique  $\xi(f_c)$  augmente fortement jusqu'au double ou plus de l'écart observé pour les niveaux 'medium' et 'loud'. Pour le cas compresseur versus phonème humain /s/ (figure 2.10a, II versus I), la différence indique encore un décalage en fréquence de pic dû à un changement dans la géométrie, et donc une corrélation entre le niveau d'intensité (débit volumique) et la géométrie si bien que pour les plus hautes fréquences, correspondant à la partie bruitée, l'écart  $\xi(f_c = 16\text{kHz})$  pour le niveau d'intensité 'soft' se réduit au niveau observé pour les niveaux d'intensité 'medium' et 'loud'. Un tel changement dans la géométrie ne peut être à l'origine de l'écart plus important observé pour le cas compresseur versus souffle humain (figure 2.10b, II versus III) sachant que la géométrie est fixée si bien qu'en contraste avec le cas précédent (compresseur II versus phonème I), l'augmentation est également observée pour la bande d'octave centrée sur  $f_c = 16\text{kHz}$ . Par conséquent, l'écart observé entre le compresseur (II) et le souffle humain (III) est lié à l'écoulement, et est dû à une différence de débit volumique, bien que l'écart énergétique  $\xi$  est compensé par une différence en énergie totale due à des conditions d'entrée différentes, telles que le niveau de turbulence, qui est faible ( $< 2\%$ ) pour le compresseur (II) et élevée ( $< 40\%$ ) pour le souffle humain (III), et à l'influence de conditions d'écoulement sur la production sonore de bruit due à l'interaction d'un écoulement turbulent avec lui-même ou avec les parois environnantes.

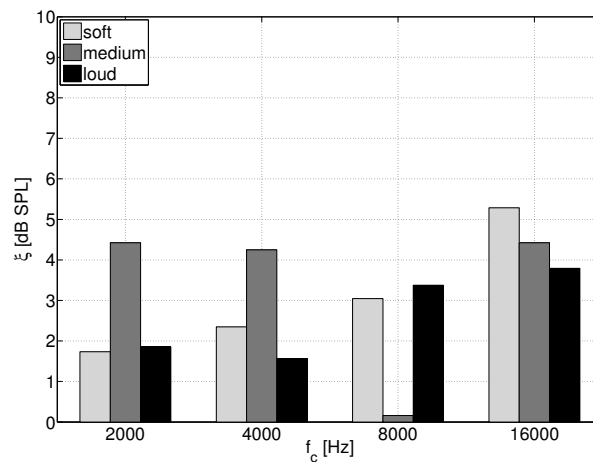
La figure 2.10b confirme les observations faites sur la figure 2.8. En effet, les spectres obtenus en utilisant la maquette *in-vitro* montrent un bon accord pour les fréquences au-dessus



(a) Compresseur (II) et phonème humain /s/ (I)



(b) Compresseur (II) et sujet humain soufflant dans la maquette (III)



(c) Phonème humain /s/ (I) et sujet humain soufflant dans la maquette (III)

FIGURE 2.10 – Écarts en énergie acoustique en fonction des bandes d'octaves centrées sur la fréquence  $f_c$  normalisée par l'énergie totale ( $\xi(f_c)$ ) pour tous les niveaux d'intensité ('soft', 'medium' et 'loud') : (a) compresseur comparé à phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' (II versus I) ; (b) compresseur comparé à sujet 'KN' soufflant dans la maquette (II versus III) ; (c) phonème /s/ prononcé par le sujet 'KN' comparé à sujet 'KN' soufflant dans la maquette (I versus III).

de 6kHz pour lesquelles l'écart global est plus petit que 7dB. Pour les fréquences entre 3 et 6kHz, l'écart spectral ( $\geq 10$ dB) augmente avec le niveau d'intensité, ce qui est principalement dû aux différences de débit d'air entre le souffle d'un sujet humain (III) et le débit d'air imposé en utilisant le compresseur (II). La même raison tient pour l'écart observé dans la figure 2.10a entre 3 et 6kHz lorsque nous comparons les contenus spectraux d'une sibilante /s/ prononcée (I) avec l'utilisation du système compresseur/maquette (II). De plus, un bon accord ( $\leq 5$ dB) est observé pour les niveaux d'intensité 'soft' et 'medium' pour les fréquences comprises entre 6 et 9kHz, ce qui reflète un bon accord des pentes spectrales comme observé précédemment sur la figure 2.8. L'écart plus important ( $\leq 15$ dB) pour les plus hautes fréquences correspond à la différence observée au niveau des conditions limites telles que la condition de rayonnement acoustique en sortie. Pour le niveau d'intensité 'loud', la tendance s'inverse en raison de la présence d'un pic de résonance de cavité sur le spectre pour la sibilante /s/ prononcée (I), ce qui n'est pas observé lorsque la maquette est utilisée (II et III). La comparaison globale entre les spectres mesurés pour un son de parole prononcé (I) et pour la maquette (II et III) résulte en un écart inférieur à 15dB pour les fréquences au-dessus de 6kHz.

### 2.4.3 Visualisations d'écoulements

En complément des mesures acoustiques faites sur la maquette de cavité orale reconstruite, nous avons également effectué des visualisations d'écoulements avec cette même maquette, grâce au dispositif de visualisations illustré sur la figure 2.11. La géométrie reconstruite était montée sur une "trachée" (tuyau cylindrique en acier), elle-même reliée à un réservoir de pression. De l'air comprimé, dont la pression était régulée par un détendeur, alimentait le réservoir de pression et le débit était réglé à l'aide d'un débitmètre (TSI 4043). Une machine à fumée (Kool Light, FOG-1200E, 1200W, débit maximum de 300m<sup>3</sup>/min) permettait l'enfumage du réservoir. La figure 2.12 montre des exemples de captures de ces visualisations, à des débits compris entre 36 et 100L/min. Les visualisations obtenues montrent de manière qualitative que l'écoulement sortant de la cavité orale reconstruite est complexe et fortement asymétrique, le jet pouvant même à certains débits se subdiviser en deux jets distincts (bifurcation [RPJL03]), ce qui rend sa caractérisation aéroacoustique difficile.

## 2.5 Conclusion du Chapitre 2

L'intérêt d'une intégration plus répandue de la sibilante /s/ dans des protocoles cliniques ou des recherches à caractère expérimental ou numérique, en lien avec la cavité orale ou la production de parole, a été exposé dans ce chapitre en s'appuyant sur des données tomographiques, aérodynamiques, acoustiques, et recueillies sur des segments de sibilantes /s/ maintenues prononcés par des sujets masculins en bonne santé. Nous avons constaté à travers cette étude une faible variabilité intra-sujets des débits d'air oraux et pressions intra-orales mesurés, tandis que l'impact dû à la variation de niveau d'intensité est important. Ainsi, les paramètres aérodynamiques de production de sibilante /s/ pourraient potentiellement être utilisés comme des biomarqueurs cliniques. De plus, nous avons pu obtenir une estimation précise du diamètre

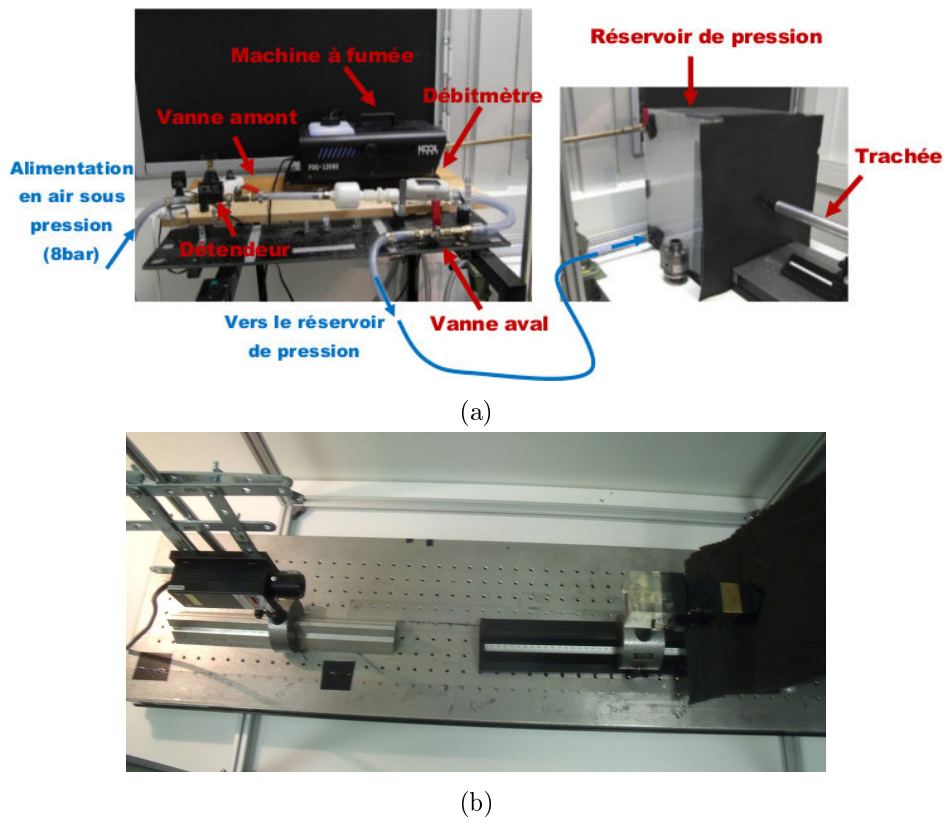


FIGURE 2.11 – Dispositif expérimental de visualisations d'écoulements

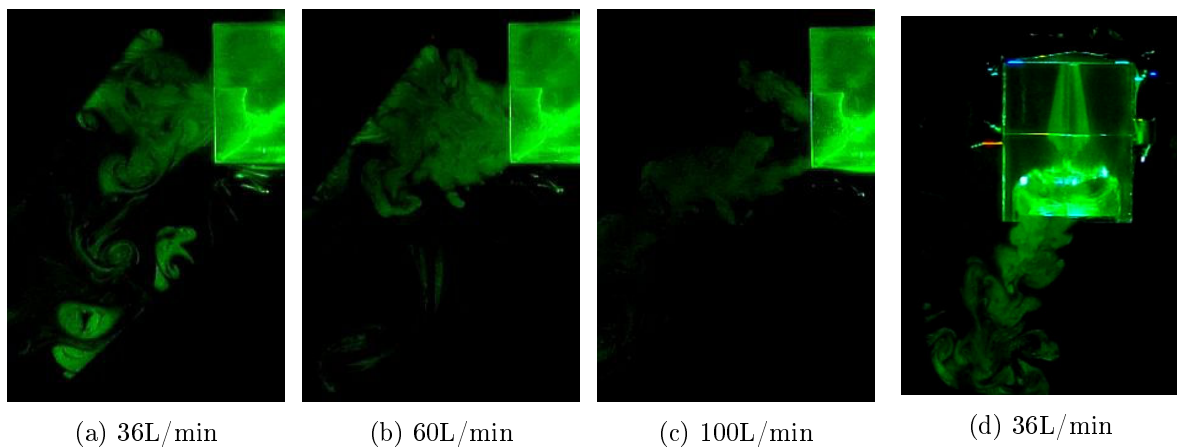


FIGURE 2.12 – Visualisations de l'écoulement sortant de la maquette de cavité orale reconstruite : vues transversales (a, b, c) et longitudinale (d).

hydraulique de la section minimale de constriction caractérisant la production de sibilante, en utilisant une hypothèse de fluide non visqueux.

La faible variabilité et la bonne répétabilité des paramètres de production de sibilante observées dans cette étude montrent l'intérêt potentiel d'une utilisation de protocoles impliquant des données tomodensimétriques. De plus, bien que des différences spectrales peuvent survenir en raison de conditions limites différentes, nous avons pu conclure ici que les géométries reconstruites obtenues par un processus d'imagerie haute précision peuvent être utilisés pour reproduire des caractéristiques acoustiques significatives telles que les pentes spectrales et le caractère large-bande des spectres. Par conséquent, les géométries reconstruites sont pertinentes pour étudier les effets d'interventions cliniques de la cavité orale sur la capacité de production de parole d'un patient. Ainsi, la combinaison de données aérodynamiques et de géométries reconstruites durant des prononciations de sibilantes /s/ est une voie prometteuse pour étudier les effets d'interventions cliniques pouvant affecter la production de parole. Les visualisations avec fumée ont toutefois illustré la grande complexité de l'écoulement sortant de la maquette de cavité orale. Dans les chapitres suivants, nous allons caractériser expérimentalement et numériquement des géométries *in-vitro* de type canal avec obstacle(s), plus simples que la maquette de cavité orale mais toujours pertinentes pour l'étude de la production de fricatives non voisées. Nous gardons à l'esprit pour la suite les paramètres spectraux utilisés pour la caractérisation de bruit de fricative.





## Deuxième partie

### Maquettes *in-vitro* simplifiées



# Géométrie avec obstacle en forme d'incisive : mesures de vitesse

---

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Géométrie avec obstacle en forme d'incisive</b>	<b>42</b>
3.1.1	Description de la maquette	42
3.1.2	Variation des conditions limites expérimentales d'entrée et de sortie	42
<b>3.2</b>	<b>Théorie : jets rectangulaires et turbulence</b>	<b>44</b>
3.2.1	Jets rectangulaires	45
3.2.2	Turbulence et théorie de Kolmogorov	47
3.2.3	Définitions des grandeurs et paramètres considérés	49
<b>3.3</b>	<b>Dispositif d'anémométrie film chaud utilisé</b>	<b>55</b>
<b>3.4</b>	<b>Caractérisation expérimentale de l'écoulement amont</b>	<b>56</b>
3.4.1	Paramètres expérimentaux propres aux mesures amont	56
3.4.2	Résultats expérimentaux	59
3.4.3	Comparaison globale des différentes conditions amont testées	62
<b>3.5</b>	<b>Caractérisation expérimentale de l'écoulement aval</b>	<b>63</b>
3.5.1	Paramètres expérimentaux propres aux mesures aval	63
3.5.2	Vérifications préliminaires	65
3.5.3	Caractérisation transversale au niveau de la section de sortie du canal	67
3.5.4	Caractérisation longitudinale en aval de l'obstacle jusqu'en champ lointain	72
<b>3.6</b>	<b>Conclusion du Chapitre 3</b>	<b>78</b>

---

Ce chapitre aborde les expériences d'anémométrie film-chaud effectuées sur une maquette *in-vitro* simplifiée contenant un obstacle en forme d'incisive. L'objectif est de recueillir des données expérimentales d'écoulement obtenues en faisant varier les conditions limites d'entrée ou de sortie ainsi que certains paramètres géométriques de la maquette. Cette géométrie avec obstacle en forme d'incisive a déjà fait l'objet de précédentes études expérimentales et numériques [Gra09, VGP<sup>+</sup>10, VHGC<sup>+</sup>12b], pour un nombre de Reynolds de 4000. En complément de ces précédentes études, nous cherchons ici à mesurer les profils de vitesse de l'écoulement d'air en amont de l'obstacle en forme de dent, et en aval, à d'autres nombres de Reynolds modérés et pour différents types de conditions limites d'entrée et sortie.

## 3.1 Géométrie avec obstacle en forme d’incisive

### 3.1.1 Description de la maquette

Nous poursuivons dans ce chapitre l’investigation initiée dans la thèse de Grandchamp [Gra09] sur une maquette *in-vitro* paramétrisable. Cette maquette, dédiée à l’étude de la production sonore de fricatives non voisées /f/ et /s/, représente de manière très simplifiée une cavité orale avec incisive. La maquette comprend un embout de longueur  $L_{embout} = 60\text{mm}$  avec un obstacle bidimensionnel dont la forme de la section transversale et les dimensions sont inspirés d’une vraie incisive supérieure [Gra09] (figure 3.1)<sup>1</sup>, et dont la hauteur  $H_t$  peut être aisément ajustée à l’aide d’une vis de réglage, permettant notamment une étude aisée et directe de l’influence du degré d’ouverture sur le bruit rayonné par la maquette. L’espace formé en-dessous de cette dent joue ainsi le rôle d’une constriction de section rectangulaire variable, permettant la formation d’un jet rectangulaire en aval de cette constriction. La hauteur de cet espace libre est notée  $H_c$  (l’indice  $c$  dénotant la constriction). Cette géométrie à un obstacle, outre la thèse de Grandchamp, a également fait l’objet d’autres études expérimentales et numériques [VGP<sup>+</sup>10, VHGC12a, VHGC<sup>+</sup>12b, CNVH<sup>+</sup>13].

L’obstacle possède la forme d’un trapèze défini par sa grande base  $l_{pal} = 6.6\text{mm}$ , sa longueur d’extrémité  $l_t = 1.25\text{mm}$ , sa hauteur  $H_t = 17.5\text{mm}$ . En configuration standard, les angles d’attaque et de fuite de l’obstacle forment avec la paroi supérieure du canal rectangulaire des angles  $\theta_1 = 107^\circ$  et  $\theta_2 = 90^\circ$ , ce qui correspond aux ordres de grandeur observés sur des sujets humains [Fre74, EM86]. L’obstacle peut aussi être positionné de manière inversée et dans ce cas  $\theta_1 = 90^\circ$  tandis que  $\theta_2 = 107^\circ$ . Le degré d’ouverture, défini comme le rapport entre les hauteurs constrictées et non constrictées  $\frac{H_c}{H}$ , peut-être modifié en faisant varier la hauteur  $H_t$  à l’aide de la vis de réglage. L’obstacle est intégré dans un embout de longueur  $L_{embout} = 60\text{mm}$ , lui-même monté sur une des deux extrémités d’un canal rectangulaire en plexiglas (figure 3.1c). Ce canal représente de manière simplifiée une portion du conduit vocal en amont d’une constriction, telle que l’espace situé compris entre la voûte palatine et la langue. La longueur standard du canal ( $L_0 = 310\text{mm}$ ) est choisie suffisamment élevée pour permettre à l’écoulement en amont de la maquette avec obstacle de se développer ( $41 \leq \frac{L_0}{H_c} \leq 516$ ). La largeur du canal est fixée à  $W = 105\text{mm}$  et la hauteur intérieure du canal est fixée à  $H = 25\text{mm}$ , de telle sorte que les rapports d’aspect, aussi bien dans la zone constrictée que la zone non-constrictée, sont supérieurs à 4, avec  $\frac{W}{H} = 4.2$  et  $\frac{W}{H_c} \approx 14$ . Dans ces conditions, l’écoulement est supposé bidimensionnel [Pop00].

### 3.1.2 Variation des conditions limites expérimentales d’entrée et de sortie

Nous avons brièvement vu dans les Chapitres 1 et 2 que les conditions limites en amont et en aval de la constriction impliquée jouent un rôle majeur dans les mécanismes physiques de production sonore de fricative non voisée, et ce rôle n’a pas encore été clairement élucidé. Pour la maquette avec obstacle en forme d’incisive, en plus de faire varier le débit volumique

1. ainsi que de la distance incisive-lèvres

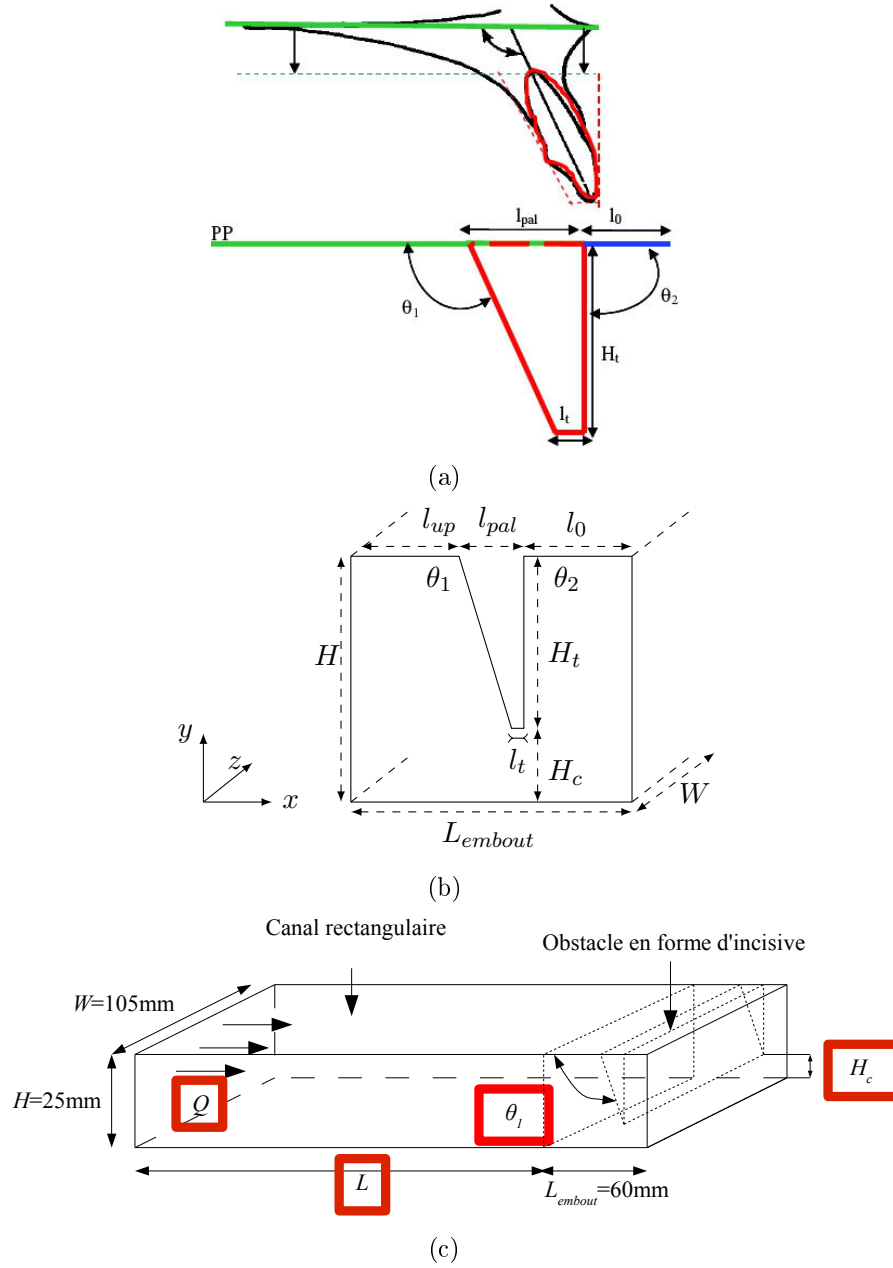


FIGURE 3.1 – Maquette à obstacle en forme d'incisive (tiré de [Gra09]) : (a) modèle d'incisive supérieure ; (b) vue schématique de l'embout à obstacle ; (c) canal rectangulaire avec embout monté à son extrémité

(et donc le nombre de Reynolds), nous choisissons dans cette thèse de nous focaliser sur les conditions limites en amont de la constriction suivantes, pour évaluer leur influence sur le développement de l'écoulement :

- Absence de canal rectangulaire ( $\frac{L}{L_0} = 0$ ) en amont de l'embout ;
- Canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) ;
- Canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) avec pailles en plastique insérées dans sa section d'entrée (figure 3.2b) de diamètre moyen approximatif 5mm et de longueur moyenne approximative 54mm ;
- Canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) avec nid d'abeille inséré dans sa section d'entrée (figure 3.2c). Le nid d'abeille (Nidatech<sup>®</sup> 8, taille des alvéoles 8mm, densité 65kg/m<sup>3</sup>) a pour but de contribuer à "adoucir" et aligner l'écoulement en "cassant" les tourbillons de grande échelle et en réduisant les composantes transversales d'intensité turbulente [Aln10] ;
- Canal rectangulaire double ( $\frac{L}{L_0} = 2$ ) ;
- Canal rectangulaire double ( $\frac{L}{L_0} = 2$ ) avec pailles en plastique insérées dans sa section d'entrée.

Concernant les conditions limites au niveau ou en aval de la constriction, nous nous intéressons aux conditions suivantes (figure 3.3) :

- Variation du degré d'ouverture  $\frac{H_c}{H}$  : 2.4, 10 et 30% ;
- Forme des arêtes de la section rectangulaire de sortie de l'embout avec obstacle par ajout de pâte à modeler pour "adoucir" les arêtes vives (figure 3.3c) ;
- Variation de l'angle d'attaque  $\theta_1$  par inversion de l'obstacle : 90 et 107°.

De telles conditions limites sont bien évidemment très éloignées morphologiquement parlant des conditions limites *in-vivo* d'un conduit vocal humain, néanmoins notre étude n'a pas pour vocation d'imiter ces conditions 'naturelles', mais plutôt de quantifier l'influence des conditions limites sur le développement d'un écoulement à nombre de Reynolds modéré, ainsi que leur influence sur le rayonnement acoustique dans les mécanismes de production de fricative non voisée. Le présent chapitre est consacré à la caractérisation expérimentale du jet rectangulaire traversant la géométrie formée d'un canal rectangulaire et d'un embout avec obstacle simple en forme d'incisive présentée ci-dessus. Nous nous intéressons à deux aspects principaux, tributaires des conditions limites : la caractérisation de l'écoulement en amont de l'embout, et de l'écoulement en aval de l'embout.

### 3.2 Théorie : jets rectangulaires et turbulence

Nous rappelons dans cette section quelques fondements théoriques de mécanique des fluides nécessaires pour cette étude, en lien avec le cadre plus général des jets rectangulaires et de la turbulence.

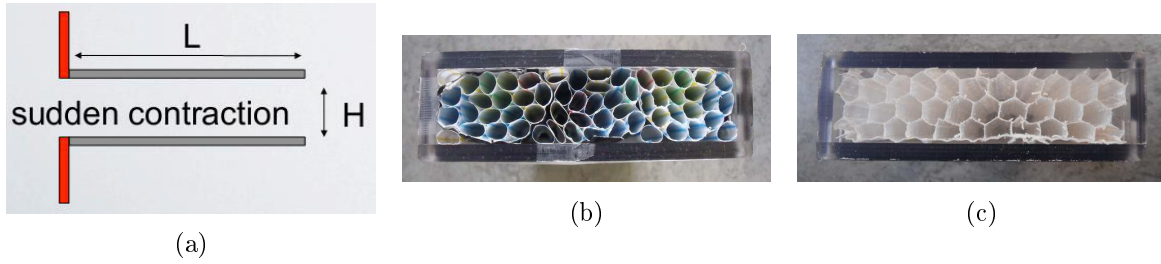


FIGURE 3.2 – Conditions limites expérimentales amont testées : (a) Longueur du canal rectangulaire. (b) Pailles insérées en entrée. (c) Nid d’abeille inséré en entrée.

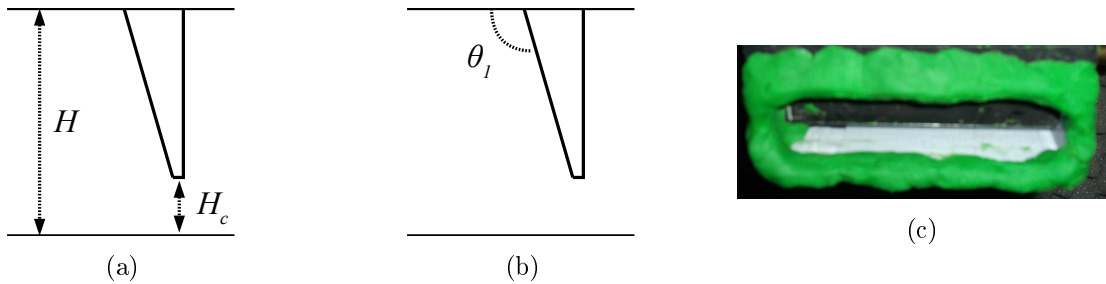


FIGURE 3.3 – Conditions limites expérimentales aval testées : (a) Degré d’ouverture  $\frac{H_c}{H}$ . (b) Angle d’attaque  $\theta_1$ . (c) Arêtes vives de la section de sortie adoucies par de la pâte à modeler. Remarque : l’effet d’ajout de pâte à modeler n’est pas évalué dans ce chapitre, mais le sera dans le Chapitre 4.

### 3.2.1 Jets rectangulaires

Les caractéristiques des jets issus de constrictions circulaires débouchant dans un espace libre ont été extensivement étudiées. Un anneau initial primaire de vorticité est suivi d’anneaux secondaires qui se détachent périodiquement au travers de l’instabilité de Kelvin-Helmholtz, et sont convectés le long de l’axe à la moitié de la vitesse moyenne de l’écoulement [CC71, MC74, Gre95]. Le comportement des jets confinés dans des géométries non-circulaires est substantiellement plus compliqué. Dans les jets rectangulaires et elliptiques, l’éclatement tourbillonnaire (*vortex breakdown*) implique une classe plus riche d’instabilités d’écoulement sachant que la section transversale peut s’étendre et se contracter périodiquement le long des axes majeur et mineur [HH89, Gri01]. Des complications supplémentaires apparaissent lorsque le jet s’approche d’une paroi rigide, sachant que des régions de recirculation vont se développer ce qui peut affecter la stabilité du jet et la transition vers la turbulence. Par conséquent, une étude systématique de la dynamique de l’écoulement sous-jacente à l’interaction de jet confiné-obstacle de la production de sibilante est une tâche particulièrement complexe, même pour des géométries ‘simplifiées’ ne comprenant qu’un nombre limité de paramètres géométriques.

L’évolution longitudinale des vitesses centrales  $U_c$  d’un jet rectangulaire est caract ris e par trois zones distinctes (figure 3.4) : (1) la région dite de cône potentiel (ou coeur potentiel, avec une valeur de  $U_c$  quasi-constante, qui se termine lorsque les deux couches de cisaille-

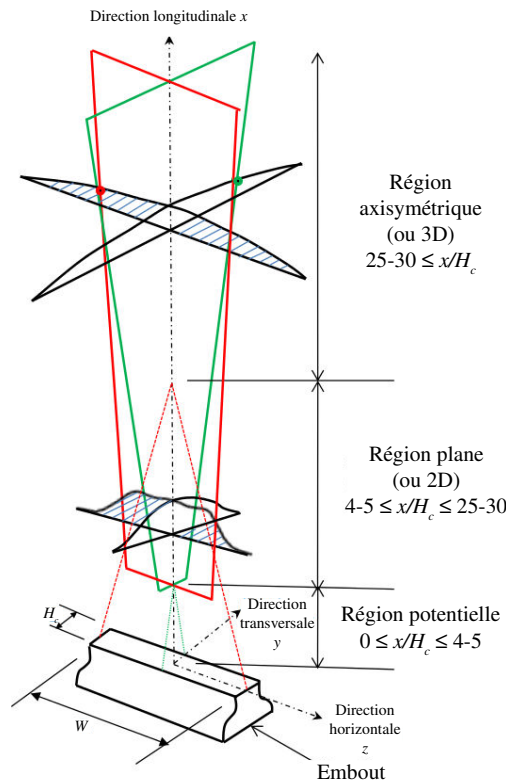


FIGURE 3.4 – Évolution des vitesses longitudinales centrales d'un jet rectangulaire (adapté de [Aln10] et [KBK81]).

ment le long de la petite dimension de l'embout rectangulaire se rencontrent ; (2) la région bi-dimensionnelle dans laquelle la vitesse décroît à un taux approximativement identique à celui d'un jet plan, et (3) la région axisymétrique, dans laquelle la vitesse décroît comme dans un jet axisymétrique lorsque les deux couches de cisaillement le long de la grande dimension de l'embout rectangulaire se rencontrent. Le comportement d'un jet rectangulaire peut s'approcher de celui d'un jet plan, si son rapport d'aspect  $AR$  est suffisamment grand, c'est-à-dire de telle sorte que l'entraînement dans la direction  $z$  soit minimisé, et que l'écoulement puisse ainsi être statistiquement considéré comme bidimensionnel [Pop00].

Les conditions initiales et limites affectent de manière considérable le développement de jets turbulents issus d'embouts rectangulaires. Plusieurs études expérimentales ont montré que les champs de vitesse de jets rectangulaires sont fortement influencés par le nombre de Reynolds (par exemple [NÖ88, DMN08, SSSD08]). De plus, la forme ou le type d'embout influencent l'évolution de ces jets [Sfe79, DMN07b]. Le rapport d'aspect, qui est le rapport entre l'axe majeur et l'axe mineur de l'embout, est également une condition limite importante, sachant qu'il influence aussi les champs de vitesse des jets rectangulaires [Qui92, MDN05, DMN07a]. Krothapalli *et al* [KBK81] ont observé que le point où le jet commence à présenter un comportement axisymétrique se décale plus en amont vers la sortie de l'embout, lorsque le rapport d'aspect diminue.



### 3.2.2 Turbulence et théorie de Kolmogorov

Comme nous l'avons rapidement mentionné dans le Chapitre 1, il n'existe pas de définition stricte de la turbulence. Le mouvement d'un écoulement turbulent est aléatoire, tridimensionnel et complexe à analyser. Les écoulements turbulents sont caractérisés par des tourbillons présents à différentes échelles spatiales. Généralement, l'échelle globale de l'écoulement fixe la taille des tourbillons de plus grande dimension. Le concept de cascade énergétique au sein des écoulements turbulents a été introduit en 1941 par Kolmogorov [Kol41]. La théorie de Kolmogorov postule que l'énergie cinétique fluctuante de l'écoulement est insufflée au niveau de la plus grande échelle spatiale  $L$ , et qu'une partie de cette énergie se transmet équitabement vers les plus petites échelles par un processus de 'cascade énergétique'. En appelant  $u(l)$  la fluctuation de vitesse représentative des tourbillons à l'échelle  $l$ , l'énergie cinétique par unité de masse est donc de l'ordre de  $u(l)^2$ , dont une partie est transmise aux tourbillons de plus petite échelle. On appelle temps caractéristique  $\tau \propto \frac{l}{u(l)}$  le temps associé au transfert d'énergie cinétique vers le tourbillon d'échelle  $l$ . Ceci permet de définir le taux de transfert d'énergie cinétique  $\epsilon$  :

$$\epsilon \propto \frac{u(l)^2}{\tau(l)} = \frac{u(l)^3}{l}. \quad (3.1)$$

La viscosité exerce peu d'influence dans l'écoulement, tant que la taille des tourbillons est suffisamment grande. Au contraire, pour des tourbillons de petite taille, la viscosité devient prépondérante à partir d'une certaine échelle  $l_d$  (appelée micro-échelle de Kolmogorov ou échelle de dissipation), ce qui se traduit par une dissipation d'énergie cinétique transférée  $\epsilon$ . En écrivant que le nombre de Reynolds basé sur cette échelle  $Re_{l_d}$  vaut 1, on obtient que

$$1 = Re_{l_d} = \frac{l_d u(l_d)}{\nu} = \frac{l_d \epsilon^{1/3} l_d^{1/3}}{\nu}. \quad (3.2)$$

L'échelle de dissipation est donc de l'ordre de

$$l_d \propto \nu^{3/4} \epsilon^{-1/4}. \quad (3.3)$$

On constate que l'échelle de dissipation diminue lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement global augmente :  $Re_L = u(L)L/\nu = \epsilon^{1/3} L^{3/4}/\nu \rightarrow l_d \propto L Re_L^{-3/4}$ . L'existence d'une large gamme d'échelles spatiales dans un écoulement turbulent est la principale source de difficultés lorsque l'on souhaite simuler l'écoulement. Cette large gamme impose un processus de dissipation d'énergie cinétique considérable. Lorsque l'écoulement moyen ne permet plus d'entretenir de la turbulence, celle-ci s'amortit très rapidement en raison de la viscosité.

Les équations de Navier-Stokes qui décrivent la dynamique de l'écoulement des fluides visqueux peuvent être mises sous une forme spectrale dans laquelle les variables sont les nombres d'onde  $\kappa$  des tourbillons de différentes échelles spatiales  $L$  :

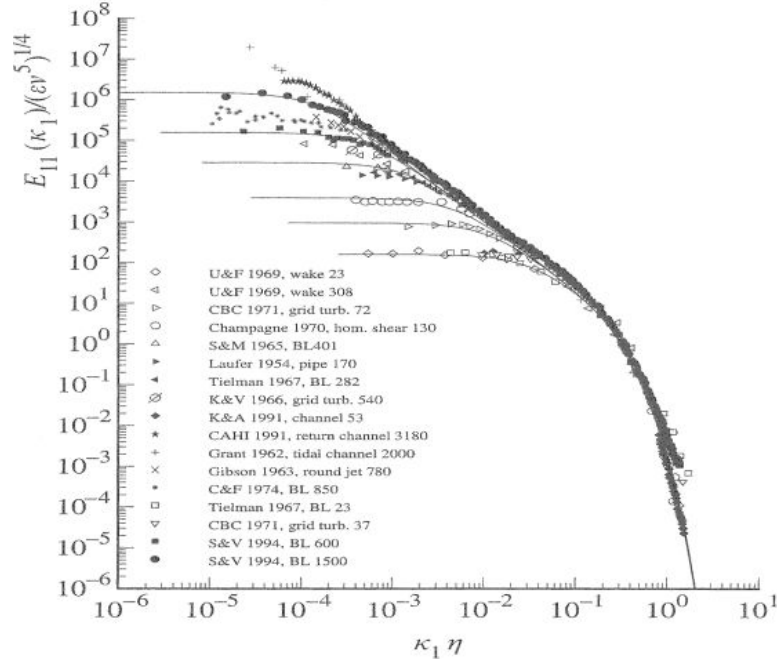


FIGURE 3.5 – Spectres de Kolmogorov issus de données expérimentales d’études antérieures (tiré de [Mor10]).  $\kappa_1$  est le nombre d’onde longitudinal (lié aux fluctuations longitudinales de vitesse).  $\eta$  correspond ici à l’échelle de dissipation  $l_d$  (équations (3.2) et (3.3)).

$$\kappa = \frac{2\pi}{L}. \quad (3.4)$$

Le processus de transfert d’énergie cinétique postulé par Kolmogorov se produit pour une large gamme de nombres d’onde, entre un minimum  $\kappa_{min}$  et un maximum  $\kappa_{max}$ . Dans une certaine gamme, de  $\kappa_{max}$  à  $\kappa_\nu$ , la dissipation visqueuse d’énergie est faible (zone inertielle). Pour des écoulements à nombre de Reynolds modéré, la zone inertielle est petite. Au-delà de  $\kappa_\nu$ , les effets de la viscosité deviennent importants. L’analyse de Kolmogorov déduit que  $E_\kappa$ , la densité d’énergie par nombre d’onde, ne dépend que du nombre d’onde  $\kappa$  et du taux de dissipation énergétique  $\epsilon$ . La limite haute de la gamme inertielle  $\kappa_\nu$  ne doit dépendre que de la viscosité cinématique  $\nu$  et de  $\epsilon$ . Les dimensions de ces variables sont :  $[\kappa] = \frac{1}{L}$  ;  $[\epsilon] = \frac{L^2}{T^3}$  ;  $[\nu] = \frac{L^2}{T}$  ;  $[E] = \frac{L^3}{T^2}$ . Ainsi, si on a  $E(\kappa, \epsilon) = C_\kappa \epsilon^\beta \kappa^\alpha$  pour une certaine constante  $C_\kappa$ , appelée constante de Kolmogorov, la compatibilité dimensionnelle implique que  $L^3 = L^{-\alpha} L^{2\beta}$  soit  $-\alpha + 2\beta = 3$ ,  $T^{-2} = T^{-3\beta}$ , ainsi  $-3\beta = -2$  et donc  $\beta = \frac{2}{3}$ , d’où  $\alpha = \frac{4}{3} - 3 = -\frac{5}{3}$ . Par conséquent, le spectre énergétique de Kolmogorov est donné par la célèbre loi en “moins cinq tiers” [Cha00], illustrée sur la figure 3.5 :

$$E(\kappa, \epsilon) = C_\kappa \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}}. \quad (3.5)$$

### 3.2.3 Définitions des grandeurs et paramètres considérés

Tout au long de ce chapitre, ainsi que dans les chapitres suivants, nous manipulerons les quantités physiques présentées ci-après.

#### 3.2.3.1 Champ de vitesse longitudinale

Dans cette étude, nous ne considérons que la norme de la composante longitudinale (dans la direction  $x$ ) du champ de vitesse et pas les autres composantes (dans les directions  $y$  et  $z$ ), ceci en raison du fait que la direction principale de l'écoulement est la direction longitudinale. Dans la suite du texte, nous omettrons donc l'indice  $x$  dans les lettres symbolisant des vitesses longitudinales, pour alléger l'écriture. De façon très générale, le champ temporel de vitesse longitudinale instantanée  $u(t)$ , peut s'écrire, à l'aide d'une décomposition de Reynolds [ACL00] :

$$u(t) = U + \tilde{u}(t), \quad (3.6)$$

avec  $U$  la composante moyenne et  $\tilde{u}(t)$  la composante fluctuante, variant de manière aléatoire au cours du temps autour d'une valeur moyenne nulle. L'acquisition du champ de vitesse instantanée d'un écoulement peut s'effectuer à l'aide de différentes techniques : tube de Pitot, anémométrie fil/film chaud [Bru96], vélocimétrie par images de particules... Dans cette thèse, nous avons opté pour la technique d'anémométrie film chaud. L'anémomètre fil/film chaud repose sur le principe du refroidissement du fil/film, chauffé par un courant électrique (effet Joule), dont la mesure de la puissance thermique transférée donne une mesure indirecte de la vitesse instantanée de l'écoulement. La mesure de vitesse par cette technique est faiblement invasive, et permet une haute résolution fréquentielle ( $>60\text{kHz}$ ), particulièrement adaptée aux écoulements turbulents [Bru95, Cha00]. Par rapport à un fil chaud, un film chaud est plus résistant, moins facilement déformable, et sa calibration reste valable durant une plus grande période d'utilisation [Bru95], d'où son choix ici. L'Annexe C fournit davantage de détails techniques sur l'anémométrie film chaud.

Pour caractériser l'écoulement à chaque débit considéré, nous définissons un nombre de Reynolds débitant  $Re_d$  basé sur la hauteur  $h$  de la section rectangulaire considérée ( $h = H$  ou  $h = H_c$ ) et la largeur constante  $W$  du canal rectangulaire, tel que :

$$Re_d = \frac{U_d h}{\nu} = \frac{Q}{W\nu} \quad (h \in \{H; H_c\}), \quad (3.7)$$

avec  $U_d = \frac{Q}{WH}$  la vitesse débitante de la section rectangulaire  $Wh$ .

### 3.2.3.2 Grandeurs statistiques

Parmi les grandeurs statistiques de l'écoulement à caractériser, il y a tout d'abord les distributions transversales de vitesse longitudinale moyenne  $U = U(x, y)$  (moment d'ordre 1) et les intensités turbulentes locales  $Tu_l$  correspondantes, exprimées en % et basées sur la vitesse moyenne locale  $U(x, y)$  :

$$U(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N U_k(x, y), \quad (3.8)$$

$$Tu_l(x, y) [\%] = 100 \frac{u'(x, y)}{U(x, y)}, \quad (3.9)$$

où  $U_k(x, y)$  est le  $k^{\text{ème}}$  échantillon temporel mesuré de vitesse instantanée,  $N$  le nombre d'échantillons total et  $u'(x, y)$  est l'écart-type (moment d'ordre 2 ou moyenne quadratique) de la composante longitudinale de la vitesse instantanée, défini par :

$$u'(x, y) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{k=1}^N (U_k(x, y) - U(x, y))^2}. \quad (3.10)$$

Nous définissons également des intensités turbulentes globales  $Tu_g(x, y)$ , basées sur la vitesse moyenne maximale  $U_m$  sur un profil donné (ou bien toute autre vitesse caractéristique comme la vitesse débitante ou la vitesse initiale) :

$$Tu_g(x, y) [\%] = 100 \frac{u'(x, y)}{U_m}. \quad (3.11)$$

Le champ de vitesse instantanée des écoulements turbulents revêtant un caractère fortement aléatoire, il est intéressant d'estimer la fonction de densité de probabilité de la vitesse instantanée mesurée en un point donné. La fonction de densité de probabilité  $P(X)$  d'une variable aléatoire  $X$  est définie de la manière suivante :

$$\bar{X} = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi P(\xi) d\xi. \quad (3.12)$$

Pour une variable aléatoire centrée  $x$  (de valeur moyenne nulle), nous avons

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta P(\eta) d\eta = 0. \quad (3.13)$$

Il en est de même pour le moment d'ordre 2 :

$$\overline{x^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2 P(\xi) d\xi. \quad (3.14)$$

La fonction de densité de probabilité possède les propriétés suivantes :

$$P(x) \geq 0, \quad (3.15)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi) d\xi = 1. \quad (3.16)$$

Physiquement parlant, la fonction de densité de probabilité représente la distribution de la probabilité d'apparition d'une valeur donnée de  $x$ . De nombreux phénomènes en mécanique des fluides sont caractérisés par une fonction de densité de probabilité gaussienne (ou normale), mathématiquement donnée par la formule :

$$P(x) = \frac{1}{\sigma(x)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2(x)}}, \quad (3.17)$$

où  $\sigma(x)$  est l'écart-type de  $x$ . Une telle fonction est caractérisée par une courbe en cloche symétrique, illustrée sur la figure 3.6. Le moment d'ordre 3, défini par

$$\overline{x^3} = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^3 P(\xi) d\xi, \quad (3.18)$$

permet de calculer le coefficient de dissymétrie  $S$  (appelé en anglais *skewness*) :

$$S = \frac{\overline{x^3}}{\left(\overline{x^2}\right)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3.19)$$

Pour un signal gaussien, ce coefficient est nul. Un coefficient de dissymétrie non nul signifie un écart de symétrie par rapport à l'axe des ordonnées de la fonction de densité de probabilité. De la même façon que le moment d'ordre 3, on définit également le moment d'ordre 4 par

$$\overline{x^4} = \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^4 P(\xi) d\xi, \quad (3.20)$$

qui permet alors de calculer le coefficient d'aplatissement  $K$  (appelé en anglais *kurtosis*) :

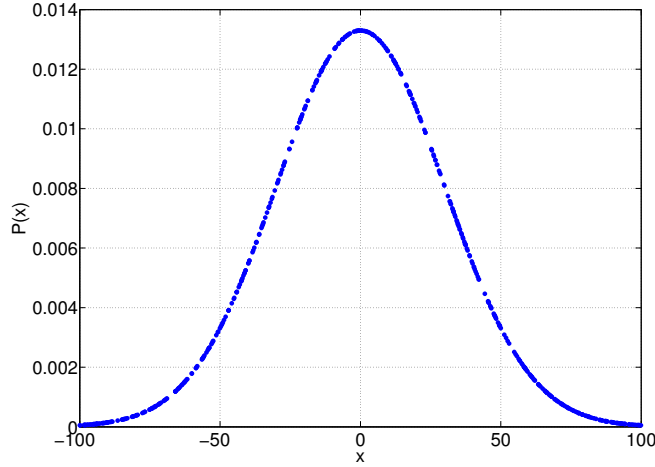


FIGURE 3.6 – Exemple de fonction de densité de probabilité gaussienne (ou normale) : skewness  $S = 0$ , kurtosis  $K = 3$ .

$$K = \frac{\overline{x^4}}{(\overline{x^2})^2}. \quad (3.21)$$

Un signal gaussien est caractérisé par un coefficient d'aplatissement  $K = 3$ . Un coefficient d'aplatissement  $T > 3$  correspond à une forme plus plate de la fonction de densité de probabilité qu'une gaussienne.

### 3.2.3.3 Profils de vitesse théoriques

Il peut être intéressant de comparer les profils mesurés à des profils moyens de référence. Les profils considérés sont ceux mentionnés dans [GFVV12] (voir Annexe E) :

- Profil laminaire bidimensionnel parabolique décrivant un écoulement de conduite totalement développé (équation 3.22) ;
- Profil en loi de puissance 1/7ème décrivant un écoulement turbulent (équation 3.23) ;
- Profil théorique uniforme correspondant à un profil haut-de-forme avec une épaisseur de quantité de mouvement nulle i.e.  $\delta_2 = 0$  (équation 3.24) ;
- Profil haut-de-forme qui prend en compte le développement d'une couche limite avec une épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2 = 0.004H$  (équation 3.25).

$$\frac{U}{U_c} = 1 - \left( \frac{2|y|}{H} \right)^2, \quad (3.22)$$

$$\frac{U}{U_c} = \left( 1 - \frac{2|y|}{H} \right)^{1/7}, \quad (3.23)$$

$$\frac{U}{U_c} = 1, \quad (3.24)$$

$$\frac{U}{U_c} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{H}{8\delta_2} \left( \frac{2|y|}{H} - \frac{H}{2|y|} \right)^2 \right) \right], \quad (3.25)$$

avec  $U_c$  la vitesse longitudinale moyenne au centre ( $\frac{y}{H} = 0$ ). L'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2$  est donnée par la relation :

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u(x, y)}{U(x)} \left( 1 - \frac{u(x, y)}{U(x)} \right) dy. \quad (3.26)$$

Pour un profil parabolique théorique, la vitesse débitante  $U_d$  et la vitesse centrale  $U_c$  sont reliées par la relation [Bis03] :

$$U_d = \frac{2}{3} U_c. \quad (3.27)$$

Pour une conduite donnée, le diamètre hydraulique  $D_h$  est défini par

$$D_h = \frac{4\mathcal{A}}{\mathcal{P}}, \quad (3.28)$$

où  $\mathcal{A}$  est l'aire de la section transversale de la conduite, et  $\mathcal{P}$  le périmètre mouillé de cette section. Pour un canal rectangulaire de largeur  $W$  et de hauteur  $H$ , nous avons donc ( $\mathcal{A} = WH$ ,  $\mathcal{P} = 2(W + H)$ ) :

$$D_h = \frac{2WH}{W + H}. \quad (3.29)$$

Ceci permet de définir un nombre de Reynolds hydraulique basé sur le diamètre hydraulique  $D_h$  et la vitesse centrale  $U_c$  :

$$Re_h = \frac{U_c D_h}{\nu}. \quad (3.30)$$

Concernant l'intensité turbulente, nous considérons la loi empirique *ad-hoc* suivante, qui relie l'intensité turbulente centrale ( $y = 0$ ) au nombre de Reynolds [KA08, LHW+03], valable *a priori* pour une conduite circulaire :

$$Tu_c [\%] = 100 \times 0.16 Re_d^{-1/8}. \quad (3.31)$$

### 3.2.3.4 Paramètres spectraux

Nous définissons ici quelques paramètres utilisés pour les analyses spectrales des signaux temporels de vitesse. La transformée de Fourier  $X(\omega)$  d'un signal  $x(t)$  s'écrit :

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt. \quad (3.32)$$

La fonction d'autocorrélation  $R_x(\tau)$  du signal  $x(t)$  est définie par

$$R_x(\tau) = E[x(t)x(t + \tau)], \quad (3.33)$$

où  $E[\cdot]$  est l'espérance mathématique. La densité spectrale de puissance (DSP)  $\phi_x(\omega)$  est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation  $R_x(\tau)$  :

$$\phi_x(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(\tau)e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (3.34)$$

### 3.2.3.5 Paramètres de jet

Les différents paramètres de jet examinés dans ce chapitre sont mathématiquement définis dans cette section. Nous avons précédemment évoqué la présence d'une zone dénommée 'cône potentiel' (ou coeur potentiel). La position longitudinale (abscisse)  $x_{pc}$  matérialisant la fin du cône potentiel est physiquement définie comme la distance en-dessous de laquelle la vitesse centrale  $U_c$  reste approximativement constante et égale à la vitesse centrale en sortie de l'embout  $U_0$ . Un critère simple de seuil couramment utilisé [LS72, BB06] pour déterminer  $x_{pc}$  est le suivant :

$$x_{pc} = x \Big|_{U_c=0.95U_0}. \quad (3.35)$$

Nous pouvons définir, sur un profil transversal (selon la direction  $y$ ) de vitesse moyenne longitudinale  $U(y)$  mesuré à une position longitudinale donnée  $x$ , le maximum de ce profil  $U_m$ , l'ordonnée  $y_m$  de ce maximum, l'ordonnée  $y_p$  au seuil de  $p$  ( $0 \leq p \leq 1$ ), la largeur de jet  $\Delta y_p$  au seuil de  $p$  tels que :

$$U_m = \max(U), \quad (3.36)$$

$$y_m = y \Big|_{U=U_m}, \quad (3.37)$$



$$y_p = \max \left( y \Big|_{U=pU_m} \right), \quad (3.38)$$

$$\Delta y_p = y_p - \min \left( y \Big|_{U=pU_m} \right). \quad (3.39)$$

Un jet n'étant *a priori* pas parfaitement symétrique, nous pouvons aussi définir un facteur d'asymétrie permettant de quantifier l'asymétrie du jet :  $\frac{y_p - y_m}{\Delta y_p}$  [%]. Un jet parfaitement symétrique aurait donc un facteur d'asymétrie de 50% quelque soit le seuil  $p$ . La figure 3.7 illustre schématiquement la région proche de l'obstacle en forme d'incisive et les paramètres de jet décrits ici.

Dans leur région dite plane (bidimensionnelle, pour approximativement  $5 \leq \frac{x}{H} \leq 30$ , voir figure 3.4), les jets rectangulaires sont généralement caractérisés par des évolutions longitudinales auto-similaires de la vitesse centrale  $U_c$  ayant la forme suivante [DNM07, DMN07a, DMN08] :

$$\left( \frac{U_{dc}}{U_c} \right)^2 = K_u \left( \frac{x}{H_c} + \frac{x_{01}}{H_c} \right), \quad (3.40)$$

où  $K_u$  est le taux de décroissance du jet,  $U_{dc}$  la vitesse débitante au niveau de la section rectangulaire (de hauteur  $H_c$ ) d'émission du jet, qui est dans notre cas la constriction rectangulaire formée en-dessous de l'obstacle en forme d'incisive, et  $x_{01}$  l'origine virtuelle du jet. Nous dénommons dans ce chapitre ce type de loi par 'loi carrée'.

Enfin, nous définissons le nombre de Strouhal suivant :

$$St = \frac{f H_c}{U_{dc}}, \quad (3.41)$$

où  $f$  est la fréquence. Ce nombre de Strouhal permet d'identifier les fréquences adimensionnées de décrochement tourbillonnaire (*vortex shedding*) [DMN07a].

### 3.3 Dispositif d'anémométrie film chaud utilisé

Le protocole film chaud de la plate-forme aéroacoustique du GIPSA-lab est de type anémomètre à température constante (en anglais *Constant Temperature Anemometer*, CTA), dont le principe est résumé en Annexe C. Le dispositif est illustré schématiquement sur la figure 3.8. Le circuit consiste en un compresseur d'air (Atlas Copco GA7) [a], situé en dehors de la salle d'expérimentation, suivi d'un régulateur de pression (Norgren type 11-818-987) [b] qui délivre un écoulement d'air à pression constante. Le débit volumique est contrôlé par une

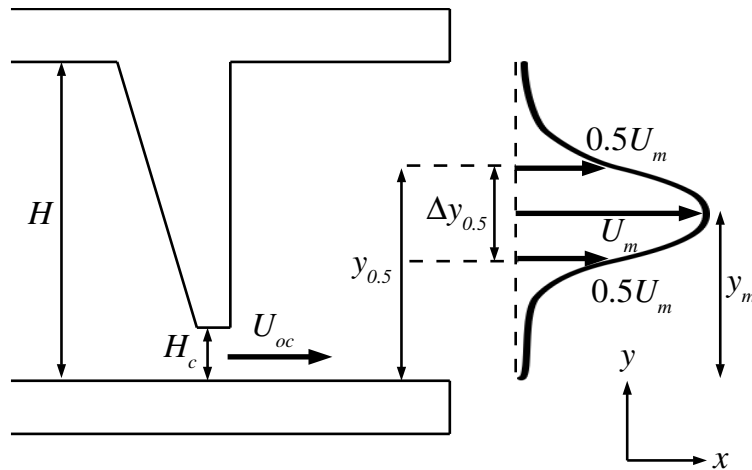


FIGURE 3.7 – Paramètres de jet en aval de l'obstacle en forme d'incisive, évalués à partir d'un profil transversal de vitesse longitudinale moyenne. Seuil de 50% ( $p = 0.5$ ) pris en exemple.

valve manuelle secondaire [c] placée en aval du régulateur et est mesurée par un débitmètre (TSI modèle 4040) [d]. Afin d'homogénéiser l'écoulement d'entrée et de diminuer son niveau de turbulence [BAGR08], l'installation comprend une chambre de conditionnement [e] de dimensions  $0.25 \times 0.3 \times 0.35$ m, reliée au tuyau d'alimentation par un divergent [d], et dans laquelle est disposée une série de 3 plaques perforées de trous de diamètre 1.5mm. Les parois intérieures de la chambre sont recouvertes de mousse acoustique afin d'atténuer les résonances acoustiques de la chambre et les éventuels bruits parasites générés dans l'écoulement d'alimentation.

La vitesse instantanée de l'écoulement sortant de la maquette étudiée [g] (montée sur la chambre de conditionnement) est mesurée à l'aide d'une sonde film chaud TSI 1201-20 [g] (voir Annexe C), de diamètre  $D_f = 50.8\mu\text{m}$  et de longueur de travail de 1.02mm, de fréquence de coupure comprise entre 80 et 100kHz, combinée avec un anémomètre à température constante TSI IFA 300 [h]. La sonde est montée sur un système de positionnement bidimensionnel (Chuo Precision Industrial Co. CAT-C, ALS-250-C2P et ALS-115-E1P) [i], de précision longitudinale (direction  $x$ )  $4\mu\text{m}$  et horizontale (direction  $z$ )  $2\mu\text{m}$ . Le déplacement de la sonde est commandé par un ordinateur exécutant un programme LabVIEW (National Instruments) avec lequel l'utilisateur peut définir une matrice de positionnement/déplacement, en coordonnées relatives ou absolues. Les incertitudes expérimentales inhérentes au protocole film-chaud utilisé sont calculées et détaillées dans l'Annexe C.

## 3.4 Caractérisation expérimentale de l'écoulement amont

### 3.4.1 Paramètres expérimentaux propres aux mesures amont

Avant toute chose, il est utile de caractériser les propriétés de l'écoulement d'air arrivant en amont de l'embout avec obstacle, selon le type de condition amont testée. D'autre part, il n'est

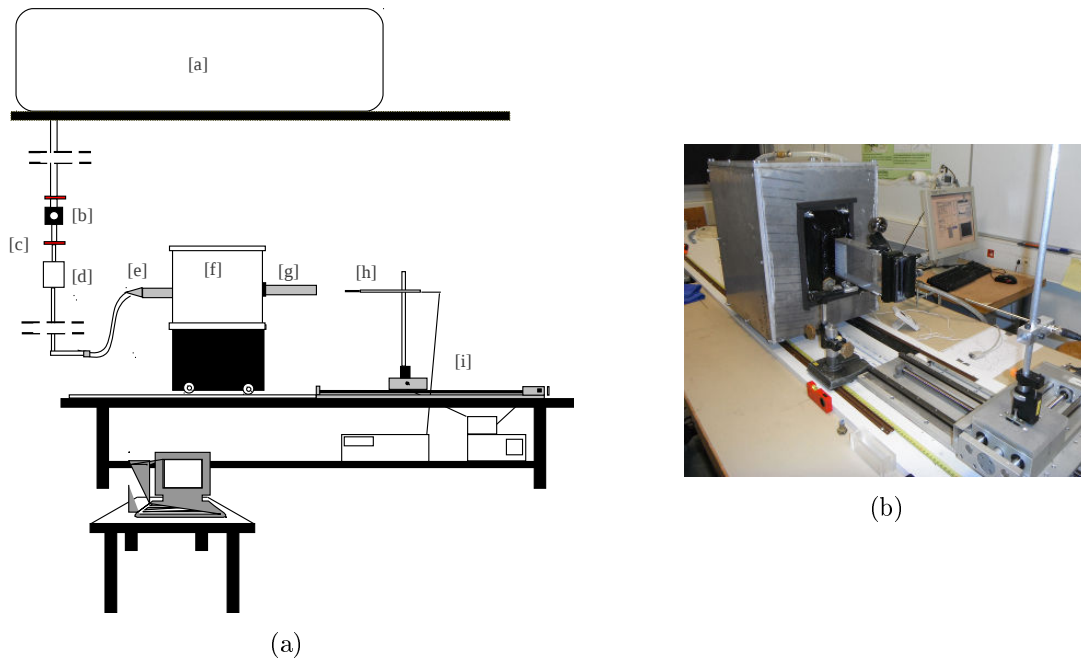


FIGURE 3.8 – (a) Vue schématique du protocole d'anémométrie film chaud (voir section 3.3 pour la légende des différents éléments). (b) Sonde film chaud positionnée devant le canal rectangulaire avec embout.

pas possible de mesurer avec le film chaud dans la région en amont de l'embout si ce dernier est monté, puisqu'il bloque le passage. Sachant que le rapport d'aspect du canal rectangulaire (quelle que soit sa longueur)  $AR = \frac{W}{H}$  est supérieur à 4, nous supposons que l'écoulement est bidimensionnel car peu influencé par les petits bords du canal rectangulaire [VGP<sup>+</sup>10]. Ainsi, nous mesurons uniquement transversalement ( $-0.5 \leq \frac{y}{H} \leq 0.5$  et  $\frac{z}{W} = 0$ ) avec le film chaud le champ de vitesse longitudinale de l'écoulement au niveau de la section de sortie du canal rectangulaire en plexiglas (ou bien directement au niveau de la sortie de la chambre de conditionnement aéroacoustique, dans le cas 'sans canal'), sans monter d'embout avec obstacle. Longitudinalement parlant, nous ne mesurons qu'aux positions  $\frac{x}{L_0} = 0$  (pour le cas 'sans canal', *i.e.* à la section de sortie de la chambre de conditionnement),  $\frac{x}{L_0} = 1$  (pour les cas avec canal simple) et  $\frac{x}{L_0} = 2$  (pour le cas avec canal double). Le positionnement de la sonde est illustré schématiquement sur la figure 3.9, pour les cas avec canal simple ou double.

Nous considérons arbitrairement les débits volumiques d'alimentation suivants : 20, 60, 100, 160 et 240L/min. En raison des fuites présentes sur la chambre de conditionnement en bois utilisée durant les mesures amont, les débits volumiques de sortie correspondants (en sortie de la chambre) sont environ 50% plus faibles que les débits volumiques d'alimentation : 11, 29, 47, 74 et 110L/min. Les vitesses débitantes correspondantes s'élèvent à 0.07, 0.19, 0.3, 0.48 et 0.7m/s, et les nombres de Reynolds débitants modérés correspondants sont 212, 310, 501, 789 et 1167. Les paramètres expérimentaux propres aux mesures de l'écoulement amont sont récapitulés dans le tableau 3.1.

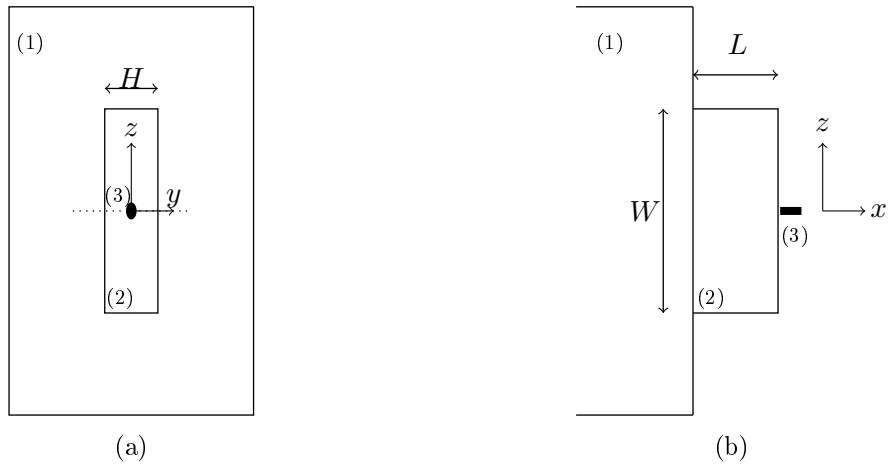


FIGURE 3.9 – Positionnement de la sonde film chaud pour les mesures d'écoulement amont : (1) chambre de conditionnement ; (2) canal rectangulaire ; (3) sonde film chaud. La ligne pointillée sur le schéma (a) représente la trajectoire de la sonde.

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des paramètres expérimentaux propres aux mesures film chaud de l'écoulement amont (\*CdC=chambre de conditionnement). La chambre de conditionnement utilisée ici est une boîte en bois non parfaitement étanche (voir figures C.6a et C.8 dans l'Annexe C).

Paramètre	Symbole	Valeurs/types
Débit volumique (entrée CdC*)	$Q_{comp}$	20, 60, 100, 160, 240, 280L/min
Débit volumique (sortie CdC*)	$Q$	11, 29, 47, 74, 110, 128L/min
Hauteur intérieure canal rectangulaire	$H$	25mm
Vitesse débitante	$U_d = \frac{Q}{WH}$	0.07, 0.19, 0.30, 0.48, 0.70, 0.81m/s
Nombre de Reynolds débitant	$Re_d$	120, 310, 501, 789, 1167, 1350
Nombre de Mach	$M = \frac{U_d}{c}$	0.0002, 0.0005, 0.0009, 0.0014, 0.002, 0.0024
Condition d'entrée du canal		Vide ; pailles ; nid d'abeille
Pas transversal	$\delta y$	1mm
Plage transversale	$\Delta y$	$2H$
Fréquence d'échantillonnage	$f_e$	5kHz
Durée de mesure / position	$T$	30s
Nombre d'échantillons / position	$N = T \cdot f_s$	150000

### 3.4.2 Résultats expérimentaux

#### 3.4.2.1 Profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne

Les profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne mesurés pour les conditions amont sont présentés sur la figure 3.10, et comparés aux profils de référence décrits dans la section 3.2.3.3. ‘Vitesse moyenne’ signifie ici la valeur moyenne du signal temporel de vitesse instantanée acquis durant  $T = 30s$  pour chaque position transversale de la sonde film chaud ( $-0.5 \leq \frac{y}{H} \leq 0.5$ ). Tous les profils de vitesse obtenus présentent une asymétrie plus ou moins prononcée, surtout pour les configurations avec canal et sans nid d’abeille ou pailles. Nous n’avons pas d’explication claire pour ces asymétries observées. Nous supposons qu’elles peuvent provenir du fait que la prise d’alimentation en air de la chambre de conditionnement est située asymétriquement sur la chambre (pas au centre d’une des faces de la chambre). Pour les plus petits nombres de Reynolds (120, 310), excepté pour le cas ‘sans canal’, les profils correspondants aux cas avec pailles sont clairement paraboliques, et l’écoulement peut donc être supposé laminaire dans ces conditions. Pour toutes les configurations et aux nombres de Reynolds plus élevés (789, 1167), les profils sont proches soit d’un profil en loi de puissance, soit d’un profil haut-de-forme, et semblent donc turbulents. Cela signifie que la région de transition pourrait vraisemblablement se situer dans l’intervalle de nombres de Reynolds 296-751.

#### 3.4.2.2 Profils transversaux d’intensité turbulente locale

Les intensités turbulentes locales sont présentées sur la figure 3.11. Les intensités turbulentes obtenues sont toutes inférieures à 30%, et sont toutes minimales au centre ( $\frac{y}{H} = 0$ ), là où la vitesse moyenne est maximale, sauf pour les canaux avec pailles. Les niveaux sont maximaux au niveau des parois ( $\frac{y}{H} = \pm 0.5$ , couche de cisaillement). De plus, l’intensité turbulente augmente avec le nombre de Reynolds. Le cas ‘sans canal’ présente une forte intensité turbulente (figure 3.11a), en particulier à proximité des parois (40-50%). Avec des pailles ou un nid d’abeille insérés en entrée, l’écoulement devient davantage laminaire, comme attendu. Lorsque le canal (simple ou double) est vide, davantage de turbulence est générée.

#### 3.4.2.3 Spectres de Kolmogorov et fonctions de densité de probabilité estimés

À titre d’exemple, la figure 3.12 présente les densités spectrales de puissance de la vitesse instantanée (spectres de Kolmogorov) pour le canal simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) vide aux positions transversales  $\frac{y}{H} = 0$  (au centre),  $\frac{y}{H} = -0.4$  (à gauche) et  $\frac{y}{H} = +0.4$  (à droite), aux deux nombres de Reynolds débitants 789 et 1167. La loi de référence en moins cinq tiers est ajoutée pour comparaison, avec une constante de Kolmogorov  $C_\kappa$  arbitraire. Sur cette figure et dans tous les spectres de Kolmogorov suivants,  $\eta = H = 25\text{mm}$ , qui est la hauteur intérieure du canal rectangulaire, correspondant à une échelle ou longueur caractéristique de l’écoulement. Nous pouvons distinguer les régions de sous-domaine inertiel ( $\kappa\eta < 2 \times 10^{-2}$ ) et de dissipation

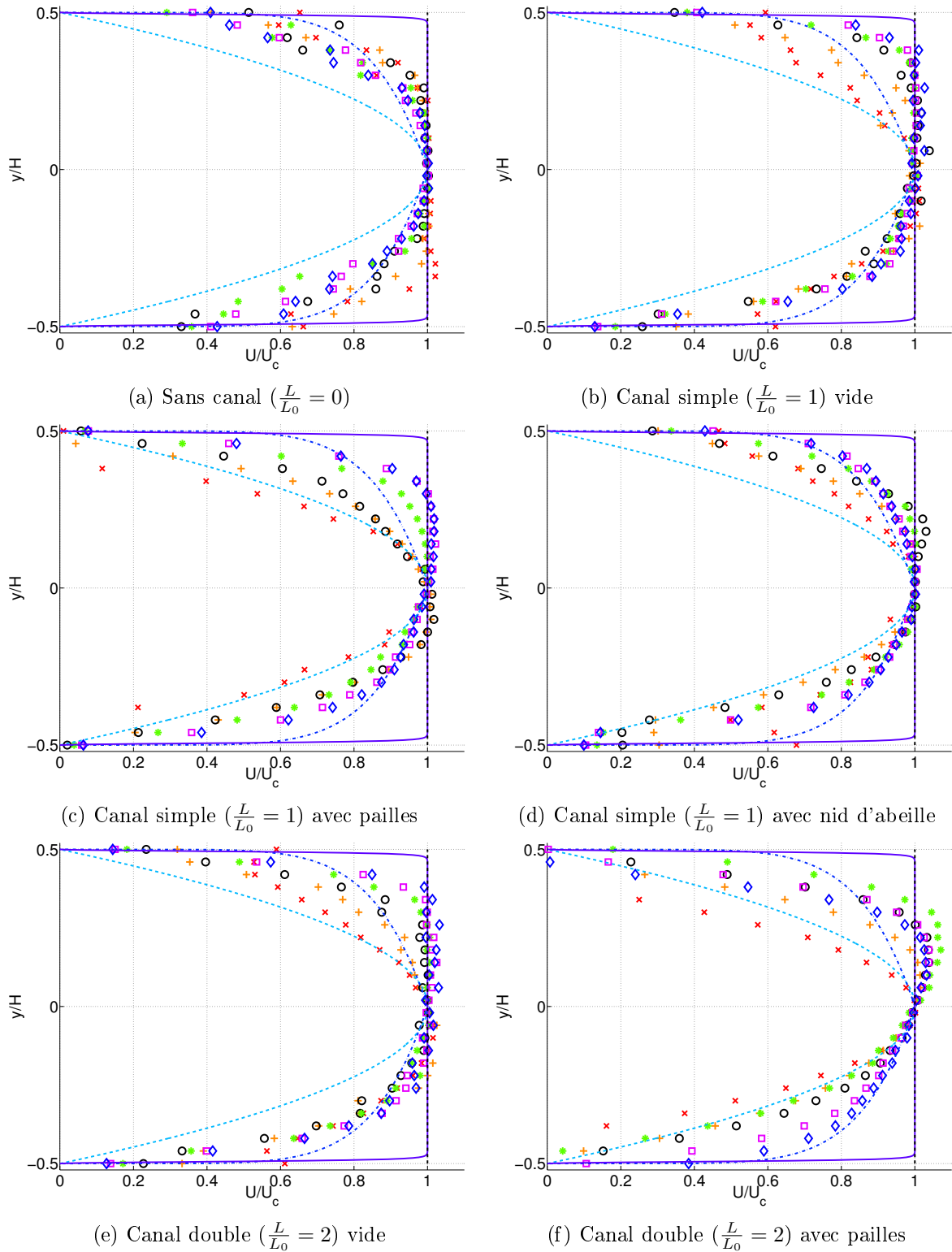


FIGURE 3.10 – Profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne mesurés pour chaque type de condition limite amont testée (sans embout monté) et pour six nombres de Reynolds : 120 ( $\times$ ); 310 ( $+$ ); 501 ( $\circ$ ); 789 ( $*$ ); 1167 ( $\square$ ); 1350 ( $\diamond$ ). Profils de référence ajoutés pour comparaison : parabolique (pointillés bleu clair), loi de puissance 1/7ème (pointillés bleu foncé), haut-de-forme (pointillés fins), uniforme (traits pleins)

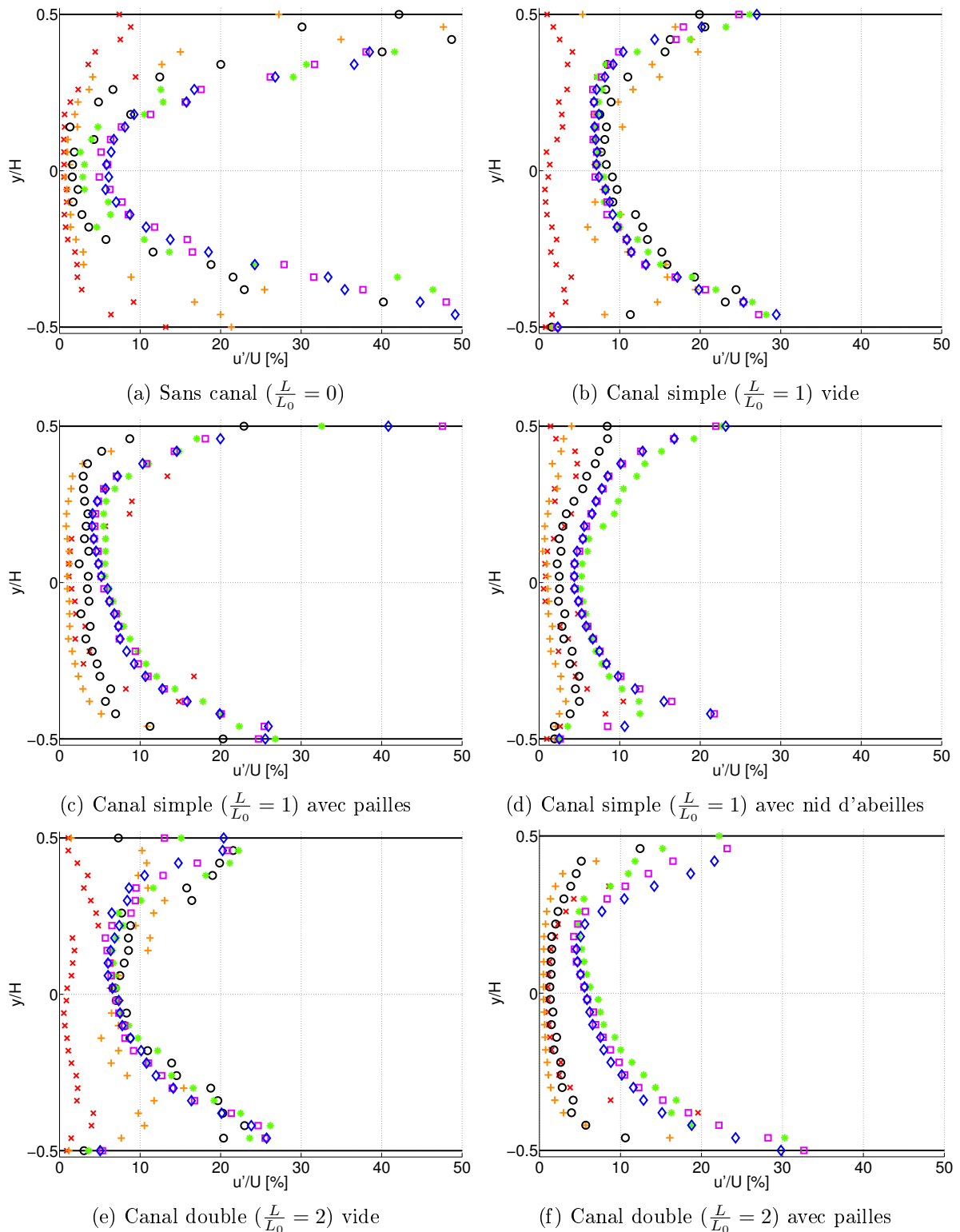


FIGURE 3.11 – Intensités turbulentes locales mesurées pour chaque type de condition limite amont testée (sans embout monté) et pour six nombres de Reynolds : 120 ( $\times$ ) ; 310 ( $+$ ) ; 501 ( $\circ$ ) ; 789 ( $*$ ) ; 1167 ( $\square$ ) ; 1350 ( $\diamond$ ).

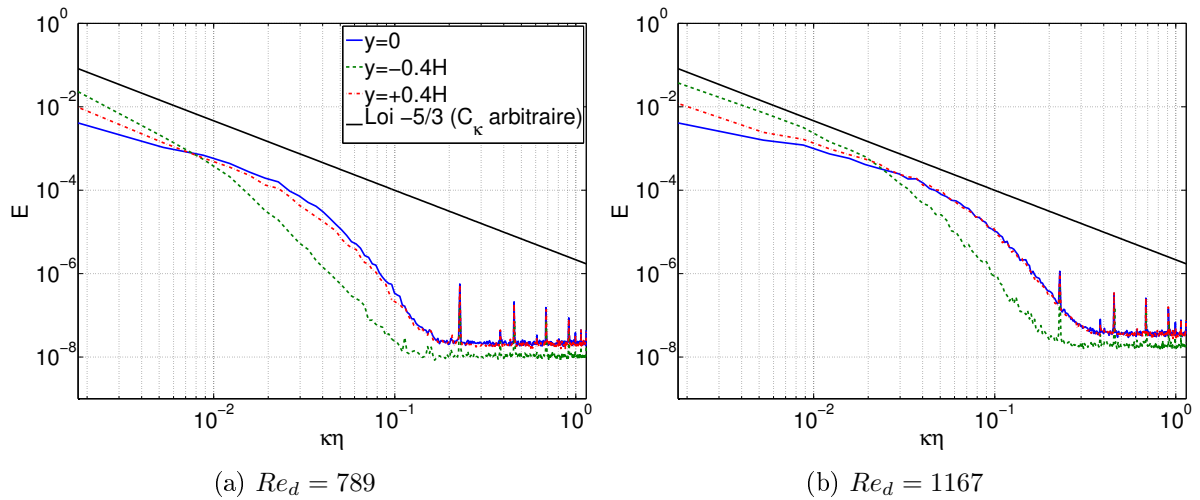


FIGURE 3.12 – Spectres de Kolmogorov (densités spectrales de puissance de la vitesse instantanée) pour le canal simple vide au centre ( $\frac{y}{H} = 0$ ), à gauche ( $\frac{y}{H} = -0.4$ ) et à droite ( $\frac{y}{H} = +0.4$ ) pour deux nombres de Reynolds débitants. Loi en  $-5/3$  ajoutée comme référence (constante de Kolmogorov  $C_\kappa$  arbitraire ;  $\eta = H$ ).

( $\kappa\eta > 2 \times 10^{-2}$ ). Les décroissances observées sont plus ou moins proches de la loi en ‘moins cinq tiers’, pour la région de sous-domaine inertiel. Les pics observables pour  $10^{-1} \leq \kappa\eta \leq 1$  indiquent peut-être la présence de structures cohérentes. La figure 3.13 présente des exemples de fonctions de densité de probabilité de la composante fluctuante (aléatoire) de la vitesse centrale ( $\frac{y}{H} = 0$ ) estimées pour les cas ‘canal simple vide’ et ‘sans canal’ à  $Re_d = 1167$ . Les fonctions obtenues ont toutes les deux une allure de gaussienne.

### 3.4.3 Comparaison globale des différentes conditions amont testées

La figure 3.14 illustre les vitesses centrales des six conditions testées, et la figure 3.15 illustre les intensités turbulentes centrales ( $\frac{y}{H} = 0$ ) correspondantes, en fonction du nombre de Reynolds. La loi  $U_c = \frac{Re_d \nu}{H}$  est ajoutée sur la figure 3.14 comme référence. La loi empirique sur l’intensité turbulente centrale (équation 3.31) est ajoutée sur la figure 3.15 pour comparaison. Les évolutions de vitesse centrale en fonction du nombre de Reynolds sont toutes linéaires mais présentent des pentes différentes, et aucune pente n’est identique à la loi de référence. Il est intéressant de constater que les configurations avec pailles présentent quasiment exactement la même pente, et les autres configurations sont regroupées autour d’une autre pente. Alors que les cas ‘sans canal’ et ‘canal simple’ montrent une évolution de leur intensité turbulente centrale proches de la loi empirique pour tous les nombres de Reynolds considérés, les autres cas montrent un comportement similaire entre eux mais différent de la loi empirique (différences pouvant atteindre 7%), avec une augmentation de leur intensité turbulente centrale avec le nombre de Reynolds. Toutefois, tous les niveaux d’intensité turbulente centrale sont compris entre 4 et 7% pour  $Re_d = 1167$ . La figure 3.16 présente les spectres de Kolmogorov de la vitesse centrale ( $\frac{y}{H} = 0$ ) de toutes les conditions amont testées, avec la loi en  $-5/3$  ajoutée



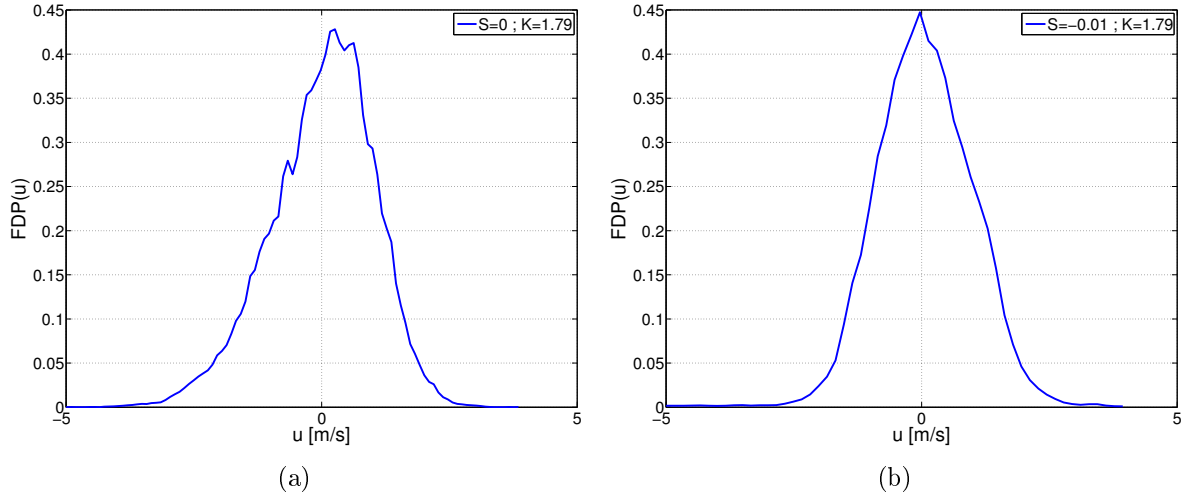


FIGURE 3.13 – Fonctions de densité de probabilité (FDP) de la composante fluctuante (aléatoire) de la vitesse centrale estimées pour les cas : (a) Canal simple vide ( $Re_d = 1167$ ). (b) Sans canal ( $Re_d = 1167$ ). Les valeurs des moments d'ordre 3 ( $S$ , skewness) et 4 ( $K$ , kurtosis) sont indiqués dans la légende.

pour comparaison, aux nombres de Reynolds débitants 789 et 1167. Toutes les courbes suivent la même tendance pour  $\kappa\eta < 10^{-1}$  (mêmes décroissances). On note toutefois la présence d'un pic à  $\kappa\eta \approx 1.7 \times 10^{-2}$  pour la configuration sans canal ( $\frac{L}{L_0} = 0$ ).

## 3.5 Caractérisation expérimentale de l'écoulement aval

### 3.5.1 Paramètres expérimentaux propres aux mesures aval

Dans cette partie, nous cherchons à caractériser l'écoulement en aval de l'obstacle en forme d'incisive. Nous avons dans cette optique mesuré les profils horizontaux (direction  $z$ ), transversaux ( $y$ ) et longitudinaux ( $x$ ) de vitesse moyenne et d'intensité turbulente, pour la configuration canal simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) avec nid d'abeille inséré dans la section d'entrée du canal. Cette configuration est choisie en raison des faibles niveaux de turbulence générés en amont de l'obstacle, comme vu précédemment dans les mesures amont (figure 3.10d). Nous nous intéressons en particulier à l'évolution du jet libre rectangulaire, issu de la constriction en-dessous de l'obstacle en forme d'incisive et qui traverse la section de sortie de l'embout, en fonction du degré d'ouverture  $\frac{H_c}{H}$  (2.4, 10 et 30%) et du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$ . Pour l'ouverture de 2.4%, le jet peut être même qualifié de plan puisque le rapport d'aspect  $AR$  est très grand ( $AR = 175$ ). Sachant que la largeur  $W$  reste constante pour toutes les configurations testées, le nombre de Reynolds débitant dépend seulement du débit volumique  $Q$  et pas du degré d'ouverture  $\frac{H}{H_c}$ .

Nous considérons arbitrairement les débits volumiques d'alimentation suivants : 38, 102 et 197L/min. Nous utilisons cette fois une chambre de conditionnement aéroacoustique de type

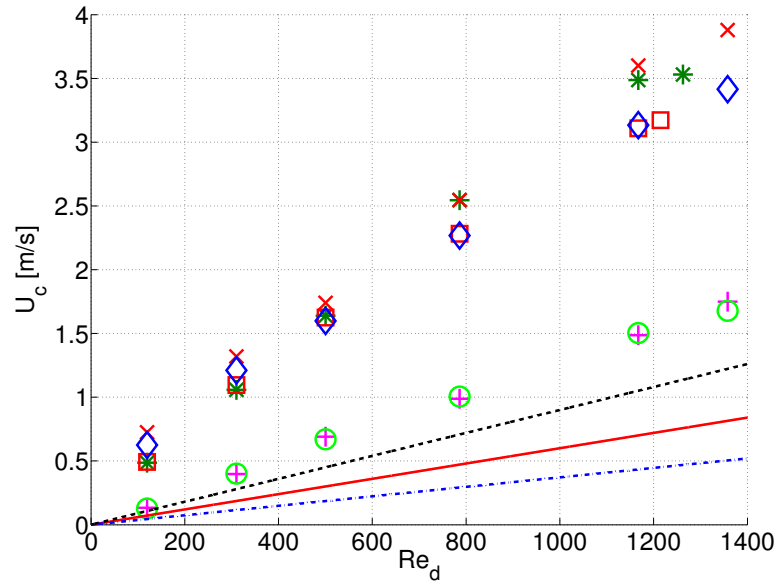


FIGURE 3.14 – Comparaison des vitesses centrales en fonction du nombre de Reynolds débitant pour les six conditions amont testées : sans canal ( $\times$ ) ; canal simple ( $*$ ) ; canal simple et pailles ( $\diamond$ ) ; canal simple et nid d'abeille ( $\square$ ) ; canal double ( $+$ ) ; canal double et pailles ( $\circ$ ). Trait rouge plein : loi  $U_c = \frac{Re_d \nu}{H}$  ; trait bleu en pointillés : loi hydraulique (équation 3.30) ; trait noir en pointillés : profil parabolique théorique (équation 3.27).

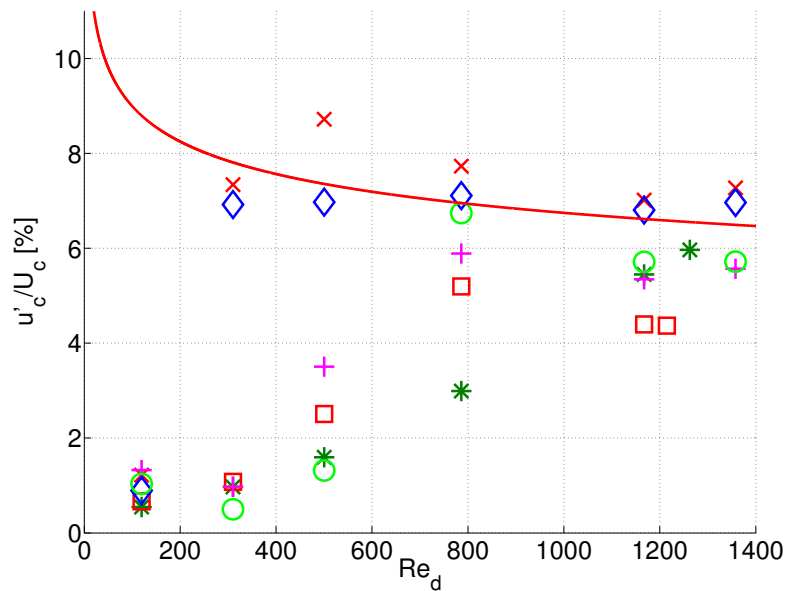


FIGURE 3.15 – Comparaison des intensités turbulentes centrales en fonction du nombre de Reynolds débitant pour les six conditions amont testées : sans canal ( $\times$ ) ; canal simple ( $*$ ) ; canal simple et pailles ( $\diamond$ ) ; canal simple et nid d'abeille ( $\square$ ) ; canal double ( $+$ ) ; canal double et pailles ( $\circ$ ). Trait rouge plein : loi empirique *ad-hoc* (éq. 3.31)

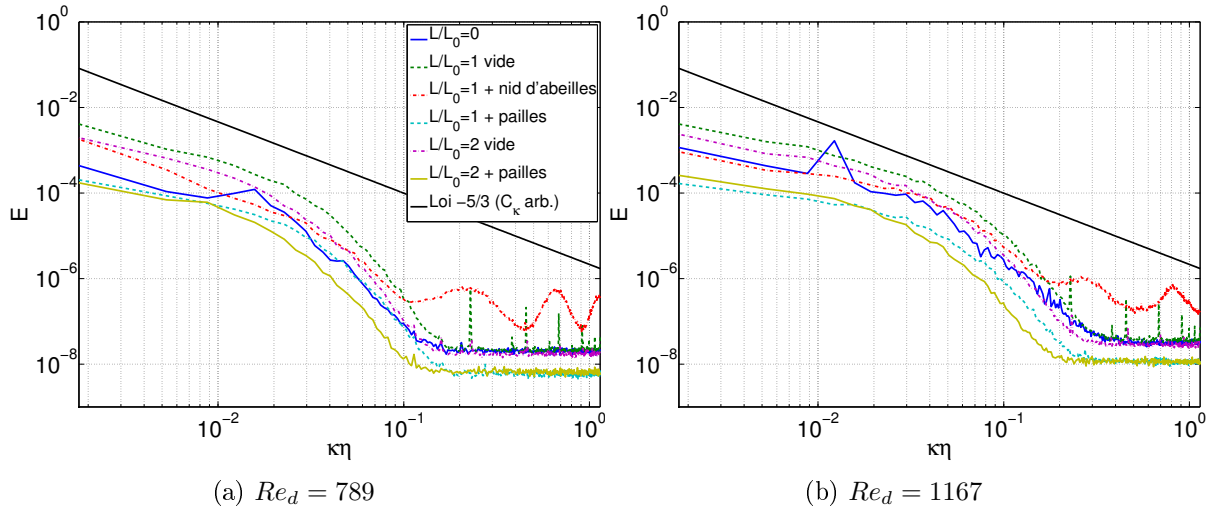


FIGURE 3.16 – Comparaison des spectres de Kolmogorov de vitesse centrale instantanée ( $\frac{y}{H} = 0$ ) pour toutes les configurations amont étudiées pour deux nombres de Reynolds. La loi en  $-5/3$  est ajoutée comme référence (constante  $C_\kappa$  arbitraire ;  $\eta = H$ ).

boîte en dural (voir figure C.6b dans l'Annexe C) complètement hermétique. Les vitesses débitantes correspondantes s'élèvent à 0.24, 0.65 et 1.25m/s, et les nombres de Reynolds débitants modérés correspondants sont 402, 1079 et 2084. Les paramètres expérimentaux propres aux mesures de l'écoulement amont sont récapitulés dans le tableau 3.1.

### 3.5.2 Vérifications préliminaires

#### 3.5.2.1 Accord entre mesures transversales et longitudinales

En vue de vérifier le bon accord des mesures effectuées transversalement (direction  $y$ ) et longitudinalement (direction  $x$ ), la figure 3.17 illustre la relation entre vitesses centrales mesurées transversalement et longitudinalement, pour les mesures d'écoulement aval dans la gamme de vitesses considérée. Une mesure parfaite signifierait que tous les points sont alignés le long de la ligne en pointillés. Nous constatons que l'erreur (écart relatif en %) de mesure entre vitesse mesurée transversalement et longitudinalement est inférieure à 30% sur la gamme de vitesses considérée, ce que nous jugeons acceptable.

#### 3.5.2.2 Bidimensionnalité du champ de vitesse mesuré

Afin de vérifier l'hypothèse de champ de vitesse bidimensionnel, émise en raison des rapport d'aspect ( $AR$ ) au niveau de la section constrictée (en-dessous de l'obstacle en forme d'incisive) supérieurs à 4 (voir section 3.2.1) pour les trois degrés d'ouverture considérés, nous mesurons horizontalement (direction  $z$ ) le long de l'axe central majeur de la section constrictée (aux positions longitudinale  $x = 0$  et transversale  $\frac{y}{H_c} = +0.5$ ) ouverte à 30%, qui correspond au

TABLEAU 3.2 – Récapitulatif des paramètres expérimentaux propres aux mesures film chaud de l'écoulement en aval de l'obstacle (\*CdC=chambre de conditionnement). La chambre de conditionnement utilisée ici est une boîte en dural complètement étanche (voir figure C.6b dans l'Annexe C).

Paramètre	Symbole	Valeurs/types
Débit volumique (entrée CdC*)	$Q_{comp}$	38, 102, 197L/min
Débit volumique (sortie CdC*)	$Q$	38, 102, 197L/min
Vitesse débitante	$U_d = \frac{Q}{WH}$	0.24, 0.65, 1.25m/s
Nombre de Reynolds débitant	$Re_d$	402, 1079, 2084
Nombre de Mach	$M = \frac{U_d}{c}$	0.0007, 0.0041, 0.0079
Hauteur intérieure canal rectangulaire	$H$	25mm
Condition d'entrée du canal		Nid d'abeille
Hauteur de constriction	$H_c$	0.6, 2.5 et 7.5mm
Degré d'ouverture	$\frac{H_c}{H}$	2.4, 10 et 30%
Pas longitudinal ( $0 \leq x \leq 10H_c$ )	$\delta x$	0.2mm
Pas longitudinal ( $10H_c \leq x \leq 20H_c$ )	$\delta x$	2mm
Pas longitudinal ( $20 \leq x \leq 10H_c$ )	$\delta x$	5mm
Pas transversal	$\delta y$	1mm
Pas horizontal	$\delta z$	1mm
Plage longitudinale	$\Delta x$	$20H_c$
Plage transversale	$\Delta y$	$2H$
Plage horizontale	$\Delta z$	$W$
Fréquence d'échantillonnage	$f_e$	5kHz
Durée de mesure / position	$T$	30s
Nombre d'échantillons / position	$N = T \cdot f_s$	150000

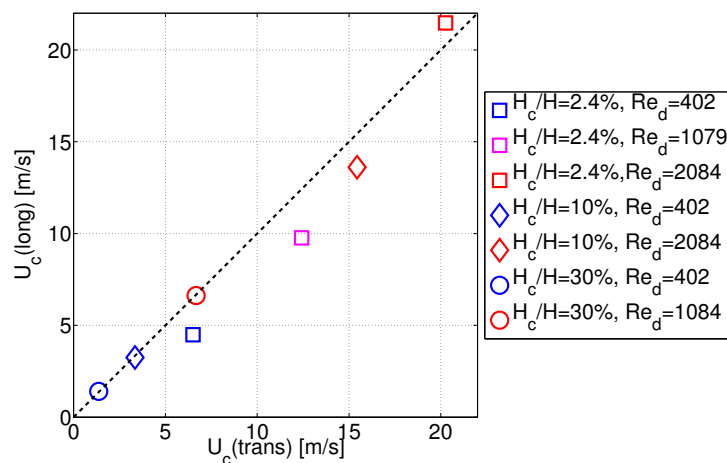


FIGURE 3.17 – Coïncidence entre vitesses centrales transversalement et longitudinalement mesurées. La ligne en pointillés (référence) représente une mesure parfaite.

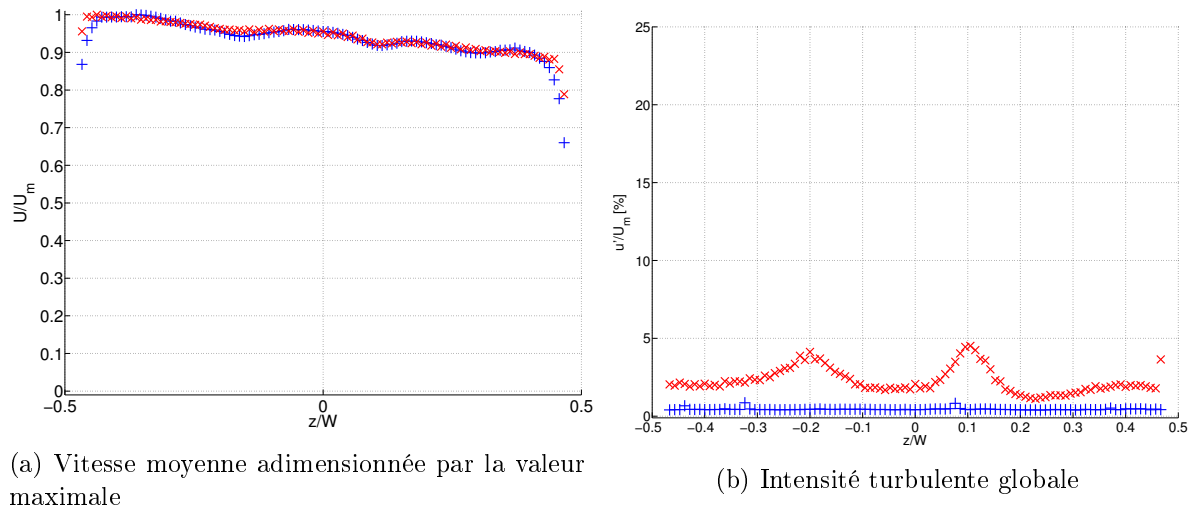


FIGURE 3.18 – Profils horizontaux (direction  $z$ ) de vitesse moyenne adimensionnée par la valeur maximale et d'intensité turbulente globale mesurés pour l'embout à un obstacle monté sur le canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) avec nid d'abeille inséré en entrée, pour une ouverture de 30% et pour les nombres de Reynolds débitants 402 (+) et 2084 (×).

rapport d'aspect le plus petit des trois ouvertures, et donc le cas le plus critique pour vérifier l'hypothèse. Les profils horizontaux de vitesse moyenne adimensionnée par la valeur maximale et d'intensité turbulente correspondante obtenus sont illustrés sur les figures 3.18a et 3.18b, respectivement, pour les nombres de Reynolds débitants 402 et 2084. Nous observons une légère asymétrie sur la figure 3.18a entre les deux parois du canal ( $\frac{z}{W} = -0.5$  et  $\frac{z}{W} = +0.5$ ) pour les deux nombres de Reynolds considérés. En revanche, dans la région  $-0.4 \leq \frac{z}{W} \leq 0.4$  l'écart par rapport à la valeur maximale  $U_m$  reste inférieur à 10%. Nous considérons donc que l'hypothèse de bidimensionnalité du champ de vitesse mesuré en sortie de la constriction formée en-dessous l'obstacle en forme d'incisive est valide pour  $-0.4 \leq \frac{z}{W} \leq 0.4$  mais est sujette à caution aux environs des parois du canal rectangulaire. Concernant l'intensité turbulente, elle reste inférieure à 5% sur toute la largeur pour  $Re_d = 2084$ , ce qui est faible. Elle est même quasiment nulle pour  $Re_d = 402$ .

### 3.5.3 Caractérisation transversale au niveau de la section de sortie du canal

#### 3.5.3.1 Profils transversaux de vitesse moyenne

Les profils transversaux (direction  $y$ ) de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la valeur maximale mesurés à la section de sortie de l'embout sont illustrés sur les figures 3.19a, 3.19c et 3.19e pour les trois degrés d'ouverture (respectivement 2.4, 10 et 30%). Les profils transversaux d'intensité turbulente longitudinale locale correspondants sont illustrés sur les figures 3.19b, 3.19d et 3.19f. Les deux zones en gris foncé matérialisent les positions transversales des parois du canal rectangulaire. La zone en gris clair matérialise la partie libre (non constrictionnée) sous l'obstacle en forme d'incisive. Le cas ( $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 1079$ )

n'est pas présenté en raison d'une mesure erronée pour cette configuration. Les profils de vitesse présentent tous un maximum vers le milieu de la zone libre (non constrictée). On note toutefois la présence d'un petit pic au niveau de la position transversale correspondant au bord inférieur de la paroi du canal la plus proche de la constriction ( $\frac{y}{H} \approx -0.75$ ) pour les nombres de Reynolds débitants 1079 et 2084 et tous les degrés d'ouvertures, ce qui illustre l'importance de l'entraînement. Les intensités turbulentes correspondantes sont inférieures à 25% pour toutes les ouvertures et tous les nombres de Reynolds considérés. On trouve une forte asymétrie de l'intensité turbulente pour les nombres de Reynolds 1079 et 2084, avec un pic au niveau de l'extrémité de l'obstacle, ce qui est en accord avec les résultats obtenus pour  $Re = 4000$  et  $\frac{H_c}{H} = 30\%$  [VGP<sup>+</sup>10]. Pour  $Re_d = 402$ , les intensités turbulentes sont toutes inférieures à 3%.

### 3.5.3.2 Largeur de jet à 50%

Nous sommes également intéressés par l'évolution de la largeur de jet  $\Delta y_p$  à 50% ( $p = \frac{U}{U_m} = 0.5$ , équation 3.39) en fonction du degré d'ouverture (et donc du rapport d'aspect  $AR$ ) de la constriction et du nombre de Reynolds. En raison de l'impossibilité de mesurer de manière continue sur l'intégralité des positions transversales ( $-0.5 \leq \frac{y}{H} \leq +0.5$ ), il est nécessaire d'interpoler les profils transversaux mesurés de vitesse afin de pouvoir estimer la largeur de jet au seuil  $p$  considéré, quelque soit  $p$  (*i.e.* quelque soit  $U$ ). Des exemples de profils transversaux interpolés sont donnés sur la figure 3.20a, pour le cas du degré d'ouverture de 10%. Les croix matérialisent les points où l'on a  $U = pU_m$ , qui permettent d'estimer la largeur de jet  $\Delta y_p$  au seuil  $p$ . La figure 3.20b présente les largeurs de jet à 50% adimensionnées par la hauteur de canal non constrictée  $\frac{\Delta y_{0.5}}{H}$  estimées pour les trois nombres de Reynolds et trois degrés d'ouverture (rapports d'aspect) considérés. Nous pouvons voir que la largeur de jet à 50% s'élève à 20% de la hauteur de canal non constrictée  $H$  pour la plus grande des trois ouvertures (30%). Pour les deux autres ouvertures, la largeur de jet à 50% est comprise entre 2 et 8%.

### 3.5.3.3 Asymétrie des jets générés

La figure 3.21 présente les facteurs d'asymétrie de jet  $\frac{y_p - y_m}{\Delta y_p}$  [%] en fonction du seuil  $p$  également exprimé en %, pour toutes les configurations considérées. La ligne noire pointillée est ajoutée comme référence et correspond au cas d'un jet parfaitement axisymétrique (*i.e.*  $\frac{y_p - y_m}{\Delta y_p} = 50\%$  quelque soit  $p$ ). Nous constatons que les jets à faible nombre de Reynolds (402) sont relativement symétriques quelque soit l'ouverture, avec des facteurs d'asymétrie compris entre 40 et 60%. En revanche, pour les nombres de Reynolds plus élevés (1079 et 2084), l'asymétrie est plus prononcée, avec des facteurs d'asymétrie s'étendant de 30 à 80%. L'ouverture de 10% présente l'asymétrie la plus marquée, avec des facteurs d'asymétrie compris entre 70 et 80% pour  $Re_d = 1079$  et  $Re_d = 2084$ .

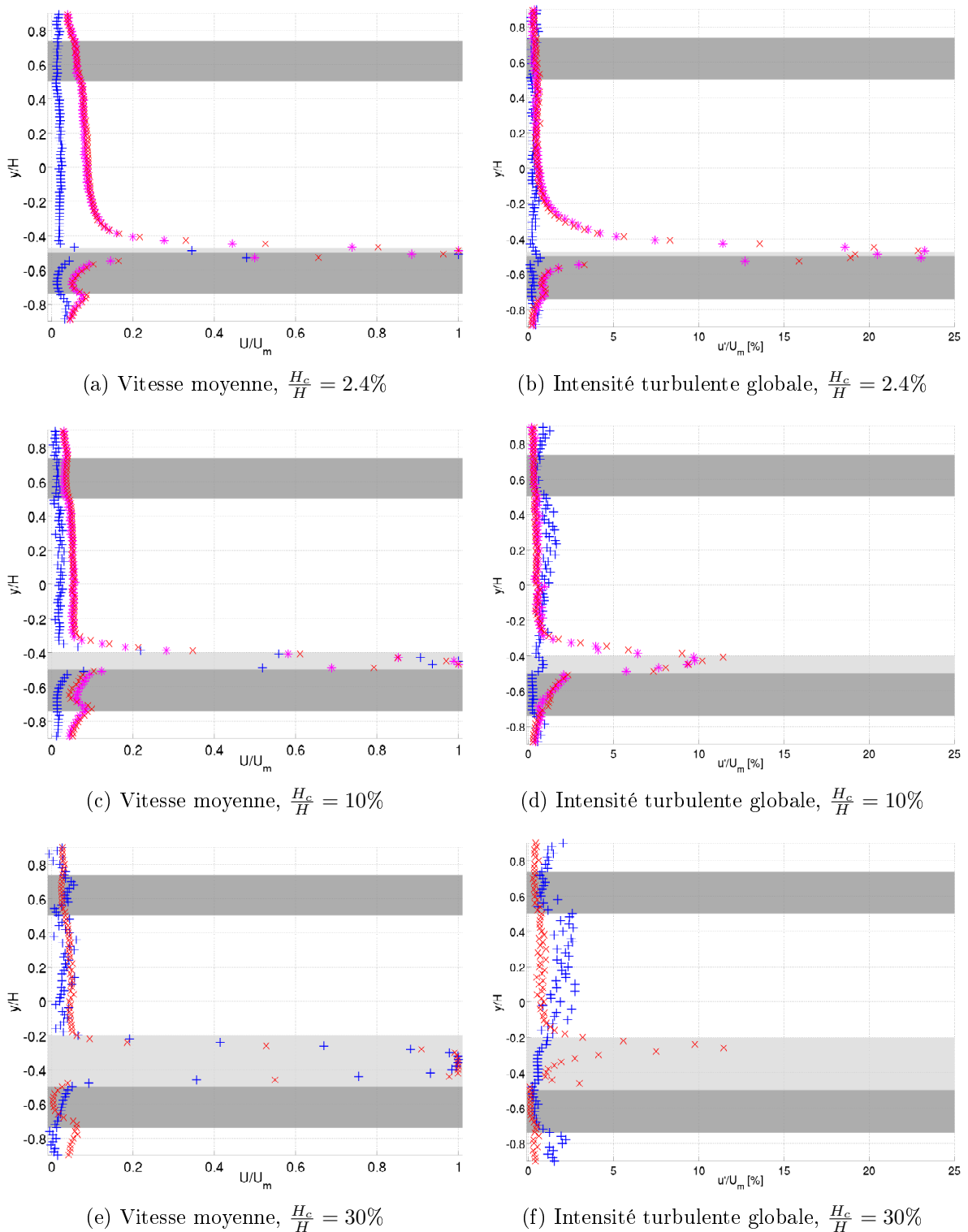


FIGURE 3.19 – Profils transversaux de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par la valeur maximale et d'intensité turbulente globale mesurés pour l'embout avec obstacle en forme d'incisive monté sur canal rectangulaire en plexiglas de 31cm pour 3 degrés d'ouverture (2.4, 10 et 30%) et 3 nombres de Reynolds débitants  $Re_d$  : 402 (+); 1079 (\*); 2084 (x). Les deux zones en gris foncé matérialisent les positions transversales des parois du canal rectangulaire. La zone en gris clair matérialise la partie libre (non constrictée) sous l'obstacle. Le cas ( $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 1079$ ) n'est pas présenté en raison d'une mesure erronée pour cette configuration.

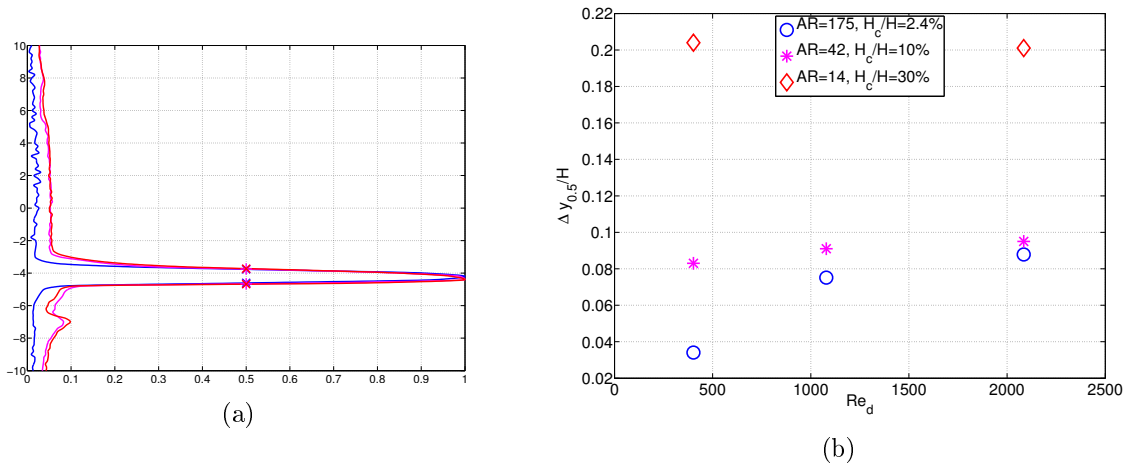


FIGURE 3.20 – (a) Exemples de profils transversaux de vitesse moyenne interpolés pour l'estimation de la largeur de jet  $\Delta y_p$  au seuil  $p = 50\%$  : cas  $\frac{H_c}{H} = 10\%$ . Les croix représentent les points où  $U = pU_m$ . (b) Largeur de jet à 50% adimensionnée  $\frac{\Delta y_{0.5}}{H}$  en fonction du nombre de Reynolds débitant et du degré d'ouverture : 2.4% ( $\circ$ ) ; 10% ( $*$ ) ; 30% ( $\diamond$ ).

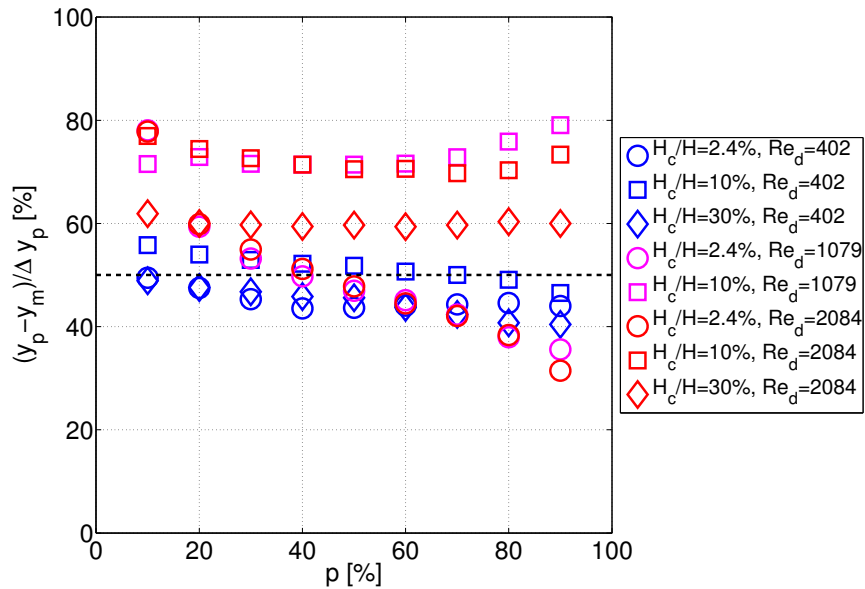


FIGURE 3.21 – Facteur d'asymétrie de jet  $\frac{y_p - y_m}{\Delta y_p}$  en fonction du seuil de vitesse maximale  $p\%$  pour toutes les configurations aval étudiées. La ligne pointillée noire (référence) correspond au cas d'un jet parfaitement axisymétrique.



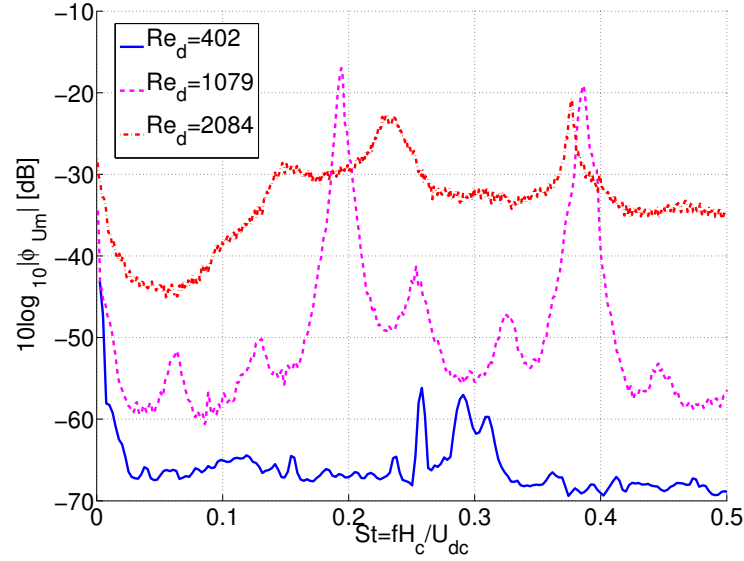


FIGURE 3.22 – Module de la densité spectrale de puissance de la vitesse instantanée  $\phi_{U_m}$ , dont la valeur moyenne est maximale sur toute l'étendue transversale mesurée  $\Delta y$ , pour l'embout à un obstacle (ouverture de 10%) en fonction du nombre de Strouhal  $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$  et du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$ .

### 3.5.3.4 Caractérisation spectrale

Les modules des densités spectrales de puissance estimées de la vitesse instantanée  $\phi_{U_m}$ , dont la valeur moyenne est maximale sur toute l'étendue transversale mesurée  $\Delta y$ , sont présentées sur la figure 3.22 pour l'ouverture de 10%, en tant qu'exemple, en fonction du nombre de Strouhal  $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$  et du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$ . Nous avons :

$$\int \phi_{U_m}(St) dSt = 1. \quad (3.42)$$

Comme attendu, l'énergie spectrale mise en jeu augmente avec le nombre de Reynolds, avec des écarts de près de 50dB entre signal pour  $Re_d = 402$  et signal pour  $Re_d = 2084$  sur certains nombres de Strouhal. Des pics sont nettement visibles, en particulier pour le cas  $Re_d = 1079$ , avec deux pics très prononcés pour  $St \approx 0.19$  et  $St \approx 0.38$ , indiquant des décrochements tourbillonnaires. Le pic à  $St \approx 0.38$  est également visible pour  $Re_d = 2084$ . De précédentes études sur des jets rectangulaires et plans ont reporté des fréquences adimensionnées de décrochement tourbillonnaire comprises entre 0.23 et 0.43 (tableau 3.3), ce qui semble consistant avec les données obtenues pour l'ouverture de 10% (et donc le rapport d'aspect de 42).

TABLEAU 3.3 – Comparaison avec la littérature sur les jets rectangulaires ou plans de fréquences adimensionnées de détachement tourbillonnaire (*vortex shedding*)  $St^*$ .

Étude	Géométrie	$Re$	$AR$	$St^*$
Beavers et Wilson [BW70]	plane	500–3000	–	0.43
Tsuchiya et al. [THTS89]	rectangulaire	3500	5	0.40
Sato [Sat60]	plane	1500–8000	10 à 67	0.23
Namer et Ötügen [NÖ88]	rectangulaire	1000–7000	56	0.27
Deo et al. [DMN07b]	plane	18000	–	0.24
Présente étude	rectangulaire	1079, 2084	42	$\approx 0.19, \approx 0.38$

### 3.5.4 Caractérisation longitudinale en aval de l’obstacle jusqu’en champ lointain

#### 3.5.4.1 Profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale et d’intensité turbulente globale correspondante

Les profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale adimensionnée par la vitesse moyenne centrale au niveau de la constriction formée en-dessous de l’obstacle  $U_{oc}$ , mesurés en aval de l’obstacle jusqu’en champ lointain ( $0 \leq \frac{x}{H_c} \leq 150$  pour  $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$  et  $0 \leq \frac{x}{H_c} \leq 30$  pour  $\frac{H_c}{H} = 10\%$  et  $30\%$ ) monté sur le canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0}=1$ ) avec nid d’abeille inséré en entrée sont illustrés sur les figures 3.23a, 3.23c et 3.23e, pour les trois degrés d’ouverture considérés. Les intensités turbulentes globales correspondantes sont illustrées sur les figures 3.23b, 3.23d et 3.23f. La ligne verticale noire pleine matérialise la position longitudinale de la section de sortie  $x_{sortie}$  de l’embout avec obstacle monté sur le canal rectangulaire, et les lignes verticales en pointillés représentent les positions longitudinales des cônes potentiels  $x_{pc}$ . On peut remarquer sur les profils de vitesse la présence d’au moins trois régions distinctes, avec une première région s’étendant de la constriction en-dessous de l’obstacle ( $x = 0$ ) jusqu’au voisinage de la sortie de l’embout ( $x = x_{sortie}$ ), avec une accélération de l’écoulement, puis une seconde région en champ proche ( $x_{sortie} \leq x \leq x_{pc}$ ) dans laquelle la vitesse moyenne est quasiment constante, et enfin une troisième région ( $x > x_{pc}$ ) dans laquelle l’écoulement subit une décélération (décroissance de la vitesse moyenne centrale). Concernant l’intensité turbulente, nous pouvons remarquer qu’elle est globalement inférieure à 20% pour tous les cas, et qu’elle augmente jusqu’en champ lointain jusqu’à un certain maximum pour ensuite diminuer. Pour le cas  $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$ , les pics de maximum coïncident avec la position longitudinale de la section de sortie de la maquette.

#### 3.5.4.2 Profils longitudinaux en ‘loi carrée’ et régressions linéaires

La figure 3.24 illustre les profils de décroissance de vitesse centrale en ‘loi carrée’  $\left(\frac{U_{dc}}{U_c}\right)^2$  (équation 3.40) entre 0 et  $80H_c$ , pour les ouvertures de 2.4 (a) et 10% (b), accompagnés de droites de régression linéaire, dont les régressions sont faites sur les régions en champ

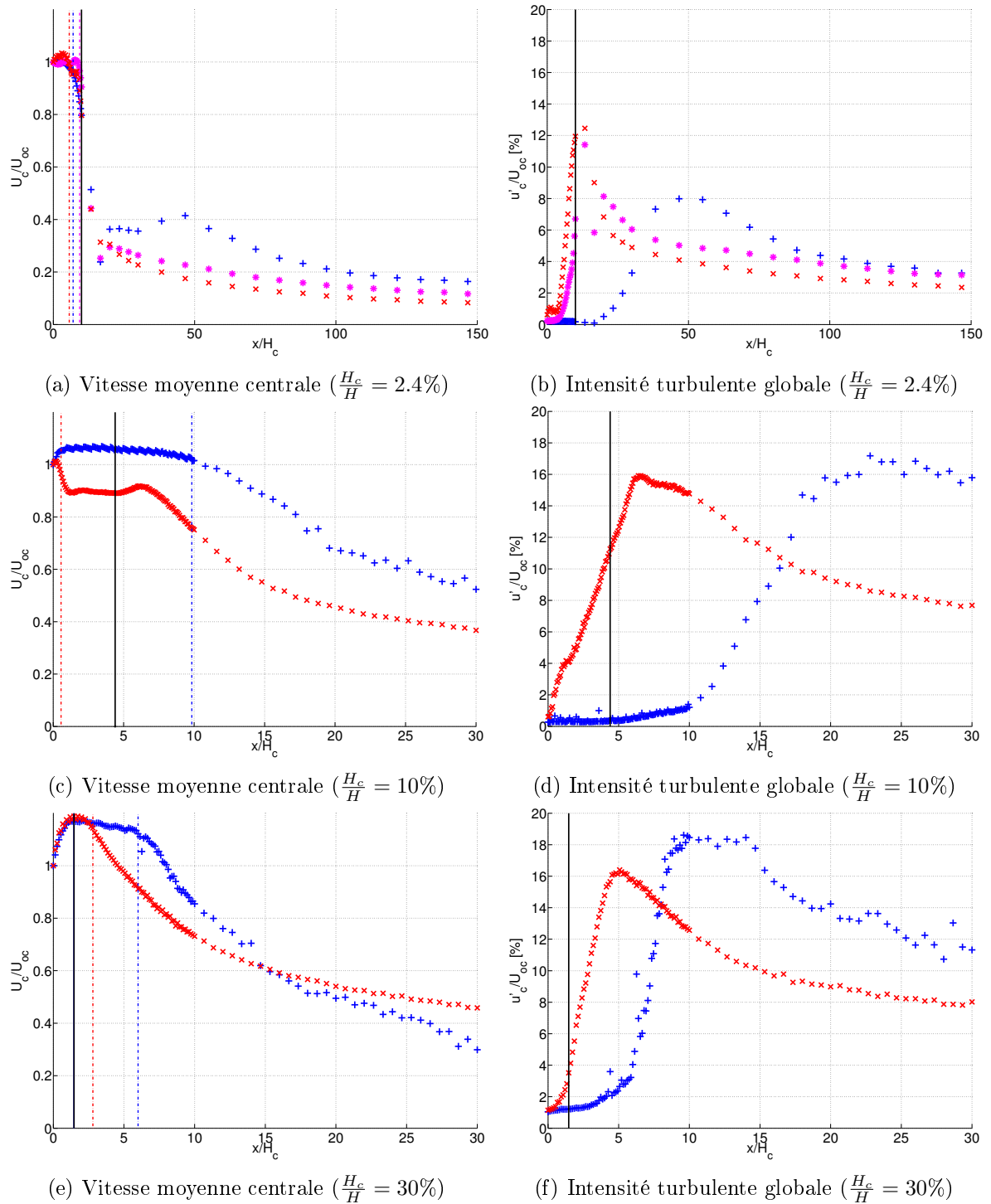


FIGURE 3.23 – Profils longitudinaux de vitesse moyenne adimensionnée et d'intensité turbulente mesurés en aval de l'obstacle pour une ouverture de 2.4% (haut), 10% (milieu), 30% (bas) et pour les nombres de Reynolds débitants : 402 (+) ; 1079 (\*) ; 2084 (x). Les lignes verticales en pointillés représentent les positions longitudinales de fin des cônes potentiels  $x_{pc}$  et la ligne verticale noire pleine représente la position longitudinale de la section de sortie  $x_{sortie}$  de la maquette (embout).  $U_{oc}$  est la vitesse centrale au niveau de la constriction formée en-dessous de l'obstacle.

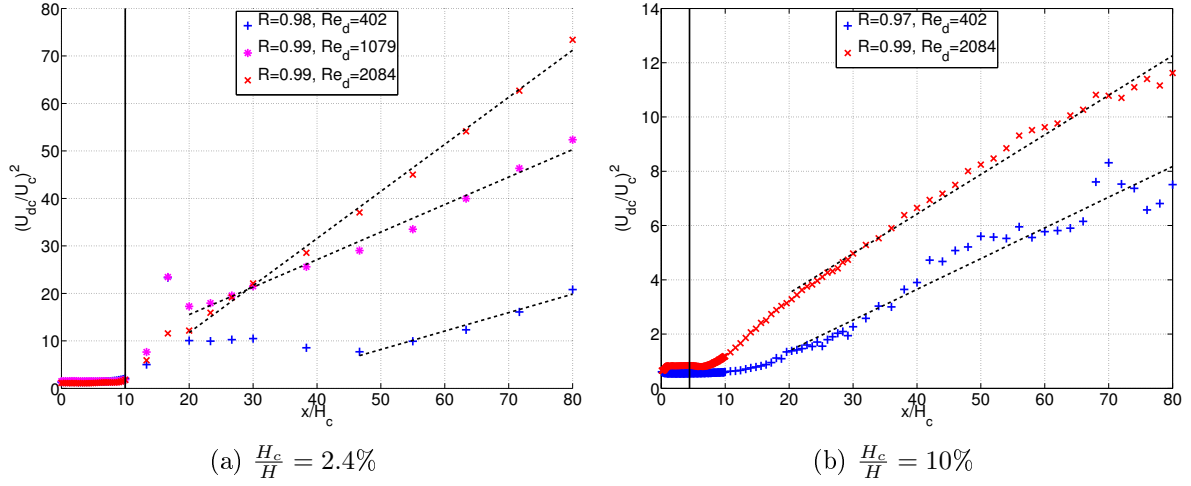


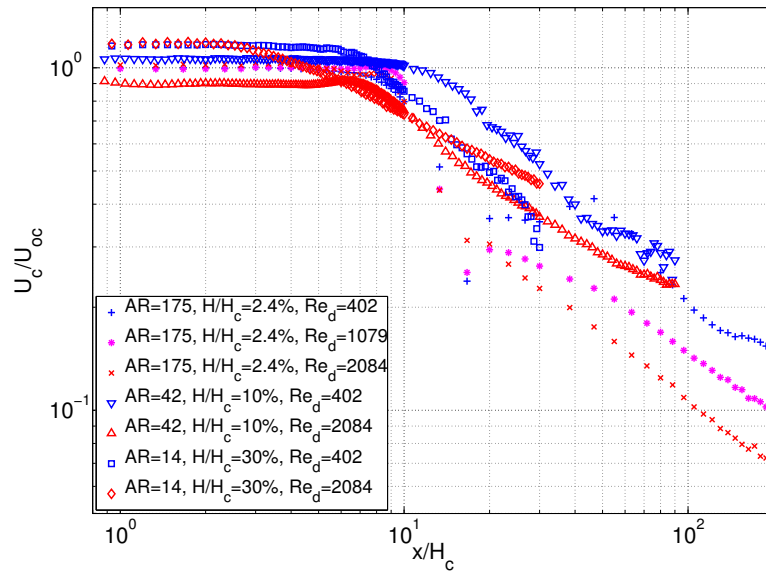
FIGURE 3.24 – Profils longitudinaux en loi ‘carrée’ et droites de régression linéaire pour des degrés d’ouverture 2.4% (a), 10% (b), en fonction du nombre de Reynolds. Les coefficients de corrélation  $R$  entre profils et droites de régression sont indiqués dans la légende. La ligne verticale noire représente la position longitudinale de la section de sortie du canal.

lointain ( $x \geq 20H_c$ ) présentant une allure linéaire. Les coefficients de corrélation  $R$  entre profil et droite de régression correspondante sont indiqués dans la légende. Excepté le cas ( $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$ ;  $Re_d = 402$ ), pour lequel il est difficile de distinguer une partie linéaire pour  $x < 50H_c$ , les autres cas montrent que une partie linéaire montante débutant vers  $x > 15H_c$ . Les régressions linéaires permettent d’estimer les paramètres de décroissance de jet  $K_u$  et  $x_{01}$  (équation 3.40), qui seront présentés dans la section suivante.

La figure 3.25a illustre de manière globale les décroissances de vitesse centrale pour toutes les configurations étudiées, pour  $1 \leq \frac{x}{H_c} \leq 200$ . La figure 3.25b, issue d’une étude de Mi et al (2005) [MDN05] et qui fournit des données expérimentales mesurées pour des jets issus de sections rectangulaires à quatre rapports d’aspect différents (15, 30, 60 et 120), est incluse pour comparaison. Pour toutes les configurations, dans la région  $1 \leq \frac{x}{H_c} \leq 8$ , la vitesse moyenne centrale reste constante, puis dans la région plus en aval ( $\frac{x}{H_c} > 9$ ) *i.e.* dans le champ lointain, la vitesse moyenne centrale subit une décroissance linéaire (en échelle logarithmique).

### 3.5.4.3 Comparaison des paramètres de jet

Les positions longitudinales adimensionnées de fin des cônes potentiels  $\frac{x_{pc}}{H_c}$  sont illustrés pour toutes les configurations étudiées sur la figure 3.26, en fonction du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$ . Il apparaît que les fins des cônes potentiels sont toutes situées entre  $0.6H_c$  et  $10H_c$ . Il n’apparaît pas sur cette figure de dépendance claire entre  $x_{pc}$  et le degré d’ouverture (ou rapport d’aspect), mais l’on peut remarquer que  $x_{pc}$  a tendance à diminuer lorsque le nombre de Reynolds augmente. Par exemple, pour le degré d’ouverture de 10%,  $x_{pc}$  passe de  $9.9H_c$  ( $Re_d = 402$ ) à  $0.6H_c$  ( $Re_d = 2084$ ).



(a) Données expérimentales de la présente étude

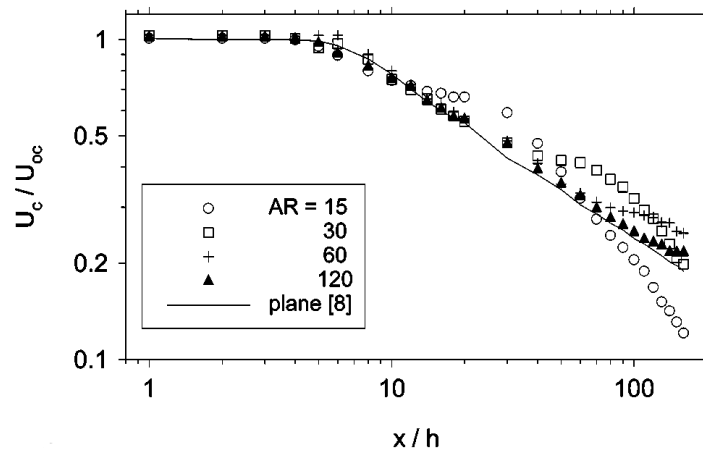
(b) Données expérimentales de l'étude de Mi et al. (2005) obtenues pour des jets rectangulaires et plans ( $Re \approx 10^4$ )

FIGURE 3.25 – Comparaison des décroissances longitudinales de vitesse centrale en fonction du degré d'ouverture (rapport d'aspect) et du nombre de Reynolds : (a) présente étude ; (b) étude de Mi et al. (2005) [MDN05]. La référence [8] dans la légende de la figure de Mi correspond à la thèse de Deo (2005) [Deo05].

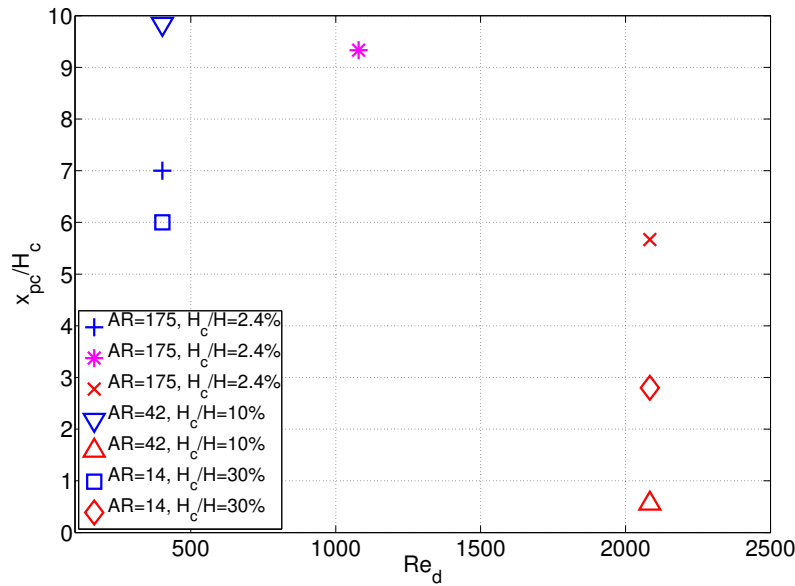


FIGURE 3.26 – Comparaison des positions longitudinales adimensionnées de fin des cônes potentiels  $x_{pc}$  évaluées pour toutes les configurations étudiées en fonction du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$

À partir des régressions linéaires effectuées sur les profils longitudinaux en ‘loi carrée’, présentés dans la section précédente, nous pouvons estimer les paramètres liés à la décroissance de jet que sont le taux de décroissance  $K_u$  et l’origine virtuelle  $x_{01}$  (équation 3.40, section 3.2.3.5). Les paramètres obtenus sont représentés sur les figures 3.27a et 3.27b (respectivement  $K_u$  et  $\frac{x_{01}}{H_c}$ ). Nous voyons que pour toutes les configurations étudiées,  $K_u$  est globalement compris entre 0.05 et 1, et  $x_{01}$  est globalement comprise entre  $-30H_c$  et  $10H_c$ . L’ouverture de 2.4% (rapport d’aspect de 175) est caractérisée par des taux de décroissance plus élevés que pour les plus grandes ouvertures (entre 0.4 et 1), tandis que les autres ouvertures (10 et 30%) présentent des taux de décroissance moins élevés, compris entre 0.05 et 0.2. Le tableau 3.4 permet de comparer ces paramètres obtenus avec des études antérieures sur les jets rectangulaires ou plans. Bien que les taux de décroissance  $K_u$  soient tous du même ordre de grandeur (entre 0.05 et 1), on note une grande disparité pour les origines virtuelles, y compris entre les différentes études antérieures à cette thèse citées. Par exemple, Quinn (1992) [Qui92] reporte des origines virtuelles comprises entre -0.2 et -1.4, tandis que Deo et al. (2008) [DMN08] reportent des origines virtuelles comprises entre -1 et 8.

#### 3.5.4.4 Caractérisation spectrale

Pour terminer avec la caractérisation de l’écoulement en aval de l’obstacle en forme d’incisive, la figure 3.28 présente à titre d’exemple les densités spectrales de puissance de la vitesse centrale instantanée  $\phi_{U_c}$  estimées pour plusieurs positions longitudinales adimensionnées ( $1 \leq \frac{x}{H_c} \leq 10$ ), en fonction du nombre de Strouhal  $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$ , pour le cas ( $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ,  $Re_d = 2084$ ). Pour toutes les positions longitudinales considérées, un pic très prononcé ap-

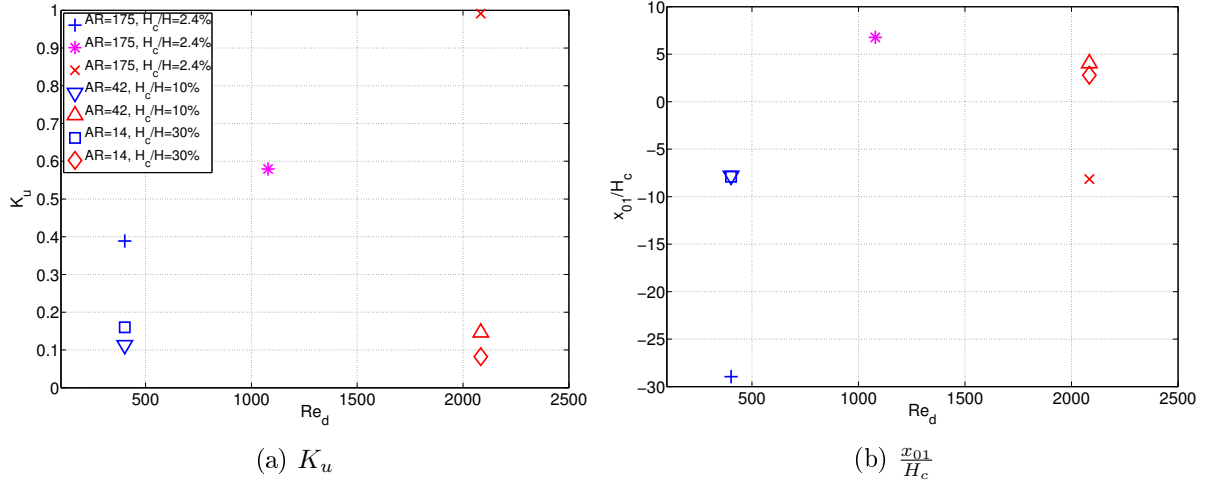


FIGURE 3.27 – Comparaison des paramètres de jet  $K_u$  et  $x_{01}$  mesurés pour toutes les configurations étudiées en fonction du nombre de Reynolds débitant  $Re_d$

TABLEAU 3.4 – Comparaison avec la littérature sur les jets rectangulaires ou plans des paramètres de jet obtenus. Remarques :  $U_0$  représente une vitesse caractéristique telle que  $U_{dc}$  ou  $U_{oc}$ , selon l'étude ;  $h$  représente la hauteur de section rectangulaire d'émission du jet.

Étude	$AR$	$U_0$ [m/s]	$Re$	$K_u$	$\frac{x_{01}}{h}$
Quinn [Qui92]	2–20	60	208000	$\approx 0.2$	-0.2–1.4
Deo et al. [DMN07a]	15–75	–	–	0.1–0.2	–
Deo et al. [DMN07b]	72	27	18000	0.15–0.25	–
Deo et al. [DNM07]	30, 60	18.4, 26.3	7000, 10000	$\approx 0.2$	$\approx 0$
Deo et al. [DMN08]	36, 60	3–45	1500–165000	0.1–0.3	-1–8
Présente étude	14, 42, 175	–	402, 1079, 2084	0.08–1	-30–10

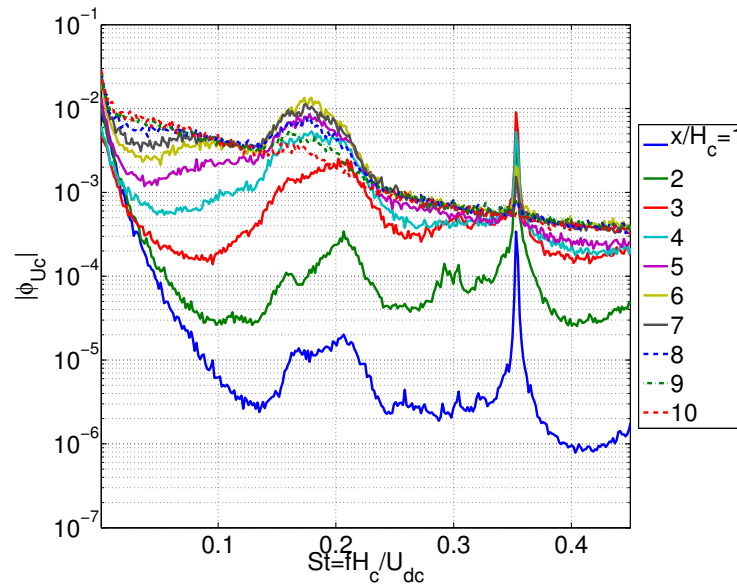


FIGURE 3.28 – Module de la densité spectrale de la vitesse instantanée centrale estimées pour plusieurs positions longitudinales en aval de l’obstacle pour le cas ( $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ,  $Re_d = 2084$ ), en fonction du nombre de Strouhal  $St = \frac{fH_c}{U_{dc}}$ .

paraît à  $St \approx 0.35$ , qui est probablement dû à un détachement tourbillonnaire. Un autre pic, moins prononcé, apparaît pour  $St$  compris entre 0.15 et 0.23, et l’on constate que ce pic se décale vers les nombres de Strouhal plus petits à mesure que l’on s’éloigne plus en aval vers le champ lointain.

### 3.6 Conclusion du Chapitre 3

Le Chapitre 3 s’intéressait à l’écoulement traversant une géométrie de canal rectangulaire associée à un embout contenant un obstacle en forme d’incisive, dont la hauteur peut être variée. L’intérêt de cette étude est double : (1) elle contribue à l’étude de la production de fricatives non voisées à l’aide de maquettes *in-vitro*, par la quantification de l’influence de certains paramètres géométriques et conditions limites sur l’évolution de l’écoulement qui génère les fricatives, l’influence de l’écoulement étant souvent négligée dans les études sur les fricatives ; et (2) certains résultats de cette étude présentent également un intérêt pour d’autres applications telles que l’aérodynamique des *spoilers* ou les jets industriels plans/rectangulaires.

Les mesures de vitesse en amont de l’obstacle confirment qu’il est nécessaire de tenir compte des conditions amont lorsqu’il y a lieu de mener des études expérimentales avec géométries simplifiées en lien avec la production de fricatives, en raison de leur grande influence sur le comportement de l’écoulement amont. Même dans des configurations très simples comme celles présentées ici, nous observons des différences plutôt significatives qui peuvent avoir un impact sur l’écoulement qui se développe plus en aval. Il apparaît également que l’insertion de pailles



en plastique lisses a tendance à davantage ‘laminariser’ l’écoulement, mais que l’insertion d’un nid d’abeilles permet d’obtenir des profils beaucoup plus symétriques en particulier à des nombres de Reynolds élevés, donc lorsque l’écoulement devient turbulent. Il est possible que le nid d’abeille utilisé, malgré la canalisation des lignes de courant provoquée par les cavités hexagonales, induise une légère turbulence en raison de la rugosité non lisse des parois internes de ces cavités.

Les mesures de vitesse en aval de l’obstacle nous ont permis de caractériser le comportement des jets rectangulaires (voire quasiment plans dans le cas de l’ouverture de 2.4% *i.e.* rapport d’aspect de 175) issus de la constriction formée en-dessous de l’obstacle en forme d’incisive, et de comparer ces caractéristiques avec certaines études de la littérature sur les jets rectangulaires ou plans. Bien qu’une légère asymétrie le long de la dimension horizontale ( $z$ ) a pu être observée, l’hypothèse de bidimensionnalité de l’écoulement peut être raisonnablement admise en raison des rapports d’aspect supérieurs à 4. Les évolutions transversales et longitudinales des jets mesurés semblent consistantes avec celles reportées dans la littérature. Comme l’a fait remarquer Deo dans son étude sur l’influence de la géométrie de l’embout de sortie sur les propriétés statistiques d’un jet turbulent plan [DMN07b], un jet plan ‘n’oublie pas son origine’, même dans un état pleinement développé. La théorie classique qui postule que tous les jets sont asymptotiquement indépendants des conditions de la source du jet, et que les propriétés du jet dépendent uniquement du débit volumique et de la distance à la source, n’est plus valide pour un jet plan.



# Géométries simplifiées : caractérisation acoustique

## Sommaire

<b>4.1 Géométries <i>in-vitro</i> considérées . . . . .</b>	<b>82</b>
4.1.1 Géométries avec obstacles en forme d'incisive . . . . .	82
4.1.2 Géométries ' <i>offset</i> ' et ' <i>centred</i> ' . . . . .	82
<b>4.2 Protocoles de mesures acoustiques . . . . .</b>	<b>83</b>
4.2.1 Dispositif de mesure du champ acoustique rayonné . . . . .	83
4.2.2 Protocole de mesures de directivité acoustique avec antenne de microphones	85
4.2.3 Dispositif de mesure utilisé pour les maquettes ' <i>offset</i> ' et ' <i>centred</i> ' . . . .	86
<b>4.3 Caractérisation acoustique de la géométrie avec obstacle(s) en forme d'incisive . . . . .</b>	<b>87</b>
4.3.1 Influence des conditions en amont de la constriction (obstacle simple) . .	87
4.3.2 Influence des conditions en aval de la constriction (obstacle simple) . . . .	89
4.3.3 Caractérisation acoustique de la maquette double-obstacle . . . . .	90
4.3.4 Caractérisation de la directivité acoustique (obstacle simple) . . . . .	90
<b>4.4 Caractérisation acoustique des géométries '<i>offset</i>' et '<i>centred</i>' . . . .</b>	<b>94</b>
4.4.1 Influence de la forme de la section transversale sur la formation du jet . .	94
4.4.2 Influence du degré d'ouverture sur l'interaction de jet . . . . .	95
4.4.3 Influence de la distance constriction-obstacle sur le développement du jet .	96
<b>4.5 Conclusion du Chapitre 4 . . . . .</b>	<b>97</b>

Ce chapitre aborde les expériences acoustiques effectuées sur des maquettes *in-vitro* simplifiées de type canal avec obstacle(s). L'objectif de ce chapitre est de recueillir des données expérimentales acoustiques obtenues en faisant varier les conditions limites d'entrée ou de sortie. Les caractéristiques spectrales et de directivité des bruits rayonnés sont parmi les principaux aspects étudiés.

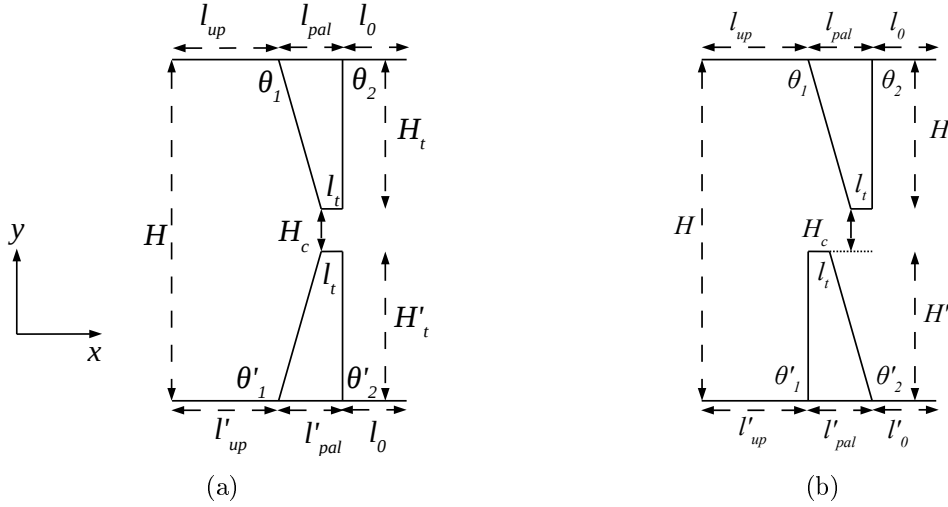


FIGURE 4.1 – Embout à deux obstacles en forme d’incisive, positionnés : (a) symétriquement ; (b) asymétriquement.

## 4.1 Géométries *in-vitro* considérées

### 4.1.1 Géométries avec obstacles en forme d’incisive

La géométrie avec obstacle en forme d’incisive caractérisée d’un point de vue écoulement dans le Chapitre 3 sera à nouveau étudiée dans ce chapitre, mais d’un point de vue acoustique. Les différentes conditions amont testées dans les expériences d’écoulement du Chapitre 3 (voir section 3.1.2) seront également utilisées pour les expériences acoustiques. En complément de la géométrie à un obstacle en forme d’incisive, nous nous intéressons également à une autre géométrie similaire, comprenant non pas un mais deux obstacles en forme d’incisive (figure 4.1). Avec deux obstacles au lieu d’un, cet embout est morphologiquement plus proche de la réalité physiologique (rangées dentaires supérieure et inférieure). Les deux obstacles possèdent les mêmes dimensions et la même forme que l’obstacle de l’embout à une dent, pour lesquels les hauteurs correspondantes  $H_t$  et  $H'_t$  peuvent être chacune précisément ajustées par des vis. Les deux obstacles peuvent être positionnés de manière symétrique (i.e.  $\theta_1 = 107^\circ$ ,  $\theta_2 = 90^\circ$ ,  $\theta'_1 = 107^\circ$ ,  $\theta'_2 = 90^\circ$ ) ou asymétrique (i.e.  $\theta_1 = 107^\circ$ ,  $\theta_2 = 90^\circ$ ,  $\theta'_1 = 90^\circ$ ,  $\theta'_2 = 10^\circ$ ). Nous définissons arbitrairement une hauteur de constriction  $H_c$  pour cette maquette comme étant la différence de hauteur entre les deux obstacles.  $H_c$  peut être soit positive (i.e. dents ouvertes) ou négative (i.e. dents se chevauchant). L’embout à deux obstacle peut également être monté sur le canal rectangulaire en plexiglas.

### 4.1.2 Géométries ‘offset’ et ‘centred’

En vue d’étudier l’influence acoustique de l’interaction jet/obstacle sur la production de sibilante, outre les géométries avec obstacles en forme d’incisive, nous considérons les deux

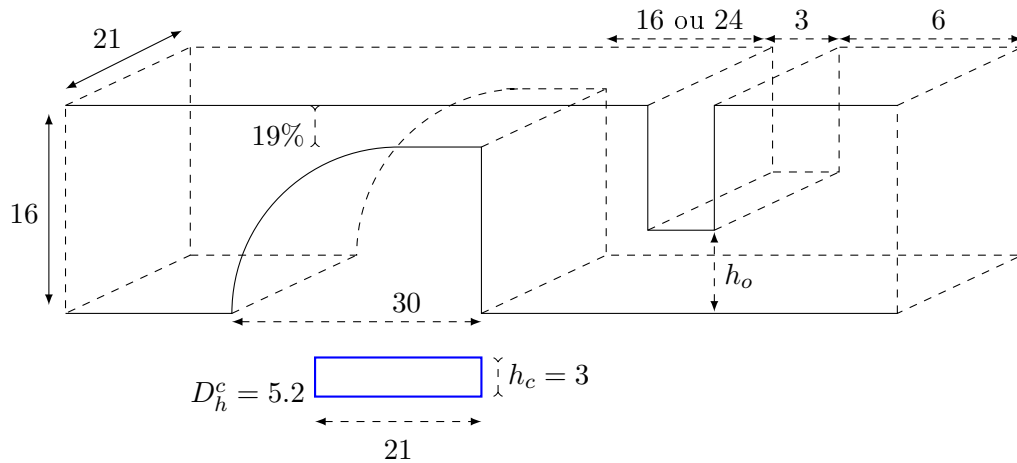
géométries illustrées sur les figures 4.2a et 4.2b. La première géométrie, dénommée ‘*offset*’ (pour décalage, figure 4.2a), est composée d’un canal rectangulaire, contenant un obstacle en forme de langue suivi d’un obstacle rectangulaire positionné à angle droit. L’écoulement d’air traversant cette maquette résulte en une interaction jet-obstacle dans le canal rectangulaire. Un jet de paroi confinée est issu de la constriction alignée avec la paroi du canal, de telle sorte qu’il y a un décalage du jet par rapport à l’axe longitudinal du canal. La constriction est caractérisée par un degré d’ouverture constant (19%) à son passage le plus étroit, dont le diamètre hydraulique vaut  $D_h^c = 5.2\text{mm}$ . La distance entre la section de sortie de la constriction, où le jet se forme initialement, et le bout de l’obstacle, peut être variée par un déplacement longitudinal de la section constricte. Les distances constriction-obstacle considérées ici sont 16 ou 24mm. Le degré d’occlusion (fermeture) à l’obstacle s’élève à 4%, 9%, 16% ou 34% pour une hauteur de constriction  $h_0$  qui augmente. L’écoulement en aval de l’obstacle est sujet à des conditions limites asymétriques si bien qu’une couche limite se développe le long de la paroi plate du canal, et une couche de cisaillement libre se développe en aval du bout de l’obstacle, où l’écoulement interagit avec l’air environnant. Ainsi, un jet asymétrique ‘délimité par paroi’ se développe en aval de l’obstacle, pour lequel le degré d’asymétrie dépend du degré d’occlusion, sachant que le développement en champ proche du jet dépend, entre autres, de la distance normalisée depuis l’obstacle jusqu’à la sortie du canal (6mm), ce qui donne  $10 \times h_0$  (4%),  $4 \times h_0$  (9%),  $2.3 \times h_0$  (16%), ou  $1.1 \times h_0$  (34%) [VPEB11, SG00].

La seconde géométrie, dénommée ‘*centred*’ (pour centrage, figure 4.2b), comprend un canal cylindrique amont de diamètre 10mm, suivi d’un canal rectangulaire de largeur 25mm, de longueur 50mm et de hauteur 25mm. Deux sections transversales de constriction différentes sont évaluées expérimentalement : circulaire (C) de diamètre hydraulique  $D_h^c = 10\text{mm}$ , et elliptique (E) de diamètre hydraulique de constriction  $D_h^c = 6.7\text{mm}$ . La distance constriction-obstacle entre la sortie de constriction et le bord amont de l’obstacle peut être soit de 17mm, soit de 24mm. Le degré d’ouverture à l’obstacle est constant (50%), de sorte que la distance depuis l’obstacle jusqu’à la sortie du canal s’élève à 23mm ( $1.8 \times h_0$ ) ou 30mm ( $2.4 \times h_0$ ).

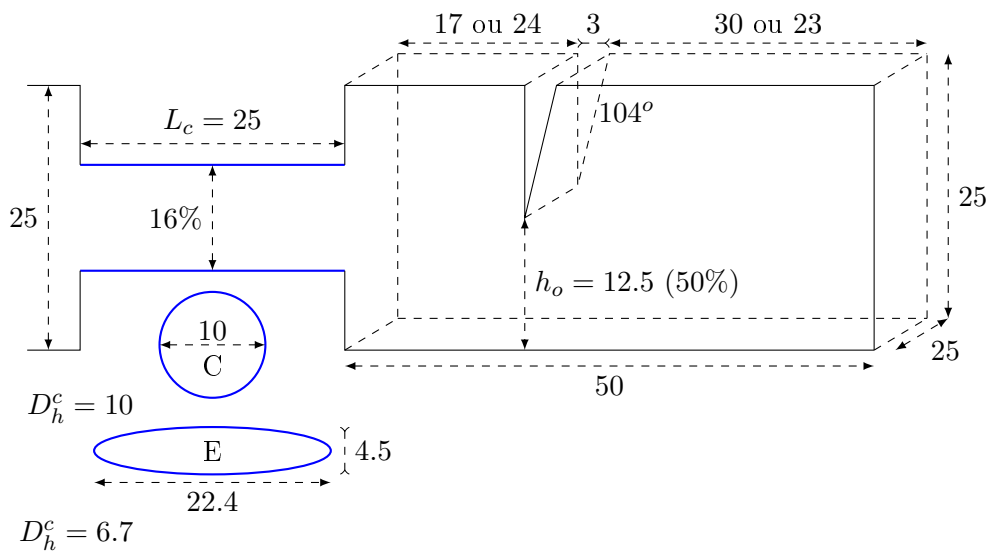
## 4.2 Protocoles de mesures acoustiques

### 4.2.1 Dispositif de mesure du champ acoustique rayonné

Pour la mesure du champ de pression acoustique généré par les maquettes à étudier, nous utilisons le protocole expérimental présenté sur la figure 4.3. Le même compresseur d’air que pour le protocole film chaud, situé à l’extérieur de la salle d’expérimentation, couplé à un régulateur de pression (Norgren type 11-818-987) fournit l’alimentation en air du circuit. Le débit volumique  $Q$  est ajusté par une valve et mesuré par un débitmètre (TSI 4000 series). Afin de limiter les perturbations acoustiques dues au bruit d’écoulement créé en amont du canal rectangulaire, une chambre de conditionnement aéroacoustique faite de plexiglas ( $700 \times 700 \times 800\text{mm}$ , voir figure C.6c dans l’Annexe C), dont les parois sont couvertes de mousse acoustiquement absorbante (SE50-AL-ML, Elastomeres Solutions) est insérée entre le canal rectangulaire et l’air venant du compresseur. La section de sortie de la maquette étudiée



(a) Géométrie 'offset'



(b) Géométrie 'centred'

FIGURE 4.2 – Autres maquettes *in-vitro* étudiées dans cette thèse : (a) configuration asymétrique jet-obstacle ('offset') avec constriction rectangulaire et (b) configuration jet-obstacle symétrique ('centred') avec une section transversale de constriction circulaire (C) ou elliptique (E). Les distances sont reportées en [mm]. L'écoulement s'écoule de la gauche vers la droite.

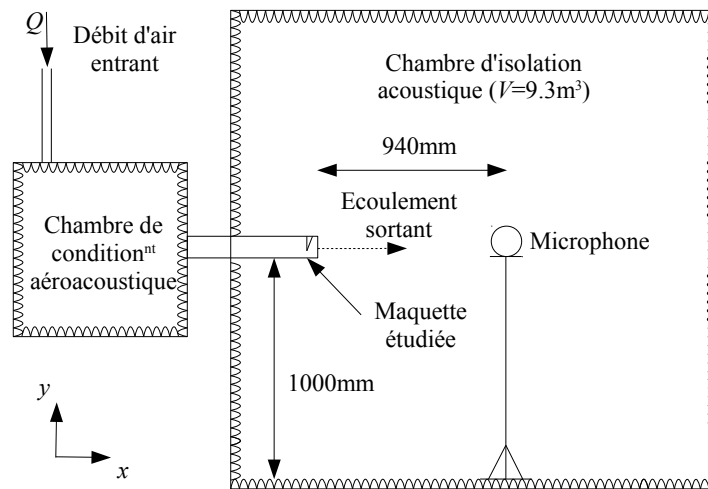


FIGURE 4.3 – Protocole de mesures acoustiques – le compresseur fournissant l’alimentation en air n’est pas représenté.

débouche sur une chambre d’isolation acoustique de dimensions  $2.08 \times 2.10 \times 2.14\text{m}$ , dont les parois intérieures sont également équipées de mousse acoustiquement absorbante SE50-AL-ML. Cette chambre permet de minimiser le bruit de fond inhérent à la salle d’expérimentation (appareils de mesure, ordinateur, bruits de personnes circulant à proximité de la salle etc., cf. figure 3 dans l’Annexe D) et de s’approcher de conditions acoustiques de champ libre (sans champ réverbérant) durant les mesures. La chambre possède un temps de réverbération très faible, inférieur à 100ms [VHF12]. Des spécifications techniques supplémentaires sur cette chambre sont listées dans l’Annexe D.

Les signaux temporels de pression acoustique sont enregistrés par un microphone B&K type 4192 (fréquence d’échantillonnage 44.1kHz, réponse plate entre 10Hz et 20kHz, voir Annexe C) connecté à un pré-amplificateur B&K type 2669 et un amplificateur B&K type 5935 (amplifiant à +30dB), positionné à au moins 800mm de chacune des parois de la chambre d’isolation acoustique, et à environ 940mm de la sortie de la maquette étudiée. Le microphone est situé à la même hauteur que la maquette étudiée mais avec un angle de  $37^\circ$  par rapport à l’axe longitudinal  $x$  de la maquette, dans le plan horizontal ( $xz$ ), afin de minimiser les perturbations dues à l’écoulement d’air sortant de la maquette sur le microphone. Le microphone a été calibré en suivant la méthode avec calibrateur B&K type 4231 décrite dans l’Annexe C.

#### 4.2.2 Protocole de mesures de directivité acoustique avec antenne de microphones

Pour les mesures de directivité acoustique, nous remplaçons le microphone B&K par une antenne semi-circulaire de rayon 600mm, composée de huit microphones omnidirectionnels à électret (modèle MP33865). L’antenne semi-circulaire et les positions angulaires des huit microphones sont illustrées sur la figure 4.4. Les huit microphones ont été calibrés, par comparaison entre un signal de type sinusoïdal mesuré par un microphone B&K de référence (à

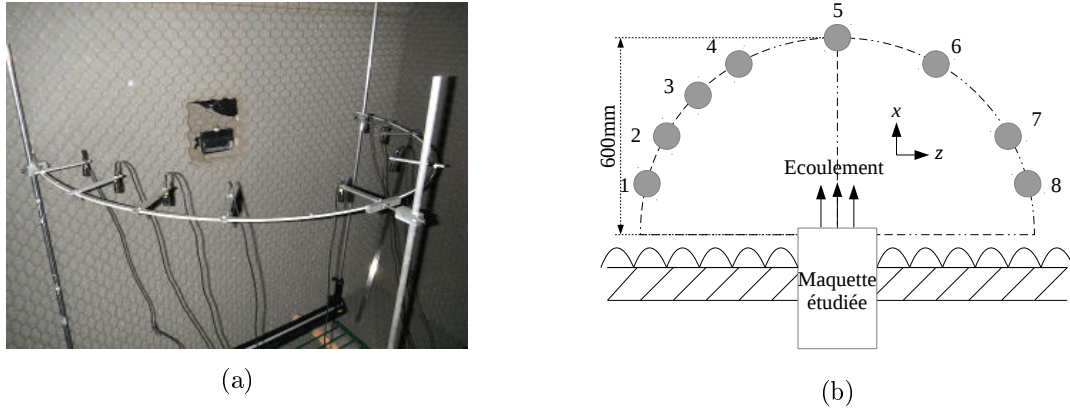


FIGURE 4.4 – (a) Antenne semi-circulaire positionnée devant la sortie de la maquette à un obstacle. (b) Positions angulaires des microphones de l’antenne (de 1 à 8) : 165°, 150°, 135°, 120°, 90°, 60°, 30°, 15°.

réponse plate), de 0 à 3000Hz. Les réponses fréquentielles de ces microphones n’étant pas du tout plates, contrairement au microphone B&K, il faut prendre en compte les valeurs de facteurs de calibration obtenues selon la fréquence considérée, lors de la mesure des directivités acoustiques du bruit rayonné par les maquettes étudiées.

#### 4.2.3 Dispositif de mesure utilisé pour les maquettes ‘offset’ et ‘centred’

Pour les mesures acoustiques avec les maquettes ‘offset’ (figure 4.2a) et ‘centred’ (figure 4.2b), nous avons utilisé également le même dispositif expérimental que celui décrit dans la section 4.2.1. La distance entre maquette et microphone est par contre fixée à 150cm avec un angle de 24° pour la maquette ‘centred’, et à 15cm avec un angle de 7° pour la maquette ‘offset’. Les signaux acoustiques sont échantillonnés à 25kHz. L’écoulement est caractérisé par des nombres de Reynolds :

$$Re_{c,o} = \frac{4 \cdot Q}{\pi \cdot D_h^{c,o} \cdot \nu}, \quad (4.1)$$

qui dépendent de la longueur caractéristique utilisée, c’est-à-dire soit le diamètre hydraulique  $D_h^c$  de la constriction amont, soit le diamètre hydraulique  $D_h^o$  de la constriction formée en-dessous de l’obstacle.



TABLEAU 4.1 – Récapitulatif de tous les paramètres variés pour les maquettes avec obstacle(s) en forme d'incisive ( $L_0 = 310\text{mm}$ )

Paramètre	Valeurs/types
Type d'embout	Simple obstacle - Double obstacle
Nombre de Reynolds débitant $Re_d$ [-]	1079 - 2084
Degré d'ouverture $\frac{H}{H_c}$ [%]	2.4 - 10 - 30
Longueur du canal rectangulaire $\frac{L}{L_0}$ [-]	0 - 1 - 2
Angle d'attaque $\theta_1$ [°]	90 - 107
Condition d'entrée du canal	Vide - Nid d'abeille - Pailles
Section de sortie	Bords vifs - Bords adoucis

### 4.3 Caractérisation acoustique de la géométrie avec obstacle(s) en forme d'incisive

Pour chaque configuration et chaque débit volumique testés, le signal temporel de pression acoustique a été enregistré durant cinq secondes à une fréquence d'échantillonnage de 44.1kHz. La caractérisation spectrale des données acoustiques mesurées est réalisée en estimant les densités spectrales de puissances (DSP) des signaux temporels de pression acoustique captés par le microphone. Sachant que tous ces signaux sont aléatoires et fortement instationnaires, en raison principalement des fluctuations turbulentes, la méthode du périodogramme de Welch est utilisée pour estimer les DSP afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (cinq segments de 1s et un taux de recouvrement de 10%). L'ensemble des paramètres variés sont listés dans la table 4.1. Afin de limiter le nombre de combinaisons distinctes de paramètres à tester, le canal de 310mm ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) vide (*i.e.* sans nid d'abeille ou pailles) est arbitrairement choisi en tant que configuration standard lorsque nous faisons varier les autres paramètres.

#### 4.3.1 Influence des conditions en amont de la constriction (obstacle simple)

##### 4.3.1.1 Longueur du canal rectangulaire

Pour les conditions en amont de la constriction, nous faisons tout d'abord varier la longueur du canal rectangulaire en plexiglas ( $\frac{L}{L_0} = 0, 1, 2$ ) pour un degré d'ouverture de 2.4% et un angle d'attaque de l'obstacle en forme d'incisive  $\theta_1 = 90^\circ$ , sans nid d'abeille ou pailles insérés. La figure 4.5 montre que plus le canal est long, plus le bruit rayonné est faible. Cela est probablement dû au fait que le canal tend à réduire le niveau de turbulence créé en amont de la constriction. De plus, pour  $\frac{L}{L_0} = 0$  (*i.e.* sans canal inséré), l'embout est directement relié à la chambre de conditionnement aéroacoustique par une contraction brusque avec des arêtes vives, où il peut se produire un effet de *vena contracta*, et où de nombreux tourbillons peuvent se former, ce qui peut engendrer des sources de bruit supplémentaires. Ceci concorde avec les intensités turbulentes élevées observées sur la figure 3.11a dans le Chapitre 3. Le pic très prononcé visible vers 8.8kHz sur tous les spectres, est dû à un bruit parasite de mesure.

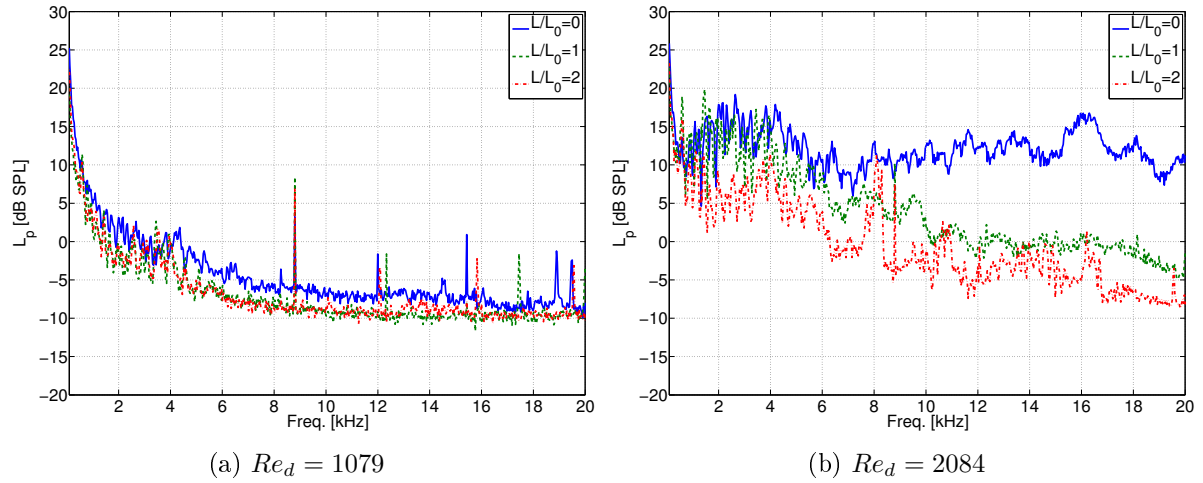


FIGURE 4.5 – Influence de la longueur du canal rectangulaire pour l'embout avec dent simple à  $107^\circ$  (ouverture de 2.4%)

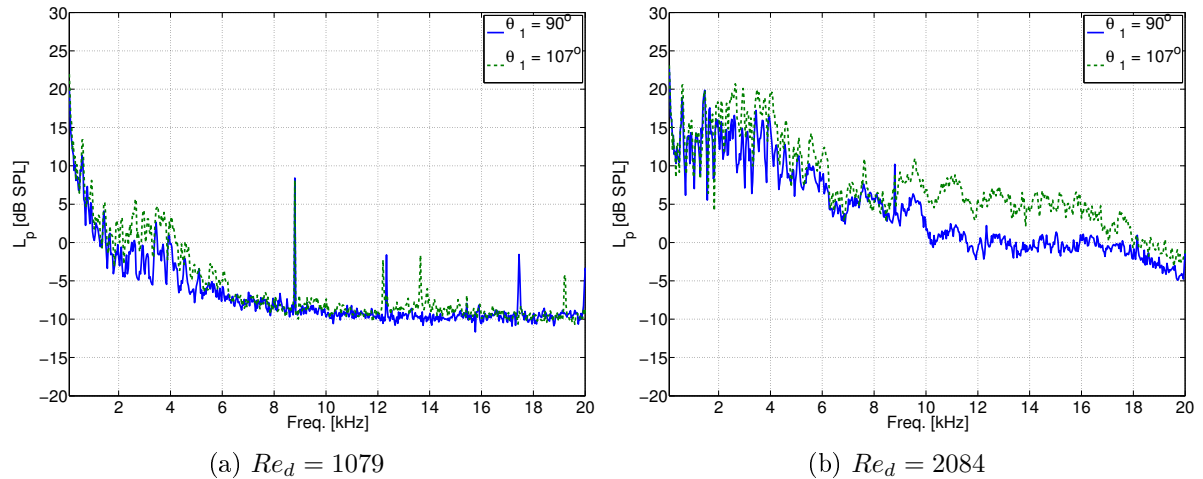


FIGURE 4.6 – Influence de l'angle d'attaque  $\theta_1$  (canal simple, ouverture de 2.4%)

#### 4.3.1.2 Influence de l'angle d'attaque

Ensuite, nous étudions l'influence de l'angle d'attaque  $\theta_1$  pour deux valeurs  $107^\circ$  (standard) et  $90^\circ$  (position inversée) avec  $L = 310\text{mm}$  et  $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$ . Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 4.6. Bien que les niveaux de bruit sont globalement légèrement plus élevés pour  $\theta_1 = 107^\circ$ , les deux configurations angulaires n'exhibent pas de différences significatives. Les pics observés sont situés aux mêmes fréquences pour les deux configurations.

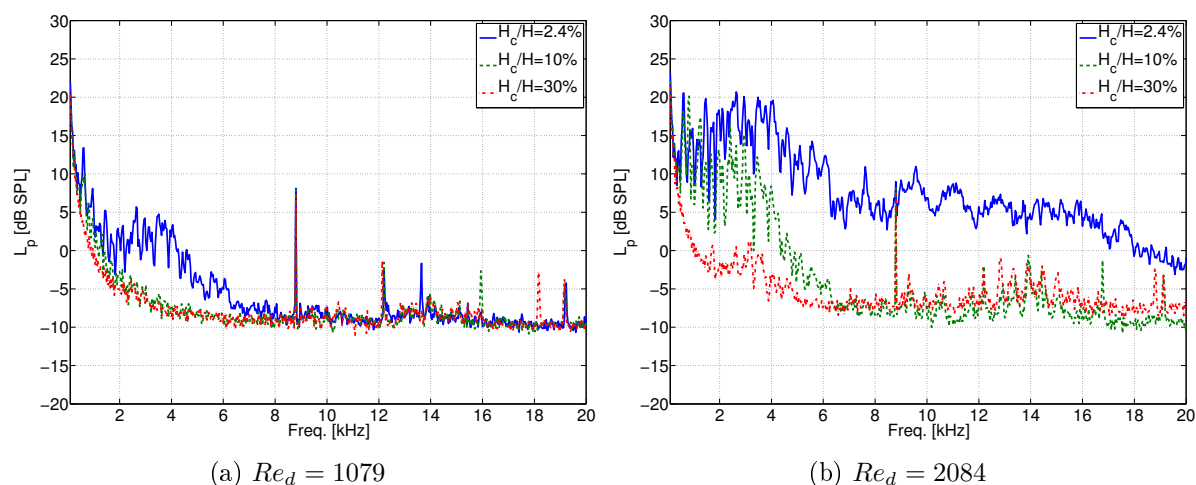


FIGURE 4.7 – Influence du degré d'ouverture pour l'embout avec dent simple à  $107^\circ$  montée sur un canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) vide

### 4.3.2 Influence des conditions en aval de la constriction (obstacle simple)

#### 4.3.2.1 Influence du degré d'ouverture

Concernant les conditions en aval de la constriction, nous étudions d'abord l'influence du degré d'ouverture  $\frac{H_c}{H}$  pour le cas d'un canal rectangulaire simple ( $\frac{L}{L_0} = 1$ ) vide et un angle d'attaque  $\theta_1 = 107^\circ$ . Les résultats sont présentés sur la figure 4.7. Pour une ouverture de 30%, pratiquement aucun bruit n'est produit pour les deux nombres de Reynolds. En revanche, comme constaté dans la thèse de Shadle [Sha85], beaucoup plus de bruit est produit pour les plus petites ouvertures et les plus grands nombres de Reynolds, *i.e.* pour les plus hauts écarts de pression à travers la constriction. Pour une ouverture de 2.4% et  $Re_d = 2084$ , le spectre a une allure large bande, similaire à celui d'un bruit de fricative [Sha85], avec une présence accrue de pics haute-fréquence. Sachant que davantage de bruit est généré pour ce degré d'ouverture, nous avons choisi de maintenir à 2.4% le degré d'ouverture lorsque nous avons fait varier les autres paramètres.

#### 4.3.2.2 Influence des arêtes vives de la section de sortie

Nous souhaitons également vérifier la contribution des bords vifs de la section de sortie du canal rectangulaire sur le bruit rayonné. Il est en effet attendu d'études antérieures de bruit aérodynamique (par exemple [FGHP12]) qu'une partie importante du processus de radiation de bruit aéroacoustique concerné se produise au niveau des arêtes vives en-dessous ou en aval de l'obstacle. La figure 4.8 illustre l'influence de l'ajout de pâte à modeler sur les bords vifs de la section de sortie. Alors que pour  $Re_d = 1079$  nous ne pouvons pas discerner de différence significative entre la configuration avec bords vifs et la configuration avec bords adoucis, pour  $Re_d = 2084$  la différence est nette sur la gamme de fréquences 2-8kHz, avec des écarts de

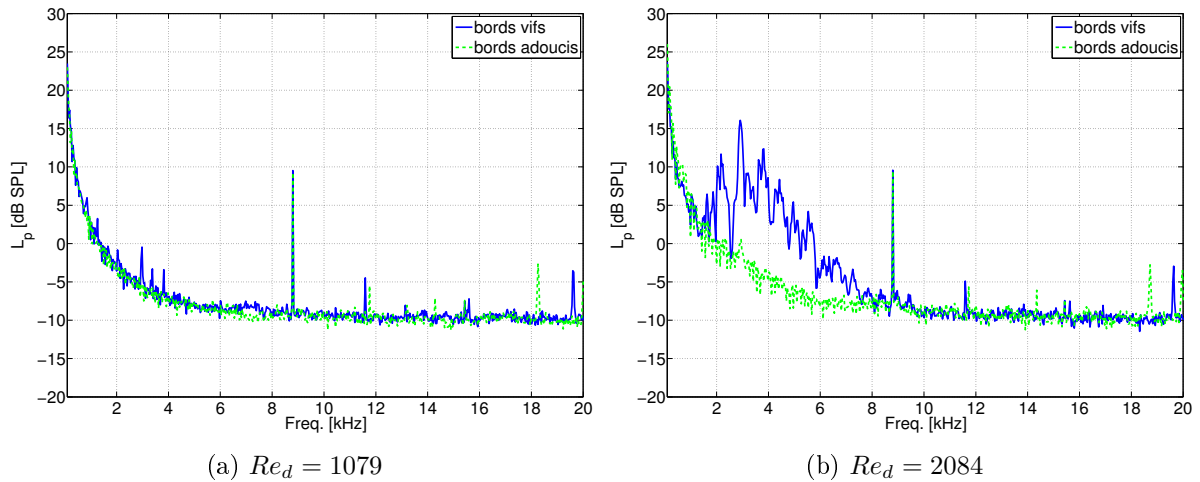


FIGURE 4.8 – Influence de l’ajout de pâte à modeler sur la section de sortie de l’embout avec dent simple à  $107^\circ$  monté sur un canal rectangulaire de 31cm avec nid d’abeille inséré en entrée

niveau pouvant dépasser 15dB entre les deux configurations. Comme attendu, la configuration avec bords vifs génère davantage de bruit.

### 4.3.3 Caractérisation acoustique de la maquette double-obstacle

Nous nous intéressons ensuite à la maquette formée d’un canal rectangulaire simple  $\frac{L}{L_0} = 1$  et d’un embout contenant deux obstacles en forme d’incisive (figure 4.1). Nous avons arbitrairement choisi ici de ne faire varier que la hauteur de la dent du bas tout en fixant celle de la dent du haut. Les configurations ‘dents symétriques’ et ‘dents asymétriques’ sont comparées en faisant varier le degré d’ouverture formé par l’espace entre les deux obstacles. Les spectres des bruits obtenus sont illustrés sur les figures 4.9 et 4.10. Nous constatons que les niveaux de bruit générés sont faibles pour tous les cas considérés, y compris pour le plus petit degré d’ouverture (2.4%), et quelque soit la configuration des dents (symétriques ou asymétriques). Cela est peut-être dû au fait qu’un jet libre (non confiné) se forme au niveau de la constriction formée entre les deux dents, tandis que lorsqu’il y a une paroi, le jet interagit avec elle ce qui génère davantage de bruit (source dipolaire).

### 4.3.4 Caractérisation de la directivité acoustique (obstacle simple)

#### 4.3.4.1 Théorie et présentation des résultats

Les directivités acoustiques des bruits générés par l’embout à un obstacle sont mesurées au moyen de l’antenne circulaire à huit microphones présentée dans la section 4.2.2. La fonction de directivité théorique pour un dipôle acoustique est donnée par

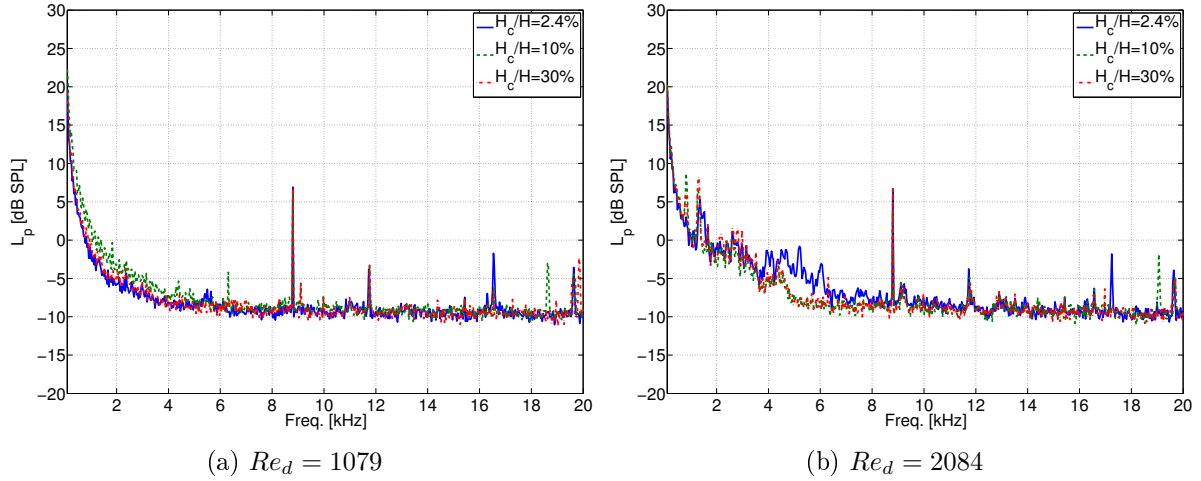


FIGURE 4.9 – Influence du degré d'ouverture pour l'embout double-obstacle en configuration 'dents symétriques' (voir figure 4.1)

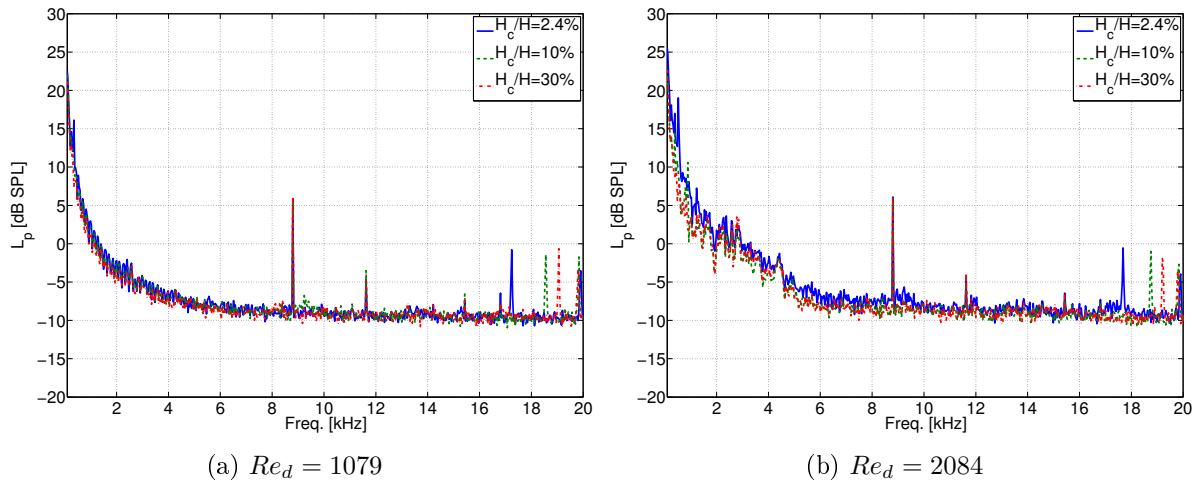


FIGURE 4.10 – Influence du degré d'ouverture pour l'embout double-obstacle en configuration 'dents asymétriques' (voir figure 4.1)

$$h(\theta) = \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) = \sin(\theta) \quad (4.2)$$

à condition que  $\theta = 90^\circ$  soit pris comme angle (axe) de référence [RTB99]. Les niveaux de pression sonore (SPL) mesurés par chacun des huit microphones sont représentés dans des diagrammes de directivité semi-circulaires. Sur tous les diagrammes, les SPL sont normalisés par la valeur mesurée dans l'axe de référence ( $\theta = 90^\circ$ ) correspondant à la direction principale de l'écoulement. La quantité  $ka$  représente le produit du nombre d'onde  $k = \frac{2\pi f}{c}$  par le rayon hydraulique  $a$ , défini par

$$a = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{P}}, \quad (4.3)$$

où  $\mathcal{A} = WH$  est la surface et  $\mathcal{P} = 2(H + W)$  le périmètre de la section transversale intérieure du canal rectangulaire en plexiglas. Les valeurs suivantes de  $ka$  sont considérées : 0.3, 0.35, 0.4 et 0.45, correspondant respectivement aux fréquences 1622, 1893, 2163, 2433Hz. Un filtre à bande d'octave centré sur chaque fréquence d'intérêt  $f$  est systématiquement appliqué pour chaque valeur de  $ka$  associée à la fréquence  $f$ .

#### 4.3.4.2 Directivités mesurées : résultats

La figure 4.11 présente les directivités mesurées dans le plan horizontal, pour l'embout à un obstacle en forme d'incisive. La directivité théorique d'une source dipolaire est ajoutée pour comparaison. Nous pouvons observer que les motifs de directivité sont fortement dépendants de la fréquence. Pour  $Re_b = 402$ , des profils quasiment omnidirectionnels bien que légèrement asymétriques sont obtenus pour tous les  $ka$  et toutes les ouvertures. Au plus haut nombre de Reynolds  $Re_b = 2084$ , la plupart de l'énergie acoustique générée est localisée le long ou près de l'axe de référence c'est-à-dire la direction principale de l'écoulement. Ainsi, plus le nombre de Reynolds augmente, plus le champ acoustique rayonné devient directionnel le long de la direction de l'écoulement. En d'autres termes, l'écoulement transporte davantage d'énergie acoustique lorsqu'il devient davantage turbulent. Au contraire, lorsque l'écoulement est laminaire, l'énergie acoustique est transportée de manière équilibrée dans toutes les directions de l'espace.

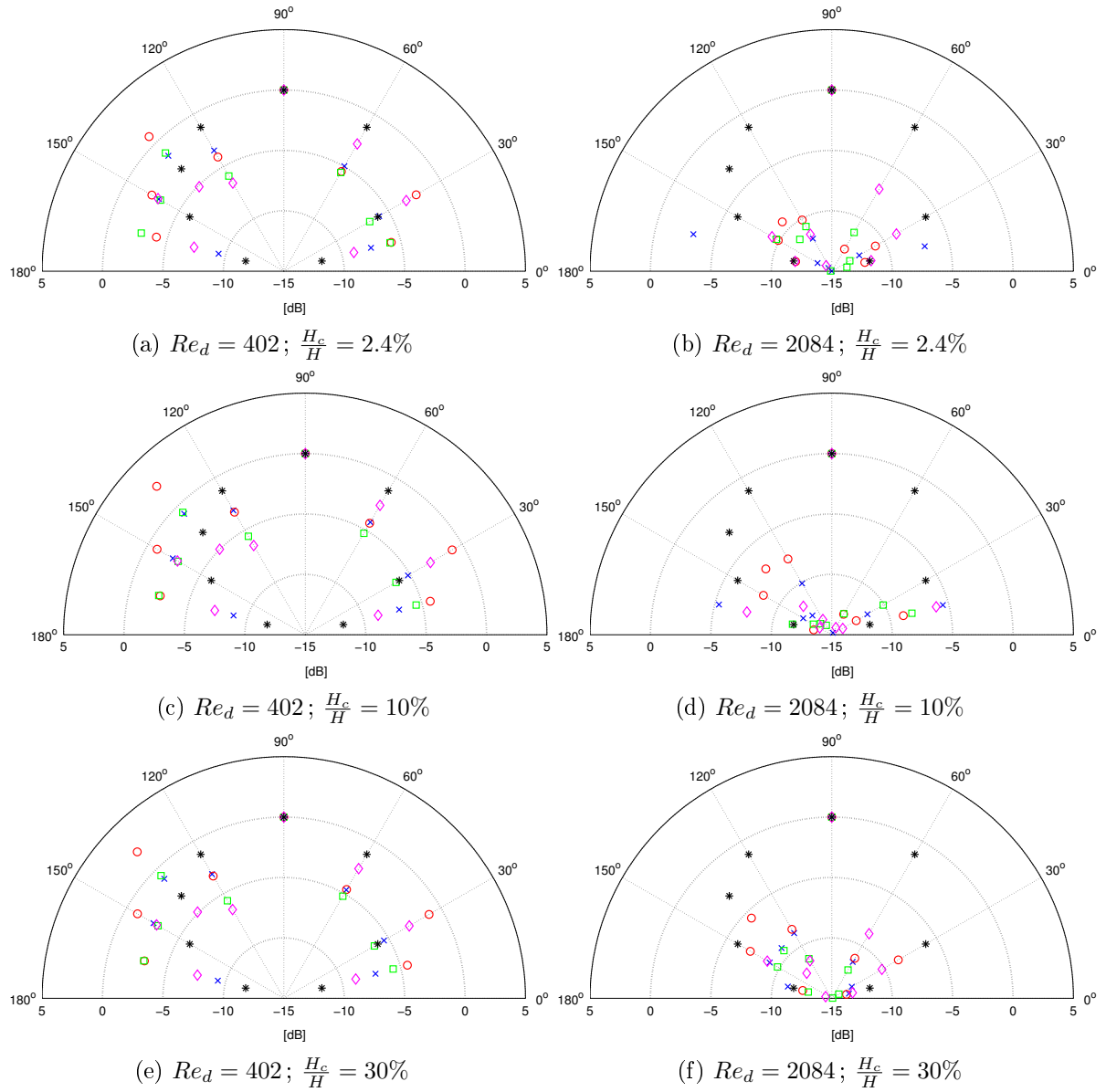


FIGURE 4.11 – Directivités horizontales mesurées (embout à un obstacle avec bords vifs) exprimées en niveaux de pression sonore normalisés par la valeur axiale (direction  $x$ ) pour deux nombres de Reynolds, trois degrés d'ouverture et quatre produits  $ka$  différents :  $ka = 0.3$  ( $\times$ );  $0.35$  ( $\circ$ );  $0.40$  ( $\square$ );  $0.45$  ( $\diamond$ ); directivité théorique d'un dipôle acoustique ajoutée pour comparaison ( $*$ )

## 4.4 Caractérisation acoustique des géométries ‘offset’ et ‘centred’

### 4.4.1 Influence de la forme de la section transversale sur la formation du jet

La figure 4.12 illustre les spectres acoustiques<sup>1</sup> pour l’écoulement à travers la géométrie ‘centred’ aux nombres de Reynolds  $Re_o = 6700$  (figure 4.12a) et  $Re_o = 8900$  (figure 4.12b) pour une constriction de section elliptique (E) et circulaire (C). Pour la partie du spectre qui contient du bruit significatif ( $f < 5\text{kHz}$  *i.e.*  $H < 0.08$  pour la section elliptique et  $H < 0.12$  pour la section circulaire), la hauteur du pic pour la section elliptique est au moins 3dB supérieure à celle de la section circulaire pour les deux nombres de Reynolds testés. Les nombres de Reynolds  $Re_c$  pour la section elliptique (14100 et 18800) sont inférieurs à ceux pour la section circulaire (21200 et 28300) ce qui représente l’effet de l’augmentation des pertes visqueuses pour les sections de forme non-circulaire qui réduisent la vitesse maximale du jet sortant de la constriction [Whi91, WVHL13]. Par conséquent, la puissance sonore pourrait décroître lorsque le nombre de Reynolds augmente avec la variation de section transversale. Cette observation est non-intuitive, car le nombre de Reynolds est relié à l’effort de soufflage, et les relations empiriques [ME53, Ste00] prédisent une puissance sonore accrue quand le débit volumique augmente, pour une constriction de section constante, comme observé sur les spectres de la même section transversale.

Par conséquent, les formes de section transversale non-circulaire pourraient être acoustiquement plus efficaces au niveau de la production de bruit liée à l’interaction jet-obstacle que les sections circulaires. Ces résultats suggèrent que pour les modèles de bruit de sibilante basés sur une généralisation de relations empiriques, qui sont obtenues pour des sections transversales particulières et appliquées à des données de sibilantes humaines pour lesquelles la forme de la section transversale peut varier [Bad89], la validité devrait être réexaminée ou tout du moins le modèle devrait être utilisé avec grande précaution.

Au premier abord, l’utilisation de modèles qui prennent en compte les principes de base de la dynamique des fluides [Kra05, HM05] semble plus prometteuse. Concernant les études empiriques [ME53, Ste00] et numériques [RS06, VGP<sup>+</sup>10, CNVHW11, NNTW12, CNVH<sup>+</sup>13] citées, cependant, on ne peut déduire de généralisation, en raison des hypothèses sous-jacentes qui peuvent s’opposer à la réalité physique. Un exemple parlant est le modèle mathématique de Howe [HM05] qui utilise un modèle d’écoulement laminaire potentiel pour trouver les sources de bruit de turbulence, si bien qu’une validation expérimentale du modèle ne peut être réalisée.

---

1. remarque importante : le nombre de Helmholtz symbolisé par la lettre  $H = \frac{fD_h^c}{c}$  dans ce chapitre, ne doit pas être confondu avec la hauteur intérieure du canal rectangulaire.



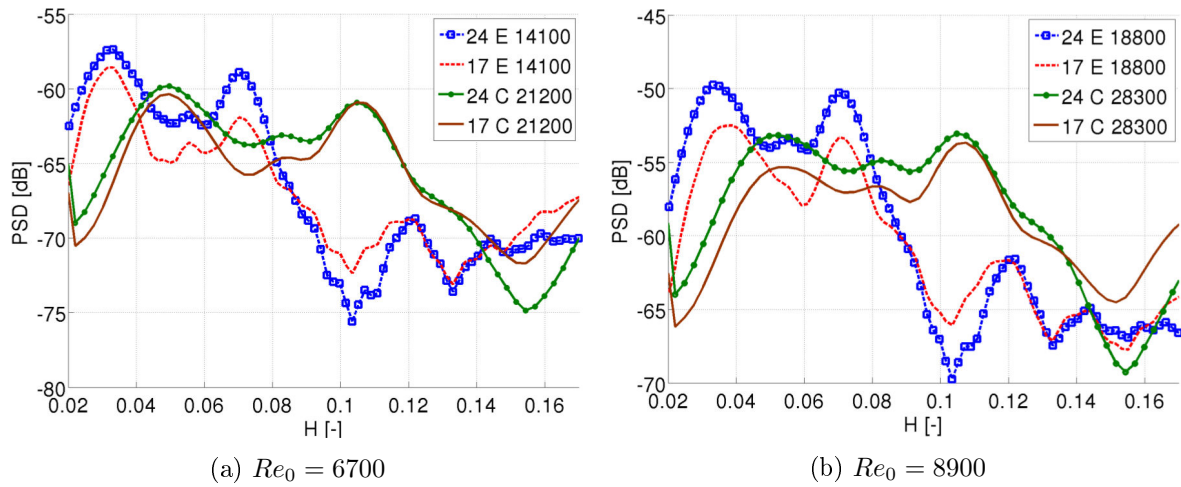


FIGURE 4.12 – Spectres mesurés pour la géométrie ‘centred’ (figure 4.2a) (a)  $Re_0 = 6700$  et (b)  $Re_0 = 8900$ . Les légendes indiquent la distance constriction-obstacle [mm], la forme de la section transversale (circulaire C ou elliptique E), et le nombre de Reynolds  $Re_c$ .

#### 4.4.2 Influence du degré d’ouverture sur l’interaction de jet

La figure 4.13 illustre les spectres acoustiques pour l’écoulement à travers la géométrie ‘offset’ en utilisant différents degrés d’ouverture avec une distance obstacle-constriction constante (24mm). Nous observons que l’effet de diminution du degré d’ouverture est double. Premièrement, le pic spectral lié avec la fréquence de résonance acoustique ( $H \sim 0.03$ ) de la cavité frontale s’étendant du plan de sortie de la constriction jusqu’à la sortie du canal de l’écoulement, décroît en amplitude. Deuxièmement, l’énergie spectrale liée à la portion de bruit large bande ( $H \gtrsim 0.08$ ) augmente. En effet, nous observons sur la figure 4.13a que la fréquence de résonance acoustique façonne le spectre pour la plus grande ouverture (34%). Pour le degré d’ouverture de 16%, aussi bien la fréquence de résonance acoustique que la portion de bruit large bande contribuent à la forme du spectre, alors que pour les plus petites ouvertures (9% et 4%), le bruit large bande domine les spectres mesurés, en accord avec une augmentation de l’impédance acoustique attendue de la théorie classique de production de parole [Fan60]. Le principal effet dû à l’augmentation du débit volumique est d’amplifier la production de bruit de turbulence, comme illustré sur la figure 4.13b.

Ainsi, le degré d’ouverture joue un rôle clé dans la génération de bruit large bande. La principale influence de l’obstacle est de courber et accélérer davantage le jet issu de la constriction [VPEB11]. Comme conséquence, la source majeure de bruit turbulent est liée non pas au jet issu de la constriction mais au jet issu de l’obstacle. En effet, l’interaction du jet généré à l’obstacle avec la paroi du canal en aval est la source majeure de bruit de turbulence, dominée par du détachement tourbillonnaire au bord du canal [Gol76, How98]. L’influence de la constriction sur les spectres mesurés est principalement reliée au positionnement de la fréquence de résonance, et son rôle dans la génération de bruit de turbulence est limitée. Par conséquent, les relations empiriques citées précédemment [ME53, Ste00] qui néglige la forme de la section transversale de la constriction peuvent être appliquées avec plus de certi-

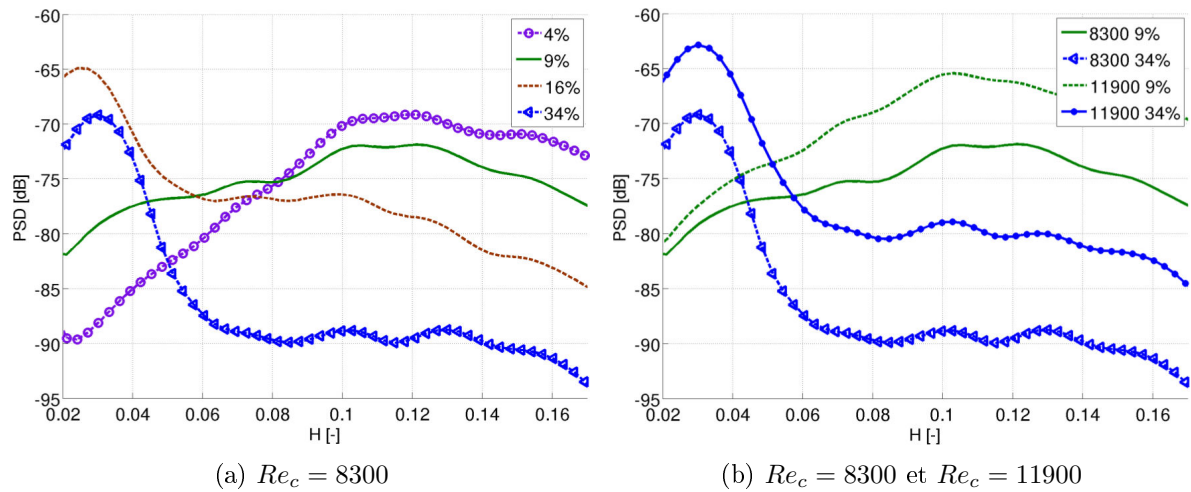


FIGURE 4.13 – Spectres mesurés pour la géométrie ‘*offset*’ avec une distance constriction-obstacle de 24mm : (a)  $Re_c = 8300$  et degrés d’ouverture de 4, 0, 16 et 24% ; (b) nombres de Reynolds  $Re_c$  (8300 et 11900) et degrés d’ouverture de 9 et 34%.

tude pour la géométrie ‘*offset*’ que pour la géométrie ‘*centred*’, comme discuté précédemment. En effet, dans le cas de la géométrie ‘*centred*’, le rôle de l’obstacle est différent puisque le décollement tourbillonnaire à l’extrémité de l’obstacle est la principale source de bruit de turbulence [Kra05, Sha85, Gol76]. L’éclatement tourbillonnaire est déterminé par les caractéristiques du jet issu de la constriction lorsqu’il impacte l’obstacle, et ainsi, la production de bruit de turbulence est sensible à la forme de la constriction sachant que des propriétés importantes telles que la vitesse du jet et la région d’impact vont en dépendre.

#### 4.4.3 Influence de la distance constriction-obstacle sur le développement du jet

La figure 4.14 fournit d’autres indices pour les principaux mécanismes sous-jacents de production de bruit turbulent. Pour la géométrie ‘*offset*’, la constriction influence la position du pic de résonance acoustique, alors que son empreinte sur la production de bruit turbulent est négligeable. En effet, la variation de la distance constriction-obstacle (24mm et 16mm) a un effet limité sur l’augmentation de la hauteur du pic associé à la résonance acoustique ( $H \sim 0.03$  à  $H \sim 0.04$ ) en raison d’une longueur de cavité frontale réduite (33mm à 25mm). En tant que telle, la distance constriction-obstacle est un paramètre redondant puisque la production de bruit turbulent au bord de fuite du canal domine les spectres de puissance, comme observé pour un degré d’ouverture de 9% sur la figure 4.14. Dans le cas de la géométrie ‘*centred*’, la distance entre la constriction et l’obstacle influence directement la génération de bruit turbulent, sachant que le développement du jet en dépend. Ainsi, la puissance du bruit turbulent augmente quand la vitesse du jet se développe, comme nous pouvons effectivement observer sur la figure 4.12 pour aussi bien la section transversale circulaire (C) qu’elliptique (E). Il est à noter qu’aucun décalage dans la fréquence de résonance acoustique n’est observé

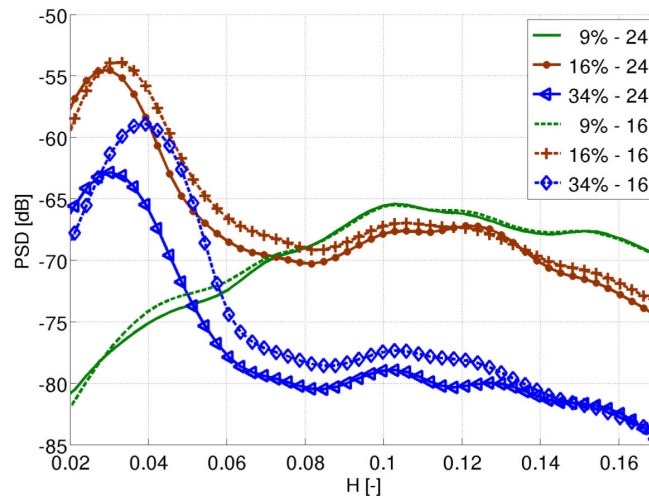


FIGURE 4.14 – Spectres mesurés pour la géométrie ‘offset’ pour  $Re_c = 11900$  pour différents degrés d’ouvertures (9, 16 et 34%) et distances constriction-obstacle (16 ou 24mm).

sachant que la longueur de la cavité frontale est constante (50mm).

## 4.5 Conclusion du Chapitre 4

Les mesures faites avec les géométries ‘offset’ et ‘centred’ montrent que la forme du canal, comme son degré d’asymétrie par rapport à son axe central, détermine les mécanismes intrinsèques à la production de bruit turbulent, et donc l’emplacement de la principale région source de turbulence. En conséquence, bien que des études systématiques de dynamique des fluides sous-jacente à la génération de bruit de turbulence soient nécessaires, les paramètres géométriques pour de telles études devraient être choisis en fonction de la forme du canal, comme il a été montré que cette géométrie détermine si l’impact de la constriction sur le bruit est majeur ou mineur. Ainsi, nous pouvons conclure que, en contraste avec la pensée généralement établie, la production de bruit de sibilante humaine ne peut être réduite à un seul mécanisme, ou à un seul modèle géométrique, pour ce problème. Au contraire, l’utilisation de résultats d’études physiques dans des sciences liées à la production de parole humaine devrait être faite avec beaucoup de précaution, d’autant plus lorsque d’importants facteurs comme les propriétés des tissus ne sont pas prises en compte. Suite aux différentes données expérimentales recueillies dans les Chapitres 2, 3 et 4 avec les différentes maquettes *in-vitro* étudiées, nous allons dans les Chapitres 5 et 6 tenter de recueillir des données numériques à l’aide de simulations d’écoulement, afin d’enrichir l’analyse aéroacoustique des différents phénomènes observés.



Troisième partie

Simulations numériques



# Simulations bidimensionnelles

---

Les géométries pertinentes pour l'étude de la production de fricatives non voisées comportent de multiples paramètres géométriques et d'écoulement qui peuvent affecter considérablement l'écoulement et l'acoustique. Des modifications géométriques peuvent notamment influencer les pertes cinétiques, et donc l'écoulement. Afin d'analyser plus en détail l'influence de la géométrie sur les pertes cinétiques pour les géométries d'intérêt examinées dans cette thèse, nous faisons appel ici à un modèle d'écoulement potentiel bidimensionnel simple pour évaluer l'impact de modifications géométriques faites sur une géométrie de canal constricté. Nous évaluerons numériquement l'effet d'une constriction due à un ou deux obstacles insérés dans un canal bidimensionnel sur les pertes cinétiques à l'aide de ce modèle bidimensionnel. Il est à noter que, sachant que la solution de l'écoulement est purement potentielle, nous ne prenons en compte dans ce chapitre aucune séparation d'écoulement ni formation de jet.

## 5.1 Écoulement potentiel non visqueux

Nous formulons le problème d'écoulement bidimensionnel en faisant appel à une fonction de courant  $\psi$ . L'équation de continuité et la condition d'écoulement irrotationnel s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = 0. \quad (5.2)$$

Les composantes du vecteur vitesse  $\vec{u} = (u, v, 0)$  peuvent être calculées à partir de la fonction de courant  $\psi(x, y)$  ou du potentiel des vitesses  $\phi(x, y)$  comme :

$$u \equiv \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v \equiv -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (5.3)$$

$$u \equiv \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v \equiv \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (5.4)$$

qui sont reliées par les conditions de Cauchy-Riemann :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (5.5)$$

Le potentiel de vitesse  $\phi$  et la fonction de courant  $\psi$  sont toutes les deux des fonctions harmoniques satisfaisant l'équation de Laplace, de telle sorte qu'on a :

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = 0. \quad (5.6)$$

En outre, nous appliquons une condition de non-glissement sur les parois solides (vitesse nulle aux parois), de telle sorte que les dérivées le long de la surface s'annulent ( $\frac{\partial \psi}{\partial s} = 0$ ). De plus, nous imposons un profil de vitesse uniforme et parallèle à l'entrée et à la sortie du canal. Si bien que le problème est totalement défini, et la fonction de courant  $\psi(x, y)$  peut être obtenue. Les composantes de vitesse ( $u, v$ ) sont calculées à partir de la fonction de courant avec l'équation (5.3). D'autres variables d'intérêt telle que la vorticité  $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$  se réduisent à une seule composante pour un écoulement bidimensionnel :

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (5.7)$$

Cette unique composante peut être calcul e à partir du champ de vitesse, par lequel nous pouvons obtenir d'autres quantités telle que la force tourbillonnaire exprim e par le vecteur de Lamb :

$$\vec{\mathcal{L}} = \vec{u} \times \vec{\omega}. \quad (5.8)$$

Ce dernier permet d'estimer l'intensité de la source à partir de sa divergence  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{L}}$ . Pour un écoulement bidimensionnel, ceci nous donne :

$$\vec{\mathcal{L}} = (\omega_z \times v, -\omega_z \times u, 0). \quad (5.9)$$

Nous pouvons alors estimer l'intensité de la source par le calcul de l'intégrale de la divergence du vecteur de Lamb  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{L}}$  au sein de la région source pour laquelle  $\nabla \cdot \vec{\mathcal{L}}$  ne peut pas être négligée. Ceci provient de la formulation aéroacoustique exprim e par la théorie de Powell [Pow64, How03] :

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) p = \rho \nabla \cdot (\vec{\omega} \times \vec{u}) + \nabla^2 \left( \frac{1}{2} \rho \vec{u}^2 \right), \quad (5.10)$$

dans laquelle la divergence du vecteur de Lamb est une source majeure de bruit puisque le second terme source à droite est en général négligeable devant le premier terme source à



droite. Ainsi, aussi bien la position de la source que son intensité peuvent être déterminées en considérant  $\nabla\vec{\mathcal{L}}$ .

Pour un champ de vitesse bidimensionnel les principales quantités peuvent être résumées par ce qui suit :

$$\vec{u} = (u, v, 0), \quad (5.11)$$

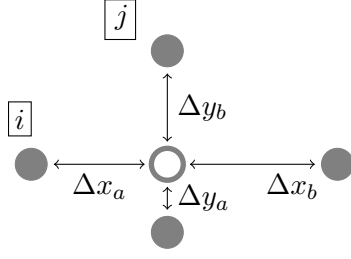
$$\vec{\omega} = (0, 0, \omega_z) = (0, 0, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}), \quad (5.12)$$

$$\vec{\mathcal{L}} = (\mathcal{L}_x, \mathcal{L}_y, 0) = (\omega_z \times v, -\omega_z \times u, 0). \quad (5.13)$$

## 5.2 Approximation en différences finies ADSOR

Nous calculons la fonction de courant en résolvant l'équation de Laplace (équation (5.6)) par une méthode de différences finies sur un maillage cartésien. Concrètement parlant, un schéma semi-implicite est appliqué pour obtenir une solution en suivant un algorithme itératif ADSOR (*Alternative-Direction Successive Over-Relaxation*) qui balaye alternativement lignes et colonnes. Cet algorithme itératif consiste en l'enchaînement des étapes suivantes :

1. Le domaine de calcul est discrétisé au moyen d'un maillage cartésien. Les paramètres de maillage pour des noeuds voisins sont illustrés sur la figure 5.1. Un noeud peut appartenir à 1, 2 ou 4 sous-domaines. Chaque sous-domaine est caractérisé par un pas spatial constant aussi bien dans la direction  $x$  ( $\Delta x$ ) que dans la direction  $y$  ( $\Delta y$ ).
2. Des conditions limites sont appliquées aux noeuds des sections d'entrée, sortie et parois.
3. Les noeuds appartenant à 4 domaines sont mis à jour en utilisant l'équation (5.18) :  $\Delta y_b \neq \Delta y_a$  et  $\Delta x_a \neq \Delta x_b$ .
4. Les noeuds appartenant à 2 domaines sont mis à jour en utilisant les équations (5.19) et (5.20) :  $\Delta y_b \neq \Delta y_a$  ou  $\Delta x_a \neq \Delta x_b$ .
5. Les noeuds intérieurs appartenant à un seul sous-domaine sont mis à jour en utilisant l'équation (5.21) :  $\Delta y_b = \Delta y_a$  et  $\Delta x_a = \Delta x_b$ .
6. Le balayage par ligne (5.22) et colonne (5.23) est appliqué, et le processus est réitéré (pas d'itération  $k$ ) jusqu'à atteindre la convergence. Concrètement, les itérations s'arrêtent lorsque la convergence est atteinte. La convergence est déterminée par un simple critère de seuil ( $\epsilon \leq 10^{-9}$ ) sur la différence entre l'actuelle et la précédente itération pour la fonction de courant. Les paramètres de relaxation  $1 < \omega_{1,2} < 2$  sont constants et déterminent la vitesse de convergence.



(a) Discrétisation du maillage

$$\alpha_x = \Delta x_a - \Delta x_b, \quad \alpha_y = \Delta y_a - \Delta y_b \quad (5.14)$$

$$\beta_x = \Delta x_a + \Delta x_b, \quad \beta_y = \Delta y_a + \Delta y_b \quad (5.15)$$

$$r_x = \frac{\alpha_x}{\beta_x}, \quad r_y = \frac{\alpha_y}{\beta_y} \quad (5.16)$$

$$y_x^2 = \Delta x_a^2 + \Delta x_b^2, \quad y_y^2 = \Delta y_a^2 + \Delta y_b^2 \quad (5.17)$$

(b) Paramètres de discrétisation de maillage

FIGURE 5.1 – Discrétisation générale pour un maillage cartésien le long de la direction longitudinale  $x$  (colonne  $j$ ) et de la direction transversale  $y$  (ligne  $i$ ).

$$\begin{aligned} \psi_{i,j} &= \{y_y^2 [\psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j} + r_x(\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j})] \\ &\quad + y_x^2 [\psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1} + r_y(\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1})]\} \\ &\quad \times \frac{1}{2(y_x^2 + y_y^2)} \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\psi_{i,j} = \frac{y_y^2(\psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j}) + 2\Delta x^2(\psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1} + r_y(\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1}))}{2(2\Delta x^2 + y_y^2)} \quad (5.19)$$

$$\psi_{i,j} = \frac{y_x^2(\psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1}) + 2\Delta y^2(\psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j} + r_x(\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j}))}{2(2\Delta y^2 + y_x^2)} \quad (5.20)$$

$$\psi_{i,j} = \frac{\psi_{i-1,j} + \psi_{i+1,j} + \beta^2(\psi_{i,j-1} + \psi_{i,j+1})}{2(1 + \beta^2)} \quad (5.21)$$

$$\psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} = (1 - \omega_1)\psi_{i,j}^k + \frac{\omega_1}{2(1 + \beta^2)}(\psi_{i-1,j}^{k+\frac{1}{2}} + \psi_{i+1,j}^k + \beta^2(\psi_{i,j-1}^{k+1} + \psi_{i,j+1}^k)) \quad (5.22)$$

$$\psi_{i,j}^{k+1} = (1 - \omega_2)\psi_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} + \frac{\omega_2}{2(1 + \beta^2)}(\psi_{i-1,j}^{k+1} + \psi_{i+1,j}^{k+\frac{1}{2}} + \beta^2(\psi_{i,j-1}^{k+1} + \psi_{i,j+1}^{k+\frac{1}{2}})) \quad (5.23)$$

### 5.3 Canal rectangulaire avec un ou deux obstacles trapézoïdaux

Nous considérons des géométries bidimensionnelles paramétrisées de canal avec un ou deux obstacles trapézoïdaux pour lesquelles nous évaluons une solution d'écoulement potentiel en suivant l'approche explicitée dans la partie précédente. Ces géométries sont basées sur la géométrie utilisée dans [Gra09, VGP<sup>+</sup>10, VHGC<sup>+</sup>12b, CNVH<sup>+</sup>13]. Concrètement, quatre types de géométries paramétrisées de canal sont distinguées, comme schématiquement illustré sur la figure 5.2.

Premièrement, nous considérons un canal contenant un seul obstacle, pour lequel l'ouverture  $h$ , l'angle de fuite aval vu par l'écoulement  $\theta \geq 90^\circ$ , et la longueur de la partie constrictée  $L$  peuvent être variée, comme schématisé sur la figure 5.2a. Deuxièmement, nous considérons

TABLEAU 5.1 – Paramètres géométriques évalués : degré d’ouverture  $h./H$  [%], longueur de partie constrictée  $L./H$  et angles imposés  $\theta.$  [°]. Les géométries sont dénommées comme défini dans la figure 5.2.

Géométrie	$h_{1,2}/H$ [%]	$L_{1,2}/H$ [-]	$\theta_{1,2}$ [°]	$a/H$ [-]	$d/H$ [-]
SO	10 30 50	0.2 0.5 1	107 150	-	-
DO	10 30	0.2 1	107 150	0.2 0.5	0 0.25 0.5 1
DOI	10 30	0.2 1	107 150	0.2 0.5	0 0.25 0.5 1
DO2	10 30 48	0.5	107	-	0.25 0.5 1

un canal avec deux obstacles trapézoïdaux comme illustré sur la figure 5.2b. Pour les deux obstacles, nous pouvons faire varier l’angle amont vu par l’écoulement  $\theta_{1,2} \geq 90^\circ$ , l’ouverture  $h > 0$  et la longueur de la partie constrictée  $L_{1,2}$ . En outre, la distance horizontale  $d$  entre les deux obstacles, ainsi que le positionnement vertical de la constriction  $a$  résultant en une ou deux constriction successives, peuvent être variés. Troisièmement, nous considérons une géométrie définie par les mêmes paramètres que la géométrie précédente, si ce n’est que pour un des obstacles l’angle aval  $\theta_1$  au lieu de l’angle amont peut être varié, comme illustré sur la figure 5.2c. Enfin, nous considérons une géométrie avec encore deux obstacles, dont l’un est décalé vers l’aval de manière à obtenir deux constriction pour lesquelles l’ouverture  $h_{1,2}$  peut être variée, comme visible sur la figure 5.2d. Sachant que pour chaque obstacle trapézoïdal, un angle peut être imposé, cela implique que la longueur des bases du trapèze vont varier également. Dans chaque cas, nous considérons  $\theta_{1,2} = 107^\circ$  afin de comparer et de compléter les résultats des précédentes études portant sur ces géométries [Gra09, VGP<sup>+</sup>10, VHGC<sup>+</sup>12b, CNVH<sup>+</sup>13].

Un exemple de maillage typique dans une région constrictée est donné sur la figure 5.3. Les paramètres typiques du maillage sont récapitulés sur le tableau 5.2. Concrètement parlant, un pas spatial  $\Delta x$  est initialisé, le pas spatial  $\Delta y$  est ensuite obtenu à partir des angles imposés  $\theta_{1,2}$  exprimés en degrés, en utilisant la relation  $\tan\left(\frac{\theta_{1,2} - 90^\circ}{180^\circ} \pi\right) = \frac{\Delta x}{\Delta y}$ . Sachant que les deux mêmes valeurs sont utilisées pour  $\theta_{1,2}$  pour toutes les configurations géométriques listées dans le tableau 5.1, le rapport des pas spatiaux  $\Delta x/\Delta y$  est également limité à deux valeurs : 0.31 pour  $\theta_{1,2} = 107^\circ$  et 1.73 pour  $\theta_{1,2} = 150^\circ$ . Les pas spatiaux associés sont inférieurs à 1.3mm pour aussi bien la direction longitudinale  $x$  que transversale  $y$ . Le tableau 5.2 résume également le critère de convergence  $\epsilon$  et les paramètres de relaxation  $\omega = \omega_1 = \omega_2$ .

## 5.4 Vitesse bidimensionnelle

### 5.4.1 Champ de vitesse

La figure 5.4 présente la norme du champ de vitesse bidimensionnelle normalisée par la vitesse débitante à l’entrée du canal  $U_0$ , pour les géométries décrites sur la figure 5.2 et pour certaines valeurs de paramètres géométriques listées dans le tableau 5.1.

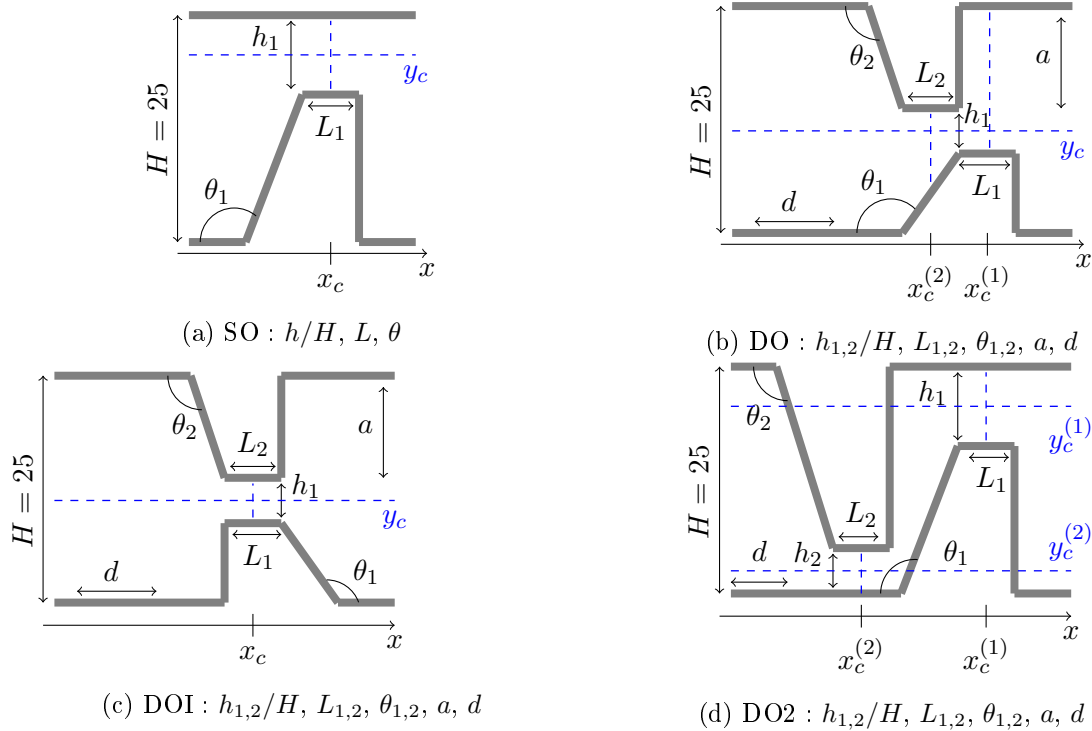


FIGURE 5.2 – Illustration des géométries bidimensionnelles paramétrisées de canal avec un ou deux obstacles trapézoïdaux et leurs étiquettes SO, DO, DOI, DO2. Les paramètres géométriques sont définis. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Les dimensions sont données en mm. Les lignes horizontales pointillées (en bleu) indiquent les axes centraux longitudinaux le long du centre de l'ouverture à la position transversale  $y = h_{1,2}/2$ . Les lignes verticales pointillées (en bleu) indiquent la position transversale  $y$  le long du centre de l'ouverture à la position longitudinale  $x = L_{1,2}/2$ .

TABLEAU 5.2 – Caractéristiques de maillage pour les géométries (Géo) résumées dans le tableau 5.1 : nombre total de points de maillage  $N$ , nombre de points de maillage longitudinaux  $N_x$ , nombre de points de maillage transversaux  $N_y$ , pas spatial longitudinal  $\Delta x$ , pas transversal spatial  $\Delta y$  et rapport de pas spatiaux  $\Delta x/\Delta y$ . Pour chaque configuration géométrique les valeurs minimales (min) et maximales (max) sont données. Le critère de convergence appliqué  $\epsilon$  et les paramètres de relaxation  $\omega = \omega_1 = \omega_2$  utilisés dans le schéma de différences finies ADSOR sont indiqués.

Géo	Discretisation												ADSOR	
	$N \times 10^3$ [-]		$N_x \times 100$ [-]		$N_y \times 10$ [-]		$\Delta x$ [mm]		$\Delta y$ [mm]		$\Delta x/\Delta y$ [-]		$\omega$ [-]	$\epsilon$ [-]
	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max	min	max		
SO	1.3	1400	2	30	4	70	0.03	0.7	0.03	0.7			1.1	$10^{-9}$
DO	5	200	2	11	2	22	0.1	0.4	0.07	1.3			1.1	$10^{-10}$
DOI	5	200	2	11	2	22	0.1	0.4	0.07	1.3	0.3	1.8	1.2	$10^{-13}$
DO2	17	220	3	15	4	24	0.06	0.2	0.1	0.7			1.05	$10^{-9}$

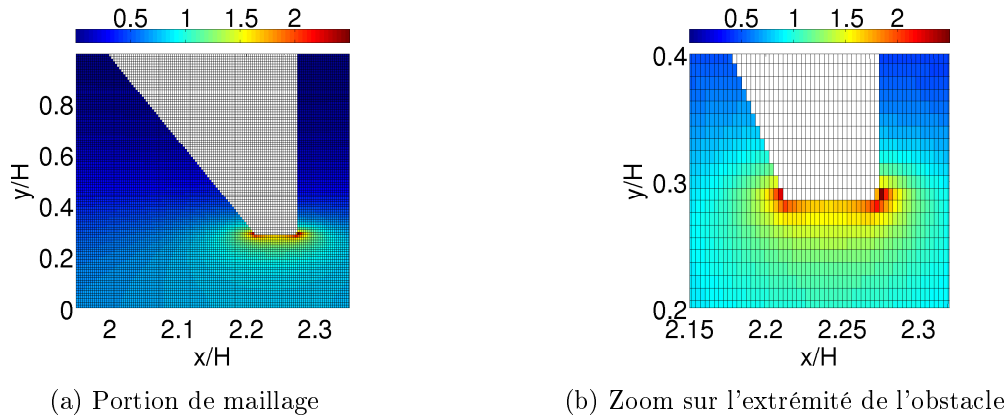


FIGURE 5.3 – Illustration du maillage à l’intérieur de la partie constrictée d’une géométrie pour  $L = 0.2$ ,  $h/H = 0.3$ ,  $\theta = 107^\circ$ . Le maillage est superposé au champ de vitesse simulé.

La figure 5.4 montre de manière qualitative que les paramètres géométriques – décrits dans le tableau 5.1 et détaillés dans le tableau 5.2 – ont effectivement une influence sur le champ de vitesse dans le voisinage de l’ouverture et de l’extrémité de l’obstacle. Nous pouvons voir que des caractéristiques majeures de la vitesse telles que la vitesse maximale, la symétrie du champ de vitesse, l’étendue et la position de la région associées à une augmentation de vitesse sont affectées.

#### 5.4.2 Profil longitudinal de vitesse

Afin d’évaluer quantitativement l’impact de la géométrie sur le champ de vitesse, nous considérons les distributions de vitesse transversale et longitudinale normalisées. Trois distributions de vitesse longitudinale sont comparées. Tout d’abord, nous considérons la distribution unidimensionnelle de vitesse comme la vitesse débitante locale  $U_{1D}(x) = Q/h(x)$  avec  $Q$  le débit volumique et  $h(x)$  la hauteur de canal variable. Ensuite, sachant que la vitesse unidimensionnelle peut être vue comme une vitesse moyenne longitudinale, nous considérons également la vitesse moyenne longitudinale.

Afin d’obtenir un ordre d’idée quantitatif concernant l’influence de l’obstacle sur l’écoulement principal dans le canal, nous considérons la variation de la distribution de vitesse longitudinale entre  $U_{1D}$  associée à un écoulement unidimensionnel idéal, la vitesse moyenne longitudinale obtenue à partir de l’écoulement bidimensionnel et la vitesse longitudinale le long de l’axe central de la section constrictée. Des exemples de vitesses longitudinales pour les géométries décrites dans la figure 5.2 sont illustrées dans la figure 5.5.

L’accélération le long de l’obstacle (ou des obstacles) force les lignes de courant à se dévier de la direction longitudinale de l’écoulement de manière asymétrique. Ainsi, les vitesses longitudinales moyennes découlant des modèles d’écoulement uni- et bidimensionnels peuvent être différents dans le voisinage de l’obstacle (ou des obstacles). Cependant, pour la configuration illustrée sur la figure 5.5, nous voyons que la différence se limite à approximativement 10%.

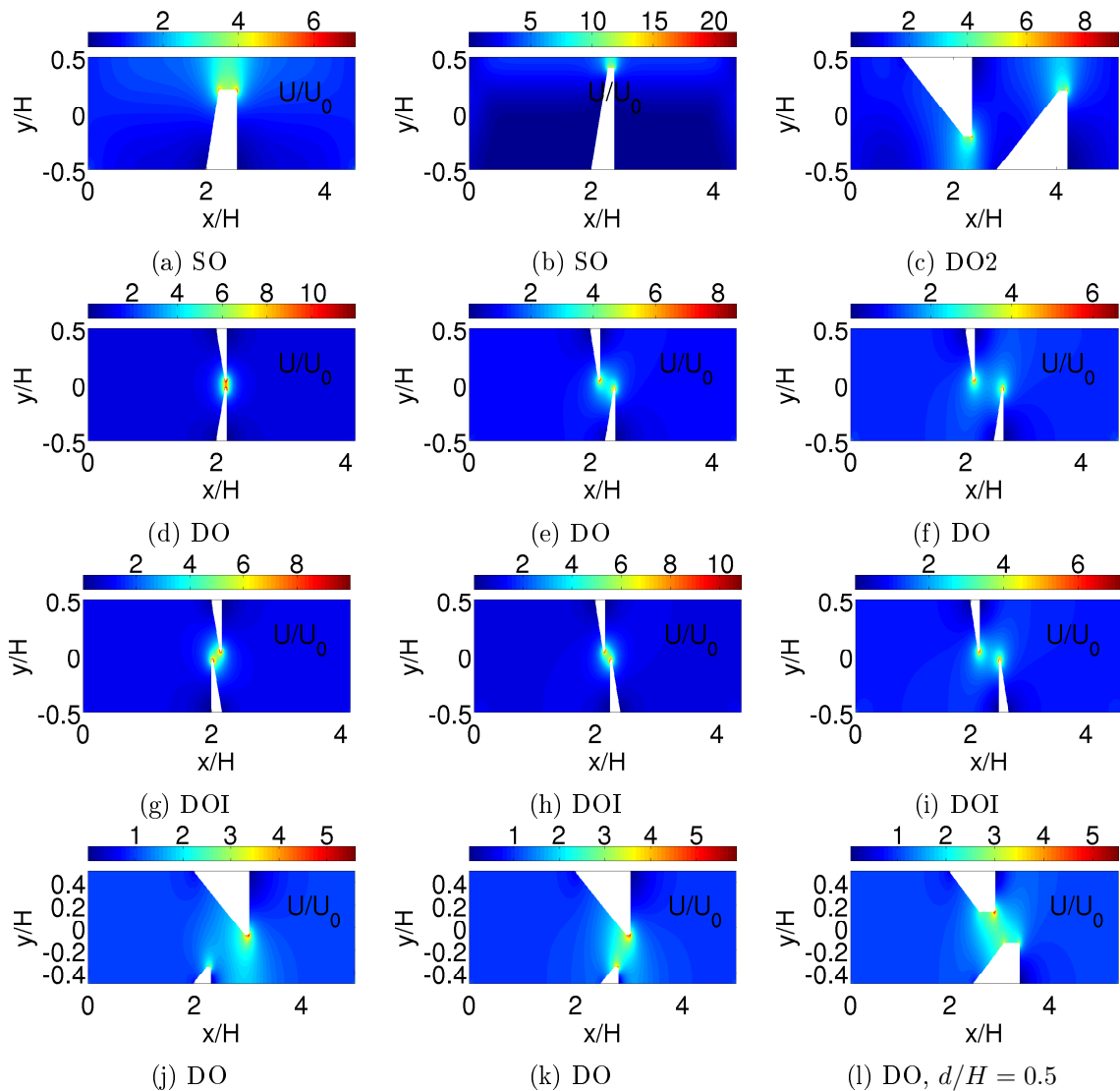


FIGURE 5.4 – Norme du champ de vitesse bidimensionnelle normalisée et simulée  $U/U_0$  pour un canal enveloppant un ou deux obstacles comme illustré sur la figure 5.2 et détaillé dans le tableau 5.1. Les caractéristiques du maillage utilisé sont listées dans le tableau 5.2. La vitesse spatiale  $U$  est normalisée par la vitesse débitante à l'entrée du canal  $U_0$ . Les dimensions spatiales (longitudinale  $x$  et transversale  $y$ ) sont normalisées par la hauteur du canal à l'entrée  $H$ .

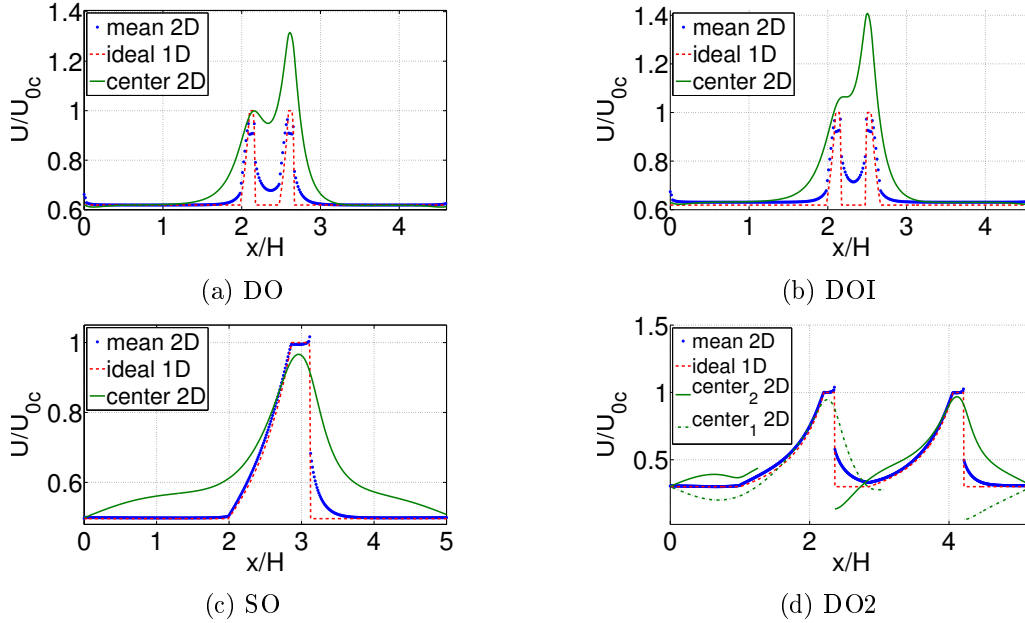


FIGURE 5.5 – Vitesse longitudinale normalisée  $U/U_{0c}$  avec  $U$  résultant de la moyenne longitudinale de la solution de l'écoulement bidimensionnel (moyenne 2D), écoulement unidimensionnel (idéal 1D) et bidimensionnel le long de l'axe central de la section constricte (centre 2D). La vitesse  $U_{0c}$  utilisée pour normaliser les vitesses représente la vitesse débitante à la constriction.

Ce niveau d'écart est faible comparé aux valeurs pouvant atteindre environ 40% observées lorsqu'on compare la vitesse moyenne unidimensionnelle et la vitesse bidimensionnelle longitudinale au centre de la constriction, ou encore la position transversale correspondant à  $h_{1,2}/2$  avec la nomenclature définie dans la figure 5.2. Nous observons que lorsque la vitesse à l'extrémité de l'obstacle n'est pas (ou marginalement) influencée par un autre obstacle, comme c'est le cas pour un obstacle simple (SO) ou en présence de deux ouvertures comme pour le cas '*overbite*' (occlusion dentaire) extrême (DO2) (cf. champs de vitesse dans la figure 5.4), la vitesse unidimensionnelle surestime légèrement ( $\approx 5\%$ ) la vitesse centrale bidimensionnelle au sein de la constriction (c'est-à-dire à l'extrémité de l'obstacle). Cette surestimation constatée pour le modèle d'écoulement unidimensionnel suggère une asymétrie transversale du champ de vitesse comme observé qualitativement sur la figure 5.4.

Nous détaillons davantage ce point en considérant les profils de vitesse transversale au centre de l'extrémité de l'obstacle, comme illustré sur la figure 5.2. Dans le cas où plusieurs extrémités d'obstacle sont suffisamment 'proches' pour qu'il y ait une influence mutuelle sur le champ de vitesse au voisinage des extrémités des obstacles, la vitesse unidimensionnelle sous-estime jusqu'à 40% le profil de vitesse centrale longitudinale, comme c'est le cas pour DO et DOI illustrés sur la figure 5.5. L'impact d'un obstacle amont sur le champ de vitesse bidimensionnelle au voisinage de l'extrémité de l'obstacle le plus en aval ou de l'ouverture est également montré. L'importance de détails géométriques est illustrée en observant les différences au niveau des vitesses centrales bidimensionnelles obtenues pour DO versus DOI, sachant que DOI est obtenu à partir de DO en remplaçant l'obstacle aval par son reflet vertical,

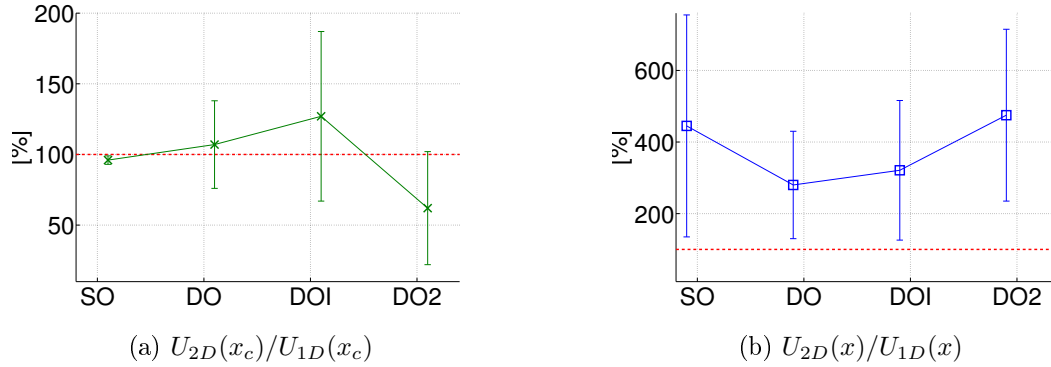


FIGURE 5.6 – Rapport global de la moyenne et de l'écart-type (barres verticales) [%] entre la vitesse bidimensionnelle le long de l'axe central  $U_{2D}$  et unidimensionnelle  $U_{1D}$  pour les géométries de canal illustrés sur la figure 5.2 avec les paramètres dans le tableau 5.1 : (a) au centre longitudinal de la constriction  $x = x_c$  (x) et (b) valeur moyenne pour toutes les positions longitudinales  $x$  (□). En tant que référence, le rapport de 100% correspondant à  $U_{2D} = U_{1D}$  est indiqué (ligne pointillée). Notons que  $U_{1D}(x_c)$  était dénommée  $U_{0c}$  dans la figure 5.5.

de telle sorte qu'échanger les angles d'attaque et de fuite de l'obstacle amont résulte en une augmentation de la vitesse centrale bidimensionnelle maximale d'environ 10%. Les tendances discutées pour les exemples illustrés sur la figure 5.4 restent en moyenne valables pour les configurations géométriques évaluées récapitulées dans le tableau 5.1. La figure 5.6 illustre la moyenne et l'écart-type du rapport entre la vitesse centrale longitudinale unidimensionnelle et la vitesse centrale longitudinale bidimensionnelle au(x) centre(s) du (des) extrémités de l'obstacle (ou des obstacles)  $x_c^{(1,2)}$  (figure 5.6a) et les valeurs globales pour toutes les positions longitudinales  $x$  combinées (figure 5.6b).

Les valeurs moyennes pour SO et DO2 au centre de l'extrémité de l'obstacle (figure 5.6a) sont inférieures à 100%, ce qui signifie une plus grande valeur en moyenne de la vitesse unidimensionnelle comparée à la valeur obtenue avec un modèle bidimensionnel, tandis que l'inverse est observé pour DO et DOI :  $[\text{mean}_{\text{DO2}} \text{ mean}_{\text{SO}}] < [\text{mean}_{\text{DO}} \text{ mean}_{\text{DOI}}]$ . Cependant, la large étendue des paramètres géométriques évalués listés dans le tableau 5.1 résulte en un écart-type (std) qui est minimal pour le cas obstacle simple (SO) et augmente quand l'impact du champ de vitesse près de l'obstacle amont sur le champ de vitesse près de l'obstacle aval devient plus important :  $\text{std}_{\text{SO}} < \text{std}_{\text{DO}} < \text{std}_{\text{DO2}} < \text{std}_{\text{DOI}}$ . Par conséquent, l'étendue de l'écart-type mesure la sensibilité du champ de vitesse à la variation des paramètres géométriques, et donc la pertinence d'un modèle d'écoulement purement unidimensionnel pour représenter la vitesse centrale (au centre de l'extrémité de l'obstacle), comparé à un modèle d'écoulement bidimensionnel tenant compte de la même caractéristique physique, c'est-à-dire la nécessité de prendre en compte les détails de la variation de section longitudinale au voisinage de l'obstacle.

La valeur moyenne du rapport global  $U_{2D}(x)/U_{1D}(x)$  entre les vitesses centrales longitudinales bidimensionnelle  $U_{2D}(x)$  et unidimensionnelle  $U_{1D}(x)$  souligne l'importance de tenir compte des détails géométriques, puisque pour toutes les géométries évaluées (SO, DO,



DOI, DO2), l'écart entre les modèles d'écoulement bi- et unidimensionnel dépasse 100%. En conséquence, en moyenne la vitesse locale centrale longitudinale est considérablement sous-estimée par le modèle unidimensionnel. Les tendances entre les différentes géométries pour la moyenne et l'écart-type, pour les caractéristiques longitudinales centrales bidimensionnelles globales (figure 5.6b) sont inversées, par rapport à celles observées au centre de l'obstacle (ou des obstacles), comme observé sur la figure 5.6a. En effet, les valeurs moyennes longitudinales globales, ainsi que les écarts-types associés correspondent aux relations  $[\text{mean}_{\text{DO2}} \text{ mean}_{\text{SO}}] > [\text{mean}_{\text{DO}} \text{ mean}_{\text{DOI}}]$  et  $\text{std}_{\text{DO}} < \text{std}_{\text{DOI}} < \text{std}_{\text{DO2}} < \text{std}_{\text{SO}}$ . Ainsi, la vitesse bidimensionnelle centrale est plus sensible aux détails géométriques et affecte davantage la vitesse globale lorsque la géométrie de canal exhibe une petite ouverture entre l'extrémité de l'obstacle et la paroi du canal, comme constaté pour l'obstacle simple (SO) et le cas '*overbite*' (DO2). Ceci s'explique par l'accélération accrue de l'écoulement le long des arêtes de l'obstacle, comparé aux géométries de canal pour lesquelles l'ouverture est davantage centrée (ce qui est le cas pour DO et DOI, comme vu sur la figure 5.2).

### 5.4.3 Profil transversal de vitesse

Sachant que les effets cinétiques ont une influence sur la vitesse centrale, la vitesse transversale aux positions longitudinales dans le voisinage de l'extrémité de l'obstacle varie à partir du profil uniforme correspondant à la vitesse débitante locale unidimensionnelle. La figure 5.7 illustre les profils transversaux aux positions longitudinales correspondant au centre de l'extrémité de l'obstacle, qui sont dénommées  $x_c^{1,2}$  sur la figure 5.2. Les profils transversaux pour les différentes valeurs de l'angle d'attaque amont  $\theta_1$  ( $107^\circ$  ou  $150^\circ$ ) et de la longueur de l'extrémité de l'obstacle  $L_1$  (20%, 50% ou 100%) pour une configuration obstacle simple avec degré d'ouverture  $h_1/H = 30\%$ , dénommée 'SO' sur la figure 5.2, sont présentés sur la figure 5.7a.

Le centre de l'extrémité de l'obstacle est bien évidemment situé davantage en aval de l'entrée de la constriction dans le cas où la longueur de la constriction ou bien de l'extrémité de l'obstacle  $L_1$  est allongée. En raison d'une accélération accrue en amont de la constriction le long de l'extrémité de l'obstacle, comparée à l'accélération le long de la paroi rigide en général, un profil transversal asymétrique est obtenu à l'extrémité de l'obstacle, pour lequel la vitesse est plus élevée près de l'obstacle, par rapport à la paroi rigide. Sachant que l'accélération est plus importante lorsque l'angle vu par l'écoulement est plus abrupt, l'asymétrie augmente lorsque l'angle se réduit, comme observé sur la figure 5.7a quand nous comparons les profils pour les angles  $107^\circ$  et  $150^\circ$ . Pour un degré d'ouverture constant, les profils transversaux pris loin en aval de l'entrée de la constriction deviennent moins sensibles (et au final insensibles) aux valeurs des paramètres géométriques ( $\theta_1$  ou  $L_1$ ). Sur la figure 5.7a, l'impact relatif de  $\theta_1$  ou  $L_1$  devient moins important lorsque  $L_1$  est étendu de 20% à 100%. Cependant, près de l'extrémité de l'obstacle d'attaque, c'est-à-dire à l'entrée de la constriction, les profils transversaux n'augmentent pas de manière monotone, mais exhibent un minimum local, qui pourrait avoir une influence sur les profils transversaux dans le cas de petites constriction.

L'effet d'une augmentation du degré d'ouverture lorsque les autres paramètres géométriques sont maintenus constants, pour le cas de la configuration obstacle simple (SO), est

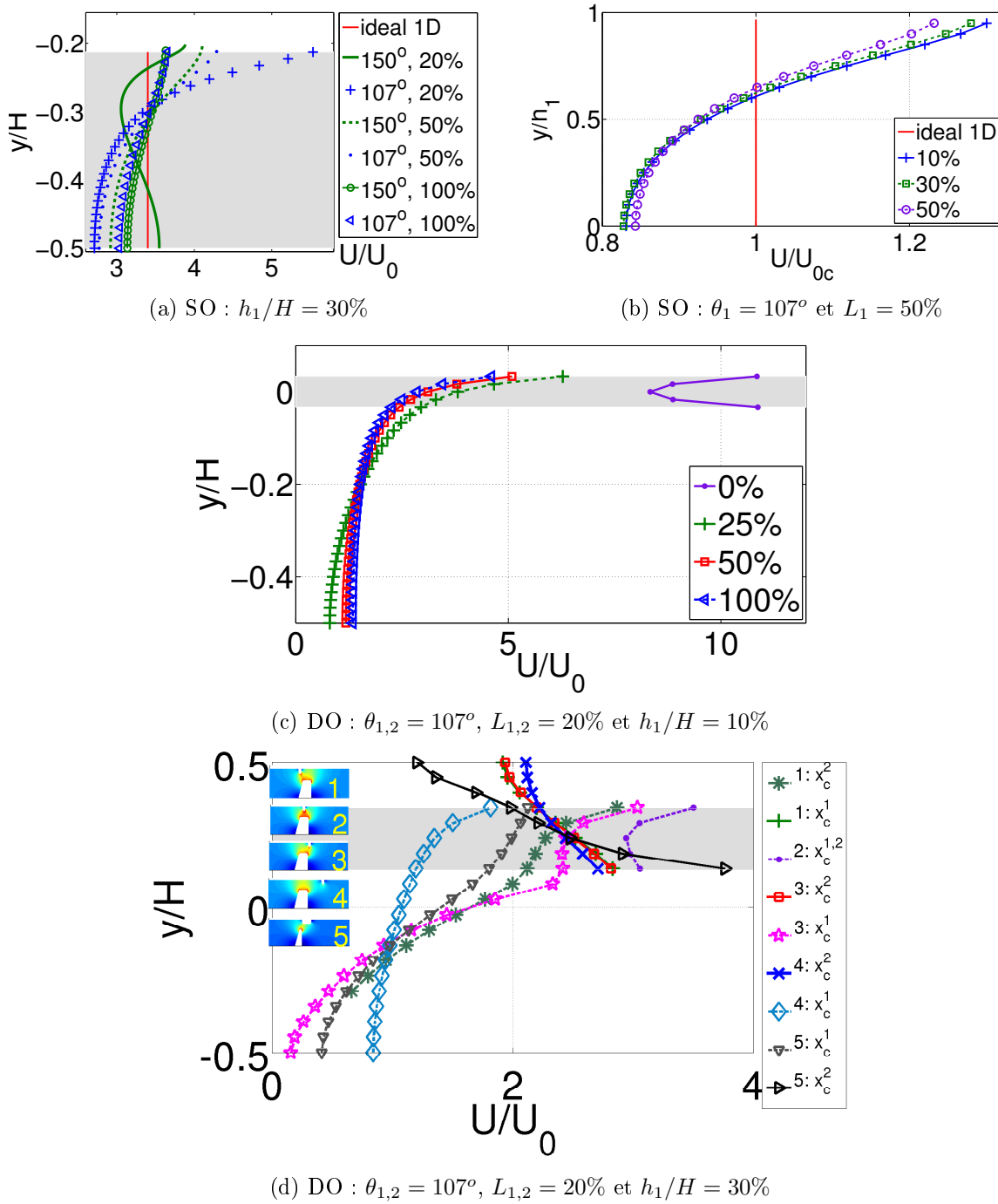


FIGURE 5.7 – Profils transversaux de vitesse normalisée aux positions longitudinales  $x_c^{1,2}$  correspondant au centre de l'extrémité de l'obstacle pour les géométries dénommées SO (a,b) et DO (c,d) sur la figure 5.2. La partie grisée matérialise l'ouverture quand la position transversale est normalisée par la hauteur de canal non constricte comme  $y/H$ .

illustré sur la figure 5.7b. Le long de la paroi rigide, la différence entre les degrés d'ouverture de 10%, 30% et 50% est inférieure à 1%, alors que le long du centre de l'extrémité de l'obstacle, la différence atteint 10%.

Les profils transversaux pour la géométrie de canal contenant deux obstacles sont présentés sur les figures 5.7c et 5.7d pour la géométrie dénommée 'DO' dans la figure 5.2. Les profils transversaux d'une constriction centrée avec un degré d'ouverture de  $h_1/H = 10\%$  sont présentés sur la figure 5.7c. La géométrie des obstacles est constante, mais décalée dans la direction longitudinale en augmentant graduellement le paramètre  $d$  sur la figure 5.2 de 0%, correspondant à une constriction symétrique, jusque 100%, pour laquelle les extrémités d'obstacle ne sont plus superposées, comme montré sur la figure 5.4. Sachant que la constriction est centrée, le cas non décalé (0%) résulte en un profil transversal symétrique, avec un minimum sur l'axe central, tandis qu'une accélération identique se produit le long des parois d'obstacle. Quand les obstacles sont décalés, les profils au centre de l'obstacle supérieur ou inférieur restent symétriques. Pour des raisons de clarté seul le profil à l'obstacle supérieur est présenté.

Lorsque la distance longitudinale entre les deux obstacles augmente, les profils transversaux sont moins empreints de la présence du second obstacle, de sorte que la différence relative entre des profils pour différentes distances d'obstacle diminue jusqu'à ce qu'au final les profils transversaux s'approchent des profils attendus pour un obstacle simple, comme illustré sur les figures 5.7a ou 5.7b. Lorsque l'ouverture n'est plus centrée, mais décalée le long de la direction transversale  $y$ , les profils transversaux aux obstacles supérieurs et inférieurs ne sont plus asymétriques, si bien qu'une large variation des profils transversaux pourrait se produire selon les paramètres géométriques, comme illustré sur la figure 5.7d. La figure 5.8 fournit une comparaison globale de la moyenne et de l'écart-type de la variation  $\xi$  des profils transversaux de vitesse au centre des extrémités d'obstacles,  $U_{2D}(x_c^{1,2})$ , en fonction des paramètres géométriques pour chacun des configurations décrites dans la figure 5.2. La variation  $\xi$  pour un seul profil de vitesse est mesurée comme

$$\xi = \frac{\max(U_{2D}(x_c)) - \min(U_{2D}(x_c))}{U_{0c}}, \quad (5.24)$$

où la normalisation est effectuée par rapport à la vitesse unidimensionnelle débitante locale correspondante  $U_{0c} = U_{1D}(x_c^{1,2})$ . En général, les observations pour les profils de vitesse transversaux à partir de la figure 5.8 confirment les résultats pour la vitesse longitudinale illustrée sur la figure 5.6a. En effet, pour toutes les géométries la variation moyenne trouvée  $\bar{\xi}$  est large, en moyenne entre 30 et 140% de la vitesse débitante locale. De plus, l'influence des paramètres géométriques sur la variation est considérable, sachant que pour toutes les configurations l'écart-type  $\Delta\xi \geq \bar{\xi}/2$ . En outre, la variation est maximale pour les configurations 'DO' et 'DOI' sur la figure 5.2.

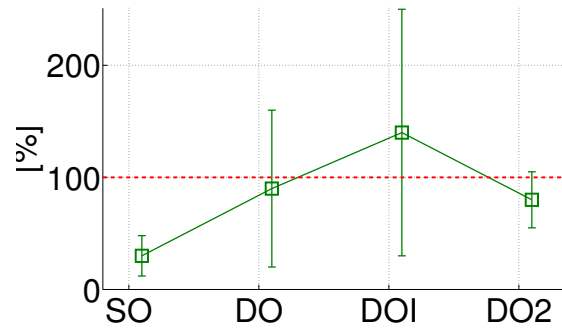


FIGURE 5.8 – Comparaison de la moyenne ( $\square$ ) et de l'écart-type (barres verticales) [%] de la variation,  $\bar{\xi} \pm \Delta\xi$ , des profils de vitesse transversaux au centre des extrémités d'obstacle,  $U_{2D}(x_c^{1,2})$ , en fonction des paramètres géométriques pour chacune des configurations décrites sur la figure 5.2. En tant que référence, la ligne pointillée indique une variation qui coïncide avec la vitesse débitante locale  $U_{0c} = U_{1D}(x_c^{1,2})$ .

## 5.5 Conclusion du Chapitre 5

Dans ce chapitre, nous avons considéré un modèle d'écoulement prenant en compte l'accélération de l'écoulement due à des contraintes géométriques. Un ou deux obstacles trapézoïdaux ont été insérés dans un canal uniforme de telle sorte qu'aucune accélération ne fut induite par le canal enveloppant l'obstacle, par exemple par des courbures, imperfections de parois ou ondulations. Les résultats obtenus montrent que les géométries avec obstacle trapézoïdal sont pertinentes pour étudier l'influence des incisives inférieures et supérieures. De plus, les configurations avec double obstacle fournissent un modèle simple d'écoulement bidimensionnel pertinent pour étudier différentes situations d'occlusion dentaire. En complément de ces simulations bidimensionnelles, des modèles unidimensionnels sont utilisés dans l'Annexe B pour évaluer l'influence de la présence d'obstacles sur l'acoustique. Le chapitre suivant, quant à lui, traite de simulations tridimensionnelles d'écoulement prenant en compte la turbulence, et de prédictions aéroacoustiques à partir de ces simulations.

# Simulations des Grandes Échelles

## Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Théorie</b>	<b>115</b>
6.1.1	Principe de la Simulation des Grandes Échelles (LES)	115
6.1.2	Modèles aéroacoustiques	118
<b>6.2</b>	<b>Paramètres des simulations LES</b>	<b>122</b>
6.2.1	Modèle numérique tridimensionnel de la maquette simple obstacle	122
6.2.2	Mise en oeuvre des simulations LES	123
6.2.3	Profils de vitesse imposés en entrée	125
<b>6.3</b>	<b>Résultats des simulations LES et discussion</b>	<b>128</b>
6.3.1	Visualisations d'écoulements simulés	128
6.3.2	Profils de vitesse simulés	129
<b>6.4</b>	<b>Prédiction aéroacoustique à partir des données LES</b>	<b>134</b>
6.4.1	Régénération aléatoire des champs turbulents de vitesse et de pression instantanées par turbulence synthétique	134
6.4.2	Étude de la source aéroacoustique dipolaire : divergence du vecteur de Lamb	134
6.4.3	Prédiction aéroacoustique par analogie de Lighthill : résultats	138
<b>6.5</b>	<b>Conclusion du Chapitre 6</b>	<b>139</b>

Dans ce chapitre, nous abordons les simulations des grandes échelles (en anglais *Large Eddy Simulations* – LES), effectuées en écoulement incompressible avec un maillage tridimensionnel représentant dans les mêmes dimensions la maquette *in-vitro* formée du canal rectangulaire et de l'embout à un obstacle en forme d'incisive, caractérisée expérimentalement dans les précédents chapitres. Une description plus détaillée du maillage utilisé est donnée dans la section 6.2.1. Le principe de la méthode de Simulation des Grandes Échelles est résumé dans la section 6.1.1.

## 6.1 Théorie

### 6.1.1 Principe de la Simulation des Grandes Échelles (LES)

Il existe plusieurs méthodes pour simuler des écoulements turbulents (figure 6.1), la plus précise étant la DNS (*Direct Numerical Simulation*), qui résout directement les équations de

Navier-Stokes, mais dont le coût en calcul est prohibitif. Dans ce chapitre, nous avons opté pour la méthode de Simulation des Grandes Échelles (en anglais *Large Eddy Simulation* – LES), en raison d'un compromis coût de calcul/précision adapté. Une implication de la théorie de Kolmogorov [Kol41] d'auto-similarité est que les tourbillons de grande échelle sont dépendants de la géométrie tandis que les plus petites échelles sont plus universelles. Cette caractéristique permet de résoudre explicitement les tourbillons de grande échelle en un calcul et implicitement de tenir compte des petits tourbillons en utilisant un modèle sous-maille (en anglais *Sub-Grid Scale*, SGS). Mathématiquement, on peut penser à une séparation du champ de vitesse en une partie résolue et une partie sous-maille. La partie résolue du champ représente les tourbillons de grande échelle, tandis que la partie sous-maille représente les tourbillons de petites échelles dont l'effet sur le champ résolu est inclus à travers le modèle sous-maille. Formellement, on peut voir le filtrage comme la convolution d'une fonction avec un noyau de filtrage  $G$  [Sag06] :

$$\bar{u}_i(\vec{x}) = \int G(\vec{x} - \vec{\xi}) u_i(\vec{\xi}) d\vec{\xi}, \quad (6.1)$$

qui résulte sur la décomposition :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (6.2)$$

où  $\bar{u}_i$  est la partie d'échelle résoluble et  $u'_i$  la partie d'échelle sous-maille. Cependant, les implémentations les plus pratiques de la LES utilisent la grille elle-même comme filtre (le filtre boîte, *box filter*) et n'effectuent pas de filtrage explicite. Pour un écoulement incompressible, les équations filtrées découlent des équations de Navier-Stokes incompressibles (respectivement équation de quantité de mouvement et équation de continuité) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6.4)$$

En substituant par la décomposition  $u_i = \bar{u}_i + u'_i$  (vitesse filtrée) et  $p = \bar{p} + p'$  (pression filtrée), puis en filtrant les équations résultantes, on obtient les équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6.6)$$

Le terme supplémentaire  $\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$  découle des termes d'advection non-linéaires, en raison du fait que

$$\overline{u_j \frac{u_i}{x_j}} \neq \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (6.7)$$

et donc,

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j}. \quad (6.8)$$

Des équations similaires peuvent être dérivées pour le champ d'échelle sous-maille (c'est-à-dire le champ résiduel). Les modèles de turbulence d'échelle sous-maille font généralement appel à l'hypothèse de Boussinesq [Sch07] et cherchent à calculer la partie déviatorique de la contrainte sous-maille en utilisant :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_{sgs} \bar{S}_{ij}. \quad (6.9)$$

$\bar{S}_{ij}$  est le tenseur taux de déformation pour l'échelle résolue défini par

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.10)$$

et  $\mu_{sgs}$  est la viscosité turbulente sous-maille. Par substitution dans les équations de Navier-Stokes filtrées, on obtient alors :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( [\nu + \nu_t] \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right), \quad (6.11)$$

où nous avons utilisé la contrainte d'incompressibilité pour simplifier l'équation, et la pression est maintenant modifiée pour inclure le terme de trace  $\frac{\tau_{kk} \delta_{ij}}{3}$ . Le modèle de Smagorinsky-Lilly [Lil92] peut se résumer ainsi :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2(C_s \Delta)^2 |\bar{S}| S_{ij} \quad (6.12)$$

Dans le modèle de Smagorinsky-Lilly, la viscosité des tourbillons est modélisée par

$$\mu_{sgs} = \rho(C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (6.13)$$

où la largeur du filtre est usuellement prise à

$$\Delta = (\text{Volume})^{\frac{1}{3}} \quad (6.14)$$

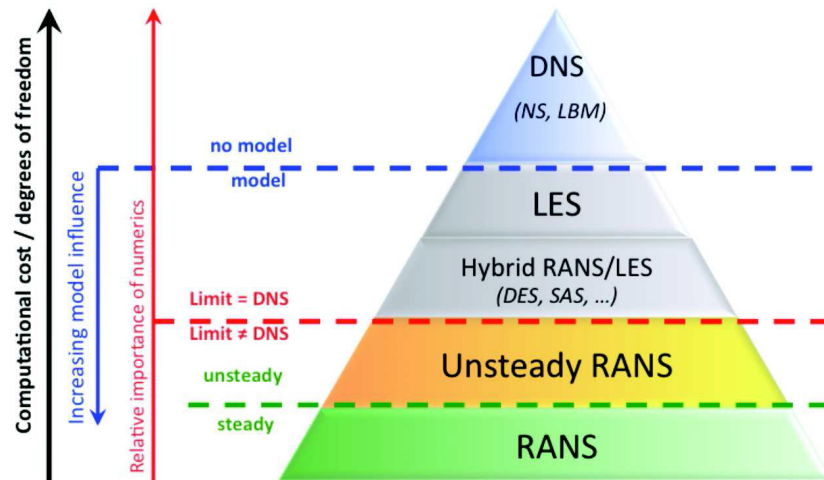


FIGURE 6.1 – Principales méthodes de calcul en dynamique des fluides computationnelle (tiré de [SDT06])

et

$$\bar{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (6.15)$$

## 6.1.2 Modèles aéroacoustiques

### 6.1.2.1 Analogie de Lighthill

Comme brièvement mentionné dans le chapitre 1, l'aéroacoustique, qui traite des bruits générés par des écoulements d'air, est une discipline relativement jeune dont les premières fondations peuvent être attribuées aux travaux pionniers de Sir James Lighthill [Lig52] (1952). Lighthill a dérivé une équation d'onde non linéaire à partir des équations de mouvement d'un fluide non newtonien. Il l'a écrite de telle sorte que l'opérateur linéaire d'onde (terme de gauche) appliqué à la densité est fixé égal aux termes non linéaires de droite. Les termes de droite sont identifiés comme des termes sources pour la propagation acoustique décrite par le membre à gauche (perturbation de densité). Cette identification constitue la célèbre analogie de Lighthill, dont la dérivation est donnée ci-dessous.

Repartons des équations de continuité et de quantité de mouvement pour un fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0, \quad (6.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j + p_{ij}) = 0, \quad (6.17)$$



où  $\rho$  est la densité,  $u_i$  et  $u_j$  les composantes du champ de vitesse dans les deux directions  $x_i$  et  $x_j$ .  $p_{ij}$  représente le tenseur des contraintes en compressible, donné par :

$$p_{ij} = -\sigma_{ij} + \delta_{ij}p, \quad (6.18)$$

$$\sigma_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (6.19)$$

avec  $p$  le champ de pression statique de l'écoulement,  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker, et  $\mu$  la viscosité dynamique. En soustrayant le gradient de l'équation de quantité de mouvement à partir de la dérivée temporelle de l'équation de continuité, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j + p_{ij}), \quad (6.20)$$

où  $p_{ij}$  représente la pression agissant sur le fluide. Ensuite, en soustrayant  $c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2}$  des deux côtés de l'équation (6.20), on obtient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}). \quad (6.21)$$

où  $c_0$  est la vitesse caractéristique du son dans le milieu entourant la région de l'écoulement, et le terme de droite de cette équation est le terme source, qui peut être exprimé comme

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij} \quad (6.22)$$

Le calcul du bruit aérodynamique quadrupolaire rayonné dans un fluide stationnaire et idéal peut donc être accompli par la résolution de cette équation. Les sources de bruit sont une distribution de sources quadrupolaires dont l'intensité par unité de volume est le tenseur de Lighthill  $T_{ij}$  [How98]. Le tenseur de Lighthill peut être approximé par

$$T_{ij} \approx \rho_0 u_i u_j, \quad (6.23)$$

sous les hypothèses suivantes :

- ✓ Faible nombre de Mach : on peut supposer que les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de  $\rho_0 M^2$  ;
- ✓ Le terme  $p - c^2 \rho$  est nul si l'écoulement est isentropique car  $p = c^2 \rho$  ;
- ✓ Nombre de Reynolds élevé – on peut supposer que les effets visqueux sont bien plus petits que les effets inertiels, et le tenseur des contraintes visqueuses est négligé car les contraintes de Reynolds  $\rho u_i u_j$  sont bien plus élevées ;

- ✓ Les termes visqueux peuvent être négligés sachant que les termes visqueux dans  $T_{ij}$  peuvent être exprimés par  $-\sigma_{ij} = \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ , soit  $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = \mu \frac{\partial^3 u_i}{\partial x_j \partial x_i \partial x_j}$ , ce qui correspond à une source de type octupôle, dont le rayonnement acoustique est très inefficace [Mec02].

A l'extérieur de la région source, toutes les dérivées des composantes du tenseur de Lighthill s'annulent dans l'air au repos (champ libre), et l'on retrouve l'équation d'onde homogène de l'acoustique linéaire :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c^2 \Delta \rho = 0. \quad (6.24)$$

Dans le cas d'une équation d'onde non homogène comme l'équation de Lighthill, une solution générale peut être établie à l'aide d'une fonction de Green  $G$ , qui représente la réponse en un point de position  $\vec{x}$  à une impulsion en un point de position  $\vec{y}$  émise à un temps retardé  $\tau$ . L'équation d'onde s'écrit dans ces conditions, avec  $\delta$  la distribution de Dirac :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \Delta G = \delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) \quad (6.25)$$

En champ libre, la fonction de Green est donnée par

$$G(\vec{y}, \tau; \vec{x}, t) = \frac{\delta(t - \tau - \frac{d}{c})}{4\pi d}, \quad (6.26)$$

avec  $d = |\vec{x} - \vec{y}|$  la distance entre point source et point récepteur. La solution de l'équation d'onde non homogène (avec second membre source  $S_{source}$ ) s'écrit dans le domaine temporel :

$$p(\vec{x}, t) = - \iiint_V \int_{\tau} S_{source}(\vec{y}, \tau) G(\vec{y}, \tau; \vec{x}, t) d\tau dV. \quad (6.27)$$

Par conséquent, une solution de l'équation de Lighthill dans le domaine temporel est donnée par :

$$p(\vec{x}, t) = c^2 \rho(\vec{x}, t) = \iiint_V \int_{\tau} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} d\tau dV. \quad (6.28)$$

La transformée de Fourier de cette solution s'écrit :

$$\hat{P}(\vec{x}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\vec{x}, t) e^{-i\omega t} dt \quad (6.29)$$

$$\hat{P}(\vec{x}, \omega) = \iiint_V \int_{\tau} T_{ij} \frac{\partial^2 \hat{G}(\omega)}{\partial y_i \partial y_j} d\tau dV, \quad (6.30)$$

avec  $\hat{G}(\omega)$  la transformée de Fourier de la fonction de Green en champ libre qui s'écrit :

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{4\pi d} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - \tau - \frac{d}{c}) e^{-i\omega t} dt \quad (6.31)$$

soit :

$$\hat{G}(\omega) = \frac{1}{4\pi d} e^{-i\omega(\tau + \frac{d}{c})} = \frac{1}{4\pi d} e^{-i(\omega\tau + \kappa d)} \quad (6.32)$$

avec  $\kappa = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  le nombre d'onde, et  $\lambda$  la longueur d'onde. On a de plus :

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial \tau} = -i\omega \hat{G}(\omega) = -i\kappa \hat{G}(\omega) \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial y_i} = -i\kappa \left(1 + \frac{1}{i\kappa d}\right) \hat{G}(\omega) \frac{\partial d}{\partial y_i} \quad (6.34)$$

Sachant que  $d^2 = |\vec{x} - \vec{y}|^2 = \sum_{i=1}^3 (x_i - y_i)^2 = \sum_{i=1}^3 d_i^2$  avec  $d_i = x_i - y_i$ , on trouve que :

$$2d \frac{\partial d}{\partial y_i} = -2(x_i - y_i). \quad (6.35)$$

Dans le champ lointain ( $\kappa d \gg 1$ ), on obtient l'approximation :

$$\frac{\partial \hat{G}(\omega)}{\partial y_i} = i\kappa \left(1 + \frac{1}{i\kappa d}\right) \frac{x_i - y_i}{d} \hat{G}(\omega) \approx i\kappa \frac{d_i}{d} \hat{G}(\omega). \quad (6.36)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{G}(\omega)}{\partial y_i \partial y_j} = (i\kappa)^2 \frac{d_i d_j}{d^2} \hat{G}(\omega) \quad (6.37)$$

Ainsi, une solution approchée de l'équation de Lighthill donnant la pression acoustique rayonnée par le jet dans le domaine fréquentiel, en champ lointain et sans parois solides s'écrit :

$$\hat{p}(\vec{x}, \omega) = -\frac{\omega^2}{4\pi c^2} \iiint_V \frac{d_i d_j}{d^3} e^{-i\omega \frac{d}{c}} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} T_{ij} e^{-i\omega \tau} d\tau \right) dV. \quad (6.38)$$

où le terme  $\int_{-\infty}^{+\infty} T_{ij} e^{-i\omega \tau} d\tau$  est la transformée de Fourier du tenseur de Lighthill  $\hat{T}_{ij}(\omega)$ .

### 6.1.2.2 Autres formulations aéroacoustiques

L’analogie de Lighthill fut originellement développée pour des écoulements non confinés, et il est difficile de la tester directement car les termes sources sont rarement mesurés [McG88]. En raison d’un intérêt pratique considérable, pour une large variété d’applications (aéronautique, ferroviaire, automobile, etc.), de nombreux travaux ont découlé de l’analogie de Lighthill ces six dernières décennies pour prendre en compte davantage de conditions limites ou de types de géométries. Certains de ces travaux ont réécrit l’équation originale de Lighthill en y incorporant des termes sources additionnels.

L’analogie de Powell [Pow64, Pow05] est une approximation de l’analogie de Lighthill, qui a été présentée dans le Chapitre 5 (équation 5.10). L’analogie de Ffowcs Williams-Hawkings [WH69] peut être considérée comme une extension de l’analogie de Lighthill, dans la mesure où elle part des mêmes hypothèses, mais prend en compte les effets de surfaces mobiles. L’analogie de Curle [Cur55] est obtenue à partir de l’analogie de Ffowcs Williams-Hawkings en supposant des surfaces immobiles. Dans l’analogie de Phillips [Phi60], les effets d’un milieu mobile sont partiellement pris en compte, et les effets de réfraction sont inclus dans l’opérateur d’onde. L’écoulement en dehors de la région source est supposé idéal. L’analogie de Lilley [Lil74] est basée sur le même point de départ que l’analogie de Phillips, mais tous les effets de propagation se produisant dans un écoulement moyen, transversalement cisailé, sont à l’intérieur de la partie avec opérateur d’onde de l’équation. Dans l’analogie de Howe [How75], le vecteur de vorticité (sous forme d’accélération de Coriolis) et les gradients d’entropie sont placés dans le terme source de l’équation, constituant la principale contribution des sources ; la compressibilité du milieu est suppos e constante et les pertes visqueuses évanescents.

## 6.2 Paramètres des simulations LES

### 6.2.1 Modèle numérique tridimensionnel de la maquette simple obstacle

La géométrie utilis e pour les simulations des grandes échelles représente la maquette form e du canal rectangulaire simple et de l’embout avec obstacle en forme d’incisive, avec les mêmes dimensions (figure 6.2). Nous dénotons toujours  $H_c$  la hauteur de la constriction form e en dessous de l’obstacle. Comme pour les expériences *in-vitro*, nous faisons varier le degré d’ouverture  $\frac{H_c}{H}$  (2.4, 10 et 30%), nécessitant donc de construire trois maillages différents. Comme dans le chapitre 3, nous supposons ici aussi que les propriétés de l’écoulement vont principalement varier dans le plan vertical ( $xy$ ) en raison du rapport d’aspect du canal rectangulaire  $\frac{W}{H} > 4$ . Le canal avec embout est relié à un domaine représentant un espace libre. Cet espace libre permet de simuler l’écoulement en aval de l’embout avec obstacle, et en particulier la formation d’un jet turbulent issu de l’obstacle. Les parois de l’espace libre sont situ es suffisamment loin de l’axe longitudinal ( $x$ ) du canal afin de pouvoir considérer l’écoulement simulé dans ce domaine comme un jet libre. Enfin, tous les angles vifs autour de l’obstacle et à la sortie de l’embout sont arrondis afin d’obtenir une géométrie ‘adoucie’, et d’éviter des points singuliers pouvant poser des problèmes dans les simulations.

TABLEAU 6.1 – Tailles des maillages générés

Degré d'ouverture $\frac{H_c}{H}$	Nombre d'éléments	Nombre de nœuds
2.4%	6410634	6635960
10%	6296774	6496364
30%	7648202	7877328

La discrétisation spatiale de tout le domaine fluide a été réalisée en utilisant le logiciel de maillage Gridgen v15 (Pointwise, Inc.). Un maillage structuré est défini en utilisant des éléments finis à huit nœuds (hexahédraux). Des éléments de plus petite taille sont utilisés à proximité des parois afin de prendre en compte les effets de couche limite, tandis que le maillage est plus grossier dans le cœur de l'écoulement. Le maillage est également plus fin au niveau de la région de la constriction et dans la région où le jet turbulent est *a priori* situé. Les longueurs dans les directions  $x$  et  $y$  de chaque élément, respectivement  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , sont fixées afin de garantir la stabilité du modèle d'écoulement, de telle sorte que pour chaque élément, le rapport d'aspect vérifie  $0.4 < \frac{\Delta x}{\Delta y} < 2.5$ , avec  $2.2 \times 10^{-5} < \Delta x < 6.7 \times 10^{-5}$ m et  $9.5 \times 10^{-6} < \Delta y < 2.7 \times 10^{-5}$ m.

Seules de faibles variations des propriétés de l'écoulement sont attendues dans la direction  $z$ , si bien que la taille des éléments dans cette direction est plus grande. La taille du filtre utilisé pour filtrer les équations de l'écoulement dans la méthode de simulation des grandes échelles (voir section 6.1.1) est automatiquement calculée à partir du volume des éléments. De plus, dans cette méthode, le filtrage spatial mène à une fréquence de filtrage passe-bas [Sag06]. Dans une perspective de prédiction du bruit induit par l'écoulement, le volume des éléments est choisi afin de réduire l'impact du filtrage dans la gamme de fréquences considérée (0-20kHz). La taille des éléments est adaptée selon le degré d'ouverture, de telle sorte que plus le degré d'ouverture est petit, plus le maillage est fin dans la région de la constriction. Le nombre total d'éléments est compris entre 6 et 8 millions pour les trois géométries considérées (tableau 6.1).

### 6.2.2 Mise en oeuvre des simulations LES

Pour effectuer les simulations des grandes échelles en écoulement incompressible et isotherme, avec le maillage décrit dans la section 6.2.1, nous avons utilisé le solveur libre FrontFlow/Blue v6.1 [KI91, GKY06], bien adapté aux supercalculateurs à architecture vectorielle [Noz10]. Ce solveur, codé en FORTRAN77, permet de résoudre, sur les domaines discrétisés d'écoulement décrits dans la section 6.2.1 les équations de Navier-Stokes de quantité de mouvement et de continuité filtrées (équations (6.5) et (6.7)). Il utilise un schéma de Crank-Nicolson d'ordre 2 (méthode implicite) pour la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement. La largeur du filtre  $\Delta$  est automatiquement calculée à partir de la taille du maillage, de telle sorte que  $\Delta$  est la racine cubique du volume de l'élément, et la constante de Smagorinsky  $C_s$  est calculée en utilisant la procédure des moindres carrés de Lilly [GPMC91, Lil92]. Le champ de pression est calculé à partir du champ de vitesse en utilisant une méthode à pas fractionnels. Afin de préserver la stabilité numérique du modèle, la valeur du pas de temps

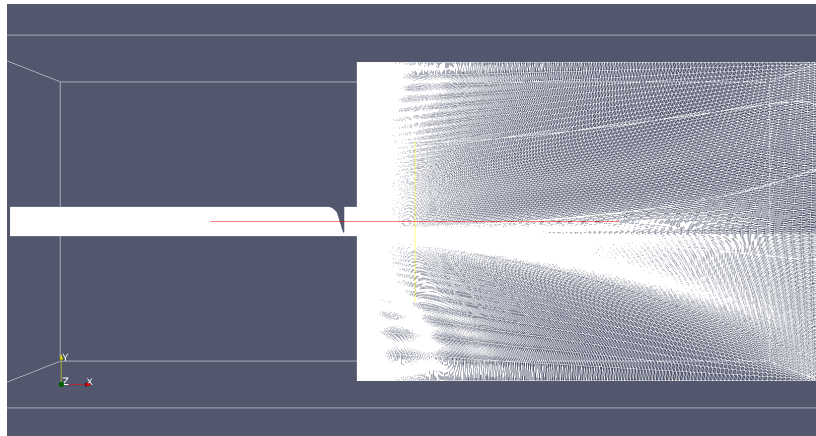
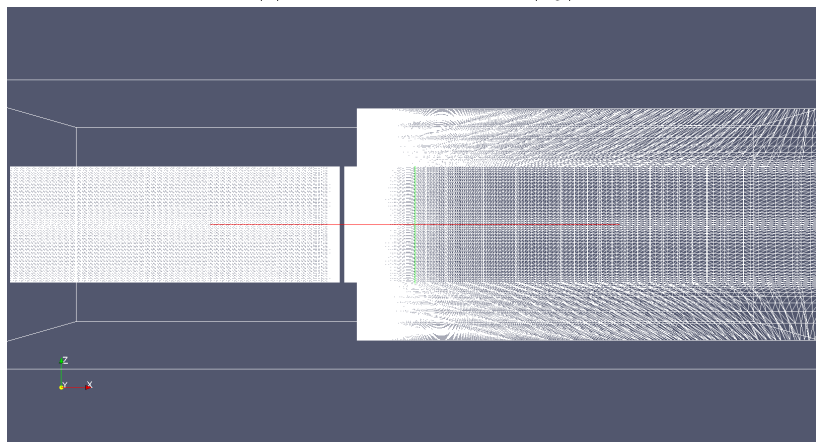
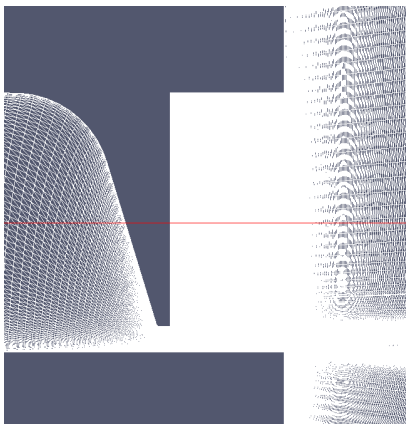
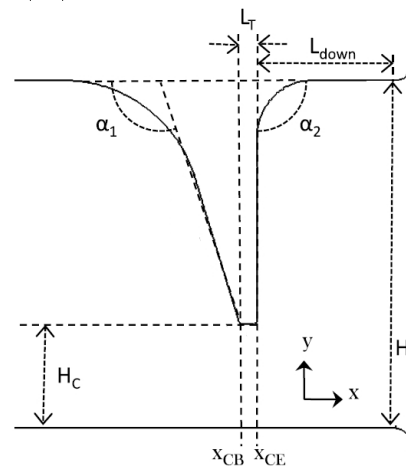
(a) Coupe dans le plan  $(xy)$ (b) Coupe dans le plan  $(xz)$ (c) Zoom sur l'obstacle dans le plan  $(xy)$ (d) Paramètres géométriques (adapté de [CNVH<sup>+</sup>13])

FIGURE 6.2 – Maillage généré sous Gridgen v15 (Pointwise, Inc.) : géométrie à un obstacle en forme d'incisive.

$\delta t$  utilisé pour effectuer les simulations est choisie en fonction de la taille du maillage. Les valeurs de pas de temps correspondant aux trois degrés d'ouverture considérés, et indiqués sur le tableau 6.2 satisfont la condition de Courant-Friedrichs-Lewy [Sod85]. Les mêmes débits volumiques que pour les mesures de vitesse en aval de l'obstacle sont considérés (38, 102 et 197L/min), correspondant aux nombres de Reynolds débitants 402, 1079 et 2084. Nous considérons aussi le débit de 378L/min, correspondant au nombre de Reynolds 4000, qui a fait l'objet des études numériques précédentes sur le modèle numérique de géométrie avec obstacle en forme d'incisive [VGP<sup>+</sup>10, CNVH<sup>+</sup>13].

Au niveau des conditions limites, nous imposons une pression statique de 0Pa à la section de sortie du domaine de champ libre. Pour assurer la stabilité des calculs, une condition supplémentaire qui impose la vitesse normale à zéro lorsqu'un écoulement inverse est détecté est ajoutée afin d'empêcher toute inversion de l'écoulement. À l'exception des sections d'entrée et de sortie, nous spécifions une condition de non-glissement pour toutes les surfaces du canal et du domaine de champ libre. Les spécifications concernant le profil de vitesse imposé à la section d'entrée du canal font l'objet de la section 6.2.3.

Tous les calculs ont été exécutés par un supercalculateur de type NEC SX9, appartenant au Cybermedia Center de l'Université d'Osaka au Japon (figure 6.3). Ce supercalculateur à architecture vectorielle possède 160 processeurs, pour une vitesse de calcul globale cadencée à 16TFLOPS et une mémoire vive de 10To. Le gros avantage de ce type de plate-forme de calcul haute-performance est que l'on peut lancer les calculs et récupérer les résultats ensuite même en étant situé à des milliers de kilomètres [AAB<sup>+</sup>13], par protocole de transfert SSH (*Secure Shell*). Le SX9 de l'Université d'Osaka permet de calculer 10000 pas de temps en approximativement 13 heures. Le respect de la condition de Courant-Friedrichs-Lewy a été continuellement vérifié durant toutes les simulations. Les données brutes de champ de vitesse instantanée calculées peuvent peser jusque 500Mo par pas de temps selon la géométrie simulée [AAB<sup>+</sup>13]. Les données obtenues pour toutes les simulations nécessitent donc de très grosses quantités d'espace disque. Le post-traitement des résultats a été effectué avec le logiciel libre de visualisation scientifique ParaView [AGL05], qui dispose d'une architecture client-serveur et qui peut être parallélisé. ParaView fonctionne avec la bibliothèque libre VTK (*Visualization Tool-Kit* [SML97]) qui contient des classes C++ implémentées pour la visualisation de données bi ou tridimensionnelles et le traitement d'image.

### 6.2.3 Profils de vitesse imposés en entrée

#### 6.2.3.1 Profil d'entrée uniforme

Par défaut avec le solveur FrontFlow/Blue, le profil de vitesse imposé en entrée est un profil uniforme sur toute la section d'entrée sauf sur les parois où la vitesse est nulle, défini par le nombre de Reynolds débitant (basé sur la section d'entrée) de l'écoulement que l'utilisateur souhaite simuler. Au début de la simulation, la vitesse d'entrée augmente graduellement durant 10000 pas de temps. Puis le champ de vitesse résultant est simulé avec une vitesse débitante d'entrée constante. En complément des études précédentes portant sur la géométrie numérique



FIGURE 6.3 – Supercalculateur NEC SX9 de l'Université d'Osaka (Japon)

à un obstacle [CNVH<sup>+</sup>13, VGP<sup>+</sup>10], où seul le profil d'entrée par défaut uniforme a été utilisé, nous cherchons ici à tester d'autres types de profils d'entrée. Dans le code source original de FrontFlow/Blue, il n'y a pas d'autres profils d'entrée utilisables que le profil uniforme, ainsi nous avons eu besoin d'implémenter nous-mêmes d'autres types de profils en modifiant le code source original, qui est librement modifiable.

### 6.2.3.2 Profil d'entrée parabolique tridimensionnel

Nous avons tout d'abord implémenté un profil de type parabolique tridimensionnel. Pour une section rectangulaire, contrairement à un profil bidimensionnel parabolique de Poiseuille classique, avec un profil tridimensionnel parabolique la condition d'adhérence est imposée sur tous les côtés de la section rectangulaire. La formule mathématique qui définit ce type de profil, dérivée par White [Whi91], est indiquée ci-dessous :

$$u_{e,para}(y, z) = Q \frac{\beta_u(y, z)}{\beta_q}, \quad (6.39)$$

avec

$$\beta_u(y, z) = \frac{1}{2} \left[ \frac{H^2}{4} - z^2 - \frac{8H^4}{\pi^3} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left( (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{\cosh\left(\frac{n\pi y}{H}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{H}\right)}{\cosh\left(\frac{n\pi W}{2H}\right) n^3} \right) \right], \quad (6.40)$$

et

$$\beta_q = \frac{W^3}{6} \left[ \frac{H}{2} - \frac{96W}{\pi^5} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\tanh\left(\frac{n\pi H}{2W}\right)}{n^5} \right], \quad (6.41)$$



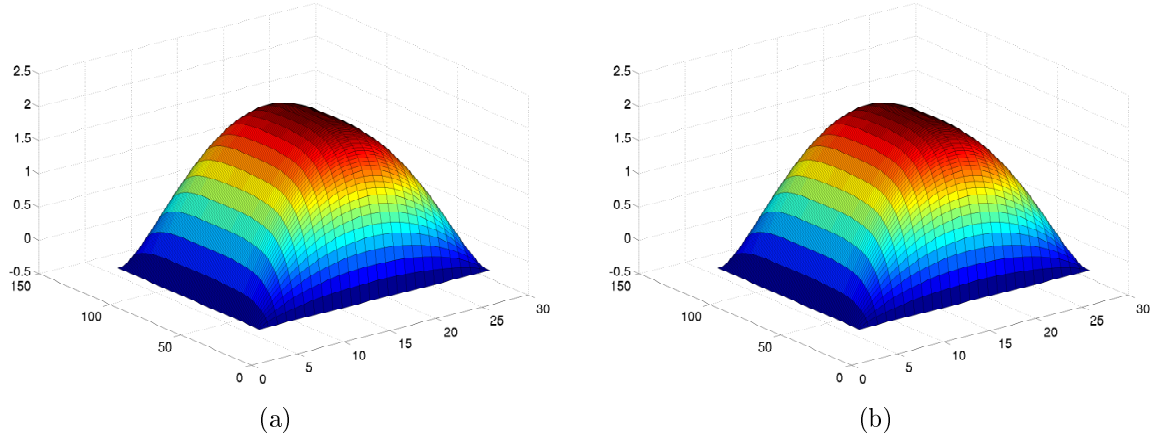


FIGURE 6.4 – Influence du nombre d'itérations  $n$  sur le profil parabolique tridimensionnel implémenté : (a) 30 et (b) 60 itérations

où  $Q$  est le débit volumique,  $H$  la hauteur du canal rectangulaire, et  $W$  la largeur. En pratique, il est nécessaire de limiter la somme infinie et deux limites ont été testées :  $n \leq 30$  ou  $n \leq 60$ . La comparaison des deux cas est illustrée sur la figure 6.4. Nous constatons que les deux profils obtenus sont pratiquement identiques. Ainsi nous retenons le profil généré avec 30 itérations.

### 6.2.3.3 Profil d'entrée turbulent

Nous avons également voulu tester l'effet d'un profil turbulent imposé en entrée sur le développement de l'écoulement dans le canal rectangulaire. Deux types de profil turbulent sont considérés : statique (sans fluctuations) et dynamique (avec fluctuations aléatoires). Le profil turbulent statique est basé sur une loi de puissance 1/7ème (équation (3.23), Chapitre 3). Il ne varie pas au cours du temps, d'où son caractère 'statique'. Le profil turbulent dynamique est également basé sur une loi de puissance 1/7ème, mais il varie au cours du temps, sous la forme de fluctuations aléatoires de vitesse  $\tilde{u}_{e,turb}(t)$  autour d'une valeur moyenne  $U_{e,turb}$ , qui elle obéit à un profil de loi de puissance 1/7ème. Nous avons ici choisi d'utiliser un modèle gaussien pour la loi de distribution de probabilité de ces fluctuations aléatoires, en raison du caractère quasi-gaussien des fluctuations de vitesse mesurées au film chaud (Chapitre 3) :

$$u_{e,turb}(t) = U_{e,turb}(t) + \tilde{u}_{e,turb}(t) \quad (6.42)$$

Pour simplifier, nous supposons dans un premier temps que les moments d'ordre 3 et 4 (*skewness*, *kurtosis*) sont nuls, même si les mesures au film chaud ont montré le contraire (voir Chapitre 3). Dans ces conditions, la fonction de probabilité de distribution obéit à une loi normale centrée sur 0 de telle sorte que

$$\tilde{u}_{e,turb}(t) = randn(t) \times Tu_e \times U_{e,turb}, \quad (6.43)$$

TABLEAU 6.2 – Simulations LES effectuées

$\frac{H_c}{H}$ [%]	$Re_d$	Profil d'entrée	$\delta t$ [s]	$T_{sim}$ [s]
30	2084	Uniforme	$10^{-5}$	0.6
10	2084	Uniforme	$2 \times 10^{-6}$	0.12
30	1079	Uniforme	$10^{-5}$	0.6
10	1079	Uniforme	$2 \times 10^{-6}$	0.108
30	402	Uniforme	$10^{-5}$	0.6
10	402	Uniforme	$2 \times 10^{-6}$	0.108
2.4	2084	Uniforme	$5 \times 10^{-7}$	0.03
30	2084	Parabolique 3D	$10^{-5}$	0.48
30	402	Parabolique 3D	$10^{-5}$	0.54
10	2084	Parabolique 3D	$2 \times 10^{-6}$	0.12
10	1079	Parabolique 3D	$2 \times 10^{-6}$	0.108
30	2084	Loi de puissance 1/7ème ( $Tu_e = 0\%$ )	$10^{-5}$	0.48
30	2084	Loi de puissance 1/7ème ( $Tu_e = 10\%$ )	$10^{-5}$	0.6
10	4000	Loi de puissance 1/7ème ( $Tu_e = 0\%$ )	$10^{-6}$	0.018
10	4000	Loi de puissance 1/7ème ( $Tu_e = 30\%$ )	$10^{-6}$	0.024

avec  $-1 \leq randn(t) \leq 1$  un nombre aléatoire obéissant à une loi normale centrée autour de 0, et  $Tu_e$  un niveau d'intensité turbulente [%] arbitrairement fixé. Dans ce chapitre, nous considérons les trois niveaux d'intensité turbulente d'entrée 0, 10 et 30%, qui restent des valeurs physiquement réalistes ( $< 50\%$  [Gra09]). Le cas  $Tu_e = 0\%$  correspond au profil d'entrée turbulent statique. L'ensemble des simulations LES effectuées (pour chaque nombre de Reynolds, chaque type de profil d'entrée et chaque degré d'ouverture ou rapport d'aspect) est récapitulé dans le tableau 6.2.

## 6.3 Résultats des simulations LES et discussion

### 6.3.1 Visualisations d'écoulements simulés

Nous examinons tout d'abord quelques visualisations (captures) de l'écoulement simulé pour certains cas de figure. La figure 6.5 présente des visualisations longitudinales de la norme du champ de vitesse instantanée à plusieurs instants successifs, pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme], ce qui permet d'observer la formation du jet en sortie du canal avec obstacle. La figure 6.6 présente une visualisation longitudinale de l'écoulement simulé convergé des normes des champs de vitesse moyenne, vitesse rms, et vorticité, pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 2.4\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme]. Nous pouvons remarquer que la vorticité est maximale au niveau de l'extrémité de l'obstacle (de l'ordre de  $10^4 s^{-1}$ ), sur la face amont, et elle est également  lev e (de l'ordre de  $5000 s^{-1}$ ) dans le voisinage du bord inférieur de la section de sortie de la géométrie. Ceci nous laisse penser que les sources de bruit aéroacoustique prépondérantes du système sont situ es dans

ces deux régions. La figure 6.7 présente des visualisations longitudinales pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ;  $Re_d = 4000$ ; profil d'entrée turbulent sans fluctuations ( $Tu_e = 0\%$ )]. Les normes des champs de vitesse instantanée, vitesse moyenne, vitesse rms, et vorticité sont illustrées pour trois instants adimensionn es  $\frac{tU_0}{H}$  successifs.

### 6.3.2 Profils de vitesse simul es

#### 6.3.2.1 Profils transversaux en amont de l'obstacle

Les profils transversaux amont de vitesse moyenne longitudinale simul es pour les configurations [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme] et [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ;  $Re_d = 4000$ ; profil d'entrée turbulent à fluctuations aléatoires  $Tu_e = 30\%$ ] sont respectivement pr esent es sur les figures 6.8a et 6.8b, pour des positions amont s'étendant de  $-30H_c$  jusque sous l'obstacle. Un profil parabolique théorique est ajoutée sur toutes les figures comme référence. Au niveau de l'obstacle ( $x = 0$ ), les deux profils présentent une forme fortement asymétrique, avec une accélération plus prononcée en-dessous de l'extr emitt e de l'obstacle que de l'autre côté, près de la paroi inférieure de l'embout. Nous pouvons constater une influence majeure du profil d'entrée turbulent dynamique inject e, avec des profils pour  $x = -30H_c$  et  $x = -20H_c$  ayant la forme d'un profil haut-de-forme. à  $x = -10H_c$ , le profil est compl etement asymétrique. Au niveau de l'obstacle ( $x = 0$ ), le profil présente une forme asymétrique différente de celle observée pour le cas [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ] avec une sorte d'inversion de concavité.

#### 6.3.2.2 Profils transversaux en aval de l'obstacle

Les profils transversaux aval de vitesse moyenne longitudinale simul es pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ] à plusieurs positions en aval de l'obstacle ( $\frac{x}{H_c} = +0.1; +0.2; +0.3; +0.4; +0.5; +1.47$ ), avec profil d'entrée turbulent dynamique ( $Tu_e = 10\%$ ) sont pr esent es sur la figure 6.9. Des données mesurées à la sortie de l'embout (issues du Chapitre 3) sont également incluses pour comparaison. Les profils transversaux aval obtenus ont tendance à devenir de plus en plus symétriques au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'obstacle. L'écoulement s'accélère davantage au voisinage de l'obstacle que du côté oppos e, au niveau de la paroi inférieure de l'embout.

#### 6.3.2.3 Profils longitudinaux

Les profils longitudinaux de vitesse moyenne et d'intensitt  turbulente simul es pour le degré d'ouverture de 10% et plusieurs conditions d'entrée [nombre de Reynolds; type de profil d'entrée] sont illustr es sur les figures 6.10a et 6.10b, de  $x = -10H_c$  à  $x = +30H_c$ . De même, les profils longitudinaux de vitesse moyenne et d'intensitt  turbulente pour l'ouverture de 30% sont illustr es sur les figures 6.11a et 6.11b. Des données mesurées (pour  $Re_d = 402$  et  $Re_d = 2084$ ) issues du Chapitre 3 sont incluses sur ces figures pour comparaison. Les profils montrent des

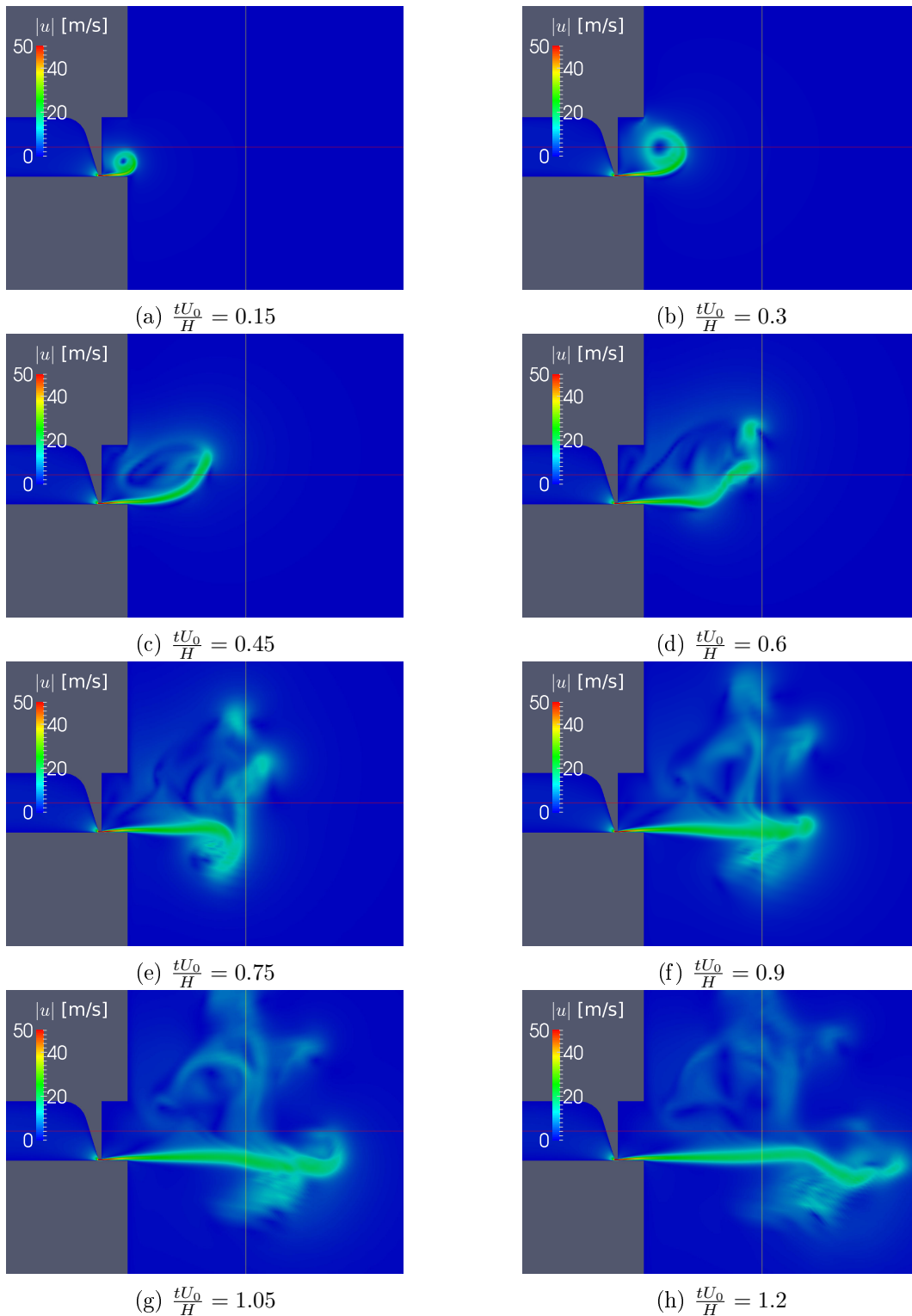
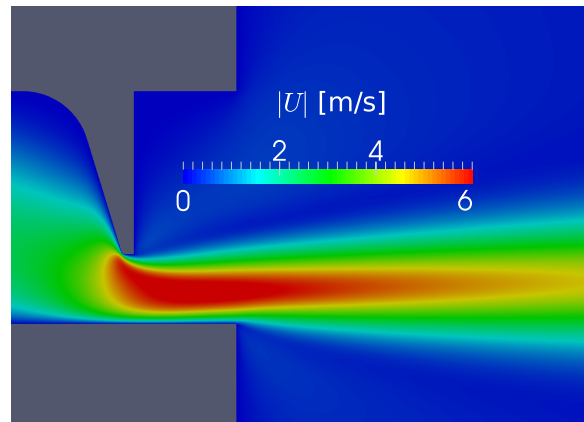
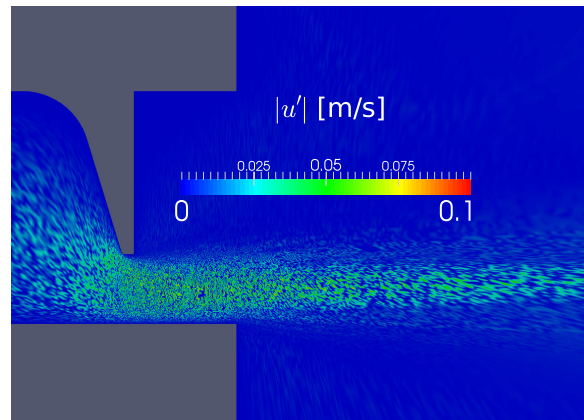


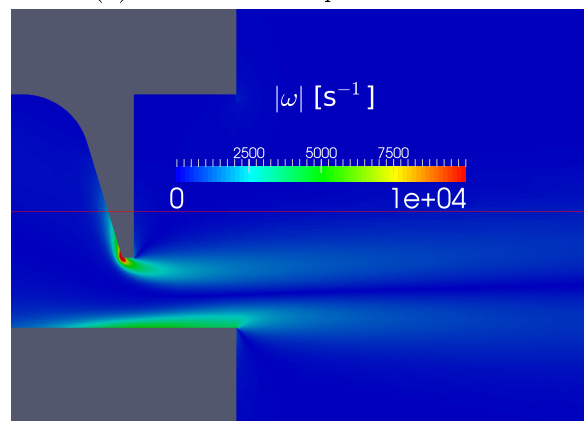
FIGURE 6.5 – Visualisations longitudinales du champ de vitesse instantanée à plusieurs instants adimensionnés (ouverture de 2.4%;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme), avec  $U_0$  la vitesse débitante d'entrée et  $H$  la hauteur du canal



(a) Norme du champ de vitesse moyenne



(b) Norme du champ de vitesse rms



(c) Norme du champ de vorticité

FIGURE 6.6 – Visualisation longitudinale de l'écoulement simulé convergé pour la configuration [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme]

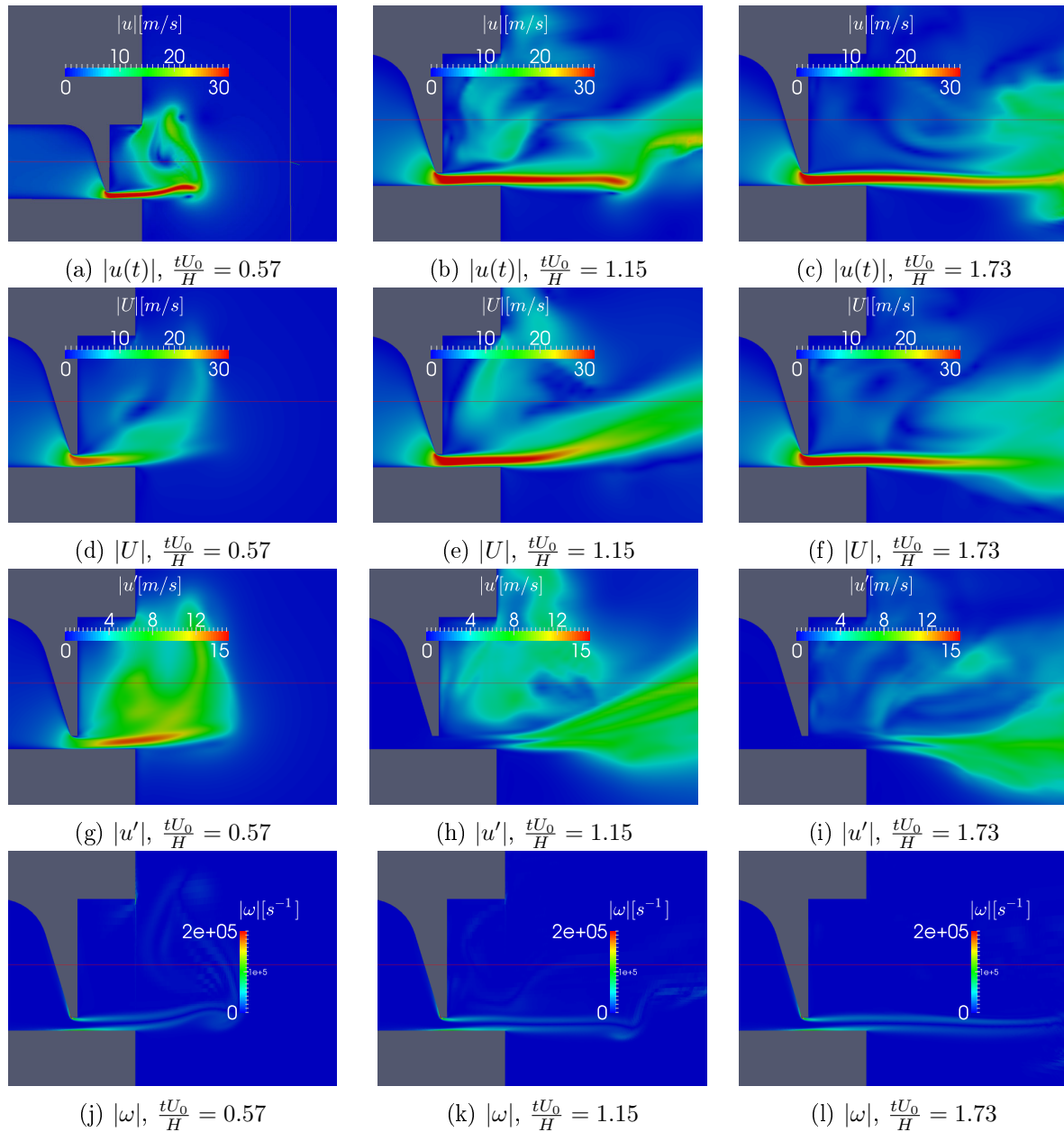


FIGURE 6.7 – Visualisations longitudinales de l'écoulement simulé pour la configuration  $[\frac{H_c}{H} = 10\%, Re_d = 4000; \text{profil d'entrée turbulent statique } (Tu_e = 0\%)]$  pour trois instants adimensionnés successifs  $\frac{tU_0}{H}$ . De haut en bas : normes du champ de vitesse instantanée ; normes du champ de vitesse moyenne ; normes du champ de vitesse rms ; normes du champ de vorticité.

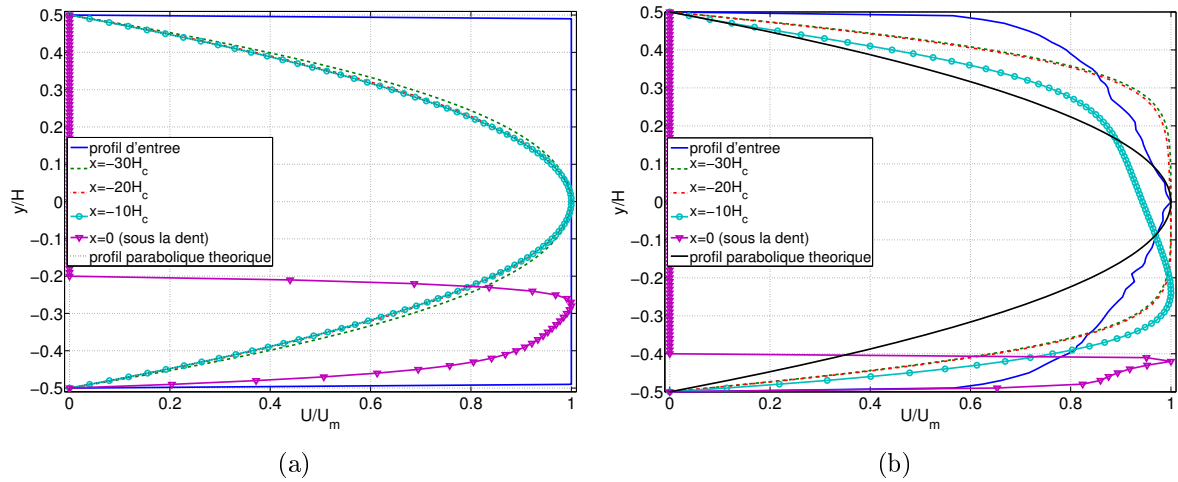


FIGURE 6.8 – Profils transversaux de vitesse moyenne longitudinale normalisés par la valeur maximale pour différentes positions amont : (a) [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme] et (b) [ $\frac{H_c}{H} = 10\%$ ;  $Re_d = 4000$ ; profil d'entrée turbulent à fluctuations aléatoires ( $Tu_e = 30\%$ )].

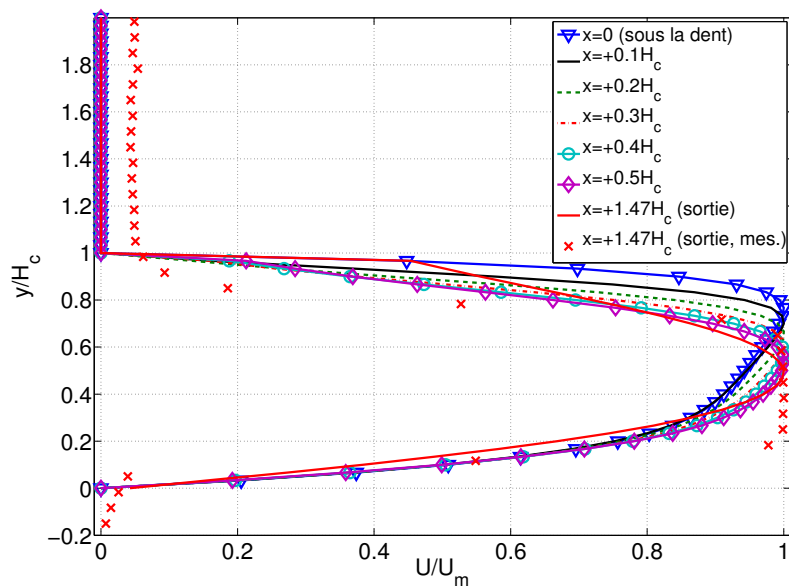


FIGURE 6.9 – Profils transversaux de vitesse moyenne calculés à plusieurs positions en aval de l'obstacle en forme d'incisive pour un profil d'entrée turbulent dynamique à 10% [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ]

comportements très différents selon le type de condition d'entrée imposée à l'écoulement. Nous pouvons toutefois remarquer que globalement l'écoulement s'accélère en amont de l'obstacle, pour atteindre un maximum juste au niveau de l'obstacle, et il subit ensuite une décélération jusqu'en champ lointain. La section de sortie de la géométrie numérique ne semble pas avoir d'influence sur l'évolution de l'écoulement simulé, contrairement aux mesures (voir Chapitre 3). Pour l'ouverture de 30%, les données expérimentales ( $Re_d = 2084$ ) montrent un bon accord avec les profils simulés pour  $Re_d = 2084$ , au niveau des profils de vitesse.

## 6.4 Prédiction aéroacoustique à partir des données LES

Dans cette section, nous cherchons à prédire le champ acoustique de bruit quadripolaire rayonné par le jet dont le champ de vitesse tridimensionnel a été simulé par simulation des grandes échelles, à l'aide de l'analogie de Lighthill, décrite dans la section 6.43.

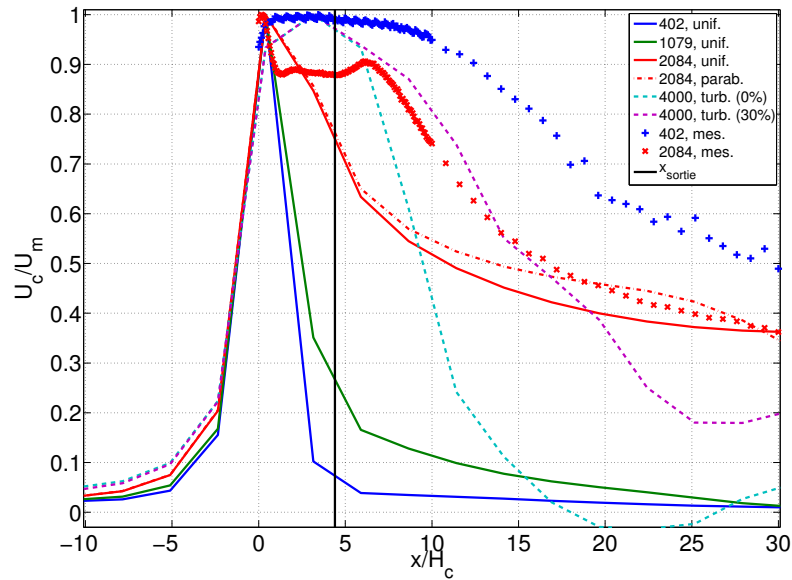
### 6.4.1 Régénération aléatoire des champs turbulents de vitesse et de pression instantanées par turbulence synthétique

Afin de s'affranchir de limitations en fréquence trop restrictives dans une optique de modélisation de bruit de fricative, caractérisé par des spectres large bande (jusqu'à  $\approx 20$ kHz, voir Chapitre 2), nous choisissons d'opter pour une approche statistique basée sur le champ moyen et le champ rms simulés par LES en trois dimensions. Nous régénérons les champs turbulents de vitesse et de pression instantanée, en utilisant une distribution gaussienne (loi normale) pour simuler les composantes fluctuantes aléatoires de vitesse et de pression (équation (6.43)) sur suffisamment de pas de temps successifs, afin de pouvoir obtenir une prédiction aéroacoustique jusque 5kHz. La figure 6.12 illustre à titre d'exemple un signal de vitesse longitudinale régénéré par loi normale, pour le cas de l'ouverture de 10% à  $Re_d = 1079$ , à l'emplacement matérialisé par le point rouge de la figure 6.12a. La fonction de densité de probabilité du champ de vitesse régénéré montre clairement un profil gaussien. La densité spectrale de puissance correspondante montre un certain nombre de pics, situés par exemple à  $St = 0.4$  et  $1.8$ .

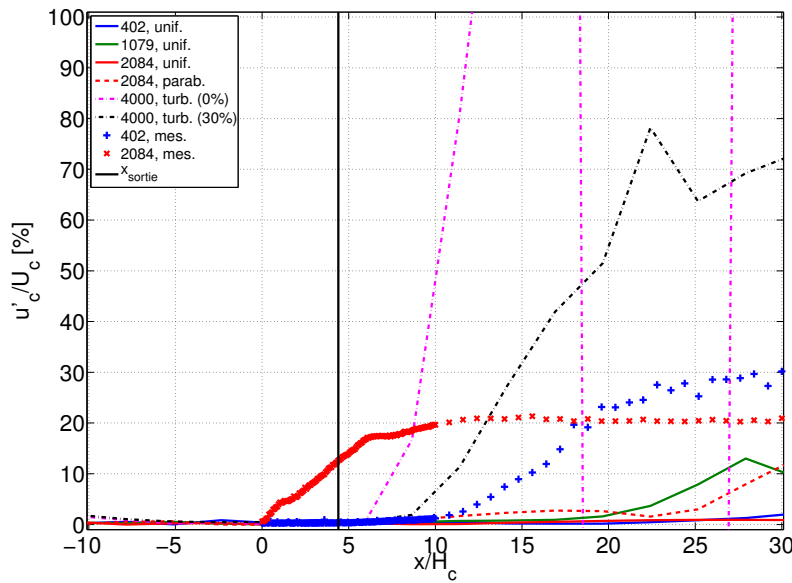
### 6.4.2 Étude de la source aéroacoustique dipolaire : divergence du vecteur de Lamb

La figure 6.13 présente des exemples de visualisations longitudinales du champ de divergence du vecteur de Lamb, pour les configurations [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée turbulent  $Tu_e = 10\%$ ] et [ $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée turbulent  $Tu_e = 30\%$ ]. Nous pouvons distinguer nettement trois régions distinctes : (1) une région dans laquelle la divergence est négative (de l'ordre de  $-10^6 \text{s}^{-2}$ ), au voisinage de l'extrémité de l'obstacle et au voisinage du bord inférieur de la section de sortie de la géométrie, (2) une région dans l'axe longitudinal du jet formé en aval de l'obstacle, où la divergence est positive (de l'ordre de  $+10^6 \text{s}^{-2}$ ), et (3) une région où la divergence nulle, dans tout le reste de l'espace. Il n'apparaît



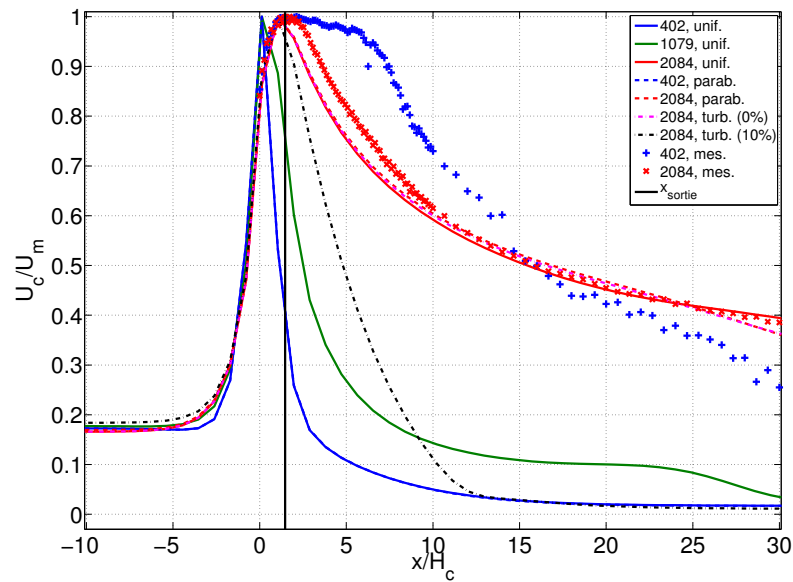


(a) Vitesse moyenne centrale adimensionnée

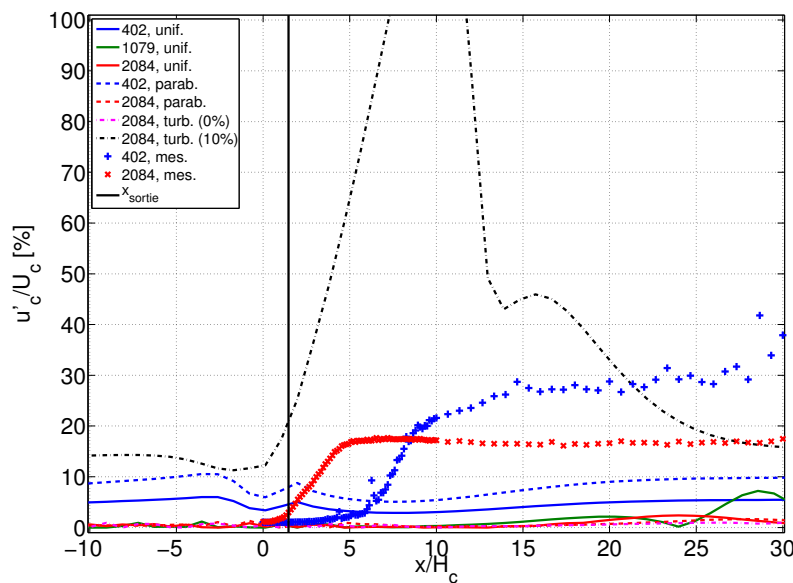


(b) Intensité turbulente

FIGURE 6.10 – Profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale et d'intensité turbulente simulés pour l'ouverture de 10% et différentes conditions d'entrée. La ligne noire verticale matérialise la position longitudinale de la section de sortie de l'embout.



(a) Vitesse moyenne centrale adimensionnée



(b) Intensité turbulente

FIGURE 6.11 – Profils longitudinaux de vitesse moyenne centrale et d'intensité turbulente simulés pour l'ouverture de 30% et différentes conditions d'entrée. La ligne noire verticale matérialise la position longitudinale de la section de sortie de l'embout.

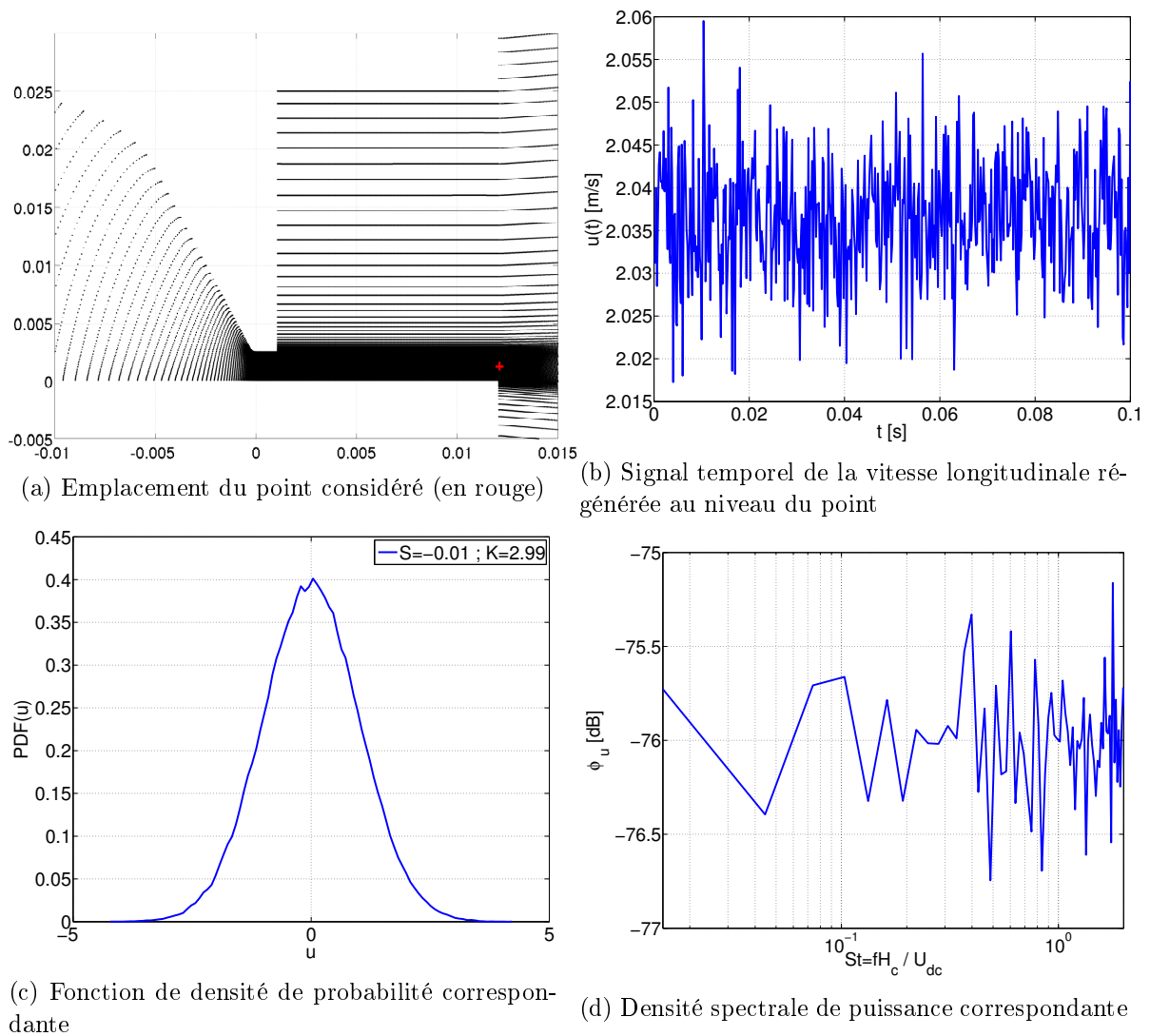
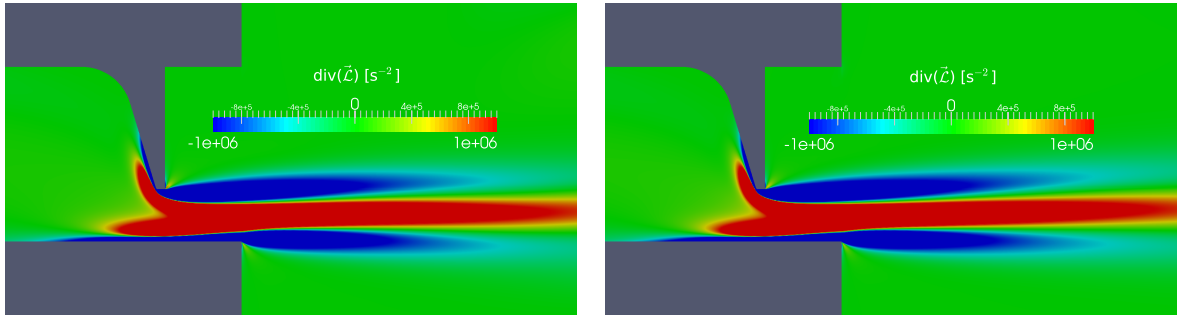


FIGURE 6.12 – Exemple de signal de vitesse longitudinale régénéré par loi normale : ouverture de 10%,  $Re_d = 1079$



(a)  $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ,  $Re_d = 2084$ , profil d'entrée turbulent  $Tu_e = 10\%$

(b)  $\frac{H_c}{H} = 30\%$ ,  $Re_d = 2084$ , profil d'entrée turbulent  $Tu_e = 30\%$

FIGURE 6.13 – Visualisations longitudinales du champ de divergence du vecteur de Lamb

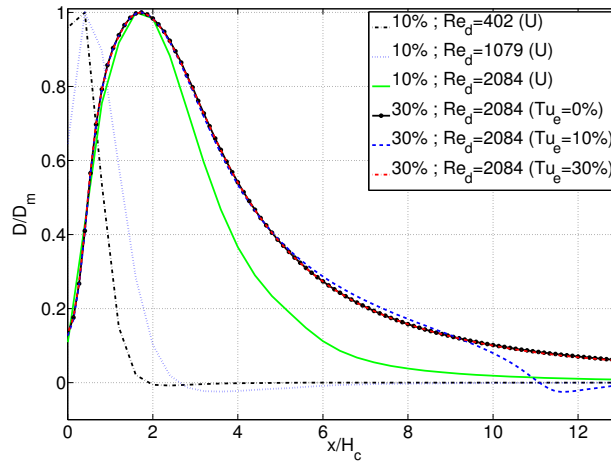


FIGURE 6.14 – Comparaison des profils longitudinaux de la divergence du vecteur de Lamb au centre pour différentes configurations d'entrée et nombres de Reynolds

pas de différence significative entre les profils d'entrée turbulents à niveau de turbulence de 10 et 30%.

L'évolution des divergences centrales adimensionnées par la valeur maximale sont longitudinalement comparées pour différentes conditions d'entrée et nombres de Reynolds sur la figure 6.14. Pour l'ouverture de 30%, nous pouvons observer que la valeur maximale est atteinte pour  $\frac{x}{H_c} \approx 1.8$ , tandis que pour l'ouverture de 10% le maximum est atteint pour  $\frac{x}{H_c} \approx 0.7$ . Pour l'ouverture de 30%, à  $Re_d = 2084$  le niveau de turbulence d'entrée injectée n'a pas d'impact majeur sur l'évolution de la divergence, si ce n'est pour  $Tu_e = 10\%$  à  $\frac{x}{H_c} \geq 10$ .

### 6.4.3 Prédiction aéroacoustique par analogie de Lighthill : résultats

La région source utilisée pour le calcul de prédiction aéroacoustique par analogie de Lighthill du bruit quadripolaire de jet en champ libre est schématiquement illustrée sur la fi-

gure 6.15 (en rouge). Des spectres acoustiques obtenus après résolution de l'équation de Lighthill (solution donnée par l'équation (6.38)) à un point récepteur (microphone virtuel) situé à 0.94m en aval de la région source, selon la direction longitudinale  $x$ , sont présentés sur la figure 6.16, pour la configuration [ouverture de 10%;  $Re_d = 2084$ ; profil d'entrée uniforme]. Cette position de microphone virtuel correspond à la position du microphone B&K utilisée dans les mesures acoustiques du Chapitre 4 faites sur les maquettes avec obstacle(s) en forme d'incisive. L'incorporation d'une zone tampon d'épaisseur 1cm permettant une transition progressive non brusque (sinusoïdale) entre la zone source utilisée pour le calcul acoustique et la zone environnante d'écoulement est également testée pour évaluer son effet. Les lignes pointillées rouges représentent les pentes spectrales  $S'_1$  (entre 0 et 500Hz) et  $S'_2$  (entre 500 et 5000Hz) obtenues par régression linéaire sur les spectres.

Les spectres obtenus ont tous la même allure, toutefois, ceux sans turbulence injectée montrent des niveaux très faibles (irréalistes), contrairement à ceux avec turbulence injectée. Ceci montre bien l'effet important au niveau aéroacoustique des fluctuations turbulentes, et montre que l'approche statistique donne des résultats en première approche relativement réalistes en terme de niveaux de bruit générés. Ceci montre d'autre part que la caractérisation statistique des trois composantes du champ de vitesse aux premier (moyenne) et second ordre (rms) permet de modéliser le bruit quadripolaire généré. Il sera intéressant de vérifier ceci sur des données expérimentales de type PIV (*Particle Instant Velocimetry*). Il est à noter cependant qu'aucun rayonnement acoustique n'est pris en compte dans ce modèle, et ceci mériterait à l'avenir d'être implémenté.

Les figures 6.17 et 6.18 présentent les paramètres spectraux de la même manière que pour les spectres de fricatives prononcées par des locuteurs (Chapitre 2) pour les configurations simulées avec l'analogie de Lighthill, pour des nombres de Reynolds de 2084 et 4000. Nous constatons que l'incorporation d'une zone tampon entre région acoustique et région d'écoulement n'a presque pas d'influence sur les paramètres spectraux obtenus. Il semble que l'amplitude dynamique augmente lorsque la pente spectrale  $S'_1$  (pente spectrale entre 0 et 500Hz) augmente également. Il est intéressant d'observer que la présence de fluctuations turbulentes injectées dans la région source entraîne une augmentation notable de l'amplitude dynamique, par rapport au cas sans fluctuations turbulentes. Concernant la figure 6.18, on observe de façon similaire que la pente spectrale  $S'_2$  (pente spectrale entre 500 et 5000Hz) augmente également sensiblement avec la présence de fluctuations turbulentes dans la région source. On voit encore également que la zone tampon n'a presque pas d'influence sur les paramètres spectraux obtenus.

## 6.5 Conclusion du Chapitre 6

Nous avons pu constater une forte influence du type de profil de vitesse imposé en entrée sur le développement de l'écoulement le long du canal rectangulaire en amont de l'obstacle. Néanmoins, pour le profil d'entrée turbulent à fluctuations aléatoires, il est nécessaire de raffiner le modèle utilisé (par exemple [AED05, Dav07]) car les fluctuations simulées s'atténuent

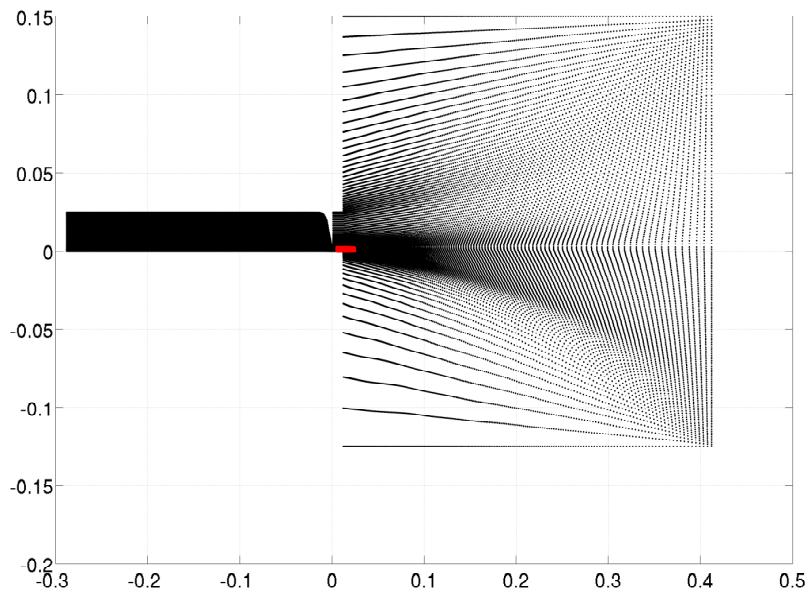


FIGURE 6.15 – Région source (en rouge) pour l'estimation du champ acoustique quadripolaire rayonné par le jet (analogie de Lighthill). Le point récepteur considéré, autrement dit un microphone virtuel (non représenté sur cette figure) est situé à 0.94m en aval de la région source, dans la direction longitudinale  $x$ .

plus en amont de l'écoulement. Il est nécessaire de prendre en compte les structures cohérentes (plus grandes échelles) qui sont convectées et interagissent avec l'écoulement moyen au lieu de se dissiper. Aux nombres de Reynolds modérés que nous avons considérés, ce problème est d'autant plus crucial. Les résultats de ces simulations, en particulier la partie moyenne et la partie fluctuante des champs de vitesse, et les quantités qui en découlent, telles que la vorticité, associ es à leur validation expérimentale, représentent une étape utile pour la modélisation de la production acoustique de fricative. L'approche statistique combinée à l'analogie de Lighthill utilisée pour prédire le bruit aéroacoustique quadripolaire g en er e par le jet libre form e en-dessous de l'obstacle est très simple et ne prend en compte aucun rayonnement acoustique ni structure cohérente de grande dimension. Elle fournit toutefois des premiers résultats, et le raffinement de cette approche pourrait à l'avenir susciter des recherches intéressantes.

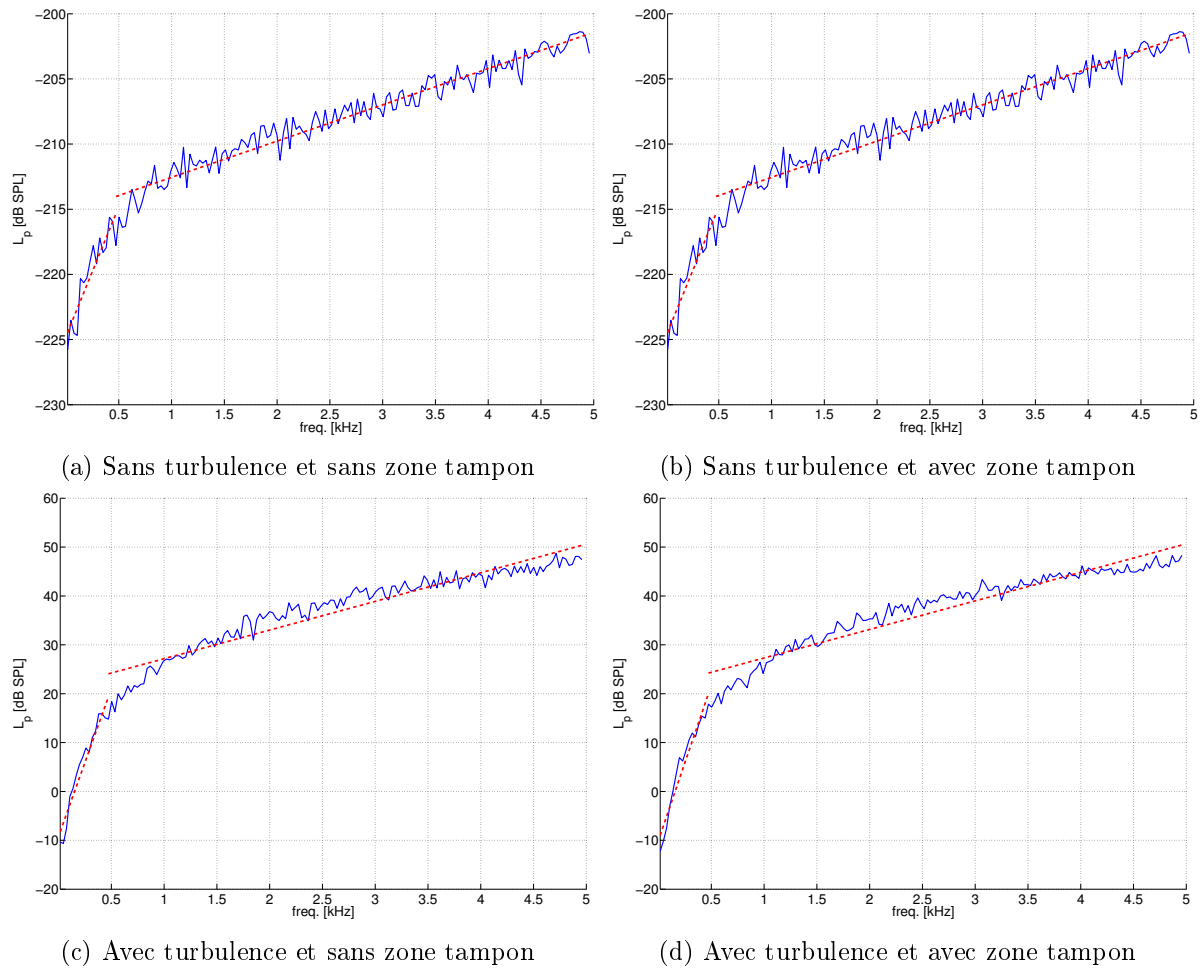


FIGURE 6.16 – Spectres de pression acoustique rayonnée par le jet en champ libre estimés avec l’analogie de Lighthill (équation (6.38)) pour la configuration  $[\frac{H_c}{H} = 10\% ; Re_d = 2084 ; \text{profil uniforme en entrée}]$ . Les lignes pointillées rouges représentent les pentes spectrales  $S'_1$  (entre 0 et 500Hz) et  $S'_2$  (entre 500 et 5000Hz) obtenues par régression linéaire sur les spectres.

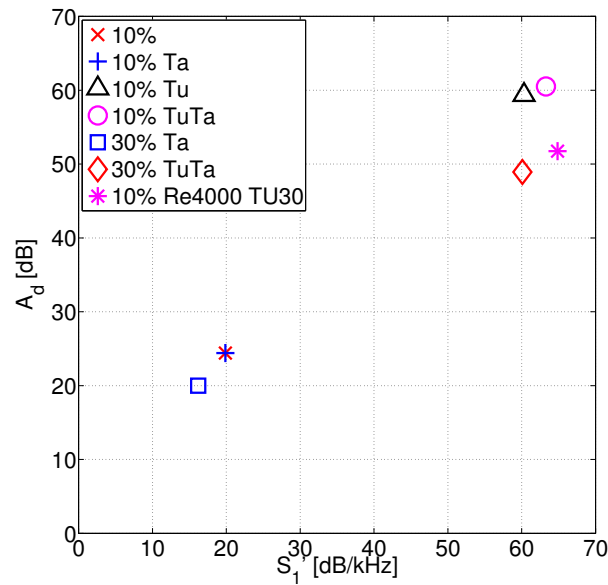


FIGURE 6.17 – Amplitude dynamique  $A_d$  en fonction de la pente spectrale  $S_1'$ , du degré d'ouverture, de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par exemple, '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'.

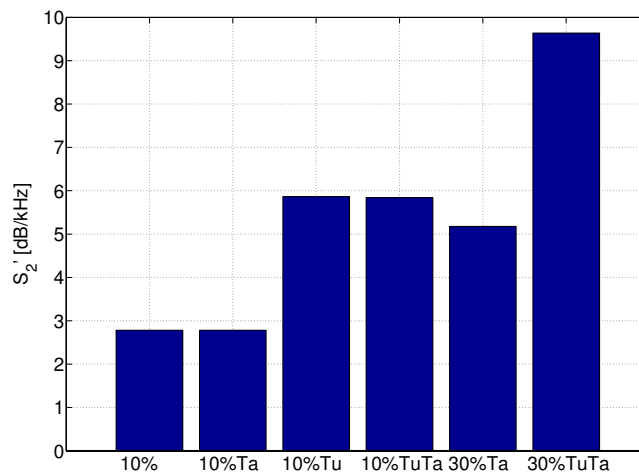


FIGURE 6.18 – Pente spectrale  $S_2'$  en fonction du degré d'ouverture (10 ou 30%), de la présence/absence d'une zone tampon ('Ta'), et de la présence/absence de fluctuations turbulentes ('Tu'). Par exemple, '10%TuTa' signifie 'degré d'ouverture de 10% avec fluctuations turbulentes et zone tampon'.



# Conclusion générale et perspectives

Dans cette thèse, nous avons cherché à contribuer à l'étude aéroacoustique d'un canal rectangulaire avec un ou plusieurs obstacles. Les conditions géométriques et d'écoulement évaluées ont été choisies en accord avec les ordres de grandeur pertinents pour la production acoustique de fricatives non voisées. Plusieurs auteurs ont mis en avant dans des travaux antérieurs à cette thèse la nécessité d'obtenir des données additionnelles d'écoulement et d'acoustique afin d'approfondir la compréhension du développement de l'écoulement et de la production acoustique qui en découle, dans le contexte des fricatives.

Ainsi, une large partie de ce travail a été consacrée à l'obtention de telles données, et à leur caractérisation par des études expérimentales et numériques systématiques de l'influence potentielle sur le bruit généré et ses propriétés acoustiques d'un nombre limité de paramètres géométriques sélectionnés. Concrètement parlant, nous avons en particulier fait varier le degré d'ouverture de la constriction, le débit volumique (et donc le nombre de Reynolds), et les conditions initiales de l'écoulement (partie moyenne et partie fluctuante). La non-linéarité du développement de l'écoulement a tendance à faire que l'écoulement se 'rappelle' de son origine (les propriétés d'écoulement amont), et par conséquent, les sources de bruit dans le voisinage ou en aval de l'obstacle peuvent potentiellement être sensiblement déterminées par les conditions initiales amont de l'écoulement.

Mis à part cet effet 'mémoire', les nombres de Reynolds considérés couvrent le régime de transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent, de sorte que des conditions initiales variables vont affecter la stabilité de l'écoulement, et donc la transition de laminaire vers turbulent. En conséquence, en raison de la complexité du régime d'écoulement inhérente à la production de fricatives non voisées, nous nous sommes focalisés sur des géométries extrêmement simplifiées, et l'étude portait en particulier sur la caractérisation expérimentale des propriétés de jet, ainsi que sur la production de bruit en fonction du nombre de Reynolds, du degré d'ouverture et des conditions initiales de l'écoulement. Nous avons pu observer que les propriétés du jet émis en aval de l'obstacle varient très fortement aussi bien dans le voisinage que dans la partie auto-similaire du jet.

Les résultats obtenus fournissent une illustration intéressante de la richesse de la dynamique de l'écoulement, qui peut être observée pour une géométrie *a priori* simple. Néanmoins, ce constat n'est pas à la faveur d'une formulation 'universelle' directe des mécanismes de production de fricatives, sachant que les conditions limites de l'écoulement provenant du système respiratoire initial sont complexes et fortement variables chez des locuteurs humains. En outre, nous pouvons émettre la critique que la géométrie de canal utilisée est une simplification extrême, par rapport à la production sonore de fricatives, étant donné que nous nous sommes focalisés sur un jet se formant en aval de l'obstacle, et non sur un jet amont interagissant avec un obstacle aval (comme est classiquement décrite la production de fricatives). Ainsi, pour partiellement répondre à cette critique, le bruit induit par l'écoulement a été expérimentalement caractérisé pour plusieurs configurations de canal : (1) canal contenant un unique

obstacle, et (2) canal contenant deux obstacles. De plus, la constriction était soit centrée soit alignée avec la paroi. Nous avons pu observer que les caractéristiques spectrales du bruit généré sont similaires à celles observées sur des locuteurs humains pour plusieurs configurations. Ce résultat n'est pas non plus en faveur d'un mécanisme unique et simple de production de fricatives, et il faut donc se montrer toujours très prudent lorsque l'on généralise des résultats obtenus à partir de géométries simplifiées.

Ceci étant dit, les résultats obtenus dans cette thèse semblent encourageants pour des applications biomédicales telles que la réhabilitation de parole ou les soins bucco-dentaires, sachant que l'on peut présumer qu'un locuteur humain peut appliquer plusieurs stratégies articulatoires différentes pour générer un son de fricative (sibilante, labio-dentale, etc.). Néanmoins, il est encore une fois nécessaire de se montrer prudent sur toute conclusion tirée hâtivement, puisque dans cette thèse nous n'avons pas pris en compte les tissus mous qui ont très certainement un effet significatif sur les conditions limites, et donc sur les sources de bruit et leur comportement acoustique.

En complément des données expérimentales, des données numériques ont été obtenues pour un écoulement stationnaire incompressible. Afin d'étudier l'effet isolé d'une accélération convective asymétrique appliquée sur l'écoulement (due à l'asymétrie de la géométrie du canal) sur la source de bruit, nous avons considéré un écoulement potentiel bidimensionnel pour plusieurs configurations d'obstacle et degrés d'ouverture. Par ailleurs, l'effet des conditions initiales a été évalué par des simulations des grandes échelles tridimensionnelles du champ d'écoulement à partir desquelles le bruit quadripolaire rayonné par le jet en champ libre a été estimé. Les spectres de bruit obtenus ont été quantifiés en utilisant des paramètres spectraux pertinents pour l'étude de fricatives produites par des locuteurs humains. L'impact des conditions amont sur le bruit généré a été mis en évidence. À l'issue des résultats obtenus dans cette thèse, plusieurs perspectives de recherche peuvent être formulées.

La stabilité du jet et les mécanismes de transition pour la configuration de canal avec un obstacle pourraient être examinées en détail, en fonction des paramètres géométriques et des conditions amont d'écoulement. Cette thèse se concentrait sur l'écoulement à travers un canal rigide contenant un obstacle à une position longitudinale fixe, près de la section de sortie. Il pourrait être intéressant de décaler l'obstacle davantage en amont, de sorte que l'on puisse considérer le canal comme semi-infini. Ces aspects sont introduits de manière préliminaire dans l'Annexe B qui traite de la modélisation de la matrice de transfert (coefficients de transmission et de réflexion au niveau de la constriction) représentant l'impact de l'obstacle sur l'acoustique du canal, pour des modèles d'écoulement simples. Il serait également judicieux d'étudier l'influence de parois de canal non rigides (souples).

Enfin, les simulations numériques d'écoulement et les prédictions acoustiques de bruit généré par l'écoulement nécessitent un approfondissement. En particulier, l'incorporation de structures cohérentes alimentant la turbulence dans l'écoulement amont, et de même, l'observation de structures cohérentes à la sortie du canal, semblent requises dans une optique de modélisation aéroacoustique plus fine de la production de bruit généré par un écoulement traversant un canal avec obstacle(s) à des nombres de Reynolds modérés.

# Bibliographie

- [AAB<sup>+</sup>13] A. ANCEL, I. ASSENMACHER, K. BABA, J. CISONNI, Y. FUJISO, P. GONCALVES, M. IMBERT, K. KOYAMADA, P. NEYRON, K. NOZAKI *et al.* : Petaflow – an example of communication and computational technologies with social impact. *In Computer Software and Applications Conference Workshops (COMPSACW), 2013 IEEE 37th Annual*, pages 703–708. IEEE, 2013.
- [ACL00] R.J. ADRIAN, K.T. CHRISTENSEN *et* Z.C. LIU : Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*, 29(3):275–290, 2000.
- [AED05] N. ANDERSSON, L.E. ERIKSSON *et* L. DAVIDSON : Effects of inflow conditions and subgrid model on LES for turbulent jets. *Proceedings of 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2005-2925, 2005.
- [AGL05] J. AHRENS, B. GEVECI *et* C. LAW : Paraview : An end-user tool for large data visualization. *The Visualization Handbook*, 717:731, 2005.
- [AKS99] Y.S. AKGUL, C. KAMBHAMETTU *et* M. STONE : Automatic extraction and tracking of the tongue contours. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 18(1): 1035–1045, 1999.
- [Aln10] M.H. ALNAHHAL : *Turbulent rectangular jets*. Thèse de doctorat, University of Patras, 2010.
- [And01] J.D. ANDERSON : *Fundamentals of Aerodynamics*, volume 2. McGraw-Hill New York, 2001.
- [ANRD97] N. ALLEBORN, K. NANDAKUMAR, H. RASZILLIER *et* F. DURST : Further contributions of the two-dimensional flow in a sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*, 330:69–188, 1997.
- [Bad89] P. BADIN : Acoustics of voiceless fricatives : production theory and data. Rapport technique 3, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1989.
- [BAGR08] C. BRUN, S. AUBRUN, T. GOOSSENS *et* P. RAVIER : Coherent structures and their frequency signature in the separated shear layer on the sides of a square cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, 81(1-2):97–114, 2008.
- [BB06] C. BOGEY *et* C. BAILLY : Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):603–610, 2006.
- [BG96] L.H. BENEDICT *et* R.D. GOULD : Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 22(2):129–136, 1996.
- [Bis03] G. BISWAS : *Introduction to Fluid Mechanics and Fluid Machines, 2e*. Tata McGraw-Hill Education, 2003.
- [Bod05] D.J. BODONY : The prediction and understanding of jet noise. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, 367377, 2005.

- [Bru95] H.H. BRUUN : *Hot-Wire Anemometry*. Oxford University Press, Oxford, 1995.
- [Bru96] H.H. BRUUN : Hot-wire anemometry : principles and signal analysis. *Measurement Science and Technology*, 7(10), 1996.
- [BTLM97] F. BATTAGLIA, S.J. TAVENER, A.K. LULKAMI et C.L. MERKLE : Bifurcation in low Reynolds number flows in symmetric channels. *AIAA Journal*, 35:99–105, 1997.
- [Bus37] A. BUSEMANN : Hodographmethode der Gasdynamik. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 17:73–79, 1937.
- [BW70] G.S. BEAVERS et T.A. WILSON : Vortex growth in jets. *Journal of Fluid mechanics*, 44(01):97–112, 1970.
- [CC71] S.C. CROW et F.H. CHAMPAGNE : Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(3):547–591, 1971.
- [Cha00] P. CHASSAING : Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l’usage de l’ingénieur. *Cépaduès Éditions, INP Toulouse, France*, 2000.
- [CL87] H.E. CLINE et W.E. LORENSEN : System and method for the display of surface structures contained within the interior region of a solid body, 1987. US Patent 4710876.
- [CLH<sup>+</sup>09] N.A. CLAYTON, J.P. LEDGARD, P.A. HAERTSCH, P.J. KENNEDY et P.K. MAITZ : Rehabilitation of speech and swallowing after burns reconstructive surgery of the lips and nose. *Journal of Burn Care & Research*, 30:1039–1045, 2009.
- [CM73] R.C. CHANAUD et D. MUSTER : Aerodynamic noise from vehicles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 53(1):317–317, 1973.
- [CNVH<sup>+</sup>13] J. CISONNI, K. NOZAKI, A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP et S. WADA : Numerical simulation of the influence of the orifice aperture on the flow around a teeth-shaped obstacle. *Fluid Dynamics Research*, 45(2):025505, 2013.
- [CNVHW11] J. CISONNI, K. NOZAKI, A. VAN HIRTUM et S. WADA : A parameterized geometric model of the oral tract for aeroacoustic simulation of fricatives. *International Journal of Information and Electronics Engineering*, 1(3):223–228, 2011.
- [CSB03] S. CHAUSHU, S. SHARABI et A. BECKER : Tooth size in dentitions with buccal canine ectopia. *The European Journal of Orthodontics*, 25(5):485–491, 2003.
- [Cur55] N. CURLE : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 231(1187):505–514, 1955.
- [CVHPW08] J. CISONNI, A. VAN HIRTUM, X. PELORSON et J. WILLEMS : Theoretical simulation and experimental validation of inverse quasi one-dimensional steady and unsteady glottal flow models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124:535–545, 2008.

- [Dav07] L. DAVIDSON : Using isotropic synthetic fluctuations as inlet boundary conditions for unsteady simulations. *Advances and Applications in Fluid Mechanics*, 1(1):1–35, 2007.
- [Deo05] R.C. DEO : *Experimental investigations of the influence of Reynolds number and boundary conditions on a plane air jet*. Thèse de doctorat, The University of Adelaide, 2005.
- [DMN07a] R.C. DEO, J. MI et G.J. NATHAN : The influence of nozzle aspect ratio on plane jets. *Experimental Thermal and Fluid science*, 31(8):825–838, 2007.
- [DMN07b] R.C. DEO, J. MI et G.J. NATHAN : The influence of nozzle-exit geometric profile on statistical properties of a turbulent plane jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(2):545–559, 2007.
- [DMN08] R.C. DEO, J. MI et G.J. NATHAN : The influence of Reynolds number on a plane jet. *Physics of Fluids*, 20:075108, 2008.
- [DNM07] R.C. DEO, G.J. NATHAN et J. MI : Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(2):596–606, 2007.
- [DPT93] F. DURST, J.C.F. PEREIRA et C. TROPEA : The plane symmetric sudden-expansion flow at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 248:567–581, 1993.
- [DPV+03] M. DEVERGE, X. PELORSON, C. VILAIN, P.Y. LAGRÉE, F. CHENTOUF, J. WILLEMS et A. HIRSCHBERG : Influence of collision on the flow through in-vitro rigid models of the vocal folds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114:3354, 2003.
- [Dri97] D. DRIKAKIS : Bifurcation phenomena in incompressible sudden expansion flows. *Physics of Fluids*, 9:76–87, 1997.
- [EM86] E. ELLIS et J.A. MCNAMARA : Cephalometric evaluation of incisor position. *The Angle Orthodontist*, pages 324–344, 1986.
- [eva] EVA2 datasheet. Rapport technique, <http://www.sqlab.fr/doc/PlaquetteEvaENU0501.pdf>.
- [Fan60] G. FANT : *The Acoustic Theory of Speech Production*. Mouton, The Hague, 1960.
- [FGHP12] B. FABRE, J. GILBERT, A. HIRSCHBERG et X. PELORSON : Aeroacoustics of Musical Instruments. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44:1–25, 2012.
- [FJB09] J. FONTECAVE-JALLON et F. BERTHOMMIER : A Semi-Automatic Method for Extracting Vocal-Tract Movements from X-Ray Films. *Speech Communication*, 51(5):97–115, 2009.
- [FMC90] R. FEARN, T. MULLIN et K. CLIFFE : Nonlinear flow phenomena in a symmetric sudden expansion. *Journal of Fluid Mechanics*, 211:595–608, 1990.
- [FR98] N.H. FLETCHER et T.D. ROSSING : *The Physics of Musical Instruments*. Springer, 1998.
- [Fre74] C.D. FREDERICKS : A method for determining the maxillary incisor inclination. *The Angle Orthodontist*, 44:341–345, 1974.

- [GFVV12] X. GRANDCHAMP, Y. FUJISO, B. WU et A. VAN HIRTUM : Steady laminar axisymmetrical nozzle flow at moderate Reynolds numbers : modelling and experiment. *Journal of Fluids Engineering - ASME*, 134:011203, 2012.
- [GKY06] Y. GUO, C. KATO et Y. YAMADE : Basic features of the fluid dynamics simulation software “frontflow/blue”. *Seisan Kenkyu*, 58(1):11–15, 2006.
- [Gol76] M.E. GOLDSTEIN : Aeroacoustics. *New York, McGraw-Hill International Book Co., 1976. p.305*, 1, 1976.
- [GPMC91] M. GERMANO, U. PIOMELLI, P. MOIN et W.H. CABOT : A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3:1760, 1991.
- [Gra09] X. GRANDCHAMP : *Modélisation physique des écoulements turbulents appliquée aux voies aériennes supérieures chez l’humain*. Thèse de doctorat, 2009.
- [Gre95] S. GREEN : *Fluid Vortices : Fluid Mechanics and Its Applications*, volume 30. Springer, 1995.
- [Gri01] F.F. GRINSTEIN : Vortex dynamics and entrainment in rectangular free jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 437:69–101, 2001.
- [GT04] A. GHIO et B. TESTON : Evaluation of the acoustic and aerodynamic constraints of a pneumotachograph for speech and voice studies. In *Proceedings of International Conference on Voice Physiology and Biomechanics*, pages 55–58. Univ. Méditerranée, 2004.
- [GVP10] X. GRANDCHAMP, A. VAN HIRTUM et X. PELORSON : Hot film/wire calibration for low to moderate flow velocities. *Measurement Science and Technology*, 21:115402, 2010.
- [Hei58] J.M. HEINZ : Model studies of the production of fricative consonants. Rapport technique, Research Laboratory for Electronics, Massachusetts Institute of Technology, US, 1958.
- [HH89] F. HUSSAIN et H.S. HUSAIN : Elliptic jets. part 1. characteristics of unexcited and excited jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 208(1):257–320, 1989.
- [HLM00] F. HUTEAU, T. LEE et D. MATEESCU : Flow past a 2D backward-facing step with an oscillating wall. *Journal of Fluids and Structures*, 14:691–696, 2000.
- [HM05] M.S. HOWE et R.S. MCGOWAN : Aeroacoustics of [s]. *Proceedings of the Royal Society A*, 461(2056):1005, 2005.
- [HM10] M.S. HOWE et R. MCGOWAN : On the single-mass model of the vocal folds. *Fluid Dynamics Research*, 42:16, 2010.
- [Hof98] G.C.J. HOFMANS : *Vortex sound in confined flows*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Eindhoven, 1998.
- [How75] M.S. HOWE : Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, 71(04):625–673, 1975.
- [How98] M.S. HOWE : *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, 1998.

- [How03] M.S. HOWE : *Theory of Vortex Sound*. Cambridge University Press, 2003.
- [HPH78] J. HUFNAGLE, P. PULLON et K. HUFNAGLE : Speech considerations in oral surgery. Part II. Speech characteristics of patients following surgery for oral malignancies. *Oral Surgery, Oral Medicine, Oral Pathology, Oral Radiology*, 46:354–361, 1978.
- [HS91] H.H. HUBBARD et K.P. SHEPHERD : Aeroacoustics of large wind turbines. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89:2495, 1991.
- [HSB<sup>+</sup>87] A. HORSMAN, J. SUTCLIFFE, L. BURKINSHAW, P. WILD, J. SKILLING et S. WEBB : Isotope computed tomography using cone-beam geometry : a comparison of two reconstruction algorithms. *Physics in Medicine and Biology*, 32:1221–1235, 1987.
- [Ide86] I.E. IDELCHIK : *Handbook of Hydraulic Resistance*. Hemisphere Publishing Corp., 1986.
- [JS02] L.M.T. JESUS et C.H. SHADLE : A parametric study of the spectral characteristics of European Portuguese fricatives. *Journal of Phonetics*, 30(3):437–464, 2002.
- [KA08] A. KARVINEN et H. AHLSTEDT : Comparison of turbulence models in case of three-dimensional diffuser. In *Proceedings of Open Source CFD International Conference 2008, Berlin, Germany, 4-5 December, 2008*, 2008.
- [KAC<sup>+</sup>11] J. KENNEDY, O. ADETIFA, M. CARLEY, N. HOLT et I. WALKER : Aeroacoustic sources of motorcycle helmet noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130:1164, 2011.
- [KBK81] A. KROTHAPALLI, D. BAGANOFF et K. KARAMCHETI : On the mixing of a rectangular jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 107:201–220, 1981.
- [KI91] C. KATO et M. IKEGAWA : Large eddy simulation of unsteady turbulent wake of a circular cylinder using the finite element method. In *Advances in Numerical Simulation of Turbulent Flows*, volume 1, pages 49–56, 1991.
- [KO73] G. KANEVCE et S. OKA : Correcting hot-wire readings for influence of fluid temperature variations. *DISA Information*, 15:21–24, 1973.
- [Kol41] A.N. KOLMOGOROV : Local turbulence structure in incompressible fluids at very high Reynolds numbers. In *Doklady Akademii Nauk SSSR*, volume 30, 1941.
- [Kra05] M.H. KRANE : Aeroacoustic production of low-frequency unvoiced speech sounds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118:410, 2005.
- [Lek96] I. LEKAKIS : Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes. *Measurement Science and Technology*, 7(10):1313–1333, 1996.
- [LHLT04] X.Y. LUO, J.S. HINTON, T.T. LIEW et K.K. TAN : Les modelling of flow in a simple airway model. *Medical Engineering & Physics*, 26(5):403–413, 2004.
- [LHW<sup>+</sup>03] J.Y. LU, J.H. HONG, C.Y. WANG, K.Z. LEE et H.C. YANG : Measurement and simulation of turbulent flow in a steep open-channel with smooth boundary. *Journal of the Chinese Institute of Engineers*, 26(2):201–210, 2003.

- [Lig52] M.J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 211(1107):564–587, 1952.
- [Lig01] J. LIGHTHILL : *Waves in Fluids*. Cambridge university press, 2001.
- [Lil74] G.M. LILLEY : On the noise from jets. *Agard cp-131*, pages 13–1, 1974.
- [Lil92] D.K. LILLY : A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4:633, 1992.
- [LS72] T.L. LABUS et E.P. SYMONS : *Experimental Investigation of an Axisymmetric Free Jet with an Initially Uniform Velocity Profile*. National Aeronautics and Space Administration, 1972.
- [LVHR<sup>+</sup>09] J.C. LUCERO, A. VAN HIRFUM, N. RUTY, J. CISONNI et X. PELORSON : Validation of theoretical models of phonation threshold pressure with data from a vocal fold mechanical replica. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125:632, 2009.
- [LWCS02] A.S. LEE, T.L. WHITEHILL, V. CIOCCA et N. SAMMAN : Acoustic and perceptual analysis of the sibilant sound /s/ before and after orthognathic surgery. *Journal of Oral and Maxillofacial Surgery*, 60:364–372, 2002.
- [MC74] G.E. MATTINGLY et C.C. CHANG : Unstable waves on an axisymmetric jet column. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(part 3):541–560, 1974.
- [McG88] R.S. MCGOWAN : An aeroacoustic approach to phonation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83:696, 1988.
- [MDN05] J. MI, R.C. DEO et G.J. NATHAN : Characterization of turbulent jets from high-aspect-ratio rectangular nozzles. *Physics of Fluids*, 17:068102, 2005.
- [ME53] W. MEYER-EPPLER : Zum Erzeugungsmechanismus der Geräuschlaute. *Zeitschrift für Phonetik*, 7:196–212, 1953.
- [Mec02] F.P. MECHEL : *Formulas of Acoustics*, volume 2. Springer, 2002.
- [MGB03] P. MAGNE, G.O. GALLUCCI et U.C. BELSER : Anatomic crown width/length ratios of unworn and worn maxillary teeth in white subjects. *The Journal of Prosthetic Dentistry*, 89(5):453–461, 2003.
- [MM03] G.T. MCINTYRE et D.T. MILLETT : Crown-root shape of the permanent maxillary central incisor. *The Angle Orthodontist*, 73(6):710–715, 2003.
- [Mor10] C.G. MORENO : Turbulence, vibrations, noise and fluid instabilities. practical approach. 2010.
- [MRS06] S. MCLEOD, A. ROBERTS et J. SITA : Tongue/palate contact for the production of /s/ and /z/. *Clinical Linguistics & Phonetics*, 20(1):51–66, 2006.
- [NA96] S. NARAYANAN et A. ALWAN : Parametric hybrid source models for voiced and voiceless fricative consonants. In *Acoustics, Speech, and Signal Processing, 1996. ICASSP-96. Conference Proceedings., 1996 IEEE International Conference on Acoustics Speech and Signal Processing*, volume 1, pages 377–380. IEEE, 1996.



- [NAT<sup>+</sup>05] K. NOZAKI, T. AKIYAMA, H. TAMAGAWA, S. KATO, Y. MIZUNO-MATSUMOTO, M. NAKAGAWA, Y. MAEDA et S. SHIMOJO : The first grid for oral and maxillofacial region and its application for speech analysis. *Methods of Information in Medicine*, 44:253–256, 2005.
- [NF05] S.L. NISSEN et R.A. FOX : Acoustic and spectral characteristics of your childrens fricative productions : a developmental perspective. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118:2570–2578, 2005.
- [NLM07] P. NITHIARASU, C.B. LIU et N. MASSAROTTI : Laminar and turbulent flow calculations through a model human upper airway using unstructured meshes. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 23(12):1057–1069, 2007.
- [NNTW12] K. NOZAKI, M. NAKAMURA, H. TAKIMOTO et S. WADA : Effect of expiratory flow rate on the acoustic characteristics of sibilant /s/. *Journal of Computer Science*, 3(5):298–305, 2012.
- [NÖ88] I. NAMER et M.V. ÖTÜGEN : Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 6(6):387–399, 1988.
- [Noz10] K. NOZAKI : Numerical simulation of sibilant [s] using the real geometry of a human vocal tract. In *High Performance Computing on Vector Systems 2010*, pages 137–148. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [ONB<sup>+</sup>11] H. OHSAKI, K. NOZAKI, K. BABA, E. SAKANE, N. SAKAMOTO, K. KOYAMADA et S. SHIMOJO : Peta-flow computing : Vision and challenges. In *Applications and the Internet (SAINT), 2011 IEEE/IPSJ 11th International Symposium on*, pages 256–259. IEEE, 2011.
- [Pel01] X. PELORSON : On the meaning and accuracy of the pressure-flow technique to determine constrictions within the vocal tract. *Speech Communication*, 35:179–190, 2001.
- [Phi60] O.M. PHILLIPS : On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 9(01):1–28, 1960.
- [Pop00] S.B. POPE : *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [Pou70] E. POUND : Utilizing speech to simplify a personalized denture service. *Journal of Prosthetic Dentistry*, 24(6):586–600, 1970.
- [Pow64] A. POWELL : Theory of vortex sound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 36(1):177–195, 1964.
- [Pow05] A. POWELL : Theory of vortex sound. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 36(1):177–195, 2005.
- [PS85] T.J. PEDLEY et K.D. STEPHANOFF : Flow along a channel with a time-dependent indentation in one wall : the generation of vorticity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 160:337–367, 1985.
- [Qui92] W.R. QUINN : Turbulent free jet flows issuing from sharp-edged rectangular slots : The influence of slot aspect ratio. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5(2):203–215, 1992.
- [Ral86] M. RALPH : Oscillatory flows in wavy-walled tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 168:515–540, 1986.

- [RDAT98] D.J. RUDOLPH, P.D. DOMINGUEZ, K. AHN et T. THINH : The use of tooth thickness in predicting intermaxillary tooth-size discrepancies. *The Angle Orthodontist*, 68:133–140, 1998.
- [RLD<sup>+</sup>01] C. RUNTE, M. LAWERINO, D. DIRKSEN, F. BOLLMANN, A. LAMPRECHT-DINNESEN et E. SEIFERT : The influence of maxillary central incisor position in complete dentures on /s/ sound production. *Journal of Prosthetic Dentistry*, 85(5):485–495, 2001.
- [Ron67] D. RONNEBERGER : *Experimentelle Untersuchungen zum akustischen Reflexionsfaktor von unsteady Querschnittsänderungen in einem luftdurchströmten Rohr*. Thèse de doctorat, Georg-August-Universität Göttingen, 1967.
- [Ros95] M. ROSENFELD : A numerical study of pulsating flow behind a constriction. *Journal of Fluid Mechanics*, 301:203–223, 1995.
- [Rot77] M. ROTHENBERG : Measurement of airflow in speech. *Journal of Speech and Hearing Research*, 20:155–176, 1977.
- [RP88] M. RALPH et T. PEDLEY : Flow in a channel with a moving indentation. *Journal of Fluid Mechanics*, 190:87–112, 1988.
- [RP89] M. RALPH et T. PEDLEY : Viscous and inviscid flows in a channel with a moving indentation. *Journal of Fluid Mechanics*, 209:543–566, 1989.
- [RPJL03] W.C. REYNOLDS, D.E. PAREKH, P.J.D. JUVET et M.J.D. LEE : Bifurcating and blooming jets. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35(1):295–315, 2003.
- [RPVH<sup>+</sup>07] N. RUTY, X. PELORSON, A. VAN HIRTUM, I. LOPEZ-ARTEAGA et A. HIRSCHBERG : An in vitro setup to test the relevance and the accuracy of low-order vocal folds models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121:479, 2007.
- [RS06] G. RAMSAY et C. SHADLE : The influence of geometry on the initiation of turbulence in the vocal tract during the production of fricatives. In *7th International Seminar on Speech Production (ISSP)*, pages 581–588, 2006.
- [RTB99] D.A. RUSSELL, J.P. TITLOW et Y.J. BEMMEN : Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles : An experiment revisited. *American Journal of Physics*, 67:660, 1999.
- [Sag06] P. SAGAUT : *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows : An Introduction*. Springer, 2006.
- [Sat60] H. SATO : The stability and transition of a two-dimensional jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 7(01):53–80, 1960.
- [Sat92] R.T. SATALOFF : The human voice. *Scientific American*, 267(6):110, 1992.
- [SBPI08] C.H. SHADLE, M. BEREZINA, M. PROCTOR et K. ISKAROUS : Mechanical models of fricatives based on MRI-derived vocal tract shapes. In *Proc. 8th Int. Seminar on Speech Production (ISSP)*, pages 417–420, 2008.
- [Sch07] F.G. SCHMITT : About boussinesq’s turbulent viscosity hypothesis : historical remarks and a direct evaluation of its validity. *Comptes Rendus Mécanique*, 335(9):617–627, 2007.

- [SDT06] P. SAGAUT, S. DECK et M. TERRACOL : *Multiscale And Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial College Press London, 2006.
- [Sfe79] A.A. SFEIR : Investigation of three-dimensional turbulent rectangular jets. *AIAA Journal*, 17(10):1055–1060, 1979.
- [SG00] H. SCHLICHTING et K. GERSTEN : *Boundary Layer Theory*. Springer Verlag, Berlin, 2000.
- [Sha85] C.H. SHADLE : *The acoustics of fricative consonants*. Thèse de doctorat, M. I. T., Dept. of Electrical Engineering and Computer Science, 1985.
- [Sha91] C.H. SHADLE : The effect of geometry on source mechanisms of fricative consonants. *Journal of Phonetics*, 19:409–424, 1991.
- [Sha12] C.H. SHADLE : The Aerodynamics of Speech. *The Handbook of Phonetic Sciences*, 79:39, 2012.
- [SHG<sup>+</sup>11] R. SCHULZE, U. HEIL, D. GROSS, D.D. BRUELLMANN, E. DRANISCHNIKOW, U. SCHWANECKE et E. SCHOEMER : Artefacts in CBCT : a review. *Dentomaxillofacial Radiology*, 40:265–276, 2011.
- [Sin99] D.J. SINDER : *Speech synthesis using an aeroacoustic fricative model*. Thèse de doctorat, Rutgers, The State University of New Jersey, 1999.
- [SML97] W. SCHROEDER, K. MARTIN et B. LORENSEN : *An Object-Oriented Approach To 3D Graphics*. Prentice hall, 1997.
- [SMV86] P.S. SCOTT, F.A. MIRZA et J. VLACHOPOULOS : A finite element analysis of laminar flows through planar and axisymmetric abrupt expansions. *Computer & Fluids*, 14:423–432, 1986.
- [Sob85] I. SOBEY : Observation of waves during oscillatory channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 151:395–426, 1985.
- [Sod85] G.A. SOD : *Numerical Methods in Fluid Dynamics : Initial and Initial Boundary-Value Problems*, volume 1. Cambridge University Press, 1985.
- [SS95] C.H. SHADLE et C. SCULLY : An articulatory-acoustic-aerodynamics analysis of /s/ in VCV sequences. *Journal of Phonetics*, 23(3):53–66, 1995.
- [SSDW<sup>+</sup>01] R. SCHERER, D. SHINWARI, K. DE WITT, C. ZHANG, B. KUCINSCHI et A. AFJEH : Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109(4):1616–1630, 2001.
- [SSSD08] P.R. SURESH, K. SRINIVASAN, T. SUNDARARAJAN et S.K. DAS : Reynolds number dependence of plane jet development in the transitional regime. *Physics of Fluids*, 20:044105, 2008.
- [Ste00] K.N. STEVENS : *Acoustic Phonetics*, volume 30. The MIT press, 2000.
- [THTS89] Y. TSUCHIYA, C. HORIKOSHI, M. TAKAHASHI et T. SATO : A study on the spread of rectangular jets-the mixing layer near the jet exit and visualization by the dye method. *JSME International Journal*, 32:11–18, 1989.
- [Tim80] N.H. TIMM : *Handbook of Statistics*. Motilal Banarsidass Publisher, 1980.

- [TMH10] M. TODA, S. MAEDA et K. HONDA : Formant-cavity affiliation in sibilant fricatives. *In Turbulent sounds - an interdisciplinary guide*, pages 343–374. Mouton de Gruyter, 2010.
- [TOS<sup>+</sup>97] K. TSUNODA, Y. OHTA, Y. SODA, S. NIIMI et H. HIROSE : Laryngeal adjustment in whispering magnetic resonance imaging study. *The Annals of Otolology, Rhinology, and Laryngology*, 106(1):41–43, 1997.
- [TP93] O.R. TUTTY et T.J. PEDLEY : Oscillatory flow in a stepped channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 247:179–204, 1993.
- [Tut92] O.R. TUTTY : Pulsative flow in a constricted channel. *Journal of Biomechanical Engineering*, 114:50–54, 1992.
- [TW08] Y. TSUI et H. WANG : Side-wall effects on the bifurcation on the flow through a sudden expansion. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56:167–184, 2008.
- [VGP09] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP et X. PELORSON : Moderate Reynolds number axisymmetric jet development downstream an extended conical diffuser : Influence of extension length. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 28(6):753–760, 2009.
- [VGP<sup>+</sup>10] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP, X. PELORSON, K. NOZAKI et S. SHIMOJO : LES and 'in vitro' experimental validation of flow around a teeth-shaped obstacle. *International Journal of Applied Mechanics*, 2(2):265–279, 2010.
- [VHBC<sup>+</sup>10] A. VAN HIRTUM, K. BABA, J. CISONNI, Y. EBARA, P. GONZALES, X. GRANDCHAMP, T. KAWAMURA, K. KOYAMADA, K. NOZAKI, H. OHSAKI *et al.* : Peta-flow : a project towards information and communication technologies in society. *In Proceedings of the SAINT 2010 Workshops*, 2010.
- [VHCP09] A. VAN HIRTUM, J. CISONNI et X. PELORSON : On quasi-steady laminar flow separation in the upper airways. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 25:447–461, 2009.
- [VHF12] A. VAN HIRTUM et Y. FUJISO : Insulation room for aero-acoustic experiments at moderate Reynolds and low Mach numbers. *Applied Acoustics*, 73(1):72–77, 2012.
- [VHGC12a] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP et J. CISONNI : Reynolds number dependence of near field vortex motion downstream from an asymmetrical nozzle. *Mechanics Research Communications*, 44:47–50, 2012.
- [VHGC<sup>+</sup>12b] A. VAN HIRTUM, X. GRANDCHAMP, J. CISONNI, K. NOZAKI et H. BAILLIET : Numerical and experimental exploration of flow through a teeth-shaped nozzle. *Advances and Applications in Fluid Mechanics*, 11:87–117, 2012.
- [VLMB<sup>+</sup>04] K.M. VAN LIERDE, S. MONSTREY, K. BONTE, P. VAN CAUWENBERGE et B. VINCK : The long-term speech outcome in Flemish young adults after two different types of palatoplasty. *International Journal of Pediatric Otorhinolaryngology*, 68:865–875, 2004.

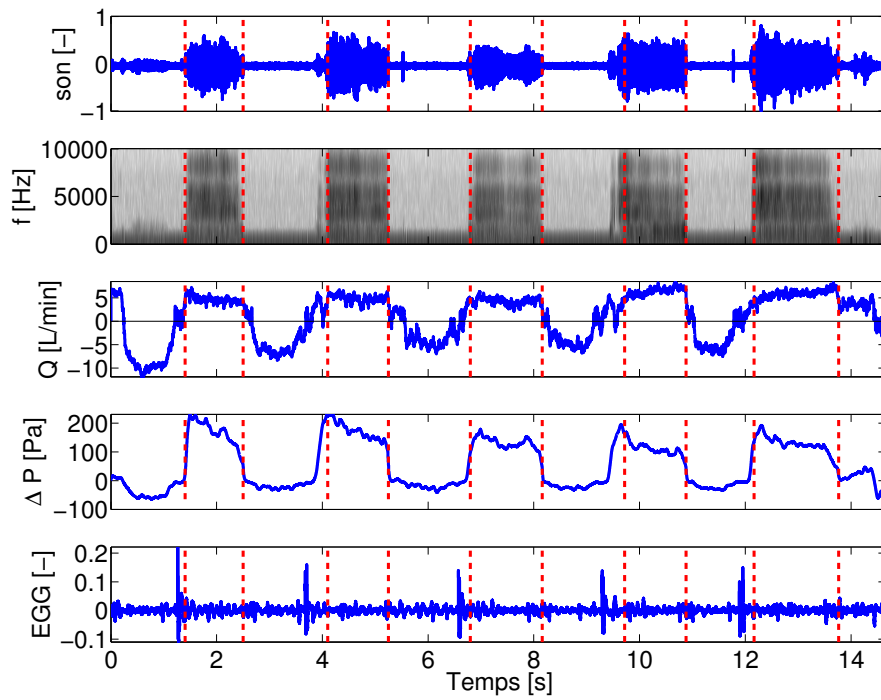
- [VLMHV10] K.M. VAN LIERDE, G. MORTIER, E. HUYSMAN et H. VERMEERSCH : Long-term impact of tongue reduction on speech intelligibility, articulation and oromyofunctional behaviour in a child with Beckwith-Wiedemann syndrome. *International Journal of Pediatric Otorhinolaryngology*, 74:309–318, 2010.
- [VPEB11] A. VAN HIRTUM, X. PELORSON, O. ESTIENNE et H. BAILLIET : Experimental validation of flow models for a rigid vocal tract replica. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130:2128, 2011.
- [WAEJ03] A. WAGNER, S. ALTHERR, B. ECKERT et H.J. JODL : Multimedia in physics education : a video for the quantitative analysis of the Reynolds number. *European Journal of Physics*, 24(3):297, 2003.
- [Wah07] E.M. WAHBA : Iterative solvers and inflow boundary conditions for plane sudden expansion flows. *Applied Mathematical Modelling*, 31:2553–2563, 2007.
- [War76] D.W. WARREN : *Contemporary Issues in Experimental Phonetics*. Elsevier, 1976.
- [WD64] D.W. WARREN et A.B. DUBOIS : A pressure-flow technique for measuring velopharyngeal orifice area during continuous speech. *Cleft Palate Journal*, 1:52–71, 1964.
- [Wel67] P. WELCH : The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15:70–73, 1967.
- [WF65] R. WILLE et H. FERNHOLZ : Report on the first European Mechanics Colloquium on the Coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 23:801–819, 1965.
- [WH69] J.E. FLOWERS WILLIAMS et D.L. HAWKINGS : Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264(1151):321–342, 1969.
- [Whi91] F.M. WHITE : *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill, New York, 1991.
- [WIF<sup>+</sup>96] M. WAKUMOTO, K.G. ISAACSON, S. FRIEL, N. SUZUKI, F. GIBBON, F. NIXON, W.J. HARDCASTLE et K. MICHII : Preliminary study of articulatory reorganisation of fricative consonants following osteotomy. *Folia Phoniatrica et Logopaedica*, 48:275–289, 1996.
- [Woo79] S. WOOD : A radiographic examination of constriction location for vowels. *Journal of Phonetics*, 7:25–43, 1979.
- [WSBH87] S. WEBB, J. SUTCLIFFE, L. BURKINSHAW et A. HORSMAN : Tomographic reconstruction from experimentally obtained cone-beam projections. *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 6:67–73, 1987.
- [WVHL13] B. WU, A. VAN HIRTUM et X.Y. LUO : Pressure driven steady flow in constricted channels of different cross section shapes. *International Journal of Applied Mechanics*, 5:1–19, 2013.



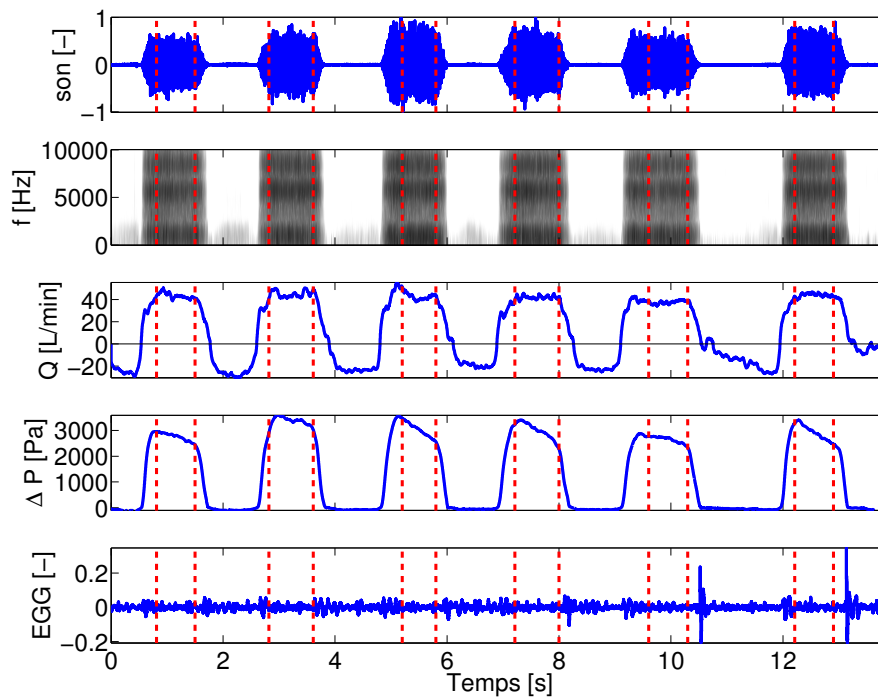
# Mesures *in-vivo* : données complémentaires

---

Dans cette annexe sont présentées les autres données de mesures *in-vivo* aérodynamiques et acoustiques effectuées avec la station EVA, en complément des données présentées dans le Chapitre 2.



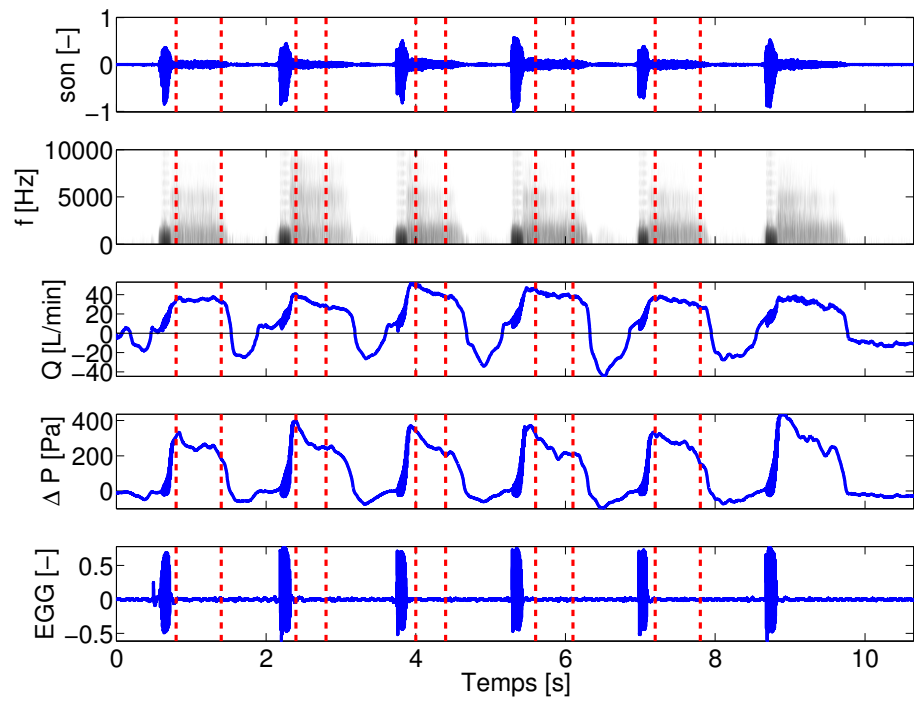
(a) /s/ niveau 'soft'



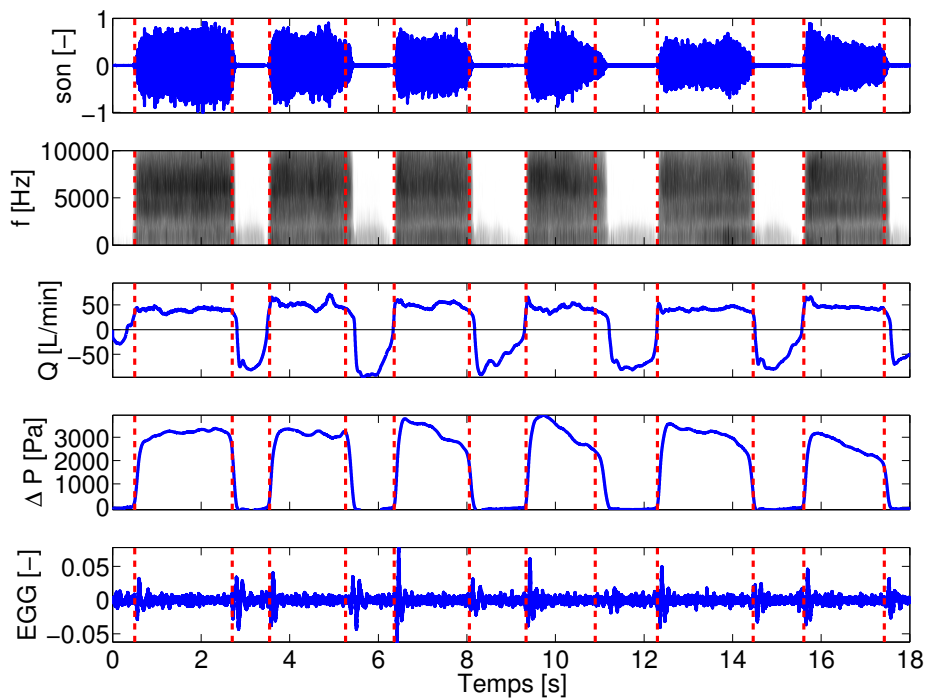
(b) /s/ niveau 'loud'

FIGURE A.1 – Données *in-vivo* mesurées avec la station EVA : sibilante /s/, sujet YF





(a) /f/ niveau 'medium'



(b) /f/ niveau 'loud'

FIGURE A.2 – Données *in-vivo* mesurées avec la station EVA : labio-dentale /f/, sujet YF



# Influence de la constriction sur l'aéroacoustique

Cette annexe est présentée en anglais.

In this appendix, we consider the discontinuity of the acoustic pressure at the position of a constriction<sup>1</sup>. At first, we apply two existing models [Hof98] estimating the impact of a diaphragm on aeroacoustics to a range of flow ( $Q$ ) and geometrical parameters (constriction degree) relevant to this manuscript. As such, the aim of this section is to provide a first estimation of the impact of the constriction on the acoustics. The problem is schematically depicted in Fig. B.1.

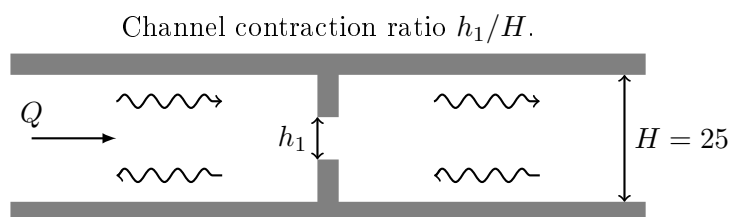


FIGURE B.1 – Aeroacoustic response a constriction for flow with volume flow rate  $Q$  through a uniform channel with constant height  $H = 25\text{mm}$  and varying aperture  $h_1$ . The main flow direction is indicated with a straight arrow. Acoustic waves (incident, transmitted and reflected) are indicated with undulating arrows. The channel geometry is mainly determined by the channel contraction ratio  $h_1/H$ .

Flow development within the channel with fixed width is schematically depicted in Fig. B.2. The flow accelerates through the constriction and a jet of height  $h_j$  is formed downstream from the constriction. The jet becomes turbulent and reattaches to the wall. The fluid density  $\rho$ , velocity  $u$  and pressure  $p$  downstream the constriction, within the jet and downstream from the constriction is indicated by subscripts  $u$ ,  $j$  and  $d$ , respectively. The contraction ratio<sup>2</sup> between jet width  $h_j$  and aperture  $h_1$  is denoted  $\mathcal{V} = h_j/h_1$ .

1. The constriction represents the teeth in a symmetrical configuration indicated DO in Fig. 5.2 with  $\theta_{1,2} = 90^\circ$  and  $L_{1,2} \ll h_1$ .

2. So  $\mathcal{V} \leq 1$  holds with  $\mathcal{V} = 1$  in absence of a vena contracta at the constriction inlet and  $\mathcal{V} < 1$  in presence of a vena contracta at the constriction inlet.

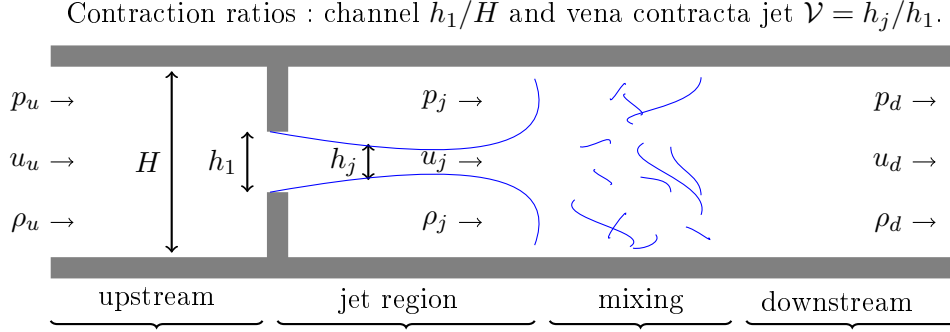


FIGURE B.2 – Overview of major geometrical and flow quantities for the problem schematised in Fig. B.1.

## B.1 Incompressible quasi-steady one-dimensional mean flow through a semi-infinite pipe

We apply the same method as for the aeroacoustic response of a diaphragm in a further uniform channel of height  $H$  [Hof98] under the assumption of low Helmholtz number (compact source region) and low Strouhal number. Applying an incompressible quasi-steady flow model and neglecting viscous effects, the continuity and momentum equations are given as

$$Hu_u = h_j u_j, \quad (\text{B.1})$$

$$h_j u_j = H u_d, \quad (\text{B.2})$$

$$p_u + \frac{1}{2} \rho_0 u_u^2 = p_j + \frac{1}{2} \rho_0 u_j^2, \quad (\text{B.3})$$

$$H p_j + h_j \rho_0 u_j^2 = H p_d + H \rho_0 u_d^2, \quad (\text{B.4})$$

with  $\rho_u = \rho_d = \rho_j = \rho_0$  the fluid density. So, a relationship is obtained relating the upstream pressure  $p_u$  to the downstream pressure  $p_d$  and pressure recovery in the turbulent mixing region :

$$p_u - p_d = \frac{1}{2} \rho_0 u_u^2 \left( \frac{H}{h_j} - 1 \right)^2, \quad (\text{B.5})$$

$$p_d - p_j = \rho_0 u_u^2 \left( \frac{H}{h_j} - 1 \right). \quad (\text{B.6})$$

To determine the acoustic effect of the diaphragm, small perturbations are introduced :

$$p = p_i + p'_i, \quad (\text{B.7})$$

$$u = u_i + u'_i, \quad (\text{B.8})$$

with the acoustic pressure perturbation  $p' = p^+ + p^-$  the sum of a downstream travelling wave  $p^+$  and upstream travelling wave  $p^-$ . Then the acoustic velocity perturbations in the pipe are related to the acoustic pressure perturbations by :  $u' = \frac{p^+}{\rho_0 c_0} - \frac{p^-}{\rho_0 c_0}$ .

The acoustic perturbations satisfy the linearised equations :

$$p_u^+ - p_u^- = p_d^+ - p_d^-, \quad (\text{B.9})$$

$$p_u^+ + p_u^- - (p_d^+ - p_d^-) = M_u \left( \frac{H}{h_j} - 1 \right)^2 (p_u^+ - p_u^-), \quad (\text{B.10})$$

where  $M_u = \frac{u_u}{c_0}$  the Mach number of the steady flow in the pipe based on the upstream mean flow velocity. These equations can be rewritten in the form of the scattering matrix relating the outgoing waves to the incoming waves by means of reflection  $R$  and transmission coefficients  $T$  as :

$$\begin{pmatrix} p_d^+ \\ p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ \\ p_d^- \end{pmatrix}, \quad (\text{B.11})$$

$$\begin{pmatrix} p_d^+ \\ p_u^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2 + M_u \beta} \begin{pmatrix} 2 & M_u \beta \\ M_u \beta & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ \\ p_d^- \end{pmatrix}, \quad (\text{B.12})$$

where  $M_u$  represents the impact of the inflow bulk velocity on the pressure loss and  $\beta = \left( \frac{H}{h_j} - 1 \right)^2 = \left( \frac{H}{\mathcal{V} h_1} - 1 \right)^2$  represents the impact of the contraction on the pressure loss. It is seen that the pressure loss is determined by the channel contraction ratio  $H/h_1$  and by the vena contracta contraction ratio  $\mathcal{V}$ . Note that  $\mathcal{V} = 1$  holds in absence of a vena contracta. The matrix is symmetric and the elements satisfy the relationship  $R^+ + T^+ = R^- + T^- = 1$ . This property reflects the incompressibility of the flow model. The result is obtained using :

$$p_u^- = R^+ p_u^+ + T^- p_d^-, \quad (\text{B.13})$$

$$p_d^+ = R^- p_d^- + T^+ p_u^+. \quad (\text{B.14})$$

The vena contracta ratio  $\mathcal{V}$  as a function of channel contraction ratio  $h_1/H$  for incompressible flow is obtained from the implicit formula [Bus37, Hof98] :

$$\mathcal{V} \left( \frac{h_1}{H} \right) = \frac{h_j}{h_1} = \frac{\pi}{\pi + 2 \left( \frac{1}{\mathcal{V}} \frac{H}{h_1} - \mathcal{V} \frac{h_1}{H} \right) \arctan \left( \mathcal{V} \frac{h_1}{H} \right)}. \quad (\text{B.15})$$

The non-linear equation is solved with an iterative Newton-Raphson method with accuracy 0.01 considering that  $\frac{\pi}{\pi+2} \leq \mathcal{V} \leq 1$  ( $0.61 \leq \mathcal{V} \leq 1$ ) holds as seen from (B.15). Alternatively,

the contraction ratio  $\mathcal{V}$  can be estimated explicitly as follows :

$$\mathcal{V} \left( \frac{h_1}{H} \right) = \frac{h_j}{h_1} = \frac{1}{1 + \sqrt{\alpha \left( 1 - \frac{h_1}{H} \right)}}, \quad (\text{B.16})$$

where  $\alpha = 1$  [Hof98] (planar) and  $\alpha = 0.5$  [Ide86] (circular) are used. Estimated vena contraction ratios  $\mathcal{V}$  as a function of channel contraction ratio  $h_1/H$  obtained using (B.15) and (B.16) for  $\alpha = 1$  and  $\alpha = 0.5$  are shown in Fig. B.3d. It is observed that estimations with (B.15) and with (B.16) for  $\alpha = 0.5$  are in good agreement whereas values obtained using  $\alpha = 1$  results in lower values of  $\mathcal{V}$ . This is in particular the case for large channel contraction ratios corresponding to  $h_1/H \leq 50$  which are aimed in this work. Since (B.15) is based on measurements whereas (B.16) for  $\alpha = 1$  is derived assuming an ideal one-dimensional flow model [Hof98], we further use (B.15) or alternatively<sup>3</sup> (B.16) with  $\alpha = 0.5$  to estimate  $\mathcal{V}$ . This choice can be criticised, but since we aim a first estimation of the acoustic response we use it as a working condition.

The estimated scattering matrix elements  $R^\pm$  and  $T^\pm$  as a function of upstream Mach number  $M_u \leq 5 \times 10^{-3}$  and channel contraction ratio  $h_1/H$  (2.4%, 10% and 30%) using (B.12) are illustrated in Fig. B.3a and Fig. B.3b in absence ( $\mathcal{V} = 1$ ) and presence ( $\mathcal{V} < 1$ ) of a vena contracta, respectively<sup>4</sup>. It is observed that for  $h_1/H = 30\%$  (and so for  $h_1/H \geq 30\%$ ) the estimated effect of the constriction on the acoustics is negligible (reduction of transmission element  $T^\pm < 5\%$ ) without ( $\mathcal{V}=1$ ) and with ( $<1$ ) vena contracta for all assessed upstream Mach numbers  $M_u \leq 5 \times 10^{-3}$ . For  $h_1/H = 10\%$ , the estimated effect of the constriction on the acoustics is still limited for all assessed upstream Mach numbers without vena contracta (reduction of transmission element  $T^\pm < 20\%$ ) but becomes important with vena contracta (reduction of transmission element  $T^\pm < 40\%$ , which is twice as much as without vena contracta) and the impact increases with increasing channel Mach number  $M_u$ . Consequently, following this model, the effect of the constriction on the acoustics becomes important in terms of scattering matrix elements for channel contraction ratios  $h_1/H \leq 10\%$ . For small channel contraction ratios, such as  $h_1/H = 2.4\%$ , it is seen that most of the acoustic waves will be reflected instead of transmitted for most of the assessed upstream Mach numbers,  $M_u < 1.8 \times 10^{-3}$  or  $M_u < 0.8 \times 10^{-3}$  without and with vena contracta, respectively. It is further seen that the discrepancy between the scattering elements without and with vena contracta shows a maximum for a specific Mach number<sup>5</sup> which varies with the channel contraction ratio  $h_1/H$ . Different bulk Mach numbers within the constriction and jet for  $M_u = 5 \times 10^{-3}$  are shown in Fig. B.3d for the assessed channel contraction ratios (2.4%, 10% and 30%). It is seen that the values approximate values greater than 0.2 for smallest ratio so that the assumption of incompressible flow can be questioned. Therefore, in the following section, we consider one-dimensional compressible flow following the approach proposed in [Hof98].

3. When an explicit formula is preferred to obtain  $\mathcal{V}$ .

4. The values of  $M_u$  and  $h_1/H$  correspond to order of magnitudes considered in this work.

5. It would be nice to derive this analytically from (B.12) and (B.16).

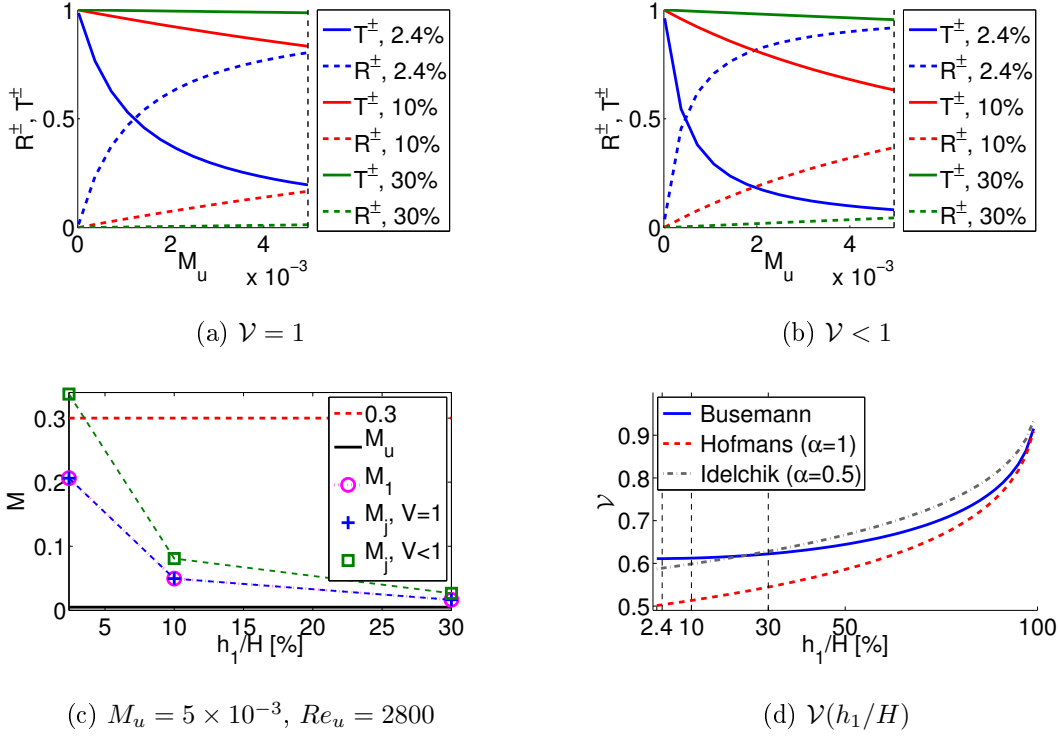


FIGURE B.3 – aeroacoustic response of a diagram for incompressible one-dimensional mean flow as a function of upstream Mach number  $M_u \leq 5 \times 10^{-3}$  and channel contraction ratio  $h_1/H$  (2.4%, 10% and 30%). a,b,c) Scattering matrix elements ( $R^\pm$  and  $T^\pm$ ) without ( $\mathcal{V} = 1$ ) and with ( $\mathcal{V} < 1$ ) vena contracta (B.15), d) bulk Mach numbers at the constriction inlet  $M_1$  and within the jet  $M_j$  and e) vena contraction ratio  $\mathcal{V}$  as a function of channel contraction ratio  $h_1/H$  estimated using (B.15) (Busemann) and (B.16) with  $\alpha = 1$  (Hofmans) and  $\alpha = 0.5$  (Idelchik).

## B.2 Compressible quasi-steady one-dimensional mean flow through a semi-infinite pipe

We apply the same method as described in [Hof98] which initially expresses the scattering matrix in terms of total-enthalpy fluctuations<sup>6</sup> at streamwise position  $x$ ,  $B_x^\pm = \frac{p_x^\pm}{\rho_x} (1 \pm M_x)$  with local Mach number  $M_x$  again under the assumption of low Helmholtz number (compact source region) and low Strouhal number<sup>7</sup>. It is sought to obtain a scattering matrix of the same form as in case of incompressible flow in order to relate incoming acoustic waves by means of reflection  $R$  and transmission coefficients  $T$  as :

6. It is derived from the total entropy ( $\sigma$ ) wave approach [Ron67] describing changes in entropy which are transported by the main flow.

7. Helmholtz number  $He$  and Strouhal number  $Sr$  are defined as  $He = \frac{Hf}{c_u}$  and  $Sr = \frac{fh_1}{u_1}$ .

$$\begin{pmatrix} (1 + M_d) p_d^+ \\ (1 - M_u) p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1 + M_u) p_u^+ \\ (1 - M_d) p_d^- \end{pmatrix}. \quad (\text{B.17})$$

The flow is schematically represented by Fig. B.3. The one-dimensional mean flow model described by four equations (B.1), (B.2), (B.3) and (B.4) is extended to account for the variable fluid density. The compressible one-dimensional mean flow is described with the following set of equations :

$$\rho_u H u_u = \rho_j h_j u_j, \quad (\text{B.18})$$

$$\rho_j h_j u_j = \rho_d H u_d, \quad (\text{B.19})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_u}{\rho_u} + \frac{1}{2} u_u^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_j}{\rho_j} + \frac{1}{2} u_j^2, \quad (\text{B.20})$$

$$H p_j + \rho_j h_j u_j^2 = H p_d + \rho_d H u_d^2, \quad (\text{B.21})$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_u}{\rho_u} + \frac{1}{2} u_u^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_d}{\rho_d} + \frac{1}{2} u_d^2, \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{p_u}{p_j} = \left( \frac{\rho_u}{\rho_j} \right)^\gamma, \quad (\text{B.23})$$

$$(\text{B.24})$$

using the assumption of a calorically perfect gas<sup>8</sup> with constant ratio of specific heats  $\gamma$ . Eq. (B.18) and Eq. (B.19) follow from mass conservation, Eq. (B.21) is obtained from momentum conservation neglecting shear forces at the walls, Eq. (B.20) and Eq. (B.22) express energy conservation in absence of heat transfer and body forces and Eq. (B.23) expresses the isentropic relationship for an ideal gas.

In order to find the elements of the scattering matrix the equations are split in two parts accounting for :

- non-linear equations describing the steady mean flow,
- linearised equations for the acoustic perturbations.

### B.2.1 Steady mean flow

From Eq. (B.18) follows that

$$\begin{aligned} u_j^2 &= \left( \frac{H}{h_j} \right)^2 \left( \frac{\rho_u}{\rho_j} \right)^2 u_u^2 \\ &= \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{u_j}^2 u_u^2, \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

---

8. Ratio of specific heats or isentropic expansion factor  $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$  is the ratio of the heat capacity at constant pressure ( $C_P$ ) to the heat capacity at constant volume ( $C_V$ ). For a calorically perfect gas, total enthalpy  $B = C_P T + \frac{1}{2} u^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2$  (with temperature  $T$ ) holds so that the energy equation results in conservation of total enthalpy  $B_u = B_d$ . Note that for air at  $T = 21.1^\circ\text{C}$  the specific heat yields  $\gamma \cong 1.4$ .



with  $\mathcal{S} = \frac{H}{h_j} = \frac{H}{\nu h_1}$  accounting for the vena contracta effect and density ratio  $\mathcal{R}_{uj} = \frac{\rho_u}{\rho_j}$ . Using Eq. (B.25) with Eq. (B.18) and substituting

$$c^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (\text{B.26})$$

results in an expression of the upstream Mach number  $M_u = \frac{u_u}{c}$  as a function of geometry  $\mathcal{S}$  and density ratio  $\mathcal{R}_{uj}$  as :

$$M_u = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}} \sqrt{\frac{1 - \mathcal{R}_{uj}^{1-\gamma}}{\mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 - 1}}. \quad (\text{B.27})$$

Consequently, when upstream Mach number  $M_u$  and geometry  $\mathcal{S}$  are known Eq. (B.27) is used to determine density ratio  $\mathcal{R}_{uj}$ . Once the density ratio  $\mathcal{R}_{uj}$  is known Eq. (B.18) can be used to estimate  $u_j$  and hence  $M_j$  as a function of upstream Mach number  $M_u$ , geometry  $\mathcal{S}$  and density ratio  $\mathcal{R}_{uj}$  :

$$M_j = \mathcal{S} \mathcal{R}_{uj}^{\frac{\gamma+1}{2}} M_u, \quad (\text{B.28})$$

where Eq. (B.26) and Eq. (B.23) is used to substitute.

From Eq. (B.21), and again using Eq. (B.26), results in a relationship between jet Mach number  $M_j$  and downstream Mach number  $M_d$  :

$$p_j (1 + \mathcal{S}^{-1} \gamma M_j^2) = p_d (1 + \gamma M_d^2). \quad (\text{B.29})$$

From mass conservation Eq. (B.19) and the definition of  $\mathcal{S}$  follows that :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{dj} &= \frac{\rho_d}{\rho_j}, \\ &= \mathcal{S}^{-1} \frac{M_j c_j}{M_d c_d}. \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

Using this last expression for the density ratio  $\mathcal{R}_{dj}$ , Eq. (B.29) and again Eq. (B.26) results in a quadratic relationship between  $M_j$  and  $M_d$  :

$$\left( \frac{\gamma - 1}{2} \right) M_j^2 + 1 = \frac{c_d^2}{c_j^2} \left[ \left( \frac{\gamma - 1}{2} \right) M_d^2 + 1 \right]. \quad (\text{B.31})$$

Consequently, the following mean flow quantities are quantified for a given upstream Mach number  $M_u$  and geometry  $\mathcal{S}$  as follows :

- $\mathcal{R}_{uj}(M_u)$  from Eq. (B.27) using Newton-Raphson,
- $M_j(\mathcal{R}_{uj}, M_u)$  from Eq. (B.28),
- $M_d$  from Eq. (B.31),
- $\mathcal{R}_{dj}$  from Eq. (B.30),
- $\mathcal{R}_{ud}$  as the ratio of  $\mathcal{R}_{uj}$  and  $\mathcal{R}_{dj}$ .

### B.2.2 Linearised equations for the acoustic perturbations

Linearise the set of six equations labelled Eq. (B.18) to Eq. (B.23) following the general method of linearisation<sup>9</sup> and using as before the notations  $\mathcal{V} = h_j/h_1$  and  $\mathcal{S} = H/h_j$ . So we introduce as before small perturbations and apply the following decompositions :

$$\begin{aligned} p &= p_x + p'_x, \\ u &= u_x + u'_x, \\ \rho &= \rho_x + \rho'_x. \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

Linearising (we only retain up to first order perturbation terms) and combining Eq. (B.18) and Eq. (B.19) gives :

$$\rho'_u u_u + \rho_u u'_u = \rho'_d u_d + \rho_d u'_d. \quad (\text{B.33})$$

Linearising Eq. (B.20) and using Eq. (B.18) to express  $u_j(u_u)$  results in :

$$\begin{aligned} u_u u'_u + \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[ \frac{p'_u}{p_u} - \frac{\rho'_u}{\rho_u} \right] \frac{p_u}{\rho_u} \\ = \frac{\mathcal{S}^2 \rho_u^2 u_u^2}{\rho_j^2} \left[ \frac{\rho'_u}{\rho_u} + \frac{u'_u}{u_u} - \frac{\rho'_j}{\rho_j} \right] + \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[ \frac{p'_j}{p_j} - \frac{\rho'_j}{\rho_j} \right] \frac{p_j}{\rho_j}. \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

Next, linearisation of Eq. (B.21) and again using Eq. (B.18) in order to express  $u_j(u_u)$  yields :

$$p'_j + \rho'_j \frac{\mathcal{S} \rho_u^2 u_u^2}{\rho_j^2} + 2\rho_j \frac{\mathcal{S} \rho_u^2 u_u^2}{\rho_j^2} \left[ \frac{\rho'_u}{\rho_u} + \frac{u'_u}{u_u} - \frac{\rho'_j}{\rho_j} \right] = p'_d + \rho'_d u_d^2 + 2\rho_d u_d u'_d. \quad (\text{B.35})$$

From Eq. (B.22) we obtain :

$$u_u u'_u + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_u}{\rho_u} \left( \frac{p'_u}{p_u} - \frac{\rho'_u}{\rho_u} \right) = u_d u'_d + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_d}{\rho_d} \left( \frac{p'_d}{p_d} - \frac{\rho'_d}{\rho_d} \right) \quad (\text{B.36})$$

and from Eq. (B.23) follows :

$$\frac{p_u}{p_j} \left( \frac{p'_u}{p_u} - \frac{p'_j}{p_j} \right) = \left( \frac{\rho_u}{\rho_j} \right)^\gamma \left[ \gamma \frac{\rho'_u}{\rho_u} - \gamma \frac{\rho'_j}{\rho_j} \right]. \quad (\text{B.37})$$

So linearising Eq. (B.18) to Eq. (B.23) results in five equations, Eq. (B.33) to Eq. (B.37), with 7 unknowns, i.e.  $p'_u$ ,  $p'_d$ ,  $u'_u$ ,  $u'_d$ ,  $\rho'_u$ ,  $\rho'_d$  and  $\rho'_j$ .

A change of variables<sup>10</sup> is applied to the set of linearized equations (Eq. (B.33) to Eq. (B.37)) :

$$\begin{aligned} p'_u &= p_u^+ + p_u^-, & u_u &= \frac{p_u^+ - p_u^-}{\rho_u c_u}, & \rho'_u &= \frac{p_u^+ + p_u^- + \sigma_u}{c_u^2}, \\ p'_d &= p_d^+ + p_d^-, & u_d &= \frac{p_d^+ - p_d^-}{\rho_d c_d}, & \rho'_d &= \frac{p_d^+ + p_d^- + \sigma_d}{c_d^2}, \\ & & & & \rho'_j &= \frac{p'_j + \sigma_j}{c_j^2}, \end{aligned}$$

9. Decomposition of the physical quantity in its mean value and a small perturbation.

10. The approach corresponds to the one applied in [Hof98].

from which a set of equations is obtained with eight unknowns ( $p_u^+$ ,  $p_u^-$ ,  $p_d^+$ ,  $p_d^-$ ,  $p_j'$ ,  $\sigma_u$ ,  $\sigma_d$ ,  $\sigma_j$ ) and as before with notation  $\mathcal{R}_{ud} = \frac{\rho_u}{\rho_d}$  and  $\mathcal{S} = \frac{H}{h_j}$ , which is written in matrix notation as :

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} 1 & -1 & M_u & 0 & 0 \\ 1 - \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 M_u & 1 + \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 M_u & -\frac{1}{1-\gamma} - \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 M_u^2 & -\mathcal{R}_{uj} + \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^{\gamma+2} M_u^2 & \frac{\gamma}{\gamma-1} \mathcal{R}_{uj} \\ 1 & 1 & \frac{-1}{\gamma-1} & 0 & 0 \\ 2\mathcal{S} \mathcal{R}_{uj} M_u & -2\mathcal{S} \mathcal{R}_{uj} M_u & 2\mathcal{S} \mathcal{R}_{uj} M_u^2 & 1 - \mathcal{S} \mathcal{R}_{uj}^{\gamma+1} M_u^2 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & \mathcal{R}_{uj}^\gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 + M_u) p_u^+ \\ (1 - M_u) p_u^- \\ \sigma_u \\ p_j' + \sigma_j \\ \sigma_j \end{bmatrix} \\ & = \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} & -\mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} & M_d \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} \\ 0 & 0 & 0 \\ \mathcal{R}_{ud} & \mathcal{R}_{ud} & -\frac{1}{\gamma-1} \mathcal{R}_{ud} \\ 1 + M_d & 1 - M_d & M_d^2 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 + M_d) p_d^+ \\ (1 - M_d) p_d^- \\ \sigma_d \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

This can be further reduced to a relationship between outgoing (left) and incoming (right) waves as :

$$\begin{bmatrix} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} & 1 & M_d \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} \\ \mathcal{R}_{ud} & -1 & -\frac{1}{\gamma-1} \mathcal{R}_{ud} \\ 1 + M_d & -C_2 & M_d^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 + M_d) p_d^+ \\ (1 - M_d) p_d^- \\ \sigma_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} & M_u \\ 1 & -\mathcal{R}_{ud} & -\frac{1}{\gamma-1} \\ C_1 & -1 + M_d & C_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 + M_u) p_u^+ \\ (1 - M_u) p_u^- \\ \sigma_u \end{bmatrix} \quad (\text{B.39})$$

with

$$\begin{aligned} C_1 &= B_1 + \frac{B_3}{A_3}(A_1 - 1), & C_2 &= -B_1 + \frac{-A_1 - 1}{A_3} B_3, & C_3 &= B_2 - \frac{B_3 A_2}{A_3} \\ B_1 &= 2\mathcal{S} \mathcal{R}_{uj} M_u, & B_2 &= 2\mathcal{S} \mathcal{R}_{uj} M_u^2 - \mathcal{R}_{uj}^\gamma, & B_3 &= 1 - \mathcal{S} \mathcal{R}_{uj}^{\gamma+1} M_u^2 \\ A_1 &= \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 M_u, & A_2 &= \frac{-1}{\gamma-1} - \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^2 M_u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \mathcal{R}_{uj}^{1-\gamma}, & A_3 &= -\mathcal{R}_{uj} + \mathcal{S}^2 \mathcal{R}_{uj}^{\gamma+2} M_u^2. \end{aligned}$$

The sought scattering matrix of the form (B.17) is then derived from the set of equations represented in Eq. (B.39) along with the assumption of no incoming entropy so that  $\sigma_u = 0$  holds. We get that the scattering matrix elements<sup>11</sup> are expressed as :

$$\begin{aligned} T^+ &= \frac{de - bg}{ad - bc}, & R^- &= \frac{df - bh}{ad - bc} \\ R^+ &= \frac{-ce + ag}{ad - bc}, & T^- &= \frac{-cf + ah}{ad - bc}, \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

11. Note that the terms are different from the ones given in [Hof98].

where the following notation is used :

$$\begin{aligned}
a &= \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2} - \frac{1 + M_d}{M_d} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2}, \\
b &= 1 + \frac{C_2}{M_d} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2}, \\
c &= \mathcal{R}_{ud} - \frac{1 + M_d}{M_d^2} \left( \frac{-\mathcal{R}_{ud}}{\gamma - 1} \right), \\
d &= -1 + \frac{C_2}{M_d^2} \left( \frac{-\mathcal{R}_{ud}}{\gamma - 1} \right), \\
e &= 1 - \frac{C_1}{M_d} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2}, \\
f &= \mathcal{R}_{ud}^{\gamma-1} - \frac{M_d - 1}{M_d} \mathcal{R}_{ud}^{(\gamma-1)/2}, \\
g &= 1 - \frac{C_1}{M_d^2} \left( \frac{-\mathcal{R}_{ud}}{\gamma - 1} \right), \\
h &= -\mathcal{R}_{ud} - \frac{(M_d - 1)}{M_d^2} \left( \frac{-\mathcal{R}_{ud}}{\gamma - 1} \right).
\end{aligned}$$

In the case of compressible flow, vena contracta ratio  $\mathcal{V}$  will depend on the channel contraction ratio  $h_1/H$  in the same way as for incompressible flow following Eq. (B.15) and on the jet Mach number  $M_j$  by adding a term  $0.13M_j^2$ . The vena contracta ratio is expressed as :

$$\mathcal{V} \left( \frac{h_1}{H}, M_j \right) = \frac{h_j}{h_1} = \frac{\pi}{\pi + 2 \left( \frac{1}{\mathcal{V}} \frac{H}{h_1} - \mathcal{V} \frac{h_1}{H} \right) \arctan \left( \mathcal{V} \frac{h_1}{H} \right)} + 0.13M_j^2. \quad (\text{B.41})$$

Alternatively, instead of the term  $0.13M_j^2$ , the following expressions can be used to describe the dependence on jet Mach number  $M_j$  due to flow compressibility :

$$\begin{aligned}
I &= \frac{\pi}{(\pi + 2(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_j^2)^{\frac{1}{1-\gamma}})} - \frac{\pi}{\pi + 2}, \\
II &= \frac{(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_j^2)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1}{\gamma M_j^2} - 0.5.
\end{aligned}$$

From Fig. B.4, it is seen that for jet Mach numbers  $M_j \lesssim 0.4$ , the use of expressions (I), (II) or term  $0.13M_j^2$  results in approximately the same estimation of the compressible contribution to the vena contracta ratio<sup>12</sup>.

Fig. B.5 shows the resulting scattering matrix elements for compressible one-dimensional mean flow as a function of upstream Mach number  $M_u$  and channel contraction ratio  $h_1/H$  (2.4%, 10% and 30%). It is seen that the scattering matrix elements are no longer symmetric and that the vena contracta enforces the effect of the constriction. In addition, it is seen

<sup>12</sup>. Obviously, the impact of  $M_j$  on the vena contracta goes to zero as  $M_j$  reduces, so that for  $M_j \ll 1$  the additional term is negligible.

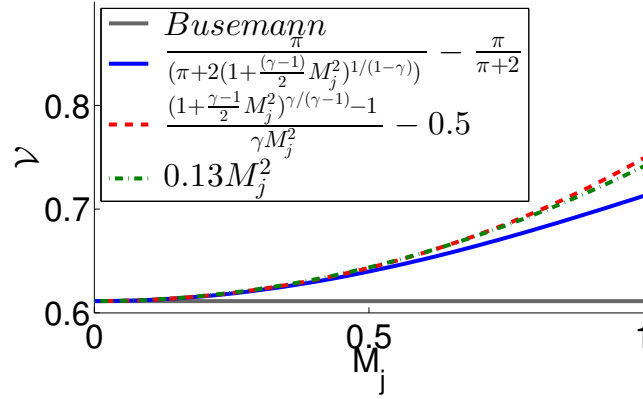


FIGURE B.4 – Vena contraction ratio  $\mathcal{V}(h_1/H, M_j)$  for channel contraction ratio  $h_1/H = 0.5$  and as a function of jet Mach number  $M_j$  estimated using different approximations for the compressible term depending on  $M_j$  added to the incompressible portion (Busemann) which does not depend on  $M_j$ .

that compressibility becomes important at high flow rates  $Q$ . With respect to the application considered in this work, the flow rates obviously exceed flow rates associated with normal respiration, but the effect potentially affect sibilant speech production as well as other important respiratory functions such as coughing.

### B.3 Discussion

The model approach presented in this section provides a first simple attempt to model the influence of a constriction on the acoustics. The applied model can be criticised in many ways due to its underlying assumptions such as the semi-infinite pipe as well the symmetrical flow models. Therefore, the next step is to use a two-dimensional flow model such as presented previously to capture the asymmetry of the flow due to the transverse position of the aperture as well as to account for the impedance.

The motivation to use a finite or semi-infinite pipe in the model will, among others, depend on the development of the jet downstream from the constriction. Therefore, in the next section we consider jet reattachment downstream from a constriction for different flow and geometrical conditions in presence of a downstream pipe with finite length and relevant to the application considered in this work.

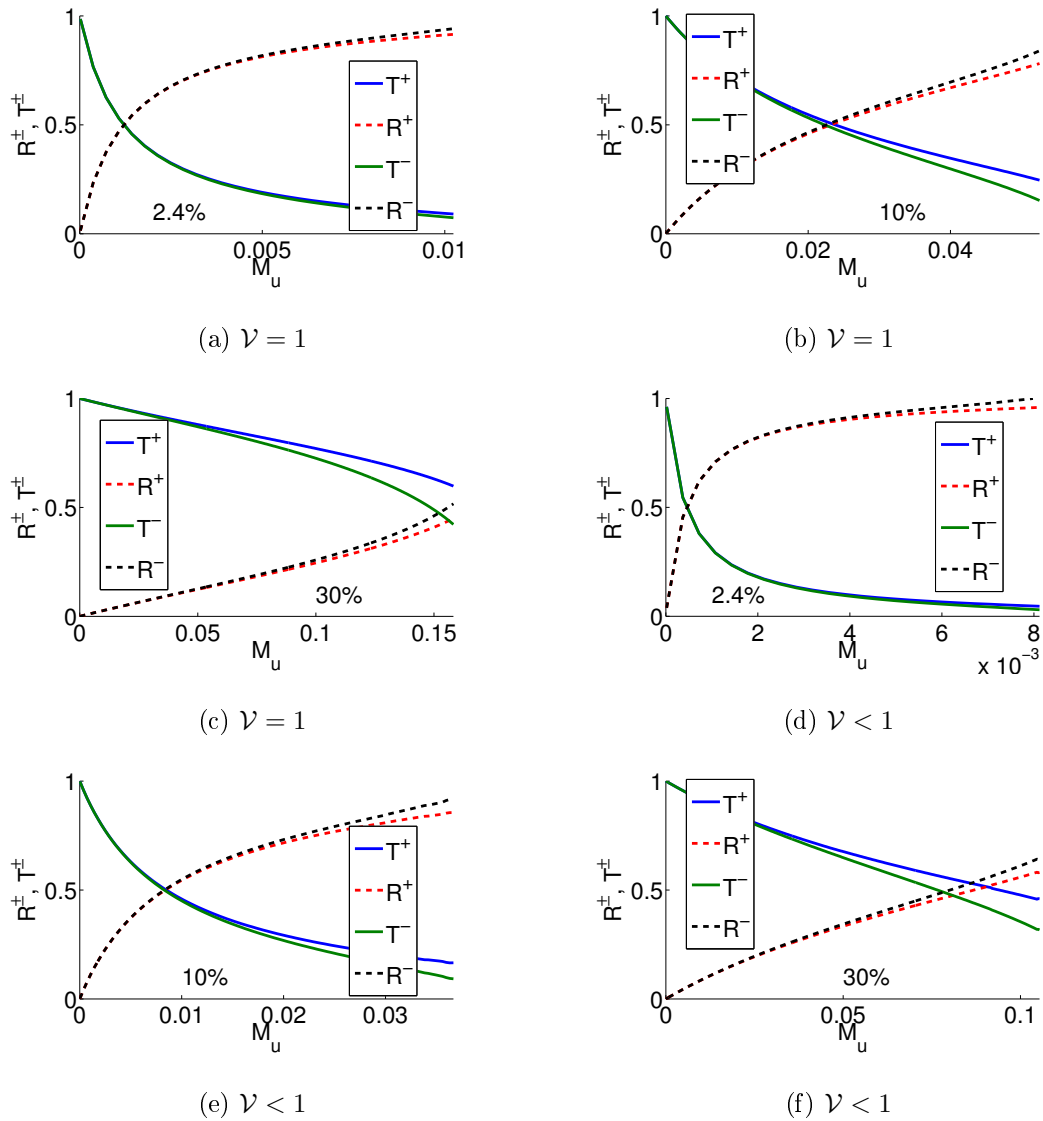


FIGURE B.5 – Aeroacoustic response of a diagram for compressible one-dimensional mean flow as a function of upstream Mach number  $M_u$  and channel contraction ratio  $h_1/H$  (2.4%, 10% and 30%). a,b,c) Scattering matrix elements ( $R^\pm$  and  $T^\pm$ ) in absence of vena contracta. d,e,f) Scattering matrix elements ( $R^\pm$  and  $T^\pm$ ) in presence of vena contracta ( $\mathcal{V} < 1$ ) estimated using Eq. (B.41).

## B.4 Flow reattachment downstream from a symmetrical indentation

### B.4.1 Abstract

Flow reattachment in a uniform channel downstream a symmetrical indentation is experimentally studied by flow visualisation for different expansion<sup>13</sup> ratios ( $6 \leq H/h \leq 17$ ) and Reynolds numbers ( $40 < Re < 3000$ ) in a range relevant to flow and geometrical conditions considered in this work. Both steady and unsteady flow conditions are assessed. Unsteady flow is obtained by imposing a steady inflow over an oscillating rounded indentation for which the mean flow vanishes at closure. The observed reattachment lengths normalised by the step height are inversely proportional to the expansion ratio  $H/h$  and no symmetrical flow reattachment is observed. These findings differ from reported tendencies for reattachment lengths downstream sudden expansions characterised by smaller expansion ratios.

### B.4.2 Background

The study of steady and unsteady flows in channels has received attention in literature due to many engineering and biofluids applications.

An extended amount of literature is available describing steady flow downstream from a two-dimensional right-angled symmetrical channel expansion [ANRD97, BTLM97, Dri97, DPT93, Sob85, FMC90, TW08, Wah07]. From these studies it is known that at low Reynolds numbers the flow remains symmetric with separating regions of equal length on either side of the channel. The length of the separating regions depends on the Reynolds number. At higher Reynolds numbers, the flow becomes asymmetric about the central plane due to the unequal length increase of the separating regions. The result is an asymmetric flow explained by the Coanda effect [WF65]. The critical Reynolds number at which the asymmetry occurs is observed to depend on the channel expansion ratio, the channel aspect ratio and the initial velocity profile. In addition, the influence of the expansion geometry is shown by comparing expansion angles of  $90^\circ$  and  $45^\circ$  [Sob85].

For unsteady channel flow downstream from an expansion literature is less extensive. Most research is focused on flow through a symmetrical or asymmetrical channel with a sudden expansion characterised by a  $90^\circ$  expansion angle. Unsteady flow is mostly obtained by imposing a pulsating or oscillating incoming flow through a fixed expansion geometry [Ros95, Sob85, Ral86, Tut92, TP93]. Unsteady flow originating from an oscillating portion of the geometry and steady inflow is studied for asymmetrical channels with no vanishing mean flow [RP88, RP89, PS85, HLM00].

---

13. In this section, the unconfined channel height is as before denoted  $H$  whereas  $h$  denotes the minimum constriction height.

Steady and unsteady channel flow downstream from a symmetrical expansion are of interest for biofluids applications such as flow through the oral tract downstream from the glottis during human unvoiced or voiced sound production. For such applications sharp-edged 90° expansion angles are unlikely to occur so that simplified smooth constriction geometries need to be sought. Moreover, vanishing mean flow is likely to occur (*e.g.* at closure during phonation) [SSDW<sup>+</sup>01, HM10].

The current experimental study deals with flow visualisation of steady and unsteady flow through a channel downstream from a smooth symmetrical indentation to which an oscillatory movement can be imposed. Flow reattachment downstream from the constriction is quantified as a function of Reynolds number, channel expansion ratio and oscillation frequency. In the following, the channel expansion geometry and experimental setup are presented. Next, observations of flow reattachment for steady and unsteady flow conditions are discussed.

### B.4.3 Experimental setup and procedure

Flow visualisation is performed with the experimental setup schematically depicted in Fig. B.6. Airflow is generated in a flow facility consisting of an air compressor (Atlas Copco GA7) followed by a manual valve and pressure regulator (Norgren 11-818-987) enabling one to provide constant air pressure. The pressure regulator is connected with a thermal mass flow meter (TSI 4040) via a uniform duct of diameter 1cm. Downstream from the mass flow meter, a uniform duct of diameter 1cm connects the mass flow meter to the settling chamber with volume 0.112m<sup>3</sup> and dimensions 56×50×40cm (height×length×width). A manual gate is attached to the settling chamber by means of a tube of diameter 25mm and length 25cm. The nozzle under study is attached downstream from the manual gate.

A two-dimensional laser beam is generated by a class IIIb laser light source (Laserglow Technologies, LRS-0532-TFM-00200-10, 234.2mW, wavelength of 532nm) to which a 10 degree cylindrical lens is added. A high speed camera (Casio, EXILIM Pro EX-F1) is positioned perpendicular to the laser sheet.

Two experimental procedures (P1 and P2) are applied to ensure the quality of the flow visualisation for all assessed Reynolds numbers and expansion ratios. Procedure P1 involves smoke injection into the settling chamber up to the closed manual gate by means of a fog machine and procedure P2 uses incense to fill the nozzle downstream from the closed manual gate with smoke so that smoke is added in absence of airflow. For both procedures, once sufficient smoke is injected, a steady volume flow rate  $Q$  is applied and illuminated smoke patterns are recorded at 300fps.



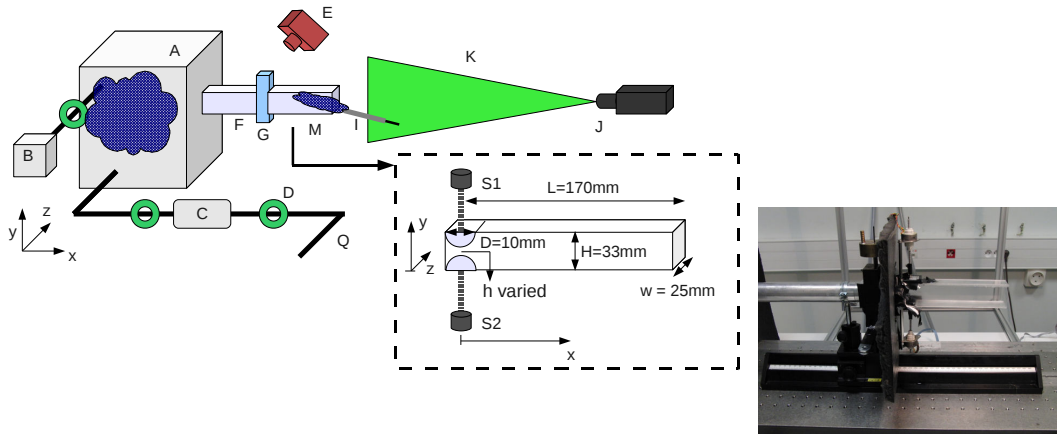


FIGURE B.6 – Schematic overview of experimental setup and nozzle’s geometry : 1) Setup : settling chamber (A), smoke generator and injector for procedure P1 (B), volume airflow rate supply (Q), pressure regulator and thermal mass flow meter (C), manual valves (D), laser source (J), camera (E) perpendicular to the two-dimensional laser sheet (K), manual gate (G) with attachment tube (F), nozzle (M), manual incense burning for procedure P2 (I). The two-dimensional illumination coincides with the plane  $z = w/2$  and the  $x$ -axes indicates the main flow direction. 2) Nozzle : unconstricted height  $H$ , maximum aperture  $h$ , total nozzle length  $L$ , uniform width  $w$ , diameter  $D$  of rounded inlet constriction and step motors (s1 and s2).

#### B.4.3.1 Nozzle and experimental conditions

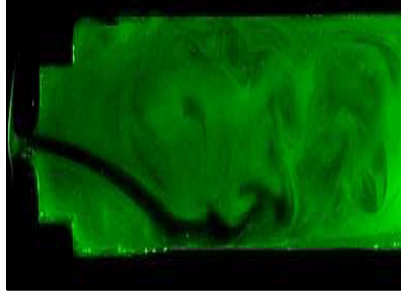
The nozzle consists of a rectangular channel to which rounded blocks are inserted creating a symmetrical indentation at the inlet as shown in Fig B.6. Each indentation is composed of a rectangular block with a semi-circular ending of diameter 10mm. A step motor (Radiospare L92121-P2) is mounted to each indentation so that its movement along the  $y$ -axis can be controlled (LabView, National Instruments). A symmetrical oscillatory movement,  $y(t) = h \sin(2\pi Ft)$ , is imposed to both indentations for which frequency  $F$  and amplitude  $h$  are varied. For  $F > 0$ , the mean flow vanishes at closure of the indentation. Assessed experimental conditions are summarised in Table B.1.

#### B.4.4 Results

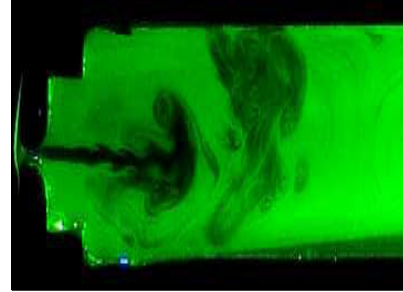
An example of experimental smoke patterns for steady and unsteady flow conditions is illustrated in Fig. B.7 for  $Re = 178$  and  $h = 2\text{mm}$ . Steady and unsteady flow fields are characterised by jet formation. For steady flow, the jet reattaches to the channel wall followed by wall detachment further downstream. A large recirculation zone occurs between the jet and

TABLEAU B.1 – Overview experimental flow and geometrical conditions with kinematic air viscosity  $\nu = 1.5 \times 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ . Note the

Quantity	Symbol	Value	
Frequency	$F$ [Hz]	$\leq 4.2$	
Volume flow rate	$Q$ [l/min]	$0.8 < Q < 70$	
Aperture amplitude	$h$ [mm]	2	5.5
Expansion ratio	$H/h$	17	6
Step height $(H - h)/2$	$b$ [mm]	15.5	13.7
Channel to step ratio	$H/b$	2.1	2.4
Bulk velocity at $h$	$U_h = \frac{Q}{hw}$ [m/s]	$4 < U_h < 24$	
Reynolds number	$Re = \frac{Q}{\nu w}$	$40 < Re < 3000$	
Strouhal number	$Sr = \frac{FD}{U_h}$	$< 0.01$	



(a) steady



(b) unsteady

FIGURE B.7 – Smoke patterns for steady ( $F = 0 \text{Hz}$ ) and unsteady ( $F = 2.1 \text{Hz}$ ,  $N_W = 31$ ) flow for  $h = 2 \text{mm}$  and  $Re = 178$ .

the opposite wall. For unsteady flow, the oscillation prevents jet reattachment. The laminar jet core becomes unstable and is characterised by undulation preceding an acceleration vortex.

In the following, smoke patterns of steady and unsteady flow conditions are discussed with respect to flow reattachment. Reattachment occurs in case the distance from the centreline of the jet to the centreline of the channel yields  $H/2$ . Observed streamwise positions of flow reattachment  $d$  for steady and unsteady flow as a function of applied frequency ( $F$ ), Reynolds

number ( $Re$ ) and maximum aperture  $h$  are shown in Fig B.8. Unsteady results are obtained at maximum aperture  $y(t) = h$ .

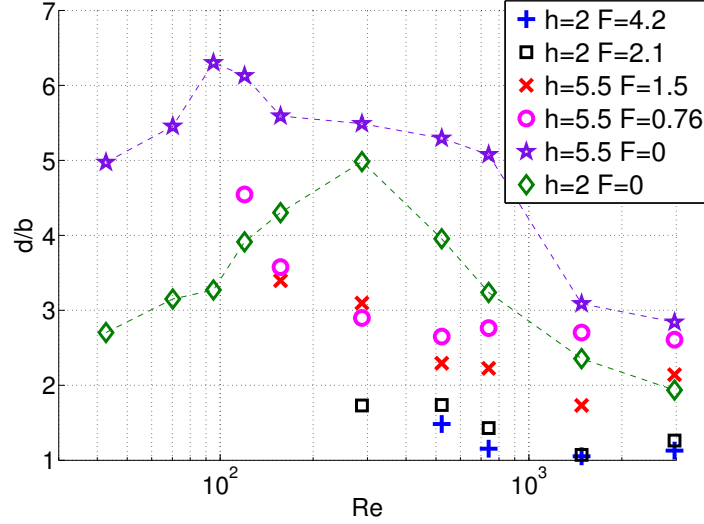


FIGURE B.8 – Observed reattachment lengths  $d$  for steady (dashed line) and unsteady (no line) flow conditions normalised by the step height  $b$ , *i.e.*  $d/b(Re, h, F)$ . For unsteady flow shown values are taken at maximum aperture, *i.e.*  $y(t) = h$ .

#### B.4.4.1 Steady flow

For steady flow conditions, jet reattachment occurs for all assessed Reynolds numbers  $Re$ . For low Reynolds numbers the reattachment length  $d$  increases almost linearly on a semi-logarithmic  $Re$ -scale until a maximum reattachment length is reached for a critical Reynolds number  $Re_c^s$ . For  $Re > Re_c^s$  the reattachment length decreases. The Reynolds number  $Re_c^s$  decreases from  $Re_c^s(h = 2\text{mm}) \approx 300$  to  $Re_c^s(h = 5.5\text{mm}) \approx 100$ , which suggests the relationship  $Re_c^s(h) \approx 1/h$ . For  $Re > Re_c^s$  the decay of  $d/b$  can be characterised by a linear decay on a semi-logarithmic  $Re$ -scale. For all assessed Reynolds numbers  $Re$ ,  $d/b$ -values are in the range  $1 < d/b < 7$  and  $d/b(h = 5.5\text{mm}) > d/b(h = 2\text{mm})$  so that  $d/b \sim h$ .

#### B.4.4.2 Unsteady flow

For unsteady flow conditions, jet development and reattachment depend on the Reynolds number  $Re$  as well as on the imposed oscillation frequency  $F$  as shown in Fig. B.8. Reattachment occurs in case  $Re$  exceeds a critical value  $Re \geq Re_c^u$ . The value of  $Re_c^u$  depends on amplitude  $h$  and on frequency  $F$  as summarised in Table B.2. For completeness also critical values  $Re_c^s$  for steady flow ( $F = 0$ ) are indicated. In general,  $Re_c^u$  increases 1) as  $h$  decreases

TABLEAU B.2 – Overview of  $Re_c^{s,u}$  as a function of imposed frequency  $F$ , maximal aperture  $h$  and resulting Womersley number  $N_W = 2H\sqrt{2\pi F/\nu}$  for channel height  $H = 33\text{mm}$ .

$h$ [mm]	$F$ [Hz]	$N_W(F)$	$Re_c^{s,u}$	$C$
5.5	0	0	95	-
	0.76	19	120	2.7
	1.5	26	160	2.1
2.0	0	0	288	-
	2.1	31	288	1.3
	4.2	44	522	1.1

( $Re_c^u \sim 1/h$ ) and 2) as  $F$  or Womersley number  $N_W$  increases ( $Re_c^u \sim F$ ). Compared to steady flow, the imposed oscillation is seen to prevent reattachment for  $Re < Re_c^u$ , as illustrated in Fig. B.7 and Fig. B.9, and to reduce the reattachment length  $d/b$  for  $Re \geq Re_c^u$ . In addition  $Re_c^u \geq Re_c^s$  holds, so that for unsteady flow the normalised reattachment distance  $d/b$  initially decreases as  $Re$  increases until its value tend to a constant  $C$  for which the value depends on the set  $(h, F)$  as indicated in Table B.2. In addition, it is observed that  $d/b \sim 1/F$ . Nevertheless, the frequency dependence is more pronounced for  $h = 5.5\text{mm}$  than for  $h = 2\text{mm}$ , which suggests that the frequency dependence reduces as the Womersley number  $N_W$  increases. No constant value is reached in the assessed range of Reynolds numbers for steady flow. As for steady flow the relationship  $d/b \sim h$  is found.

#### B.4.5 Discussion and conclusion

An overview of experimental results with respect to flow reattachment downstream from the constriction for steady and unsteady flow conditions is given in Table B.3.

The general tendencies,  $d/b \sim h$  and  $Re_c^{(u,s)} \sim 1/h$ , are unaltered when comparing presented results for steady and unsteady flow. Nevertheless, for steady flow conditions, flow reattachment is observed for all assessed Reynolds numbers in the range  $40 < Re < 3000$  whereas for unsteady flow reattachment is limited to the range  $Re_c^u(h, F) < Re < 3000$  in which case an opening vortex reattaches to the upper or lower wall. So, increasing the indentation frequency postpones flow reattachment to higher Reynolds numbers. For the largest assessed Reynolds numbers  $d/b$ -values for unsteady flow tends to a constant value which is not observed for steady flow. The relationship between the reattachment length  $d/l$  and the Reynolds number  $Re$  is proportional for  $Re < Re_c^s$  or inversely proportional  $Re > Re_c^s$  for steady flow. For unsteady flow only the inversely proportional relationship is retrieved for  $Re > Re_c^u$ . The influence of the oscillating geometry and the resulting opening vortex is pointed out since  $d/b \sim 1/F$  and  $Re_c^u \sim F$ . In addition, the values and the range of the critical Reynolds

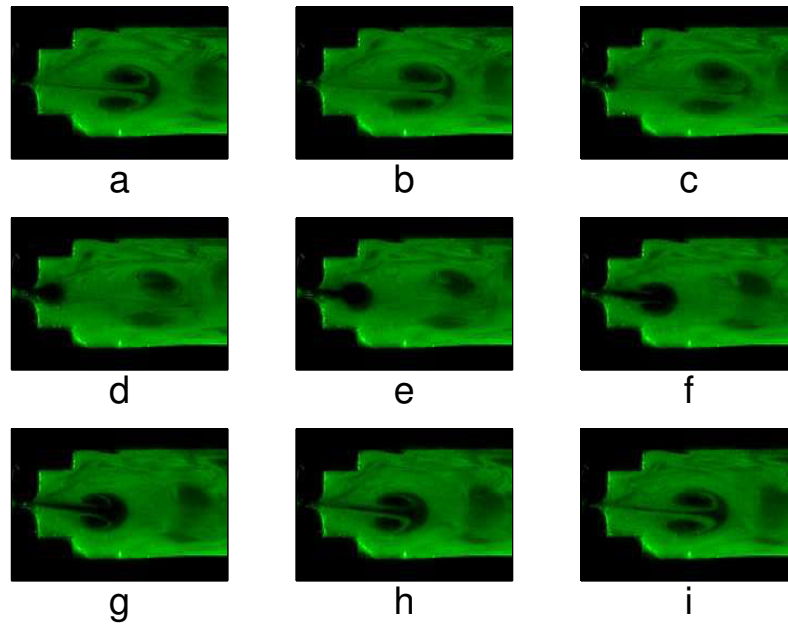


FIGURE B.9 – Exemplary smoke patterns from closure (a) to closure (i) for  $F = 4.2\text{Hz}$ ,  $h = 2\text{mm}$ ,  $Re = 88$  and  $N_W = 44$ .

numbers for unsteady flow are increased compared to steady flow, *i.e.*  $Re_c^u > Re_c^s$  for fixed aperture  $h$ . Nevertheless, the findings related to the frequency dependence need to be reevaluated and extended to higher oscillations frequencies since presented results suggest that the frequency influence reduces as the frequency is increased. Moreover, values for unsteady flow reattachment are obtained at maximum aperture in order to compare with steady flow results. Obviously, it is of interest to consider flow reattachment dynamics during the oscillation cycle.

No comparison between existing results reported in literature is made for unsteady flow due to the lack of data for symmetrical expansion geometries. Moreover as indicated in Table B.3 unsteady flow is mostly due to an oscillating oncoming flow so that no vanishing mean flow or complete closure is considered. As such, the current study, although limited, contributes to a less explored field of unsteady flow reattachment.

Presented findings for the reattachment distance  $d/b$  for steady flow are discussed with respect to observations reported in literature [ANRD97, BTLM97, Dri97, FMC90, TW08, Wah07, Sob85]. No symmetric flow reattachment is observed in the current study for the range  $40 < Re < 3000$  so that the symmetry breakdown of reattachment lengths along upper and lower wall occurs for critical Reynolds numbers  $Re_c$  less than 40, *i.e.*  $Re_c < 40$ . This finding confirms the observation in literature that an increased expansion ratio shifts the

TABLEAU B.3 – Overview of existing and current results for flow reattachment  $d/b$  downstream from a symmetrical two-dimensional expansion geometry for steady and unsteady flow conditions. Unsteady results are obtained at maximum aperture  $y(t) = h$ . [1–6]=[ANRD97, BTLM97, Dri97, FMC90, TW08, Wah07].

Study	Geometry	$H/h$	Flow	$d/b$	$Re_c^{(s,u)}$
current	circular indentation	$6 \leq H/h \leq 17$	steady	$2 \leq d/b \leq 6.5$ $\sim h$	$90 < Re_c^s < 285$ $\sim 1/h$ $40 > Re_c$
current	circular indentation	$6 \leq H/h \leq 17$	unsteady $0.76 \leq F \leq 4.2\text{Hz}$ oscillating geometry	$1 \leq d/b \leq 5$ $\sim h$ $\sim 1/F$	$115 < Re_c^u < 530$ $\sim 1/h$ $\sim F$
[1–6]	90°step	$H/h \leq 8$	steady	$1 < d/b < 8$ $\sim 1/h$	$160 > Re_c > 25$ $\sim h$
[Sob85]	90°step 45°step	$H/h \leq 3$	steady	$4 < d/b < 11$	$80 > Re_c > 50$
[Sob85]	90°step 45°step	$H/h \leq 3$	unsteady $0.5 \leq F \leq 2.5\text{Hz}$ oscillating flow	- -	- -

symmetry breakdown to lower critical Reynolds numbers  $Re_c$ . The experimentally observed critical values for steady flow  $Re_c^s$  are associated with the maximum reattachment length corresponding to the transition of the laminar to turbulent flow regime which explains the reversal of the Reynolds number dependence at  $Re_c^s$ . Consequently, increasing the expansion ratio  $H/h$  extends the laminar flow regime measured by the observed values of  $Re_c^s$ . Note that for unsteady flow, reattachment observed for  $y(t) = h$  is associated with the turbulent flow regime since  $d/b \sim 1/Re$  for  $Re > Re_c^u$ . The found tendency for the normalised reattachment length  $d/b \sim h$ , observed for both steady and unsteady flow, is reversed compared to  $d/b \sim 1/h$  reported in literature. It is noticed that the inlet geometry of the cited studies consists of a right angled sudden expansion of 90°, whereas the inlet geometry of the nozzle under study consists of a rounded indentation for which the length to height ratio,  $1.8 \leq D/h \leq 5$ , is rather small compared to the inlet length to height ratio of the cited experimental studies. Obviously, the inlet geometry will determine the initial velocity profile of the jet. In a numerical study [Wah07] a strong increase of  $Re_c$  is found in case the imposed inlet profile is uniform instead of parabolic for all assessed expansion ratios  $2 \leq H/h \leq 8$ . The influence of the expansion geometry on the critical Reynolds number  $Re_c$  and the reattachment length  $d/b$  is experimentally shown in [Sob85] where both 90° and 45° expansion angles are experimentally assessed. Both  $d/b$  as  $Re_c$  are found to increase as the expansion angle is decreased. It is evident that both the initial velocity profile as the expansion geometry of the current geometry contribute to the shift in  $Re_c$ . The use of a rounded constricted region implies a separation point, situated within the constriction [CVHPW08, VHCP09],

whose exact location depends on the Reynolds number  $Re$ . Following flow separation, an asymmetrical flow is likely to be developed inside the constricted portion for steady flow conditions in accordance with the Coanda effect. It is suggested that this asymmetry in the flow profile contributes to the absence of a symmetric flow downstream from the constriction for steady flow in the assessed range of Reynolds numbers as well as to a shortened reattachment length  $d/b$  compared to values reported in literature. Consequently, proposed relationships for  $d/h(Re)$ , such as a linear correlation [SMV86, Wah07], are not valid for the studied geometry.

In conclusion, the current experimental flow visualisation study points out the severe influence of the symmetrical expansion geometry on flow reattachment for steady and unsteady flow. Large expansion ratios are studied for a short rounded symmetrical indentation because of the lack of available data despite its relevance for biofluids applications. For steady flow no symmetrical flow patterns are observed in the assessed range  $40 < Re < 3000$  and the relationship between the reattachment length, the Reynolds number and the aperture at the indentation described in literature for symmetrical sudden channel expansions with lower expansion ratios is shown not to hold. In addition, flow reattachment in case of unsteady flow due to a symmetrical oscillation of the indentation involving full closure is discussed. The influence of the opening vortex on the occurrence of flow reattachment is shown since, unlike for steady flow, flow reattachment for unsteady flow does not occur below a critical Reynolds number. In addition, the influence of the oscillation frequency on the reattachment length and critical Reynolds number is shown. Finally, presented results encourage further experimental and modelling studies to quantify and increase the understanding of flow reattachment for less studied geometrical and flow conditions.





# Calibration et caractérisation des instruments de mesure

---

## C.1 Calibration du microphone B&K type 4192

Le microphone B&K type 4192, utilisé dans cette thèse, porte le numéro de série 2114528. Sa réponse fréquentielle est plate sur une large gamme fréquentielle, entre 10Hz et 20kHz (figure C.1). Il est néanmoins recommandé de recalibrer un microphone de ce type tous les six mois environ, la sensibilité du microphone pouvant varier légèrement au cours du temps. La tête de mesure de ce microphone permet de transformer une pression acoustique (pascals) en tension électrique (volts). Afin de pouvoir connaître la valeur en pascals du signal acoustique, il est nécessaire de déterminer le facteur de calibration qui permet de convertir les volts mesurés en pascals. La procédure de calibration fait intervenir le calibrateur B&K type 4231. Après avoir placé le microphone à calibrer dans l'emplacement adéquat, le calibrateur délivre, après mise en marche, un signal de 1Pa RMS (94dB SPL) en champ proche. Il peut également délivrer un niveau de 114dB SPL si l'on souhaite tester la linéarité du micro. D'après sa documentation, ce signal est équivalent à un signal de 93.85dB SPL en champ lointain. Le signal du microphone est ensuite envoyé dans un amplificateur B&K type 5935-L, puis dans une carte d'acquisition NI BNC2090. Le gain de l'amplificateur doit être pris en compte dans la calibration. Le calcul du coefficient de calibration se fait grâce à un programme LabVIEW, qui calcule un coefficient pour le champ proche et un coefficient pour le champ lointain. Il récupère, à partir de la mesure faite grâce au dispositif décrit précédemment, une valeur en Pa/V qui permet la conversion du signal électrique à la sortie du microphone (avant l'amplificateur) en signal acoustique.

## C.2 Anémométrie film chaud à température constante

### C.2.1 Principe de fonctionnement et calibration

Le circuit électrique d'une sonde film-chaud est schématiquement illustré sur la figure C.3b. Son principe peut être résumé comme suit : la température de la sonde  $T_f$ , c'est-à-dire la résistance  $R_W$  est maintenue constante. Si la sonde est exposée à une fluctuation d'écoulement, la résistance  $R_W$  varie, ce qui provoque une variation de la tension  $E_b$  entre

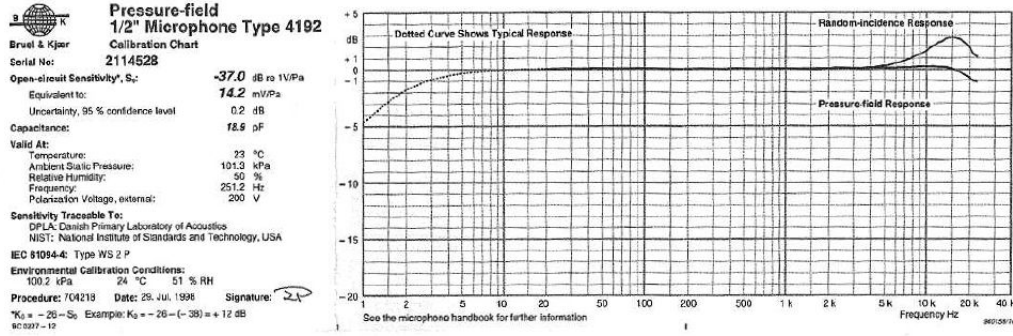


FIGURE C.1 – Réponse fréquentielle du microphone B&K 4192 (extrait documentation Brüel and Kjaer)

les entrées de l'amplificateur  $A$ , et donc le courant sortant de rétroaction  $I$  modifie la tension du pont de Wheatstone  $E$ . Si la température du fluide reste constante, la composante locale (dans la direction de la sonde) peut alors être estimée à partir de la tension  $E$ . La procédure de calibration des sondes film chaud utilisées est décrite en détails dans les références [GVP10] et [GFWV12].

### C.2.2 Incertitudes expérimentales

Les incertitudes expérimentales inhérentes au protocole film chaud sont précisées dans le tableau C.1. Excepté le compresseur, l'ensemble du dispositif est situé au milieu d'une salle confinée afin d'éviter toute perturbation sur l'écoulement mesuré. La température ambiante de la salle est régulée avant chaque mesure grâce à un système d'air conditionné (situé au plafond de la salle) afin de minimiser les variations de température du fluide. Une fois la température ambiante de référence  $T_{a,r} = 21.5^\circ\text{C}$  atteinte [KO73], le système d'air conditionné est manuellement coupé avant chaque mesure pour éviter que ce dernier ne perturbe l'écoulement durant la mesure, par le processus de climatisation. Pour prendre en compte la dérive thermique naturelle de température ambiante de la salle (par rapport à la température de référence), il est nécessaire de systématiquement noter cette température  $T_a$  à la fin de chaque mesure, et de corriger ensuite les tensions mesurées  $E_{mes}$  par le film chaud à l'aide de la formule de Kanevce et Oka [KO73] :

$$E_{corr} = E_{mes} \sqrt{\frac{T_f - T_{a,r}}{T_f - T_a}} \quad (\text{C.1})$$

Si cette dérive thermique n'est pas prise en compte, l'erreur relative commise peut atteindre 2% (cf. figure C.2a). L'anémométrie film chaud est une technique dont la mise en œuvre est relativement simple, mais dont la procédure de calibration de la sonde film chaud s'avère délicate et requiert une attention toute particulière. Pour effectuer cette procédure de calibration, nous avons appliqué la méthode de Grandchamp [GVP10], adaptée aux écoulements à

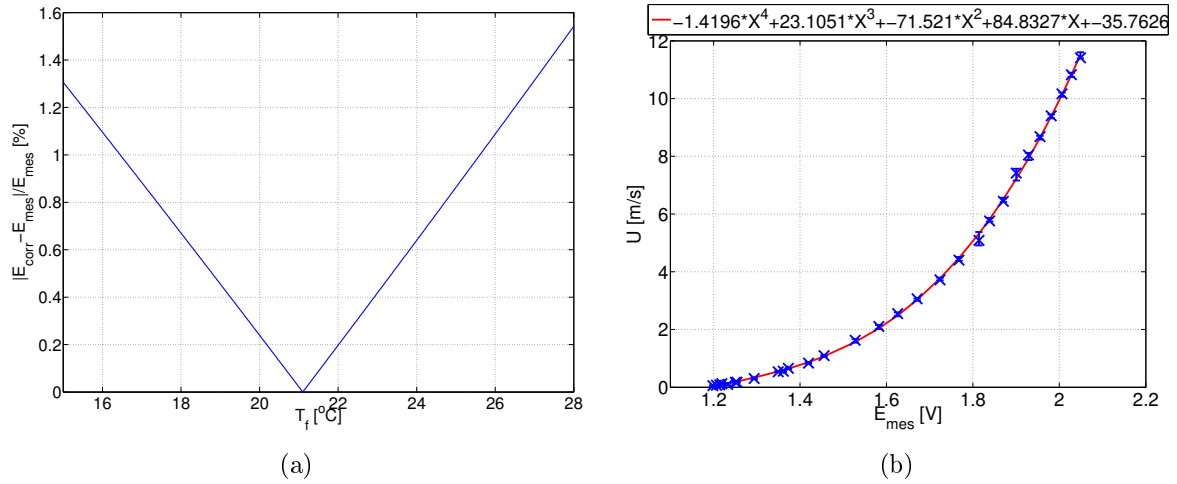


FIGURE C.2 – (a) Erreur relative commise sur la tension mesurée par le film chaud en ne prenant pas en compte la dérive thermique de la température ambiante de la salle d’expérimentation. (b) Exemple de courbe polynômiale de calibration obtenue par interpolation des points de mesure en suivant la procédure de Grandchamp [GVP10] (×), pour la sonde film chaud n°15-15 (polynôme de calibration indiqué en haut, coefficient de détermination  $r^2 = 0.99$ ).

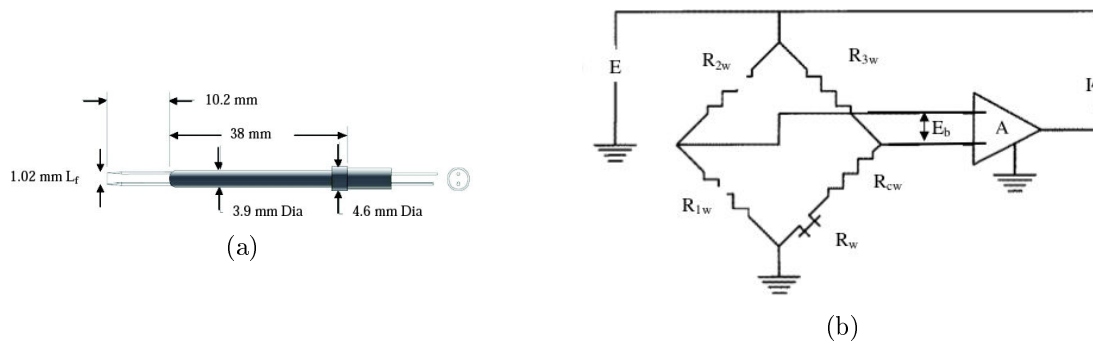


FIGURE C.3 – (a) Film chaud modèle TSI 1201-20 (tiré du site internet de Trust Science Innovation : [http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product\\_Information/Literature/Catalogs/Hotwire\\_Catalog\\_2980465.pdf](http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Catalogs/Hotwire_Catalog_2980465.pdf)). (b) Représentation du circuit électrique d’un anémomètre à température constante (tiré de [Lek96]).

TABLEAU C.1 – Incertitudes expérimentales inhérentes au protocole film chaud utilisé (même protocole que dans [GVP10])

	Instrument	Plage de mesure	Incertitude
Débit volumique	TSI 4040	9-300L/min	$\pm 2\%$
Température du fluide	TSI 4040	20-25°	$\pm 1^\circ$
Température de la salle	OTAX 421001	20-25°	$\pm 0.2^\circ$
Pression du fluide	TSI 4040	97-115kPa	$\pm 1\text{kPa}$
Système d'acquisition	NI PCI-MIO-16XE-10 relié à TSI IFA 300	$\pm 10\text{V}$	$\pm 72.3\mu\text{V}$
Vitesse instantanée	TSI 1201-20	$> 1.4\text{m/s}$	$< 1\%$

Reynolds modérés, résumée en annexe C. Par exemple, pour l'une des sondes que nous avons utilisées (numéro 15-15), nous avons obtenues la courbe polynômiale de calibration (de degré) illustrée sur la figure C.2b. L'erreur relative maximale commise en mesurant avec cette sonde est inférieure à 7% pour des vitesses supérieures à 2m/s. Le détail du calcul de cette erreur est explicité dans l'annexe C, et illustré sur la figure C.4 dans cette même annexe.

Mis à part l'erreur expérimentale, nous effectuons une analyse statistique afin d'estimer l'erreur commise sur la vitesse moyenne et l'intensité turbulente mesurées à chaque position de la sonde, en tenant compte de la fréquence d'échantillonnage et de la durée d'acquisition [Gra09, GFVV12]. L'erreur statistique découle d'une décomposition de Reynolds et d'une hypothèse de distribution gaussienne centrée sur zéro pour la partie fluctuante, pour laquelle la variance est directement reliée à l'intensité turbulente  $Tu$ . L'erreur statistique commise sur la vitesse moyenne estimée est

$$\epsilon_U = \frac{u'}{\sqrt{2N_{ind}}}, \quad (\text{C.2})$$

et l'erreur commise sur l'intensité turbulente est

$$\epsilon_{Tu} = \frac{U^2}{2N_{ind}}, \quad (\text{C.3})$$

avec  $N_{ind}$  le nombre d'échantillons de vitesse instantanée indépendants [BG96]. Le nombre d'échantillons indépendants est approximé par le rapport entre la durée d'acquisition  $T$  (30s) et le temps d'intégration  $T_c$  pour la section rectangulaire  $WH$ ,  $T_c \approx \frac{H}{U_d}$ , c'est-à-dire

$$N_{ind} \approx \frac{N}{2T_c} \approx \frac{NQ}{2WH^2}. \quad (\text{C.4})$$

Pour des niveaux d'intensité turbulente de 20 et 50% (par exemple) et des nombres de Reynolds compris entre 10 et 2838, nous obtenons les courbes d'erreur relative sur la vitesse présentées

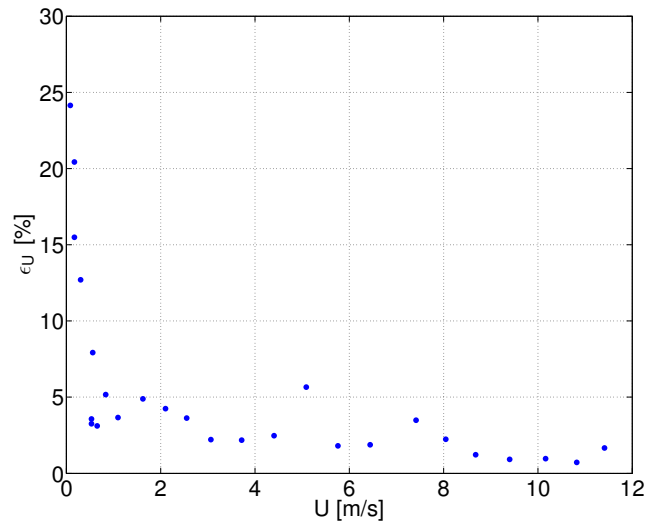


FIGURE C.4 – Erreur relative maximale commise sur la vitesse  $U$  avec la sonde film-chaud référencée 1515

sur les figures C.5a et C.5b dans l'annexe C. Les erreurs relatives obtenues sont respectivement inférieures à 0.2% et 0.5% pour les deux niveaux d'intensité turbulente considérés.

L'erreur relative maximale est évaluée empiriquement par calcul de la moyenne  $\bar{E}$  et de l'écart-type  $\sigma_E$  de la tension mesurée pour chaque débit de calibration (durant 60s), en comparant avec les valeurs de vitesse de référence  $U_{ref}(Q)$  pour chaque débit fournies par Grandchamp.

$$\epsilon_U = 100 \cdot |a| \quad (\text{C.5})$$

### C.3 Chambres de conditionnement aéroacoustique

Les chambres de conditionnement aéroacoustique utilisées pour les expériences aéroacoustiques de cette thèse sont brièvement présentées ci-dessous. Les caractéristiques de remplissage et vidage pour la chambre en plexiglas sont illustrées sur la figure C.7. La courbe d'étanchéité de la chambre en bois et les constantes de temps (en remplissage/vidage) des différentes chambres de conditionnement sont respectivement illustrées sur les figures C.8 et C.9.

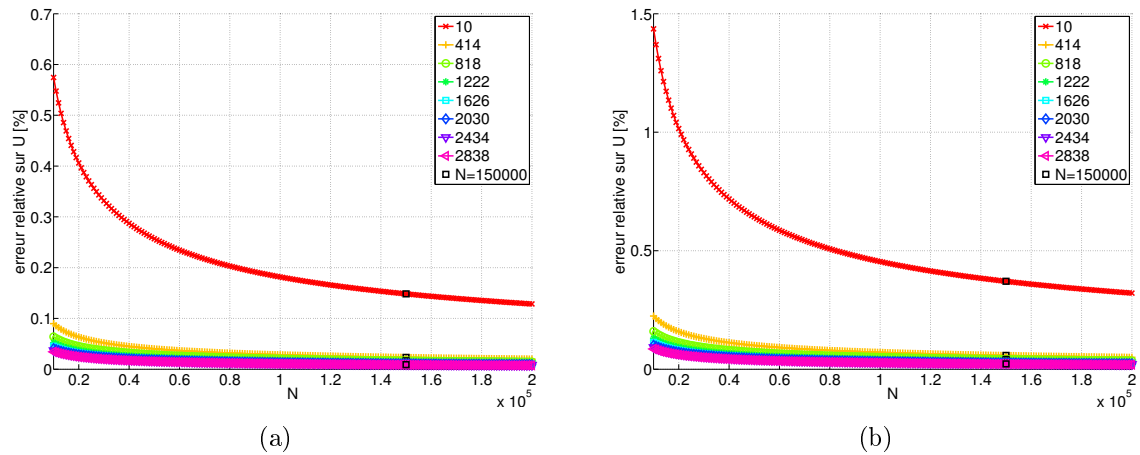
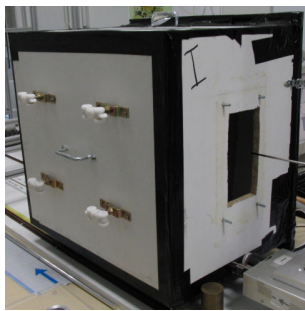
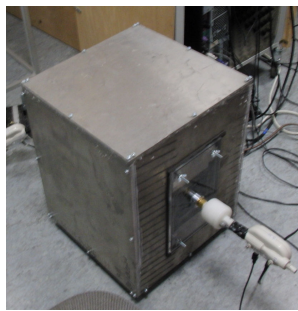


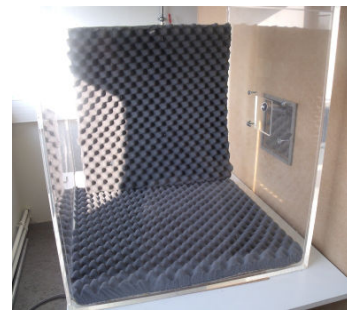
FIGURE C.5 – Erreur relative commise sur la vitesse sous l’hypothèse d’un nombre d’échantillons de vitesse instantanée indépendants  $N_{ind} = \frac{N}{2T_c}$  pour différents nombres de Reynolds et niveaux d’intensité turbulente  $Tu$  : (a) 20% ; (b) 50%.



(a) Chambre en bois

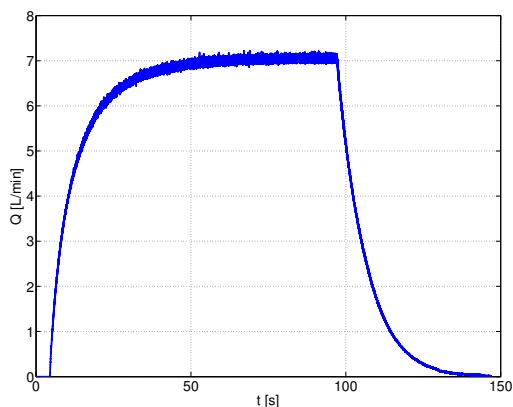


(b) Chambre en dural

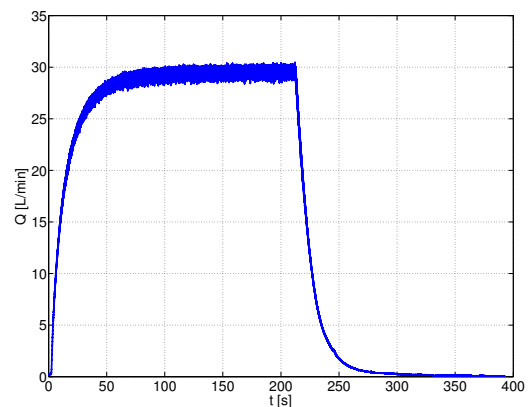


(c) Chambre en plexiglas

FIGURE C.6 – Chambres de conditionnement acoustiques



(a) 7L/min



(b) 30L/min

FIGURE C.7 – Exemples de courbes temporelles de remplissage/vidage de la chambre de conditionnement en plexiglas

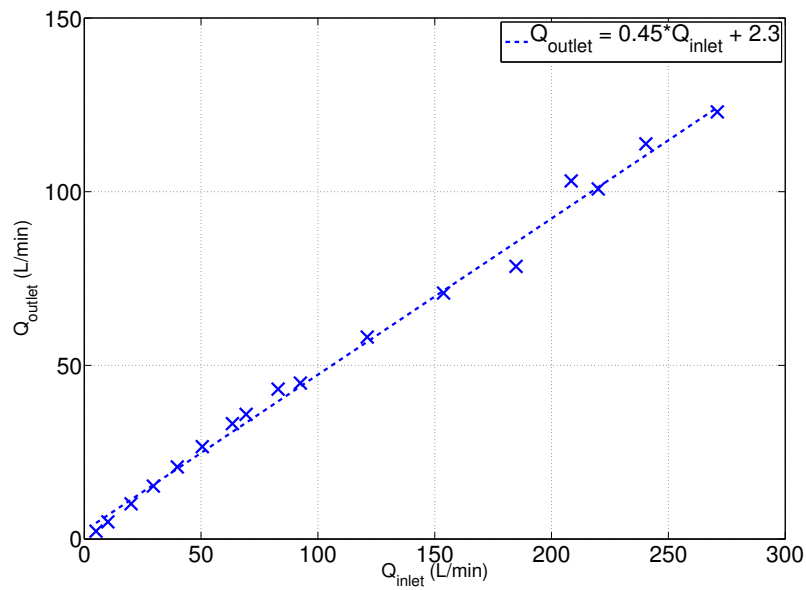


FIGURE C.8 – Courbe d’étanchéité de la boîte de conditionnement en bois du dispositif d’anémométrie film chaud

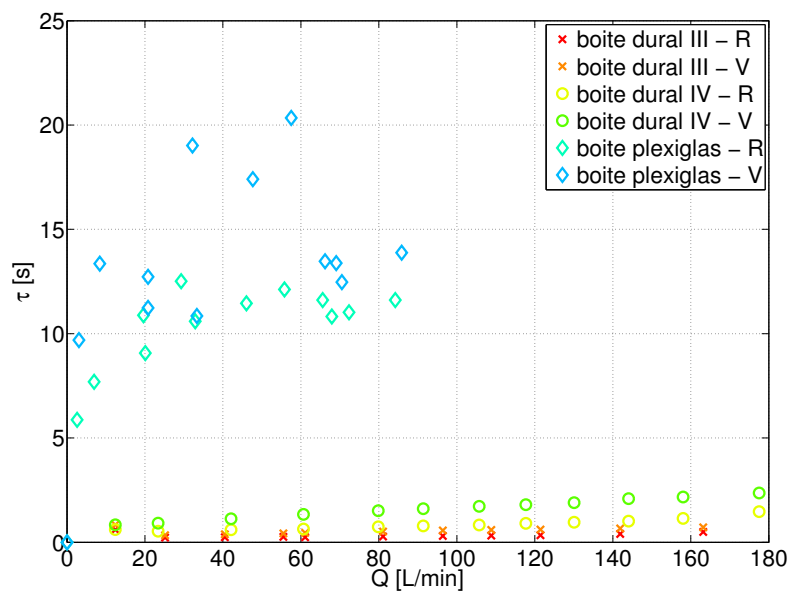


FIGURE C.9 – Constantes de temps des chambres de conditionnement aéroacoustique (R=remplissage ; V=vidage)

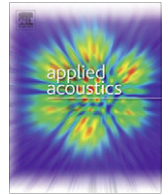




# Note technique parue dans la revue *Applied Acoustics* (2012)

---

Nous incluons dans cette annexe une note technique intitulée *Insulation room for aero-acoustic experiments at moderate Reynolds and low Mach numbers* (A. Van Hirtum, Y. Fujiso), publiée dans la revue *Applied Acoustics* (2012). Cette note présente de manière détaillée les caractéristiques et performances acoustiques de la chambre d'isolation acoustique utilisée pour les différentes expériences acoustiques présentées dans cette thèse.



## Technical Note

# Insulation room for aero-acoustic experiments at moderate Reynolds and low Mach numbers

A. Van Hirtum\*, Y. Fujiso

GIPSA-lab, UMR CNRS 5216, Grenoble University, France

## ARTICLE INFO

## Article history:

Received 12 November 2010  
 Received in revised form 24 June 2011  
 Accepted 27 June 2011  
 Available online 27 July 2011

## Keywords:

Anechoic room  
 Aero-acoustics

## ABSTRACT

A non-expensive insulation box for aero-acoustic experiments at moderate Reynolds numbers  $Re < 2 \times 10^4$  and low Mach numbers  $M < 0.2$  is presented. Its performance is evaluated with particular attention to unwanted noise sources inherent to the flow facility. Objective acoustic parameters of the insulation box are assessed.

© 2011 Elsevier Ltd. All rights reserved.

## 1. Introduction

The current technical note results from the need to perform aero-acoustic experiments in an ordinary laboratory room equipped with a flow facility. The flow facility consists of compressed air circulating in a uniform tube with diameter 1 cm for which the volume flow rate can be imposed by means of a pressure regulator (Norgren type 11-818-987) and a manual valve. The oil-injected rotary screw compressor (Copco GA7) is isolated in a separated room. The geometries and volume flow rates of interest are such that studied flows are characterised by moderate Reynolds numbers  $Re < 2 \times 10^4$  and low Mach numbers  $M < 0.2$ . Sound frequencies of interest are less than 10 kHz.

The presence of the pressure regulator and airflow circuit in the room is a source of constant broadband background noise, which cannot be filtered out using basic signal processing techniques since it affects all frequencies. Additional constant noise sources are due to the experimental procedure such as computers ventilation noise during data acquisition. Besides unwanted noise sources inherent to the airflow facility or experimental procedure, several punctual and random unwanted noise sources are related to inside activities of colleagues or outdoor activities of passengers or traffic. Consequently, instead of isolating individual noise sources it has been chosen to integrate a non-expensive experimental box in the ordinary room which is suitable for aero-acoustic experiments for flows in the range of interest and serves as an insulation room.

In the following, the design of the insulation box is outlined and its performance is evaluated in terms of insulation and

quantitative objective acoustic parameters. The design of the box is successful in case noise produced during aero-acoustic experiments at moderate Reynolds and low Mach numbers can be studied in acceptable flow and acoustic conditions.

## 2. Design and instrumentation

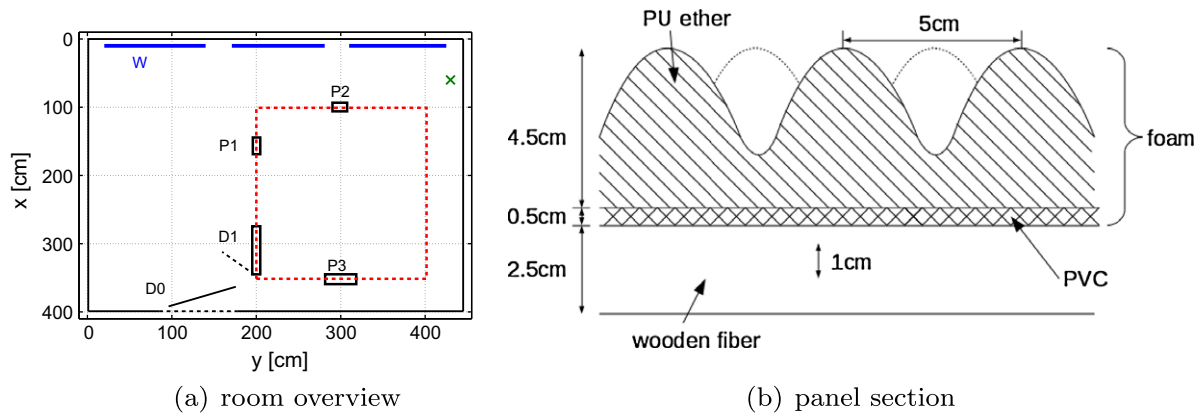
The box is inserted in an ordinary room with no acoustical treatment of volume  $49.8 \text{ m}^3$  and dimensions  $4.45 \times 4 \times 2.80 \text{ m}$ , length  $\times$  width  $\times$  height. Due to the location of windows, entrance door, space required for experimental material and instruments (such as the settling chamber for flow experiments) and manufacturing issues, the external dimensions of the box are reduced to  $2.07 \times 2.10 \times 2.14 \text{ m}$ , length  $\times$  width  $\times$  height. A two-dimensional spatial overview of the ordinary room and insulation box is given in Fig. 1a.

The insulation box is built in rigid flat wooden fibre board insulation panels with thickness 2.5 cm to which acoustic foam (SE50-AL-ML, Elastomeres Solutions) with thickness 5 cm is added. The foam consists out of a basis layer of PVC (polyvinyl chloride  $5 \text{ kg/m}^2$ ) to which PU ether (polyurethane) is added. Therefore, the final insulation panels of the insulation box are three layered – wood, PVC, PU ether – with a total thickness of 7.5 cm as illustrated in Fig. 1b. The foam absorbs frequencies in the range from 100 up to 10 kHz which is ‘a priori’ suitable for broadband noise sources such as pressure regulator and PC ventilator. The efficiency of the acoustic foam depends on the noise frequencies. Characteristics of the insulation box are summarised in Table 1.

Three trapdoors allow access for instrumentation cables. In addition, trapdoors can be used to insert the nozzle to be studied. Trapdoors are made of the same rigid wood panels as the box and

\* Corresponding author.

E-mail address: [annemie.vanhirtum@gipsa-lab.grenoble-inp.fr](mailto:annemie.vanhirtum@gipsa-lab.grenoble-inp.fr) (A. Van Hirtum).



**Fig. 1.** (a) Two-dimensional spatial overview of experimental room without acoustical treatment with entrance  $D0$ , room windows  $W$ , compressed air supply  $x$ , insulation box (dashed rectangle) equipped with 3 trapdoors  $P$  and door access  $D1$ . (b) Illustration of a section of the three-layered insulation panel.

**Table 1**

Relevant insulation box characteristics. Internal dimensions correspond to length,  $L_x \times$  width,  $L_y \times$  height,  $L_z$ . Corresponding values of the absorption coefficient of the foam  $\alpha_f$  for different frequency ranges are indicated [1].

	Values and range	
Internal dimensions	$L_x = 1.92$ m, $L_y = 1.95$ m, $L_z = 1.99$ m	
Internal volume, $V$	7.45 m <sup>3</sup>	
Internal wall surface, $S$	22.9 m <sup>2</sup>	
Absorbing foam	98% ( $\alpha_f = 0.98$ )	2500 < $F$ < 10,000 Hz
(Elastomeres Solutions)	80% ( $\alpha_f = 0.8$ )	1000 < $F$ < 2500 Hz
(SE50-AL-ML)	<80% ( $\alpha_f \leq 0.8$ )	100 < $F$ < 1000 Hz
	(linear increase)	
Wall thickness	7.5 cm	

have internal dimensions  $20 \times 20$  cm,  $20 \times 20$  cm and  $70 \times 70$  cm. The trapdoors are placed at middle panel height and their positions are indicated in Fig. 1a. A wooden access door of internal dimensions  $70 \times 200$  cm (width  $\times$  length) and thickness 4.5 cm, is installed to allow access inside the box for setting up the instrumentation. Acoustic foam is added to trapdoors and access door as well.

Besides insulation from outdoor noise sources, the presence of acoustic foam intends to avoid acoustic volume resonance frequencies which depend inversely upon the characteristic lengths of the resonating volume, indicated  $L_{x,y,z}$  in Table 1.

Finally, note that, if required, the whole structure can be dismounted and remounted.

### 3. Performance and discussion

In the following, the flow and acoustic performances of the insulation box are evaluated for the aimed range of Reynolds and Mach numbers.

#### 3.1. Flow performance

Confinement is known to influence the flow [13,6]. The influence of the reduced volume of the box on the flow is studied for a typical nozzle geometry of interest such as a free jet issuing from a round nozzle with diameter  $d \leq 25$  mm [15]. The nozzle is placed central in a wall panel so that the degree of confinement is similar in all directions.

Jet development involves jet spreading. A spatial overview of the geometrical maximal jet spreading angle  $\theta(x,y)$  is given as:

$$\theta\left(\frac{x}{y}\right) = \arctan\left(\frac{x}{y}\right), \quad (1)$$

with streamwise direction  $x$  and transverse direction  $y$ . The origin ( $x = 0, y = 0$ ) is taken at the centre of the nozzle's exit. Based on a typical value of  $d \leq 25$  mm and a far field expansion angle of  $\theta = 9^\circ$  it is seen that jet development can be studied in the near and far field up to  $\geq 80d$  [13]. Consequently, the dimensions of the insulation box are satisfying with respect to jet development experiments.

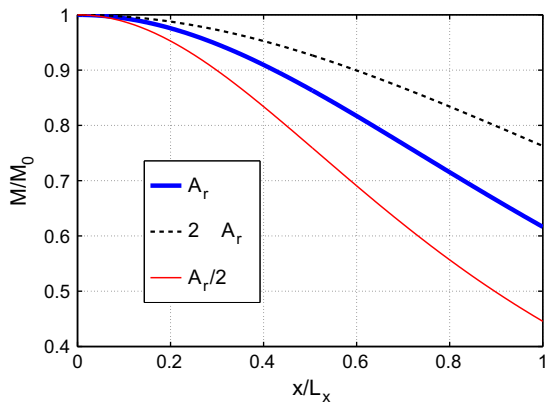
Besides jet spreading, confinement is known to affect momentum conservation [13,6]. The momentum constraint  $M/M_0$  is expressed as:

$$\frac{M}{M_0}\left(\frac{x}{d}\right) = \left[1 + \frac{16}{\pi K^2} \left(\frac{x}{d}\right)^2 \frac{A_0}{A_r}\right]^{-1}, \quad (2)$$

with tube exit diameter  $d$ , tube exit area  $A_0 = \frac{1}{4}\pi d^2$ , jet centreline distance downstream the tube exit  $x$ ,  $A_r$  cross-sectional area of the room at a given  $x/d$ -location, total momentum  $M_0$ , local jet momentum  $M$  and centreline decay constant  $K$ . Thus to first order, the local momentum  $M$  in the jet-like part is diminished as  $x/d$  increases. Therefore, Eq. (2) can be used to estimate the return of momentum in the jet for given decay parameter and room size. A typical value of the decay parameter for a nozzle with exit diameter  $d = 25$  mm yields  $K = 5.9$  [15,5]. The two-dimensional cross-section of the box yields  $A_r = 3.88$  m<sup>2</sup> using dimensions given in Table 1. The resulting momentum constraint  $M/M_0$  is illustrated in Fig. 2. The streamwise distance is expressed with respect to the streamwise length  $L_x$  instead of to the nozzle diameter  $d$ , which facilitates interpretation regardless of the diameter  $d$ . It is easily seen that for the cross-section  $A_r$  a momentum loss in the jet smaller than 10%, 20% and 30% corresponds to streamwise positions of 45%, 65% and 85% of the streamwise length  $L_x$ . As a reference also values for half and twice the cross-sectional area  $A_r$  are shown, indicating that the streamwise extent is increased with 20% for  $2 \times A_r$  and decreased with about 15% for  $A_r/2$ . Consequently, the current dimensions are judged to offer a good balance between cross-sectional area and momentum constraint since for  $d \leq 25$  mm jet development can be studied up to  $x/d \geq 36$  for  $M/M_0 \geq 0.9$ .

#### 3.2. Acoustic performance

An omnidirectional microphone Bruel & Kjaer (type 4192) with associated pre-amplifier (B&K 4165) and additional amplifier ( $0 \leq G \leq 50$  dB) and power supply (B&K 5935L) is used to perform sound measurements in the untreated room and in the insulation



**Fig. 2.** Momentum constraint  $M/M_0(x/L_x)$  for  $d = 25$  mm,  $K = 5.9$  and  $A_r = 3.88$  m<sup>2</sup> (thick solid line),  $2 \times A_r$  (dashed line),  $A_r/2$  (thin solid line).

box. Sounds are recorded during 10 s consecutively for steady sources at  $2^{16}$  samples per second. The sensitivity of the microphone is determined with a calibrator (B&K 4231).

### 3.2.1. Attenuation of external sources

The acoustic performance is firstly evaluated with respect to unwanted noise sources which are inherent to the measurement procedure and to the flow facility. Signals are high-pass filtered with a fifth order Butterworth filter with cutoff frequency 100 Hz, so that the electrical network frequency of 50 Hz and low frequency noises are excluded. In addition, attenuation below 100 Hz is expected to be insufficient due to the poor attenuation of the foam as indicated in Table 1. All sound pressure levels are expressed in dB SPL as:

$$SPL = 20 \log_{10} \left( \frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right), \quad (3)$$

where  $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$  Pa and  $p_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i^2}$ , with  $p_i$  the  $i$ th instantaneous acoustic pressure out of  $N = 655,360$  samples.

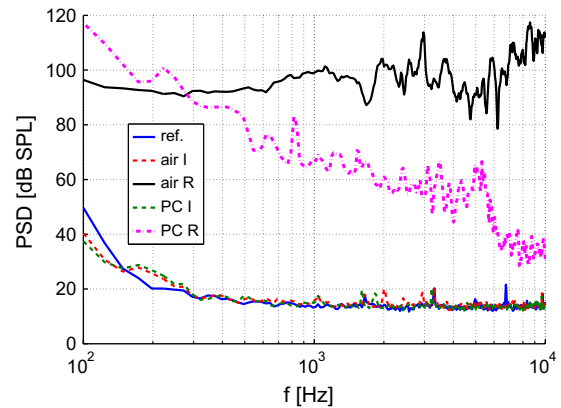
The attenuation of external noise sources is quantified using a simple additive model for the sound pressure level so that an unwanted source is considered to have no influence in case the difference between wanted and unwanted source  $\Delta dB$  is more than 25 dB.

The attenuation of background noises measured inside and outside the insulation box due to airflow supply (180 l/min and 110 l/min) and PC usage is given in Table 2. In addition, the attenuation of human conversational speech is shown. SPL-values measured in the non-treated room are >80 dB for airflow supply, 68 dB for computer usage and 70 dB for the voice sample. Recall that the SPL level of the voice sample is within the range expected for human

**Table 2**

Performance of the insulation box for typical background noise due to the measurement procedure: measured sound pressure levels (SPL) for air supply (180 and 110 l/min) and PC usage in the non-treated room (R) and in the insulation box (I).

Noise	Measured SPL levels		
	Non-treated room (SPL <sub>R</sub> )	Insulation box (SPL <sub>I</sub> )	Attenuation (SPL <sub>R</sub> – SPL <sub>I</sub> )
180 l/min	92 dB	36 dB	>25 dB
110 l/min	82 dB	36 dB	>25 dB
PC	68 dB	37 dB	>25 dB
Voice	70 dB	38 dB	>25 dB
Reference level	36 dB		



**Fig. 3.** Performance of the insulation box for typical background noises due to the measurement procedure: Power Spectral Density (PSD) for 110 l/min air supply and PC usage in the non-treated room (R) and in the insulation box (I).

conversational speech [11]. The value of computer usage and voice are of the same order of magnitude whereas the SPL values measured for airflow supply are >10 dB larger, so that airflow supply is the most important source of background noise during the measurements. From Table 2 it is observed that corresponding attenuated values measured in the insulation box approximate the reference level of 36 dB. In addition, it is seen that all background noise sources are attenuated with more than 25 dB. Consequently, the attenuation of SPL for unwanted noise sources inherent to the measurement procedure and airflow supply is satisfactory.

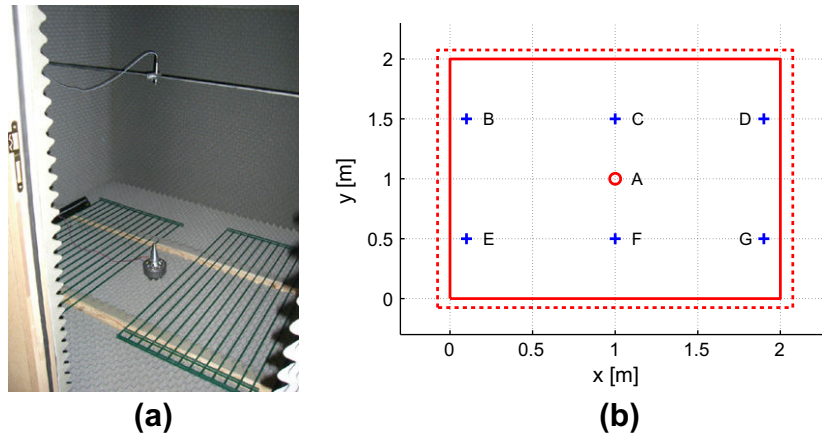
Next, the spectral attenuation of the insulation box is considered. Fig. 3 illustrates the attenuation with respect to the reference level for unwanted noise sources inherent to the experimental procedure, i.e. airflow supply 110 l/min and PC usage. Both sources are broadband noises for which the spectrum covers the entire frequency domain when measured in the non-treated room. It is observed that the corresponding spectra measured inside the insulation box match the reference level for  $f \geq 300$  Hz and that for  $f < 300$  Hz the difference with the reference level is less than 10 dB. Note that despite the approximately square shape of the insulation box, the attenuation is independent of its acoustical modes. Consequently, as for the attenuation in SPL, the spectral attenuation of the insulation box for unwanted noise sources inherent to the measurement procedure and airflow supply is satisfying.

### 3.2.2. Acoustic behaviour

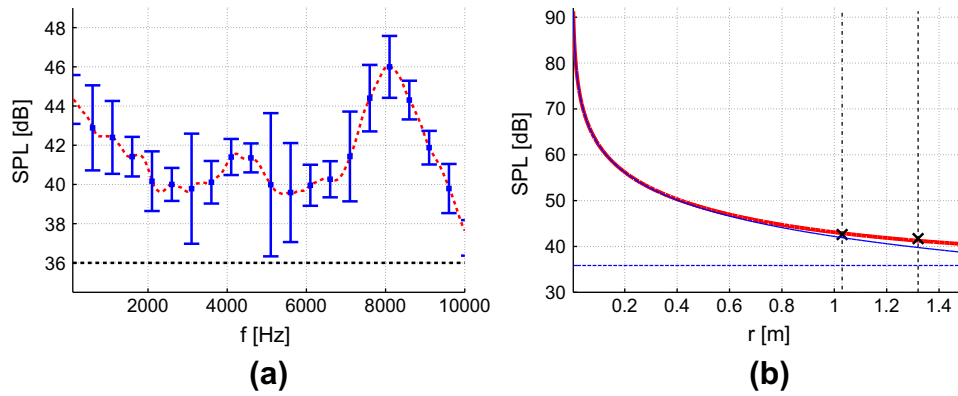
The homogeneity and reverberation time of the insulation box are estimated.

A driver unit of a horn speaker (SHOW/SKY TU-100) is used as a transducer for producing an arbitrary sound source. A cylindrical cone is mounted to the driver unit in order to generate a point source. Electrical signals are connected to a PC through a National Instruments BNC-2090 Card and a National Instruments (PCI-MIO-16XE-10) acquisition card. The sent/acquired data are processed using LabView 8 (National Instruments). Sinusoidal signals are fed to the driver unit. The frequencies of the sinusoidal signals are varied between 100 and 10 kHz with frequency steps of 25 Hz. The sound power of the source for all frequencies yields  $53 \pm 3$  dB SWL when assuming a point source.

In order to evaluate the homogeneity of the insulation box different microphone positions are considered for a fixed source location in the centre of the box at a height of 18 cm above its floor. Measurement positions are symmetrical around the source



**Fig. 4.** (a) Overview of the installation of source and microphone. Grids are removed during the measurements. (b) Spatial overview of 6 microphone positions (+) in the plane corresponding to  $L_z/2$  placed symmetrically around the central position of the point source (o labelled A) in the plane corresponding to  $0.1 L_z$ . Positions B, D, E and G are at 1.32 m from the source and positions C and F are at 1.03 m from the source.



**Fig. 5.** (a) Mean and standard deviation as function of frequency for the measured SPL resulting from 4 different microphone positions at 1.32 m from the source as function of frequency  $f$ . The horizontal line indicates the background level. (b) Decay as function of distance  $d$  from source for a point source of  $53 \pm 3$  dB SWL following (4) for  $\alpha = 0.9$ . The direct field (thin full line), diffuse field (horizontal line) and total field (thick full line) are indicated. Vertical dashed lines correspond to a distance of 1.03 and 1.32 m from the source. Values of the total dB SPL corresponding to the measurement positions are indicated (x).

position at half-height of the room at a distance of 1.32 and 1.03 m from the source as schematically indicated in Fig. 4.

The measured mean SPL levels as function of frequency for microphone positions at a distance of 1.32 m from the source are given in Fig. 5a and yield  $41.7 \pm 2.7$  dB. The standard deviation for the different positions is indicated as well. The maximum standard deviation is less than 5 dB and its mean yields 1.7 dB corresponding to 4% of the mean dB value. For measurement positions at a distance of 1.03 m, the general tendency of the curve is maintained. The mean value for all frequencies increases to  $43.0 \pm 3.8$  dB. In addition, the mean standard deviation for each frequency yields 1.5 dB corresponding to less than 4% of its mean value.

Consequently, the absorption coefficient varies depending on the frequency whereas spatial homogeneity for a given frequency has an accuracy of 4%. From the general tendency it is seen that absorption is reduced for frequencies less than 2500 Hz which is in accordance with the foam characteristics given in Table 1. In addition, absorption is observed to be reduced around 8100 Hz.

Fig. 5b illustrates the modelled decay of a point source as a function of distance  $r$  from the source [10,7]. As for experimental data, the source strength is set to  $53 \pm 3$  dB SWL. The decay is modelled assuming uniform directivity as:

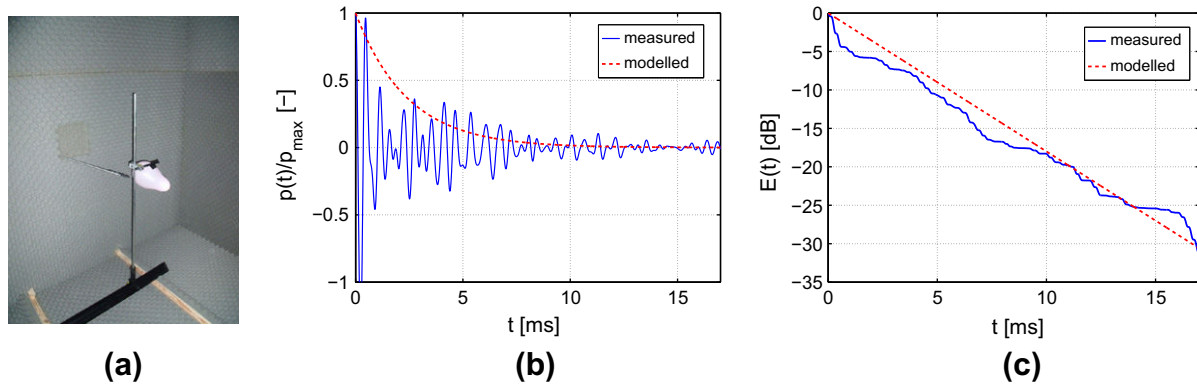
$$p_{rms}^2(W, S, \alpha, r) = \rho c \left( \frac{W}{4\pi r^2} + \frac{4W(1-\alpha)}{\alpha S} \right), \quad (4)$$

with total wall surface  $S$ , averaged absorption coefficient  $\alpha$ , source power  $W$  and density of air  $\rho$ . The first term corresponds to the direct field the point source and the second term indicates the diffuse field. Recall that in (4) absorption due to air is neglected due to the small volume of the insulation box, so that for the highest frequency of 10 kHz the additional surface is less than 3% of  $S$ . Predicted dB SPL values for  $0.8 \leq \alpha \leq 0.95$  provide an accurate estimation for measured mean dB SPL values as illustrated in Fig. 5b for  $\alpha = 0.9$ . Recall that  $0.8 \leq \alpha \leq 0.95$  is in accordance with Table 1 for  $f \geq 1000$  Hz. Corresponding reflection coefficients  $\beta$  are defined as  $\beta^2 = 1 - \alpha$  so that  $0.44 \geq \beta \geq 0.22$  holds.

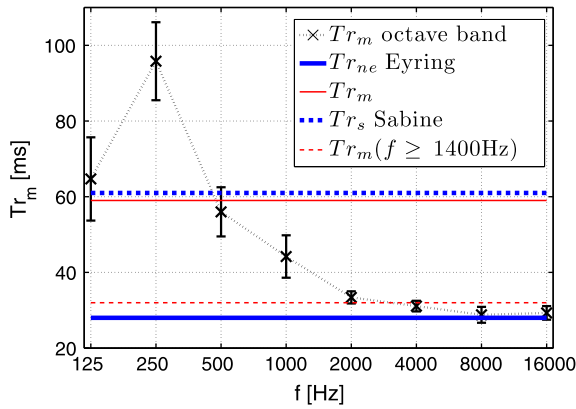
The critical distance from the source  $r_c(\alpha)$  for which the diffuse and direct field are of equal strength is estimated as:

$$r_c(S, \alpha) = \frac{\alpha S}{16\pi(1-\alpha)}. \quad (5)$$

The critical distance decreases rapidly with  $\alpha$ , e.g.  $r_c(\alpha = 0.9) = 4.1$  m,  $r_c(\alpha = 0.8) = 1.8$  m and  $r_c(\alpha = 0.7) = 1.1$  m, for a fixed value of  $S$  corresponding to the insulation box given in Table 1. Consequently, the sound field in the insulation box is not diffuse. Nevertheless, the reverberation time  $Tr$ , i.e. the time required for the sound pressure level to decrease by 60 dB [3,10], is estimated experimentally from the measured impulse response  $h(t)$  of a balloon burst, illustrated in Fig. 6, by means of the Schroeder integral  $E(t)$  as [10]:



**Fig. 6.** (a) Illustration of setup used to generate an impulse response in the insulation box due to a balloon burst. A trapdoor is used to cause the balloon burst without an experimenter present. (b) Example of normalised measured impulse response  $h(t)$  (full line) and modelled impulse response  $\hat{h}(t) = e^{-\frac{13.8t}{Tr_m}}$  (dashed line). (c) Example of Schroeder integral  $E(t)$  obtained from the measured (full line) and modelled (dashed line) impulse response.



**Fig. 7.** Estimated mean ( $\times$ ) and standard deviation (vertical error bars) of the reverberation time  $Tr_m$  for each octave band in the range from 89 Hz up to 22.5 kHz. The centre frequency of each band is indicated. For comparison also the averaged measured  $Tr_m$  (thin full line), the averaged high-pass filtered  $Tr_m(f \geq 1400$  Hz) (thin dashed line), modelled  $Tr_s$  (thick dashed line) and modelled  $Tr_{ne}$  (thick full line) are indicated.

$$E(t) = 10 \log_{10} \left( \int_t^{\infty} h^2(\tau) d\tau \right), \quad (6)$$

$$Tr_m = 60 \text{ dB} \frac{t_{(-35 \text{ dB})} - t_{(-5 \text{ dB})}}{(-5 \text{ dB}) - (-35 \text{ dB})}, \quad (7)$$

where  $t_{(-X\text{dB})}$  denotes the time when the energy decay  $E(t)$  has decreased to  $X$  dB below its start value. The resulting reverberation time, estimated from 12 measured impulse responses, yields  $Tr_m = 59 \pm 10$  ms. Denoting the measured mean value  $\overline{Tr}_m = 59$  ms, the impulse is modelled as:

$$\hat{h}^2(t) = e^{-\frac{13.8t}{\overline{Tr}_m}}, \quad (8)$$

since  $10 \log_{10}(\hat{h}^2(t = \overline{Tr}_m)) = -60$  dB.

In order to validate the influence of the absorption coefficients  $\alpha(f)$ , Fig. 7 illustrates the estimated  $Tr_m$  for each octave band in the range from 89 Hz up to 22.5 kHz. The low frequency range  $f \leq 355$  Hz, corresponding to the first two octave bands, is characterised by large reverberation times  $Tr > 60$  ms with high standard deviation of 17%. For octave bands with  $f > 355$  Hz, the mean  $Tr_m$  and its standard deviation decreases gradually to reach  $Tr_m(f \geq 1400 \text{ Hz}) = 31 \pm 2$  ms and the standard deviation reduces to 6%. For intermediate frequencies  $355 < f < 1400$  Hz, the reverberation time varies in the range  $30 < Tr_m (355 < f < 1400 \text{ Hz}) < 60$  ms. The retrieved values are summarised in Table 3. For comparison, estimations of the reverberation time by Sabine's equation  $Tr_s(V, S, \alpha) = \frac{24V \log_{10}(10)}{cS}$  [12], by Norris-Eyring theory  $Tr_{ne} = \frac{24V \log_{10}(10)}{cS \log(1-\alpha)}$  [4] and by the image source method  $Tr_{ism}$  (ISM) [2,8] are summarised in Table 3 and indicated in Fig. 7. It is seen that Norris-Eyring estimation of the reverberation time is a good approximation for  $f \geq 1400$  Hz and Sabine's formulation can be used for low frequencies  $89 < f < 355$  Hz. Moreover, for  $f \geq 1400$  Hz the reverberation time can be approximated by a constant value independent from frequency.

Finally, the Schroeder frequency  $F_c$  [3,14,9],

$$F_c = 2000 \sqrt{\frac{Tr}{V}}, \quad (9)$$

based on the estimated reverberation time  $30 \leq Tr \leq 60$  ms yields  $125 \leq F_c \leq 180$  Hz. Consequently, statistical models can be used for  $f \geq F_c$ .

#### 4. Conclusion

A non-expensive insulation box for aero-acoustic experiments at low Mach and moderate Reynolds numbers is integrated in an ordinary room equipped with air supply. Consequently, its design is a compromise between flow and acoustic experimental needs

**Table 3**

Overview of predicted and measured reverberation times  $Tr$ . Modelled values are obtained for an averaged absorption coefficient in the range  $0.8 \leq \alpha \leq 0.95$ .

	Symbol	Method	Value (ms)	Main error	Accuracy
Modelled	$Tr_s$	Sabine's equation	$61 \pm 5$	Small $V$ , high $\alpha$	Overestimation
	$Tr_{ne}$	Norris-Eyring	$28 \pm 5$	Overestimation $\alpha$	Underestimation
	$Tr_{ism}$	Image source method	$25 \pm 5$	Overestimation $\alpha$	Underestimation
Measured	$Tr_m$	Impulse response	$59 \pm 10$	Biased $E(t)$	Overestimation
		Filtered impulse response	$31 \pm 2$	$f \geq 1400$ Hz	High $f$
Total	$Tr$		$30 \leq Tr \leq 60$		Order of magnitude

as well as practical limitations. The main characteristics of the insulation box can be summarised as follows:

- The insulation box has a volume of  $7.45 \text{ m}^3$  and a total surface of  $22.9 \text{ m}^2$ . Absorbing foam is used in order to provide absorption in the frequency range from 100 Hz up to 10 kHz. If needed, the applied design allows the room to be displaced since it can be dismantled and remounted.
- The influence of the confinement due to the box on the flow is evaluated by considering jet development. It is seen that for the aimed range of Reynolds and Mach numbers the influence is negligible.
- The box insulates external broadband noises which are inherent to the aero-acoustic experimental setup and procedure such as noises due to the air supply regulation system and PC use.
- The homogeneity of measured dB SPL is estimated to have an accuracy of 4% for all frequencies in the interval 100 Hz up to 10 kHz. An averaged absorption coefficient is estimated from matching modelled and measured decay behaviour of a point source to be  $0.8 \leq \alpha \leq 0.95$ , which is in the characteristic range of the foam. The corresponding reflection coefficient varies in the range  $0.44 \geq \beta \geq 0.22$ . The critical distance for this range of absorption coefficients yields  $r_c \geq 1.8 \text{ m}$  and the predicted reverberation time yields  $Tr_{re}(0.8 \leq \alpha \leq 0.95) \approx 28 \pm 5 \text{ ms}$ .
- From the measured and modelled  $Tr$  values, it is seen that the insulation box is characterised by a short reverberation time in the range  $30 \leq Tr \leq 60 \text{ ms}$ , which can be approximated by a constant value  $Tr \approx 31 \pm 2 \text{ ms}$  for frequencies  $f \geq 1400 \text{ Hz}$ . The associated Schroeder frequency yields  $125 \leq F_c \leq 180 \text{ Hz}$ .

Therefore, integration of the insulation box in an ordinary room equipped with air supply enables to perform aero-acoustic experiments at low Mach and moderate Reynolds numbers in acceptable flow and acoustic conditions.

## References

- [1] Elastomeres datasheet; 2010. <<http://www.vente-technique.com>>.
- [2] Allen J, Berkley D. Image method for efficiently simulating small-rooms acoustics. *J Acoust Soc Am* 1979;65:943–50.
- [3] Davis D, Davis C, editors. Sound system engineering. Sams & Co.; 1987.
- [4] Eyring C. Reverberation time in 'dead' rooms. *J Acoust Soc Am* 1930;1:217–41.
- [5] Grandchamp X. Modélisation physique des écoulements turbulents appliquée aux voies aériennes supérieures chez l'humain. PhD thesis, Grenoble Universities; 2009.
- [6] Hussein H, Capp S, George W. Velocity measurements in a high Reynolds number momentum conserving axisymmetric turbulent jet. *J Fluid Mech* 1994;258:31–75.
- [7] Kinsler LA, Frey AR, Coppens AB, Sanders JV. Fundamentals of acoustics. Wiley; 2000.
- [8] Lehman E, Johansson A. Prediction of energy decay in room impulse responses simulated with an image-source model. *J Acoust Soc Am* 2008;124:269–77.
- [9] Long M. Architectural acoustics. Elsevier; 2006.
- [10] Rossing TD. Handbook of acoustics. Springer; 2007.
- [11] Rossing TD, Moore FR, Wheeler PA, editors. The science of sound. Moore & Wheeler; 2002.
- [12] Sabine W. Collected papers on acoustics. New York: Dover Publications; 1964.
- [13] Schlichting H, Gersten K. Boundary layer theory. Berlin: Springer Verlag; 2000.
- [14] Schroeder MR, Kuttruff H. On frequency response curves in rooms. Comparison of experimental, theoretical, and Monte Carlo results for the average frequency spacing between maxima. *J Acoust Soc Am* 1962;34:76–80.
- [15] Van Hirtum A, Grandchamp X, Pelorson X. Moderate Reynolds number axisymmetric jet development downstream an extended conical diffuser: influence of extension length. *Eur J Mech – B/Fluids* 2009;28:753–60.





# Article paru dans la revue *Journal of Fluids Engineering* (2012)

---

Nous incluons dans cette annexe un article intitulé *Steady Laminar Axisymmetrical Nozzle Flow at Moderate Reynolds Numbers : Modeling and Experiment* (X. Grandchamp, Y. Fujiso, B. Wu, A. Van Hirtum) publié dans la revue *Journal of Fluids Engineering* (2012). Cet article s'intéresse à l'écoulement circulant dans une géométrie paramétrisée d'embout convergent axisymétrique, à des nombres de Reynolds modérés. L'écoulement est modélisé grâce à une implémentation d'un algorithme itératif de Thwaites, permettant de trouver des solutions de couche limite axisymétrique laminaire. Le modèle est validé par comparaison avec des données expérimentales. Le faible écart entre les données simulées et expérimentales (<4%) sur la gamme de nombres de Reynolds considérées ( $Re > 1000$ ) montre l'intérêt potentiel d'utiliser cet embout dans des applications ou études de mécanique des fluides industrielles (jets libres) ou biologiques (respiration, production de parole...) nécessitant un embout de petite taille dont l'écoulement en sortie peut être précisément décrit.

# Steady Laminar Axisymmetrical Nozzle Flow at Moderate Reynolds Numbers: Modeling and Experiment

X. Grandchamp

Y. Fujiso

B. Wu

A. Van Hirtum<sup>1</sup>

e-mail: annemie.vanhirtum@gipsa-lab.grenoble-inp.fr

GIPSA-lab,  
UMR CNRS 5216,  
Grenoble University,  
Grenoble, 38000 France

*Flow through an axisymmetrical parameterized contraction nozzle of limited size with area contraction ratio 21.8 and total length 6 cm is studied for moderate Reynolds numbers  $300 < Re < 20,000$ . The transverse flow profiles at the nozzle exit are characterized by hot film anemometry for two different spatial step sizes. The flow at the exit is laminar and uniform in its core. Boundary layer characteristics at the nozzle exit are estimated from the transverse velocity profiles. Flow throughout the nozzle is modeled by implementing Thwaites laminar axisymmetrical boundary layer solutions in an iterative algorithm for which both universal functions, describing the shape factor and skin friction parameters respectively, are altered by adding a constant. The value of the constants is determined by fitting the modified universal functions to tabulated values reported in Blevins (Blevins, R., 1992, Applied Fluid Dynamics Handbook. Krieger, Malabar, FL.). The model is validated on the measured data. Adding nonzero constants to the universal functions improves the prediction of boundary layer characteristics so that the range of Reynolds numbers for which the discrepancy with experimental findings is less than 4% is extended from  $Re > 3000$  to  $Re > 1000$ . Therefore, the studied contraction nozzle is of use for applications requiring a small nozzle with known low turbulence flow at the exit such as moderate Reynolds number free jet studies or bio fluid mechanics (respiration, speech production,...) and the flow at the exit of the nozzle can be accurately described by a simple boundary layer algorithm for  $Re > 1000$ . [DOI: 10.1115/1.4005690]*

## 1 Introduction

Studies dealing with wind tunnel design are multiple and require to study the influence of the upstream geometry on the flow characteristics at the inlet of a wind tunnel working section [1–9]. Besides characterization of the exit profile of the nozzle, corresponding to the inlet portion to the working section, attention is given to avoid adverse pressure gradients along the nozzle walls in order to favor low turbulence inflow to the working section. Despite the amount of available literature most of the cited studies focus on wind tunnel applications in aeronautics so that even low-speed wind tunnels such as proposed in Ref. [4] are characterized by a typical exit diameter of 3 m and Reynolds number of  $1.3 \times 10^7$ . Consequently, the nozzle design and associated flow conditions at the nozzle exit reported in literature need to be validated for axisymmetrical inlet nozzles for which the exit diameter is of order of centimeters and for which the working range is limited to moderate Reynolds numbers of order  $10^3$ . More recently, studies dealing with moderate Reynolds number free axisymmetrical jet development issuing from a contraction nozzle suggest that the velocity profile at the exit exhibits the sought features of uniform core and low turbulence level [10,11]. Nevertheless a thorough validation is necessary since the mentioned studies (1) provide a poor description of the contraction nozzle such as [10] where a contraction nozzle with exit diameter 4cm is mounted into a wall which is likely to alter results for Reynolds numbers  $850 \leq Re \leq 6750$  and/or (2) are limited to a small range of Reynolds numbers such as in Ref. [11] where a single Reynolds number  $Re = 16,000$  is experimentally assessed for a nozzle with exit diameter 14 mm and/or (3) uses commercially available nozzles such as in Ref. [12] for which the design is fixed

and the smallest diameter is about 5 cm and for which flow features are not maintained for Reynolds numbers lower than  $Re \approx 6500$ .

Therefore, the current study aims to provide an axisymmetric contraction nozzle geometry based on the elegant parameterized geometries developed for wind tunnels [3,4] and to quantify flow features at the nozzle exit with respect to turbulence intensity and uniformity in the center. Those features are required as inlet conditions for experimental studies of free jets [10–12], aeroacoustics or bio fluid mechanics (respiration, speech production, whizzle,...). The mentioned examples of bio fluid mechanics are demanding since airflow is characterized by Reynolds numbers  $Re < 20,000$ , Mach number  $< 0.2$  and characteristic dimensions which are smaller than the smallest commercially available nozzle. Consequently, experimental validation of physical modeling of flow development and aeroacoustic noise production in relation to the vocal tract requires a tailored nozzle with known inlet conditions for low to moderate Reynolds numbers. Obviously, known inflow conditions can be simply obtained by inserting a pipe in the experimental setup in order to ensure fully developed Poiseuille flow. Nevertheless, for the aimed range of Reynolds numbers the required pipe length results in a long experimental setup (orders of meters [13–15] compared to order of centimeters for the length of an adult vocal tract [16–18]). In addition, pipe flow results in turbulence levels of 5% which is high compared to the level expected at the exit of a contraction nozzle [10,11,19,20]. Consequently, pipe flow is not suitable in case a short nozzle with low turbulence inflow is aimed. Instead, a short contraction nozzle is sought based on the parameterized geometries and design criteria proposed in Refs. [3,4].

In order to quantify flow properties at the nozzle exit experimentally, the transverse velocity profile at the exit of the axisymmetrical contraction nozzle is measured by hot-film anemometry from which the flow at the nozzle exit is characterized and boundary layer characteristics are derived [19–22]. In addition, the influence

<sup>1</sup>Corresponding author.

Contributed by Fluids Engineering Division for the JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING. Manuscript received February 2, 2011; final manuscript received November 15, 2011; published online February 23, 2012. Assoc. Editor: Mark F. Tachie.

of the transverse spatial step on the estimated boundary layer characteristics is assessed.

Besides an experimental validation it is sought to model the flow properties at the nozzle exit and to validate the outcome on the measured quantities. In addition, flow modeling can be used to assess the variation of geometrical nozzle parameters on the flow properties at the nozzle exit and to describe the flow throughout the nozzle. Since a flow with uniform center and low turbulence intensity is aimed, it is appropriate to apply laminar boundary layer theory. A simple and accurate model [19,20,22] is provided by Thwaites laminar axisymmetrical boundary layer solution [23–25]. The accuracy of the model is further increased by implementation in an iterative algorithm. Thwaites method exploits a functional relationship between Thwaites parameter and the boundary layer shape factor and skin friction parameter which varies as function of flow and geometrical conditions and is expressed either by tabulated values, e.g., [1] or by universal functions, e.g., [22]. Consequently, validation of the model results should take into account different functional relationships. In order to do so, it is proposed to alter the universal functions describing the shape factor and skin friction parameter by adding a constant to each function. The value of the constants is determined by fitting the modified universal functions to the tabulated values [1].

In the following, the nozzle geometry is motivated. Next, Thwaites laminar boundary layer solution is outlined, the modified universal functions are introduced and the iterative algorithm is detailed. In the following section, the experimental setup is described and the measured flow profiles at the nozzle exit are characterized. Next, the flow throughout the nozzle is modeled and experimental and modeled flow results are compared. Finally, main findings are summarized in the conclusion.

## 2 Nozzle Geometry

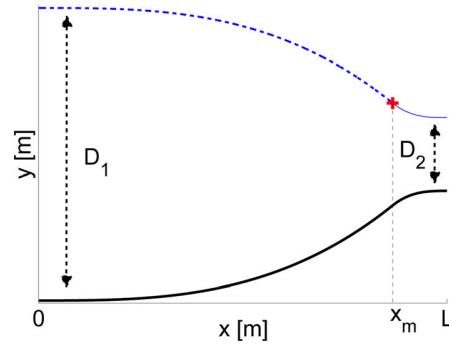
An axisymmetrical contraction nozzle is needed to provide air inflow with reduced turbulence level and uniformity [3,4,9]. Moreover a small nozzle is preferred in order to facilitate the use in an experimental setup. The axisymmetrical contraction nozzle geometry proposed in Ref. [3] is applied. The nozzle radius  $R(x)$  along the contraction is fully defined by two matched cubics as:

$$R(x) = \left(\frac{D_1}{2} - \frac{D_2}{2}\right) \left(1 - \frac{(x/L)^3}{(x_m/L)^2}\right) + \frac{D_2}{2}, \quad x \leq x_m \quad (1)$$

$$R(x) = \left(\frac{D_1}{2} - \frac{D_2}{2}\right) \frac{(1 - x/L)^3}{(1 - x_m/L)^2} + \frac{D_2}{2}, \quad x > x_m \quad (2)$$

with  $x$  the main streamwise direction, matching point of the cubics  $x_m$ , inlet diameter  $D_1$ , outlet diameter  $D_2$  and total nozzle length  $L$ . Consequently, the nozzle geometry is fully determined by four geometrical parameters ( $D_1$ ,  $D_2$ ,  $L$ ,  $x_m$ ) compared to six parameters required for the contour nozzle proposed in Ref. [4]. The geometrical parameter set ( $D_1$ ,  $D_2$ ,  $L$ ,  $x_m$ ) is equivalent to ( $D_{1,2}$ ,  $CR$ ,  $L$ ,  $x_m$ ) with  $CR$  denoting the area contraction ratio defined as  $CR = (D_2/D_1)^2$ .

The exit diameter  $D_2$  is determined based on the aimed flow conditions of moderate Reynolds numbers  $300 < Re < 20,200$  and low Mach number  $< 0.2$ . Consequently, characteristic lengths are smaller than 20mm so that the outlet diameter  $D_2$  yields 20 to 25 mm,  $20 \leq D_2 \leq 25$  mm. From studies of the contraction ratio in relation to the Reynolds number [3,4], it is known that large contraction ratios are more tolerant to irregularities occurring for low velocities due to, e.g., flow separation. Therefore the inlet diameter  $D_1$  is set to  $D_1 = 100$  mm resulting in a large area contraction ratio  $15 \leq CR \leq 22$ . The total nozzle length is set to 0.6 times the inlet diameter  $D_1$  or  $L = 60$  mm<sup>3</sup>. Due to the high contraction ratio  $CR$  a short outlet length is needed to avoid boundary layer thickening at the exit. Therefore, the matching point is chosen as  $x_m = 52$  mm, corresponding to  $x_m = 0.86L$ , so that the outlet length



**Fig. 1 Illustration of parameterized axisymmetrical nozzle geometry,  $D(x) = 2R(x)$ , obtained from matching at  $x = x_m$  an upstream cubic (1) (dashed line) and a downstream cubic (2) (thin full line) with parameters  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 25$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm. The longitudinal  $x$ -axis corresponds to the main streamwise direction and the  $y$ -axis to the transverse direction.**

is less than 5 mm. The resulting nozzle geometry is illustrated in Fig. 1 for geometrical parameters  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 25$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm.

## 3 Laminar Boundary Layer Flow Modeling

At moderate Reynolds numbers the region in which viscous forces are important is confined to a thin laminar boundary layer adjacent to the wall. The resulting boundary layer theory in presence of a pressure gradient is described by the Von Kármán momentum integral equation for steady flows [19,20]. The development of the laminar boundary layer on the walls of the contraction defined in the previous section is estimated by Thwaites method to solve the momentum integral equation for laminar, incompressible and axisymmetrical boundary layers [23–25]. Outside the boundary layer, the flow is described as an inviscid irrotational ideal fluid flow in a channel. In the following  $U(x)$  denotes the fluid flow velocity outside the boundary layer and  $u(x, y)$  indicates the velocity in the boundary layer.

The flow in the contraction is modeled by calculation of the laminar boundary-layer momentum thickness,

$$\delta_2(x) = \int_0^\infty \frac{u(x, y)}{U(x)} \left(1 - \frac{u(x, y)}{U(x)}\right) dy \quad (3)$$

as a function of downstream distance  $x$  with Thwaites equation using quasi-similarity assumptions [19,24]:

$$\delta_2^2(x) R^2(x) U^6(x) - \delta_2^2(0) R^2(0) U^6(0) = 0.45 \nu \int_0^x R^2(x) U^5(x) dx \quad (4)$$

where  $U(0)$ ,  $\delta_2(0)$  and  $R(0)$  are the flow velocity, momentum thickness and radius at the nozzle inlet  $x = 0$  and  $\nu$  the kinematic viscosity. The second term at the left hand side of Eq. (4) takes into account initial conditions at  $x = 0$ .

Next, a dimensionless Thwaites parameter  $\lambda$  is defined as

$$\lambda = - \frac{\delta_2^2 \partial U(x)}{\nu \partial x} \quad (5)$$

from which a skin friction parameter  $S(\lambda)$ ,

$$S(\lambda) = \frac{\delta_2}{U(x)} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6)$$

and boundary layer shape parameter  $H(\lambda)$ ,

$$H(\lambda) = \frac{\delta_1(x)}{\delta_2(x)} \quad (7)$$

can be estimated and for which  $\delta_1$  denotes the displacement thickness,

$$\delta_1(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u(x, y)}{U(x)}\right) dy \quad (8)$$

Note that since the wall shear stress is defined as  $\tau = \rho\nu\frac{\partial U}{\partial y}$ , with  $\rho$  denoting the fluid density, also the following holds:

$$S(\lambda) = \frac{\tau\delta_2}{\rho\nu U} \quad (9)$$

Consequently, the wall shear stress can be derived from the skin friction parameter  $S(\lambda)$  which becomes zero at flow separation and depends only on the dimensionless Thwaites parameter  $\lambda$ .

The skin friction parameter  $S(\lambda)$  and shape parameter  $H(\lambda)$  reported in literature are derived from experimental data and presented as tabulated values [1] or as universal Thwaites functions [22,26]. It is observed that a discrepancy exists between the tabulated and functional values [1,22,26]. Non zero constants  $c_H=0.35$  and  $c_S=-0.02$  need to be added to the universal Thwaites functions [22,26] in order to accurately fit the tabulated values reported in Ref. [1]. The accuracy of the fit is confirmed by the coefficient of determination which yields 0.97. The resulting modified universal Thwaites functions are

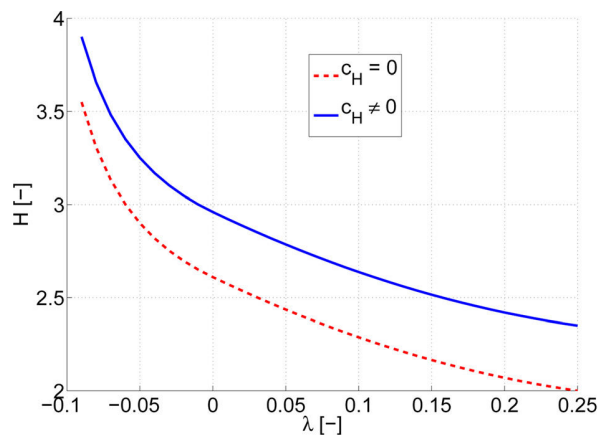
$$S(\lambda) = 1.8\lambda^2 + 1.57\lambda + 0.22 + c_S, \quad 0 \leq \lambda \leq 0.1 \quad (10)$$

$$H(\lambda) = 5.24\lambda^2 - 3.75\lambda + 2.61 + c_H \quad (11)$$

$$S(\lambda) = \frac{0.018\lambda}{0.107 + \lambda} + 1.402\lambda + 0.22 + c_S, \quad -0.1 \leq \lambda \leq 0 \quad (12)$$

$$H(\lambda) = \frac{0.0731}{0.14 + \lambda} + 2.088 + c_H \quad (13)$$

where the constants  $c_{H,S}$  are introduced to account for different flow and geometrical conditions. Moreover from the cited studies it is seen that the constants can vary in the range  $0 \leq c_H \leq 0.35$  and  $-0.02 \leq c_S \leq 0$ . Resulting values for  $H(\lambda)$  and  $S(\lambda)$  obtained from the modified universal Thwaites functions for zero and non-zero constants  $c_{H,S}$  are illustrated in Fig. 2.



(a)  $H(\lambda, c_H)$

Using nonzero constants ( $c_H=0.35$  and  $c_S=-0.02$ ) instead of zero constants ( $c_{H,S}=0$ ) is therefore seen to alter  $H$  and  $S$  significantly since  $H$  increases between 10 and 25% and  $S$  decreases between 5% and 10%. Therefore, the constants directly influence the underlying physics since accounting for the set of non zero constants in the modeling facilitates flow separation.

Therefore, the influence of two sets of constants  $c_{H,S}$ , zero ( $c_{H,S}=0$ ) and non zero ( $c_H=0.35$  and  $c_S=-0.02$ ), on the modeling outcome is assessed for flow through the nozzle outlined in Sec. 2. In addition, the model outcome will be compared to experimental data.

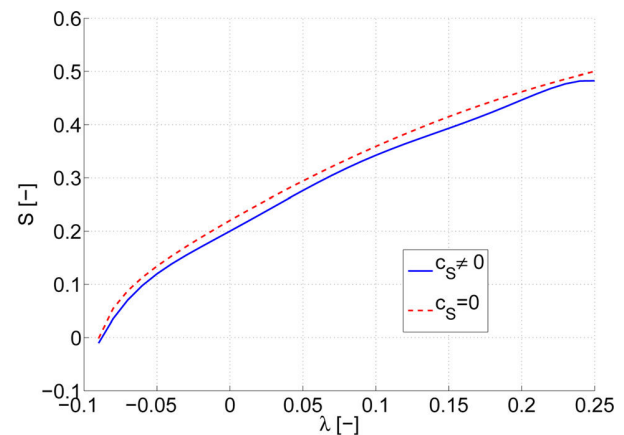
The equations outlined in this section are implemented in an iterative algorithm detailed in the flow chart given in appendix 6 which is applied at each spatial position until the solution converges for  $\lambda$  and  $U$ . Briefly, the velocity is initialised using the given volume flow rate  $Q$  and geometrical radius  $R(x)$  from which a first estimation of the momentum thickness  $\delta_2$  is obtained so that the Thwaites parameter  $\lambda$  and the displacement thickness  $\delta_1$  can be estimated by using the expression for  $H(\lambda)$  given in Eq. (7). The velocity is then re-estimated while accounting for the displacement thickness from which the values of  $\lambda$  and  $U$  are updated by relaxation and the shear stress  $\tau$  is estimated with the expression of  $S(\lambda)$  in Eq. (6). In order to increase the accuracy of the model approach, the procedure is repeated until the retrieved values for  $U$  and  $\lambda$  converges to within 0.01%.

## 4 Experimental Setup and Flow Characterization

In order to validate the model outcome and to characterize the velocity profile at the nozzle outlet, hot film anemometry measurements are performed at the exit. In the following the experimental setup and procedure are described and the measured velocity profiles are characterized.

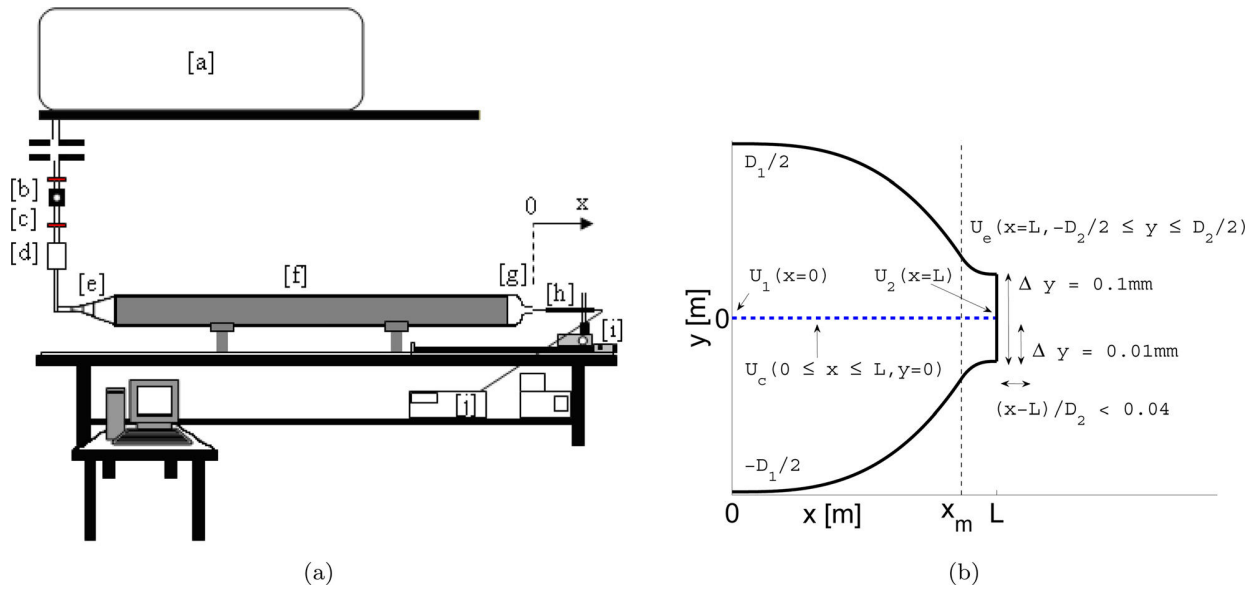
**4.1 Experimental Setup.** The experimental setup is illustrated in Fig. 3(a). It consists in an oil injected rotary screw compressor Copco GA7 with an integrated oil/water separator. In addition, liquid and solid particles as well as oil odors and vapors are filtered (Copco & Beko DD17, PD17, QD17) out so that dry air with no oil particulates is delivered. In addition, the compressor is equipped with an air receiver of 300 l.

To avoid any resulting vibrations and flow disturbances, the compressor [a] is isolated in a separated room. Downstream, a pressure regulator [b] (Norgren type 11-818-987) and a manual valve [c] are placed in order to reduce air pressure and prevent pressure fluctuations during experiments. The pressure regulator is connected with a thermal mass flow meter (TSI 4040) [d] via a



(b)  $S(\lambda, c_S)$

Fig. 2 Illustration of (a)  $H(\lambda)$  for  $c_H=0$  ( $c=0$ ) and  $c_H=0.35$  ( $c \neq 0$ ) and (b)  $S(\lambda)$  for  $c_S=0$  ( $c=0$ ) and  $c_S=-0.02$  ( $c \neq 0$ )



**Fig. 3** (a) A sketch of the apparatus: [a] air supply, [b] pressure regulator, [c] valve, [d] mass flow meter, [e] divergent, [f] uniform pipe, [g] convergent nozzle with parameters  $D_1=100\text{mm}$ ,  $D_2=21.4\text{mm}$ ,  $L=60\text{mm}$  and  $x_m=52\text{mm}$ , [h] hot film, [i] positioning system, [j] IFA 300. (b) Detail of the experimental nozzle and velocities of interest: centerline velocity  $U_c(x, y=0)$ , centerline velocity at the inlet  $U_1 = U_c(x=0, y=0)$  and centerline velocity at exit  $U_2 = U_c(x=L, y=0)$ . The transverse velocity at the nozzle exit  $U_e(y)$  is measured at a small distance from the nozzle exit  $(x-L)/D_2 < 0.04$ . The complete wall to wall exit velocity profile is measured with a transverse spatial step size of  $\Delta y = 0.1\text{mm}$  further labeled 'measured exit profile'. A second partial profile is measured near the wall covering the boundary layer with a precise transverse spatial step size  $\Delta y = 0.01\text{mm}$  further labeled "measured exit boundary layer" profile.

uniform duct of diameter 0.01 m. Then, the air circulates through a concatenation of diffusers [e]. In order to limit flow separation, diffusers are filled with steel wool and a first grid with 1mm diameter holes is positioned at 2/3 of the total length of the divergent inlet section. A uniform pipe diameter with diameter 0.1 m and length 2 m [f], separating the concatenation of diffusers from the convergent nozzle [g], is used as a settling chamber to ensure total flow mixing and contains a second perforated plate at its entrance.

The experimental nozzle is detailed in Fig. 3(b). The nozzle's geometry is designed as outlined in Sec. 2 and fully described by the geometrical parameter set of inlet diameter  $D_1 = 100\text{mm}$ , outlet diameter  $D_2 = 21.4\text{mm}$ , total length  $L = 60\text{mm}$  and matching point  $x_m = 52\text{mm}$ . The experimental nozzle exit presents an area of  $0.00036\text{m}^2$ , imposing on the air an area contraction ratio  $CR = 21.8$ .

The transverse velocity at the nozzle outlet is measured by hot film anemometry. The hot film [h] (TSI 1201-20; diameter of  $d_w = 50.8\text{ }\mu\text{m}$  and a working length of 1.02 mm) is placed at a distance  $(x-L)/D_2 < 0.04$  downstream of the nozzle exit as shown in Fig. 3(b). The applied streamwise position is in accordance with Refs. [10,11]. In order to measure the transverse exit velocity profile, the probe is mounted on a two-dimensional stage positioning system [i] (Chuo Precisio Industrial Co. CAT-C, ALS-250-C2P and ALS-115-E1P), providing a positioning accuracy in the radial y-direction perpendicular to the airflow of  $2\text{ }\mu\text{m}$ . The probe displacement is controlled by a user-defined matrix implemented in LabVIEW (National Instruments). At each measurement station, the hot-film output voltage  $E_{meas}$  is collected by a constant temperature anemometer system [j] (TSI IFA 300) and stored on a computer. The room temperature at the beginning of each velocity profile measurement is controlled thanks to an air conditioning system in order to minimize temperature variations. To account for drift in room temperature  $T_a$  from the reference ambient temperature,  $T_{a,r} = 21.5^\circ\text{C}$ , the measured hot-film output voltages  $E_{meas}$  are corrected to  $E_{corr}$  [27], with  $T_f$  denoting the airflow temperature:

$$E_{corr} = E_{meas} \left( \frac{T_f - T_a}{T_f - T_{a,r}} \right)^{-1/2} \quad (14)$$

The velocity is derived from the measured voltages  $E_{corr}$  following the calibration procedure outlined in Ref. [28] resulting in a calibration curve fitted on a fourth order polynomial law. The calibration procedure consists in an iterative approach based on the displacement thickness so that boundary layer development is accounted for. The calibration error is due to the experimental error on the measured volume flow rates. As such the calibration method is shown to improve the calibration for low velocities up to 30% compared to other iterative methods such as described in Ref. [15]. Consequently the applied calibration procedure is particularly suitable for moderate Reynolds numbers dealt with in the current study. It is shown in Ref. [28] that the calibration error is due to the experimental error on the measured volume flow rates, so that the error on the measured instantaneous velocities is smaller than 1% for velocities  $> 1.4\text{ m/s}$  and smaller than 5% for velocities between 0.17 and 1.4 m/s.

Besides the experimental error, a statistical error analysis is performed in order to estimate the error on the mean velocity and local turbulence intensity determined from the measured instantaneous velocities at each measurement position and accounting for the data sampling at 40 kHz during 4s [29]. The statistical error follows from a Reynolds decomposition and further assuming that the fluctuating portion is described by a Gaussian law distributed around zero for which the variance is directly related to the turbulence intensity defined as  $T_U = \sigma/U_e$ , with  $\sigma$  denoting the root mean square velocity:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_{tot}} \sum_{p=1}^{N_{tot}} (U_e^p - U_e)^2} \quad (15)$$

where  $N_{tot}$  denotes the total number of instantaneous measured velocities  $U_e^p$  and  $U_e$  denotes the mean velocity. The statistical error on the estimated mean velocity  $U_e$  yields  $\sigma/\sqrt{N_{ind}}$  and on the estimated turbulence intensity  $T_U$  yields  $U_e^2/2N_{ind}$  with  $N_{ind}$  the number of independent samples [30]. The number of independent samples is approximated as the ratio between the acquisition time

**Table 1** Relevant measurement range and corresponding uncertainties of instruments. Upper limits of uncertainties for measured instantaneous velocities and estimated statistical errors for the first and second velocity moments [28–30] for sampling at 40kHz during 4s. Statistical errors are estimated assuming 2% turbulence level, i.e.,  $T_U = 2\%$ .

Instruments				
Quantity	Symbol	Instrument	Relevant measurement range	Uncertainty
Flow rate	$Q$	TSI model 4040	5–305 l/min	$\pm 2\%$
Fluid temperature	$T_f$	TSI model 4040	20–25 °C	$\pm 1^\circ\text{C}$
Room temperature	$T_a$	OTAX 421001	22–25 °C	$\pm 0.2^\circ\text{C}$
Nozzle exit diameter	$D_2$	Manufacturing precision	21.4 mm	$\pm 0.02\text{ mm}$
Fluid pressure	$P_f$	TSI model 4040	97–115 kPa	$\pm 1\text{ kPa}$
Data acquisition	$E_{meas}$	PCI-MIO-16XE-10 (National Instruments) and IFA300 (TSI)	$\pm 10\text{V}$	$\pm 72.3\mu\text{V}$
Transverse positioning	$\Delta y$	CHUO Preciso	0.1 mm and 0.01 mm	$\pm 0.002\text{ mm}$
Velocities				
Velocity	Symbol	Error	Relevant range	Uncertainty
Instantaneous velocity	$U^p$	measurement error on $Q$	$> 1.4\text{m/s}$	$< 1\%$
Mean velocity	$U_e$		$> 0.17\text{m/s}$ and $< 1.4\text{m/s}$	$< 5\%$
Root mean square velocity	$\sigma$		$< 0.17\text{m/s}$	$> 5\%$

of 4s and the integral time  $\approx D_2/U_e$ , i.e.,  $N_{ind} \approx 8Q/\pi D_2^3$ . The resulting statistical errors for an assumed turbulence level of 2% is smaller than the experimental measurement error. It is shown in the following section, Fig. 5, describing the measured velocity profiles, that 2% overestimates the measured turbulence level along the centerline at the exit. Therefore, the measurement error on the volume flow velocity is the main error source in the performed measurements.

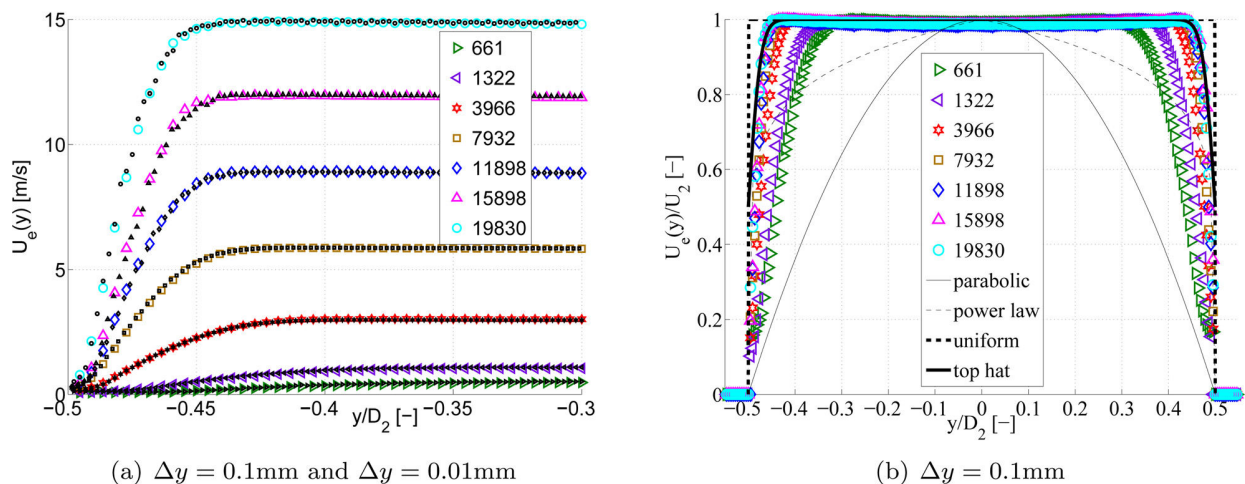
All used instruments, their corresponding uncertainties and the error estimations on the measured velocity and statistical quantities are summarized in Table 1.

**4.2 Measured Velocity Profiles at the Nozzle Exit.** Transverse flow characteristics at the nozzle exit are measured by placing the probe at the horizontal centerline of the jet at a distance  $(x-L)/D_2 < 0.04$  and displacing the probe in the transverse direction as schematically illustrated in Fig. 3(b). The streamwise positioning  $(x-L)/D_2 < 0.04$  in order to measure the transverse flow at the nozzle exit is commonly used in literature, e.g.  $(x-L)/D_2 < 0.04$  in [10] or  $(x-L)/D_2 = 0.05$  in Ref. [11]. Volume flow rates are varied in the range  $5 < Q < 305\text{l/min}$ , which corresponds

to Reynolds numbers  $300 < Re < 20,200$  with  $Re$  the Reynolds number based on the bulk velocity at the nozzle exit, i.e.,  $Re = 4Q/\nu\pi D_2$ .

For each Reynolds number two transverse profiles are measured with different spatial step sizes. The spatial step sizes are chosen relative to the hot film diameter,  $d_w = 50.8\ \mu\text{m} \approx 0.05\text{ mm}$ , since it is expected that the accuracy of the step size relative to the sensor diameter will affect the accuracy of the numerical integration required in order to determine the boundary layer characteristics at the nozzle exit such as  $\delta_1$  and  $\delta_2$  defined in Eq. (8) and Eq. (3). Firstly, the transverse exit profile is measured from wall to wall,  $-0.5 \leq y/D_2 < 0.5$ , with a transverse spatial step equal to  $\Delta y = 0.1\text{mm}$ , i.e.,  $\Delta y > d_w$  since  $\Delta y \approx 2d_w$ , further labeled “measured exit” profile. Secondly, a boundary layer profile is measured with a spatial step  $\Delta y = 0.01\text{ mm}$ , i.e.,  $\Delta y < d_w$  since  $\Delta y \approx d_w/5$ , further labeled “measured exit boundary layer” profile. Finally, it is remarked that the spatial step size used to measure the transverse exit profile is not mentioned in the cited studies [10,11].

Measured velocity profiles obtained with spatial steps  $\Delta y = 0.1\text{ mm}$  and  $\Delta y = 0.01\text{ mm}$  are illustrated in Fig. 4(b) for  $-0.5 \leq R/D_2 \leq -0.3$ .



**Fig. 4** (a) Comparison of measured exit velocity profiles  $U_e(y)$  obtained with spatial step  $\Delta y = 0.1\text{ mm}$  (symbols) and measured exit boundary layer profiles  $\Delta y = 0.01\text{ mm}$  (dots) for different Reynolds numbers  $Re$  in the range  $-0.5 \leq R/D_2 \leq -0.3$ . (b) Measured normalized transverse exit velocity profiles  $U_e(y)/U_2$  for  $\Delta y = 0.1\text{ mm}$  and comparison with parabolic, 1/7 power law, uniform profile with vanishing momentum thickness  $\delta_2 = 0$  and top hat profile with momentum thickness  $\delta_2 = 0.004D_2$ .

The measured velocity profiles match well for all assessed Reynolds numbers illustrating that no error is due to the positioning of the hot film at  $(x - L)/D_2 < 0.04$ .

Normalized mean exit velocity profiles  $U_e(y)/U_2$  with  $U_2$  the exit centerline velocity, are illustrated in Fig. 4(b). The measured exit profiles are compared to a parabolic velocity profile describing fully developed pipe flow in Eq. (16), a 1/7 power law profile describing turbulent flow in Eq. (17), a theoretical uniform profile corresponding to a top hat velocity profile in Eq. (18) with vanishing momentum thickness  $\delta_2 = 0$  [31] and a top hat profile accounting for boundary layer development with momentum thickness  $\delta_2 = 0.004D_2$ :

$$U_e = U_2 \left( 1 - \left( \frac{2|y|}{D_2} \right)^2 \right) \quad (16)$$

$$U_e = U_2 \left( 1 - \frac{2|y|}{D_2} \right)^{1/7} \quad (17)$$

$$U_e = \frac{1}{2} U_2 \left( 1 - \tanh \left( \frac{D_2}{8\delta_2} \left( \frac{2|y|}{D_2} - \frac{D_2}{2|y|} \right)^2 \right) \right) \quad (18)$$

For all assessed Reynolds numbers the variation in mean velocity is lower than 0.5% in the center portion of the jet  $|y|/D_2 < 0.25$ . The top hat profile describes well the uniform flow in the constant velocity center region as well as the boundary layer region in case a non vanishing momentum thickness is accounted for  $\delta_2 \neq 0$ . Nevertheless, it is seen that the boundary layer thickness increases rapidly for  $Re < 3000$ . For Reynolds numbers  $Re > 3000$  the constant velocity region is extended to  $|y|/D_2 < 0.4$  in accordance with observations described by Ref. [10,11]. A small overshoot in the outer part of the core of the mean exit velocity profiles is observed. The overshoot is of the order of magnitude reported in Ref. [11] and smaller than the overshoot observed in Ref. [10]. The contraction nozzle studied by Ref. [10] has no outlet length, i.e., nozzle outlet for which the nozzle is parallel with the centerline, which causes the vena contracta effect to be more pronounced in the exit profile. The overshoot might also be effected due to differences in contraction ratio. The contraction ratios in the current study and in Ref. [11] are of the same order of magnitude whereas information on the contraction ratio of the nozzle used in Ref. [10] is missing.

Turbulence intensities  $T_U = \frac{\sigma}{U_2}$  derived on the measured exit velocity profiles are presented in Fig. 5.

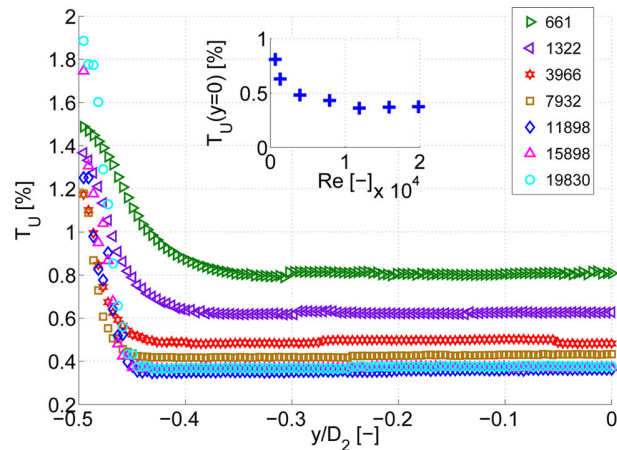
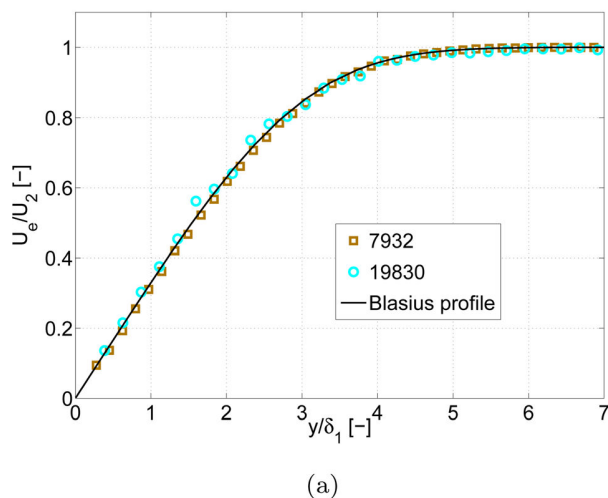


Fig. 5 Measured turbulence intensities  $T_U \times 100$  [%] of exit velocity profiles for  $\Delta y = 0.1$  mm. In the inner plot, measured centerline turbulence intensities  $T_U(y=0)$  are presented as function Reynolds number  $Re$ .

The centerline turbulence intensities  $T_U(y=0)$  vary between 0.4% and 1% for all assessed Reynolds numbers and are smaller than 0.6% for Reynolds number  $Re > 3000$ . This very low centerline turbulence level agrees well with the measurements reported in Refs. [10,11]. The centerline turbulence intensities decreases with Reynolds number as was also observed by Ref. [10]. Away from the centerline the turbulence intensities are seen to be constant throughout the constant region of the mean velocity exit profile. In the boundary layer the turbulence intensity  $T_U$  increases and vary in the range of 1.2% up to 1.9%. Retrieved  $T_U$  values are again of the same order of magnitude as reported in Refs. [10,11]. In the cited studies [10,11] the turbulence intensity as function of the exit diameter is shown for one single Reynolds number so that no comparison can be made for the found variation with Reynolds number. Nevertheless, the variation is likely due to the error which becomes large when the velocity approaches zero. Despite this variation the maximum centerline turbulence level is low, i.e., lower than 1%, so that the boundary layer is laminar. In order to further determine the nature of the boundary layer the measured boundary layer profiles are compared to the laminar Blasius profile. The measured boundary layer profiles approximate well Blasius laminar boundary layer profile as illustrated in Fig. 6(a)

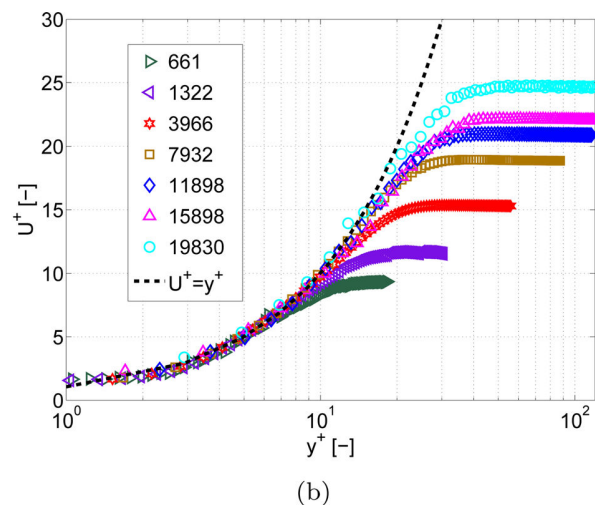


Fig. 6 Boundary layer characterization of the measured mean boundary layer profiles for  $\Delta y = 0.01$  mm: (a) comparison with Blasius profile for a laminar boundary layer. (b) Comparison of  $U^+(y^+)$  with linear law of the wall  $U^+ = y^+$  for a laminar boundary layer.

confirming the laminar nature of the boundary layer [19,20]. In addition, in Fig. 6(b) the measured boundary layer profiles are seen to be in very good agreement with a linear law of the wall defined as  $U^+ = y^+$  with  $U^+$  denoting the velocity normalized by the friction velocity  $U_\tau = \sqrt{\tau/\rho}$  and  $y^+$  indicating the Reynolds number based on the friction velocity  $U_\tau$  and distance from the wall, i.e.,  $y + D/2$  [20,22,32].

So from the measured velocity profiles, it is observed that the flow at the nozzle exit is laminar and the boundary layer is seen to be confined to the vicinity of the wall for all assessed Reynolds numbers  $Re$  so that the mean velocity profile has a satisfactory sharp top-hat shape.

## 5 Nozzle Flow: Modeling and Experiment

In the current section flow through an axisymmetrical nozzle is discussed for Reynolds numbers in the range  $300 < Re < 20,200$ . The flow through the nozzle is modeled following the laminar boundary layer method outlined in Sec. 3. The model outcome is discussed in Sec. 5.1. Next, the influence of geometrical and model parameters on the modeled centerline velocity at the nozzle exit is assessed in Sec. 5.2. In addition, modeled and measured centerline velocities at the exit of the nozzle are compared. Finally, the experimental validation of boundary layer characteristics at the nozzle exit is presented in Sec. 5.3.

**5.1 Modeled Streamwise Nozzle Flow.** The flow through an axisymmetrical nozzle is modeled following the laminar boundary layer method outlined in Sec. 3. The constants  $c_{H,S}$  introduced in the modified universal Thwaites functions defined in Eq. (13) are set to zero so that  $c_H = 0$  and  $c_S = 0$ . The nozzle geometry  $A(x) = \pi R(x)^2$  is obtained as outlined in Sec. 2 and consequently fully defined by the parameter set  $(D_1, D_2, L, x_m)$  composed out of inlet diameter  $D_1$ , outlet diameter  $D_2$ , total nozzle length  $L$  and streamwise position of matching point  $x_m$ . In the current section the parameter set is fixed to the values corresponding to the experimental nozzle:  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 21.4$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm. The influence of non zero constants on the model outcome and of varying geometrical nozzle parameters on the modeled flow outcome at the nozzle exit is discussed in Sec. 5.2. The modeled streamwise flow quantities for Reynolds numbers in the range  $300 < Re < 20,200$  are illustrated in Fig. 7.

The modeled mean streamwise centerline velocities normalized by the inlet velocity,  $U_c/U_1$ , are illustrated in Fig. 7(a). The centerline velocity increases in the streamwise direction until a maximum is reached at the nozzle exit. As a benchmark the modeled centerline velocity is compared to the bulk velocity, defined as the ratio of volume flow rate  $Q$  and area  $A(x)$ , corresponding to an ideal fluid for which boundary layer development is neglected which results in  $U(x)/U_1 = A_{x=0}/A(x)$ . Consequently, the normalized bulk velocity depends only on the geometry and not on the Reynolds number  $Re$ . At the nozzle outlet the bulk velocity equals the area contraction ratio  $CR$ . From Fig. 7(a) is seen that the normalized modeled centerline velocity profiles collapse to a single curve for  $Re > 3000$ . For Reynolds numbers  $Re < 3000$  on the other hand the ratio  $U_c/U_1$  increases throughout the nozzle due to an increased flow acceleration for  $Re < 3000$  as shown in Fig. 7(b) where the streamwise normalized flow acceleration  $dU_c/dx \times D_1/U_1$  is plotted. The flow is accelerated due to the contraction geometry. Downstream the nozzle inlet, the flow accelerates gradually until a maximum acceleration is reached just downstream the matching point  $x_m$ . The position of maximum flow acceleration is defined by the geometry and independent from the Reynolds number  $Re$ . Downstream the maximum flow acceleration the flow acceleration reduces until the nozzle exit. As expected from the centerline velocity, the acceleration of all assessed Reynolds numbers collapses except for  $Re < 3000$ . The reduced flow acceleration is causing increased boundary layer development for low Reynolds numbers as was observed experimentally on the mean exit velocity profiles shown in Fig. 4(a) since a decrease of

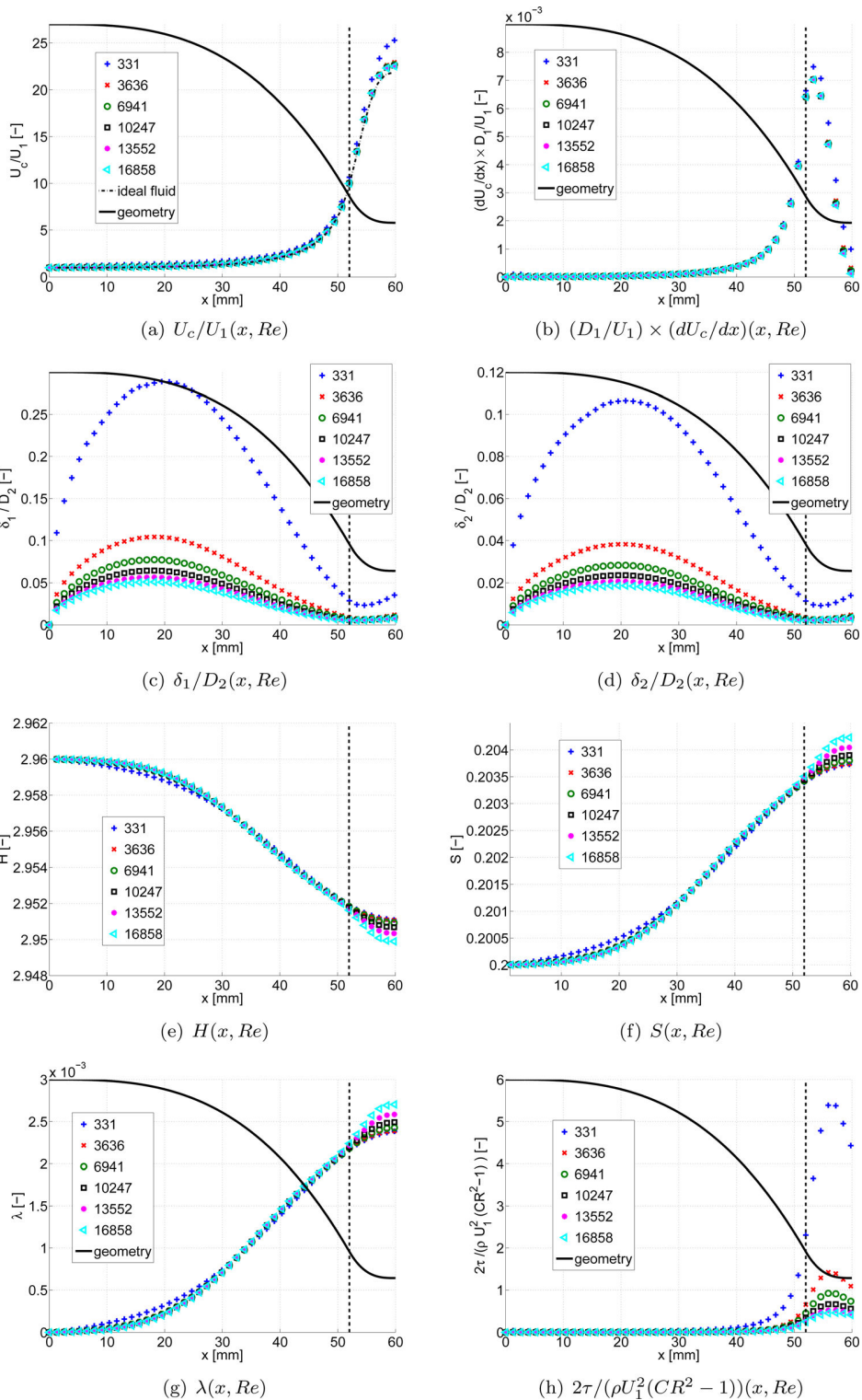
velocity leads to an increase of the viscous effects and consequently boundary layer thickening. Consequently, values characterizing the boundary layer such as the displacement thickness  $\delta_1$  and the momentum thickness  $\delta_2$  are expected to decrease as the Reynolds number increases.

The displacement thickness  $\delta_1$  normalized by the exit diameter  $D_2$  is shown in Fig. 7(c). It is observed that the boundary layer develops in the almost uniform inlet section of the nozzle resulting in an increase of the displacement thickness  $\delta_1$ . The displacement parameter  $\delta_1$  increases to 10% of the exit diameter  $D_2$ , corresponding to 2% of the inlet diameter  $D_1$  for  $Re > 3000$ . For Reynolds numbers  $Re < 3000$  the increase of  $\delta_1$  is more pronounced yielding 25% the exit diameter  $D_2$  or 5% of the inlet diameter  $D_1$ . At the onset of the contraction  $\delta_1$  decreases due to the flow acceleration in the streamwise direction towards the matching point  $x_m$  imposing an increased flow velocity which reduces viscous effects and so the growth of the boundary layer. A minimum is reached at the point of maximum flow acceleration which is easily identified from Fig. 7(b). For all Reynolds numbers the displacement thickness is less than 3% at the streamwise location corresponding to maximum flow acceleration and less than 0.5% for  $Re > 3000$ . Downstream the point of maximum flow acceleration, the flow acceleration reduces towards the nozzle exit due to the reduced rate of area change. This results in a velocity reduction which is associated with an increase of viscous effects and so a boundary layer thickening. As a consequence, boundary layer parameters  $\delta_{1,2}$  increase towards the nozzle exit. At the nozzle exit the displacement thickness  $\delta_1$  yields less than 1% of the exit diameter  $D_2$  for  $Re > 3000$ . For smaller Reynolds numbers  $Re < 3000$ , the displacement thickness  $\delta_1$  increases to 4% of the exit diameter  $D_2$ .

The normalized momentum thickness  $\delta_2/D_2$  is shown in Fig. 7(d). Comparing  $\delta_1/D_2$  shown in Fig. 7(c) to  $\delta_2/D_2$  represented in Fig. 7(d) shows that the tendencies outlined for the normalized displacement thickness  $\delta_1/D_2$  also apply to the normalized momentum thickness  $\delta_2/D_2$ , except that the magnitude of  $\delta_2$  is reduced compared to the magnitude of  $\delta_1$ . The ratio of  $\delta_1$  and  $\delta_2$ , which corresponds to the shape factor  $H$  following Eq. (7), is shown in Fig. 7(e). For all assessed Reynolds numbers  $Re$ , the shape factor at the nozzle inlet yields  $H = 2.96$ , which is associated with a laminar flow. The shape factor  $H$  is seen to decrease throughout the nozzle with less than 0.5% so that  $2.96 \geq H \geq 2.95$  holds throughout the nozzle. Consequently, streamwise variation of the boundary layer shape factor  $H \approx 2.95$  is limited which is in accordance with the flow uniformity aimed for by using a contraction nozzle. The observed decrease in the shape factor with increasing Reynolds number  $Re$  is less than 0.05% which is of no significance when accounting for a model error and is of no significance with respect to the total range of the shape factor shown in Fig. 2. Therefore, the influence of Reynolds number on the boundary layer shape factor can be neglected.

From Eq. (7) is seen that the shape factor  $H(\lambda)$  is only function of the Thwaites parameter  $\lambda$ . Consequently, an almost constant value of  $H(\lambda)$  throughout the nozzle suggests an almost constant value for the skin friction parameter  $S(\lambda)$ , defined in Eq. (6), and suggests an almost constant value for the Thwaites parameter  $\lambda$  defined in Eq. (5). From Fig. 7(g) is seen that the skin friction parameter at the nozzle inlet yields  $S = 0.2$  and increases throughout the nozzle with less than 3% so that  $0.2 \leq S \leq 0.205$  holds throughout the nozzle. Consequently, streamwise variation of the skin friction parameter  $S \approx 0.2$  is indeed limited. The small variation of  $S$  as function of Reynolds number at the nozzle exit is smaller than 0.5% which is of no significance when accounting for a model error and is of no significance with respect to the total range of the skin friction parameter shown in Fig. 2. Since  $S > 0$  for all streamwise positions it is observed that the flow remains attached to the nozzle walls for all streamwise positions so that no flow separation occurs. Therefore, the proposed nozzle enables flow uniformity at the nozzle exit and no flow separation occurs upstream the nozzle exit. In accordance with the observations for





**Fig. 7** Illustration of modeled streamwise flow development through the contraction nozzle with parameters  $D_1=100$  mm,  $D_2=21.4$  mm,  $L=60$  mm and  $x_m=52$  mm, corresponding to area contraction ratio  $CR=21.8$ , for  $c_H=0$  and  $c_S=0$  as function of different Reynolds numbers in the range  $300 \leq Re \leq 17,000$  (symbols). The vertical dashed-dotted line indicates the matching point of the cubics  $x = x_m$ . The scaled radius of the nozzle is indicated by a solid thick line.

the shape factor  $H(\lambda)$  and the skin friction parameter  $S(\lambda)$  the variation of the Thwaites parameter  $\lambda$  throughout the nozzle, shown in Fig. 7(e), can be neglected so that  $\lambda \approx 0.0015$  holds for all streamwise positions and for all assessed Reynolds numbers.

The wall shear stress  $\tau$  is estimated following Eq. (9) as  $\tau = S(\lambda)\nu\rho U_c/\delta_2$ . The physical fluid properties  $\rho$  and  $\nu$  are constant and the skin friction parameter  $S(\lambda)$  can be approximated by the constant value  $S \approx 0.2$  regardless the Reynolds number.

Consequently, estimated values for  $\tau$  are proportional to the ratio of the modeled centerline velocity  $U_c$  and the momentum thickness  $\delta_2$  since both quantities depend on the streamwise position  $x$  as well as on the Reynolds number  $Re$  as seen from Fig. 7(a) and Fig. 7(d). The estimated wall shear stress  $\tau$  normalized by the pressure difference due to the contraction assuming an ideal fluid  $\Delta P$ :

$$\Delta P \approx \frac{\rho}{2} U_1^2 (CR^2 - 1) \quad (19)$$

$$\approx \frac{\rho v^2 Re^2}{2 D_2^2} \left(1 - \frac{1}{CR^2}\right) \quad (20)$$

is shown in Fig. 7(h). The maximum wall shear stress is seen to occur at a streamwise position located between the position of maximum acceleration and the nozzle exit where the streamwise velocity is maximum. For all assessed Reynolds numbers it is observed that the estimated wall shear stress is of the same order of magnitude as the pressure difference imposed by the contraction since the normalized wall shear stress varies between 0.5 and 5.5. For Reynolds numbers in the range  $Re > 6000$  the pressure difference is more important than the wall shear stress as seen from  $0.5 < \tau/\Delta P < 1$ . For Reynolds numbers  $3000 < Re < 6000$  the normalized wall shear stress increases in the range  $1 < \tau/\Delta P < 2$ . For Reynolds numbers  $Re < 3000$  the ratio increases further so that  $\tau/\Delta P > 2$  holds indicating that viscous fluid forces becomes predominant, which is in accordance with the findings described for the centerline velocity  $U_c$ , the displacement thickness  $\delta_1$  and the momentum thickness  $\delta_2$ . Moreover, it is noted that although the variation in the magnitude of the shape factor  $H(\lambda)$  and the skin friction parameter  $S(\lambda)$  are small to be significant, the observed tendencies, i.e., increase of  $H$  and decrease of  $S$  for decreasing Reynolds number, are in accordance with the loss of relative importance of the pressure gradient  $\Delta P$  to the wall shear stress  $\tau$ .

## 5.2 Modeled and Measured Exit Centerline Velocity. In

Sec. 5.1 the modeled flow throughout the nozzle is described. The modeled quantities show that a contraction nozzle with area contraction ratio  $CR = 21.8$  defined by the geometrical parameter set  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 21.4$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm enables to obtain flow uniformity at the nozzle exit while flow separation upstream the nozzle exit is avoided. In the current section the influence of the nozzle diameters ( $D_1, D_2$ ) on the model outcome is sought for fixed values of the total nozzle length  $L = 60$  mm and the matching point  $x_m = 52$  mm. The assessed nozzle diameters ( $D_1, D_2$ ) and corresponding area contraction ratio  $CR$  are listed in Table 2. It is seen that all assessed contraction ratios summarized in Table 2 are smaller than or of the same order of magnitude than  $CR = 21.8$  for which no flow separation occurs. Since

**Table 2 Overview of varied parameters for contraction geometries defined in Eq. (1) and Eq. (2) for fixed matching position  $x_m = 52$  mm and contraction length  $L = 60$  mm: (I) constant inlet diameter  $D_1$ , (II) constant outlet diameter  $D_2$ , (III) constant contraction ratio  $CR$  and (IV) geometrical nozzle parameters used for experimental validation as detailed in Sec. 4**

		$D_1$ [mm]	$D_2$ [mm]	$CR$ [-]
Modeled	I ( $D_1$ )	100	21.2	22.2
		100	21.4	21.8
		100	21.6	21.4
	II ( $D_2$ )	100	25	16
		50	25	4
		50	21.6	5.4
	III ( $CR$ )	50	21.4	5.5
		45.4	21.4	4.5
		45.8	21.6	4.5
		100	21.4	21.8
Experimental validation		100	21.4	21.8

flow separation is favored by increasing the contraction ratio, it is assumed that no flow separation occurs for any of the geometries summarized in Table 2. The chosen values of  $D_1, D_2$  and  $CR$  enable to assess the influence of each individual parameter of the set ( $D_1, D_2, CR$ ) on the modeled flow outcome.

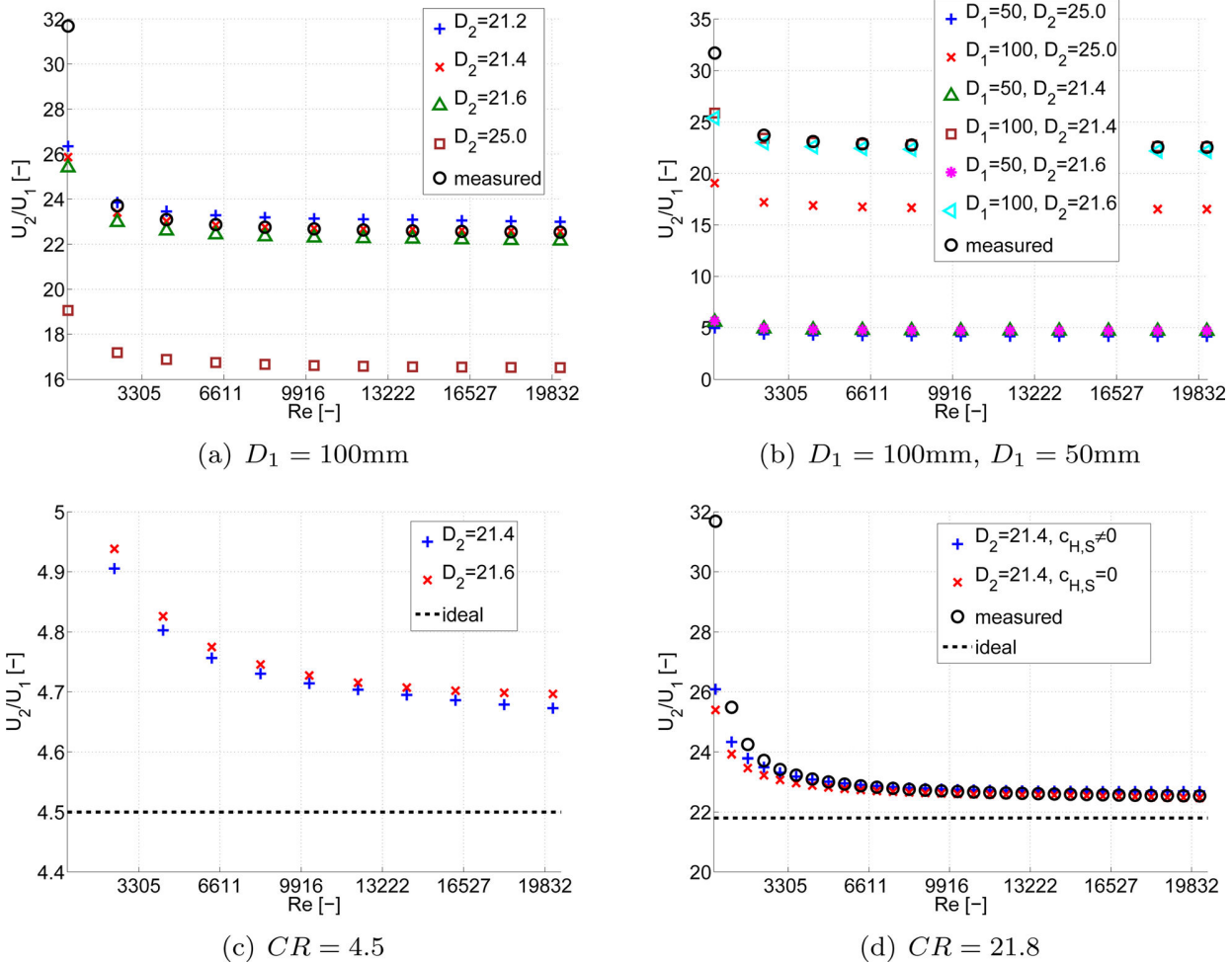
Modeled centerline velocities at the nozzle exit  $U_2$  normalized by the centerline velocity at the nozzle inlet  $U_1$ , i.e.,  $U_2/U_1$ , for all assessed nozzle parameters are shown in Fig. 8. In addition, measured centerline velocities presented in Sec. 4 are plotted so that, for the nozzle characterized by the parameter set  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 21.4$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm, modeled and measured values can be compared.

Figure 8(a) shows the influence of a variation of exit diameter  $D_2$  for a fixed upstream diameter  $D_1 = 100$  mm on the ratio of exit and inlet centerline velocity  $U_2/U_1$  as function of Reynolds number. The exit diameter  $D_2$  is varied in the range from 21.2 to 25 mm corresponding to a variation of 10%. For an ideal fluid characterized by a uniform velocity profile throughout the nozzle, the ratio  $U_2/U_1$  yields the area contraction ratio, i.e.,  $U_2/U_1 = CR$ , which is determined by the geometry and independent of Reynolds number. From Fig. 8(a) is seen that the variation of the ratio  $U_2/U_1$  becomes indeed smaller than 1% for Reynolds numbers  $Re > 3000$ . For Reynolds numbers  $Re < 3000$  the boundary layer develops rapidly so that the ratio  $U_2/U_1$  increases in accordance with observations made on Fig. 7(a). The ratio  $U_2/U_1$  decreases as the exit diameter  $D_2$  increases due to the decrease in contraction ratio  $CR$ . Modeled and measured velocity ratios  $U_2/U_1$  are compared for  $D_2 = 21.4$  mm. The modeled  $U_2/U_1$  ratios matches well with the measured  $U_2/U_1$  values except for Reynolds numbers  $Re < 3000$  in which case the modeled values underestimate the measured velocity ratios. The discrepancy between modeled and measured values increases from 1% for  $Re \approx 3000$  to 20% for  $Re < 1000$ . Consequently, the applied model with parameters  $c_{H,S} = 0$  loses accuracy as the boundary layer growths for  $Re < 3000$  and becomes inaccurate for  $Re < 1000$ .

The influence of varying inlet diameter  $D_1$  or exit diameter  $D_2$  on the velocity ratio  $U_2/U_1$  for different Reynolds numbers is discussed from Fig. 8(a) and Fig. 8(b). The geometrical parameters characterizing the experimental nozzle,  $D_1 = 100$  mm and  $D_2 = 21.4$  mm resulting in  $CR = 21.8$ , are taken as a reference. From Fig. 8(a) is seen that increasing the downstream diameter  $D_2$  with  $\pm 1\%$  and  $17\%$  decreases the predicted velocity ratio  $U_2/U_1$  with  $\pm 3\%$  and  $27\%$ , respectively. From Fig. 8(b) is observed that reducing the inlet diameter  $D_1$  with 50% and maintaining a variation of the upstream diameter  $D_2$  with 1% and 17% from its reference value, reduces the influence of varying the downstream diameter  $D_2$  from its reference value to 1% and 12%. Consequently, the influence of a variation in exit diameter  $D_2$  on the model outcome increases as the inlet diameter  $D_1$  increases. Moreover, it is seen that reducing the inlet diameter  $D_1 = 100$  mm with 50%, which corresponds to dividing the contraction ratio  $CR$  by 4, decreases the ratio  $U_2/U_1$  by a factor greater than 4 or a decrease  $> 25\%$  illustrating the influence of reduced flow acceleration as the contraction ratio decreases.

In Fig. 8(a) and Fig. 8(b) the nozzle parameter  $D_2$  is varied with  $\pm 1\%$  for a fixed value of  $D_1 = 100$  mm so that a small variation of 2% on the area contraction ratio  $CR$  is imposed. Figure 8(c) shows the model outcome  $U_2/U_1$  for the same variation of 1% on the exit diameter  $D_2$  and a constant area contraction ratio  $CR = 4.5$  which is obtained by increasing the inlet diameter  $D_1$  with less than 1%. From Fig. 8(c) is seen that the increase in inlet and outlet diameter results in an increase of 1% in the ratio  $U_2/U_1$  for all Reynolds numbers  $Re$  which is also observed in Fig. 8(b) in case only the exit diameter  $D_2$  is increased. Consequently, small variations  $< 1\%$  of the inlet diameter  $D_1$  do not influence the model outcome for  $U_2/U_1$ .

Figure 8(d) shows the influence of the model parameters  $c_{H,S}$  on the model outcome as function of Reynolds numbers. The model constants are introduced in Eq. (7) for the boundary layer shape factor  $H(\lambda)$  and in Eq. (6) for the skin friction parameter  $S(\lambda)$  in order



**Fig. 8 Modeled and measured centerline velocity at the nozzle exit normalized by the inlet centerline velocity  $U_2/U_1$  as function of Reynolds number  $Re$  for (a) fixed inlet diameter  $D_1 = 100$  mm, (b) inlet diameter  $D_1 = 100$  mm and  $D_1 = 50$  mm, (c) fixed area contraction ratio  $CR = 4.5$  and (d) fixed area contraction ratio  $CR = 21.8$ . The ratio  $U_2/U_1$  for an ideal fluid yields the area contraction ratio  $CR$  (dashed line labeled ideal). Measured centerline velocities for  $D_1 = 100$  mm and  $D_2 = 21.4$  mm are indicated (measured). Modeled values are obtained for  $c_H = 0$  and  $c_S = 0$ , denoted  $c_{H,S} = 0$ , except in Fig. 8(d) where also results for  $c_H = 0.35$  and  $c_S = -0.02$ , labeled  $c_{H,S} \neq 0$ , are shown.**

to determine their dependence on the Thwaites parameter  $\lambda$ . The nozzle geometry is characterized by the reference values for the geometrical parameters,  $D_1 = 100$  mm and  $D_2 = 21.4$  mm and therefore  $CR = 21.8$ , corresponding to the nozzle used for experiments described in Sec. 4. The model outcome obtained for zero model parameters  $c_{H,S} = 0$  is compared to the model outcome obtained for non zero model parameters  $c_{H,S} \neq 0$ . The choice of non zero model parameters  $c_H = 0.35$  and  $c_S = -0.02$  is motivated in Sec. 3. For completeness also the constant value  $U_2/U_1 = CR$  is shown in Fig. 8(d) which provides an underestimation of a boundary layer model since it assumes an ideal fluid characterized by a uniform velocity profile for which boundary layer development is neglected. From Fig. 8(d) is seen that the influence of zero or non zero constants  $c_{H,S}$  on the model outcome can be neglected for Reynolds numbers  $Re > 6000$  for which the discrepancy between the modeled values is less than 1%. As the Reynolds number is decreased the discrepancy increases to <3% in the range  $6000 > Re > 3000$  and up to 15% for  $3000 > Re > 300$ . Consequently, the choice of model parameters  $c_{H,S}$  determines the model outcome in the range  $300 < Re < 3000$ . In order to evaluate the choice of model parameters  $c_{H,S}$  for the experimentally studied nozzle the model outcome is compared to the measured values for  $U_2/U_1$ . For Reynolds numbers  $Re > 3000$  both zero and non zero model constants approximate the measured data to within 2% corresponding with the experimental

error on the ratio  $U_2/U_1$ . For Reynolds numbers in the range  $3000 > Re > 1000$  the accuracy of the model outcome reduces to within <7% for the use of zero constants and to within <4% for the use of non zero constants  $c_{H,S} \neq 0$ . For Reynolds numbers  $Re < 1000$  the difference between measured and modeled  $U_2/U_1$  ratios increases to more than 20% so that the model outcome is inaccurate for all assessed  $c_{H,S}$  values.

**5.3 Modeled and Measured Boundary Layer Characteristics at the Nozzle Exit.** In the previous Sec. 5.2 the influence of geometrical parameters, inlet diameter  $D_1$  and outlet diameter  $D_2$ , on the model outcome is assessed as well as the use of zero or non zero model constants  $c_H$  in Eq. (7) for the boundary layer shape factor  $H(\lambda)$  and  $c_S$  in Eq. (6) for the skin friction parameter  $S(\lambda)$ . The model outcome is validated with respect to the centerline velocity  $U_2$  on the measured centerline velocities. In the current section experimental validation of the modeled boundary layer characteristics at the nozzle exit is aimed using the transverse velocity measurements for the nozzle with geometrical parameters  $D_1 = 100$  mm,  $D_2 = 21.4$  mm,  $L = 60$  mm, and  $x_m = 52$  mm presented in Sec. 4. The boundary layer characteristics of interest are the displacement thickness  $\delta_1$ , the momentum thickness  $\delta_2$ , the shape factor  $H = \delta_1/\delta_2$  and the Thwaites parameter  $\lambda$  given in

Eq. (8), Eq. (3), Eq. (7) and Eq. (5), respectively. The influence of model and experimental parameters on the estimated quantities is sought. As in Sec. 5.2, the influence of using zero or non zero model parameters  $c_{H,S}$  on the predicted boundary layer characteristics is assessed. In addition, the influence of the spatial step size  $\Delta y$  between consecutive positions of the hot film probe used to measure the transverse profile is assessed. It is detailed in Sec. 4 that for the measured exit profile scanning the complete exit diameter the transverse positioning step size is  $\Delta y = 0.1$  mm and that for the measured exit boundary layer profile scanning the boundary layer the transverse positioning step size is  $\Delta y = 0.01$  mm.

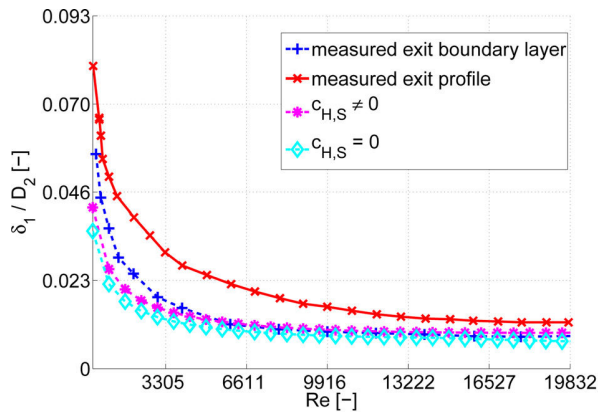
Figure 9 shows the model predictions and experimental values for  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $H$ , and  $\lambda$  at the nozzle exit as function of Reynolds number.

The experimental values are obtained by integration of the measured transverse velocity profiles following the equations outlined in Sec. 3. Estimated values for  $\Delta y = 0.1$  mm overestimates the estimated values for  $\Delta y = 0.01$  mm with more than 40%. Consequently, the size of the spatial step between consecutive transverse measurement positions determines the accuracy of the integration and therefore the error on the boundary layer characteristics  $\delta_1$  and  $\delta_2$  since the influence of a streamwise positioning error can be neglected based on the good match between the measured exit profile ( $\Delta y = 0.1$  mm) and the measured boundary

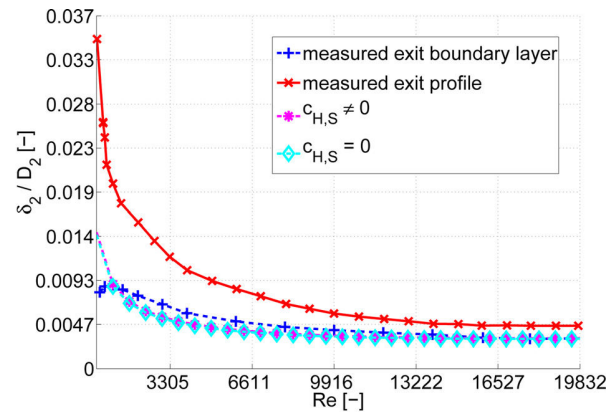
layer profile ( $\Delta y = 0.01$  mm) as shown in Fig. 4(a). Therefore, imposing a spatial step which is smaller than the sensor diameter,  $\Delta y < d_w$  as proposed in Sec. 4, is simple criterion to reduce the integration error for the non uniform portion of the measured velocity profile. Obviously, this criterion can only be applied in case a highly accurate positioning system is available. Note that the discrepancy between values predicted with both profiles reduces as the Reynolds number increases since the boundary layer thickness reduces so that the spatial step size becomes less important.

From Fig. 9(b) is seen that modeled values of the momentum thickness  $\delta_2$  do not depend on the applied model constants. On the other hand, modeled values of the displacement thickness  $\delta_1$  obtained for zero constants  $c_{H,S} = 0$  underestimate the values obtained for non zero constants  $c_{H,S} \neq 0$  with  $>10\%$  for all Reynolds numbers.

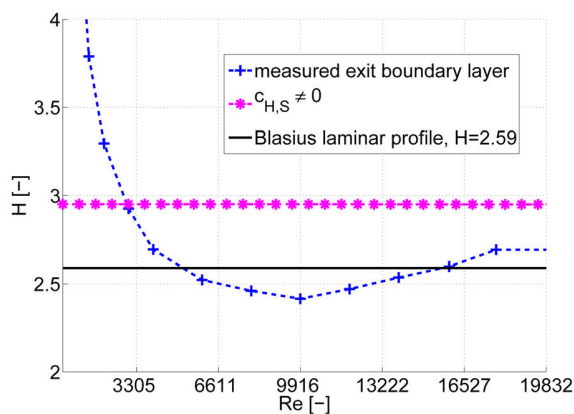
Figure 9(a) and Fig. 9(b) show that for all Reynolds numbers  $300 < Re < 20,200$  the modeled values of displacement thickness  $\delta_1$  and momentum thickness  $\delta_2$  obtained for non zero constants  $c_{H,S} \neq 0$  are in close agreement with the experimental values derived on the measured boundary layer profile ( $\Delta y = 0.01$  mm). For Reynolds numbers  $Re > 3000$  the discrepancy between modeled and experimental values is smaller than 2%. The discrepancy increases as the Reynolds number decreases due to boundary layer development to  $<4\%$  in the range  $3000 > Re > 1000$  and to  $<20\%$



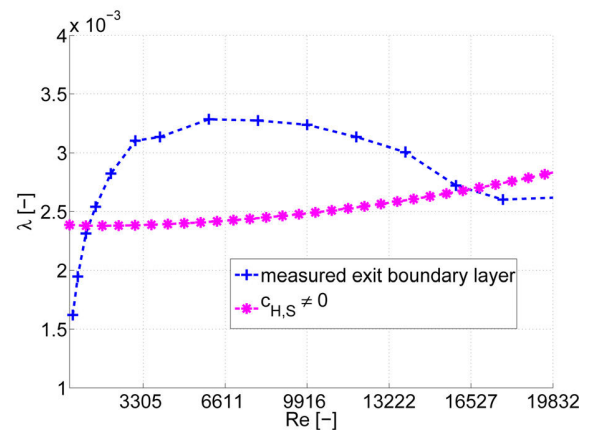
(a)  $\delta_1/D_2(Re)$



(b)  $\delta_2/D_2(Re)$



(c)  $H(Re)$



(d)  $\lambda(Re)$

**Fig. 9 Comparison of modeled and experimental assessed normalized boundary layer characteristics  $\delta_1/D_2$  (Fig. 9(a)),  $\delta_2/D_2$  (Fig. 9(b)),  $H$  (Fig. 9(c)) and  $\lambda$  (Fig. 9(d)) at the exit of the nozzle with parameters  $D_1=100$  mm,  $D_2=21.4$  mm,  $L=60$  mm, and  $x_m=52$  mm as function of Reynolds number. The influence of model coefficients  $c_{H,S}$  and spatial step size  $\Delta y$  in the transverse exit profile is illustrated for  $\delta_1$  and  $\delta_2$ . Zero model constants  $c_H = 0$  and  $c_S = 0$  is denoted  $c_{H,S} = 0$  whereas non zero model constants  $c_H = 0.35$  and  $c_S = -0.02$  is denoted  $c_{H,S} \neq 0$ . Quantities estimated from transverse profiles using  $\Delta y = 0.1$  mm are labeled “measured exit profile” and transverse profiles using  $\Delta y = 0.01$  mm are labeled “measured exit boundary layer.” In Fig. 9(c) also the theoretical value  $H = 2.59$  for Blasius laminar profile is shown.**

for  $1000 > Re > 300$ . The mentioned errors increases with  $>10\%$  when the experimental estimation of  $\delta_1$  is compared to the model outcome with zero constants. Consequently, the introduction of non zero model constants  $c_H$  in Eq. (7) for the boundary layer shape factor  $H(\lambda)$  and  $c_S$  in Eq. (6) for the skin friction parameter  $S(\lambda)$  as shown in Fig. 2 increases the model accuracy as the Reynolds number decreases as seen for the prediction of the centerline velocity discussed in Sec. 5.2 as well as for the prediction of the boundary layer thickness  $\delta_1$ .

The displacement thickness  $\delta_1$  shown in Fig. 9(a) is approximately 0.9% of the nozzle exit diameter  $D_2$  for Reynolds numbers in the range  $Re > 3000$ . For smaller Reynolds numbers the displacement thickness  $\delta_1$  increases rapidly to 3% for Reynolds numbers  $3000 > Re > 1000$  and to 6% for Reynolds numbers  $1000 > Re > 300$ .

From Fig. 9(b) is seen that the momentum thickness  $\delta_2 \approx 0.004D_2$  varies little with Reynolds number in the range  $Re > 3000$  so that using  $\delta_2 = 0.004D_2$  in the top hat velocity profile given in Eq. (18) allows to approximate the measured shape of the transverse velocity profile as shown in Fig. 4(b). For Reynolds numbers  $300 < Re < 3000$  the momentum thickness increases rapidly to about twice this value, i.e., an increase with 50% to about 1% of the exit diameter  $D_2$ , so that  $0.004D_2 \leq \delta_2 \leq 0.01D_2$ .

An experimental estimation of the shape factor  $H$  and Thwaites parameter  $\lambda$  is obtained using the experimental estimations of  $\delta_1$  and  $\delta_2$  associated with spatial step size  $\Delta y = 0.01$  mm. In Fig. 9(c) and Fig. 9(d) the experimental estimates for  $H$  and  $\lambda$  are compared to model predictions for non zero model constants  $c_{H,S} \neq 0$ . The experimental and modeled values for  $H$  are greater than 2.4 confirming the laminar nature of the flow. Since modeled  $\delta_1$  values are larger than experimental  $\delta_1$  values for  $Re > 3000$ , the modeled shape factor  $H$  overestimates experimental  $H$  values in this range of Reynolds numbers. For Reynolds numbers  $Re < 3000$ , the experimental boundary layer estimation shows a strong increase reflecting the increased displacement thickness due to strong boundary layer development. The small variation of modeled  $H$  values is due to the small variation of modeled  $\lambda$  values as shown in Fig. 9(d). The experimentally estimated  $\lambda$  values varies in the range covered by the modeled values. Consequently, the modeled and measured values for  $H$  and  $\lambda$  result in a same order of magnitude, but a quantitative comparison results in large errors between 20% and 40%.

## 6 Conclusion

Flow through a parameterized axisymmetrical contraction nozzle of limited size is studied for  $300 < Re < 20,200$  based on transverse velocity measurements at the nozzle exit. The nozzle is characterized by the nozzle exit diameter  $D = 21.4$  mm, contraction ratio  $CR = 21.8$  and total length  $L = 6$  cm. Transverse exit velocity profiles are measured and the flow throughout the nozzle is modeled by implementing Thwaites axisymmetrical laminar boundary layer method in an iterative algorithm.

The following conclusions are made:

- For all assessed Reynolds numbers  $Re$ , the measured transverse mean exit velocity profiles show a satisfactory sharp top hat shape with uniform flow in the range  $-0.25 < y/D < 0.25$ . Outside the uniform center, in the range  $|y/D| > 0.25$ , the boundary layer is found to be laminar. The centerline turbulence intensity yields  $<1\%$  for all assessed Reynolds numbers. The displacement thickness  $\delta_1$  yields about 0.9% of the exit diameter for  $Re > 3000$ . For  $Re < 3000$ , the boundary layer growths rapidly and  $\delta_1$  increases to 3% of the exit diameter in the range  $1000 < Re < 3000$  and to 9% of the exit diameter for  $300 < Re < 1000$ . Consequently, the small nozzle provides low turbulence inflow with uniform core flow for Reynolds numbers in the range  $300 < Re < 20,200$ .
- Reducing the spatial step when scanning the transverse velocity in the boundary layer to less than the hot film diameter increases the accuracy of the measured displacement thickness

$\delta_1$  and momentum thickness  $\delta_2$  with more than 40% for all assessed Reynolds numbers since errors due to spatial integration are avoided.

- Two constants are introduced in the universal functions describing the skin friction parameter and the shape parameter in Thwaites laminar axisymmetrical boundary layer solution based on tabulated values reported in literature. The constants allow to extend the Reynolds number range for which the model is accurate, i.e., the discrepancy between modeled and measured values is less than 4%, from  $3000 < Re < 20,200$  to  $1000 < Re < 20,200$  for the centerline velocity as well as for the boundary layer characteristics  $\delta_1$  and  $\delta_2$ . Consequently, the implementation of Thwaites laminar axisymmetrical boundary layer solution provides a simple algorithm to quantify the flow at the exit for Reynolds numbers in the range  $1000 < Re < 20,200$ . For Reynolds numbers  $Re < 1000$  the model outcome provides a qualitative estimation since the error increases as the boundary layer develops.

## Appendix A: Algorithm Outline

For a given volume flow rate  $Q$  and discretized geometry with area  $A(x) = \pi R(x)^2$

$$A_i = \pi R_i^2 \quad \text{and} \quad 1 \leq i \leq L/\Delta x + 1 \quad (21)$$

with  $i$  the discretization index in the  $x$  direction, the algorithm is schematically given as follows:

**Algorithm 1:** Flow chart for Thwaites laminar axisymmetrical boundary layer approximation

**Input:** volume flow rate  $Q$  and discretised contraction geometry  $A_i$

**Output:** centerline velocity  $U(x)$ ,  $\lambda(x)$ ,  $H(x)$ ,  $S(x)$ ,  $\delta_1(x)$ ,  $\delta_2(x)$  and  $\tau(x)$

initialization:  $U_0^i = Q/A_i$ ,  $\delta_0^2 = 0$ ,  $\delta_0^1 = 0$ ,  $\lambda_0 = 0$ ;

**for**  $1 \leq i \leq L/\Delta x + 1$  **do**

**while**  $|U_i^{est} - U_i^{old}| > \epsilon_U$  or  $|\lambda_i^{est} - \lambda_i^{old}| > \epsilon_\lambda$  **do**

$$U_i = \frac{Q}{\pi(R_i - H(\lambda_{i-1})\delta_{2,i})^2};$$

$$\delta_{2,i}^2 = \frac{0.45\nu}{R_i^2 U_i^6} \Delta x \sum_{j=1}^i R_j^2 U_j^5 + \frac{\delta_{2,i-1}^2 R_{i-1}^2 U_{i-1}^6}{R_i^2 U_i^6};$$

$$\lambda_i = \frac{\delta_{2,i} U_i - U_{i-1}}{\Delta x};$$

$$\delta_{1,i} = \delta_{2,i} H(\lambda_i);$$

$$U_i = \frac{Q}{\pi(R_i - H(\lambda_i)\delta_{2,i})^2};$$

$$\lambda_i^{est} = \lambda_i^{old} - k_\lambda (\lambda_i^{new} - \lambda_i^{old});$$

$$U_i^{est} = U_i^{old} - k_U (U_i^{new} - U_i^{old});$$

$$\tau_i = \frac{\rho\nu U_i^{est}}{\delta_{2,i}} S(\lambda_i^{est});$$

**end**

**end**

The relaxation parameters  $k_U = 1 \times 10^{-3}$  and  $k_\lambda = 6 \times 10^{-5}$ , convergence parameters  $\epsilon_U = 1 \times 10^{-5}$  and  $\epsilon_\lambda = 1 \times 10^{-7}$  and discretization step  $\Delta x = 2.6 \times 10^{-5}$  m are chosen sufficiently small so that the simulation results are independent of their numerical value. The influence of the initialization parameters  $U_i^0 = 0$ ,  $\delta_2^0 = 0$ ,  $\delta_1^0 = 0$  is largest in the uniform inlet portion of the nozzle, so that its influence can be neglected in the convergent portion.

## Acknowledgment

The authors thank the Agence National de la Recherche France (ANR-09-BLAN-0376) for financial support.

## Nomenclature

[–] = dimensionless

$\nu$  = air kinematic viscosity  $1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

$\rho$  = air density  $1.2\text{kg}/\text{m}^3$   
 $D_1$  = inlet diameter of axisymmetrical nozzle  $[m]$   
 $D_2$  = exit diameter of axisymmetrical nozzle  $[m]$   
 $R(x)$  = radius of the axisymmetrical nozzle  $[m]$   
 $A(x) = \pi R(x)^2$  = area of the axisymmetrical nozzle  $[m^2]$   
 $L$  = total nozzle length in the  $x$  direction  $[m]$   
 $x_m$  = matching point required for parametrical description of the nozzle  $[m]$   
 $CR = (D_2/D_1)^2$  = area contraction ratio of the nozzle  $[-]$   
 $Q$  = volume airflow rate  $[m^3/s]$   
 $Re = \frac{4Q}{\nu\pi D_2}$  = bulk Reynolds number at the exit of the axisymmetrical nozzle  $[-]$   
 $x$  = longitudinal streamwise distance from nozzle inlet at  $x = 0$   $[m]$   
 $y$  = transverse distance from the centerline of the nozzle  $[m]$   
 $\Delta y$  = transverse step size for anemometry measurements  $[m]$   
 $U_e(y)$  = transverse flow velocity profile at the exit of the nozzle ( $x = L, -D_2/2 \leq y \leq D_2/2$ )  $[m/s]$   
 $U_c(x)$  = centerline flow velocity ( $0 \leq x \leq L, y = 0$ )  $[m/s]$   
 $U_1$  = mean centerline velocity at the inlet of the nozzle ( $x = 0, y = 0$ )  $[m/s]$   
 $U_2$  = mean centerline velocity at the exit of the nozzle ( $x = L, y = 0$ )  $[m/s]$   
 $U_2^p$  = instantaneous centerline velocity at the exit of the nozzle  $[m/s]$   
 $N_{tot}$  = total number of samples  $[-]$   
 $\sigma$  = second moment of velocity or root mean square  $[m/s]$   
 $T_U$  = local turbulence intensity  $[-]$   
 $U(x)$  = flow velocity outside the boundary layer  $[m/s]$   
 $u(x, y)$  = flow velocity in the boundary layer  $[m/s]$   
 $\delta_2$  = momentum thickness  $[m]$   
 $\delta_1$  = displacement thickness  $[m]$   
 $\lambda$  = Thwaites parameter  $[-]$   
 $\tau$  = wall shear stress  $[kg/ms^2]$   
 $S(\lambda)$  = skin friction parameter  $[-]$   
 $H(\lambda)$  = boundary layer shape parameter  $[-]$   
 $c_{S,H}$  = constants  $[-]$   
 $d_w$  = diameter of hot film  $[m]$   
 $T_a$  = room temperature  $[^\circ C]$   
 $T_{a,r}$  = reference ambient temperature  $[^\circ C]$   
 $T_f$  = fluid temperature  $[^\circ C]$   
 $P_f$  = fluid pressure  $[Pa]$   
 $E_{meas}$  = measured hot-film output voltage  $[V]$   
 $E_{corr}$  = corrected hot-film output voltage  $[V]$   
 $p, i$  = auxiliary indices  $[-]$   
 $\varepsilon_{U,\lambda}, k_{U,\lambda}$  = convergence and relaxation parameters  $[-]$   
 $N_{ind}$  = number of independent samples  $[-]$   
 $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$  = friction velocity  $[m/s]$   
 $U^+$  = velocity normalized by friction velocity  $U_\tau$   $[-]$   
 $y^+$  = Reynolds number based on friction velocity and distance from the nozzle wall  $[-]$   
 $\Delta P$  = pressure difference imposed by the area contraction of the nozzle  $[Pa]$

## References

- [1] Blevins, R., 1992, *Applied Fluid Dynamics Handbook*, Krieger, Malabar, FL.
- [2] Kachhara, N., Wilcox, P., and Livesey, J., 1974, "A Theoretical and Experimental Investigation of Flow Through Short Axisymmetric Contractions," in *Proceedings of the 5th Australian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*, pp. 82–89.
- [3] Morel, T., 1975, "Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions," *J. Fluid Eng.*, **97**, pp. 225–233.
- [4] Mikhail, M., 1979, "Optimum Design of Wind Tunnel Contractions," *AIAA J.*, **17**, pp. 471–477.
- [5] Metha, R., and Bradshaw, P., 1979, "Design Rules for Small Low Speed Wind Tunnels," *Aeronaut. J. R. Aeronaut. Soc.*, **18**, pp. 443–449.
- [6] Watmuff, J., 1986, "Wind Tunnel Contraction Design," in *Proceedings of 9th Australian Fluid Mechanics Conference*, pp. 82–89.
- [7] Bell, J., and Mehta, R., 1988, "Contraction Design for Small Low-Speed Wind Tunnels," NASA STI/Recon Technical Report No. 89.
- [8] Fang, F., 1997, "A Design Method for Contractions With Square End Sections," *J. Fluid Eng.*, **119**, pp. 454–458.
- [9] Fang, F., Chen, J., and Hong, Y., 2001, "Experimental and Analytical Evaluation of Flow in a Square-To-Square Wind Tunnel Contraction," *J. Wind Eng. Indust. Aerodyn.*, **89**, pp. 247–262.
- [10] Todde, V., Spazzini, P., and Sandberg, M., 2009, "Experimental Analysis of Low-Reynolds Number Free Jets: Evolution Along the Jet Centerline and Reynolds Number Effects," *Exp. Fluids*, **47**, pp. 279–294.
- [11] Mi, J., Nobes, D., and Nathan, G., 2001, "Influence of Jet Exit Conditions on the Passive Scalar Field of an Axisymmetric Free Jet," *J. Fluid Mech.*, **432**, pp. 91–125.
- [12] Malmström, T., Kirkpatrick, A., Christensen, B., and Knappmiller, K., 1997, "Centreline Velocity Decay Measurements in Low-Velocity Axisymmetric Jets," *J. Fluid Mech.*, **246**, pp. 363–377.
- [13] Lee, T., and Budwig, R., 1991, "Two Improved Methods for Low-Speed Hot-Wire Calibration," *Meas. Sci. Technol.*, **2**, pp. 643–646.
- [14] Yue, Z., and Malmström, T., 1998, "A Simple Method for Low-Speed Hot-Wire Anemometer Calibration," *Meas. Sci. Technol.*, **9**, pp. 1506–1510.
- [15] Johnstone, A., Uddin, M., and Pollard, A., 2005, "Calibration of Hot-Wire Probes Using Non-Uniform Mean Velocity Profiles," *Exp. Fluids*, **39**, pp. 1432–1444.
- [16] Daniloff, R., Schuckers, G., and Feth, L., 1980, *The Physiology of Speech and Hearing*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, N.J.
- [17] Shadle, C., 1985, "The Acoustics of Fricative Consonants," PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Boston.
- [18] Stevens, K., 1998, *Acoustic Phonetics*, MIT Press, London.
- [19] White, F., 1991, *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York.
- [20] Schlichting, H., and Gersten, K., 2000, *Boundary Layer Theory*, Springer Verlag, Berlin.
- [21] Bruun, H., 1995, *Hot-Wire Anemometry*, Oxford Science, New York.
- [22] Cebeci, T., and Cousteix, J., 2005, *Modeling and Computation of Boundary-Layer Flows*, Springer, Berlin.
- [23] Thwaites, B., 1947, "On the Momentum Equation in Laminar Boundary-Layer Flow. A New Method of Uni-Parametric Calculation," Tech. Rep. No. 2587.
- [24] Thwaites, B., 1949, "Approximate Calculations of Laminar Boundary Layers," *Aeronaut. Quart.*, **1**, pp. 245–280.
- [25] Rosenhead, L., 1963, *Laminar Boundary Layers*, Dover, U.K.
- [26] Curle, N., 1962, *The Laminar Boundary Layer Equations*, Clarendon Press, London.
- [27] Kavence, G., and Oka, S., 1973, "Correcting Hot-Wire Readings for Influence of Fluid Temperature Variations," *DISA Info*, **15**, pp. 21–24.
- [28] Grandchamp, X., Van Hirtum, A., and Pelorson, X., 2010, "Hot Film/Wire Calibration for Low to Moderate Flow Velocities," *Meas. Sci. Technol.*, **21**, pp. 1–5.
- [29] Grandchamp, X., 2009, "Modélisation Physique des Écoulements Turbulents Appliquée aux Voies Aériennes Supérieures Chez L'humain," PhD thesis, Grenoble University, Grenoble.
- [30] Benedict, L., and Gould, R., 1996, "Towards Better Uncertainty Estimates for Turbulence Statistics," *Exp. Fluids*, **22**, pp. 129–136.
- [31] Michalke, A., and Hermann, G., 1982, "On the Inviscid Instability of a Circular Jet With External Flow," *J. Fluid Mech.*, **114**, pp. 343–359.
- [32] Zagarola, M., Perry, A., and Smits, A., 1997, "Log Laws or Power Laws: The Scaling in the Overlap Region," *Phys. Fluids*, **9**, pp. 2094–2100.

---

**Résumé** — L'air que nous respirons au travers des voies aériennes supérieures est essentiel pour la vie et pour la communication orale. Dans les études de production de parole humaine, l'écoulement d'air est en général extrêmement simplifié. Or cet écoulement est complexe car turbulent et fortement sensible aux conditions limites. Dans le cas de la production de fricatives non voisées, une description plus fine de l'écoulement s'avère nécessaire pour pouvoir modéliser correctement les mécanismes aéroacoustiques sous-jacents. À l'aide d'expériences *in-vitro* et de simulations numériques, l'objectif de cette thèse est de contribuer à la modélisation et la caractérisation aéroacoustique d'écoulements dans des configurations de type canal avec obstacle(s), avec application à la production de fricatives non voisées. Une attention toute particulière est portée à l'influence des conditions limites et à la turbulence.

**Mots clés** : Voies aériennes supérieures - Aéroacoustique - Fricatives - Turbulence - Simulation des Grandes Échelles

---

---

**Abstract** — Airflow through the human upper airways is essential for life and for oral communication. In studies dealing with human speech production, airflow is mostly severely simplified. Nevertheless, this airflow is complex owing to turbulence and extreme sensitivity to boundary conditions. Recently, deeper attention has been given to characterize the airflow in the case of unvoiced fricative production and the necessity of obtaining a more detailed flow description has been outlined. With the aid of *in-vitro* experiments and numerical simulations, the aim of the current PhD research is to contribute to the aeroacoustic modeling and characterization of airflows through various configurations of ducts with obstacle(s), relevant for unvoiced fricative speech production. Special interest is given to the influence of boundary conditions and to turbulence.

**Keywords** : Upper airways - Aeroacoustics - Fricatives - Turbulence - Large Eddy Simulation

---

GIPSA-lab  
Grenoble Images Parole Signal Automatique  
UMR 5216 CNRS - Grenoble INP - Université Joseph Fourier - Université Stendhal  
11 rue des Mathématiques  
Grenoble Campus BP46  
F-38402 Saint Martin d'Hères Cedex FRANCE