



HAL
open science

Modélisation et inversion d'un système complexe de production de signaux acoustiques. Application à la voix et aux pathologies.

Julien Cisonni

► To cite this version:

Julien Cisonni. Modélisation et inversion d'un système complexe de production de signaux acoustiques. Application à la voix et aux pathologies.. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2008. Français. NNT: . tel-00363714

HAL Id: tel-00363714

<https://theses.hal.science/tel-00363714>

Submitted on 24 Feb 2009

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.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° :□□□□□□□□□□

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'Institut polytechnique de Grenoble
Spécialité : **Signal, Image, Parole, Télécoms**

préparée au laboratoire
GIPSA-Lab, Département Parole et Cognition,
UMR CNRS 5216

dans le cadre de l'Ecole Doctorale
« **Electronique, Electrotechnique, Automatique et**
Traitement du Signal »

présentée et soutenue publiquement par
Julien CISONNI
le 28 Novembre 2008

Titre :

Modélisation et inversion d'un système complexe
de production de signaux acoustiques
Application à la voix et aux pathologies

Directeur de thèse :

Pascal PERRIER

Co-encadrante :

Annemie VAN HIRTUM

JURY

M.	Avraham HIRSCHBERG,	Président, Rapporteur
M.	Pierre-Yves LAGRÉE,	Rapporteur
Mme.	Xiao Yu LUO,	Examinatrice
M.	Xavier PELORSON,	Examineur
M.	Pascal PERRIER,	Directeur de thèse
Mlle.	Annemie VAN HIRTUM,	Co-encadrante

Titre : Modélisation et inversion d'un système complexe de production de signaux acoustiques : Application à la voix et aux pathologies.

Résumé : La modélisation physique de la phonation a pour but d'expliquer et reproduire les phénomènes intervenant lors des oscillations des plis vocaux, à l'origine des signaux acoustiques constituant les sons voisés de la parole. Cette thèse propose tout d'abord une étude expérimentale et la modélisation de l'influence de différentes conditions mécaniques, géométriques et acoustiques sur les propriétés des oscillations de répliques déformables de plis vocaux. Un intérêt particulier est ensuite porté sur la modélisation de l'écoulement glottique. L'inversion des modèles unidimensionnels est utilisée pour estimer des quantités généralement considérées comme les paramètres d'entrée/contrôle. Un modèle laminaire 2D basé sur la méthode des éléments finis est mis en œuvre pour décrire plus finement l'écoulement glottique. Les prédictions des modèles d'écoulement sont confrontées à des mesures *in-vitro* réalisées sur des répliques rigides de plis vocaux pour différentes conditions.

Mots-clés : phonation, modélisation physique, écoulement glottique, modèle inverse, méthode des éléments finis, validation expérimentale *in-vitro*

Title: Dynamic system modeling and inversion applied to the production of acoustical signals in speech and pathology.

Abstract: Physical modeling of phonation intends to explain and reproduce the phenomena occurring during the vocal folds oscillations, which generate the acoustical signal of the voiced sounds of speech. This thesis proposes at first an experimental study and the modeling of the influence of different mechanical, geometrical and acoustical conditions on the oscillations properties of vocal folds deformable replicas. A particular attention is then paid to the glottal flow modeling. The inversion of one-dimensional models is used to estimate quantities generally considered as input/control parameters. A 2D laminar flow model based on the finite element method is implemented in order to describe more precisely the glottal flow. Flow models predictions are compared to *in-vitro* measurements performed on vocal folds rigid replicas for several conditions.

Keywords: phonation, physical modeling, glottal flow, inverse model, finite element method, *in-vitro* experimental validation

Laboratoire : GIPSA-Lab, Département Parole et Cognition
UMR 5216
961 rue de la Houille Blanche
Domaine universitaire - BP 46
38402 Saint Martin d'Hères cedex, France

Remerciements

Je remercie mes directeurs de thèse Pascal Perrier et Annemie Van Hirtum pour la confiance qu'il m'ont accordée durant ces trois années de thèse. Je remercie Xavier Pelorson pour ses critiques constructives tout au long du déroulement des travaux et pour avoir été à l'origine de mon entrée dans l'équipe aéroacoustique. Je remercie également Jean-Luc Schwartz et Gérard Bailly, les deux directeurs de l'ICP devenu le DPC de GIPSA-lab, pour leurs différents soutiens.

Je remercie Xiao Yu Luo pour son accueil à Glasgow et pour avoir partagé son expérience avec moi. Je remercie également le staff du Département de Mathématiques, et notamment Nick Hill et Radostin Simitev avec qui j'ai pu avoir des échanges enrichissants.

Je remercie les deux rapporteurs de ce manuscrit, Mico Hirschberg et Pierre-Yves Lagrée, pour avoir accepté d'examiner ces travaux de thèse et pour leurs commentaires précieux.

Je remercie toutes les personnes qui ont contribué à l'avancée de cette thèse, à commencer par les membres de l'équipe aéroacoustique : Lucie Bailly, Claire Brutel, Franz Chouly, Olivier Estienne, Xavier Grandchamp, Nathalie Henrich et Nicolas Ruty. J'adresse un grand merci à tous les membres des équipes techniques qui ont rendu les expérimentations possibles grâce à la qualité de leur travail : Pierre Chardon à l'ENSERG, Jan Willems et Freek Van Uittert au TUE, Didier Blanc et Daniel Rey au LAG devenu le DA de GIPSA-lab, ainsi que Nino Medves et l'ensemble du « support ». Je remercie également Nadine Bioud, Yvette Gaude et Florence Sagnimorte pour leur aide sur tous les aspects administratifs.

Je remercie très chaleureusement tous les personnes qui sont, ou ont été, au DPC pour leur accueil, leur soutien et parfois aussi leur amitié. Bien sûr, je remercie particulièrement Annemie pour sa disponibilité, ses encouragements, sa patience, son enthousiasme, ses idées parfois un peu farfelues, ses séries de dix mails rédigés entre 2h et 4h qui se terminent par « ... à oublier ... laisse dire on y parle demain ... », ses transpositions directes de structures grammaticales anglo-saxonnes en français et son « dialecte » en général, etc ...

Enfin, je remercie toutes celles et tous ceux qui pendant ces trois ans ont permis que cette thèse aboutisse.

Notes Liminaires

Dans ce manuscrit, le terme de « plis vocaux » est utilisé pour désigner les cordes vocales. Ce terme est en effet plus cohérent avec la physiologie de ces organes qui ressemblent plus à des plis qu'à des cordes. Le terme de « cordes vocales », largement employé dans le langage courant, tend à disparaître dans la nomenclature scientifique. De plus, ce terme de « plis vocaux » est également plus en accord avec le terme de « vocal folds » employé dans la terminologie anglo-saxonne.

Une liste des symboles et des notations utilisés dans ce manuscrit est présentée dans l'Annexe A.

Table des matières

1	Introduction	15
1.1	Phonation : Etude et modélisation	16
1.1.1	Anatomie de l'appareil phonatoire	16
1.1.1.1	Les voies aériennes inférieures	16
1.1.1.2	Le larynx	17
1.1.1.3	Le conduit vocal	18
1.1.2	Observations et mesures en contexte <i>in-vivo</i>	18
1.1.2.1	Oscillations des plis vocaux	18
1.1.2.2	Mesures d'écoulements	20
1.1.2.3	Mesures acoustiques	21
1.1.2.4	Pathologies	21
1.1.3	Modélisation physique de la phonation	22
1.1.3.1	Modélisation des plis vocaux	23
1.1.3.2	Modélisation d'écoulement	24
1.1.3.3	Modélisation acoustique	25
1.1.3.4	Synthèse par modèle physique	25
1.1.4	Observations et mesures en contexte <i>in-vitro</i>	26
1.1.4.1	Maquettes rigides	26
1.1.4.2	Maquettes déformables	27
1.2	Modèles Physiques	28
1.2.1	Dépendance vis-à-vis des paramètres	28
1.2.2	Inversion de modèle	28
1.2.3	Vers plus de complexité	29
1.3	Objectifs et plan de thèse	30
2	Modélisation physique de la Phonation	31
2.1	Description Théorique	31
2.2	Modèles mécaniques distribués	32
2.2.1	Modèle à une masse	32
2.2.2	Modèle à deux masses	33
2.2.3	Modèle de collision	34

2.2.4	Modèles dérivés du modèle à deux masses	34
2.3	Modélisation simplifiée d'écoulement	35
2.3.1	Caractérisation de l'écoulement glottique	35
2.3.1.1	Nombre de Froude	36
2.3.1.2	Nombre de Mach	36
2.3.1.3	Nombre de Reynolds	37
2.3.1.4	Rapport d'échelle	37
2.3.1.5	Nombre de Strouhal	38
2.3.1.6	Nombre de Helmholtz	38
2.3.2	Théorie de Bernoulli	38
2.3.3	Décollement tourbillonnaire	39
2.3.4	Loi de Poiseuille	40
2.3.5	Théorie de Bernoulli instationnaire	41
2.4	Propagation et couplage acoustique	41
2.4.1	Propagation des ondes dans un guide	42
2.4.2	Résonateur acoustique	42
2.5	Résumé	43
3	Oscillations de répliques des plis vocaux	45
3.1	Etude expérimentale <i>in-vitro</i>	46
3.1.1	Maquette du système phonatoire	46
3.1.1.1	Répliques déformables des plis vocaux	47
3.1.1.2	Relations entre les caractéristiques de la maquette et de l'appareil phonatoire humain	49
3.1.2	Réponse mécanique	50
3.1.2.1	Dispositif de mesure	50
3.1.2.2	Résultats	51
3.1.3	Positions d'équilibre	54
3.1.3.1	Dispositif de mesure	55
3.1.3.2	Résultats	55
3.1.4	Amorçage et fréquence des oscillations	59
3.1.4.1	Dispositif de mesure	59
3.1.4.2	Résultats	61
3.2	Modélisation	65
3.2.1	Mise en équation du modèle à deux masses	65
3.2.1.1	Description des sous-modèles	65
3.2.1.2	Linéarisation des équations	68
3.2.1.3	Représentation d'état	69
3.2.1.4	Analyse de stabilité du système	69
3.2.2	Relations entre les paramètres du modèle et les données expé- rimentales	70

3.2.2.1	Paramètres mécaniques	71
3.2.2.2	Paramètres géométriques	72
3.2.2.3	Paramètres acoustiques	73
3.2.2.4	Grandeurs d'entrée et de sortie	73
3.2.3	Validation <i>in-vitro</i>	74
3.3	Conclusions	78
4	Inversion des modèles 1D d'écoulement	81
4.1	Modèles directs	81
4.1.1	Variables d'entrée/sortie	82
4.1.2	Définition des modèles	83
4.1.3	Analyse Théorique	83
4.1.3.1	Prise en compte de la viscosité	84
4.1.3.2	Point de séparation	85
4.1.3.3	Instationnarité	86
4.1.3.4	Dérivée et échantillonnage temporel	88
4.1.3.5	Limite physique	89
4.2	Modèles inverses	89
4.2.1	Variables d'entrée/sortie	89
4.2.2	Définition des modèles	90
4.2.3	Stratégies d'inversion	90
4.2.3.1	Modèle de Bernoulli stationnaire	91
4.2.3.2	Modèle de Poiseuille stationnaire	92
4.2.3.3	Modèle de Bernoulli instationnaire	93
4.2.3.4	Modèle de Poiseuille instationnaire	93
4.2.3.5	Point de séparation et calcul d'intégrale	93
4.2.4	Convergence	94
4.2.5	Sensibilité aux erreurs	95
4.3	Etude expérimentale	97
4.3.1	Conditions d'écoulement stationnaires	97
4.3.1.1	Dispositif expérimental	98
4.3.1.2	Constriction uniforme	99
4.3.1.3	Constriction ronde	103
4.3.2	Conditions d'écoulement instationnaires	108
4.3.2.1	Dispositif Expérimental	109
4.3.2.2	Constriction uniforme - sans collision	109
4.3.2.3	Constriction uniforme - avec collision	112
4.3.2.4	Constriction ronde - sans collision	114
4.3.2.5	Constriction ronde - avec collision	117
4.4	Conclusions	118

5	Modélisation 2D d'écoulement	121
5.1	Aspects théoriques	121
5.1.1	Formulation des équations	122
5.1.1.1	Equations de Navier-Stokes	122
5.1.1.2	Ecoulement incompressible	123
5.1.1.3	Ecoulement stationnaire	123
5.1.1.4	Ecoulement isotherme	123
5.1.1.5	Modèle laminaire/turbulent	123
5.1.2	Résolution des équations	124
5.1.2.1	Discrétisation des équations	124
5.1.2.2	Elements	124
5.1.2.3	Résolution Itérative	125
5.2	Spécifications de la modélisation	125
5.2.1	Description géométrique du modèle	125
5.2.2	Modèle d'écoulement laminaire	126
5.2.3	Caractéristiques des écoulements simulés	127
5.2.4	Symétrie du domaine fluide	129
5.2.5	Conditions aux limites	133
5.2.5.1	Conditions en entrée	134
5.2.5.2	Conditions en sortie	135
5.2.5.3	Conditions aux parois	137
5.2.6	Maillage	137
5.3	Etude expérimentale	138
5.3.1	Constriction uniforme	140
5.3.1.1	Détermination de la pression	140
5.3.1.2	Détermination du débit	143
5.3.1.3	Détermination de la vitesse	145
5.3.2	Constriction ronde	146
5.3.2.1	Détermination de la pression	146
5.3.2.2	Détermination du débit	148
5.3.2.3	Point de séparation	149
5.4	Conclusions	153
6	Conclusion générale	157
	Bibliographie	160
A	Symboles et notations	173
A.1	Paramètres des écoulements	173
A.2	Paramètres géométriques	173
A.3	Paramètres mécaniques	174

A.4	Paramètres acoustiques	174
A.5	Constantes Physiques	174
A.6	Opérateurs	175
A.7	Plans de coupe	175
B	Dispositif de mesure sur écoulement	177
B.1	Description générale	177
B.2	Répliques rigides de plis vocaux	177
B.2.1	Maquette - conditions d'écoulement stationnaires	178
B.2.2	Maquette - conditions d'écoulement instationnaires	179
B.3	Instruments de mesure	180
C	Calibrations	183
C.1	Capteurs de pression	183
C.2	Capteur optique	183
C.3	Photo-diode	185
D	Résultats des mesures de positions d'équilibre	187
E	Résultats des mesures d'écoulements	191
E.1	Conditions d'écoulement stationnaires	191
E.1.1	constriction uniforme	192
E.1.2	constriction ronde	192
E.2	Conditions d'écoulement instationnaires	195
E.2.1	constriction uniforme	197
E.2.2	constriction ronde	198
F	Constriction axisymétrique	199
G	Méthode de Newton	203

Chapitre 1

Introduction

La communication parlée chez l'Homme repose principalement sur la production de signaux acoustiques véhiculant de l'information. Les sons générés dans l'appareil phonatoire sont le résultat de mécanismes complexes qui dépendent à la fois d'un contrôle moteur volontaire et de phénomènes physiques liés à l'anatomie humaine. L'étude de la production de parole peut se faire selon deux approches. Dans la première, on s'intéresse uniquement à ce qui peut être perçu par un auditeur, *i.e.* au signal acoustique de parole. Cette démarche « traitement du signal » est donc basée sur l'analyse des particularités du signal de parole et son but est de pouvoir reproduire artificiellement la voix humaine de manière réaliste du point de vue de l'auditeur. Ainsi cette démarche n'a pas, ou peu, de lien avec la réalité physiologique de la production de parole humaine. Dans la seconde approche, l'étude de la parole s'appuie sur la modélisation des mécanismes et des phénomènes à l'origine de la production des signaux acoustiques de parole. Cette démarche de modélisation physique vise à mieux comprendre ces phénomènes et ces mécanismes afin de les reproduire. Dans ce contexte, il est alors nécessaire de s'appuyer à la fois sur les connaissances anatomiques de l'appareil phonatoire humain et sur des théories issues de différents domaines de la physique : la (bio-)mécanique des solides, la mécanique des fluides et l'acoustique.

Dans cette thèse, les travaux présentés s'inscrivent dans cette démarche de modélisation physique de la phonation et portent principalement sur l'étude des oscillations des plis vocaux et notamment de l'écoulement d'air qui passe entre eux. Dans ce chapitre, le contexte relatif à cette thèse est d'abord décrit. Puis les différents travaux réalisés sont motivés. Enfin, les objectifs et le plan de la thèse sont présentés.

1.1 Phonation : Etude et modélisation

1.1.1 Anatomie de l'appareil phonatoire

L'appareil phonatoire est l'ensemble des organes qui permettent de produire les sons constituant la voix. Chez l'Homme, cet appareil est confondu avec l'appareil respiratoire et ses organes sont répartis entre le thorax, le cou et la tête. La figure 1.1 présente une illustration des voies aériennes humaines et indique l'emplacement des différents organes. D'une manière générale, l'appareil phonatoire est décomposé en trois parties correspondant à trois entités fonctionnelles différentes : les voies aériennes inférieures composées des poumons et de la trachée, le larynx, et le conduit vocal [24, 33].

1.1.1.1 Les voies aériennes inférieures

Les voies aériennes inférieures correspondent à la partie de l'appareil phonatoire située dans le thorax et sont composées de deux poumons reliés à la trachée qui elle-même remonte jusqu'aux voies aériennes supérieures. La fonction première des poumons est d'assurer la fonction de respiration en permettant l'échange d'oxygène et de dioxyde de carbone entre le sang et l'air extérieur. Lors de la phonation, les poumons jouent le rôle de réservoir de pression et permettent de générer l'écoulement d'air à l'origine de la production de sons et notamment de la vibration des plis

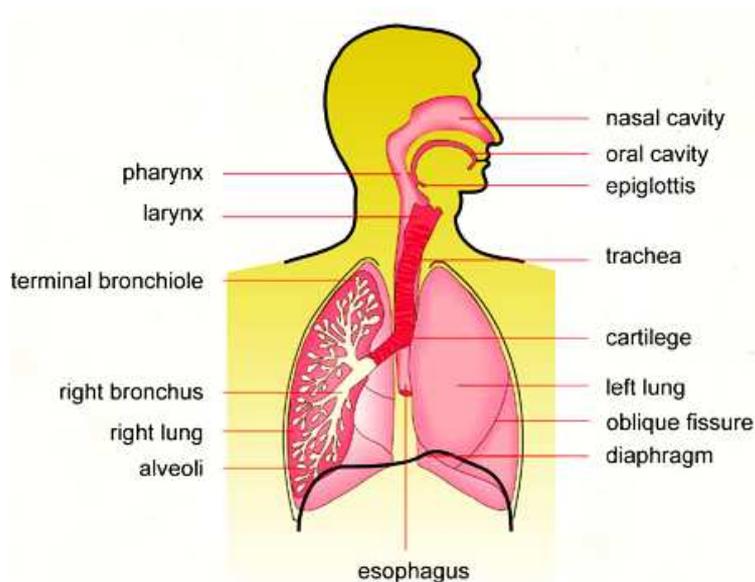


FIGURE 1.1 – Illustration des voies aériennes humaines (tirée du site *The Visual Dictionary* : <http://www.infovisual.info>).

vocaux. La circulation de l'air entre les poumons et l'extérieur est réalisée grâce aux mouvements du diaphragme et aux contractions et relâchements des muscles de la cage thoracique. Cette ventilation se fait ainsi dans un mouvement de va-et-vient correspondant alternativement à l'inspiration et à l'expiration. Sauf pour des cas atypiques, la phonation intervient durant la phase d'expiration.

1.1.1.2 Le larynx

Le larynx est l'organe qui fait la jonction entre la trachée et le pharynx. Il se situe dans la gorge et remplit trois fonctions. La première est respiratoire puisque qu'il est le premier organe des voies aériennes supérieures. Ensuite, il joue un rôle dans la déglutition en bloquant l'accès aux poumons pour les aliments en cas « fausse route », *i.e.* un dysfonctionnement de l'épiglotte sensée diriger ces aliments vers le tube digestif. Enfin il abrite les plis vocaux et est donc le siège de la production des sons voisés qui implique la vibration des plis vocaux. Le larynx est composé de cartilages, de muscles et de muqueuses comme le montre la figure 1.2. Sur cette même figure, une coupe coronale d'un pli vocal montre que celui-ci est constitué de plusieurs couches de tissus musculaires, ligamentaires et muqueux, dont les propriétés sont différentes. La structure musculo-cartilagineuse autour des plis vocaux permet de faire varier

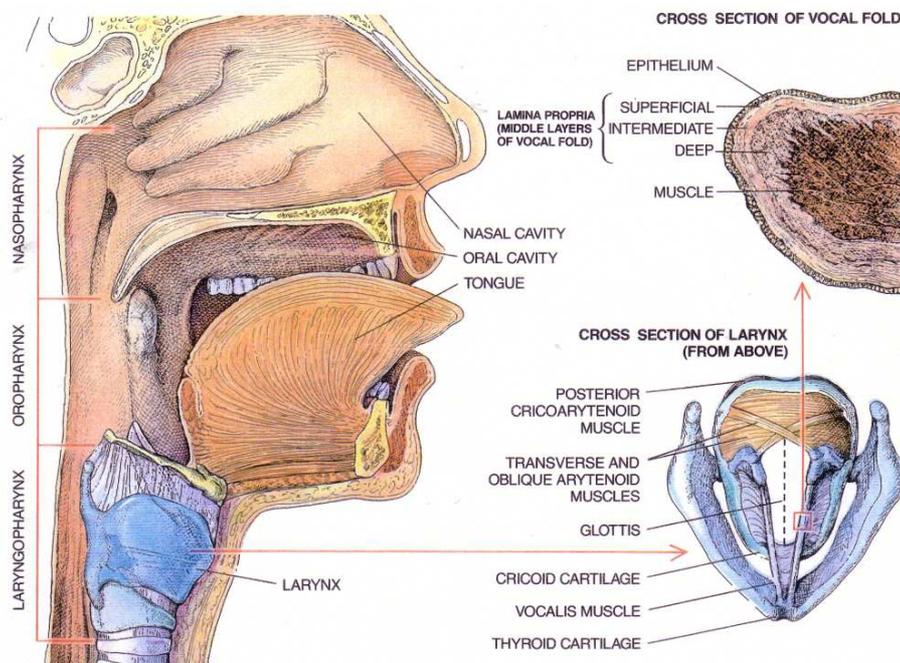


FIGURE 1.2 – Coupe médio-sagittale des voies aériennes supérieures humaines (à gauche), coupe axiale du larynx (à droite, en bas) et coupe coronale d'un pli vocal (à droite, en haut) tirées de Sataloff [107].

leur tension, leur position et l'espace compris entre ceux-ci, appelé la glotte. Lors de la production des sons voisés de la parole (comme les voyelles par exemple), c'est la vibration des plis vocaux qui constitue la source des ondes acoustiques.

1.1.1.3 Le conduit vocal

Le conduit vocal est la partie des voies aériennes supérieures située au dessus du larynx. Comme le montre la figure 1.2, il est localisé dans la tête et constitué du pharynx et de deux cavités résonnantes séparées par le palais : la cavité orale (ou buccale) et la cavité nasale. Lorsque les plis vocaux vibrent, les ondes acoustiques générées se propagent dans ces cavités qui agissent comme un résonateur acoustique. La géométrie du conduit vocal influe ainsi sur les fréquences résonnées et sur le signal acoustique de parole émis. Pour un individu, la forme de la cavité nasale est invariable. En revanche la forme de la cavité orale peut être modifiée grâce à plusieurs articulateurs comme la langue, les lèvres ou la mâchoire. Le voile du palais (ou vélum) situé à l'extrémité du palais dur est constitué d'une membrane et d'un muscle et joue le rôle de clapet entre ces deux cavités. Selon sa position, il permet soit d'obturer la cavité nasale, soit d'obturer la cavité orale ou soit de relier les deux cavités. Certains sons de la parole (comme les consonnes fricatives par exemple) sont produits dans le conduit vocal et n'implique pas la vibration des plis vocaux.

L'appareil phonatoire humain permet de générer une grande variété de sons. En contrôlant simultanément et de façon dynamique la pression pulmonaire, les propriétés des plis vocaux et la configuration géométrique du conduit vocal, un locuteur peut produire l'ensemble des voyelles et des consonnes qui constituent un langage.

1.1.2 Observations et mesures en contexte *in-vivo*

Afin de mieux comprendre les mécanismes de la production de la parole, une des premières démarches consiste à réaliser des observations et des mesures sur des sujets vivants ou des tissus excisés. Les informations recueillies permettent de caractériser des fonctionnements généraux, qui s'appliquent à tous les locuteurs, et de mettre en évidence des variabilités intra-locuteur et inter-locuteur.

1.1.2.1 Oscillations des plis vocaux

Les oscillations des plis vocaux sont la source des sons voisés et ont ainsi fait l'objet de nombreux travaux qui reposent sur des études de l'anatomie des plis vocaux [48, 54, 126, 127]. Les propriétés physiques des tissus des plis vocaux peuvent être analysées à partir de larynx excisés [66]. Afin de mieux lier ces propriétés des plis vocaux avec leur comportement oscillatoire, il convient de mesurer les propriétés

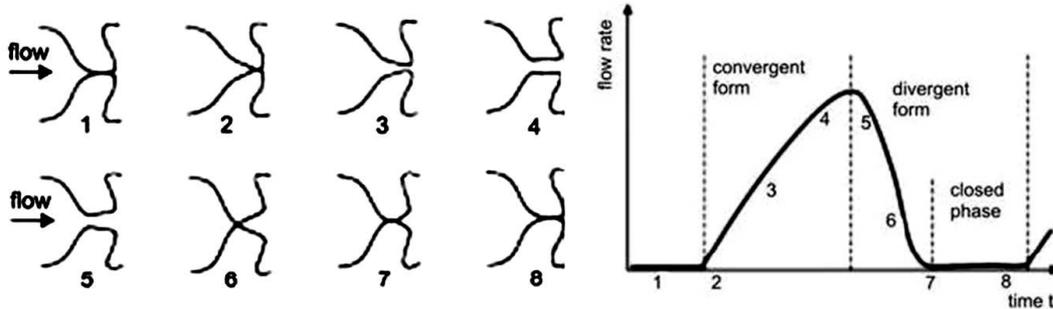


FIGURE 1.3 – Illustration des mouvements des plis vocaux dans le plan coronal durant un cycle glottique (à gauche) et débit glottique correspond, en fonction du temps (à droite) (tiré de Hirano et al. [55]).

visco-élastiques des tissus provenant de larynx de canidés [10] ou humains [25]. Ces études ont permis de mettre en évidence le caractère semi-contrôlé des oscillations des plis vocaux. En effet, ces oscillations résultent de l'interaction entre l'écoulement d'air venant des poumons et la structure bio-mécanique formée par les tissus des plis vocaux. En revanche, le système nerveux central permet de contrôler les caractéristiques des oscillations en modifiant la position et les propriétés des plis vocaux.

Ainsi, pour produire un son voisé, un locuteur doit tout d'abord positionner ces plis vocaux de façon à former une constriction au bout de la trachée, permettant ainsi de pouvoir augmenter la pression pulmonaire, ou pression subglottique. Lorsqu'une certaine pression, appelée pression de seuil de la phonation et typiquement de 300Pa^* , est atteinte, les plis vocaux entrent en auto-oscillation et ces oscillations durent tant que la pression pulmonaire est maintenue. La fréquence, typiquement d'environ 100Hz^* , ainsi que l'amplitude et le timbre des oscillations sont dépendants des propriétés des plis vocaux. D'une manière générale, la tension des plis vocaux joue un rôle prédominant dans le contrôle de la fréquence des oscillations, tandis que la pression subglottique influe plus majoritairement sur leur amplitude. La position des plis vocaux à l'intérieur du larynx et notamment l'ouverture entre eux, à également une grande influence sur les caractéristiques des auto-oscillations. Malgré la grande variété des oscillations qu'il est possible de produire, les plis vocaux gardent généralement un mouvement caractéristique pendant un cycle glottique, correspondant à une période des oscillations. Les différentes étapes de ce mouvement dans le plan coronal sont illustrées sur la figure 1.3.

L'association des plis vocaux et de l'écoulement glottique forme un système dynamique qui peut être analysé fréquentiellement. La réponse de la structure, constituée des plis vocaux, permet de déterminer ses résonances mécaniques. Les fréquences des oscillations des plis vocaux lors de la phonation sont généralement proches des fré-

*. cf. tableau 2.1

quences de résonance mécanique. Des mesures réalisées sur des sujets vivants et des larynx excisés permettent de déterminer des propriétés mécaniques pour les plis vocaux [67].

Les observations des oscillations des plis vocaux ont fourni une description plus fine des mouvements des tissus. Différentes techniques issues du milieu médical ont été mises en œuvre pour visualiser ces oscillations. Elles peuvent être non-invasives, en utilisant un système d'imagerie externe [106], ou impliquer l'emploi d'un endoscope pour obtenir une visualisation directe des plis vocaux [89]. Ces méthodes restent contraignantes et la visualisation des plis vocaux en oscillation requière l'emploi d'une caméra ultra-rapide ou de techniques basées sur la stroboscopie pour obtenir une description fine des mouvements dans le temps. Des alternatives ont été proposées, comme la vidéokymographie [118] qui permet d'avoir, à partir d'une caméra standard, une visualisation très rapide des mouvements des plis vocaux mais dans une seule dimension (acquisition d'une seule ligne avec les pixels du capteur). Outre la visualisation des oscillations des plis vocaux, ces techniques permettent également d'estimer les propriétés mécaniques des tissus [119]. L'électroglottographie (EGG) [26] s'appuie sur la conduction électrique dans le larynx, mesurée grâce à deux électrodes placées sur la gorge du sujet, et qui varie en fonction de l'ouverture de la glotte. Cette technique permet de mettre en évidence différents comportements des plis vocaux qui peuvent être caractérisés à partir du signal EGG ou de sa dérivée DEGG [53].

Le choix de la technique utilisée pour obtenir des données sur les mouvements des plis vocaux lors de la phonation est largement déterminé par le type de phénomène que l'on souhaite étudier. Néanmoins, ces techniques apparaissent souvent complémentaires et sont également associées à d'autres systèmes de mesure, notamment d'écoulement et acoustique.

1.1.2.2 Mesures d'écoulements

Les oscillations des plis vocaux résultent de l'interaction entre les tissus du larynx et l'écoulement glottique. Dès lors, les propriétés de cet écoulement ont une influence directe sur la nature des oscillations et les mouvements des plis vocaux. Les données caractéristiques mesurées lors des oscillations des plis vocaux sont généralement des quantités de pression, de vitesse et de débit. Certaines études réalisées sur des locuteurs fournissent des données sur les signaux de pression et de débit durant la phonation [30, 59] ou s'intéressent plus particulièrement aux pressions de seuil de la phonation [100]. Réaliser des mesures d'écoulements sur des sujets vivants reste une tâche difficile. En effet, les dispositifs sont souvent inconfortables pour les sujets et les contraintes sur le positionnement des instruments de mesure sont fortes. De plus, les différents capteurs peuvent venir perturber la mesure et les conditions expérimentales sont difficilement contrôlables, ce qui pose problème pour la répéta-

bilité et la reproductibilité des mesures. Afin de mieux maîtriser les conditions des expériences, des mesures d'écoulements ont été réalisées sur des larynx excisés humains [19] et de canidés [5]. Des techniques avancées comme la PIV (Particle Image Velocimetry) ont également été utilisées pour réaliser, en laboratoire, des mesures de vitesse sur des écoulements dans des tissus biologiques [91].

1.1.2.3 Mesures acoustiques

Le système phonatoire humain permet de produire une grande variété de signaux acoustiques. Les différents sons perçus sont liés aux résonances des multiples cavités présentes dans l'appareil phonatoire. Les propriétés acoustiques des organes intervenant dans la production de parole ont une grande influence sur la nature des ondes acoustiques générées. Ainsi des mesures d'impédance acoustique ont été réalisées pour le système sous-glottique (poumons, trachée) sur des patients laryngectomisés [65], ou des poumons excisés [62], et pour le conduit vocal [73]. Les propriétés acoustiques du système phonatoire dépendent essentiellement de la configuration géométrique de celui-ci. C'est pourquoi les mesures acoustiques sont souvent couplées à des dispositifs d'imagerie comme l'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) [120].

1.1.2.4 Pathologies

Les mesures et les observations des plis vocaux lors de la phonation normale permettent de mettre en évidence des comportements réguliers. Les mécanismes physiques liés à la production de parole sont aujourd'hui bien compris et les recherches actuelles tendent à étudier l'impact d'anormalités sur la phonation. En effet certaines pathologies, pouvant notamment affecter les plis vocaux peuvent venir perturber le fonctionnement de l'appareil phonatoire [22]. D'origine nerveuse, la paralysie d'un ou des deux plis vocaux entraîne une altération des sons voisés, voire l'incapacité de les produire. Des pathologies d'origines diverses modifient également les propriétés des tissus et la géométrie du conduit glottique. La figure 1.4 présente des photographies des cas pathologiques les plus fréquents :

- Les polypes, situés généralement au milieu des plis vocaux, sont le résultat d'irritations liées aux collisions prolongées et répétées entre les tissus. Ils apparaissent ainsi le plus souvent symétriquement sur les deux plis vocaux.
- Les granulomes sont des réactions inflammatoires souvent situées sur la partie postérieure des plis vocaux, près de la jonction avec les cartilages aryténoïdes.
- Les kystes sont des lésions bénignes dues à l'accumulation de liquide.
- Les œdèmes de Reinke sont dus à un épaississement de la couche supérieure des plis vocaux (aussi appelée espace de Reinke).

Pour des cas pathologiques sévères, il arrive qu'une ablation du larynx soit pratiquée. Privés de source glottique, les patients laryngectomisés doivent continuer à

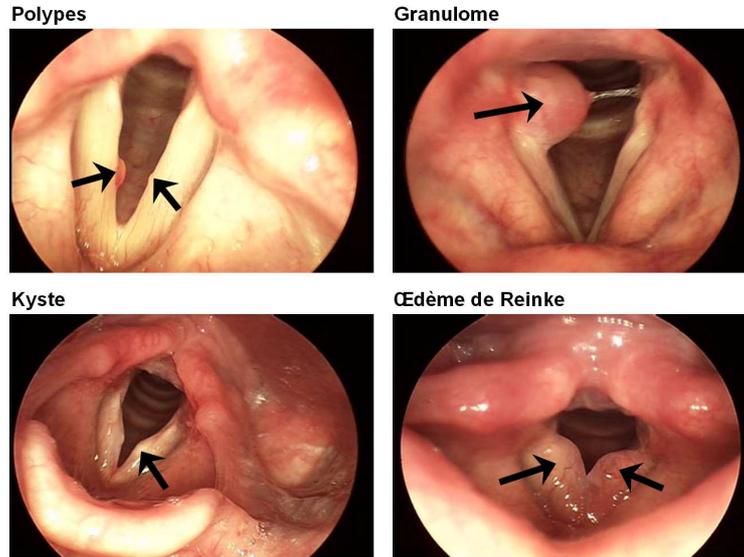


FIGURE 1.4 – Photographies de plis vocaux présentant des pathologies : polypes, granulome, kyste et œdème de Reinke (tirées du site du *Voice and Swallowing Institute* : <http://www.nyee.edu/cfv.html>).

parler en utilisant d'autres sources acoustiques dans l'appareil phonatoire. Néanmoins, les avancées techniques permettent d'améliorer le confort des patients après une laryngectomie, en plaçant dans la trachée une prothèse remplissant la fonction phonatoire des plis vocaux [132]. Cette alternative implique l'interaction entre une structure artificielle et l'appareil phonatoire pour créer des oscillations. Ce type de problématique nécessite une description physique des mécanismes de la production des sons voisés de la parole.

Ainsi, outre la synthèse de parole et l'étude de la voix chantée, les cas pathologiques constituent une application majeure de la modélisation physique de la phonation.

1.1.3 Modélisation physique de la phonation

Les analyses expérimentales de l'appareil phonatoire humain montrent que celui-ci est un système complexe de production de signaux acoustiques. Une description du processus de phonation avec des quantités physiques et physiologiques permet de mieux comprendre les mécanismes de la production de sons voisés et de tenter de les reproduire artificiellement. La modélisation physique de la phonation repose donc sur une représentation physique des différentes parties de l'appareil phonatoire et propose d'interpréter la production de sons voisés comme le résultat de l'instabilité du système dynamique, formé par les plis vocaux et l'écoulement glottique, couplé avec des résonateurs acoustiques. Cette interprétation est donc basée

sur l'interaction entre les plis vocaux et l'écoulement glottique qui, sous certaines conditions, engendre les oscillations glottiques. Cette modélisation nécessite une description mécanique de la structure représentant les plis vocaux, une description de l'écoulement dans les voies aériennes supérieures, une description de la propagation des ondes acoustiques et une description des mécanismes d'interactions. Ces sous-problèmes peuvent être traités isolément et avoir des degrés de complexité différents. Néanmoins, leur mise en interaction implique d'avoir une certaine cohérence entre les hypothèses, les approximations et les incertitudes associées aux différents sous-modèles. Cette approche permet ainsi avec des théories relativement simples d'avoir une modélisation des oscillations des plis vocaux pertinente avec la réalité physiologique de ce phénomène [64]. De plus, cette modélisation s'applique à des phénomènes analogues, comme les oscillations des lèvres des joueurs d'instruments à vent de la famille des cuivres [41].

La partie qui suit donne un aperçu des différents modèles physiques appliqués à la phonation. Ces modèles sont décrits plus en détails dans le chapitre 2.

1.1.3.1 Modélisation des plis vocaux

Dans la modélisation physique de la phonation, les plis vocaux sont représentés par une structure mécanique capable d'entrer dans un régime oscillatoire. En première approximation, les plis vocaux peuvent être considérés comme un système « masse-ressort » sur lequel s'exerce les forces de pression liées à l'écoulement glottique. Ce système accepte généralement deux degrés de liberté afin d'obtenir une reproduction pertinente des mouvements des plis vocaux observés *in-vivo* (cf. figure 1.3). Cette représentation, adoptée par Ishizaka and Flanagan [64], offre la possibilité de contrôler les oscillations du système mécanique avec peu de paramètres et se retrouve donc à la base de nombreux travaux sur les mouvements des plis vocaux ou des lèvres des joueurs de trompette [2]. Des analyses théoriques du modèle à deux masses [81] ou de modèles dérivés [16] permettent de caractériser les propriétés du système dynamique représentant les plis vocaux en termes d'équilibre et d'instabilité. Des observations expérimentales montrent que le mouvement des plis vocaux est essentiellement lié aux déformations des couches supérieures des tissus. Ces mouvements superficiels peuvent être modélisés par des oscillateurs plus théoriques (« mucosal wave model » [125]) dont les caractéristiques sont similaires à celles des plis vocaux. Cette théorie est particulièrement intéressante pour étudier les conditions nécessaires aux changements d'états (repos, régimes d'oscillation, ...) des plis vocaux [82, 83].

Pour affiner la description des mouvements des plis vocaux avec les modèles distribués, le nombre d'éléments mécaniques (masse, ressort, amortissement) peut être augmenté. Néanmoins, cette solution génère un nombre croissant de paramètres à contrôler. De plus, cette approche est finalement assez éloignée de la physiologie

du larynx même si elle permet d'obtenir des signaux glottiques réalistes. Ainsi, les modèles continus [20] apportent une description des plis vocaux plus en accord avec la réalité physiologique car les tissus des plis vocaux sont considérés comme une membrane déformable [93]. D'autres alternatives aux modèles distribués ont été proposées, comme celle basée sur des poutres bi-articulées [99].

Les évolutions technologiques offrent maintenant la possibilité de réaliser des modélisations précises et en trois dimensions du larynx [36]. Cependant, les oscillations des plis vocaux se font en interaction avec l'écoulement glottique dont la modélisation doit être cohérente avec celle de la structure représentant les plis vocaux.

1.1.3.2 Modélisation d'écoulement

La modélisation de l'écoulement glottique doit permettre d'estimer les forces de pression sur les plis vocaux et le débit d'air qui passe par l'ouverture glottique. Lors de la phonation, les plis vocaux forment une constriction qui implique la séparation de l'écoulement qui forme ainsi un jet en sortie de la glotte [23]. La position à laquelle l'écoulement se détache de la paroi dépend à la fois de la géométrie glottique et de la vitesse de l'écoulement. Cette position a une grande influence sur la détermination de la pression dans la constriction glottique mais relativement moindre sur la détermination du débit. La séparation est un phénomène non-linéaire [111] dont la modélisation est coûteuse en calculs. Pour les modèles physiques utilisant des modèles mécaniques de plis vocaux relativement simples, la géométrie glottique est généralement très simplifiée et approximée par un canal droit. Les modèles d'écoulement qui leur sont associés sont en conséquence également simplifiés et prennent comme hypothèse que la séparation intervient au col de la constriction.

Des modélisations basées sur le modèle à deux masses proposent d'utiliser une géométrie glottique plus cohérente avec la réalité physiologique en considérant que le canal glottique peut prendre des configurations convergentes et divergentes [96]. Dans ce cas, le point de séparation devient mobile mais celle-ci peut être approximée en utilisant un critère géométrique [80]. Des prédictions plus fines de cette position peuvent être apportées par une modélisation de l'écoulement glottique basée sur la théorie des couches limites [95]. Cette approche permet également une description plus précise des profils de pression sur les parois des plis vocaux [57, 139].

L'évolution des modèles mécaniques des plis vocaux et l'application des modèles physiques pour des phonations atypiques, comme dans les cas pathologiques, impliquent d'avoir des modèles d'écoulement utilisant moins d'hypothèses simplificatrices. L'emploi de méthodes numériques pour résoudre les équations de Navier-Stokes permet d'obtenir des descriptions plus détaillées des propriétés des écoulements [52] et notamment du phénomène de séparation [7].

Plus récemment, des modèles de turbulence ont été utilisés pour la simulation d'écoulements glottiques [117] et paraissent plus adaptés pour modéliser le jet en

aval de la constriction glottique [8] et ses conséquences sur l'acoustique du conduit vocal [50].

1.1.3.3 Modélisation acoustique

La propagation des ondes acoustiques, générées par les oscillations des plis vocaux, dans l'appareil phonatoire a une grande influence sur les propriétés des sons qui résultent de la phonation. Une vision simplifiée des aspects acoustiques de la phonation consiste à considérer que le conduit vocal agit comme un filtre sur le signal acoustique généré par la source glottique [44]. Compte-tenu de la configuration géométrique du conduit vocal, la propagation acoustique est généralement considérée comme unidimensionnelle et linéaire [69, 92]. La description des cavités résonantes comme la succession de tubes de différentes sections permet en outre de faire une analogie électrique avec les lignes de transmission et d'obtenir des propriétés fréquentielles cohérentes par rapport à celles mesurées pour la parole. Les approximations réalisées pour la propagation acoustique, mais également pour le rayonnement aux lèvres, sont pertinentes pour la phonation normale car la fréquence fondamentale des oscillations est relativement basse. En revanche, certaines hypothèses ne sont plus forcément valables pour des fréquences plus élevées, comme lors de la production de fricatives ou de voix chantée par exemple, pour lesquelles il convient de tenir compte des modes de propagation transverses [98].

La décomposition « source+filtre » pour la production de sons voisés a également ses limites. En effet, des études montrent qu'il existe un couplage acoustique entre la source des oscillations et les résonateurs. Pour les oscillations des lèvres d'un joueur de cuivre, ce couplage peut être très fort [32] alors que pour les oscillations des plis vocaux, il semble avoir moins d'effet. L'utilisation de modèles physiques offre l'avantage de pouvoir facilement tenir compte de ce phénomène et d'en étudier l'impact sur les oscillations [79].

Comme pour la modélisation de l'écoulement glottique, la prise en compte de la turbulence permet d'étendre le champ des recherches sur les sons de la parole, et notamment de réaliser une modélisation physique de la production des fricatives [103].

1.1.3.4 Synthèse par modèle physique

Le but premier de la modélisation physique de la phonation n'est pas nécessairement la synthèse de voix, ou plus particulièrement de parole, qui peut être réalisée par des techniques de type « traitement du signal » fournissant souvent une meilleure qualité perceptuelle pour un moindre coût de calcul. Néanmoins, la synthèse par modèle physique permet de juger de la pertinence de la prise en compte des différents phénomènes sur le signal acoustique final. A partir de différents jeux

de paramètres, en relation directe avec des données physiologiques, les modèles physiques permettent de synthétiser des voix associées au genre du locuteur [85] ou à des cas pathologiques [104]. La synthèse de voix par modèle physique est ainsi particulièrement adaptée à la conception de prothèse de plis vocaux [80].

1.1.4 Observations et mesures en contexte *in-vitro*

La modélisation physique de la phonation repose sur un certain nombre d'hypothèses qu'il convient de vérifier expérimentalement. Cependant, les mesures *in-vivo* sont généralement difficiles à réaliser et posent des problèmes quant à la maîtrise des conditions expérimentales. Une alternative consiste à utiliser des maquettes pertinentes avec les caractéristiques de l'appareil phonatoire humain et adaptées à la mesure des quantités souhaitées. De plus, cette approche d'expérimentations *in-vitro* offre la possibilité d'étudier isolément des phénomènes corrélés lors du processus de phonation chez l'Homme.

1.1.4.1 Maquettes rigides

Des maquettes rigides sont utilisées pour réaliser des mesures dans des écoulements car elles permettent de maîtriser précisément la géométrie expérimentale et facilitent la mise en place d'instruments de mesure. Ce type de maquettes est généralement employé pour l'étude de l'écoulement glottique et permet ainsi d'avoir des données de pression et de débit pour des écoulements dans des répliques rigides de larynx [109]. L'influence de la géométrie des plis vocaux sur la pression dans la glotte peut être testée à l'aide de différentes répliques rigides [108]. Les formes des répliques rigides de plis vocaux peuvent ainsi correspondre aux différentes phases du cycle glottique et aussi recréer des conditions adaptées à l'étude du phénomène de séparation de l'écoulement [97, 110]. Ce phénomène peut également être mis en évidence par des clichés comme le montre la figure 1.5. Outre la maîtrise des conditions expérimentales, ces maquettes rigides offrent la possibilité de générer des écoulements stationnaires, permettant ainsi de réaliser des mesures de profils de vitesse avec un fil chaud [6]. Des mesures de vitesse ont également été réalisées avec la technique de PIV [42, 43, 113].

La majorité des modélisations de l'écoulement glottique, et de leur validations *in-vitro*, s'appuie sur l'hypothèse que l'écoulement entre les plis vocaux est quasi-stationnaire. Celle-ci permet de considérer que les propriétés de l'écoulement glottique dépendent uniquement des conditions (pression subglottique, géométrie glottique, ...) instantanées et non pas de leurs variations temporelles. Elle rend en outre pertinente l'étude expérimentale de l'écoulement glottique avec des répliques rigides et statiques de plis vocaux. Néanmoins, des études proposent une validation expérimentale de cette approximation de quasi-stationnarité en s'appuyant sur des mesures

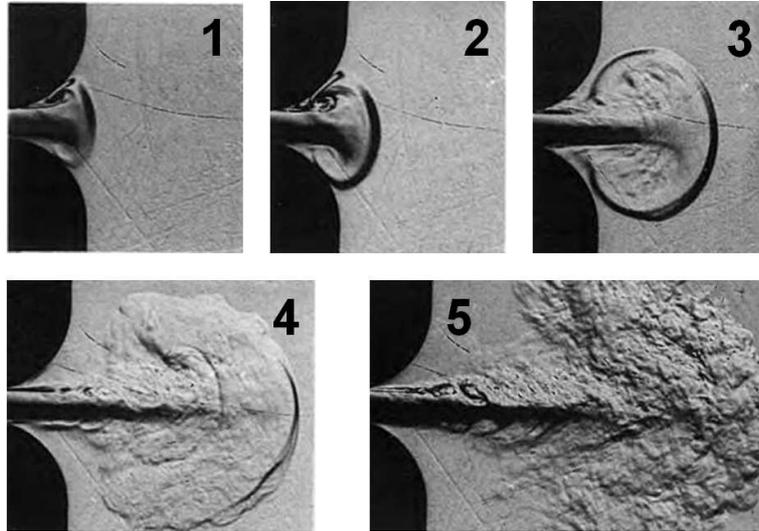


FIGURE 1.5 – Visualisation d’écoulement pulsé entre deux répliques rigides de plis vocaux réalisée avec la méthode Schlieren (tirée de Pelorson et al. [96]).

réalisées dans des écoulements instationnaires [139, 142]. L’emploi de répliques rigides de plis vocaux entraînées mécaniquement permet de générer des écoulements avec des conditions variant dans le temps et d’obtenir des mesures dynamiques des propriétés de ces écoulements [9, 71]. Cette approche offre également la possibilité d’étudier plus en détails les phénomènes aéroacoustiques intervenant lors de la phonation [18]. En effet, certaines caractéristiques de l’écoulement glottique ne peuvent pas être reproduites en laboratoire avec un dispositif statique. Typiquement, l’évaluation *in-vitro* de l’influence de la collision des plis vocaux sur l’écoulement glottique nécessite un dispositif permettant une fermeture complète de la constriction, formée par des répliques rigides de plis vocaux, sur une certaine durée [40].

Enfin les maquettes rigides ne sont pas exclusivement utilisées pour reproduire les plis vocaux et peuvent également servir à la validation des modèles de turbulence [51].

1.1.4.2 Maquettes déformables

Les répliques rigides permettent de focaliser les analyses sur l’écoulement en occultant la réaction aux forces de pression de la structure représentant les plis vocaux. Pour reproduire *in-vitro* la structure mécanique des tissus des plis vocaux, des travaux proposent d’utiliser des répliques déformables généralement constituées d’une poche de latex remplie d’eau [129] ou en caoutchouc [122]. Ces répliques permettent de réaliser un système d’interaction fluide/structure capable de générer des auto-oscillations comparables à celles des plis vocaux ou à celles des lèvres d’un joueur de

trombone [32]. Ce type de dispositif offre la possibilité d'étudier en laboratoire les caractéristiques d'un tel système, comme les pressions de seuil associées au démarrage et à l'arrêt des oscillations, ou la fréquence des oscillations [138]. De plus, de nombreuses conditions peuvent être contrôlées permettant ainsi de tester l'influence sur les caractéristiques des oscillations, de différents paramètres, comme les propriétés mécaniques des répliques déformables, les conditions géométriques, ou le couplage acoustique [105]. Des mesures et des visualisations d'écoulement ont également été réalisées avec des répliques déformables, notamment grâce à la technique PIV [131]. Des dispositifs incluant des répliques déformables permettent de réaliser des études spécifiques, comme la caractérisation d'anches en silicone destinées à servir de prothèse dans le larynx [133] ou comme l'investigation sur l'influence aéroacoustique des bandes ventriculaires sur les oscillations des plis vocaux [17].

1.2 Modèles Physiques

1.2.1 Dépendance vis-à-vis des paramètres

Les modèles physiques permettent de simuler la plupart des mécanismes intervenant dans la phonation. Lors de la production de parole, un locuteur contrôle, consciemment ou inconsciemment, l'ensemble des organes de l'appareil phonatoire et crée des variations rapides de leurs propriétés [47]. L'approche classique qui consiste à représenter les plis vocaux avec un système « masse-ressort » permet d'obtenir une structure mécanique capable de reproduire les oscillations des plis vocaux. Cependant, les plis vocaux ne sont pas constitués de masses et de ressorts et il apparaît donc difficile de calquer directement le schéma de contrôle des modèles mécaniques sur celui des plis vocaux par le système nerveux. Des études proposent un contrôle physiologique des paramètres mécaniques des modèles distribués des plis vocaux en établissant des relations entre l'activation des muscles du larynx et les propriétés mécaniques des tissus des plis vocaux [15, 128]. Néanmoins, les modèles distribués sont une approximation de la structure des plis vocaux avec un nombre de paramètres limité et il convient donc de connaître leur sensibilité aux variations de ces paramètres [29, 112]. Pour avoir une description plus fine des plis vocaux, la complexité des modèles mécaniques distribués peut être augmentée. Cette option engendre un nombre croissant de paramètres qui doivent être déterminés. Leur détermination peut alors être réalisée par une analyse dynamique des modèles [141] ou à partir d'autre modélisation, comme avec la méthode des éléments finis [37].

1.2.2 Inversion de modèle

La pertinence d'une modélisation d'un phénomène vis-à-vis du phénomène lui-même dépend largement des paramètres d'entrée et de contrôle, et des conditions qui

sont utilisés. D'autre part, la modélisation a pour but de prédire l'état d'un système à partir des conditions qui lui sont appliquées et de la description des mécanismes qui le régissent. L'inversion d'un modèle consiste à chercher les conditions qui ont engendré un état particulier du système.

Dans le domaine de la parole, la problématique d'inversion porte essentiellement sur l'estimation du signal de débit glottique ou de la forme du conduit vocal à partir du signal de parole. Ces opérations réalisées généralement par filtrage inverse [12, 46, 102] permettent d'obtenir de manière indirecte des données importantes sur la source glottique. Néanmoins, cette technique a ses limites car elle repose sur une approximation « source+filtre » de la production des sons voisés [44] alors que la prise en compte du couplage acoustique entre le conduit vocal et les oscillations des plis vocaux apparaît comme primordiale dans la modélisation physique de la phonation.

En ce qui concerne les modèles physiques, des travaux s'intéressent par exemple à l'inversion de modèle de propagation acoustique ou à l'inversion de modèles d'instruments de musique pour retrouver les commandes du musicien [56]. L'inversion peut être appliquée aux modèles d'écoulement pour déduire des propriétés physiques, comme l'élasticité d'une artère [76], ou des conditions géométriques, comme l'ouverture glottique [94].

1.2.3 Vers plus de complexité

Avec l'évolution des puissances et des méthodes de calcul, les modèles physiques appliqués à la phonation tendent à devenir plus complexes. Des modèles plus sophistiqués permettent de prendre en compte des phénomènes négligés, ou approximatés, dans des modèles plus simples. Ainsi, des méthodes numériques permettent de produire des modèles en trois dimensions des plis vocaux et d'étudier les déformations de ces structures d'un point de vue externe [37] ou interne [63]. Ces méthodes apportent également davantage de détails dans la description de l'écoulement glottique, notamment avec des modèles de géométrie glottique en trois dimensions [35]. La modélisation de l'interaction fluide/structure entre l'écoulement glottique et les plis vocaux tire donc avantage des solutions numériques apportées pour la résolution d'équations complexes [39, 113, 123] et peut s'appuyer sur des travaux similaires dans des domaines connexes, comme la modélisation des tubes collabables avec des écoulements stationnaires [86] et instationnaires [87, 88]. Ces évolutions permettent ainsi de mieux caractériser la source glottique et les ondes acoustiques générés par celle-ci [143].

1.3 Objectifs et plan de thèse

Les travaux présentés dans cette thèse concernent la modélisation physique des différents mécanismes à l'origine des oscillations des plis vocaux et qui contribuent à la production des signaux acoustiques constituant les sons voisés de la parole. Les différentes théories mises en œuvre sont testées expérimentalement grâce à des mesures *in-vitro* réalisées sur des répliques dont les caractéristiques sont comparables à celles de l'appareil phonatoire humain.

La possibilité d'inverser les relations entre les sous-modèles physiques, couplés dans la modélisation globale du système d'interaction fluide/structure entre l'écoulement glottique et les plis vocaux, est étudiée afin d'estimer des quantités difficilement mesurables dans un contexte *in-vivo* et de caractériser des paramètres des modèles. En effet, dans un contexte clinique, l'inversion des modèles physiques de phonation pourrait conduire, dans une échéance à long terme, au développement de techniques de mesure *in-vivo* non-invasives. En outre, ces modèles inverses pourraient être utilisés pour déterminer des paramètres dépendants des individus, notamment pour des cas pathologiques. Ce type d'applications requiert une certaine précision dans la modélisation directe des phénomènes physiques intervenant lors de la phonation pour obtenir une inversion fiable. L'expérimentation *in-vitro* apparaît comme un outil incontournable pour juger la pertinence des modèles physiques directs et inverses.

A la suite de ce chapitre d'introduction qui a permis de préciser le contexte de cette thèse, le chapitre 2 apporte une description plus détaillée des théories utilisées dans la modélisation physique de la phonation et sur lesquelles s'appuient les travaux présentés dans les chapitres suivants. Le chapitre 3 présente des travaux concernant l'étude expérimentale et la modélisation de l'influence de différentes conditions sur les oscillations de répliques déformables de plis vocaux. Le chapitre 4 porte sur l'inversion des modèles simplifiés de l'écoulement glottique. Enfin, le chapitre 5 concerne la mise en œuvre d'une modélisation basée sur la méthode des éléments finis pour obtenir une description plus fine des propriétés de l'écoulement glottique.

Chapitre 2

Modélisation physique de la Phonation

Dans ce chapitre, les différentes théories physiques associées à la modélisation physique de la phonation sont présentées de façon plus détaillée.

2.1 Description Théorique

La modélisation de la phonation par une approche physique permet de mettre en évidence les phénomènes à l'origine des oscillations auto-entretenuës des plis vocaux observées dans un contexte *in-vivo*. Les plis vocaux et le flux d'air traversant l'ouverture entre ces deux plis interagissent et forment un système qui, sous certaines conditions, peut devenir instable, provoquant ainsi des auto-oscillations. Cette interaction fluide/structure est la base de la génération d'ondes acoustiques qui se propagent dans le conduit vocal pour devenir les sons voisés de la parole, *i.e.* les signaux perçus.

La figure 2.1 présente une description schématique de la modélisation physique de la phonation décomposée en trois éléments interagissant. En effet, la modélisation de la phonation peut être divisée en trois sous-problèmes qui relèvent de domaines distincts de la physique. Tout d'abord, la modélisation de l'écoulement glottique, qui fait appel à la mécanique des fluides, permet d'estimer les forces de pression qui s'exercent sur les plis vocaux. La représentation des plis vocaux par une structure mécanique permet d'évaluer les déformations géométriques du canal glottique qui vont perturber l'écoulement. Enfin le conduit vocal agit comme un résonateur acoustique qui va amplifier certaines fréquences des ondes générées par les oscillations des plis vocaux. Le conduit vocal exerce également une influence sur la source glottique.

Dans ce chapitre, des modèles simplifiés sont présentés pour chaque sous-problème intervenant dans la modélisation physique de la phonation : mécanique, fluide et acoustique.

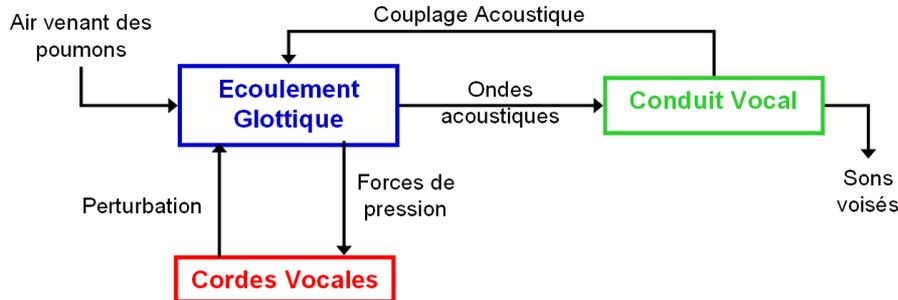


FIGURE 2.1 – Description schématique de la modélisation physique de la phonation.

2.2 Modèles mécaniques distribués

Les modèles mécaniques distribués reposent sur l'assemblage d'éléments mécaniques simples tels que des masses, des résistances et des ressorts. Les systèmes composés de tels éléments permettent de modéliser les comportements mécaniques des plis vocaux en utilisant un nombre limité de paramètres de contrôle. Cette approche simplifiée offre l'avantage d'être peu coûteuse en temps de calcul tout en permettant de reproduire des comportements complexes. De plus, ces modèles distribués sont facilement implémentables numériquement et permettent ainsi une analyse simplifiée de leurs comportements lorsqu'ils sont inclus dans un modèle d'interaction fluide/structure.

2.2.1 Modèle à une masse

Ce modèle est la représentation la plus simple pour modéliser le comportement mécanique des plis vocaux [45]. Le système mécanique représentant chaque pli vocal est composé d'une masse m reliée à la paroi par un ressort de raideur k et un amortissement r comme le montre la figure 2.2. Ce modèle à un degré de liberté autorise uniquement le mouvement des plis vocaux dans la direction perpendiculaire à celle de l'écoulement. La géométrie associée à ce système mécanique (arrondie sur la figure 2.2) est importante car elle intervient directement dans le calcul des forces de pression, F_p , exercées sur la paroi par l'écoulement glottique. Ainsi, pour le modèle à une masse, on vérifie :

$$m.\ddot{y} + r.\dot{y} + k.(y - y^0) = F_p \quad (2.1)$$

où y est la position de la masse et y^0 sa position initiale. Ce modèle présente néanmoins certaines limitations. Ainsi il ne permet pas de simuler des oscillations auto-entretenues sans couplage acoustique. Il paraît donc mieux adapté à la description des lèvres d'un joueur de trombone, comme dans [32], où il existe un couplage acoustique fort entre la source et le conduit en aval de celle-ci, que pour les oscillations

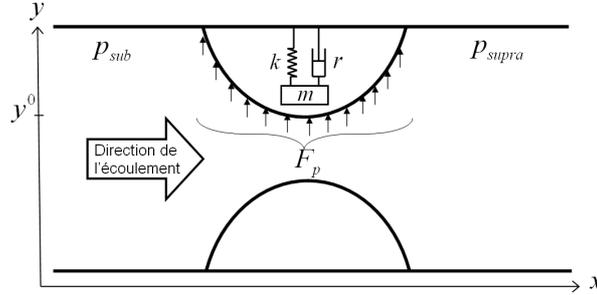


FIGURE 2.2 – Schéma d'illustration du modèle à une masse.

des plis vocaux pour lesquelles le couplage acoustique avec le conduit vocal joue un rôle certainement moins important même si celui-ci existe [130].

2.2.2 Modèle à deux masses

Le modèle à deux masses [64] permet d'avoir une représentation à deux degrés de liberté du comportement mécanique des plis vocaux. Ce modèle offre une description du mouvement des plis vocaux cohérente vis-à-vis des observations *in-vivo*, avec un nombre limité de paramètres. Chaque pli est en effet modélisé par deux oscillateurs couplés, comme le montre la figure 2.3, qui forment un système mécanique composé de deux masses m_1 et m_2 , deux ressorts de raideurs k_1 et k_2 , de deux amortissements r_1 et r_2 et d'un ressort de couplage de raideur k_c . Ainsi les mouvements des 2 masses vérifient :

$$m_1 \cdot \ddot{y}_1 + r_1 \cdot \dot{y}_1 + k_1 \cdot (y_1 - y_1^0) + k_c \cdot (y_1 - y_1^0 - y_2 + y_2^0) = F_{p1} \quad (2.2)$$

$$m_2 \cdot \ddot{y}_2 + r_2 \cdot \dot{y}_2 + k_2 \cdot (y_2 - y_2^0) + k_c \cdot (y_2 - y_2^0 - y_1 + y_1^0) = F_{p2} \quad (2.3)$$

où y_1 et y_2 sont les positions associées à chacune des masses. Dans cette représentation mécanique, les forces de pression qui s'exercent sur les parois sont réparties sur les 2 masses de sorte que deux termes F_{p1} et F_{p2} sont utilisés. On note que les positions initiales, y_1^0 et y_2^0 , des masses sont également des paramètres très importants car pour le modèle à deux masses, elles influent sur la convergence/divergence du canal glottique. L'utilisation de ce modèle est courante dans la littérature [38, 84, 90, 115] et différentes adaptations, notamment liées à l'écoulement glottique [96], lui ont été apportées. Malgré sa simplicité, le choix des paramètres qui alimentent ce modèle reste discuté selon que l'on cherche à reproduire un comportement particulier ou que l'on s'attache à utiliser des paramètres cohérents avec les propriétés des tissus. Une première démarche consiste à réduire au maximum le nombre de paramètres à déterminer pour obtenir une meilleure interprétation des résultats. Ainsi Lous et al. [80] proposent de réduire à cinq le nombre de paramètres en utilisant les mêmes

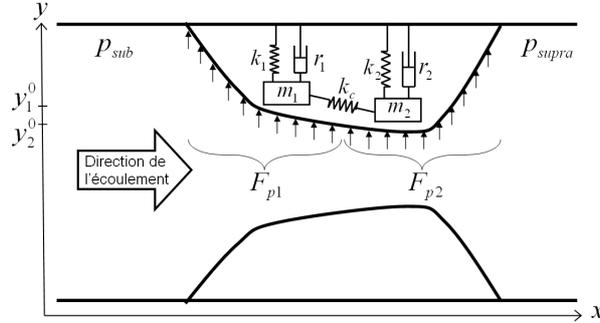


FIGURE 2.3 – Schéma d'illustration du modèle à deux masses.

paramètres pour les deux masses, *i.e.* $(m_1, r_1, k_1, y_1^0) \equiv (m_2, r_2, k_2, y_2^0)$. Pour des applications plus spécifiques, comme l'étude de pathologies, le modèle à deux masses offre la possibilité de recréer des comportements asymétriques comme le présente Ruty [104].

2.2.3 Modèle de collision

La collision des plis vocaux lors de la phonation est un phénomène qui reste difficile à modéliser. Ce choc entre les structures à des répercussions à la fois sur le modèle d'écoulement, avec la fermeture du canal glottique, et sur les propriétés du modèle mécanique. En outre, la collision des plis vocaux implique des déformations non-linéaires des tissus difficiles à prendre en compte dans la description géométrique de la glotte. Afin de prendre en compte ce phénomène, Pelorson et al. [96] proposent d'utiliser un critère *ad-hoc* sur la hauteur du canal glottique pour déterminer l'apparition de la collision. Lorsque la hauteur critique, h_c , est atteinte, le canal glottique est considéré comme fermé (débit glottique nul) et les paramètres mécaniques (raideurs et amortissements) des plis vocaux sont modifiés pour favoriser leur écartement. D'autres travaux s'intéressent plus particulièrement à ce phénomène et visent le développement de modèles mécaniques intégrant une description plus fine des forces de contacts [13, 61].

2.2.4 Modèles dérivés du modèle à deux masses

Dans une démarche de simplification visant à obtenir une source glottique réaliste facilement contrôlable, Avanzini et al. [14] ont proposé un modèle à une masse retardée basé sur l'hypothèse que le déplacement de la seconde masse est identique à celui de la première à un retard constant près. Afin de reproduire des phénomènes de plus en plus complexes et d'étendre le champ des applications de la modélisation mécanique des plis vocaux, plusieurs modèles dérivés du modèles à deux masses ont

été proposés. La première extension consiste à augmenter le nombre de masses, à trois [60] et plus [72, 124]. Pour obtenir des mouvements de structures plus conformes avec ceux des plis vocaux observés dans un contexte *in-vivo*, des modèles autorisent de nouveaux mouvements pour les masses, comme la rotation [78] ou le déplacement parallèle à l'écoulement [3, 31]. Story and Titze [116] proposent, avec une approche « body-cover », une description mécanique plus cohérente avec la structure physiologique des plis vocaux. Enfin, les avancées en matière de calcul numérique ont permis l'émergence de modèle basé sur la méthode des éléments finis [11] qui peuvent également être utilisés pour déterminer des paramètres du modèle à deux masses [37].

2.3 Modélisation simplifiée d'écoulement

Dans la modélisation physique de la phonation, la description de l'écoulement d'air au travers de la glotte est nécessaire pour expliquer la mise en oscillation des plis vocaux et la génération d'ondes acoustiques. Le sous-problème *fluide* consiste à déterminer les caractéristiques de pression et de vitesse d'un écoulement dans un conduit comportant une constriction. La mécanique des fluides qui permet de décrire ce problème repose sur des équations non-linéaires qui peuvent être difficiles à résoudre. Dans une première approche, on cherche à simplifier au maximum la description de l'écoulement glottique en négligeant certains phénomènes qui n'apparaissent pas comme étant pertinents pour cette application.

2.3.1 Caractérisation de l'écoulement glottique

Le mouvement d'un fluide Newtonien incompressible est gouverné par l'équation de Navier-Stokes (Eq. 2.4) associée à l'équation de continuité (Eq. 2.5) :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (2.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.5)$$

où \vec{v} désigne la vitesse d'une particule fluide, p , la pression, ρ , la densité du fluide, μ , la viscosité dynamique et \vec{g} , les forces de gravité.

La résolution de ces équations aux dérivées partielles peut être simplifiée en faisant certaines approximations basées sur la connaissance des conditions de l'écoulement. En s'appuyant sur des données *in-vivo* des grandeurs caractéristiques de la phonation [54, 97] présentées dans la table 2.1, des nombres adimensionnés [75, 111] permettent de formuler des hypothèses sur l'écoulement glottique.

Grandeur	Notation	Unité	Valeur typique
Longueur des plis vocaux	L	m	0.004
Largeur des plis vocaux	l_g	m	0.015
Hauteur moyenne de l'ouverture glottique	h_g	m	0.001
Hauteur dans la trachée	h_{sub}	m	0.020
Hauteur dans le conduit vocal	h_{supra}	m	0.020
Pression atmosphérique	p_{atm}	Pa	10^5
Pression subglottique	p_{sub}	Pa	300-1000
Vitesse au col de la glotte	v_g	m/s	10-40
Fréquence fondamentale des oscillations	f	Hz	80-250
Température	T	°C	37
Célérité du son	c_0	m/s	340
Densité ou Masse Volumique	ρ	kg/m ³	1.2
Viscosité Cinématique	ν	m ² /s	$1.5 \cdot 10^{-5}$
Viscosité Dynamique	μ	Pa/s	$1.8 \cdot 10^{-5}$
Accélération due à la Gravité	g	m/s ²	9.81

TABLE 2.1 – Grandeurs typiques pour l'écoulement glottique [54, 96, 97, 105, 139].

2.3.1.1 Nombre de Froude

Le nombre de Froude Fr permet d'estimer l'importance des forces d'inertie de l'écoulement par rapport à la force de gravité. Il est défini comme :

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gd}} \quad (2.6)$$

Pour $Fr \gg 1$, l'influence de la gravité est considérée comme négligeable. En utilisant v_g et h_g comme grandeurs caractéristiques de l'écoulement glottique, on obtient $Fr \propto 10^2$. Ainsi on considère que la gravité n'a pas d'influence sur l'écoulement glottique.

2.3.1.2 Nombre de Mach

Le nombre de Mach Ma permet de déterminer la compressibilité de l'écoulement. Il est défini comme :

$$Ma = \frac{v}{c_0} \quad (2.7)$$

où c_0 est la vitesse du son dans l'air. Pour $Ma^2 \ll 1$, l'écoulement est considéré comme incompressible. Pour l'écoulement glottique, $Ma^2 \propto 10^{-2}$ confirme l'hypothèse d'incompressibilité utilisé pour obtenir l'équation de continuité (Eq. 2.5).

2.3.1.3 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re permet d'avoir une indication sur le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement. Ce nombre représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il est défini comme :

$$Re = \frac{\rho v d}{\mu} = \frac{v d}{\nu} \quad (2.8)$$

où v et d sont respectivement une vitesse et une dimension caractéristiques. Pour des faibles valeurs du Reynolds ($Re < 2000$), l'écoulement est considéré comme laminaire. Le passage au régime turbulent peut apparaître pour de fortes valeurs de Reynolds ($Re > 3000$). En utilisant v_g et h_g comme grandeurs caractéristiques de l'écoulement glottique, on obtient un Reynolds $Re < 2000$ caractéristique d'un écoulement laminaire pour lequel les effets de la viscosité sont plus faibles que l'inertie. Cependant, la viscosité n'est pas complètement négligeable notamment au voisinage des parois. Ainsi, pour cette étude, il convient de déterminer la couche limite dans laquelle l'influence de la viscosité est prédominante. Son épaisseur, δ , relative à la hauteur au col de la glotte h_g peut être estimée selon :

$$\frac{\delta}{h_g} \approx \sqrt{\frac{1}{Re} \frac{L}{h_g}} = \sqrt{\frac{\nu L}{v_g h_g^2}} \quad (2.9)$$

Ainsi on constate que $\delta \ll h_g$, ce que indique qu'en moyenne la couche limite visqueuse reste relativement mince par rapport à la hauteur de l'écoulement glottique. Néanmoins, lors de la phonation, les plis vocaux entrent en collision et ferment le canal glottique. Durant cette phase des oscillations glottiques, les effets de la viscosité deviennent importants.

2.3.1.4 Rapport d'échelle

Les conditions géométriques de la constriction glottique permettent de déterminer les directions de l'espace sur lesquelles il est pertinent de faire des calculs. En comparant, dans un premier temps, la hauteur du canal glottique, h_g , avec sa largeur, l_g , on constate que $h_g/l_g \ll 1$. Ce rapport permet de considérer que l'écoulement peut être caractérisé par une description bidimensionnelle dans un plan (x, y) . Le rapport entre la longueur et la hauteur de l'ouverture glottique, L/h_g , apporte une information moins significative. Néanmoins, il est un indicateur de l'importance de la couche limite. Dans une première approche, on peut considérer l'écoulement comme quasi-parallèle. Cette hypothèse est discutée dans la suite de ce chapitre (section 2.3.4) et plus particulièrement dans le chapitre 5.

2.3.1.5 Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal Sr permet d'estimer l'importance de l'instationnarité de l'écoulement par rapport à son inertie. Il est défini comme :

$$Sr = \frac{fL}{v} \quad (2.10)$$

où f et L sont respectivement une fréquence et une longueur, caractéristiques de l'écoulement. Pour $Sr \ll 1$, les effets de l'instationnarité, *i.e.* l'influence des variations temporelles, sont considérés comme négligeables. A partir des données du tableau 2.1, on obtient $Sr \propto 10^{-2}$. Ainsi, l'écoulement glottique peut être considéré comme étant quasi-stationnaire. Cependant, lors de l'ouverture et la fermeture du canal glottique, les effets de l'instationnarité peuvent devenir plus importants.

2.3.1.6 Nombre de Helmholtz

Le nombre de Helmholtz He est défini par le rapport entre la longueur d'onde acoustique λ_a et la taille, L , de la source :

$$He = \frac{L}{\lambda_a} \quad (2.11)$$

Pour $He \ll 1$, la propagation des ondes dans la région autour de la source est considérée comme négligeable. Pour la phonation, on constate que $He \propto 10^{-3}$. Ce qui permet de considérer la glotte comme une source compacte.

2.3.2 Théorie de Bernoulli

Les hypothèses présentées dans la section précédente permettent de considérer l'écoulement glottique comme parfait, incompressible, irrotationnel et permanent. En première approximation, le flux d'air laminaire traversant la glotte peut être décrit à l'aide de la théorie de Bernoulli pour laquelle on vérifie :

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 = const \quad (2.12)$$

$$\Phi = v \cdot A = const \quad (2.13)$$

où p est la pression dans l'écoulement, v , la vitesse de l'écoulement, Φ , son débit et $A = l_g \cdot h$, l'aire de la section du conduit. A partir des équations (2.12) et (2.13), la différence de pression entre deux positions, a et b , dans l'écoulement au passage de la constriction formée par les plis vocaux est obtenue avec l'expression suivante :

$$p_a - p_b = -\frac{1}{2}\rho (v_a^2 - v_b^2) \quad (2.14)$$

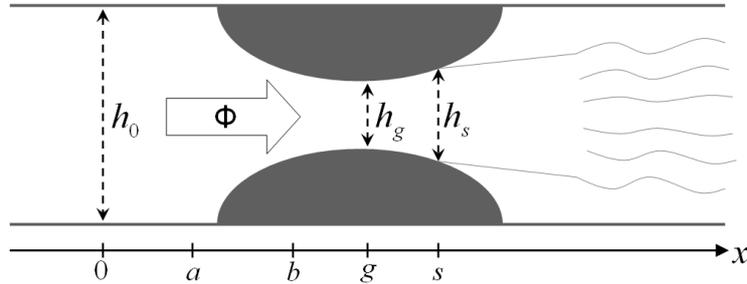


FIGURE 2.4 – Représentation schématique de la géométrie de la glotte.

Le théorème de Bernoulli fournit une description unidimensionnelle de l'écoulement dont les caractéristiques de pression et vitesse varient uniquement dans la direction de l'écoulement. Ainsi, en considérant la glotte comme une constriction dans un conduit de section rectangulaire et de largeur l_g constante, on obtient une description géométrique déterminée uniquement par la variation de hauteur h dans le canal comme le montre la figure 2.4. L'expression 2.14 peut alors s'exprimer sous la forme :

$$p_a - p_b = -\frac{1}{2}\rho\frac{\Phi^2}{l_g^2}\left(\frac{1}{h_a^2} - \frac{1}{h_b^2}\right) \quad (2.15)$$

Les observations anatomiques montrent que pour l'appareil phonatoire humain, la trachée et le larynx, respectivement en amont et en aval des plis vocaux, ont des sections d'aire sensiblement identique. Ceci implique que l'utilisation seule de la théorie de Bernoulli ne permet pas de prédire une différence de pression entre les conduits en amont et en aval de la constriction glottique. Or c'est cette différence de pression qui engendre l'écoulement (Paradoxe de d'Alembert). Il convient de faire des hypothèses supplémentaires pour obtenir une modélisation de l'écoulement glottique plus cohérente.

2.3.3 Décollement tourbillonnaire

En première approximation, l'écoulement d'air dans la glotte peut être considéré comme celui d'un fluide parfait. En effet, l'influence de la viscosité du fluide sur le comportement de l'écoulement peut être négligée. Néanmoins, les effets liés à la viscosité sont plus importants au voisinage des parois que dans le reste du fluide. L'épaisseur de cette région où la viscosité est prépondérante, *la couche limite*, varie en fonction des conditions d'écoulement. Lors du passage du flux d'air dans la constriction glottique, la couche limite reste très mince dans la partie convergente de la constriction, où l'écoulement subit une accélération. Cependant, dans la partie divergente, la décélération de l'écoulement induit l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite jusqu'à une valeur critique pour laquelle le fluide n'adhère plus

aux parois. Ceci implique que l'écoulement se détache des parois pour former un jet [111]. Pour la modélisation de l'écoulement glottique, on peut prendre en compte ce phénomène en faisant l'hypothèse de la séparation de l'écoulement en une position déterminée par un critère *ad-hoc* [96]. Ainsi, l'aire associée à la séparation, $A_s = l_g \cdot h_s$, est exprimée en fonction de l'aire au col de la glotte, $A_g = l_g \cdot h_g$, et du coefficient de séparation, c_s , selon :

$$A_s = c_s \cdot A_g \quad (2.16)$$

En aval du point de séparation la pression dans la constriction est estimée comme égale à celle dans le conduit situé après la constriction. On considère que la théorie de Bernoulli s'applique pour l'écoulement entre le conduit en amont de la constriction et le point de séparation. La différence entre les pressions en amont et en aval de la constriction, $p_{amont} - p_{aval}$, peut ainsi être exprimée sous la forme :

$$p_{amont} - p_{aval} = p_0 - p_s = -\frac{1}{2}\rho \frac{\Phi^2}{l_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h_s^2} \right) \quad (2.17)$$

2.3.4 Loi de Poiseuille

Généralement, la viscosité de l'air est négligée. Cependant, lorsque l'aire de la section est très petite, les pertes de charge liées à la viscosité peuvent devenir importantes et ainsi non négligeables. Il convient alors de prendre en compte l'influence de la viscosité sur la pression dans l'écoulement. Dans un conduit, la théorie de Bernoulli suppose que la vitesse de l'écoulement est constante sur une section. En tenant compte de la viscosité, on considère qu'il existe un profil de vitesse sur la section dû aux forces de frottement (approximation de lubrification) comme l'illustre la figure 2.5. La vitesse de l'écoulement s'exprime alors sous la forme :

$$v(x, y, z) = v(y) = v_{max} \left(1 - \frac{4y^2}{h^2} \right)$$

avec

$$v_{max} = \frac{h^2}{8\mu} \frac{dp}{dx}$$

Le débit est alors obtenu en intégrant la vitesse sur une section d'aire $A = h * l$:

$$\Phi = \int \int v(x, y, z) dy dz = l \int v(y) dz$$

La perte de charge, *i.e.* la diminution de pression, correspondant aux forces de frottement dans le cas d'un conduit de section uniforme (figure 2.5) est obtenu selon [23] :

$$\frac{dp}{dx} = 12\mu \frac{\Phi}{lh^3} \quad (2.18)$$

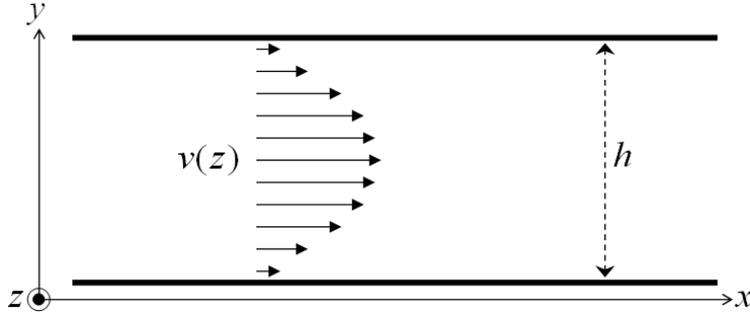


FIGURE 2.5 – Schéma d'illustration de la loi de Poiseuille.

Plus généralement, la diminution de pression liée aux frottements visqueux entre deux points a et b d'un conduit dont la section varie dans la direction de l'écoulement (figure 2.4) s'exprime sous la forme :

$$p_a - p_b = 12\mu \frac{\Phi}{l_g} \int_a^b \frac{dx}{h(x)^3} \quad (2.19)$$

2.3.5 Théorie de Bernoulli instationnaire

Dans la section 2.3.1, l'hypothèse est faite que l'écoulement glottique est quasi-stationnaire. Cependant, par la suite, on se propose de vérifier cette hypothèse en étudiant l'influence des variations temporelles des propriétés de l'écoulement sur la pression à l'intérieur de celui-ci. On s'appuie pour cela sur l'équation de Bernoulli instationnaire :

$$p + \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \text{const.} \quad (2.20)$$

avec

$$v = \nabla \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad \varphi = \int v \cdot dx$$

2.4 Propagation et couplage acoustique

La partie acoustique de la modélisation physique de la phonation correspond à la propagation des ondes acoustiques, générées par les perturbations de l'écoulement glottique, dans le conduit vocal. Chez l'homme, le conduit vocal présente une structure et une géométrie complexes. Dans le cadre de cette étude, on utilisera une modélisation très simplifiée du conduit vocal représenté par un tube de section uniforme. Cette approximation permet de formuler des hypothèses simplificatrices sur les effets acoustiques intervenant lors de la phonation.

2.4.1 Propagation des ondes dans un guide

On considère que les ondes glottiques se propagent dans un conduit de section uniforme (figure 2.6) comme des ondes planes, *i.e.*, tous les points d'une section vibrent en phase. En tout point du conduit, la pression, p , et la vitesse, v , acoustiques sont liées par les équations de conservation de la masse (2.21) et d'Euler (2.22) :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho c^2 \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.21)$$

$$\nabla p + \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0 \quad (2.22)$$

où ρ est la masse volumique du milieu et c , la vitesse du son dans ce milieu. En combinant ces deux équations, on aboutit à l'équation d'onde :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (2.23)$$

La propagation se faisant uniquement dans la direction x , l'équation d'onde peut s'écrire sous une forme unidimensionnelle :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

La solution en pression de l'équation 2.24 se présente comme la somme d'une onde progressive et d'une onde régressive :

$$p(x, t) = p^+ \left(t - \frac{x}{c} \right) + p^- \left(t + \frac{x}{c} \right) \quad (2.25)$$

La solution en débit acoustique :

$$U(x, t) = \frac{A}{\rho c} p^+ \left(t - \frac{x}{c} \right) - \frac{A}{\rho c} p^- \left(t + \frac{x}{c} \right) \quad (2.26)$$

est obtenue par la relation de d'impédance :

$$Z = \pm \frac{p(x, t)}{v(x, t)} = \pm \frac{p(x, t)A}{U(x, t)} = \pm \rho c \quad (2.27)$$

2.4.2 Résonateur acoustique

Dans le domaine fréquentiel, un conduit de section uniforme présente des résonances harmoniques. Dans cette étude on s'intéresse uniquement à la première fréquence de résonance du conduit car on admet qu'elle seule peut avoir une influence sur la source glottique et qu'elle est proche de la fréquence des oscillations

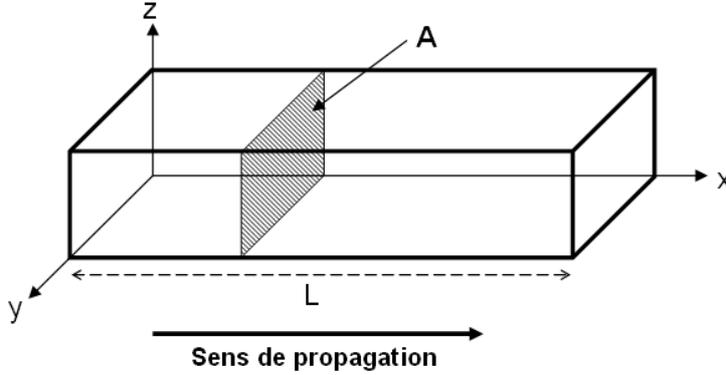


FIGURE 2.6 – Schéma d'illustration de la propagation d'ondes acoustiques dans un conduit de section uniforme.

des plis vocaux. Cette fréquence de résonance f_A , pour un conduit de longueur L , est obtenue selon l'expression :

$$f_A = \frac{c}{4L} \quad (2.28)$$

où $c \approx 340\text{m.s}^{-1}$ est la vitesse du son dans l'air. La relation d'impédance au niveau de la source s'exprime dans le domaine fréquentiel sous la forme :

$$Z(\omega) \approx \frac{Z_A}{1 + jQ_A \frac{\omega^2 - \omega_A^2}{\omega_A \omega}} \quad (2.29)$$

où $Z_A = \max(Z(\omega))$, ω_A est la pulsation de résonance et Q_A , son facteur de qualité. Dans le domaine temporel, cette équation devient :

$$\frac{d^2\psi(t)}{dt^2} + \frac{\omega_A}{Q_A} \frac{d\psi(t)}{dt} + \omega_A^2 \psi(t) = \frac{Z_A \omega_A}{A Q_A} \Phi(t) \quad (2.30)$$

où ψ est le potentiel associé à la pression p , tel que $p = d\psi/dt$, Φ , le débit glottique et A , l'aire de la section du résonateur, comme indiquée sur la figure 2.6.

2.5 Résumé

Ce chapitre présente un panorama des différentes théories physiques appliquées à la modélisation de la phonation. L'association de modèles simplifiés décrivant les différents éléments qui constituent l'appareil phonatoire permet de créer un système physique représentatif de celui-ci. Ainsi, à partir d'un modèle mécanique distribué pour décrire les tissus des plis vocaux, d'un modèle d'écoulement unidimensionnel pour décrire l'écoulement glottique et d'un modèle de propagation acoustique

linéaire pour décrire le conduit vocal, le système résultant du couplage de ces modèles permet de simuler les oscillations des plis vocaux et les signaux acoustiques qu'elles engendrent. Les modélisations mises en œuvre dans les chapitres suivants reposent sur les théories présentées dans ce chapitre.

Chapitre 3

Etude *in-vitro* et modélisation de répliques des plis vocaux : influence de l'ouverture glottique initiale et du couplage acoustique avec le conduit aval sur les oscillations *

Comme on l'a vu dans l'introduction, l'étude des oscillations des plis vocaux dans un contexte *in-vivo* n'est pas une tâche aisée et ne permet pas d'examiner certains phénomènes particuliers indépendamment des autres. Ceci est d'autant plus vrai pour l'influence des conditions mécaniques, géométriques, d'écoulement et acoustiques sur les propriétés des oscillations. En outre, la validation des modèles physiques de la phonation nécessite une confrontation des prédictions avec des données expérimentales qui soient représentatives du phénomène de phonation chez la plupart des individus. L'utilisation d'une réplique simplifiée de l'appareil phonatoire permet de reproduire en laboratoire les principaux phénomènes physiques qui interviennent lors de la phonation et de réaliser des mesures répétables et reproductibles de quantités caractéristiques associées aux oscillations des plis vocaux. De plus, dans un contexte *in-vitro*, il est possible de contrôler plus finement les conditions expérimentales que dans un contexte *in-vivo*, et de s'intéresser à un mécanisme particulier. L'emploi d'une maquette, simplifiée par rapport à la réalité physiologique, permet également d'établir des relations plus explicites entre les quantités physiques mesurées et les paramètres des modèles.

*. Les travaux présentés dans ce chapitre ont été en partie publiés dans [134].

Ainsi, dans ce chapitre, on s'intéresse à l'influence de l'écartement initial entre les plis vocaux et du couplage acoustique du conduit en aval des plis vocaux (équivalent au conduit vocal) sur les propriétés des oscillations produites lors de la phonation. Pour cela, on s'appuie sur des données expérimentales mesurées sur un dispositif *in-vitro*, incluant des répliques déformables de plis vocaux. Ces données servent également de référence pour tester la validité d'un modèle physique de phonation, basé sur un modèle à deux masses, en fonction des différentes conditions imposées.

3.1 Etude expérimentale *in-vitro*

Un dispositif expérimental permet de reproduire *in-vitro* les principaux phénomènes physiques qui interviennent lors de la phonation. Ce dispositif est basé sur une reconstitution simplifiée de l'appareil phonatoire et inclut des répliques déformables de plis vocaux. Il permet ainsi de générer des auto-oscillations et de caractériser l'influence de différentes conditions sur leurs propriétés. Les mesures ainsi réalisées s'inscrivent dans la suite des travaux de Lopez et al. [79] et Ruty et al. [105]. Différentes configurations expérimentales sont nécessaires pour obtenir des données expérimentales sur les propriétés mécaniques des répliques déformables de plis vocaux et sur leurs comportements à la fois statiques et dynamiques.

3.1.1 Maquette du système phonatoire

Cette maquette est une reproduction simplifiée de l'appareil phonatoire humain à l'échelle 3 :1. Comme le montre la figure 3.1, cette maquette est constituée d'un réservoir de pression représentant les poumons, d'un conduit représentant la trachée, des répliques déformables de plis vocaux et d'un conduit représentant le conduit vocal. Le réservoir, d'une contenance de 0.68m^3 , est couvert d'une mousse acoustique sur sa surface intérieure pour limiter l'influence de ses résonances acoustiques sur les oscillations des répliques déformables. Il permet de générer un flux d'air constant en étant alimenté par un compresseur Atlas Copco GA7. Les conduits en amont et en aval des répliques de plis vocaux sont circulaires avec une section uniforme d'un diamètre de 25mm. Ils jouent le rôle de résonateurs acoustiques dont les propriétés peuvent être modifiées en changeant la longueur des tubes.

Des capteurs de pression (cf. partie B.3) peuvent être placés sur les conduits pour mesurer la pression en différents points, en amont et/ou en aval des répliques déformables des plis vocaux, du dispositif. Un système optique est également mis en œuvre pour mesurer l'ouverture entre les répliques déformables des plis vocaux, correspondant à l'ouverture glottique. Ce dispositif de mesure, décrit sur la figure 3.2, est composé d'une diode laser émettant un faisceau reçu par une photo-diode de type BPW-34. Le faisceau, traversant la maquette du système phonatoire grâce un hublot

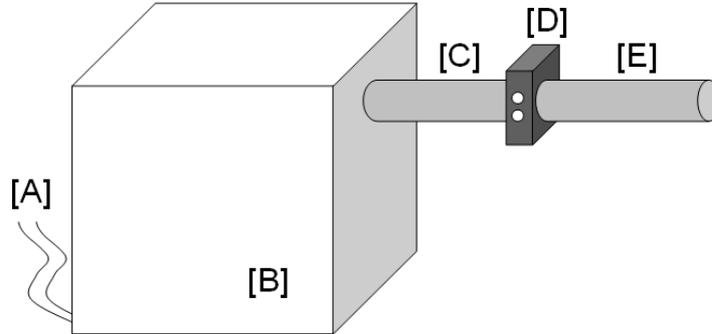


FIGURE 3.1 – Représentation schématique de la maquette du système phonatoire : [A] arrivée d'air du compresseur, [B] réservoir de pression (poumons), [C] conduit amont (trachée), [D] répliques déformables de plis vocaux, [E] conduit aval (conduit vocal).

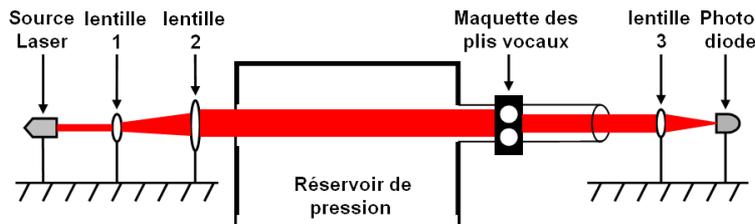


FIGURE 3.2 – Description schématique du système optique pour mesurer l'ouverture entre les répliques déformables de plis vocaux avec un faisceau laser.

dans le réservoir de pression, est partiellement coupé par les répliques déformables de plis vocaux. L'intensité lumineuse reçue par la photo-diode permet ainsi d'estimer, après une calibration (cf. partie C.3), la hauteur h_g au centre de l'ouverture comme elle est indiquée sur la figure 3.5. Un montage optique de lentilles convergentes et divergentes permet d'obtenir un faisceau uniforme adapté aux dimensions de l'ouverture.

3.1.1.1 Répliques déformables des plis vocaux

Dans la reproduction *in-vitro* du système phonatoire, chacun des deux plis vocaux est représenté par une structure déformable formée d'un tube de latex rempli d'eau. Pour assurer leur maintien, les tubes sont fixés autour de cylindres métalliques dont le centre est évidé pour permettre la circulation d'eau. Ces cylindres sont également évidés sur une moitié pour que la face intérieure des tubes en latex soit en contact avec l'eau. La surface de contact entre l'eau et le latex correspond à celle entre l'écoulement « glottique » et la face extérieure du tube de latex. Ces

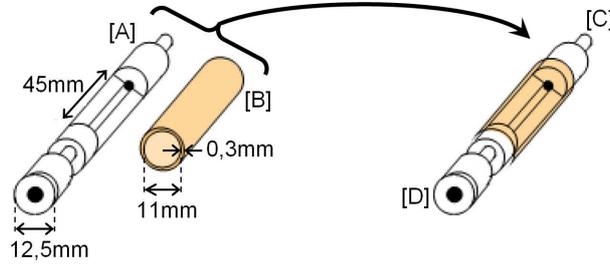


FIGURE 3.3 – Description d’une réplique déformable de pli vocal : [A] cylindre métallique évidé, [B] tube en latex, [C] arrivée d’eau et [D] bouchon visé lorsque le tube est rempli d’eau. Les dimensions caractéristiques sont indiquées.

répliques déformables sont illustrées sur la figure 3.3 avec leurs dimensions.

La pression de l’eau à l’intérieur des tubes influe sur la tension du latex et sur la déformation de cette poche d’eau. En outre, elle influe sur les propriétés mécaniques des répliques déformables. Cette pression, notée p_{in} dans la suite, est contrôlée par la hauteur d’une colonne d’eau imposée avec un réservoir. Pour assurer l’étanchéité des répliques déformables, celles-ci sont enserrées dans des pièces métalliques. Ces pièces permettent également l’insertion des répliques déformables dans la maquette du système phonatoire. Les deux tubes en latex forment alors une constriction, semblable à celle formée par les plis vocaux, entre les conduits représentant la trachée et le conduit vocal. La largeur de cette constriction, notée l_g dans la suite, est donc imposée par le diamètre, fixe et de 25mm, des conduits en amont et en aval. Les différents éléments de cette maquette simplifiée de larynx sont schématisés sur la figure 3.4.

Initialement, ce type de maquette a servi à la création d’une bouche artificielle pour l’étude et la modélisation du mouvement des lèvres d’un joueur de trombone comme dans les travaux de Gilbert et al. [49] et de Cullen et al. [32]. Une maquette similaire a également été utilisée pour des travaux sur la phonation et la modélisations des mouvements des plis vocaux, présentés par Vilain [137]. L’inconvénient majeur de ces maquettes provient du fait que la position des répliques déformables de plis vocaux est fixe dans la maquette de larynx. Or, comme lorsqu’on fait varier la pression de l’eau dans les tubes en latex, la tension du latex et la forme des tubes varient simultanément, cette maquette ne permet pas de modifier indépendamment les conditions mécaniques et géométriques dans cette glotte artificielle. La maquette utilisée dans cette étude, en photo sur la figure 3.5, permet de modifier la position des tubes par rapport au conduit dans lequel circule l’écoulement d’air. Cette évolution permet ainsi de décorréler les conditions géométriques et mécaniques sur le dispositif expérimental. L’écartement entre les répliques déformables, noté h_g dans la suite, est réglé avec des cales, comme l’indique la figure 3.4.

Ce type de maquette offre également la possibilité de créer des asymétries et

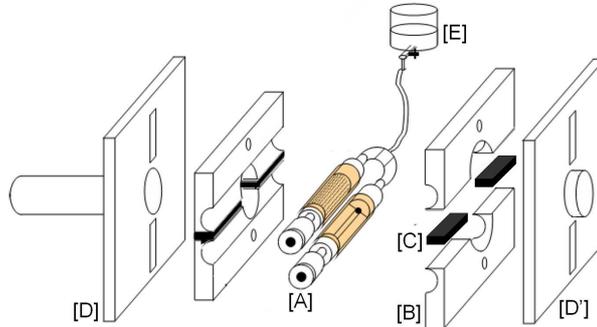


FIGURE 3.4 – Description de la maquette intégrant les répliques déformables de plis vocaux : [A] cylindres métalliques évidés couverts d’un tube de latex et remplis d’eau, [B] pièces métalliques de serrage pour l’étanchéité des tubes en latex, [C] cales permettant d’ajuster l’écartement entre les tubes en latex, [D,D’] pièces métalliques de serrage pour l’ensemble de la maquette et permettant l’adaptation de la maquette avec les tubes en amont et en aval et [E] réservoir d’eau permettant le réglage de la pression p_{in} dans les tubes en latex.

de reproduire des géométries plus conformes avec celle de la glotte humaine. Afin de s’approcher encore un peu plus de la géométrie glottique humaine, Ruty [104] propose une validation expérimentale des modèles de plis vocaux avec des répliques déformables dont la forme, inspirée des travaux de Cronjaeger [31], est plus proche de celle des tissus des plis vocaux.

3.1.1.2 Relations entre les caractéristiques de la maquette et de l’appareil phonatoire humain

L’objectif visé avec le dispositif *in-vitro* est de pouvoir tester la validité des modèles de phonation avec des données expérimentales plus exhaustives et plus précises



FIGURE 3.5 – Photos de la maquette intégrant les répliques déformables de plis vocaux avec un écartement ajustable, décrite sur la figure 3.4. La position indiquée est celle à laquelle est mesurée la hauteur h_g par le système laser.

Grandeur	Maquette	Humain
Pression subglottique (Pa)	0-3000	0-1000
Fréquence des oscillations (Hz)	100-300	80-400
Rapport entre la largeur et la hauteur de la constriction glottique (l_g/h_g , s.u.)	10	15
Rapport entre la largeur et la longueur de la constriction glottique (l_g/d , s.u.)	2.5	3.5
Nombre de Reynolds (s.u.)	800-3000	700-2000
Nombre de Strouhal (s.u.)	10^{-2}	10^{-2}
Nombre de Mach (s.u.)	10^{-1}	10^{-1}

TABLE 3.1 – Comparaison des ordres de grandeurs des données caractéristiques de la maquette du système phonatoire et de celles de l'appareil phonatoire humain [54, 58].

que celle qui peuvent être mesurées sur le l'être humain. Néanmoins cette maquette du système phonatoire doit être une réplique, certes simplifiée, mais pertinente vis-à-vis de l'appareil phonatoire humain. Pour cela, les grandeurs caractéristiques associées à la maquette doivent être comparables à celle de la phonation réelle. Ainsi, une analyse dimensionnelle des deux systèmes homologues permet de vérifier la cohérence entre ceux-ci pour ce qui est des caractéristiques géométriques, mécaniques et des écoulements. Le tableau 3.1 donne quelques points de comparaison majeurs entre la maquette et le système phonatoire humain sur des grandeurs caractéristiques de la phonation.

3.1.2 Réponse mécanique

Les propriétés physiques des répliques déformables de plis vocaux permettent à celles-ci d'entrer dans un régime oscillatoire. Ainsi, ces répliques peuvent être considérées comme des structures dont les oscillations dépendent de leurs propriétés mécaniques. Sur la maquette du système phonatoire, ces propriétés sont imposées par la pression de l'eau à l'intérieur des tubes en latex, mais ne sont pas directement contrôlées et doivent par conséquent être déterminées par une autre méthode. Grâce au dispositif décrit dans la suite, l'analyse fréquentielle de la réponse mécanique des répliques déformables permet de déterminer les résonances de la structure en fonction de la pression p_{in} imposée.

3.1.2.1 Dispositif de mesure

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour évaluer la réponse mécanique d'une réplique déformable de pli vocal consiste à mesurer le déplacement du tube en latex rempli d'eau lorsque celui-ci est soumis à une excitation sinusoïdale avec une fré-

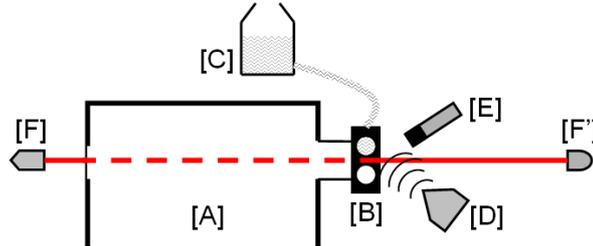


FIGURE 3.6 – Description schématique du dispositif expérimental pour les mesures de réponses mécaniques : [A] réservoir de pression, [B] maquette intégrant les répliques déformables de plis vocaux, [C] réservoir d'eau permettant le réglage de la pression p_{in} , [D] haut-parleur directionnel, [E] microphone de mesure et [F,F'] système de mesure laser.

quence pure. Pour cela, une seule réplique déformable est placée dans la maquette de glotte, la seconde étant remplacée par un cylindre métallique. Cette disposition permet de ne mesurer le déplacement que d'un seul des deux tubes avec le système laser. Comme l'illustre la figure 3.6, l'excitation acoustique est produite par un haut-parleur directionnel (chambre de compression TU-100) pointé sur le tube en latex rempli d'eau. Le signal d'excitation est généré par un ordinateur et transmis au haut-parleur via une carte d'entrée/sortie (cf. partie B.3). La fréquence des sinusoïdes envoyées sur la réplique déformable varie entre 50Hz et 400Hz avec des pas de 1Hz durant 1s. L'amplitude du signal délivré par le haut-parleur n'est pas constante sur la plage de fréquence considérée. Un microphone de mesure (Bruël & Kjaer type 4192) placé à proximité du tube de latex permet donc de mesurer les variations de l'intensité de l'excitation reçue par la réplique déformable.

L'acquisition numérique des signaux fournis par la photo-diode et le microphone permet d'estimer la réponse mécanique de la réplique déformable, comme le montre l'exemple de la figure 3.7. L'opération de mesure est répétée pour différentes pressions à l'intérieur des tubes en latex, de sorte que $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 11000\text{Pa}$ avec des pas de 500Pa.

3.1.2.2 Résultats

La réponse mécanique de la réplique déformable, pour une pression p_{in} donnée, est caractérisée par l'amplitude et la phase des oscillations du tube en latex rempli d'eau en fonction de la fréquence de l'excitation acoustique, comme le montre l'exemple de la figure 3.8. Pour certaines fréquences caractéristiques, les oscillations de la structure déformable sont amplifiées par rapport à celles imposées par le signal d'excitation. La réplique de pli vocal est alors en résonance. En outre, pour ces fréquences, les oscillations du tube en latex sont en phase, ou en opposition de phase, avec celles de l'excitation. Ceci se traduit par un passage par 0, ou par π , de

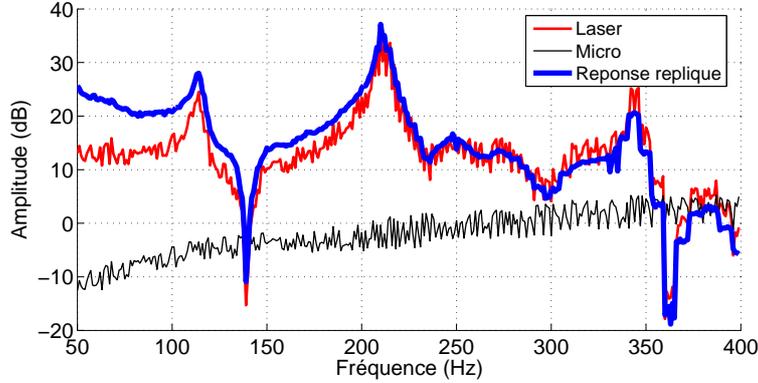


FIGURE 3.7 – Exemples de signaux obtenus lors de la mesure de la réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal avec comme pression interne $p_{in} = 3000\text{Pa}$: Amplitudes, en fonction de la fréquence, des signaux mesurés par le système laser et le microphone et de la réponse mécanique estimée à partir de ces signaux.

la courbe de phase de la réponse mécanique. Sur la figure 3.8, la position indiquée pour la première fréquence de résonance correspond à un pic sur la courbe d’amplitude et au passage par π de la courbe de phase.

A partir de la courbe d’amplitude de la réponse mécanique $C(f)$, trois quantités caractéristiques sont déterminées pour les différentes résonances de la réplique déformable, présentes sur la plage de fréquence considérée :

- la fréquence de résonance : f_L
- le maximum d’amplitude : $|C(f_L)|$
- la bande passante à -3dB : $\Delta f_{-3\text{dB}}$

L’estimation de ces quantités pour la résonance indiquée sur la réponse mécanique de la figure 3.8 est illustrée sur la figure 3.9.

L’ensemble des mesures réalisées permet de caractériser l’influence de la pression de l’eau à l’intérieur du tube en latex sur les propriétés mécaniques de la réplique déformable. Ainsi, la figure 3.10 illustre l’amplitude de la réponse mécanique d’une réplique en fonction de la pression interne du tube et de la fréquence des oscillations, ainsi que les fréquences de résonance extraites. Sur cette figure, on peut distinguer trois zones sur lesquelles les caractéristiques de la réponse mécanique sont similaires :

- pour $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 4000\text{Pa}$: la réponse mécanique de la réplique déformable comprend trois résonances sur la plage de fréquence considérée. La fréquence de ces résonances augmente lorsque la pression interne augmente. La résonance la plus marquée, pour laquelle l’amplitude de la réponse mécanique est maximale, est la deuxième.
- pour $4000\text{Pa} < p_{in} < 7500\text{Pa}$: Des résonances apparaissent dans la réponse mécanique de la réplique déformable, mais de façon moins manifeste. En ef-

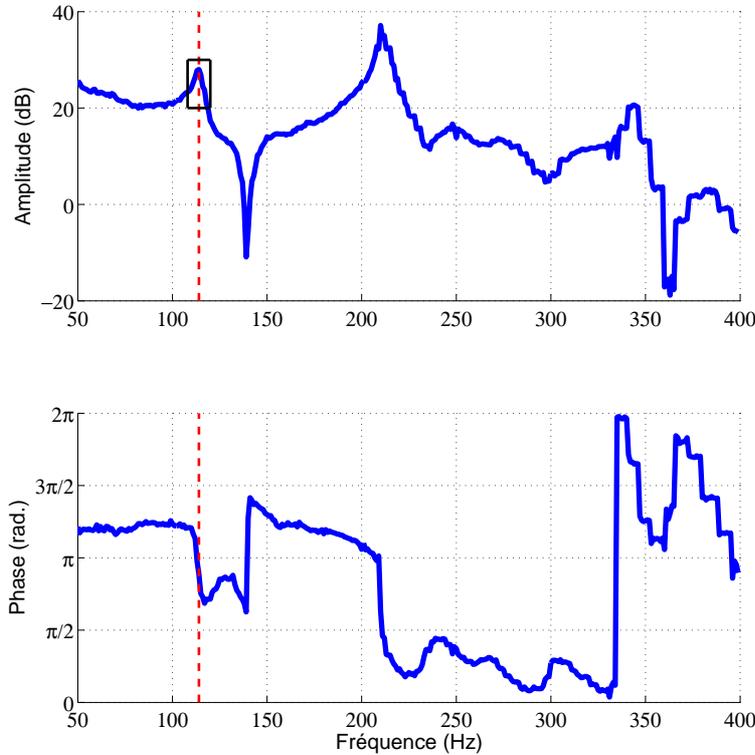


FIGURE 3.8 – Exemple de réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal avec comme pression interne $p_{in} = 3000\text{Pa}$: (haut) Amplitude et (bas) phase en fonction de la fréquence. La première fréquence de résonance est indiquée en trait tireté. Le rectangle en trait plein indique la zone reproduite sur la figure 3.9.

fet, les variations des courbes d’amplitude et les valeurs des maxima sont relativement plus faibles par rapport à celles relevées dans les deux autres zones. Cependant, les fréquences associées aux résonances augmentent également lorsque la pression interne augmente.

- pour $7500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 11000\text{Pa}$: comme pour la première zone, la réponse mécanique de la réplique déformable comprend trois résonances principales et la fréquence de ces résonances augmente lorsque la pression interne augmente. En revanche la résonance la plus marquée est la première.

L’analyse fréquentielle de la réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal permet donc de mettre en évidence les propriétés mécaniques du tube en latex selon la pression de l’eau qu’il contient. Cette caractérisation donne des indices sur le comportement oscillatoire de la réplique déformable. Ainsi, pour les pressions p_{in} correspondant à la première et à la troisième zone, les résonances de la structure mécanique sont bien marquées et il est donc prévisible que les répliques déformables de plis vocaux entrent « facilement » dans un régime oscillatoire lorsque elles inter-

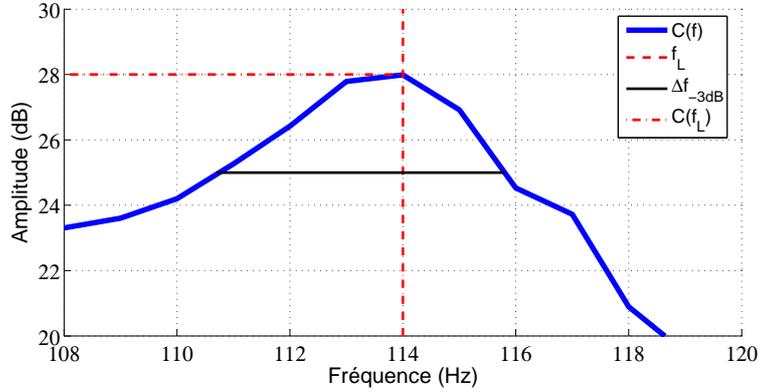


FIGURE 3.9 – Illustration de l’estimation des quantités relatives à la résonance indiquée sur la réponse mécanique $C(f)$ présentée sur la figure 3.8 : fréquence de résonance, f_L , bande passante à -3dB, Δf_{-3dB} , et amplitude des oscillations à la résonance, $C(f_L)$.

agissent avec l’écoulement d’air circulant dans la maquette du système phonatoire. Cette « facilité » se traduit physiquement par le fait que la pression en amont des répliques, nécessaire à l’amorçage des oscillations, sera relativement faible. En revanche, pour les pressions p_{in} comprises dans l’intervalle associé à la deuxième zone, les oscillations apparaîtront plus difficilement, voire jamais, car les résonances de la structure mécanique sont beaucoup moins marquées. En outre, les fréquences de résonance de la structure mécanique ont une grande influence sur la fréquence des oscillations des répliques déformables couplées à l’écoulement d’air. Ainsi, il est prévisible que les répliques de plis vocaux oscillent à une fréquence proche de celle d’une des résonances de la structure mécanique et que cette fréquence d’oscillation augmente lorsque la pression dans les tubes en latex augmente.

3.1.3 Positions d’équilibre

Les forces de pression exercées sur les répliques de plis vocaux par l’écoulement d’air généré dans la maquette du système phonatoire engendrent une déformation des tubes en latex remplis d’eau et entraînent par conséquent une modification de l’ouverture de la glotte artificielle. Sous certaines conditions (d’écoulement, géométriques, mécaniques et acoustiques), le système d’interaction fluide/structure, formé par l’écoulement d’air et les répliques déformables, reste stable. Ainsi, en l’absence d’oscillation, la réaction des tubes en latex face aux forces de pression conduit le système vers une position d’équilibre associée à une ouverture glottique stable. La mesure de cette ouverture pour des écoulements d’air permanents permet de caractériser le comportement statique des répliques déformables en fonction des propriétés de l’écoulement.

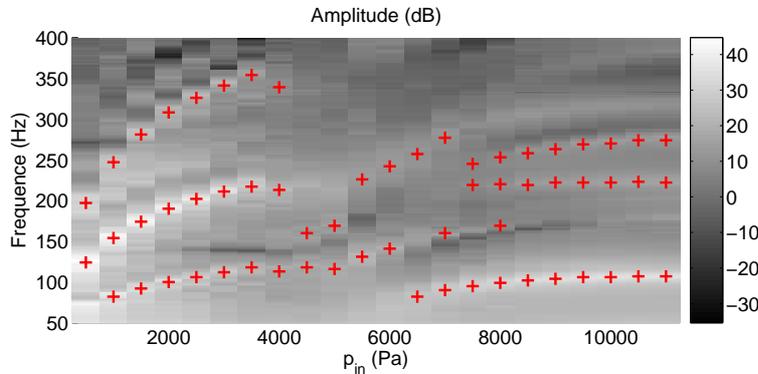


FIGURE 3.10 – Réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal : amplitude des oscillations en fonction de la pression dans la réplique déformable, p_{in} , et de la fréquence. Les fréquences de résonance sont indiquées par des +.

3.1.3.1 Dispositif de mesure

Les mesures des positions d’équilibre sont réalisées grâce au dispositif schématisé sur la figure 3.11. La maquette de glotte est placée dans la reproduction du système phonatoire sans conduit en aval. En effet, en l’absence de résonateur aval (et donc de couplage acoustique), les répliques déformables de plis vocaux n’entre pas en auto-oscillation. Cette configuration expérimentale est ainsi adaptée à la mesure des positions d’équilibre pour des écoulements stationnaires produits par le système « compresseur+réservoir de pression ».

La quantité mesurée pour caractériser les positions d’équilibre est la hauteur située au centre de l’ouverture entre les tubes en latex. Cette hauteur h_g , obtenue avec le système laser, permet d’avoir une estimation de l’aire de l’ouverture glottique, bien que celle-ci ait une forme plutôt elliptique et non rectangulaire (cf. figure 3.14). L’aire réelle de l’ouverture glottique peut être mesurée grâce à un système numérique d’acquisition d’image [134]. L’objectif de ce dispositif est d’obtenir des données sur les positions d’équilibre en fonction de trois paramètres :

- la pression p_{in} de l’eau dans les tubes en latex, imposée par la hauteur du réservoir d’eau et comprise entre 500Pa et 11000Pa
- la pression p_0 de l’air en amont de la glotte artificielle, mesurée avec un capteur de pression et comprise entre 0Pa et 2000Pa
- l’épaisseur des cales insérées entre les répliques déformables de plis vocaux (1.0mm, 0.5mm et 0.0mm (pas de cales))

3.1.3.2 Résultats

La figure 3.12 présente les hauteurs d’équilibre, mesurées avec les cales de 0.5mm, en fonction de la pression en amont de la maquette de glotte et de la pression de

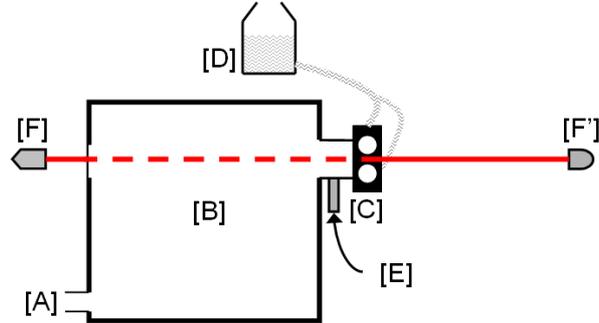


FIGURE 3.11 – Description schématique du dispositif expérimental pour les mesures de positions d'équilibre : [A] arrivée d'air du compresseur, [B] réservoir de pression, [C] maquette intégrant les répliques déformables de plis vocaux, [D] réservoir d'eau permettant le réglage de la pression p_{in} , [E] capteur de pression et [F, F'] système de mesure laser.

l'eau dans les répliques de plis vocaux. On remarque tout d'abord que d'une manière générale, la hauteur h_g mesurée diminue lorsque la pression p_{in} dans les tubes en latex augmente. En effet l'augmentation de la pression de l'eau fait gonfler les tubes en latex et implique donc une diminution de l'ouverture entre les répliques de plis vocaux. On note ici que lorsque cette ouverture est grande ($h_g > 1.8\text{mm}$), il n'est pas possible de faire monter la pression p_0 jusqu'à 2000Pa avec le système d'alimentation en air du dispositif expérimental. Pour les faibles pressions internes, correspondant à $p_{in} \leq 4000\text{Pa}$, l'augmentation de la pression p_0 conduit à une diminution de l'ouverture glottique. Cette caractéristique met en évidence l'effet Bernoulli lié au passage de l'écoulement d'air dans la constriction formée par les répliques déformables. En effet, pour ces valeurs de pression p_{in} , l'écart entre les tubes en latex est relativement grand. Ceci implique que l'approximation de Bernoulli peut être considérée comme valide et permet de prévoir que la pression dans l'écoulement devient négative dans la région autour du col de la constriction. Les forces de pression dans cette région deviennent donc des forces de succion qui font se rapprocher les tubes en latex, réduisant ainsi l'ouverture glottique. Cependant, dans la réalité, les déformations des tubes en latex ne se font pas uniquement dans une dimension alors qu'avec le dispositif expérimental, ces déformations ne sont caractérisées que par la mesure d'une seule hauteur. Ainsi, même si l'effet Bernoulli reste sûrement présent pour les pressions $p_{in} \geq 5000\text{Pa}$, on constate que la hauteur h_g augmente lorsque la pression p_0 augmente. Pour ces valeurs de pression interne, l'ensemble des forces exercées sur les surfaces des tubes en latex provoque un écartement des répliques déformables de plis vocaux. Pour $p_{in} = 4500\text{Pa}$, l'ouverture glottique reste quasiment invariante selon p_0 .

On constate donc que selon la pression de l'eau dans les tubes en latex, les ré-

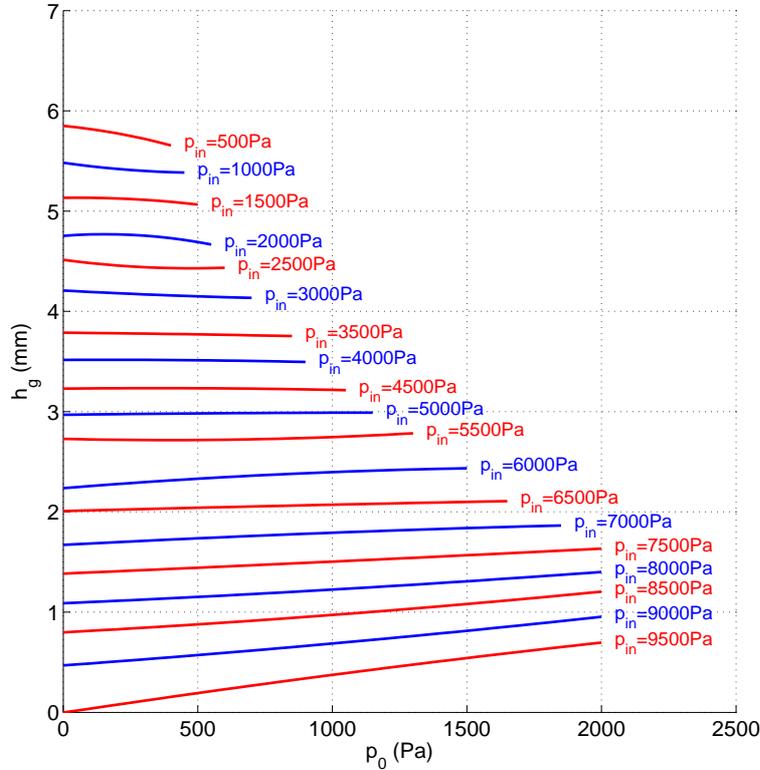


FIGURE 3.12 – Illustration des mesures de positions d’équilibre avec les cales de 0.5mm : hauteur au centre de l’ouverture glottique, h_g , en fonction de la pression en amont de la maquette, p_0 , pour des pressions dans les répliques de plis vocaux $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 9500\text{Pa}$.

pliques déformables de plis vocaux auront plutôt tendance à se rapprocher ou à s’éloigner lorsque la pression en amont de la maquette de glotte augmente. Ces différents comportements interviennent pour des valeurs de p_{in} assez similaires pour les trois épaisseurs de cales considérées (cf. Annexe D). De plus, pour ces trois cas, on note que la zone de transition entre les deux comportements correspond approximativement à des pressions p_{in} dans l’intervalle $[4000\text{Pa}, 6000\text{Pa}]$. Ainsi, on remarque que cette plage de pression p_{in} coïncide avec celle sur laquelle les résonances de la réponse mécanique de la réplique de pli vocal sont les moins marquées (cf. partie 3.1.2.2 et figure 3.10).

L’écartement initial entre les répliques déformables, en l’absence d’écoulement d’air, est un critère géométrique qui a une influence sur le comportement du système fluide/structure. La maquette de larynx utilisée dans cette étude expérimentale offre la possibilité de modifier cet écartement grâce au cales de différentes épaisseurs. La figure 3.13 présente les hauteurs h_g , mesurées sans écoulement, en fonction de la pression dans les tubes en latex, pour les trois épaisseurs de cales considérées. Dans

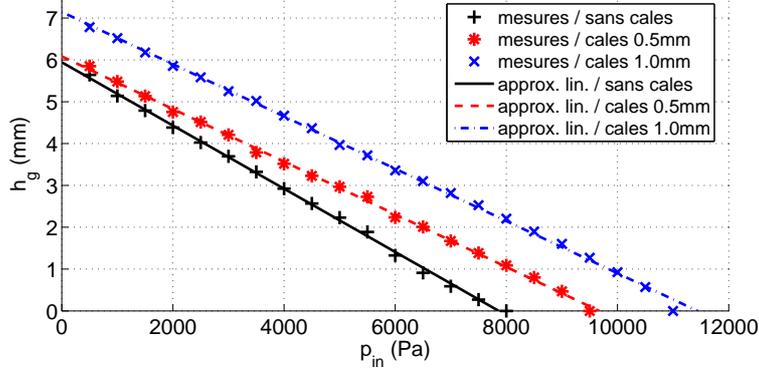


FIGURE 3.13 – Hauteur initiale (sans écoulement) au centre de l’ouverture glottique, h_g , en fonction de la pression dans les répliques de plis vocaux, p_{in} , mesurée sans cales et avec les cales de 0.5mm et 1.0mm. L’approximation linéaire des mesures est également tracée pour chacune des hauteurs de cales.

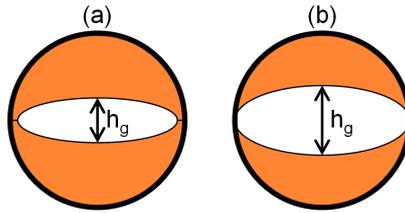


FIGURE 3.14 – Illustration de l’ouverture entre les répliques déformables de plis vocaux dans la maquette de larynx sans cales (a) et avec des cales (b).

les trois cas, lorsque la pression p_{in} augmente, on constate que la hauteur h_g diminue linéairement jusqu’à devenir nulle (constriction fermée au centre). Avec les cales de 0.5mm et 1.0mm, on constate que les pentes des courbes $h_g(p_{in})$ sont quasiment identiques, avec une valeur d’environ $-0.6 \mu\text{m}/\text{Pa}$, alors que celle de la courbe associée aux mesures de h_g sans cales est plus importante, avec une valeur d’environ $-0.75 \mu\text{m}/\text{Pa}$. Cette différence pourrait être liée au fait que les deux tubes en latex sont en contact sur les bords de la constriction lorsque qu’il n’y a pas de cales, tandis qu’il ne sont pas du tout en contact lorsque des cales sont insérées, comme l’illustre la figure 3.14. En effet, lorsque les répliques déformables ne sont pas en contact, la dilatation des tubes en latex due à l’augmentation de la pression p_{in} est répartie sur toute la largeur de la constriction. Lorsque qu’elles sont en contact, cette dilatation est restreinte sur les bords de la constriction et pourrait donc être plus importante au centre, où la hauteur h_g est mesurée.

3.1.4 Amorçage et fréquence des oscillations

Lors de la production des sons voisés de la parole, les oscillations des plis vocaux résultent de l'instabilité de l'interaction fluide/structure entre l'écoulement glottique et les tissus du larynx. Il en va de même pour les oscillations des répliques déformables de plis vocaux dans la reproduction *in-vitro* du système phonatoire. Ainsi, que ce soit dans un contexte *in-vivo* ou *in-vitro*, l'instabilité du système et les propriétés des oscillations qui en découlent dépendent de nombreux facteurs entrant dans différentes catégories :

- les propriétés mécaniques de la structure déformable
- la configuration géométrique de la glotte
- les propriétés de l'écoulement d'air
- les propriétés acoustiques des résonateurs

Pour l'étude de la phonation, l'examen du comportement dynamique des plis vocaux s'appuie généralement sur deux caractéristiques majeures des oscillations :

- la pression de l'air en amont de la glotte nécessaire pour amorcer et entretenir les oscillations
- la fréquence fondamentale des oscillations

Ces deux quantités sont de bons indicateurs de la pertinence du dispositif *in-vitro* vis-à-vis de l'appareil phonatoire réel. Elles servent également de points de comparaison avec les prédictions des modèles afin de tester la validité de ceux-ci.

Le dispositif décrit dans la suite permet donc d'obtenir des données exhaustives sur les oscillations des répliques déformables de plis vocaux en examinant l'influence de différentes conditions mécaniques, géométriques, d'écoulement et acoustiques.

3.1.4.1 Dispositif de mesure

Afin de caractériser les oscillations des répliques déformables de plis vocaux, les quantités mesurées expérimentalement sont :

- p_{onset} : la pression p_0 à l'amorçage des oscillations
- p_{offset} : la pression p_0 à l'arrêt des oscillations
- F_0 : la fréquence fondamentale des oscillations

Le dispositif schématisé sur la figure 3.15 est mis en œuvre pour réaliser ces mesures. Les répliques déformables de plis vocaux sont placées dans la maquette du système phonatoire avec des conduits en amont et en aval. Pour cette étude, on s'intéresse uniquement à l'influence acoustique du résonateur en aval et on cherche donc à limiter l'influence acoustique du résonateur en amont. Ainsi, le conduit représentant la trachée a une longueur de 4.5cm, correspondant à une première fréquence de résonance aux alentours de 1900Hz. Cette fréquence est donc bien supérieure aux fréquences fondamentales des oscillations des répliques déformables, comprises entre 100Hz et 300Hz.

Les pressions de seuil p_{onset} et p_{offset} sont mesurées grâce à un capteur de pres-

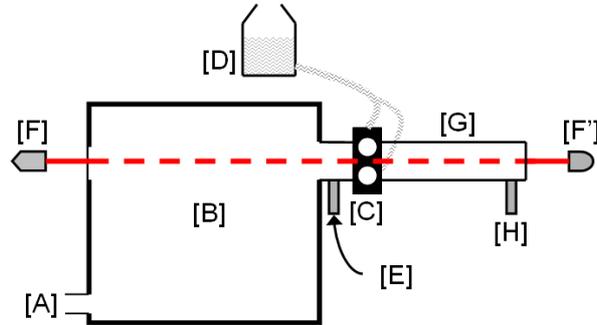


FIGURE 3.15 – Description schématique du dispositif expérimental pour les mesures de seuils d'oscillation : [A] arrivée d'air du compresseur, [B] réservoir de pression, [C] maquette intégrant les répliques déformables de plis vocaux, [D] réservoir d'eau permettant le réglage de la pression p_{in} , [E,H] capteurs de pression, [F,F'] système de mesure laser et [G] tube de section uniforme (résonateur aval).

sion situé sur le conduit en amont des répliques déformables. La démarche suivie consiste à augmenter la pression p_0 , avec le robinet d'arrivée d'air du compresseur, jusqu'à l'apparition des oscillations. La valeur de p_{onset} est alors relevée. Puis, la pression p_0 est diminuée jusqu'à ce que les oscillations disparaissent et la pression p_{offset} est alors relevée. La détection de l'amorçage et de l'arrêt des oscillations est effectuée à partir de l'analyse des signaux obtenus avec la diode laser, qui permet d'estimer l'ouverture glottique, et avec un capteur de pression situé près du bout du résonateur aval, qui permet de mesurer la pression acoustique. Ces signaux sont également utilisés pour estimer la fréquence fondamentale des oscillations F_0 . Cette fréquence est susceptible d'évoluer si la pression p_0 est augmentée au-delà du seuil p_{onset} . Cependant, on constate expérimentalement que ces variations restent relativement faibles. Ainsi, dans cette étude, on s'intéresse uniquement à la valeur de F_0 estimée à l'amorçage des oscillations.

Le but de ces expérimentations est d'obtenir les pressions de seuils et les fréquences fondamentales des oscillations des répliques déformables selon trois paramètres :

- la pression p_{in} de l'eau dans les tubes en latex, imposée par la hauteur du réservoir d'eau et comprise entre 500Pa et 11000Pa
- l'épaisseur des cales insérées entre les répliques déformables de plis vocaux (1.0mm, 0.5mm et 0.0mm (pas de cales))
- La longueur du tube placé en aval des répliques déformables (50cm, 28cm et 18cm)

3.1.4.2 Résultats

Les pressions de seuil p_{onset} et p_{offset} des oscillations des répliques déformables de plis vocaux, mesurées en fonction de la pression p_{in} de l'eau dans les tubes en latex, sont présentées sur la figure 3.16. Les courbes sont tracées sur trois graphes distincts, correspondant aux trois épaisseurs de cales considérées. Sur chaque graphe sont illustrées les courbes obtenues pour les trois longueurs de tube aval considérées. D'une manière générale on remarque que les pressions d'amorçage p_{onset} et les pressions d'arrêt p_{offset} sont du même ordre de grandeur. La différence entre ces deux pressions dépasse rarement les 100Pa.

Pour toutes les configurations considérées, les répliques déformables n'entrent pas en oscillation sur une certaine plage de pression p_{in} , dont la position et l'étendue diffèrent selon les cas. Ce comportement était prévisible au vu de la réponse mécanique d'une réplique déformable (cf. partie 3.1.2.2). Cependant, l'intervalle de pression p_{in} sur lequel les répliques déformables n'oscillent jamais ne coïncident pas forcément avec celui sur lequel les résonances de la réponse mécanique sont les moins marquées. En effet, pour les seuils, cet intervalle dépend largement de l'épaisseur des cales insérées dans la maquette. Sans cales, les oscillations se s'amorcent jamais pour $2000\text{Pa} < p_{in} < 5000\text{Pa}$, avec les cales de 0.5mm, pour $2000\text{Pa} < p_{in} < 6500\text{Pa}$, et avec les cales de 1.0mm, pour $0\text{Pa} < p_{in} < 8000\text{Pa}$. Ainsi, on constate que la largeur de l'intervalle, et plus particulièrement sa limite supérieure, augmentent lorsque l'épaisseur des cales augmente. Ceci traduit l'influence de l'ouverture entre les répliques déformables sur leur mise en oscillation.

En effet, si on trace les courbes de pressions de seuil non plus en fonction de la pression p_{in} mais en fonction de l'ouverture initiale (cf. figure 3.13), comme sur la figure 3.17, on constate que l'intervalle de hauteur h_g sur lequel les répliques déformables n'entrent jamais en auto-oscillation est similaire pour toutes les configurations. Cette zone où n'apparaissent pas les oscillations correspond à $2.2\text{mm} < h_g < 4\text{mm}$. Au vu des résultats obtenus, il apparaît difficile de caractériser l'influence de l'écartement initial entre les répliques déformables sur les valeurs des pressions de seuil des oscillations. Cependant, cet écartement initial se révèle être le facteur principal qui autorise ou non l'amorçage des oscillations. Effectivement, on remarque, toujours sur la figure 3.17, que la longueur du tube en aval des répliques déformables n'a pas une influence manifeste sur l'amorçage des oscillations. On note simplement que pour $h_g > 4\text{mm}$, aucune oscillation n'apparaît avec le tube de 50cm alors que des oscillations apparaissent avec les tubes de 28cm et 18cm.

L'ensemble des seuils obtenus pour cette maquette sont relativement élevés, avec $p_{onset} > 1000\text{Pa}$, par rapport à ceux relevés pour la phonation réelle ($300\text{Pa} < p_{onset} < 1000\text{Pa}$ [54]). Cette différence montre les limites de la pertinence des répliques déformables utilisées vis-à-vis des plis vocaux réels. Cet inconvénient a motivé l'élaboration de nouvelles répliques déformables de plis vocaux, utilisées par Rutý [104]

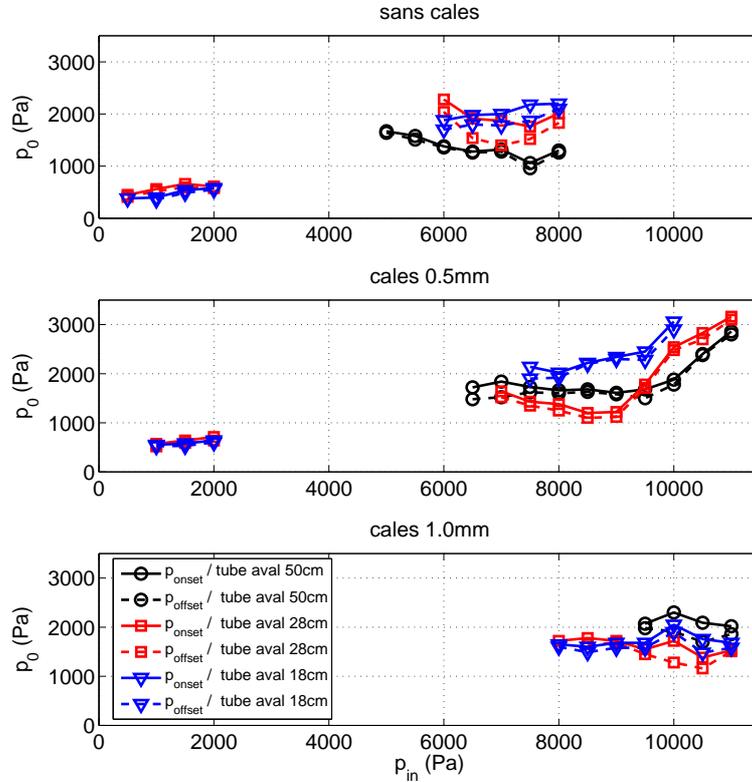


FIGURE 3.16 – Pressions de seuil des oscillations des répliques déformables de plis vocaux, p_{onset} et p_{offset} , en fonction de la pression de l’eau dans les tubes en latex, p_{in} , mesurées pour différentes longueurs de conduit aval et différentes épaisseurs de cales : (haut) 0.0mm (sans cales), (milieu) 0.5mm et (bas) 1.0mm.

et Bailly et al. [17], qui admettent des pressions de seuils des oscillations plus comparables à celles de la phonation réelle.

Maintenant, en ce qui concerne la fréquence fondamentale des oscillations, la figure 3.18 permet d’illustrer les résultats obtenus. On constate tout d’abord que, d’une manière générale, la fréquence F_0 augmente lorsque la pression p_{in} de l’eau dans les tubes en latex augmente. Ce comportement est similaire à celui des fréquences de résonance de la réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal (cf. partie 3.1.2.2). Contrairement aux pressions de seuils, les fréquences mesurées sont du même ordre de grandeur que celles associées à la phonation normale (cf. tableau 3.1).

L’analyse des résultats montre que l’écartement entre les répliques déformables a peu d’influence sur la fréquence fondamentale des oscillations. Effectivement, sur la figure 3.18, les courbes de F_0 associées aux trois épaisseurs de cales sont prati-

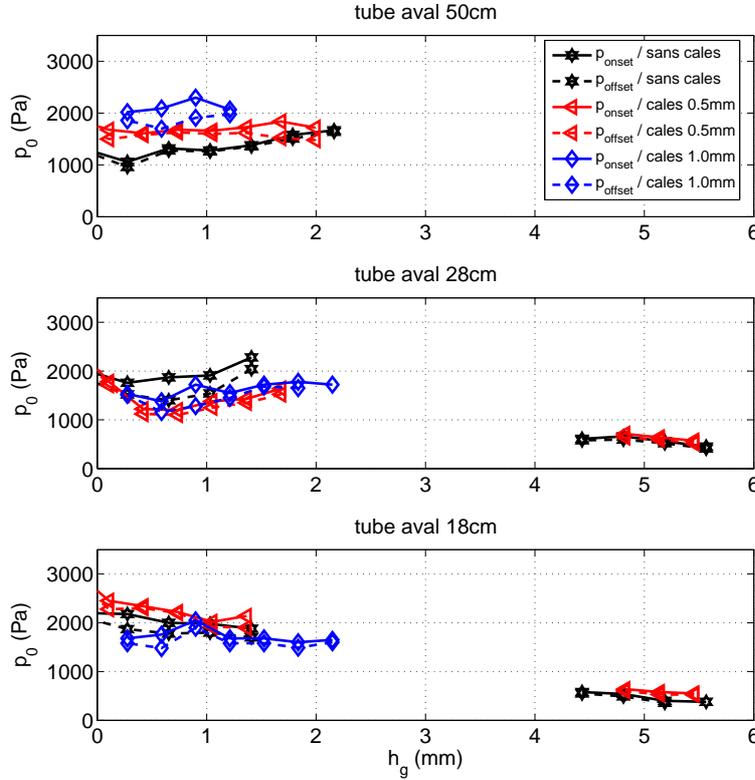


FIGURE 3.17 – Pressions de seuil des oscillations des répliques déformables de plis vocaux, p_{onset} et p_{offset} , en fonction de la hauteur h_g initiale entre les tubes en latex, mesurées pour différentes longueurs de conduit aval : (haut) 50cm, (milieu) 28cm et (bas) 18cm.

quement superposées, ou en tout cas très proches. En revanche, on constate que la longueur du tube en aval des répliques déformables peut avoir une grande influence sur la fréquence des oscillations. Ainsi, on peut distinguer deux cas de figure.

Dans le premier cas, correspondant aux mesures avec le tube de 50cm, la fréquence des oscillations est dominée par la première fréquence de résonance acoustique du tube. En effet, comme le montre la figure 3.18(haut), la première fréquence de résonance acoustique du tube de 50cm est d'environ 170Hz (cf. expression 2.28) et se situe donc dans la plage de fréquence dans laquelle se trouvent les résonances mécaniques de la réplique déformable. On constate alors que les valeurs de F_0 mesurées sont concentrées autour de la fréquence de résonance du tube.

Dans le second cas de figure, correspondant aux mesures avec les tubes de 28cm et 18cm, la fréquence des oscillations est dominée par les fréquences de résonances de la réplique déformable. En effet, les fréquences de résonance acoustique associées aux tubes de 28cm et 18cm sont respectivement d'environ 305Hz et 470Hz et sont

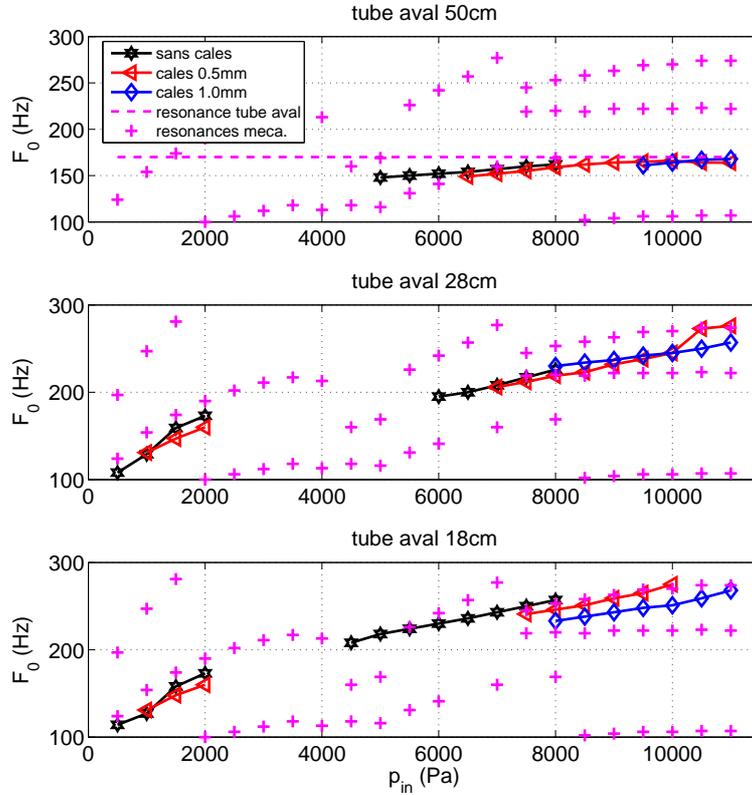


FIGURE 3.18 – Fréquence fondamentale des oscillations des répliques déformables de plis vocaux, F_0 , en fonction de la pression de l'eau dans les tubes en latex, p_{in} , mesurée pour différentes épaisseurs de cales et différentes longueurs de conduit aval : (haut) 50cm, (milieu) 28cm et (bas) 18cm. La première fréquence de résonance acoustique des tubes est indiquée en trait tireté. Les fréquences de résonance mécanique de la réplique déformable de pli vocal sont indiquées par des +.

donc supérieures aux fréquences de résonance mécanique de la réplique (et n'apparaissent donc pas sur la figure 3.18). On constate alors que les valeurs de F_0 mesurées suivent plus ou moins la même trajectoire que la deuxième résonance de la réponse mécanique.

Finalement, on voit que le couplage acoustique est fort si la première fréquence de résonance acoustique du tube en aval des répliques déformables de plis vocaux est du même ordre de grandeur que les fréquence de résonance mécanique de la réplique déformable. Dans ce cas, la fréquence des oscillations est imposée par le couplage acoustique, comme le montre, entre autres, les travaux de Lopez et al. [79]. Dans le cas contraire, le couplage acoustique du tube en aval est faible et la fréquence des oscillations est imposée par les résonances mécaniques de la réplique.

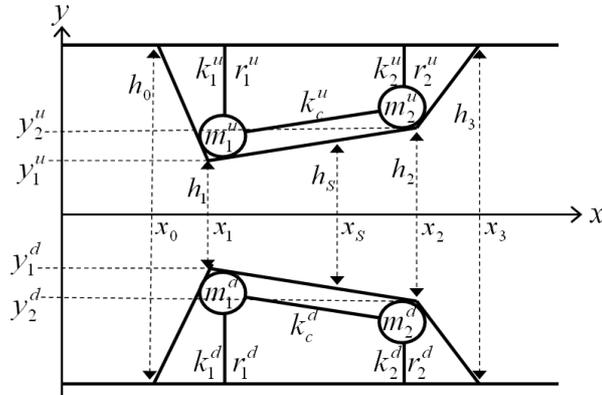


FIGURE 3.19 – Description schématique du modèle à deux masses et de ses paramètres mécaniques et géométriques.

3.2 Modélisation

Les mécanismes à l'origine des oscillations des répliques déformables de plis vocaux dans la reproduction *in-vitro* de l'appareil phonatoire peuvent être décrits à partir des équations d'un système mécanique couplé à un écoulement et à un résonateur acoustique. Cette modélisation physique des répliques déformables, basée sur un modèle à deux masses, s'appuie sur des paramètres liés à leurs caractéristiques pour prédire leur comportement oscillatoire. La validité de la modélisation peut être testée en comparant les résultats prédits et les données mesurées expérimentalement.

3.2.1 Mise en équation du modèle à deux masses

Cette partie présente une description de la modélisation mise en œuvre pour simuler les oscillations des répliques déformables de plis vocaux. En s'appuyant sur les théories décrites dans le chapitre 2, les équations qui gouvernent le modèle sont mises en forme pour effectuer une analyse de stabilité linéaire du système modélisé [32, 104, 137].

3.2.1.1 Description des sous-modèles

Modèle mécanique : Les répliques déformables sont représentées par des structures mécaniques décrites par un modèle à deux masses (cf. partie 2.2.2). La géométrie considérée et les paramètres mécaniques du modèle sont illustrés sur la figure 3.19. Sur cette figure, on remarque que les répliques déformables de plis vocaux sont approximées par des plaques. Ainsi, la géométrie glottique est déterminée uniquement par la variation de hauteur dans le canal glottique et caractérisée par les paramètres géométriques suivants :

- les abscisses correspondent à l'entrée de la glotte, x_0 , à la première masse, x_1 , à la seconde masse, x_2 , et à la sortie de la glotte, x_3
- les hauteurs dans le canal glottique correspondant aux abscisses x_0, x_1, x_2 et x_3 : h_0, h_1, h_2 et h_3
- la largeur du canal glottique : l_g

De plus, on considère le paramètre $d = x_2 - x_1$ comme la longueur des répliques de plis vocaux. Les paramètres du modèle mécanique associés aux masses 1 (.1) et 2 (.2) dans les structures du haut (.^u) et du bas (.^d) sont les suivants :

- les masses : m_1^u, m_2^u, m_1^d et m_2^d
- les raideurs : k_1^u, k_2^u, k_1^d et k_2^d
- les amortissements : r_1^u, r_2^u, r_1^d et r_2^d
- les raideurs de couplage : k_c^u , et k_c^d
- les positions : y_1^u, y_2^u, y_1^d et y_2^d
- les forces de pression : $F_{p1}^u, F_{p2}^u, F_{p1}^d$ et F_{p2}^d

Dans la modélisation retenue, les mouvements des structures du haut et du bas sont considérés comme symétriques. En outre, les paramètres des masses 1 et 2 sont choisis comme identiques. Ceci permet de grandement simplifier le modèle qui peut être contrôlé avec un nombre plus réduit de paramètres, de sorte que :

- $m = m_1^u = m_2^u = m_1^d = m_2^d$
- $k = k_1^u = k_2^u = k_1^d = k_2^d$
- $r = r_1^u = r_2^u = r_1^d = r_2^d$
- $k_c = k_c^u = k_c^d$
- $h_1 = y_1^u - y_1^d$ et $h_2 = y_2^u - y_2^d$
- $F_{p1} = F_{p1}^u + F_{p1}^d = 2 F_{p1}^u$ et $F_{p2} = F_{p2}^u + F_{p2}^d = 2 F_{p2}^u$

Dans cette démarche de simplification, la raideur de couplage est estimée comme $k_c = \frac{1}{2}k$.

La prise en compte de la collision entre les structures du haut et du bas est effectuée avec le critère géométrique h_{crit} . Ainsi, lorsque $h_1 \leq h_{crit}$ ou $h_2 \leq h_{crit}$, on considère que les structures entrent en collision. Les paramètres mécaniques sont alors modifiés en conséquence [80], de sorte que :

$$k \xrightarrow{\text{collision}} k_{coll} = 4k \quad (3.1)$$

$$r \xrightarrow{\text{collision}} r_{coll} = r + 2\sqrt{\frac{k_{coll} m}{2}} \quad (3.2)$$

Modèle d'écoulement : Le modèle d'écoulement permet de calculer les forces de pression F_{p1} et F_{p2} , exercées sur les masses dans le modèle mécanique, à partir de la configuration géométrique du canal glottique. Dans cette étude, l'écoulement est décrit avec un modèle unidimensionnel et stationnaire, prenant en compte la viscosité de l'air et le phénomène de séparation (cf. partie 2.3). Ce modèle accepte comme paramètres d'entrée :

- la pression en amont de la glotte, à l'abscisse x_0 : p_0 (équivalente la pression subglottique p_{sub})
- la pression en aval de la glotte, à l'abscisse x_3 : p_3 (équivalente la pression supraglottique p_{supra})
- le profil de hauteur du canal glottique : $h(x)$

Du fait de la forme considérée pour le canal glottique, la prise en compte de la séparation de l'écoulement, à l'abscisse x_s (cf. figure 3.19), fait ressortir deux cas de figure :

- $h_1 \geq h_2$: le canal est convergent ou droit et la séparation intervient au bout du canal, de sorte que $x_s = x_2$ et $h_s = h_2$
- $h_1 < h_2$: le canal est divergent et la séparation intervient avant la fin du canal, de sorte que $x_1 < x_s < x_2$ et $h_s = c_s h_1$

Le coefficient de séparation c_s qui détermine la position de la séparation est choisi comme $c_s = 1.2$.

Le modèle d'écoulement permet dans un premier temps de déterminer le débit d'air Φ qui circule dans le canal glottique. Ce débit est celui qui vérifie l'équation suivante :

$$p_0 - p_3 = \frac{1}{2} \rho \frac{\Phi^2}{l_g^2} \left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h_s^2} \right) + 12\mu \frac{\Phi}{l_g} \int_{x_0}^{x_s} \frac{dx}{h(x)^3} \quad (3.3)$$

où ρ est la densité de l'air et μ sa viscosité dynamique.

Dans un deuxième temps, le profil de pression $p(x)$ peut alors être déterminé entre les abscisses x_0 et x_s . Au-delà du point de séparation, pour $x > x_s$, la pression $p(x)$ dans le canal glottique est considérée comme étant égale à la pression en aval p_3 . Les forces de pression sont ensuite estimées par intégration du profil de pression, de sorte que :

$$F_{p1} = 2l_g \int_{x_0}^{x_1 + \frac{d}{2}} \alpha p(x) dx \quad (3.4)$$

$$F_{p2} = 2l_g \int_{x_2 - \frac{d}{2}}^{x_3} \alpha p(x) dx \quad (3.5)$$

Chaque masse, dans les structures mécaniques, peut se déplacer uniquement selon l'axe y , perpendiculaire à la direction de l'écoulement. En conséquence, seules les composantes en y des vecteurs de force sont pris en compte dans le calcul de la force de pression totale exercée sur une masse. Le coefficient α , dans les expressions 3.4 et 3.5, permet de prendre en compte le fait qu'une partie seulement de la pression entre dans le calcul des forces. Ce coefficient est adapté en fonction de la géométrie du canal glottique, de sorte que $0 \leq \alpha \leq 1$.

Dans la suite, on considère les forces de pression comme des fonctions uniquement dépendantes des pressions p_0 et p_3 et des hauteurs h_1 et h_2 , de sorte que $F_p = f(p_0, p_3, h_1, h_2)$.

Modèle acoustique : Afin de prendre en compte le couplage acoustique du conduit en aval des répliques déformables, celui-ci est modélisé comme un résonateur acoustique simple (cf. partie 2.4.2). Les paramètres acoustiques du modèle sont donc ceux associés à la première résonance du tube :

- le maximum de l'impédance à la résonance : Z_A
- la pulsation de résonance : ω_A
- le facteur de qualité de la résonance : Q_A

Le couplage acoustique entre le système d'interaction fluide/structure et le résonateur est concrétisé en associant la pression en entrée du résonateur avec la pression p_3 , de sorte que $p_3 = d\psi/dt$. De la même manière, le débit acoustique U_A , à l'entrée du résonateur, est associé au débit glottique, de sorte que $U_A = \Phi$.

3.2.1.2 Linéarisation des équations

L'analyse du système modélisé a pour but de caractériser son comportement dynamique et de mettre en évidence les propriétés des oscillations. En effet, un système dynamique qui revient à son état d'équilibre après avoir reçu une perturbation est stable. À l'inverse, s'il s'éloigne de son état d'équilibre après la perturbation, il devient instable et des oscillations apparaissent. Ainsi, on s'intéresse aux variations des grandeurs caractéristiques du modèle à deux masses considéré qui évoluent lors des oscillations des structures mécaniques : h_1 , h_2 , p_3 , Φ , F_{p1} et F_{p2} . Pour cela, ces grandeurs sont décrites comme la somme d'une valeur d'équilibre et d'une valeur fluctuante autour de cette valeur d'équilibre :

$$\begin{aligned}
 h_1 &= h_1^{eq} + \tilde{h}_1 \\
 h_2 &= h_2^{eq} + \tilde{h}_2 \\
 p_3 &= p_3^{eq} + \tilde{p}_3 \\
 \Phi &= \Phi^{eq} + \tilde{\Phi} \\
 F_{p1} &= F_{p1}^{eq} + \tilde{F}_{p1} \\
 F_{p2} &= F_{p2}^{eq} + \tilde{F}_{p2}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

où pour une grandeur $\chi = \chi^{eq} + \tilde{\chi}$, χ^{eq} et $\tilde{\chi}$ sont respectivement la valeur d'équilibre et la valeur fluctuante. D'après le modèle d'écoulement, le débit Φ et les forces de pressions F_{p1} et F_{p2} dépendent de la pression p_3 et des hauteurs h_1 et h_2 . Ainsi, la partie fluctuante de ces trois grandeurs, Φ , F_{p1} et F_{p2} , peut s'exprimer à partir des dérivées partielles de la grandeur par rapport à p_3 , h_1 et h_2 , de sorte que :

$$\tilde{\chi} = \frac{\partial \chi}{\partial p_3} \tilde{p}_3 + \frac{\partial \chi}{\partial h_1} \tilde{h}_1 + \frac{\partial \chi}{\partial h_2} \tilde{h}_2 \tag{3.7}$$

Cette décomposition des grandeurs caractéristiques du système permet d'effectuer son analyse en ne gardant que les valeurs fluctuantes dans les équations. Ainsi, les trois équations linéarisées qui gouvernent le modèle à deux masses considéré, couplé acoustiquement au résonateur aval, s'expriment sous la forme :

$$m \frac{d^2 \tilde{h}_1}{dt^2} + r \frac{d\tilde{h}_1}{dt} + (k + k_c) \tilde{h}_1 - k_c \tilde{h}_2 = \frac{\partial F_{p1}}{\partial p_3} \tilde{p}_3 + \frac{\partial F_{p1}}{\partial h_1} \tilde{h}_1 + \frac{\partial F_{p1}}{\partial h_2} \tilde{h}_2 \quad (3.8)$$

$$m \frac{d^2 \tilde{h}_2}{dt^2} + r \frac{d\tilde{h}_2}{dt} + (k + k_c) \tilde{h}_2 - k_c \tilde{h}_1 = \frac{\partial F_{p2}}{\partial p_3} \tilde{p}_3 + \frac{\partial F_{p2}}{\partial h_1} \tilde{h}_1 + \frac{\partial F_{p2}}{\partial h_2} \tilde{h}_2 \quad (3.9)$$

$$\frac{d^2 \psi}{dt^2} + \frac{\omega_A}{Q_A} \frac{d\psi}{dt} + \omega_A^2 \psi = \frac{Z_A \omega_A}{A Q_A} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p_3} \tilde{p}_3 + \frac{\partial \Phi}{\partial h_1} \tilde{h}_1 + \frac{\partial \Phi}{\partial h_2} \tilde{h}_2 \right) \quad (3.10)$$

3.2.1.3 Représentation d'état

Afin de réaliser l'analyse de stabilité linéaire du système, les équations qui le gouvernent sont mises sous la forme d'une représentation d'état :

$$\dot{X} = M X \quad (3.11)$$

où X est le vecteur d'état, défini comme :

$$X = \begin{bmatrix} \tilde{h}_1 & \tilde{h}_2 & \psi & \frac{d\tilde{h}_1}{dt} & \frac{d\tilde{h}_2}{dt} & \frac{d\psi}{dt} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

et M , la matrice d'état, définie à partir des équations 3.8, 3.9 et 3.10, et qui s'exprime sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{1}{m} \left(\frac{\partial F_{p1}}{\partial h_1} - (k + k_c) \right) & \frac{1}{m} \left(\frac{\partial F_{p1}}{\partial h_2} + k_c \right) & 0 & -\frac{r}{m} & 0 & \frac{1}{m} \frac{\partial F_{p1}}{\partial p_3} \\ \frac{1}{m} \left(\frac{\partial F_{p2}}{\partial h_1} + k_c \right) & \frac{1}{m} \left(\frac{\partial F_{p2}}{\partial h_2} - (k + k_c) \right) & 0 & 0 & -\frac{r}{m} & \frac{1}{m} \frac{\partial F_{p2}}{\partial p_3} \\ \frac{Z_A \omega_A}{A Q_A} \frac{\partial \Phi}{\partial h_1} & \frac{Z_A \omega_A}{A Q_A} \frac{\partial \Phi}{\partial h_2} & -\omega_A^2 & 0 & 0 & -\frac{\omega_A}{Q_A} + \frac{Z_A \omega_A}{A Q_A} \frac{\partial \Phi}{\partial p_3} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

3.2.1.4 Analyse de stabilité du système

Pour cette étude, l'analyse de la stabilité du système, avec des paramètres donnés, est faite en fonction de la pression en amont des répliques déformables de plis vocaux. En effet, pour tester la validité de la modélisation, on souhaite comparer les

prédictions des pressions de seuil et des fréquences des oscillations avec les données mesurées expérimentalement. Pour cela, on s'appuie sur la décomposition en valeurs propres et vecteurs propres de la matrice d'état M , présentée à l'expression 3.13. Cette décomposition s'écrit sous la forme suivante :

$$M = V \Lambda V^T \quad (3.14)$$

où V est la matrice composée des vecteurs propres et Λ , la matrice diagonale contenant les valeurs propres $\lambda_{1..6}$, telle que :

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_6 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Ainsi, pour un jeu de paramètres $(m, k, r, k_c, h_1^{eq}, h_2^{eq}, Z_A, \omega_A, Q_A)$, la stabilité du système est déterminée à partir de l'analyse des valeurs propres de M , pour une pression p_0 croissante comprise entre 0Pa et 3000Pa :

- le système est stable si toutes les valeurs propres ont une partie réelle négative : $\Re(\lambda_i) < 0, \quad \forall i = 1..6$
- le système devient instable si au moins une des valeurs propres a une partie réelle positive ou nulle

L'instabilité du système traduit l'apparition des oscillations des structures mécaniques représentant les répliques déformables de plis vocaux. Dans ce cas, la fréquence des oscillations F_0 est déduite à partir de la partie imaginaire de la valeur propre $\lambda_i^{\text{instable}}$ dont la partie réelle est positive ou nulle, telle que $\Re(\lambda_i^{\text{instable}}) \geq 0$, de sorte que :

$$F_0 = \frac{\Im(\lambda_i^{\text{instable}})}{2\pi} \quad (3.16)$$

3.2.2 Relations entre les paramètres du modèle et les données expérimentales

L'analyse de stabilité linéaire du modèle à deux masses considéré permet d'obtenir, pour un jeu de paramètres $(m, k, r, k_c, h_1^{eq}, h_2^{eq}, Z_A, \omega_A, Q_A)$ donné, les prédictions des pressions de seuil p_{onset} et des fréquences fondamentales F_0 de ses oscillations en fonction de la pression en amont de la constriction glottique p_0 . Afin d'établir un lien entre les propriétés des oscillations des répliques déformables de plis vocaux et les prédictions associées aux instabilités du système d'interaction fluide/structure modélisé, les paramètres qui alimentent le modèle à deux masses considéré doivent

être représentatifs des caractéristiques de la reproduction *in-vitro* du système phonatoire. Ainsi, en s'appuyant sur les expérimentations réalisées pour caractériser les comportements des répliques déformables, présentées dans la partie 3.1, les paramètres mécaniques (m , k , r et k_c), géométriques (h_1^{eq} et h_2^{eq}) et acoustiques (Z_A , w_A et Q_A) peuvent être estimées à partir des grandeurs mesurées.

3.2.2.1 Paramètres mécaniques

Le lien entre les paramètres mécaniques du modèle à deux masses et les propriétés des répliques déformables dans le dispositif *in-vitro* n'est pas immédiat. En faisant l'analogie entre une réplique déformable de pli vocal et un oscillateur mécanique simple, les données relatives aux résonances de la réplique, extraites de la réponse mécanique du tube en latex mesurée en fonction de la pression p_{in} de l'eau qu'il contient (cf. partie 3.1.2), permettent d'estimer les paramètres mécaniques de l'oscillateur [32].

En effet, la réponse mécanique dans le domaine fréquentiel (en fonction de la pulsation des oscillations ω) d'un oscillateur mécanique simple est caractérisé par des pics de résonance correspondant aux pulsations propres ω_L de l'oscillateur. Au voisinage de ces pics, pour $\omega \approx \omega_L$, l'amplitude de la réponse mécanique peut s'écrire comme :

$$|C(\omega \approx \omega_L)| \approx \frac{Q_L}{\omega_L^2 \mu_L} \quad (3.17)$$

où Q_L est le facteur de qualité de la résonance et μ_L , un coefficient associé à la masse de l'oscillateur. A partir des quantités f_L , Δf_{-3dB} et $|C(f_L)|$ mesurées sur la réponse mécanique d'une réplique déformable, comme l'illustre la figure 3.9, les quantités ω_L , Q_L , et μ_L , propres à l'oscillateur, peuvent ainsi être estimées comme :

$$\omega_L = 2\pi f_L \quad (3.18)$$

$$Q_L = \frac{f_L}{\Delta f_{-3dB}} \quad (3.19)$$

$$\mu_L = \frac{Q_L}{\omega_L^2 |C(f_L)|} \quad (3.20)$$

La figure 3.20 montre les estimations de ces paramètres pour les résonances mécaniques de la réplique déformable, en fonction de la pression p_{in} de l'eau dans le tube en latex.

Les paramètres mécaniques (masse m , raideur k et amortissement r) du système sont alors déduits des caractéristiques des résonances mécaniques de la réplique déformable, de sorte que :

$$m = \mu_L l_g d \quad (3.21)$$

$$k = m \omega_L^2 \quad (3.22)$$

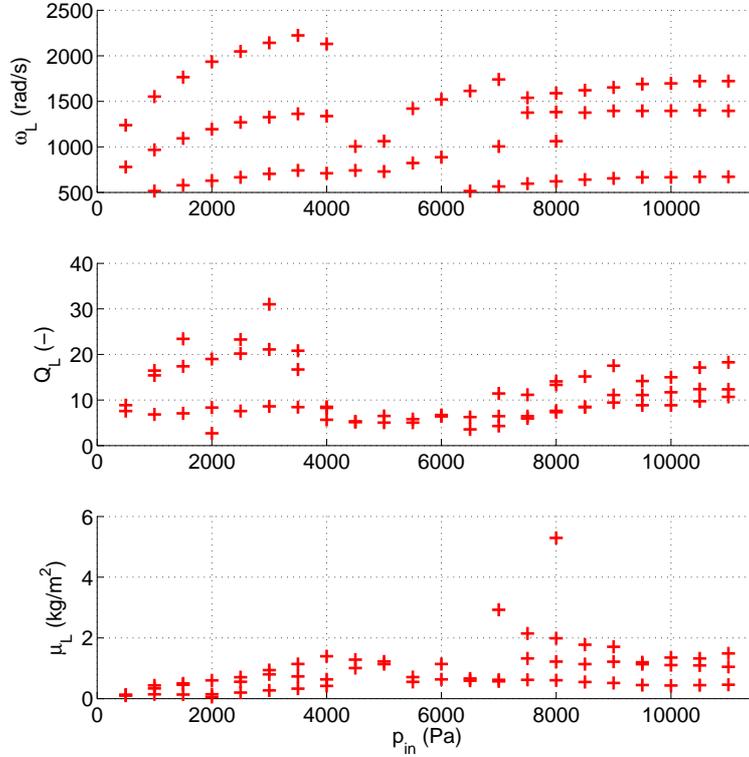


FIGURE 3.20 – Paramètres des résonances estimés sur la réponse mécanique d’une réplique déformable de pli vocal : (haut) pulsation de résonance, ω_L , (milieu) facteur de qualité, Q_L , (bas) coefficient associé à la masse, μ_L , en fonction de la pression p_{in} de l’eau dans la réplique déformable de pli vocal.

$$r = m \frac{\omega_L}{Q_L} \quad (3.23)$$

où l_g et d sont respectivement la largeur et la longueur des répliques de plis vocaux. En outre, comme précisé précédemment, la raideur de couplage est définie comme $k_c = \frac{1}{2}k$. La valeur de k_c pourrait également être estimée à partir du rapport entre les fréquences de résonance mécanique, comme dans [136].

3.2.2.2 Paramètres géométriques

Les hauteurs du canal glottique aux niveaux des masses 1 et 2 lorsque le modèle à deux masses est un état d’équilibre, h_1^{eq} et h_2^{eq} , peuvent être directement associées aux mesures des positions d’équilibre présentées dans la partie 3.1.3. Pour cela, on admet qu’à l’état initial, sans écoulement d’air, $h_1^{eq} = h_2^{eq}$. Dans ce cas, la hauteur mesurées expérimentalement au centre de l’ouverture entre les deux répliques déformables de plis vocaux correspond aux deux hauteurs $h_1^{eq} = h_2^{eq}$. Les valeurs des écartements initiaux présentés sur la figure 3.13 sont utilisés pour alimenter le modèle

à deux masses considéré. D'autre part, la hauteur critique, utilisée pour déclencher la gestion de la collision dans le modèle à deux masses, est fixée à $h_{crit} = 0.02\text{mm}$.

3.2.2.3 Paramètres acoustiques

Les paramètres acoustiques relatifs au résonateur aval dépendent de la longueur de celui-ci. Les quantités Z_A , w_A et Q_A associées à la première résonance acoustique des conduits utilisés ont été mesurées expérimentalement. Les valeurs utilisées dans la modélisation sont présentées dans le tableau 3.2, pour les trois tubes, de 50cm, 28cm et 18cm. Ces paramètres acoustiques peuvent également être estimés à partir du calcul de l'impédance du résonateur comme dans [104].

L (cm)	f_A (Hz)	Q_A (s.u.)	Z_A (Pa.s.m ⁻³)
50	169.7	47.7	50581989
28	293.1	55.2	58431502
18	447.6	52.5	55591509

TABLE 3.2 – Données expérimentales sur la première résonance acoustique des tubes de 50cm, 28cm et 18cm placés en aval des répliques déformables de plis vocaux : L , longueur du tube, f_A , fréquence de résonance, Q_A , facteur de qualité et Z_A , amplitude de l'impédance à la résonance.

3.2.2.4 Grandeurs d'entrée et de sortie

Pour l'analyse de stabilité linéaire du modèle à deux masses, comme pour les mesures expérimentales présentées dans la partie 3.1.4, l'amorçage des oscillations est examiné en fonction de la pression en amont de la constriction glottique. Ainsi, la pression p_0 , qui contrôle la modélisation est directement reliée à la pression mesurée en amont des répliques déformables sur le dispositif expérimental. De la même manière, les prédictions des pressions de seuil p_{onset} et des fréquences fondamentales F_0 des oscillations peuvent être comparées aux données expérimentales homologues. Néanmoins, les analyses de stabilité linéaire réalisées ne fournissent qu'une seule pression de seuil, qui correspond à la fois à l'amorçage des oscillations (si p_0 augmente) et à leur arrêt (si p_0 diminue). Or, expérimentalement, deux pressions distinctes, p_{onset} et p_{offset} , sont mesurées pour l'amorçage et l'arrêt des oscillations des répliques déformables. La modélisation de ce phénomène d'hystérésis repose sur une analyse des non-linéarités du système modélisé [83].

3.2.3 Validation *in-vitro*

L'analyse de stabilité linéaire du modèle à deux masses, alimenté avec des paramètres estimés à partir de la caractérisation expérimentale des tubes en latex remplis d'eau, permet d'obtenir des prédictions des pressions de seuil et des fréquences fondamentales des oscillations des répliques déformables de plis vocaux. Ces prédictions sont ainsi comparées aux valeurs expérimentales de ces deux grandeurs pour tester la validité de la modélisation. Les paramètres mécaniques de la structure qui représentent les répliques déformables dans la modélisation sont évalués à partir des résonances de la réponse mécanique d'une réplique déformable. Or, pour une valeur de pression de l'eau dans les tubes en latex, cette réponse admet plusieurs résonances qui conduisent à différents jeux de paramètres mécaniques. Ainsi, pour chaque pression p_{in} , il existe autant de prédictions de p_{onset} et de F_0 , que de jeux de paramètres mécaniques. Dans la suite, on compare donc les différents résultats fournis par l'analyse de stabilité pour une pression p_{in} donnée avec la valeur mesurée expérimentalement.

Dans un premier temps, on s'intéresse aux résultats obtenus pour la configuration sans cales et avec le tube en aval de 50cm, illustrés sur la figure 3.21. On remarque sur cette figure que le modèle à deux masses devient beaucoup plus facilement instable que les répliques déformables. En effet, on voit que la modélisation prévoit l'apparition d'oscillations pour toutes les valeurs de p_{in} considérées, alors qu'expérimentalement, on observe des oscillations seulement pour $p_{in} \geq 5000\text{Pa}$. De plus, les pressions de seuil des oscillations prédites par l'analyse de stabilité sont beaucoup plus basses que celles mesurées, notamment avec les paramètres mécaniques extraits des première et deuxième résonances de la réponse mécanique, qui donnent quasiment tous les $p_{onset} < 500\text{Pa}$. Si on suit l'évolution des p_{onset} correspondant à l'analyse de stabilité avec les paramètres associés à la première résonance en fonction de la pression p_{in} , on constate la valeur des seuils augmente pour $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 4000\text{Pa}$ puis diminue pour $400\text{Pa} < p_{in} \leq 7000\text{Pa}$ avant de ré-augmenter pour $p_{in} > 7000\text{Pa}$. Les seuils mesurés expérimentalement, quand ils existent, suivent la même tendance.

En ce qui concerne la fréquence fondamentale des oscillations, on remarque que les valeurs mesurées sont assez proches des valeurs de F_0 simulées avec les paramètres mécaniques associés à la deuxième résonance de la réponse mécanique. En effet, on a vu dans la partie 3.1.4.2 que le couplage acoustique important du tube aval de 50cm impose aux oscillations des répliques déformables une fréquence proche de celle de la première résonance acoustique du conduit. Ainsi, on constate que la prise en compte du couplage acoustique du conduit aval dans la modélisation influence également les prédictions des fréquences fondamentales des oscillations. Les prédictions et les mesures de F_0 , toutes les deux dominées par le couplage acoustique

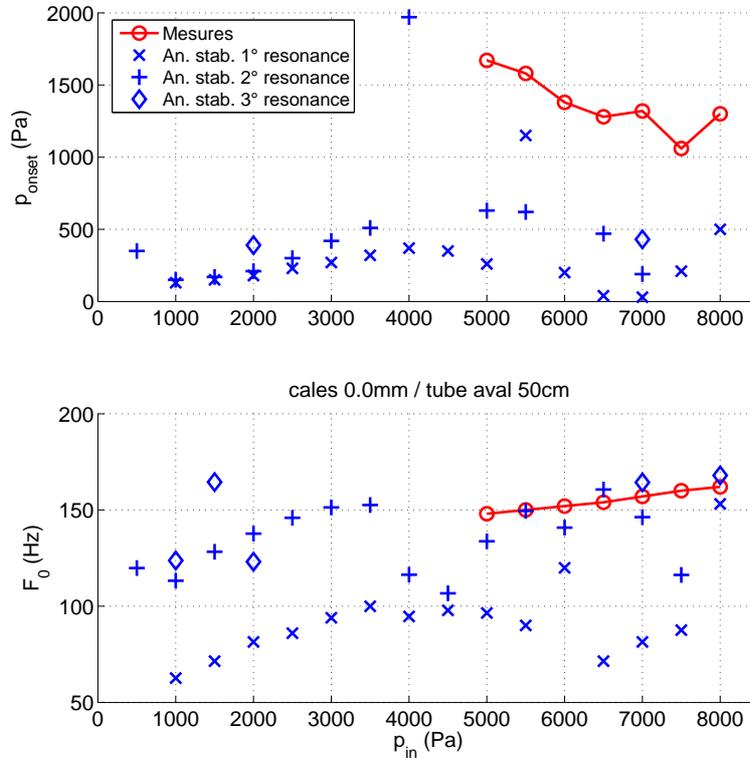


FIGURE 3.21 – Comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de l’analyse de stabilité du modèle à deux masses, pour la configuration sans cales et avec le tube aval de 50cm : (haut) pression de seuil des oscillations, p_{onset} , et (bas) fréquence fondamentale des oscillations, F_0 , en fonction de la pression p_{in} de l’eau dans les tubes en latex.

du conduit de 50cm, coïncident donc assez bien.

On s’intéresse à présent à l’influence de l’écartement initial entre les répliques déformables sur les prédictions de la modélisation. La figure 3.22 présente les résultats obtenus pour la configuration avec les cales de 0.5mm et avec le tube en aval de 50cm. Sur cette figure, on constate que les valeurs de pression de seuil prédites sont légèrement plus élevées que celles obtenues avec la configuration sans cales. Cette tendance à l’augmentation des pressions de seuil est également observée expérimentalement. Cependant, les valeurs de p_{onset} obtenues par simulation sont toujours bien inférieures à celles mesurées. Ainsi, on note que l’agrandissement de l’ouverture glottique semble rendre plus difficile l’amorçage des oscillations, aussi bien sur le dispositif *in-vitro* que dans la modélisation.

Par contre, ce changement d’écartement initial ne produit pratiquement aucun effet sur la fréquence fondamentale des oscillations, aussi bien sur le dispositif *in-*

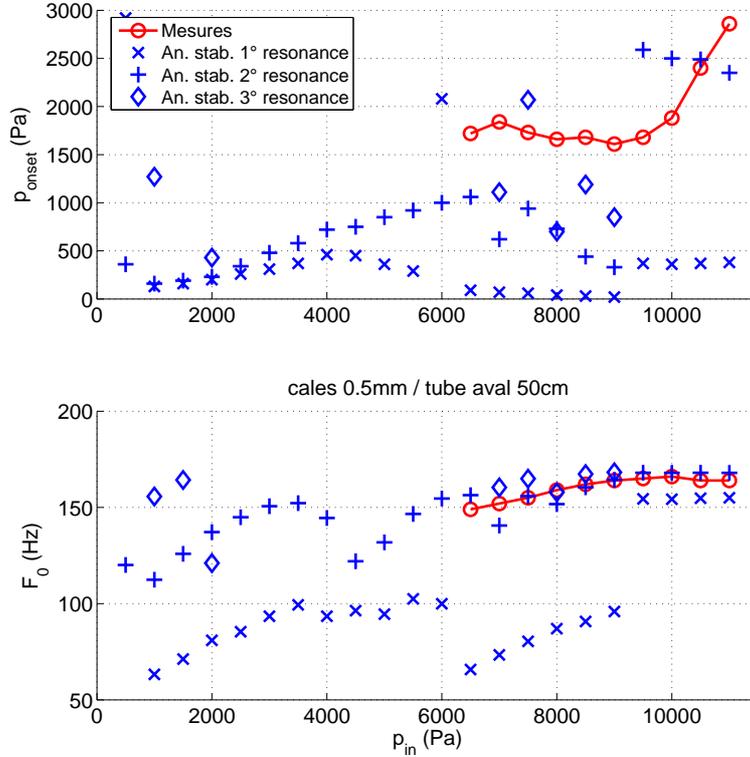


FIGURE 3.22 – Comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de l’analyse de stabilité du modèle à deux masses, pour la configuration avec les cales de 0.5mm et avec le tube aval de 50cm : (haut) pression de seuil des oscillations, p_{onset} , et (bas) fréquence fondamentale des oscillations, F_0 , en fonction de la pression p_{in} de l’eau dans les tubes en latex.

vitro que dans la modélisation. En effet, le couplage acoustique du conduit de 50cm s’applique également pour cette configuration. Sur la figure 3.22, on peut constater que les valeurs de F_0 simulées et mesurées sont similaires à celles obtenues pour la configuration sans cales. Ainsi, les valeurs expérimentales de F_0 coïncident également celles simulées avec les paramètres mécaniques associés à la deuxième résonance de la réponse mécanique. De plus, avec cette configuration, on constate que cette concordance perdue pour les pressions $p_{in} > 8000\text{Pa}$.

Lorsque la première fréquence de résonance acoustique du conduit en aval est supérieure aux fréquences de résonance mécanique des répliques déformables, on a noté dans la partie 3.1.4.2 qu’expérimentalement le couplage acoustique du résonateur aval était plus faible. La figure 3.23 présente ainsi les résultats obtenus pour la configuration sans cales et avec le tube en aval de 18cm. Sur cette figure, on constate que les fréquences fondamentales prédites pour les oscillations sont quasiment les

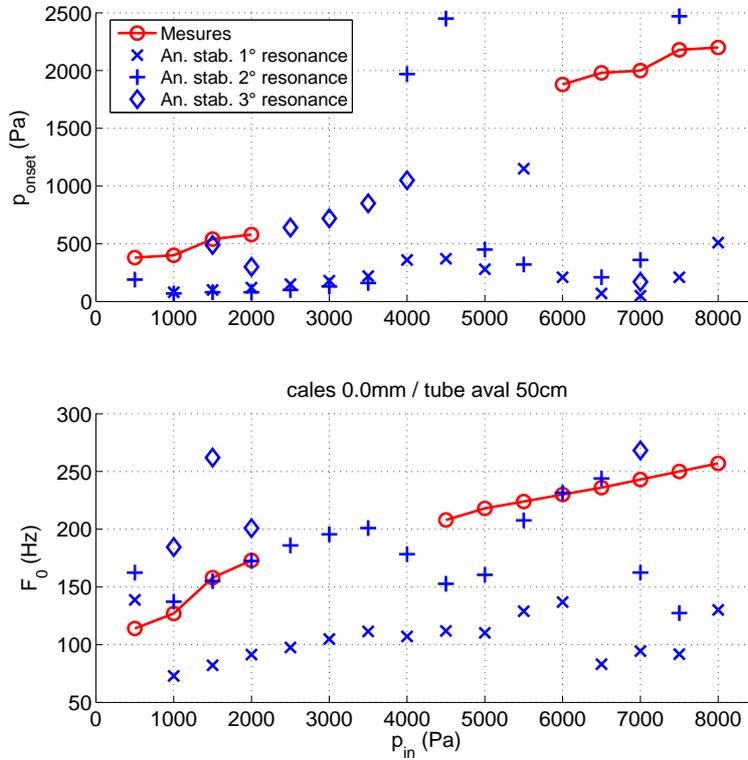


FIGURE 3.23 – Comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de l’analyse de stabilité du modèle à deux masses, pour la configuration sans cales et avec le tube aval de 18cm : (haut) pression de seuil des oscillations, p_{onset} , et (bas) fréquence fondamentale des oscillations, F_0 , en fonction de la pression p_{in} de l’eau dans les tubes en latex.

mêmes que les fréquences de résonance mécanique d’une réplique déformable (cf. figure 3.10). Ceci confirme, par simulation, que l’influence acoustique du tube de 18cm sur la fréquence des oscillations est très faible. Cependant, dans ce cas, les valeurs de F_0 mesurées ne concordent plus avec aucune valeur simulée pour $p_{in} > 4000\text{Pa}$. Pour $p_{in} < 2500\text{Pa}$, les fréquences F_0 mesurées coïncident, encore une fois, avec celles simulées avec les paramètres mécaniques associés à la deuxième résonance de la réponse mécanique d’une réplique déformable.

Pour ce qui est des pressions de seuil des oscillations, on constate que les valeurs de p_{onset} simulées sont inférieures à celles obtenues pour la configuration avec le tube en aval de 50cm, notamment pour $p_{in} < 4000\text{Pa}$. Dans ce cas encore, les pressions p_{onset} mesurées sont beaucoup plus élevées que celles simulées par le modèle à deux masses.

3.3 Conclusions

L'influence de l'ouverture glottique initiale et du couplage acoustique du conduit aval sur les oscillations des plis vocaux a été examinée à la fois sur un dispositif expérimental *in-vitro* incluant des répliques déformables de plis vocaux et dans un modèle physique de phonation basé sur un modèle à deux masses. La caractérisation de ces influences repose sur l'analyse des pressions de seuil et des fréquences fondamentales des oscillations en fonction de différentes conditions.

Expérimentalement, on a observé que l'augmentation de l'écartement initial entre les répliques de plis vocaux rend l'amorçage des oscillations plus difficile, ce qui se traduit par des pressions de seuil plus élevées. En revanche, cet agrandissement de l'ouverture glottique n'affecte pas les fréquences fondamentales des oscillations de manière significative. Par ailleurs, la valeur de l'ouverture initiale apparaît comme un critère décisif pour l'apparition des oscillations. En effet, même avec des propriétés mécaniques différentes (liées à des pressions d'eau dans les tubes en latex différentes), les répliques déformables de plis vocaux entrent en oscillation pour des ouvertures glottiques similaires.

Les résultats concernant le couplage acoustique du conduit aval montrent que celui-ci est fort lorsque la première fréquence de résonance acoustique du conduit est proche de celles des résonances mécaniques de la réplique déformable. Ce fort couplage acoustique implique que les oscillations des répliques sont dominées par la résonance acoustique du conduit qui leur impose une fréquence fondamentale proche de sa fréquence propre. En revanche, le couplage acoustique du conduit aval est faible lorsque sa première fréquence de résonance acoustique est supérieure aux fréquences de résonance mécanique de la réplique déformable. Dans ces conditions, la fréquence fondamentale des oscillations des répliques de plis vocaux sont dominées par les fréquences de résonance mécanique. C'est notamment le cas avec le tube aval d'une longueur de 18cm. Or cette longueur correspond à peu près à celle du conduit vocal humain. Ceci permet d'avancer l'hypothèse que le couplage acoustique du conduit vocal a peu d'influence sur les oscillations des plis vocaux lors de la phonation. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés par Lopez et al. [79] et Ruty [104]. Néanmoins, Ruty [104] a montré qu'un couplage acoustique fort conduisait à un abaissement des pressions de seuil des oscillations, notamment avec des tubes en aval d'une longueur supérieure à 50cm. Les résultats obtenus dans cette étude, avec des répliques déformables différentes, ne permettent pas de mettre en évidence une incidence aussi marquée du couplage acoustique sur les pressions de seuil.

Dans la modélisation, l'augmentation de l'écartement initial a également tendance à faire remonter les pressions de seuil des oscillations, mais des oscillations apparaissent pour tous les écartements glottiques considérés. En outre, les fréquences

fondamentales des oscillations simulées ne sont quasiment pas affectées par les variations de l'écartement initial. Quant au couplage acoustique du conduit aval, on constate que son influence sur les prédictions du modèle est moins manifeste que sur les données expérimentales. En effet, les fréquences fondamentales des oscillations simulées varient assez peu selon que le couplage soit faible ou fort. Les pressions de seuil obtenues avec l'analyse de stabilité du modèle à deux masses sont quant à elles plus élevées avec le conduit de 50cm qu'avec les autres tubes moins longs.

On voit donc qu'il existe des différences entre les propriétés des oscillations mesurées et obtenues par simulation. On remarque tout de même qu'il existe des concordances, d'un point de vue qualitatif, entre les données expérimentales et simulées. Cependant, la modélisation utilisée semble assez peu pertinente, d'un point de vue quantitatif, vis-à-vis des mesures réalisées. Trois raisons peuvent expliquer les écarts observés :

- De nombreuses simplifications ont été faites dans la modélisation mise en œuvre pour réduire la complexité du modèle. Celles-ci peuvent conduire à l'obtention de prédictions trop approximatives. En effet, des modèles comportant moins de simplifications fournissent des prédictions plus en accord avec les données expérimentales, comme dans [104] et [136]. L'estimation de la masse est particulièrement déterminante [134].
- Les propriétés des oscillations obtenues avec la maquette de larynx permettant l'insertion de cales restent discutables. On le voit notamment avec les pressions de seuil relevées qui restent relativement hautes. La maquette utilisée ultérieurement par Ruty [104] et Bailly et al. [17] donne des valeurs de pression de seuil plus en accord avec celles mesurées pour la phonation.
- La détermination des paramètres du modèle à partir de données expérimentales repose également sur des approximations, qui entraînent une certaine incertitude sur les prédictions.

La modélisation physique, même relativement simple, de la phonation permet de reproduire les principaux mécanismes des oscillations des plis vocaux, au moins d'un point de vue qualitatif. Cette modélisation repose sur le couplage de différents sous-modèles qu'il est intéressant d'examiner plus particulièrement pour explorer toutes les possibilités qu'ils sont susceptibles d'offrir.

Chapitre 4

Inversion des modèles simplifiés d'écoulement *

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier les modèles simplifiés d'écoulement qui sont fréquemment utilisés pour décrire l'écoulement glottique lors de la phonation. Ces modèles sont utilisés de manière directe, *i.e.* les propriétés de l'écoulement sont déterminées à partir des conditions géométriques et de la pression trans-glottique. Des hypothèses sur le comportement de l'écoulement glottique conduisent également à utiliser des critères *ad-hoc* comme paramètres de contrôle des modèles. La démarche proposée consiste à inverser ces modèles afin d'estimer les paramètres d'entrée/contrôle à partir de la connaissance de certaines propriétés de l'écoulement et de la géométrie.

Dans la première partie, les modèles directs d'écoulement considérés sont présentés. Des simulations théoriques permettent de comparer les comportements de chaque modèle. Puis dans la seconde partie, les modèles inverses sont formulés et différents aspects liés à l'inversion sont discutés. Enfin, dans la troisième partie, une étude expérimentale des différents modèles mis en œuvre est présentée. Les prédictions des modèles sont comparés à des mesures réalisées *in-vitro* pour différents types d'écoulement et de géométrie.

4.1 Modèles directs

Dans cette première partie, les différents modèles d'écoulement unidimensionnels considérés pour l'inversion et basés sur les théories exposées dans la partie 2.3 sont décrits et font l'objet d'une analyse détaillée.

*. Les travaux présentés dans ce chapitre ont été en partie publiés dans [28].

4.1.1 Variables d'entrée/sortie

Dans la modélisation physique de la phonation, telle qu'elle est décrite dans la partie 2.1, le modèle d'écoulement est utilisé pour déterminer le débit glottique et les forces de pression qui s'exercent sur les structures mécaniques représentant les plis vocaux.

Dans ce contexte de modélisation directe, en considérant la géométrie glottique représentée sur la figure 2.4, c'est la différence de pression trans-glottique, entre l'amont et l'aval de la constriction, qui commande les modèles d'écoulement. Dans ce chapitre, on considère que la pression en aval de la constriction est équivalente à la pression atmosphérique. La pression trans-glottique est donc uniquement fonction de la pression en amont de la constriction désignée par $p_0(t) = p(x = 0, t)$. La géométrie du canal formé par les deux plis vocaux a une grande influence sur le comportement de l'écoulement et donc sur ses propriétés. Cette géométrie considérée comme symétrique est décrite avec la hauteur du canal qui varie uniquement dans la direction dans laquelle se fait l'écoulement. Cette description unidimensionnelle du canal glottique, $h(x, t)$, est utilisée comme paramètre d'entrée pour les modèles directs. Lorsque le canal glottique possède une géométrie divergente, on fait l'hypothèse que l'écoulement se détache des parois entre le col de la constriction et sa fin. La position de séparation est déterminée par le critère $c_s(t)$, défini dans la partie 2.3.3. En effet, les modèles considérés ne permettent pas de prédire le point de séparation. L'utilisation d'un coefficient de séparation comme paramètre permet de prendre en compte ce phénomène dans une modélisation simplifiée.

La détermination des propriétés de l'écoulement se fait en deux étapes. Dans un premier temps, le débit $\Phi(t)$ est estimé à partir de la différence de pression entre l'entrée de la constriction et le point de séparation. Pour chacun des quatre modèles définis dans la partie suivante, le débit obtenu est celui qui satisfait l'équation de pression correspondante ((4.4), (4.5), (4.6) ou (4.7)) pour $x = s$. Dans un second temps, le profil de pression $p(x, t)$ est calculé le long de la géométrie du canal jusqu'au point de séparation. C'est à partir de ce profil que pourront être déterminées les forces de pression exercées sur les parois. En résumé, les modèles directs d'écoulement considérés dans ce chapitre prennent comme paramètres d'entrée :

- la pression en amont de la constriction, $p_0(t)$
- le profil de hauteur du canal, $h(x, t)$
- le coefficient de séparation, $c_s(t)$

et donnent en sortie :

- le débit glottique, $\Phi(t)$
- le profil de pression jusqu'au point de séparation, $p(x, t), 0 \leq x \leq s$

Dans la suite, un intérêt est particulièrement porté sur la prédiction de la pression aux col de la constriction $p_g(t)$. Cette pression caractéristique est un point de comparaison intéressant pour évaluer la pertinence des différents modèles.

4.1.2 Définition des modèles

A partir des éléments relatifs à la modélisation de l'écoulement présentés dans la partie 2.3, on considère que trois termes peuvent intervenir dans la détermination de la pression dans l'écoulement. Le premier ΔP_{Bern} , correspond à la différence de pression liée à l'accélération de l'écoulement dans la constriction. Il découle directement de la théorie de Bernoulli stationnaire :

$$\Delta P_{Bern}(a, b, t) = \frac{1}{2}\rho \frac{\Phi^2(t)}{l_g^2} \left(\frac{1}{h_b^2(t)} - \frac{1}{h_a^2(t)} \right) \quad (4.1)$$

Le deuxième terme, ΔP_{Pois} , correspond à la différence de pression due aux pertes visqueuses. Il est dérivé de la loi de Poiseuille et s'exprime sous la forme :

$$\Delta P_{Pois}(a, b, t) = 12\mu \frac{\Phi(t)}{l_g} \int_a^b \frac{dx}{h^3(x, t)} \quad (4.2)$$

Enfin, le terme ΔP_{Inst} utilisé pour prendre en compte les effets de l'instationnarité de l'écoulement est donné par :

$$\Delta P_{Inst}(a, b, t) = \frac{\rho}{l_g} \frac{d}{dt} \left(\Phi(t) \int_a^b \frac{dx}{h(x, t)} \right) \quad (4.3)$$

En combinant ces trois termes de pression, quatre modèles directs (-d) sont définis pour décrire l'écoulement :

- le modèle de Bernoulli stationnaire (BS-d) :

$$p(x, t) = p_0(t) - \Delta P_{Bern}(0, x, t) \quad (4.4)$$

- le modèle de Poiseuille stationnaire (PS-d) :

$$p(x, t) = p_0(t) - \Delta P_{Bern}(0, x, t) - \Delta P_{Pois}(0, x, t) \quad (4.5)$$

- le modèle de Bernoulli instationnaire (BU-d) :

$$p(x, t) = p_0(t) - \Delta P_{Bern}(0, x, t) - \Delta P_{Inst}(0, x, t) \quad (4.6)$$

- le modèle de Poiseuille instationnaire (PU-d) :

$$p(x, t) = p_0(t) - \Delta P_{Bern}(0, x, t) - \Delta P_{Pois}(0, x, t) - \Delta P_{Inst}(0, x, t) \quad (4.7)$$

4.1.3 Analyse Théorique

Dans cette partie, on s'intéresse aux propriétés qui caractérisent chacun des quatre modèles directs. En s'appuyant sur des simulations théoriques, on s'attache à mettre en évidence l'influence des différents termes pouvant être inclus dans ces modèles. Les simulations sont réalisées pour une constriction arrondie de forme fixe, illustrée sur la figure 4.1, pour laquelle la hauteur du canal dépend uniquement de la hauteur au col h_g . Les contraintes liées aux calculs et les restrictions associées à la modélisation simplifiée mise en œuvre sont également présentées.

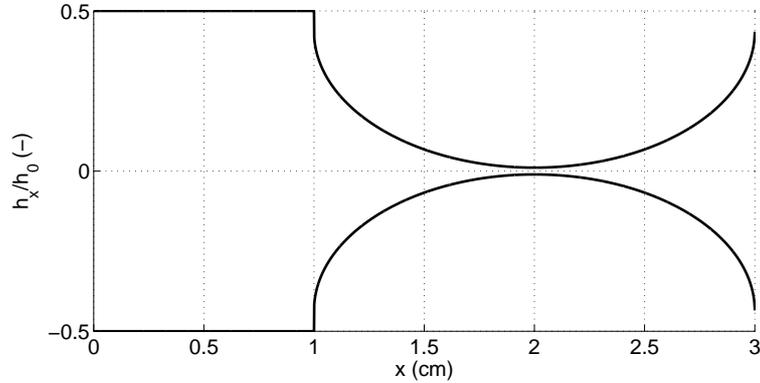


FIGURE 4.1 – Géométrie de la constriction utilisée pour l’analyse théorique des modèles. La hauteur au col de la constriction est $h_g = 0.5\text{mm}$.

4.1.3.1 Prise en compte de la viscosité

Le terme de pression (4.2) dérivé de la loi de Poiseuille permet de tenir compte des effets visqueux dans la modélisation unidimensionnelle de l’écoulement. La caractérisation de l’écoulement glottique présentée dans la partie 2.3.1 permet de faire l’hypothèse que l’influence de la viscosité reste faible, excepté quand le canal glottique devient très étroit. Sur la figure 4.2, l’écart entre les pressions au col de la constriction p_g prédites par les modèles BS-d et PS-d augmente lorsque la hauteur dans le canal diminue. Le rapport entre les pressions au col de la constriction et en amont prédit par le modèle BS-d est toujours négatif et reste quasiment invariant selon la hauteur dans le canal. La prédiction donnée par le modèle PS-d varie lorsque la hauteur dans le canal change et la pression estimée au col de la constriction peut devenir positive lorsque l’ouverture devient très petite ($h_g/h_0 < 2\%$ pour le cas présenté sur la figure 4.2). La comparaison des distributions en pression prédites par les deux modèles stationnaires, présentée sur la figure 4.3, montre que le terme de Poiseuille ΔP_{Pois} influe également sur la position dans le canal où la pression est minimale. En effet, pour le modèle BS-d, cette position coïncide avec le col de la constriction tandis que pour le modèle PS-d, le minimum de pression est atteint en aval du col. En ce qui concerne le débit, la différence entre les prédictions des modèles BS-d et PS-d augmente également lorsque la hauteur dans le canal diminue même si cette différence est moins notable, comme le montre la figure 4.2. On constate que le débit prédit par le modèle PS-d est toujours inférieur à celui prédit par le modèle BS-d, ce qui est conforme avec le principe qui veut que la viscosité agisse comme une « résistance » à l’écoulement.

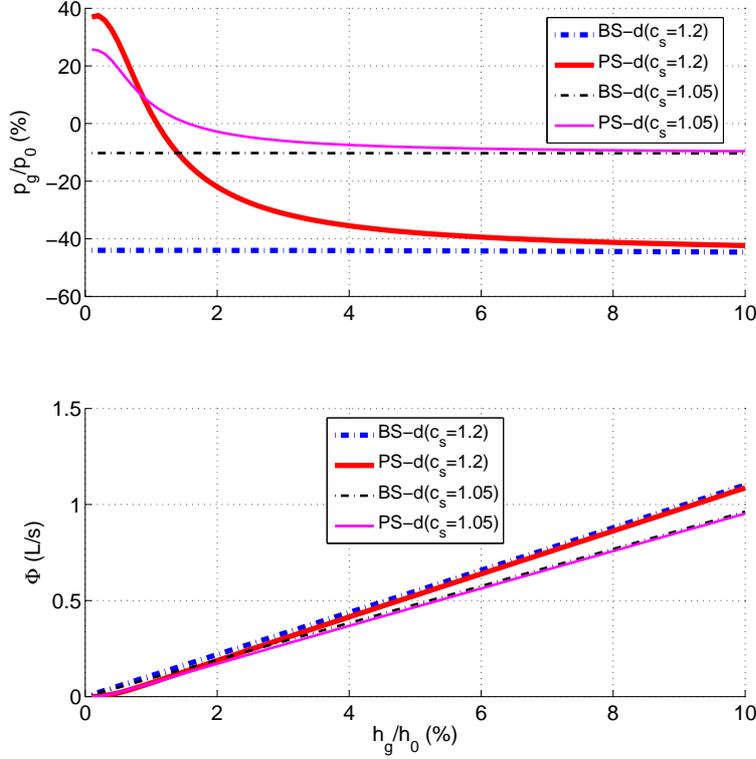


FIGURE 4.2 – Rapports entre les pressions au col de la constriction et en amont, p_g/p_0 , et débits, Φ , en fonction du rapport entre les hauteurs au col de la constriction et en amont h_g/h_0 , obtenus avec différents modèles stationnaires directs, pour la géométrie définie sur la figure 4.1 et $p_0 = 100\text{Pa}$.

4.1.3.2 Point de séparation

Dans la modélisation unidimensionnelle mise en œuvre dans cette partie, l'hypothèse est faite que la séparation de l'écoulement a lieu en une position déterminée par le critère c_s défini par l'équation (2.16). Pour le modèle BS-d, le choix de ce critère détermine quasi-complètement la prédiction de la pression au col de la constriction comme l'illustre la figure 4.2. En effet à partir de la définition du terme de Bernoulli ΔP_{Bern} , donnée par l'équation (4.1), on constate que :

$$\frac{p_g}{p_0} \approx 1 - c_s^2 \quad (4.8)$$

Ceci explique les valeurs de -44% et -10%, observées sur la figure 4.2 pour les rapports p_g/p_0 prédits par le modèle BS-d, qui correspondent respectivement aux valeurs du coefficient de séparation $c_s = 1.2$ et $c_s = 1.05$. Ainsi, le choix de ce coefficient *ad-hoc* pour les modèles d'écoulement agit à la fois sur l'amplitude de la chute de pression dans la constriction et sur l'étendue sur laquelle les forces de pression s'exercent sur

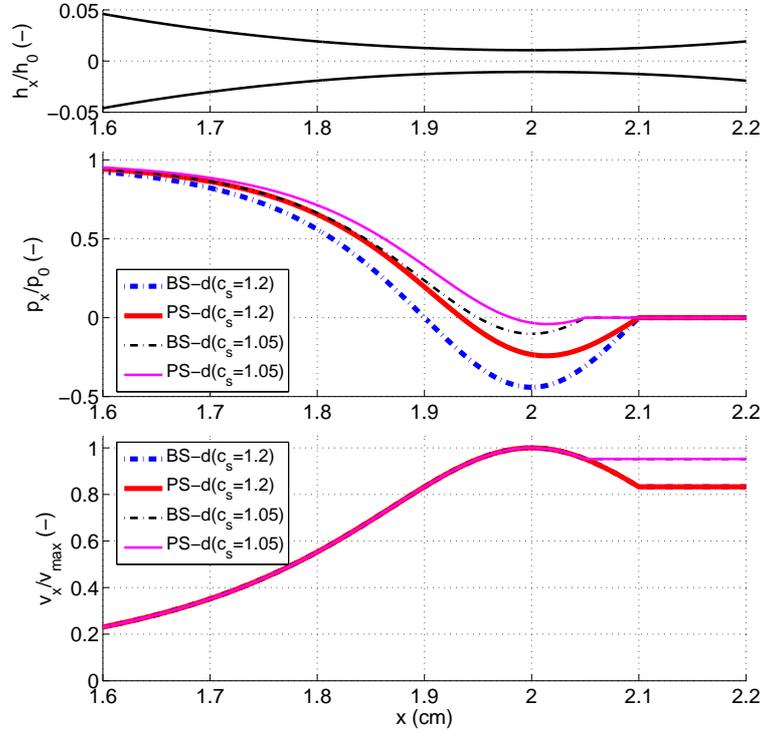


FIGURE 4.3 – Exemple de profils obtenus pour la géométrie définie sur la figure 4.1, avec $h_g = 0.5\text{mm}$, et $p_0 = 100\text{Pa}$: (haut) hauteur normalisée par la hauteur en amont de la constriction, (milieu) pression normalisée par la pression en amont de la constriction et (bas) vitesse normalisée par la vitesse maximale dans la constriction.

les parois. En outre, la valeur du coefficient de séparation joue aussi sur la prédiction du débit, comme le montre la figure 4.2. En choisissant un coefficient de séparation plus grand, le débit prédit sera plus élevé et les effets visqueux relativement moins importants.

4.1.3.3 Instationnarité

A partir de l'analyse dimensionnelle présentée dans la partie 2.3.1, l'écoulement glottique est communément considéré comme quasi-stationnaire [96, 142] pour des conditions de phonation « normales ». En revanche, pour des cas pathologiques, pour lesquels les dimensions des plis vocaux peuvent être modifiées, ou pour la voix chantée, pour laquelle la fréquence des oscillations des plis vocaux peut être plus haute, les effets instationnaires peuvent devenir plus importants et ainsi non négligeables. Dans cette partie, l'influence de la prise en compte du caractère instationnaire de l'écoulement dans la modélisation unidimensionnelle, en utilisant le terme défini par l'expression (4.3), sur les prédictions des modèles est caractérisée. La figure 4.4

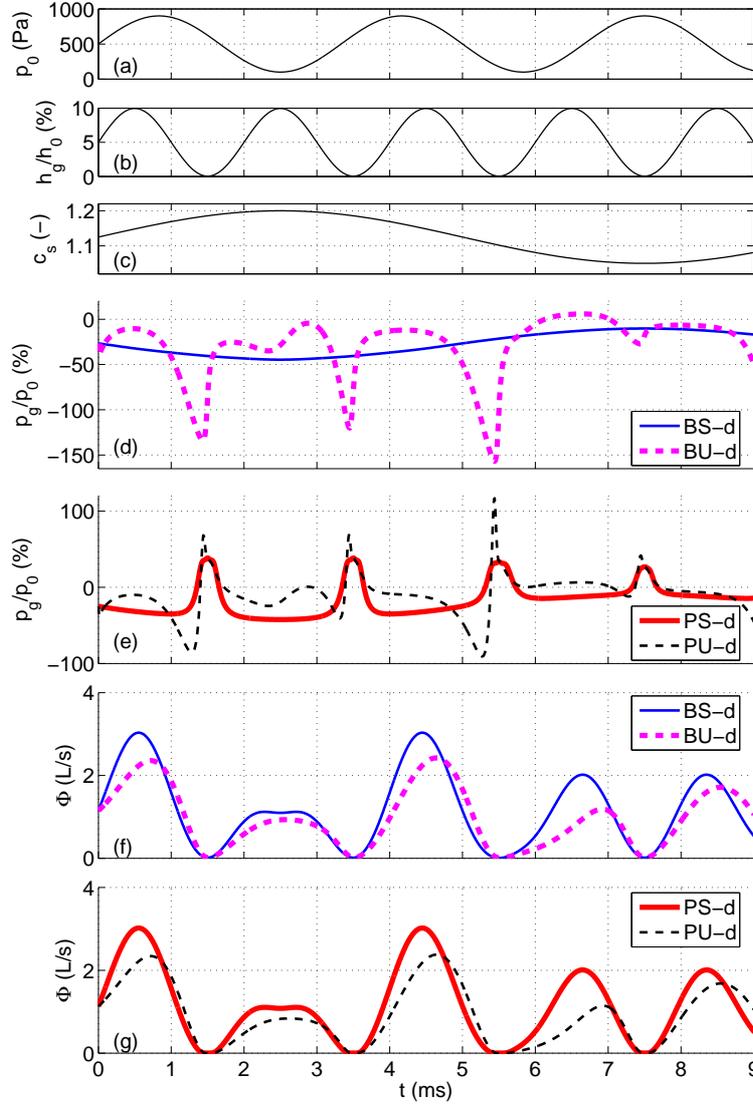


FIGURE 4.4 – Simulations théoriques pour des conditions d'écoulement instationnaires ($Sr \approx 0.35$) avec la géométrie définie sur la figure 4.1. Les signaux d'entrées de la pression en amont p_0 (a), du rapport entre les hauteurs au col et en amont de la constriction h_g/h_0 (b) et du coefficient de séparation c_s (c) sont choisis arbitrairement avec des fréquences différentes. Les signaux de sortie simulés par les modèles directs BS-d, BU-d, PS-d et PU-d sont le rapport entre les pressions au col et en amont de la constriction p_g/p_0 (d,e) et le débit Φ (f,g).

permet d'illustrer les différences entre les prédictions des modèles stationnaires et instationnaires. Les simulations théoriques présentées sont réalisées à partir de signaux d'entrée variant dans le temps avec des fréquences différentes : La pression

en amont, $p_0(t)$, varie à 300Hz, la hauteur au col de la constriction, $h_g(t)$, à 500Hz et le coefficient de séparation, $c_s(t)$, à 100Hz. Ces conditions instationnaires purement artificielles (elles ne correspondent en rien à des signaux *in-vivo*) permettent d'identifier les effets liés à chacune des variables d'entrée. La fréquence de 500Hz, correspondant à $Sr \approx 0.35$, est attribuée aux variations de $h_g(t)$ afin de mieux visualiser les conséquences des effets instationnaires sur les signaux de sortie. Ainsi, les quatre modèles (BS-d, BU-d, PS-d et PU-d), sont utilisés pour générer la pression au col de la constriction, $p_g(t)$, et le débit $\Phi(t)$. En ce qui concerne les prédictions en pression $p_g(t)$, le signal obtenu avec le modèle de Bernoulli instationnaire BU-d présente des pics négatifs aux instants de fermeture de la constriction, alors que le signal obtenu avec le modèle de Bernoulli stationnaire BS-d est complètement déterminé par le signal du coefficient de séparation $c_s(t)$. Ainsi, on constate qu'avec la prise en compte de l'instationnarité dans la modélisation de l'écoulement, ce sont les variations de la hauteur dans le canal qui produisent l'effet le plus important sur le signal de pression $p_g(t)$ simulé. Pour le modèle de Poiseuille, on note que le signal du modèles PU-d est superposable à celui du modèle BU-d sauf aux instant de fermeture de la constriction. En effet, lorsque la hauteur dans le canal formé par la constriction devient très petite, le terme lié a la viscosité, ΔP_{Pois} , devient prédominant dans la détermination de la pression. Ainsi, sur le signal $p_g(t)$ obtenu avec le modèle PU-d, on constate la présence de pics positifs lorsque $h_g \approx 0$, comme pour le modèle PS-d. Cependant, l'amplitude des pics est plus grande pour le modèle PU-d que pour le modèle PS-d. La prise en compte de l'instationnarité vient ainsi amplifier les effets liés à la viscosité sur le signal de pression simulé. Pour les prédictions du débit, on remarque pour les modèles de Bernoulli et de Poiseuille que le terme d'instationnarité ΔP_{Inst} introduit un déphasage dans les signaux $\Phi(t)$ simulés avec les modèles BU-d et PU-d par rapport à ceux simulés avec les modèles BS-d et PS-d. De plus, l'amplitude des maxima est plus petite pour les modèles BU-d et PU-d que pour les modèles BS-d et PS-d.

4.1.3.4 Dérivée et échantillonnage temporel

Les modèles unidimensionnels instationnaires permettent de considérer l'influence des variations temporelles des conditions d'écoulement. La prise en compte de l'instationnarité avec le terme ΔP_{Inst} introduit ainsi une dérivée temporelle dans les calculs. Du fait de l'échantillonnage temporel des signaux, il convient de discrétiser cette dérivée. Le schéma de discrétisation retenu est celui de la dérivé numérique rétrograde :

$$\frac{df(t)}{dt} \xrightarrow{t=n\Delta t} \frac{f(n) - f(n-1)}{\Delta t}$$

Ainsi, le terme de pression lié à l'instationnarité, défini à l'expression (4.3), s'exprime numériquement sous la forme :

$$\begin{aligned} \Delta P_{Inst}(a, b, n) = & \frac{\rho}{l_g \Delta t} \left(\Phi(n) \left(\int_a^b \frac{2h(x, n-1) - h(x, n)}{h(x, n) h(x, n-1)} dx \right) \right. \\ & \left. - \Phi(n-1) \int_a^b \frac{dx}{h(x, n)} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

4.1.3.5 Limite physique

Les modèles unidimensionnels mis en œuvre reposent sur une description physique de l'écoulement et sur les équations régissant la mécanique des fluides. Néanmoins, l'approximation des effets de la viscosité avec l'addition du terme de Poiseuille ΔP_{Pois} au terme de Bernoulli ΔP_{Bern} n'est pas valide pour toutes les conditions d'écoulement. Lorsque la hauteur dans le canal de la constriction augmente, le terme ΔP_{Pois} tend vers 0, traduisant ainsi que les effets liés à la viscosité deviennent négligeables. Cependant, quand l'ouverture devient très petite et/ou que la pression en amont devient très faible, ce terme peut devenir relativement très grand par rapport au terme ΔP_{Bern} . La concurrence entre les termes de Poiseuille et de Bernoulli peut conduire à ce qu'aucun débit réel ne puisse satisfaire les équations des modèles de Poiseuille stationnaire et instationnaire. Dans ce cas, on considère que le débit simulé est nul. De plus, lorsque la hauteur dans la constriction varie dans le temps et que celle-ci devient nulle sur une certaine durée, aucun calcul ne peut être effectué. Ainsi, les signaux de sortie générés par les modèles unidimensionnels pour de telles conditions présentent des discontinuités entre les instants de fermeture et d'ouverture de la constriction.

4.2 Modèles inverses

L'objectif de l'inversion des modèles d'écoulement est de pouvoir estimer des paramètres qui sont classiquement utilisés comme variables d'entrée de ces modèles. Dans cette partie, la mise en œuvre de l'inversion des modèles décrits dans la partie précédente est présentée.

4.2.1 Variables d'entrée/sortie

La distribution en pression $p(x, t)$ et le débit $\Phi(t)$ sont les quantités obtenues en sortie des modèles directs d'écoulement. Dans le contexte de modélisation inverse, ces quantités peuvent être connues, ou partiellement connues (comme par exemple si une pression particulière dans le profil est connue), et servir de variables d'entrée des modèles inverses. Ainsi, à partir des quatre modèles définis dans la partie 4.1.2,

on considère trois cas d'inversion pour lesquels on cherche à estimer, en sortie des modèles inverses, une des variables d'entrée des modèles directs. Dans le premier cas, c'est la pression en amont de la constriction, $p_0(t)$, qui est recherchée. Dans le deuxième cas, on va rechercher à caractériser les conditions géométriques du canal glottique, et notamment à évaluer la hauteur au col de la constriction, $h_g(t)$, lorsque la forme de celle-ci est connue. Enfin, on pourra estimer la valeur du coefficient de séparation, $c_s(t)$, pour discuter de son choix dans la modélisation directe. Pour ces trois cas, l'inversion se fait à partir d'une des deux quantités de sortie connue, la pression au col de constriction $p_g(t)$ ou le débit $\Phi(t)$. En effet, on se limite dans cette étude à une inversion « 1 pour 1 ». Il serait possible d'envisager une inversion « 2 pour 2 » voir plus avec plusieurs points de mesure de pression. Mais, les modèles directs unidimensionnels considérés sont incapables de fournir des prédictions précises, vis-à-vis de données expérimentales, à la fois pour la pression et pour le débit, comme cela est présenté dans la partie 4.3. L'inversion à partir des deux quantités de sortie connues ne peut donc pas apporter de solution pertinente.

4.2.2 Définition des modèles

A partir des considérations présentées ci-dessus dans la partie 4.2.1, six configurations d'inversion sont appliquées aux quatre modèles unidimensionnels directs définis dans la partie 4.1.2. Les modèles inverses, dont le suffixe associé est indiqué entre parenthèses, dérivés de chacun des modèles directs BS-d, PS-d, BU-d et PU-d sont ainsi définis comme :

- inversion de la pression en amont avec la pression au col de la constriction connue (-i($p_g \rightarrow p_0$))
- inversion de la hauteur au col de la constriction avec la pression au col de la constriction connue (-i($p_g \rightarrow h_g$))
- inversion du coefficient de séparation avec la pression au col de la constriction connue (-i($p_g \rightarrow c_s$))
- inversion de la pression en amont avec le débit connu (-i($\Phi \rightarrow p_0$))
- inversion de la hauteur au col de la constriction avec le débit connu (-i($\Phi \rightarrow h_g$))
- inversion du coefficient de séparation avec le débit connu (-i($\Phi \rightarrow c_s$))

On note ici que le cas d'inversion (-i($\Phi \rightarrow h_g$)) correspond à la technique « pression-débit » permettant d'estimer des aires de constriction dans le conduit vocal [94].

4.2.3 Stratégies d'inversion

Les calculs associés à chacun des modèles directs ont des complexités différentes. La stratégie d'inversion employée est donc adaptée en fonction du modèle considéré. Dans la suite, les quantités estimées par les modèles sont indiquées avec le symbole

« $\hat{}$ » pour la pression et avec le symbole « $\check{}$ » pour le débit. Ainsi, les quantités en sortie des modèles directs sont :

- la pression au col de la constriction : $\hat{p}_g(t)$
- le débit : $\check{\Phi}(t)$.

Les quantités en sortie des modèles inverses basés sur la pression au col de la constriction, $p_g(t)$, sont :

- la pression en amont : $\hat{p}_0(t)$.
- la hauteur au col de la constriction : $\hat{h}_g(t)$
- le coefficient de séparation : $\hat{c}_s(t)$.

Et les quantités en sortie des modèles inverses basés sur le débit, Φ , sont :

- la pression en amont : $\check{p}_0(t)$.
- la hauteur au col de la constriction : $\check{h}_g(t)$
- le coefficient de séparation : $\check{c}_s(t)$.

4.2.3.1 Modèle de Bernoulli stationnaire

Le modèle de Bernoulli stationnaire BS-d défini par l'expression (4.4) ne prend en compte que le terme de pression de Bernoulli ΔP_{Bern} . L'inversion de ce modèle peut donc être réalisée analytiquement à partir de l'expression (4.1). Ainsi, pour les modèles inverses basés sur la pression au col de la constriction, $p_g(t)$, on obtient en sortie :

$$\hat{p}_0(p_g(t), h_g(t), c_s(t), t) = p_g(t) \frac{c_s^2(t) h_g^2(t) - h_0^2}{h_0^2 (c_s^2(t) - 1)} \quad (4.10)$$

$$\hat{h}_g(p_g(t), p_0(t), c_s(t), t) = \frac{h_0}{c_s(t)} \sqrt{1 + \frac{p_0(t)}{p_g(t)} (c_s^2(t) - 1)} \quad (4.11)$$

$$\hat{c}_s(p_g(t), p_0(t), h_g(t)) = h_0 \sqrt{\frac{p_0(t) - p_g(t)}{p_0(t) h_0^2 - p_g(t) h_g^2(t)}} \quad (4.12)$$

Pour les modèles inverses basés sur le débit, Φ , on obtient en sortie :

$$\check{p}_0(\Phi(t), h_g(t), c_s(t), t) = \frac{1}{2} \rho \frac{\Phi^2(t)}{l_g 2} \left(\frac{1}{h_s^2(t)} - \frac{1}{h_0^2} \right) \quad (4.13)$$

$$\check{h}_g(\Phi(t), p_0(t), c_s(t), t) = \frac{1}{c_s(t)} \sqrt{\frac{h_0^2}{h_0^2 \left(\frac{2l_g^2 p_0(t)}{\rho \Phi^2(t)} \right) + 1}} \quad (4.14)$$

$$\check{c}_s(\Phi(t), p_0(t), h_g(t), t) = \frac{1}{h_g(t)} \sqrt{\frac{h_0^2}{h_0^2 \left(\frac{2l_g^2 p_0(t)}{\rho \Phi^2(t)} \right) + 1}} \quad (4.15)$$

La simplicité du modèle de Bernoulli et de son inversion découle d'hypothèses simplificatrices. Néanmoins, ces approximations induisent des limitations dans les possibilités d'inversion à partir de $p_g(t)$. Ainsi, on note que si la hauteur au col de la constriction est la même qu'au point de séparation, *i.e.* $h_g(t) = h_s(t)$, alors le modèle BS-d prédit des pressions égales en ces deux positions, *i.e.* $p_g(t) = p_s(t) = 0$. Ceci implique que la pression $\hat{p}_g(t)$ prédite sera toujours nulle quelles que soient les conditions en entrée. Dans ce cas, aucune inversion à partir de $p_g(t)$ n'est envisageable. De plus, on a remarqué dans l'analyse théorique du modèle BS-d (cf. partie 4.1.3.2) que le rapport entre les pressions au col et en amont de la constriction peut être uniquement déterminé par le coefficient de séparation, selon l'expression (4.8). Ce rapport est donc invariant selon la hauteur au col de la constriction. Ceci implique que le modèle BS-i($p_g \rightarrow h_g$) n'est pas applicable si le coefficient de séparation spécifié est constant.

4.2.3.2 Modèle de Poiseuille stationnaire

Le modèle de Poiseuille stationnaire direct (PS-d) résulte de la somme des termes de pression de Bernoulli ΔP_{Bern} et de Poiseuille ΔP_{Pois} . L'inversion de ce modèle ne peut être réalisée de manière analytique et une résolution itérative est donc mise en œuvre. L'inversion est ainsi considéré comme un problème de minimisation. En définissant les quantités de sortie des modèles directs comme des fonction de $p_0(t)$, $h_g(t)$ et $c_s(t)$, telles que $\hat{p}_g(t) = f_1(p_0(t), h_g(t), c_s(t))$ et $\check{\Phi}(t) = f_2(p_0(t), h_g(t), c_s(t))$, les six cas d'inversion décrits dans la partie 4.2.2 s'exprime alors sous la forme de problèmes de minimisation :

$$\|p_g(t) - f_1(\hat{p}_0(t), h_g(t), c_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.16)$$

$$\|p_g(t) - f_1(p_0(t), \hat{h}_g(t), c_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.17)$$

$$\|p_g(t) - f_1(p_0(t), h_g(t), \hat{c}_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.18)$$

$$\|\Phi(t) - f_2(\check{p}_0(t), h_g(t), c_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.19)$$

$$\|\Phi(t) - f_2(p_0(t), \check{h}_g(t), c_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.20)$$

$$\|\Phi(t) - f_2(p_0(t), h_g(t), \check{c}_s(t))\|^2 < \epsilon \quad (4.21)$$

où ϵ désigne la tolérance du processus de convergence. Plusieurs méthodes peuvent être employées pour résoudre itérativement les problèmes considérés, mais la simplicité de ceux-ci implique que les différentes méthodes envisageables ont des performances (précision, vitesse de convergence) similaires. Ainsi l'algorithme de Newton [68] permet de résoudre simplement les problèmes considérés dans cette étude. Afin d'assurer la stabilité du processus de convergence et d'éviter d'introduire dans les calculs des valeurs physiquement inacceptables, des contraintes sont imposées sur les

grandeurs estimées par les modèles inverses. Pour chacune des grandeurs inversées, des bornes inférieure et supérieure sont donc spécifiées selon des critères physiques et de pertinence avec les conditions d'écoulement considérées :

$$0 < \hat{p}_0(t) < 3000\text{Pa} , 0 < \check{p}_0(t) < 3000\text{Pa} \quad (4.22)$$

$$0 < \hat{h}_g(t) < 4\text{mm} , 0 < \check{h}_g(t) < 4\text{mm} \quad (4.23)$$

$$1 < \hat{c}_s(t) < 4 , 1 < \check{c}_s(t) < 4 \quad (4.24)$$

Pour des conditions d'écoulement instationnaires, les grandeurs varient dans le temps. Comme le modèle PS-d est stationnaire, les calculs effectués sur chaque échantillon d'un signal sont indépendants de ceux effectués sur les autres échantillons. Le processus d'inversion peut ainsi être indifféremment répété pour chaque échantillon ou appliqué à tout le signal.

4.2.3.3 Modèle de Bernoulli instationnaire

L'inversion du modèle de Bernoulli instationnaire (BU-d) est faite selon la même approche que pour le modèle de Poiseuille stationnaire. Néanmoins, pour ce modèle instationnaire, les prédictions réalisées à un instant $t = t_1$ sont dépendantes des prédictions calculées aux instants $t < t_1$. De plus, la résolution des problèmes de minimisation de façon itérative introduit nécessairement des erreurs dans les prédictions, même si celles-ci peuvent être très faibles (car inférieures à la tolérance admise). Le processus d'inversion est donc appliqué à un signal entier (ou au moins à une tranche du signal) pour éviter la propagation d'erreur sur les prédictions.

4.2.3.4 Modèle de Poiseuille instationnaire

Pour l'inversion du modèle de Poiseuille instationnaire (PU-d), la démarche est identique à celle de l'inversion du modèle de Bernoulli instationnaire.

4.2.3.5 Point de séparation et calcul d'intégrale

La position de la séparation, $x = s$, et la hauteur correspondante dans la constriction, h_s , sont par définition dépendantes de la hauteur au col de la constriction et du coefficient de séparation, tel que $h_s = c_s \cdot h_g$. Pour les problèmes de minimisation définis par les expressions (4.17), (4.18), (4.20) et (4.21), la position de la séparation varie durant le processus de convergence. En utilisant une géométrie discrétisée dans les calculs, les changements de position de séparation d'une itération à une autre introduisent des discontinuités dans le processus d'inversion. Ainsi, la position de séparation correspondant au résultat attendu peut ne pas « exister » sur la géométrie discrète. Dans ce cas, le processus d'inversion ne converge pas vers une solution, mais « saute » entre les deux positions discrètes qui entourent la position

de séparation correspondant au résultat attendu. Afin d'éviter ce phénomène, la position de séparation est déterminée sur une géométrie continue et les calculs des intégrales dans les expressions (4.2) et (4.3) sont réalisés à l'aide d'une quadrature de Gauss-Chebyshev [1, 70], de sorte que :

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{b-a}{2} \frac{\pi}{n} \sum_{k=1}^n \sqrt{1-\xi_k^2} f\left(\frac{b-a}{2}\xi_k + \frac{b+a}{2}\right) \quad (4.25)$$

$$\xi_k = \cos\left(\frac{(2n-1)\pi}{2n}\right)$$

Pour obtenir une approximation assez fine des intégrales, le nombre de points utilisés dans les calculs est $n = 32$.

4.2.4 Convergence

L'analyse théorique des modèles inverses consiste à vérifier que ces modèles permettent de retrouver les variables d'entrée connues. Si on utilise les prédictions en sortie des modèles directs comme quantités connues en entrée des modèles inverses, les quantités en entrée des modèles directs peuvent être estimées par inversion avec précision. Quand le processus d'inversion est itératif (*i.e.* dans tous les cas sauf pour les modèles de Bernoulli stationnaires), on s'intéresse plus particulièrement à la vitesse de convergence vers une solution acceptable. A partir d'inversions réalisées avec les données expérimentales, la figure 4.5 montre les différences qui peuvent exister entre les vitesses de convergence associées aux différents modèles inverses. Sur cette figure, la fonction de minimisation $F(\chi_k)$ représente la différence entre la pression au col de la constriction mesurée p_g et celle fournie par le modèle direct avec la solution à l'itération k , $\hat{p}_g(\chi_k)$, de sorte que $F(\chi_k) = p_g - \hat{p}_g(\chi_k)$ (χ , représentant la variable estimée par inversion). Le but du processus itératif est de faire tendre cette fonction $F(\chi)$ vers 0. Or concrètement, on définit une tolérance ϵ , telle que $\|F(\chi)\| < \epsilon$. Dans les exemples présentés, cette tolérance est fixée à $\epsilon = 10^{-10}$, comme le montre la figure 4.5. La distance entre les solutions obtenues à deux itérations successives, $\|X_k - X_{k-1}\|$, présentée également sur cette figure, permet d'estimer la précision de la solution approximée. Les exemples présentés montrent que d'une manière générale la convergence est atteinte relativement rapidement, en moins de 15 itérations. On constate que l'inversion de la pression en amont p_0 est moins rapide que celle de la hauteur au col de la constriction h_g et du coefficient de séparation c_s . On constate également que la convergence est plus rapide pour les modèles stationnaires que pour les modèles instationnaires. Dans le processus d'inversion employé, le critère de convergence s'applique à la fonction de minimisation $F(\chi)$ mais on remarque sur la figure du bas que les solutions finales sont assez précises. En effet, l'erreur sur les solutions de p_0 est d'environ 10^{-6} Pa alors que la valeur moyenne de la pression en

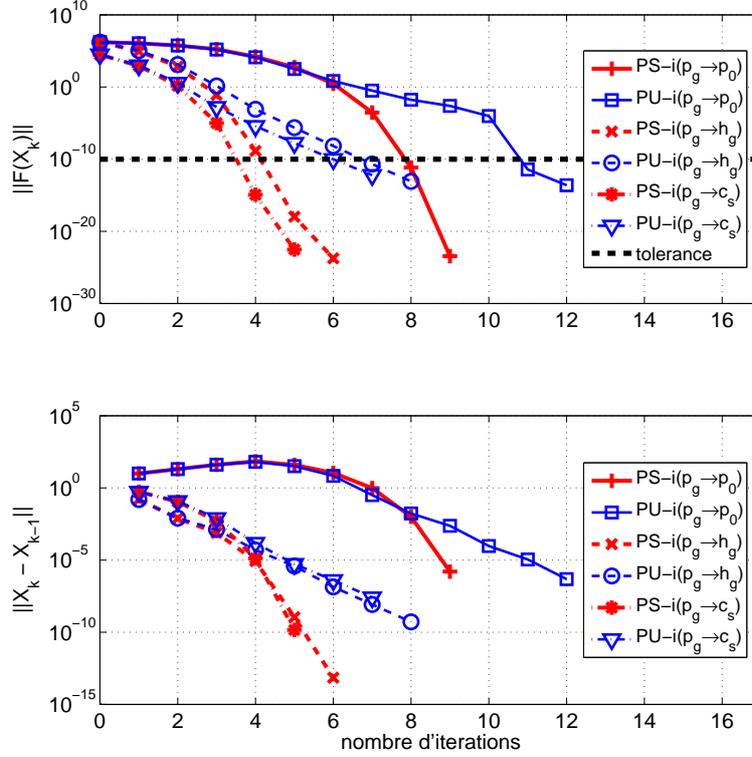


FIGURE 4.5 – Exemple d’illustration des vitesses de convergence des modèles de Poiseuille stationnaires et instationnaires inverses : (haut) norme de la fonction à minimiser, $\|F(X_k)\|$, et (bas) norme de la distance entre les solutions obtenues à deux itérations successives, $\|X_k - X_{k-1}\|$, en fonction du nombre d’itérations, k . Pour les modèles PS-i($p_g \rightarrow p_0$), PU-i($p_g \rightarrow p_0$), PS-i($p_g \rightarrow h_g$) et PU-i($p_g \rightarrow h_g$), les exemples correspondent aux résultats présentés sur la figure 4.16. Pour les modèles PS-i($p_g \rightarrow c_s$) et PU-i($p_g \rightarrow c_s$), les exemples correspondent aux résultats présentés sur la figure 4.21.

amont de la constriction est de $p_0 \approx 500\text{Pa}$. L’erreur sur les solutions de la hauteur au col de la constriction est inférieure à 10^{-9}m alors que $h_g \geq 0.3\text{mm}$. L’erreur sur les solutions du coefficient séparation est inférieure à 10^{-9} alors que typiquement $\hat{c}_s \approx 1.08$.

4.2.5 Sensibilité aux erreurs

L’objectif de l’inversion des modèles est d’offrir la possibilité d’estimer des quantités de manière indirecte à partir de données expérimentales, qui, par nature sont imparfaites. Ainsi, on peut s’intéresser à l’impact des incertitudes sur les mesures, sur les erreurs de prédiction en sortie des modèles inverses. Afin d’avoir une esti-

mation de la sensibilité aux erreurs des modèles inverses d'écoulement considérés, on s'appuie sur des approximations du débit Φ et de la pression p_g basées sur la simplification du modèle de Bernoulli stationnaire :

$$\Phi \approx A_s \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}} = c_s h_g l_g \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}} \quad (4.26)$$

$$p_g \approx p_0(1 - c_s^2) \quad (4.27)$$

A partir de l'expression 4.26, l'influence d'une incertitude sur la mesure de Φ , sur les valeurs de \check{p}_0 , \check{h}_g et \check{c}_s peut s'exprimer, en terme d'erreur relative, comme :

$$\frac{\Delta\check{p}_0}{\check{p}_0} \approx 2 \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \quad (4.28)$$

$$\frac{\Delta\check{h}_g}{\check{h}_g} \approx \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \quad (4.29)$$

$$\frac{\Delta\check{c}_s}{\check{c}_s} \approx \frac{\Delta\Phi}{\Phi} \quad (4.30)$$

On constate donc que, mis à part pour \check{p}_0 , l'inversion à partir de la mesure de Φ n'introduit pas d'amplification de l'erreur. On peut donc s'attendre à ce que les incertitudes sur les estimations fournies par les modèles inverses, basés sur les mesures de débit, soient similaires à celles sur ces mesures. Les incertitudes sur les valeurs inversées de la pression en amont de la constriction seront en revanche environ deux fois plus grandes que celles sur les mesures de débit.

En adoptant la même démarche pour estimer l'influence de l'incertitude sur la mesure de p_g , sur les valeurs de \hat{p}_0 et \hat{c}_s , on obtient à partir de l'expression 4.27 :

$$\frac{\Delta\hat{p}_0}{\hat{p}_0} \approx \frac{\Delta p_g}{p_g} \quad (4.31)$$

$$\frac{\Delta\hat{c}_s}{\hat{c}_s} \approx \frac{1 - \hat{c}_s^2}{-2\hat{c}_s} \frac{\Delta p_g}{p_g} \quad (4.32)$$

Ainsi, on constate que l'inversion à partir de la mesure de la pression au col de la constriction n'introduit pas d'amplification d'erreur pour l'estimation de la pression en amont de la constriction. En revanche, pour l'estimation du coefficient de séparation, l'amplification de l'erreur va dépendre de la valeur « réelle » de ce coefficient. La figure 4.6 illustre l'évolution de cette amplification en fonction de la valeur du coefficient de séparation. On note sur cette figure, que l'incertitude sur la valeur de \hat{c}_s sera plutôt inférieure à celle sur la valeur de p_g pour les valeurs typiques du coefficient de séparation ($1 < c_s < 1.5$). On voit donc qu'à l'inverse, une petite erreur sur le choix de c_s dans les modèles directs peut produire une erreur relativement

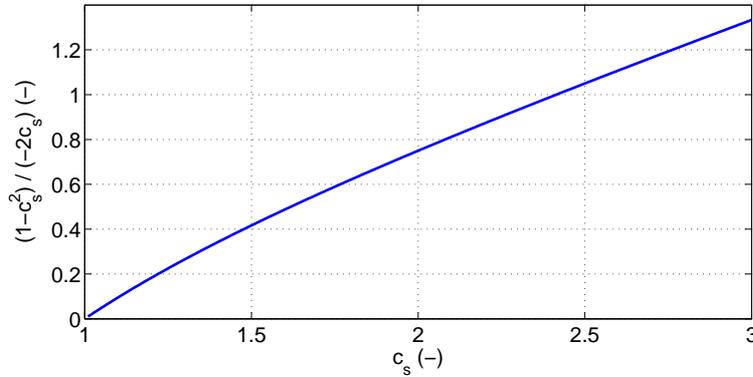


FIGURE 4.6 – Illustration de l’amplification de l’erreur relative sur la valeur inversée, à partir de la mesure de la pression au col de la constriction, du coefficient de séparation en fonction de la valeur de ce coefficient.

plus grande sur les prédictions de la pression au col de la constriction, ce qui dénote l’importance du choix de la valeur du coefficient de séparation (cf. partie 4.1.3.2).

L’approximation réalisée pour obtenir l’expression 4.27 ne permet pas d’estimer l’influence de l’incertitude sur la mesure de p_g , sur les valeurs de \hat{h}_g (cf. partie 4.2.3.1). Néanmoins, ceci indique que, lorsque l’influence de la viscosité dans la modélisation sera négligeable ou simplement négligée, l’inversion de la hauteur au col de la constriction à partir de la mesure de p_g sera peu pertinente.

4.3 Etude expérimentale

Dans cette partie, la pertinence des modèles unidimensionnels vis-à-vis des données expérimentales est testée pour des conditions d’écoulement stationnaires et instationnaires. Pour cela, des mesures sur des écoulements dans des constriction ont été réalisées dans un contexte *in-vitro*. Les quantités mesurées correspondent aux variables d’entrée et de sortie des modèles. La démarche proposée consiste, dans un premier temps, à utiliser les quantités mesurées en entrée des modèles directs et à vérifier la validité des prédictions en sortie vis-à-vis des quantités mesurées correspondantes. Dans un second temps, la même approche est appliquée aux modèles inverses.

4.3.1 Conditions d’écoulement stationnaires

La confrontation des prédictions des modèles directs et inverses avec les données *in-vitro* obtenues pour des conditions d’écoulement stationnaires permet de vérifier la congruence de la prise en compte de la viscosité dans la modélisation unidimen-

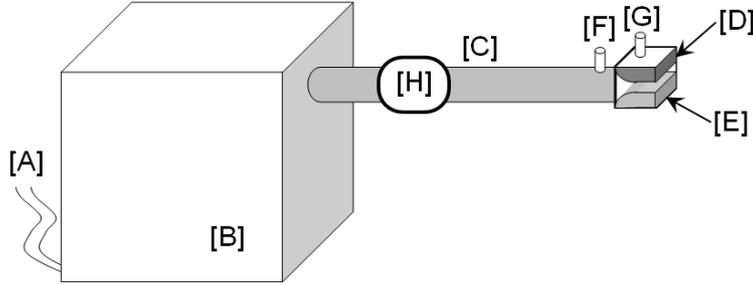


FIGURE 4.7 – Représentation schématique du dispositif expérimental : [A] arrivée d'air du compresseur, [B] réservoir de pression, [C] conduit amont, [D,E] répliques rigides de plis vocaux, [F,G] capteurs de pression et [H] débitmètre.

sionnelle. Elle permet également de mettre en évidence l'influence du coefficient de séparation, paramètre inhérent aux modèles 1D, sur la précision des prédictions des modèles par rapport aux mesures.

4.3.1.1 Dispositif expérimental

Les expérimentations sont réalisées sur une maquette reproduisant une constriction dont les caractéristiques sont cohérentes avec celles de la constriction glottique. Expérimentalement, la constriction formée par deux répliques rigides de plis vocaux est placée à l'embouchure d'un conduit de section uniforme dans lequel est injecté un écoulement d'air. Le dispositif expérimental mis en œuvre et schématisé sur la figure 4.7 permet de mesurer :

- la pression en amont : p_0
- la hauteur au col de la constriction : h_g
- la pression au col de la constriction : p_g
- le débit : Φ

Ce dispositif est décrit plus en détails dans la partie B. Deux types de constriction sont considérés durant les expérimentations. Pour le premier, la constriction est uniforme (avec une entrée arrondie) et forme ainsi un canal droit. Pour le second, les répliques de plis vocaux sont de forme ronde et permettent de produire une constriction avec une partie divergente. Les géométries des répliques de plis vocaux et leurs dimensions sont indiquées sur la figure 4.8. Pour chacune des formes de constriction, quatre hauteurs au col de la constriction sont considérées : $h_g = 0.2\text{mm}$, $h_g = 0.5\text{mm}$, $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$. Les conditions d'écoulement sont imposées par la pression en amont, telle que $0 < p_0 < 1000\text{Pa}$ (cf. partie E).

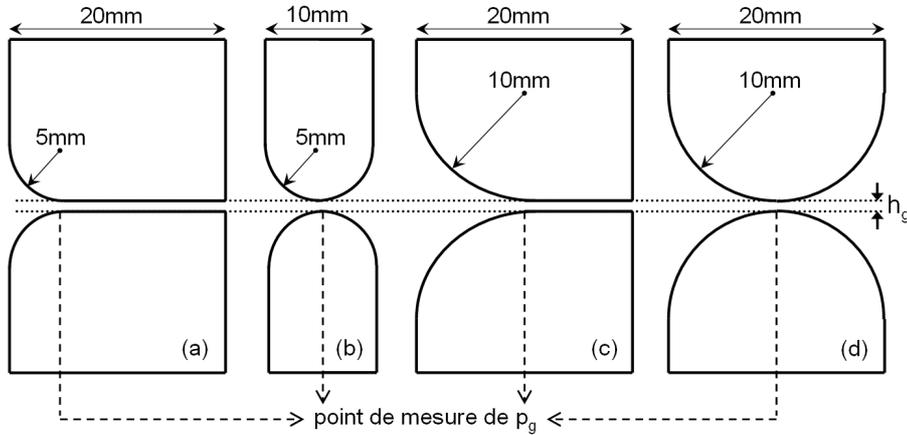


FIGURE 4.8 – Géométries des répliques de plis vocaux : (a) constriction uniforme et (b) constriction ronde, utilisées pour les conditions d'écoulement stationnaires et (c) constriction uniforme et (d) constriction ronde, utilisées pour les conditions d'écoulement instationnaires. Le point de mesure de la pression au col de la constriction, p_g , et de la hauteur, h_g , est indiqué pour chaque type de constriction.

4.3.1.2 Constriction uniforme

La géométrie uniforme est particulièrement intéressante pour évaluer l'intérêt de la prise en compte des effets visqueux dans la modélisation unidimensionnelle indépendamment du phénomène de séparation de l'écoulement. Le canal formé par les répliques de plis vocaux étant droit, la séparation intervient nécessairement à l'embouchure de la constriction, de sorte que $h_s = h_g$. Ainsi, le coefficient de séparation, c_s , utilisé dans les modèles 1D vaut toujours 1. La figure 4.9 présente les résultats de pression p_g et de débit Φ obtenus expérimentalement et avec les modèles de Bernoulli et Poiseuille instationnaires directs, BS-d et PS-d.

Détermination de la pression : On note tout d'abord que le modèle BS-d prédit une pression au col de la constriction nulle quelles que soient les conditions d'écoulement. En effet, avec ce type de constriction pour lequel $c_s = 1$, l'expression 4.8 indique que la prédiction \hat{p}_g du modèle de Bernoulli stationnaire est toujours égale à la pression en amont de la constriction, *i.e.* $\hat{p}_g = p_s = 0$. Ainsi, comme il est mentionné dans la partie 4.2.3, l'inversion du modèle BS-d basé sur la pression au col de la constriction ne peut être envisagée pour cette forme de constriction. Pour le modèle de Poiseuille, les prédictions \hat{p}_g sont cohérentes avec les mesures : la pression au col de la constriction augmente quand la pression en amont augmente et quand la hauteur dans le canal diminue. Ceci permet d'illustrer que l'influence de la viscosité est importante dans la détermination de la pression dans la constriction. Cependant, on note que pour la plus grande ouverture, correspondant à $h_g = 1.5\text{mm}$,

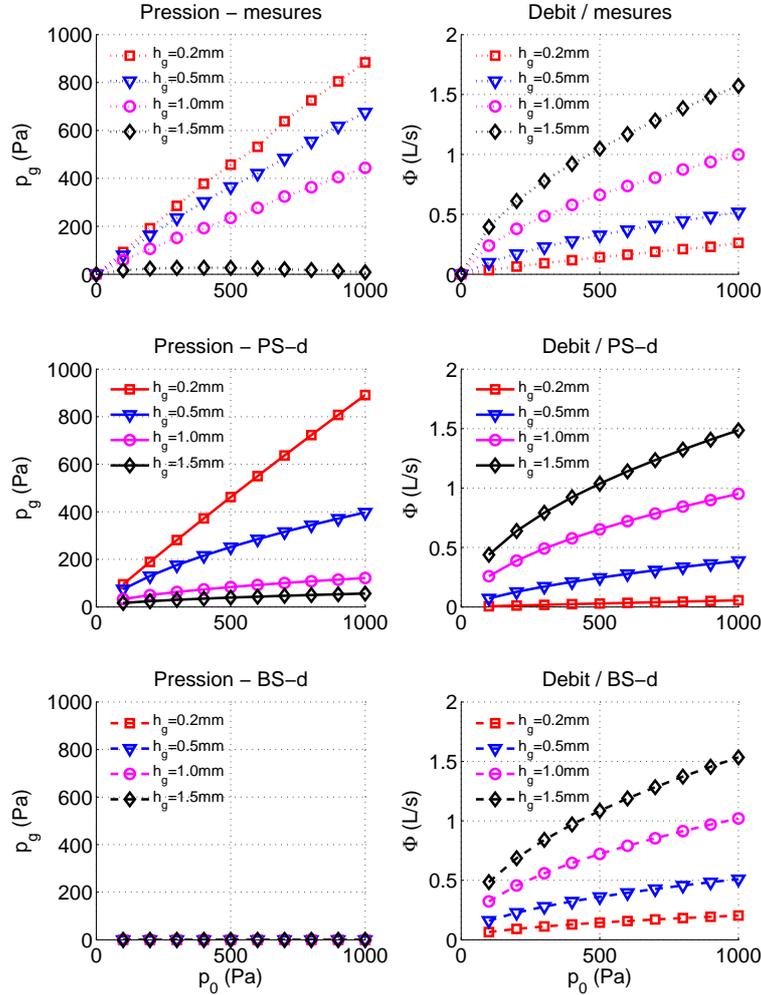


FIGURE 4.9 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles unidimensionnels stationnaires directs, PS-d et BS-d, pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : pression au col de la constriction, p_g , et débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 .

la pression p_g mesurée comme celle prédite par le modèle PS-d sont proches de 0. En effet, dans ce cas les pertes visqueuses deviennent quasi négligeables rendant les modèles de Poiseuille et de Bernoulli presque similaires. Pour la pression au col de la constriction, le modèle PS-d permet de prédire un comportement, en fonction des conditions en entrée, correct vis-à-vis des mesures. La figure 4.10 illustre les erreurs relatives des prédictions des modèles PS-d, PS-i($p_g \rightarrow p_0$) et PS-i($p_g \rightarrow h_g$) par rapport aux données expérimentales. Pour une quantité χ (représentant p_g , p_0 ou h_g) l'erreur relative de la prédiction $\hat{\chi}$ par rapport à la mesure χ_{exp} est exprimée

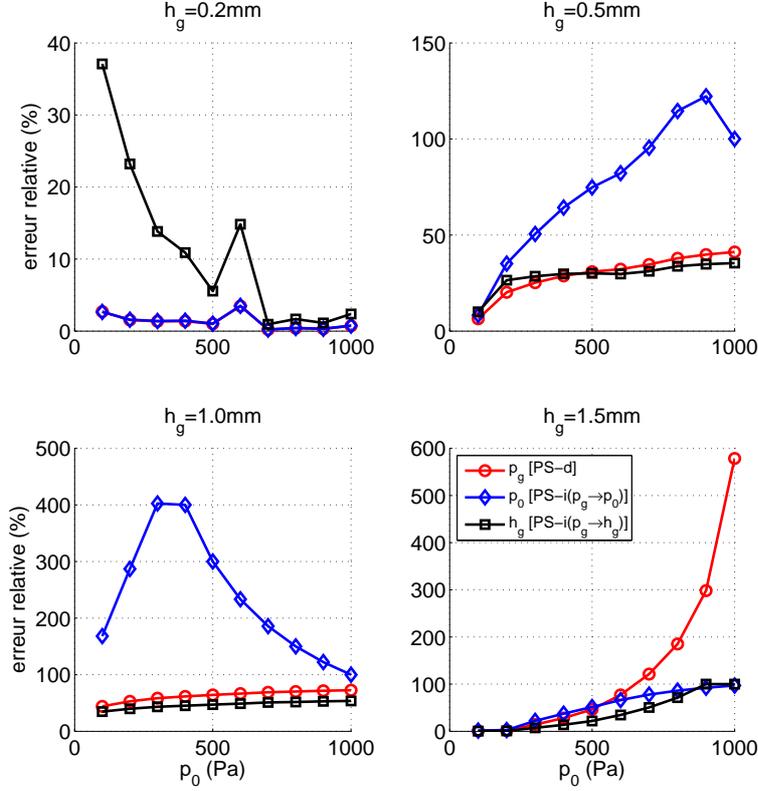


FIGURE 4.10 – Erreurs relatives associées aux modèles de Poiseuille stationnaires direct et inverses (basés sur la mesure de pression au col de la constriction, p_g) par rapport aux données expérimentales de la pression au col de la constriction, p_g , de la pression en amont, p_0 et de la hauteur au col de la constriction, h_g , obtenues pour la constriction uniforme et les quatre valeurs de h_g considérées, en fonction de la pression en amont, p_0 .

comme un pourcentage selon l'expression suivante :

$$\left| \frac{\hat{\chi} - \chi_{exp}}{\chi_{exp}} \right| \times 100 \quad (4.33)$$

Pour la plus petite ouverture, correspondant à $h_g = 0.2\text{mm}$, la prédiction du modèle PS-d est précise, avec une erreur inférieure à 4% par rapport aux mesures. Cette précision du modèle direct permet d'obtenir une estimation aussi fiable pour la pression en amont avec le modèle PS-i($p_g \rightarrow p_0$). Cependant, l'erreur sur l'estimation inverse de la hauteur au col de la constriction est plus élevée notamment pour les faibles valeurs de pression en amont. Le modèle PS-i($p_g \rightarrow h_g$) amplifie l'erreur de prédiction du modèle direct pour des cas correspondant à un faible nombre de Reynolds. Pour la plus grande ouverture, correspondant à $h_g = 1.5\text{mm}$, les erreurs

relatives obtenues sont peu significatives, compte tenu que les prédictions et les mesures de p_g sont proches de 0. Pour les deux ouvertures intermédiaires, on remarque que les prédictions obtenues avec le modèle direct sont beaucoup moins précises que pour $h_g = 0.2\text{mm}$. Les erreurs relatives du modèle PS-d sont respectivement comprises entre 10% et 40% pour $h_g = 0.5\text{mm}$ et entre 40% et 75% pour $h_g = 1.0\text{mm}$. En conséquence, les estimations inverses \hat{p}_0 et \hat{h}_g sont également moins précises. Cependant, pour ces ouvertures, l'erreur de prédiction du modèle PS-i($p_g \rightarrow h_g$) est similaire à celle du modèle PS-d, alors que l'amplification d'erreur est observée pour le modèle PS-i($p_g \rightarrow p_0$).

Détermination du débit : Sur la figure 4.9, les prédictions du débit, en fonction de la pression en amont et de la hauteur au col de la constriction, fournies par les modèles de Bernoulli et de Poiseuille directs sont cohérentes avec ce qui est observé expérimentalement. La figure 4.11 illustre les erreurs relatives des prédictions des modèles BS-d, BS-i($\Phi \rightarrow p_0$) et BS-i($\Phi \rightarrow h_g$) et des modèles PS-d, PS-i($\Phi \rightarrow p_0$) et PS-i($\Phi \rightarrow h_g$) par rapport aux données expérimentales. D'une manière générale, les prédictions des modèles deviennent plus précises lorsque la hauteur au col de la constriction augmente. Pour la modélisation de Bernoulli, les erreurs de prédiction des modèles direct et inverses sont du même ordre de grandeur même si les erreurs associées au modèle BS-i($\Phi \rightarrow p_0$) sont plus élevées que celle des modèles BS-d et BS-i($\Phi \rightarrow h_g$) pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées. On remarque que la modélisation de Bernoulli est moins précise pour prédire le débit mesuré lorsque la pression en amont est faible, *i.e.* $p_0 < 300\text{Pa}$. En effet, pour ces conditions, les effets liés à la viscosité sont sensés être plus importants. Cependant, le modèle PS-d n'est pas nécessairement mieux adapté pour prédire le débit mesuré que le modèle BS-d. En outre, la modélisation de Bernoulli apparaît comme étant globalement meilleure pour les petites ouvertures, correspondant à $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$, et pour lesquelles la prise en compte de la viscosité semblerait être appropriée. En revanche, pour les deux plus grandes ouvertures, la modélisation de Poiseuille est plus précise que celle de Bernoulli pour la plupart des pressions en amont considérées. En ce qui concerne les modèles de Poiseuille inverses, les erreurs de prédiction du modèle PS-i($\Phi \rightarrow h_g$) sont similaires à celles du modèle PS-d. Mais comme pour le modèle BS-i($\Phi \rightarrow p_0$), on constate pour le modèle PS-i($\Phi \rightarrow p_0$) une erreur de prédiction plus élevée que les autres modèles de Poiseuille. Cette amplification d'erreur devient plus importante pour $h_g = 0.5\text{mm}$ et encore plus pour $h_g = 0.2\text{mm}$, cas pour lequel l'erreur relative obtenue pour le modèle PS-d, déjà supérieure à 80%, peut être multipliée par 5 pour le modèle PS-i($\Phi \rightarrow p_0$).

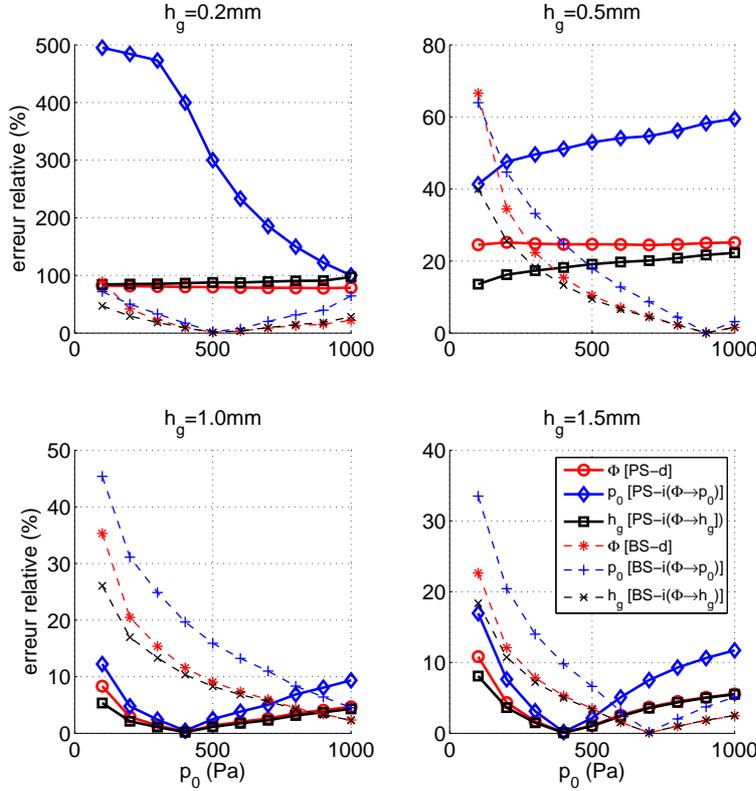


FIGURE 4.11 – Erreurs relatives associées aux modèles de Poiseuille et de Bernoulli stationnaires directs et inverses (basés sur la mesure de débit, Φ) par rapport aux données expérimentales de la pression au col de la constriction, p_g , de la pression en amont, p_0 et de la hauteur au col de la constriction, h_g , obtenues pour la constriction uniforme et les quatre valeurs de h_g considérées, en fonction de la pression en amont, p_0 .

4.3.1.3 Constriction ronde

Le canal formé par les deux répliques rigides de plis vocaux ronds contient une partie divergente. Avec cette configuration géométrique, l'écoulement se détache des parois entre le col de la constriction et l'embouchure de celle-ci. Dans la modélisation unidimensionnelle, la position de la séparation est déterminée à l'aide du coefficient de séparation c_s basé sur un critère géométrique. Ce type de constriction permet donc de tester la validité du choix de ce coefficient pour réaliser des prédictions précises vis-à-vis des données expérimentales. Dans la littérature, la valeur $c_s = 1.2$ est classiquement utilisée [96]. La figure 4.12 présente les résultats de pression p_g et de débit Φ obtenus expérimentalement et avec les modèles de Bernoulli et Poiseuille instationnaires directs, BS-d et PS-d, pour lesquels cette valeur de c_s est utilisée.

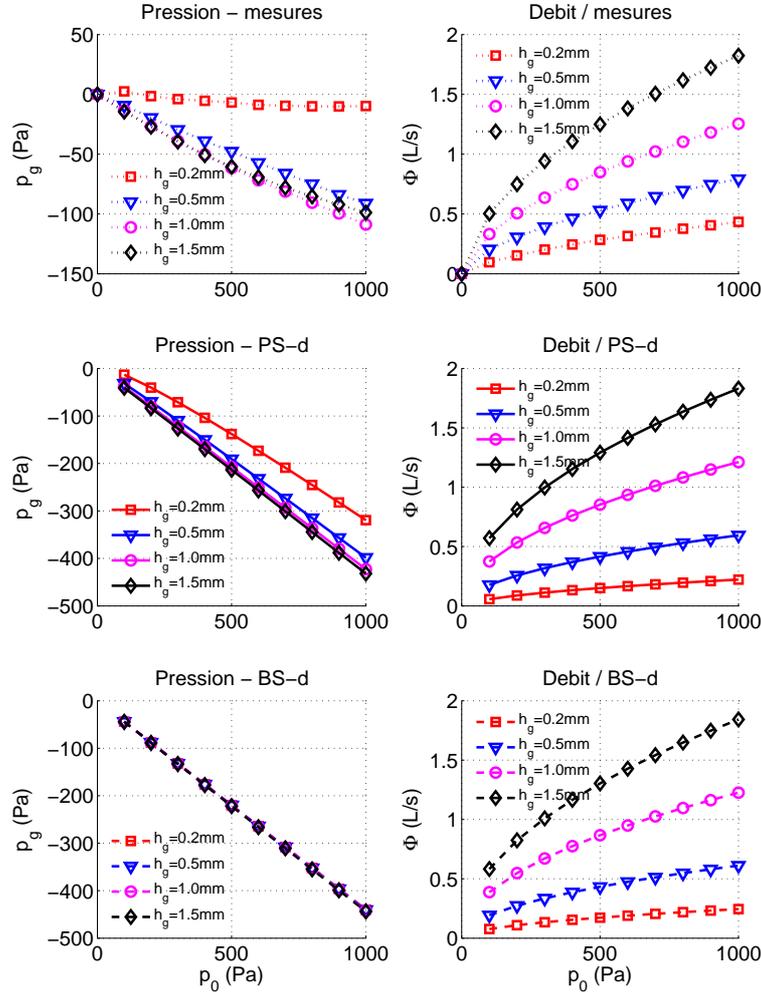


FIGURE 4.12 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles unidimensionnels stationnaires directs, PS-d et BS-d, pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : pression au col de la constriction, p_g , et débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 . Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.2$.

Détermination de la pression : Tout d'abord, les modèles unidimensionnels permettent de prédire des pressions négatives au col de la constriction comme ce qui est observé expérimentalement. En revanche, les modèles surestiment cette chute de pression au col de la constriction par rapport à ce qui est mesuré sur le dispositif *in-vitro*. Pour le modèle BS-d, on relève sur la figure 4.12 que le rapport entre les pressions au col de la constriction et en amont \hat{p}_g/p_0 reste quasi invariant selon la hauteur au col de la constriction. Pour le modèle PS-d, la prise en compte de la viscosité permet de prédire que \hat{p}_g est plus élevé lorsque h_g diminue. Expérimenta-

lement, on observe que les pressions p_g mesurées pour $h_g = 0.2\text{mm}$ sont proches de 0 et que la courbe obtenue pour cette valeur h_g est distincte des courbes obtenues pour les autres hauteurs au col de la constriction. Ce phénomène est lié aux effets de la viscosité mais le modèle de Poiseuille ne permet pas de prédire un comportement aussi particulier dans ce cas. Dans ce contexte, il semble peu pertinent de présenter des résultats sur les erreurs de prédictions de p_g puisque les modèles prédisent des pressions au col de la constriction environ quatre fois supérieures à celles mesurées expérimentalement. De la même manière, l'estimation inverse de la pression en amont et de la hauteur au col de la constriction avec les modèles inverses basés sur la mesure de p_g n'est pas considéré. Ainsi, l'emploi du coefficient de séparation $c_s = 1.2$ ne semble pas adapté pour la prédiction de la pression dans la constriction ronde.

Détermination du débit : En ce qui concerne le débit, les modèles BS-d et PS-d permettent d'obtenir des prédictions dont l'ordre de grandeur est conforme avec ce qui est mesuré expérimentalement. La figure 4.13 illustre les erreurs relatives des prédictions des modèles BS-d, BS-i($\Phi \rightarrow p_0$) et BS-i($\Phi \rightarrow h_g$) et des modèles PS-d, PS-i($\Phi \rightarrow p_0$) et PS-i($\Phi \rightarrow h_g$) par rapport aux données expérimentales. Sur cette figure, on constate que la prise en compte de la viscosité a peu d'influence sur la détermination du débit dans le cas de la constriction ronde. En effet les prédictions des modèles de Poiseuille et de Bernoulli sont relativement similaires pour toutes les ouvertures considérées. Cependant, on relève que la modélisation de Bernoulli est plus précise que la modélisation de Poiseuille pour les deux plus petites ouvertures et moins précise pour les deux plus grandes ouvertures. De plus, l'erreur de prédiction globale devient plus faible quand la hauteur au col de la constriction augmente. Les remarques concernant les résultats obtenus avec les modèles inverses basés sur la mesure du débit sont sensiblement les mêmes que pour la constriction uniforme. En effet, les erreurs sur les estimations inverses \check{h}_g sont du même ordre de grandeur que celles constatées pour les modèles directs correspondants. Les erreurs sur les estimations inverses \check{p}_0 sont quant à elles supérieures, voire très supérieures pour les deux plus petites ouvertures, à celles constatées pour les modèles directs correspondants.

Coefficient de séparation : Le coefficient de séparation c_s est un paramètre de contrôle important dans la modélisation unidimensionnelle car il joue un grand rôle dans la détermination de la pression et du débit avec les modèles. On a vu précédemment que la valeur $c_s = 1.2$ n'est pas pertinente pour prédire les pressions au col de la constriction mesurées. Cette valeur ne permet pas non plus d'obtenir des prédictions de débit précises vis-à-vis des mesures réalisées. Ainsi, il semble opportun d'estimer par inversion ce coefficient de séparation pour savoir quelle valeur de c_s permet de prédire les données expérimentales. La figure 4.14 présente les résultats

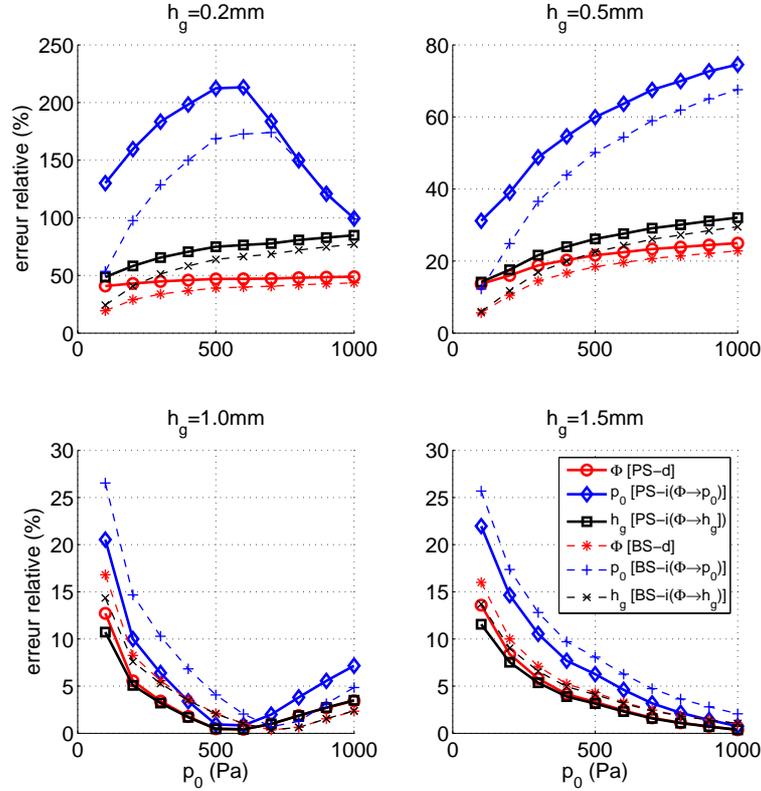


FIGURE 4.13 – Erreurs relatives associées aux modèles de Poiseuille et de Bernoulli stationnaires directs et inverses (basés sur la mesure de débit, Φ) par rapport aux données expérimentales de la pression au col de la constriction, p_g , de la pression en amont, p_0 et de la hauteur au col de la constriction, h_g , obtenues pour la constriction ronde et les quatre valeurs de h_g considérées, en fonction de la pression en amont, p_0 . Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.2$.

obtenus avec les modèles inverses basés sur la mesure de p_g et basés sur la mesure de Φ . On constate tout d'abord que le coefficient de séparation n'est pas constant mais varie selon la pression en amont et la hauteur au col de la constriction. De plus les coefficients de séparation nécessaires pour prédire les mesures de pression et les mesures de débit sont très différents. En effet, on remarque sur la figure du haut que les estimations inverses \hat{c}_s sont toutes inférieures à 1.08 alors que sur la figure du bas les estimations inverses \check{c}_s sont pratiquement toutes supérieures à 1.2. De plus, les inversions à partir de la mesure de p_g et à partir de Φ prédisent des comportements contraires pour l'évolution du coefficient de séparation en fonction de la pression en amont et de la hauteur au col de la constriction. Ainsi, \hat{c}_s a tendance à diminuer lorsque p_0 augmente et lorsque h_g diminue alors que \check{c}_s a tendance à augmenter. Les variations de \check{c}_s en fonction des variables d'entrée sont relativement

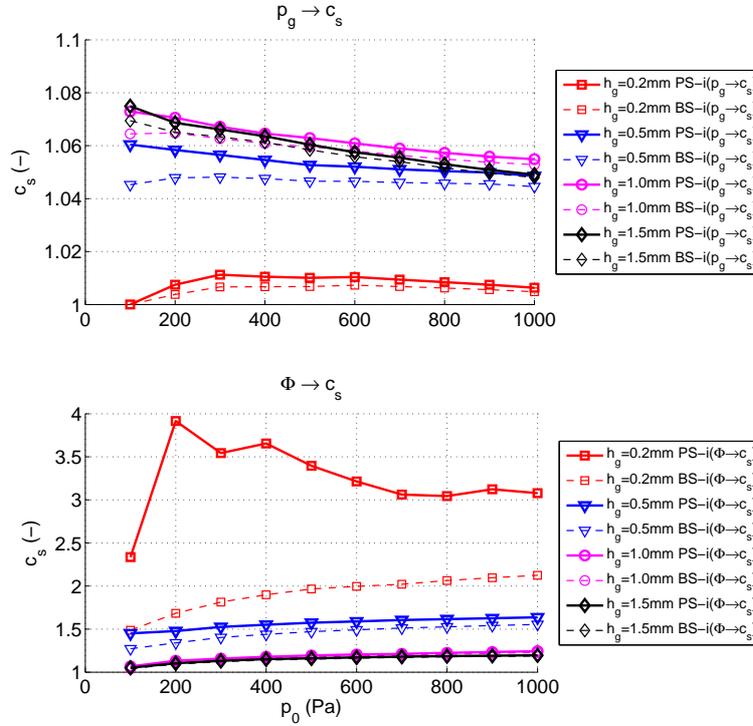


FIGURE 4.14 – Coefficients de séparation, c_s , estimés avec les modèles unidimensionnels stationnaires inverses pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées, en fonction de la pression en amont, p_0 . (haut) inversion basée sur la mesure de la pression au col de la constriction, p_g , et (bas) inversion basée sur la mesure de débit, Φ .

importantes et une approximation avec une constante ne semble pas adaptée pour obtenir des prédictions de débit cohérentes pour toutes les configurations considérées. On constate ici que la valeur $c_s = 1.2$ est une bonne approximation pour prédire le débit mesuré pour les grandes ouvertures et les hautes valeurs de pression en amont. En revanche, l'inversion avec les modèles $-i(p_g \rightarrow c_s)$ donne des estimations \hat{c}_s comprises entre 1.045 et 1.075, excepté pour $h_g = 0.2\text{mm}$, ce qui est attendu compte tenu que les mesures de p_g obtenues pour cette ouverture sont distinctes de celles obtenues pour les autres ouvertures (cf. figure 4.12). Ainsi, la valeur $c_s = 1.06$ paraît être une approximation congruente pour obtenir avec les modèles directs des prédictions en pression cohérente avec ce qui est mesuré expérimentalement pour $h_g \geq 0.5\text{mm}$. La figure 4.15 illustre les erreurs relatives des prédictions des modèles BS-d, BS-i($p_g \rightarrow p_0$) et BS-i($p_g \rightarrow h_g$) et des modèles PS-d, PS-i($p_g \rightarrow p_0$) et PS-i($p_g \rightarrow h_g$), utilisant $c_s = 1.06$, par rapport aux données expérimentales. Avec cette valeur du coefficient de séparation, on remarque que le modèle de Poiseuille direct prédit les pressions au col de la constriction mesurées pour les trois plus

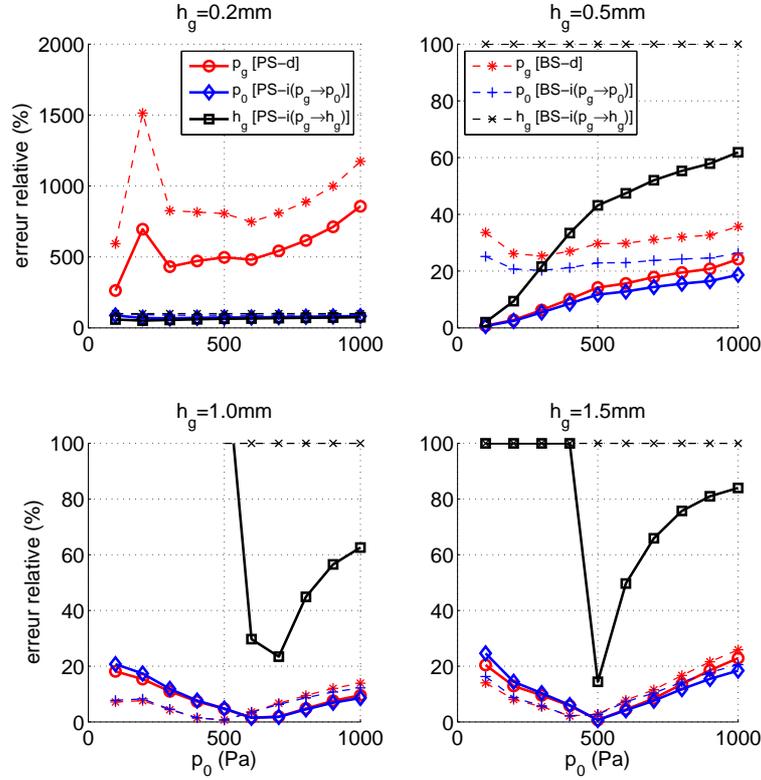


FIGURE 4.15 – Erreurs relatives associées aux modèles de Poiseuille et de Bernoulli stationnaires directs et inverses (basés sur la mesure de pression au col de la constriction, p_g) par rapport aux données expérimentales de la pression au col de la constriction, p_g , de la pression en amont, p_0 et de la hauteur au col de la constriction, h_g , obtenues pour la constriction ronde et les quatre valeurs de h_g considérées, en fonction de la pression en amont, p_0 . Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.06$.

grandes ouvertures avec une erreur inférieure à 25%. L'erreur associée au modèle PS-i($p_g \rightarrow p_0$) est similaire à celle associée au modèle PS-d. En revanche, on observe une grande amplification d'erreur pour le modèle PS-i($p_g \rightarrow h_g$). Pour ce type de constriction, l'estimation inverse \hat{h}_g ne semble donc pas appropriée.

4.3.2 Conditions d'écoulement instationnaires

Dans cette partie, on s'intéresse à la validation expérimentale des modèles unidimensionnels directs et inverses pour des conditions d'écoulement instationnaires. Cette étude permet d'évaluer l'intérêt de prendre en compte les variations temporelles des propriétés des écoulements dans la modélisation. En outre, le dispositif utilisé permet de reproduire expérimentalement la fermeture complète de la constric-

tion correspondant à la collision des plis vocaux durant la phonation humaine. Ainsi, les modèles sont testés pour des conditions plus cohérentes avec celles de l'écoulement glottique réel.

4.3.2.1 Dispositif Expérimental

Afin de créer des conditions d'écoulement instationnaires, une autre maquette de constriction glottique est utilisée. Comme celle décrite dans la partie 4.3.1.1, cette maquette inclut deux répliques rigides de plis vocaux, mais une des deux répliques est mobile. Un mouvement forcé perpendiculaire à la direction de l'écoulement est imposé à celle-ci par un moteur. Ainsi, l'instationnarité est créée par la variation de hauteur dans la constriction. Le dispositif expérimental mis en œuvre autour de cette maquette est identique à celui décrit pour des conditions d'écoulement stationnaires et présenté sur la figure 4.7, excepté que le débitmètre en est retiré. En effet, cet appareil ne permet pas de faire une mesure dynamique du débit et n'a donc pas d'intérêt pour les conditions considérées. Les quantités mesurées en fonction du temps sont donc :

- la pression en amont de la constriction : $p_0(t)$
- la hauteur au col de la constriction : $h_g(t)$
- la pression au col de la constriction : $p_g(t)$

Ces mesures sont effectuées pour deux formes de constriction dont les dimensions sont décrites sur la figure 4.8 : une constriction uniforme (avec entrée arrondie) et une constriction ronde. Pour chaque forme de constriction, deux cas associés à l'amplitude des variations de la hauteur au col de la constriction sont considérés :

- $0.3\text{mm} \leq h_g(t) \leq 0.9\text{mm}$: pas de collision entre les répliques de plis vocaux
- $0 \leq h_g(t) \leq 0.5\text{mm}$: collision entre les répliques de plis vocaux

Les résultats présentés dans la suite sont ceux obtenus pour une fréquence de variation de h_g égale à 25Hz. Cette fréquence est proche du maximum qu'il est possible d'atteindre avec le moteur qui entraîne la réplique de pli vocal mobile. Cette fréquence peut paraître insuffisante pour pouvoir considérer les conditions réalisées *in-vitro* comme étant pertinentes vis-à-vis de conditions *in-vivo* pour lesquels les fréquences des oscillations sont supérieures à 100Hz. Cependant, l'analyse dimensionnelle de la maquette permet de mettre en évidence que le nombre de Strouhal associé aux conditions expérimentales est équivalent à celui associé aux écoulements glottiques réels (cf. partie 2.3.1), *i.e.* $Sr = 10^{-2}$.

4.3.2.2 Constriction uniforme - sans collision

La figure 4.16 présente les résultats expérimentaux et les prédictions des différents modèles correspondantes, obtenus pour la constriction uniforme sans collision. Sur la figure du bas, on peut constater que les prédictions des modèles directs stationnaires et instationnaires sont quasi identiques. En effet, Pour la fréquence d'os-

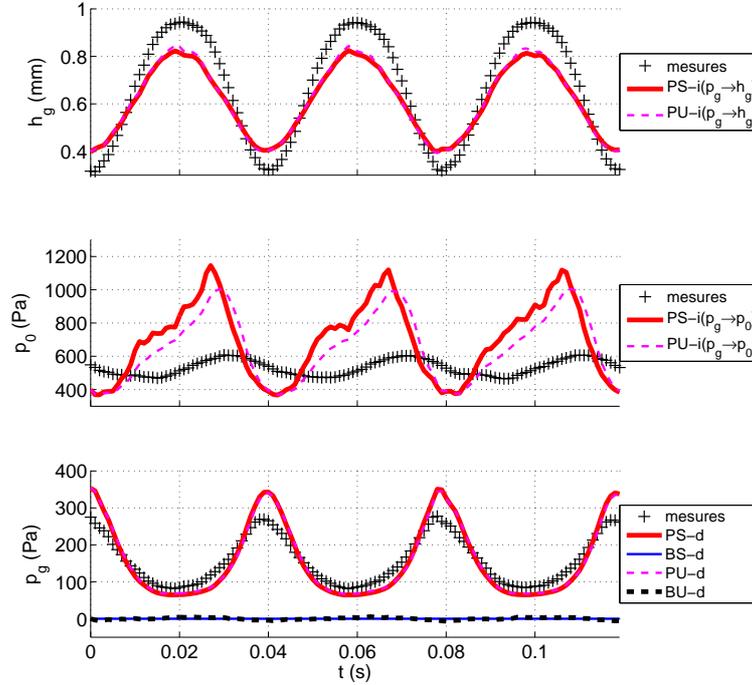


FIGURE 4.16 – Mesures instationnaires et prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses pour la constriction uniforme avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et sans collision : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g , en fonction du temps.

cillation considérée, le terme de pression ΔP_{Inst} reste faible en comparaison avec les termes ΔP_{Bern} et ΔP_{Pois} . On retrouve sur cette même figure que les modèles de Bernoulli directs sont inadaptés à la prédiction de la pression lorsque le canal formé par celle-ci est droit. Ainsi le modèle BS-d prédit $\hat{p}_g(t) = 0$ et le modèle BU-d prédit $\hat{p}_g(t) \approx 0$, la prise en compte de l'instationnarité produisant des petites oscillations autour de 0 dans le signal $\hat{p}_g(t)$. Aussi, on note ici que l'inversion des modèles BS-d et BU-d pour le constriction uniforme n'est pas considérée dans la suite. En revanche, les modèles de Poiseuille directs permettent d'obtenir une bonne approximation du signal de pression au col de la constriction obtenu expérimentalement. Les signaux simulés avec les modèles PS-d et PU-d concordent avec les mesures pour ce qui est de la valeur moyenne de $p_g(t)$ et de la synchronisation des oscillations. Néanmoins, ces deux modèles surestiment l'amplitude des oscillations par rapport au signal $p_g(t)$ mesuré. Ainsi, sur la figure 4.17, on constate que les erreurs de prédiction moyennes associées aux modèles PS-d et PU-d sont d'environ 20%. Si on considère à présent les estimations inverses $\hat{h}_g(t)$, les erreurs de prédictions sur la hauteur au col de la constriction sont similaires à celles associées aux modèles

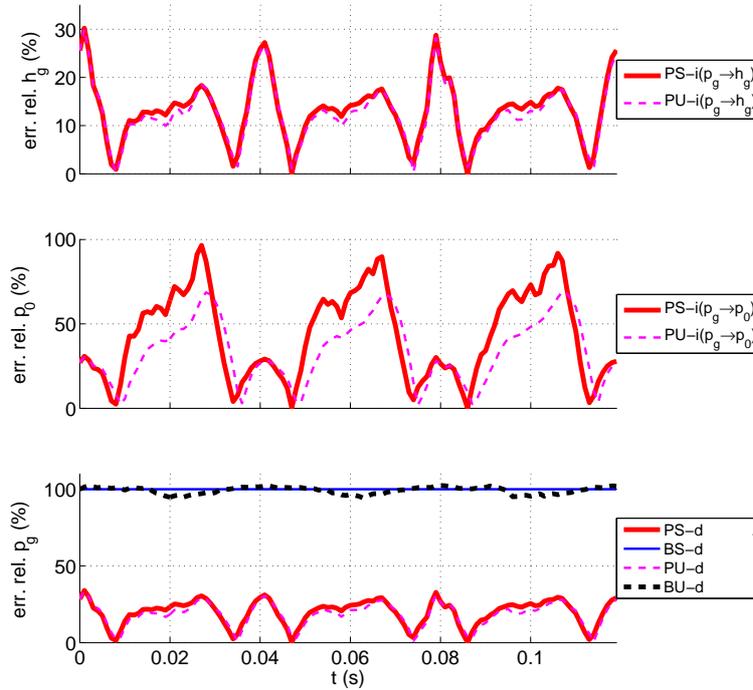


FIGURE 4.17 – Erreurs relatives des prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses par rapport aux mesures pour la constriction uniforme avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et sans collision : (haut) erreur sur la hauteur au col de la constriction, (milieu) erreur sur la pression en amont et (bas) erreur sur la pression au col de la constriction, en fonction du temps.

directs correspondants. Cependant, la surestimation de l'amplitude des oscillations de $p_g(t)$ par les modèles directs provoquent une sous-estimation de l'amplitude des oscillations de $h_g(t)$ par les modèles $PS-i(p_g \rightarrow h_g)$ et $PU-i(p_g \rightarrow h_g)$, comme le montre la figure 4.16. En ce qui concerne les estimations inverses de la pression en amont de la constriction, on constate une différence significative entre les signaux simulés avec les modèles $PS-i(p_g \rightarrow p_0)$ et $PU-i(p_g \rightarrow p_0)$ et le signal $p_0(t)$ mesuré. Le processus d'inversion pour obtenir $\hat{p}_0(t)$ avec les modèles de Poiseuille inverses introduit une amplification de l'erreur liée aux modèles directs. Sur la figure 4.17, on note que cette amplification est plus marquée lorsque la constriction est la plus ouverte. Durant cette phase l'erreur associée au modèle $PU-i(p_g \rightarrow p_0)$ est plus faible que celle associée au modèle $PS-i(p_g \rightarrow p_0)$ d'environ 20%, alors que la différence entre les erreurs de prédiction associées aux modèles $PS-d$ et $PU-d$ est inférieure à 4%. L'amplification liée au processus d'inversion s'applique ainsi également à la différence entre les modélisations stationnaire et instationnaire.

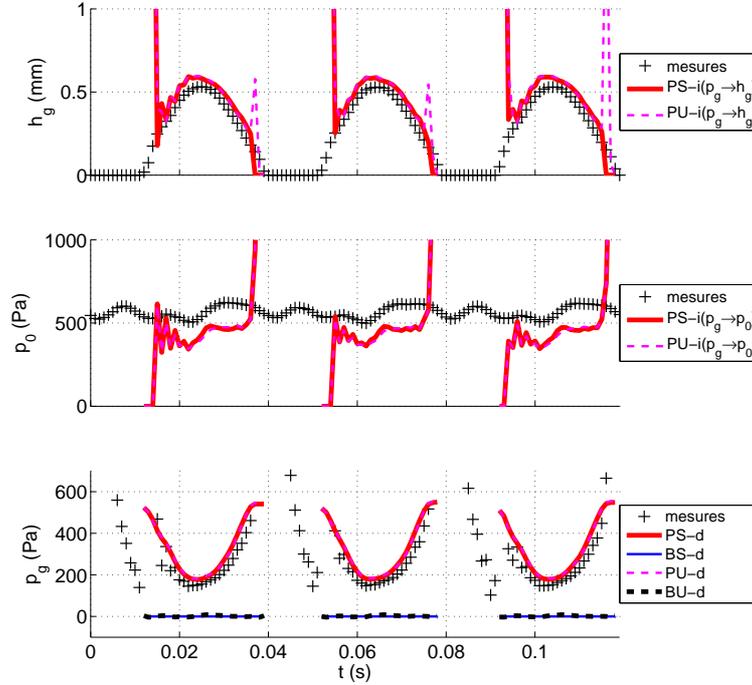


FIGURE 4.18 – Mesures instationnaires et prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses pour la constriction uniforme avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et avec collision : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g , en fonction du temps.

4.3.2.3 Constriction uniforme - avec collision

La figure 4.18 présente les résultats expérimentaux et les prédictions des différents modèles correspondantes, obtenus pour la constriction uniforme avec collision. Ainsi, la hauteur au col de la constriction reste nulle sur une certaine durée pendant laquelle aucun calcul n'est possible. Ainsi, on constate que les signaux obtenus par simulation comportent des discontinuités correspondant aux phases de fermeture de la constriction alors que la pression au col de constriction continue d'être mesurée durant ces phases. Comme pour les mesures sans collision, les modèles de Poiseuille directs apportent une bonne approximation du signal $p_g(t)$ obtenu expérimentalement lorsque la constriction est ouverte. Néanmoins, cette modélisation simplifiée montre ses limites pour prédire la pression dans la constriction aux instants de fermeture et d'ouverture de la constriction. Juste avant la fermeture complète de la constriction, on observe expérimentalement un pic de pression très élevé au col de la constriction. La modélisation de Poiseuille prend en compte les effets visqueux, à l'origine de ce phénomène, mais ne permet pas d'obtenir une prédiction $\hat{p}_g(t)$ aussi haute. En effet, par définition, les modèles de Poiseuille ne peuvent pas prédire

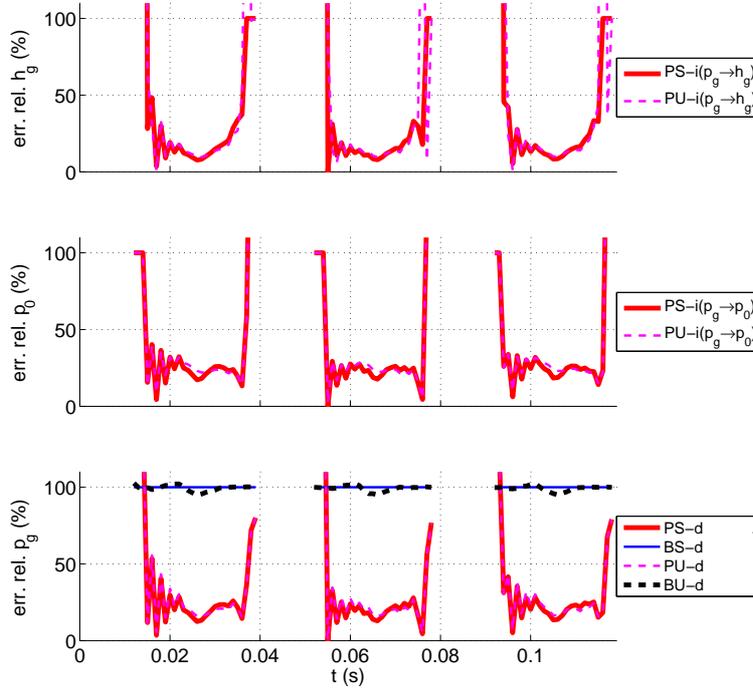


FIGURE 4.19 – Erreurs relatives des prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses par rapport aux mesures pour la constriction uniforme avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et avec collision : (haut) erreur sur la hauteur au col de la constriction, (milieu) erreur sur la pression en amont et (bas) erreur sur la pression au col de la constriction, en fonction du temps.

une pression au col de la constriction supérieure à la pression en amont. Ainsi, on remarque une « saturation » à la valeur de $p_0(t)$ sur les signaux simulés avec les modèles PS-d et PU-d aux instants précédant la fermeture de la constriction. Aux instants d'ouverture de la constriction, on observe expérimentalement un creux de pression au col de la constriction que les modèles PS-d et PU-d ne reproduisent pas. Pour une hauteur au col de la constriction donnée, ces modèles prédisent des valeurs $\hat{p}_g(t)$ semblables pendant la fermeture et l'ouverture de la constriction. De plus, les effets liés à l'instationnarité de l'écoulement sont attendus comme étant plus importants durant les phases d'ouverture mais la prise en compte de l'instationnarité dans le modèle PU-d n'apparaît pas ici comme déterminante. Si on considère à présent les estimations inverses des quantités utilisées en entrée des modèles directs, on remarque que les signaux $\hat{p}_0(t)$ et $\hat{h}_g(t)$ prédits avec les modèles de Poiseuille inverses approximent relativement bien les signaux obtenus expérimentalement lorsque la constriction est ouverte. Aux instants d'ouverture et de fermeture, l'incertitude des prédictions inverses par rapport aux mesures devient plus importante comme pour la modélisation directe. Quantitativement, on constate sur la figure 4.19 que les erreurs

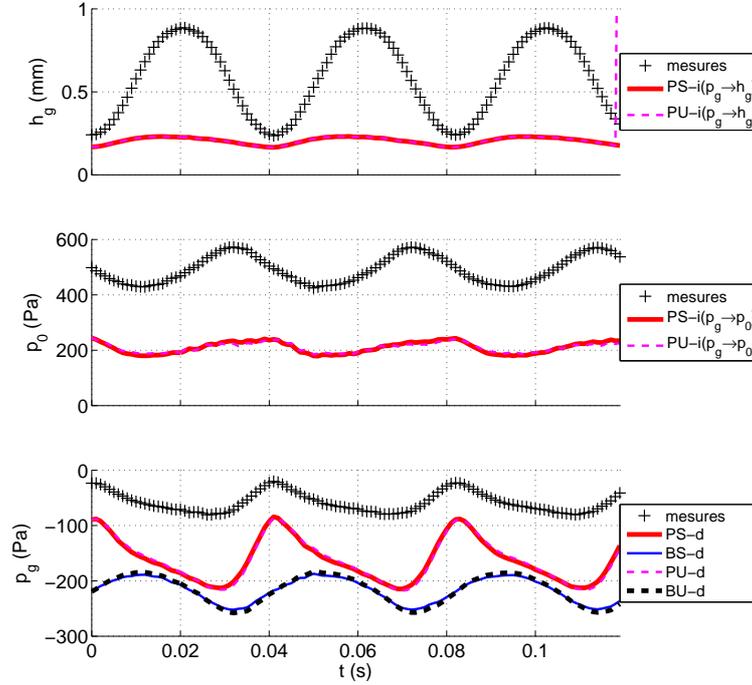


FIGURE 4.20 – Mesures instationnaires et prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses pour la constriction ronde avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et sans collision : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g , en fonction du temps. Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.2$.

de prédiction associées aux modèles PS-d et PU-d pour les conditions avec collision lorsque la constriction est ouverte sont similaires à celles associées à ces modèles pour les conditions sans collision (soit une erreur relative moyenne d'environ 20%). Cette remarque est également valide pour les erreurs de prédiction associées aux modèles PS-i($p_g \rightarrow h_g$) et PU-i($p_g \rightarrow h_g$). Cependant, on note que pour les conditions avec collision, les erreurs associées aux modèles PS-i($p_g \rightarrow p_0$) et PU-i($p_g \rightarrow p_0$) sont équivalentes à celles associées aux modèles directs correspondants. Ainsi, on n'observe plus l'amplification d'erreur introduite par le processus d'inversion lors de l'estimation de $\hat{p}_0(t)$ pour les conditions sans collision.

4.3.2.4 Constriction ronde - sans collision

La figure 4.16 présente les résultats expérimentaux et les prédictions des différents modèles correspondantes, obtenus pour la constriction ronde sans collision. On s'intéresse dans un premier temps aux résultats des modèles pour une valeur du coefficient de séparation $c_s = 1.2$. Tout d'abord, on remarque comme pour la constriction

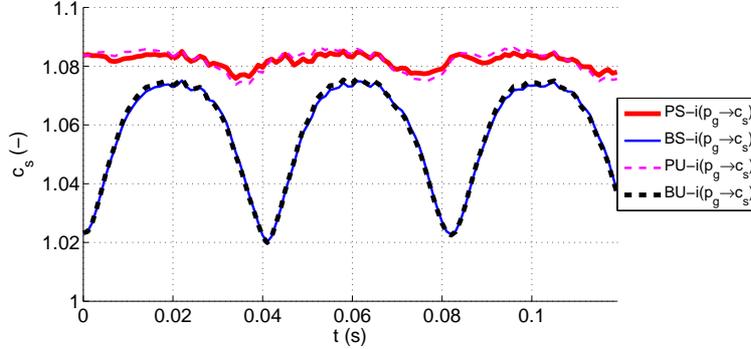


FIGURE 4.21 – Coefficients de séparation estimés à partir des mesures présentées sur la figure 4.20 pour la constriction ronde avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et sans collision. Ces coefficients sont obtenus avec les modèles unidimensionnels inverses en fonction du temps.

uniforme que les prédictions des modèles instationnaires sont semblables à celles des modèles stationnaires correspondants. En outre, sur la figure du bas, on constate que la modélisation de Bernoulli n'est également pas adaptée pour prédire la pression dans la constriction ronde. L'inversion des modèles BS-d et BU-d pour estimer $\hat{p}_0(t)$ et $\hat{p}_g(t)$ n'est donc pas considérée dans la suite. Les modèles PS-d et PU-d permettent quant à eux d'obtenir des prédictions qualitativement conformes avec ce qui est observé expérimentalement. En effet, la forme générale des signaux $\hat{p}_g(t)$ obtenus avec ces deux modèles est similaire à celle du signal $p_g(t)$ mesuré. En revanche, les pressions prédites au col de la constriction sont amplement plus faibles que celles mesurées. Ainsi, le manque de précision des prédictions $\hat{p}_g(t)$, fournies la modélisation de Poiseuille directe, par rapport aux mesures conduit à l'obtention d'estimations inverses $\hat{p}_0(t)$ et $\hat{h}_g(t)$ peu pertinentes vis-à-vis des mesures réalisées pour ces deux quantités.

Comme on l'a vu précédemment, le choix du coefficient de séparation a une grande influence sur la précision des modèles. Ainsi, on s'intéresse maintenant à l'estimation inverse de ce coefficient à partir des mesures. La figure 4.21 présente les valeurs $\hat{c}_s(t)$ obtenues par inversion à partir des signaux de mesures présentés sur la figure 4.20. Sur cette figure, on constate que le coefficient de séparation nécessaire pour prédire les mesures avec la modélisation de Bernoulli varie énormément, entre 1.02 et 1.07, en fonction de la hauteur au col de la constriction, ce qui dénote la faiblesse de la modélisation de Bernoulli pour prédire la pression dans la constriction. Les variations des coefficients de séparation estimés avec les modèles PS-i($p_g \rightarrow c_s$) et PU-i($p_g \rightarrow c_s$) sont relativement plus faibles et les valeurs $\hat{c}_s(t)$ obtenues avec ces modèles sont toutes regroupées autour d'une valeur moyenne d'environ 1.08. Les estimations inverses du coefficient de séparation pour des conditions d'écoulement instationnaires confirment que ce critère devrait être adapté en fonction des quan-

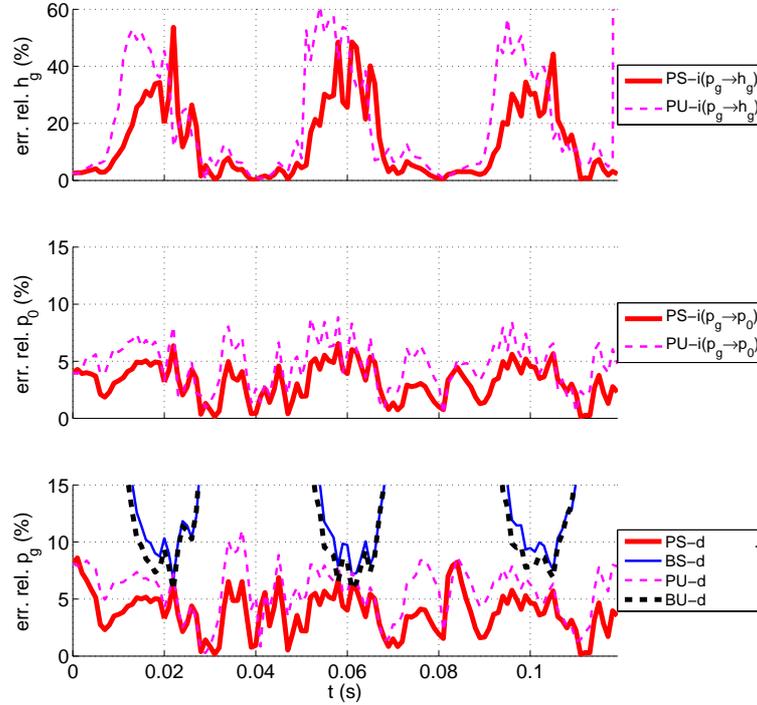


FIGURE 4.22 – Erreurs relatives des prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses par rapport aux mesures pour la constriction ronde avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et sans collision : (haut) erreur sur la hauteur au col de la constriction, (milieu) erreur sur la pression en amont et (bas) erreur sur la pression au col de la constriction, en fonction du temps. Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.08$.

tités utilisées en entrée des modèles. Cependant, dans l'hypothèse où on souhaite garder un coefficient de séparation constant dans la modélisation unidimensionnelle, l'approximation $c_s = 1.08$ semble la plus congruente pour la constriction ronde considérée ici. En effet, l'emploi de cette valeur dans les modèles PS-d et PU-d permet d'obtenir des prédictions $\hat{p}_g(t)$ avec une erreur inférieure à 10% par rapport aux mesures, comme le montre la figure 4.22. Cette précision des modèles de Poiseuille directs permet d'obtenir des estimations inverses plus pertinentes vis-à-vis des mesures de la hauteur au col de la constriction et de la pression en amont. Les prédictions $\hat{p}_0(t)$ sont ainsi relativement fiables et les erreurs relevées pour les modèles PS-i($p_g \rightarrow p_0$) et PU-i($p_g \rightarrow p_0$) sont du même ordre de grandeur que celle relevées pour les modèles PS-d et PU-d. En revanche pour la hauteur au col de la constriction, l'incertitude sur les prédictions inverses $\hat{h}_g(t)$ est plus importante, notamment lorsque la constriction est la plus ouverte. En effet, lorsque l'ouverture est maximale, l'erreur de prédiction par rapport à la mesure de $h_g(t)$ peut atteindre 50% alors que l'erreur de prédiction par rapport à la mesure de $p_g(t)$ est d'environ 5%.

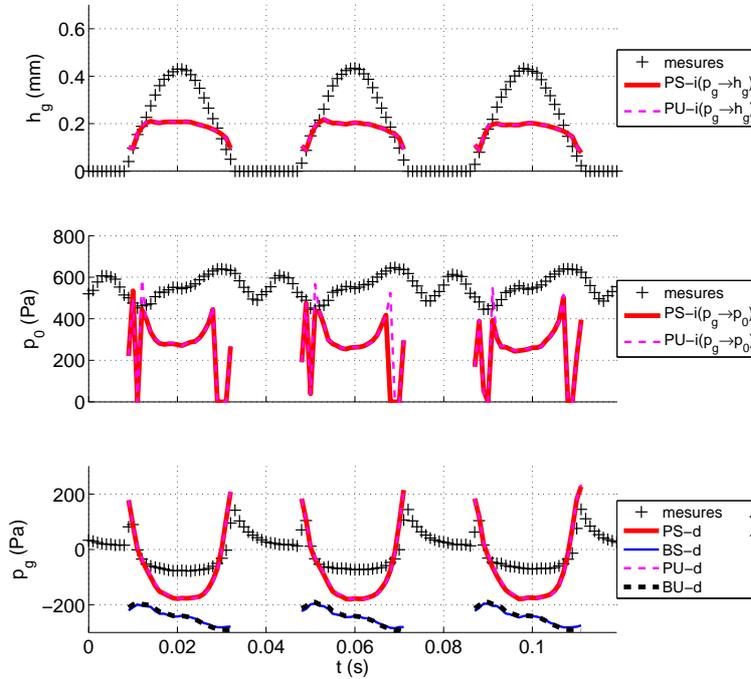


FIGURE 4.23 – Mesures instationnaires et prédictions des modèles unidimensionnels directs et inverses pour la constriction ronde avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et avec collision : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g , en fonction du temps. Les résultats des simulations 1D présentés sont obtenus avec $c_s = 1.2$.

Ceci confirme les résultats obtenus pour les conditions d'écoulement stationnaires et indique par conséquent que les modèles PS-i($p_g \rightarrow h_g$) et PU-i($p_g \rightarrow h_g$) manquent de fiabilité dans le cas où l'écoulement se fait dans une constriction ronde.

4.3.2.5 Constriction ronde - avec collision

La figure 4.23 présente les résultats expérimentaux et les prédictions des différents modèles correspondantes, obtenus pour la constriction ronde avec collision. Comme pour le cas sans collision, on s'intéresse dans un premier temps aux résultats des modèles pour une valeur du coefficient de séparation $c_s = 1.2$. On remarque tout d'abord qu'expérimentalement, la pression mesurée au col de la constriction devient positive juste avant la fermeture de la constriction et juste après son ouverture, alors qu'elle est négative lorsque le canal est complètement ouvert. Les modèles PS-d et PU-d permettent de reproduire ce comportement mais avec la valeur $c_s = 1.2$, la chute de pression prédite par ces deux modèles au col de la constriction lorsque la constriction est ouverte est surestimée par rapport aux données expérimentales. Les

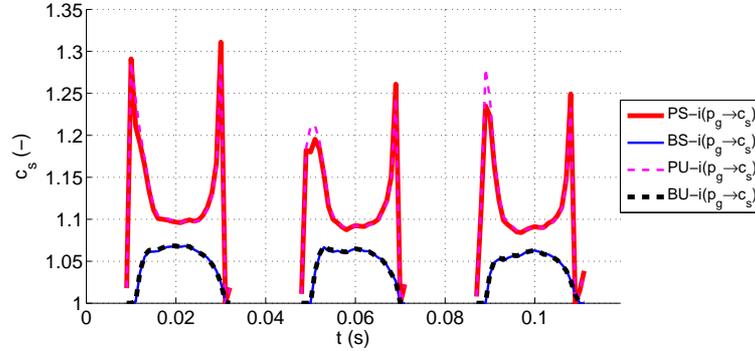


FIGURE 4.24 – Coefficients de séparation estimés à partir des mesures présentées sur la figure 4.23 pour la constriction ronde avec une fréquence de vibration de 25Hz ($Sr \approx 10^{-2}$) et avec collision. Ces coefficients sont obtenus avec les modèles unidimensionnels inverses en fonction du temps.

prédictions $\hat{p}_g(t)$ étant imprécises, la fiabilité des modèles inverses n'est pas assurée. Ainsi, les prédictions $\hat{p}_0(t)$ et $\hat{h}_g(t)$ obtenues par inversion de la modélisation de Poiseuille sont peu pertinentes vis-à-vis des mesures. Il convient donc d'estimer le coefficient de séparation adapté aux conditions considérées ici. La figure 4.24 présente les valeurs de $\hat{c}_s(t)$ obtenues pour chacun des modèles. Pour les modèles de Poiseuille, on remarque que quand la constriction est ouverte le coefficient de séparation nécessaire pour obtenir des prédictions précises par rapport aux mesures prend une valeur d'environ 1.1, alors que cette valeur était plutôt de 1.08 dans le cas présenté précédemment. Pendant les phases d'ouverture et de fermeture de la constriction, la valeur de $\hat{c}_s(t)$ est plus haute que quand la constriction est complètement ouverte. Ainsi, on note ici que le coefficient de séparation estimé par inversion à partir des mesures de $p_g(t)$ augmente lorsque la hauteur dans la constriction diminue. Ce phénomène n'était pas aussi manifeste pour les mesures réalisées pour des conditions d'écoulement stationnaires et pour les conditions d'écoulement instationnaires sans collision.

4.4 Conclusions

La validité des modèles unidimensionnels directs et inverses d'écoulement a été testée à partir de mesures *in-vitro* réalisées pour des conditions d'écoulement stationnaires et instationnaires pertinentes avec celles de l'écoulement glottique.

La confrontation des prédictions des modèles directs et des données expérimentales permet de mettre en évidence la nécessité de prendre en compte la viscosité de l'air pour obtenir des estimations de la pression dans la constriction glottique cohérentes avec les mesures, notamment lorsque cette constriction devient très res-

serrée. En revanche, la prise en compte de la viscosité apparaît peu pertinente pour prédire les valeurs de débit mesurées. L'hypothèse de quasi-stationnarité pour l'écoulement glottique est vérifiée expérimentalement et implique que la prise en compte de l'instationnarité dans la modélisation de l'écoulement n'apporte pas d'amélioration significative sur les résultats simulés. Cependant, la validité de cette hypothèse peut être discutée lorsqu'on considère la collision des plis vocaux (ou de leurs répliques rigides).

L'inversion des modèles simplifiés d'écoulement permet d'estimer les quantités généralement utilisées comme paramètres d'entrée dans les modèles physiques de la phonation : la pression en amont de la constriction glottique et la hauteur dans cette constriction. Cette inversion constitue une première étape pour l'inversion globale d'un modèle physique de la phonation. Néanmoins, on constate que les modèles simplifiés d'écoulement manquent de précision par rapport aux mesures expérimentales. Les erreurs de prédiction associées aux modèles directs conduisent à l'obtention de modèles inverses peu fiables.

Par ailleurs, la justesse des modèles directs, par rapport aux mesures, dépend largement du choix du coefficient de séparation, critère géométrique *ad-hoc* inhérent à la modélisation simplifiée d'écoulement. La valeur affectée à ce coefficient est généralement fixe mais son estimation inverse à partir des mesures indique qu'il devrait être adapté en fonction des conditions géométriques et de pression en entrée des modèles.

Les résultats obtenus montrent les limites de la modélisation simplifiée pour décrire l'écoulement glottique et motivent l'utilisation de modèles plus sophistiqués pour obtenir des prédictions des propriétés des écoulements plus précises notamment en ce qui concerne la séparation de l'écoulement. Néanmoins, l'avantage des modèles unidimensionnels est qu'ils restent très simples et peuvent ainsi être facilement inversés. Il pourrait donc être intéressant d'utiliser des données simulées avec des modèles plus complexes pour estimer un coefficient de séparation variable permettant de mieux contrôler la précision des modèles simplifiés.

Chapitre 5

Modélisation bidimensionnelle d'écoulement * †

Dans ce chapitre, une modélisation bidimensionnelle d'écoulement, basée sur la méthode des éléments finis [21, 77], est proposée pour simuler les écoulements produits dans les répliques rigides de plis vocaux. On s'intéresse aux bénéfices que peut apporter une telle modélisation, en terme de précision des prédictions, par rapport aux modèles unidimensionnels. Par ailleurs, les simulations numériques réalisées permettent d'obtenir la position à laquelle l'écoulement se détache de la paroi en fonction des conditions imposées.

Dans la suite, quelques aspects théoriques liés à la résolution numérique des équations de Navier-Stokes dans le logiciel *A.D.I.N.A.* [4] sont présentés et les spécifications de la modélisation mise en œuvre sont détaillées. Les résultats obtenus avec le modèle bidimensionnel sont ensuite confrontés aux données expérimentales et aux prédictions des modèles unidimensionnels.

5.1 Aspects théoriques de la modélisation numérique

Les simulations numériques d'écoulement reposent sur la résolution des équations régissant la mécanique des fluides. A partir des équations générales, plusieurs hypothèses, basés sur les conditions des écoulements que l'on souhaite simuler, permettent de réduire le coût de calcul. Les équations mises en œuvre correspondent à une modélisation bidimensionnelle d'écoulement incompressible, isotherme, lami-

*. Les travaux présentés dans ce chapitre ont été en partie publiés dans [27] et [135].

†. Les simulations numériques ont été réalisées au Département de Mathématiques de l'Université de Glasgow (Royaume-Uni) lors d'un séjour financé par une bourse Explora'Doc de la Région Rhône-Alpes.

naire et stationnaire. La résolution des équations est réalisée de façon itérative sur un domaine discrétisé avec des éléments finis.

5.1.1 Formulation des équations

5.1.1.1 Equations de Navier-Stokes

Dans le logiciel *A.D.I.N.A.*, le mouvement d'un fluide est décrit avec les équations de bilan de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sous leur forme non-conservative [77] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (5.1)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} - \nabla \cdot \vec{\tau} = \vec{f} \quad (5.2)$$

$$\rho C_v \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho C_v \vec{v} \cdot \nabla \theta + \nabla \cdot \vec{q} = 2\mu D^2 + S_c + q_c \quad (5.3)$$

où t est le temps, ρ , la densité, \vec{v} , le vecteur de vitesse, \vec{f} , le vecteur des forces exercées sur le fluide, $\vec{\tau}$, le tenseur des contraintes, C_v , la chaleur spécifique, θ , la température, \vec{q} le flux de chaleur, μ , la viscosité dynamique, D , le taux de déformation, S_c , la source chaleur due à la compressibilité et q_c , la perte de chaleur due au rayonnement. Le tenseur des contraintes s'exprime sous la forme :

$$\vec{\tau} = (-p + \lambda \nabla \cdot \vec{v}) I + 2\mu \vec{e} \quad (5.4)$$

où p est la pression et \vec{e} , le tenseur de vitesse de déformation, tel que :

$$\vec{e} = \frac{1}{2} (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) \quad (5.5)$$

Le flux de chaleur s'exprime sous la forme :

$$\vec{q} = -k \nabla \theta \quad (5.6)$$

où k est la conductivité thermique. Le taux de déformation est défini comme :

$$D = \sqrt{\vec{e} \times \vec{e}} \quad (5.7)$$

et la source chaleur due à la compressibilité comme :

$$S_c = \nabla \cdot \vec{v} (-p + \lambda \nabla \cdot \vec{v}) \quad (5.8)$$

où ν est la viscosité cinématique.

5.1.1.2 Écoulement incompressible

La compressibilité d'un écoulement peut être déterminé à l'aide du carré du nombre de Mach, qui permet d'estimer les variations de la densité, de sorte que :

$$\text{Ma}^2 \approx \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (5.9)$$

Pour les écoulement auxquels on s'intéresse, on obtient avec une analyse dimensionnelle (cf. partie 2.3.1) un nombre de Mach correspondant à $\text{Ma}^2 = 10^{-2}$, permettant de faire l'hypothèse que la densité reste constante :

$$\rho = \text{const} \quad (5.10)$$

Avec cette hypothèse, les équations de Navier-Stokes non-conservatives deviennent :

$$\rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (5.11)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} - \nabla \cdot \vec{\tau} = \vec{f} \quad (5.12)$$

$$\rho C_v \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho C_v \vec{v} \cdot \nabla \theta + \nabla \cdot \vec{q} = 2\mu D^2 + q_c \quad (5.13)$$

L'expression du tenseur des contraintes se simplifie également en :

$$\vec{\tau} = -pI + 2\mu \vec{e} \quad (5.14)$$

5.1.1.3 Écoulement stationnaire

Pour les écoulements stationnaires, il n'existe plus de dépendance temporelle de sorte que $\partial/\partial t = 0$. Tous les termes dynamiques sont donc retirés des équations.

5.1.1.4 Écoulement isotherme

On suppose qu'il n'y a aucun transfert thermique dans les écoulements considérés. Cette hypothèse d'isothermie permet de ne plus considérer les termes liés à la chaleur dans les équations.

5.1.1.5 Modèle laminaire/turbulent

Les différentes modélisations jouent classiquement sur la définition des propriétés physiques des fluides. Pour une modélisation laminaire d'écoulement, la densité et la viscosité du fluide sont définies comme étant constantes. Dans notre application, le fluide est de l'air à température constante (température ambiante) et les valeurs imposées pour la densité et la viscosité sont donc $\rho = 1.2\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et $\mu = 1.8\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. Des modèles de turbulence utilisent une autre définition de la viscosité, telle que $\mu = \mu_0 + \mu_{turb}$ où μ_0 est la viscosité laminaire et μ_{turb} correspond à une viscosité fluctuante permettant de prendre en compte les phénomènes liés à la turbulence.

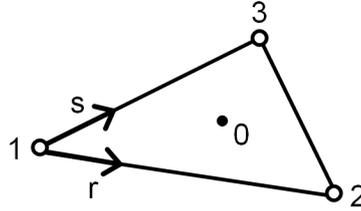


FIGURE 5.1 – Illustration d'un élément triangulaire à 3 nœuds.

5.1.2 Résolution des équations

Dans le logiciel *A.D.I.N.A.*, les simulations sont réalisées avec une approche de type « éléments finis ». Le domaine fluide est discrétisé avec des éléments pour lesquels une solution est calculée.

5.1.2.1 Discrétisation des équations

Les problèmes que l'on souhaite résoudre se posent dans un espace de dimension infinie. La résolution numérique de ces problèmes impose d'utiliser une approximation dans une suite croissante de sous-espaces de dimension finie. On obtient ainsi des équations discrètes correspondant aux problèmes approximés sur le domaine discrétisé avec les éléments finis. Les solutions des problèmes sont estimées avec la méthode de Galerkin [144]. Cette méthode est assez répandue car elle est robuste.

5.1.2.2 Elements

Des éléments de différentes formes peuvent être employés pour discrétiser le domaine fluide [121]. Dans le cas d'une modélisation à deux dimensions, les éléments les plus simples sont triangulaires et possèdent 3 nœuds correspondant aux trois extrémités du triangle. La figure 5.1 illustre un de ces éléments. Toutes les variables sont définies aux nœuds 1, 2 et 3. Le nœud central 0, est un nœud auxiliaire auquel seule la vitesse est définie. Les éléments triangulaires sont linéaires et permettent une interpolation spatiale du premier ordre. Les solutions des problèmes peuvent ainsi être interpolées à partir des valeurs calculées aux nœuds. Pour une variable f (f pouvant désigner la pression, la vitesse, etc..) la solution est interpolée selon :

$$f = \begin{cases} \sum_{i=0}^3 w_i f_i, & \text{si } f \text{ est la vitesse} \\ \sum_{i=1}^3 w_i f_i, & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.15)$$

où les w_i sont des fonctions d'interpolation définies comme :

$$\begin{cases} w_0 = w_1 w_2 w_3 \\ w_1 = 1 - r - s \\ w_2 = r \\ w_3 = s \end{cases} \quad (5.16)$$

5.1.2.3 Résolution Itérative

Les équations mises en œuvre sont non-linéaires et leurs solutions sont donc obtenues itérativement en résolvant des systèmes d'équations linéarisées. Dans le logiciel *A.D.I.N.A.*, cette résolution itérative est réalisée avec la méthode de Newton, ou de Newton-Raphson [68] (cf. annexe G). Les équations linéarisées sont résolues de manière directe avec un solveur à matrices creuses (sparse solver [34]). Ce solveur est basé sur la réorganisation des équations pour effectuer les calculs avec des matrices dites « creuses » car leurs éléments superflus ne sont pas considérés dans les calculs et ne sont donc pas stockés en mémoire. Cette méthode permet ainsi d'alléger les ressources mémoire nécessaires à la résolution des problèmes et d'accélérer les calculs.

5.2 Spécifications de la modélisation

Dans cette partie, les caractéristiques de la modélisation utilisée pour réaliser les simulations d'écoulements en deux dimensions sont décrites. Ces caractéristiques sont choisies pour assurer la stabilité et la précision du modèle. En effet, la configuration géométrique, le type de modèle et sa méthode de résolution, les conditions aux limites et le maillage sont autant de paramètres qui influent sur les résultats des simulations. De plus, dans le cadre de cette étude, les résultats obtenus par simulation numérique 2D doivent pouvoir être comparés de façon cohérente avec les résultats des simulations 1D et les données expérimentales. Ainsi, la modélisation retenue est basée sur la résolution des équations pour un écoulement laminaire bidimensionnel avec les géométries et les conditions aux limites présentées sur la figure 5.2. Dans la suite, une analyse théorique des différents aspects de la modélisation ayant une influence sur les résultats des simulations permet de justifier les choix effectués.

5.2.1 Description géométrique du modèle

Les géométries modélisées sont celles des constriction uniforme et ronde du dispositif expérimental pour des conditions d'écoulement stationnaires décrites dans la partie B. Comme le montre la figure 5.2, la géométrie de la constriction est décrite dans un plan (x, y) à deux dimensions et considérée comme constante dans

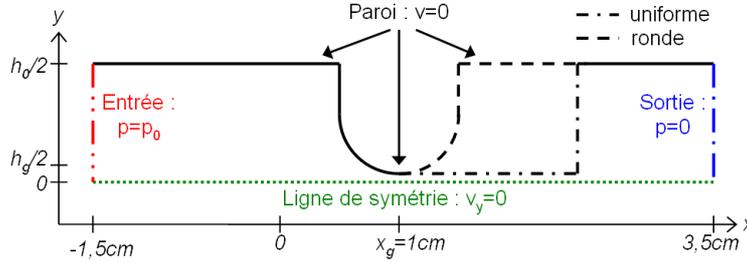


FIGURE 5.2 – Description schématique de la géométrie du modèle et des conditions aux limites retenues. Les géométries des constriction uniforme et ronde sont représentées.

la troisième dimension de l'espace. L'écoulement se fait selon l'axe des abscisses x . L'origine des abscisses, $x = 0$, est définie au point de mesure de la pression amont, p_0 , sur le dispositif expérimental. Pour les deux types de constriction, le col de la constriction, où la pression p_g est mesurée, se trouve à 1cm de l'origine. Les limites d'entrée et de sortie sont positionnées en cohérence avec les conditions aux limites utilisées pour cette modélisation et décrites dans la partie 5.2.5. Dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, *i.e.* selon l'axe y , seulement la moitié de la géométrie est modélisée du fait de l'hypothèse de symétrie du problème par rapport au plan $y = 0$. La validité de cette hypothèse est discuté dans la partie 5.2.4.

5.2.2 Modèle d'écoulement laminaire

L'emploi de méthodes numériques pour simuler des écoulements offre la possibilité de mettre en œuvre des modèles laminaires et turbulents. Dans cette étude, plusieurs aspects permettent de justifier l'utilisation d'un modèle laminaire pour modéliser les types d'écoulements auxquels on s'intéresse. Premièrement, le nombre de Reynolds obtenu avec l'analyse dimensionnelle faite dans la partie 2.3.1 permet de considérer l'écoulement glottique et les écoulements produits *in-vitro* comme laminaires, au moins jusqu'au point de séparation. Le jet formé lorsque l'écoulement se détache des parois est supposé évoluer vers un régime turbulent [101, 140] mais on s'intéresse ici principalement à la prédictions des caractéristiques de l'écoulement jusqu'au point de séparation pour permettre une comparaison avec les modèles unidimensionnels. Deuxièmement, la turbulence est un phénomène instationnaire et il convient donc mieux de réaliser des simulations avec une dépendance temporelle pour les modèles de turbulence. Dans notre cas, on souhaite obtenir des résultats stationnaires et l'emploi d'un modèle laminaire permet de moyennner temporellement les caractéristiques des écoulements simulés. Enfin, dans l'approche utilisée, la simplicité de la modélisation est favorisée. La démarche proposée consiste à augmenter « pas à pas » la complexité de la modélisation et à tester la pertinence des résultats

obtenus par rapport aux données expérimentales. Ainsi, le degré de complexité du modèle laminaire bidimensionnel est celui qui suit immédiatement celui du modèle de Poiseuille. En adoptant le modèle laminaire pour décrire l'écoulement, on obtient un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires résolu avec la méthode de Newton. Cette résolution est réalisée de manière itérative en linéarisant le système composé de matrices creuses (sparse solver) comme décrit dans la partie 5.1.2.

5.2.3 Caractéristiques des écoulements simulés

Les simulations numériques bidimensionnelles permettent d'obtenir les caractéristiques des écoulements sur tout le domaine fluide modélisé. Cette étude se concentre plus particulièrement sur trois propriétés : le champ de pression, le champ de vitesse et le champ de contrainte. Les valeurs correspondant à chacun de ces champs sont obtenus pour chacun des éléments définis par le maillage, comme le montre la figure 5.3. Sur cette figure, on peut remarquer que le maillage utilisé est plus fin dans la constriction, où les variations des propriétés sont les plus importantes. On peut également noter que la densité d'éléments est plus grande dans la partie du domaine correspondant à la position présumée de la couche limite du jet afin d'avoir une meilleure stabilité du modèle. L'influence de la densité du maillage sur les résultats des simulations est discutée dans la partie 5.2.6. Les visualisations présentées sur la figure 5.3 permettent d'observer le comportement de l'écoulement simulé et notamment le détachement de la paroi dans la partie divergente de la constriction. Néanmoins, pour permettre la comparaison avec les prédictions des modèles unidimensionnels et les données expérimentales, des profils selon la direction de l'écoulement sont extraits à partir des champs calculés. Pour la pression et la contrainte, les profils p_x et Θ_x sont relevés sur la paroi, tandis que le profil de vitesse v_x est relevé sur la ligne médiane. Les figures 5.4 et 5.5 illustrent les types de profils obtenus respectivement pour les constriction uniforme et ronde. Sur le profil de pression, la valeur correspondant au col de la constriction, en $x_g = 1\text{cm}$, est utilisée comme point de comparaison avec la pression p_g mesurée expérimentalement. Pour la constriction ronde, la courbe de la contrainte pariétale Θ_x est utilisée pour déduire le coefficient de séparation c_s . En effet, la position à laquelle $\Theta_x = 0$ (ou à laquelle on relève le minimum sur la courbe de la contrainte pariétale présentée en valeur absolue sur la figure 5.5), correspond à l'endroit où l'écoulement se détache de la paroi. L'abscisse associée à la séparation, x_s , permet d'obtenir le coefficient de séparation, tel que $c_s = h(x_s)/h(x_g) = h_s/h_g$. Afin de calculer le débit, les profils de vitesse selon la direction perpendiculaire à l'écoulement sont également extraits. En effet, le profil de débit Φ_x est calculé en intégrant la vitesse selon l'axe y . Pour les modèles 1D et les mesures expérimentales, on considère que l'équation de conservation de la masse (Eq. 2.13) est vérifiée et qu'ainsi $\Phi_x = \text{constante}$. Pour les simulations avec des éléments finis, cette équation n'est pas strictement vérifiée du fait de la

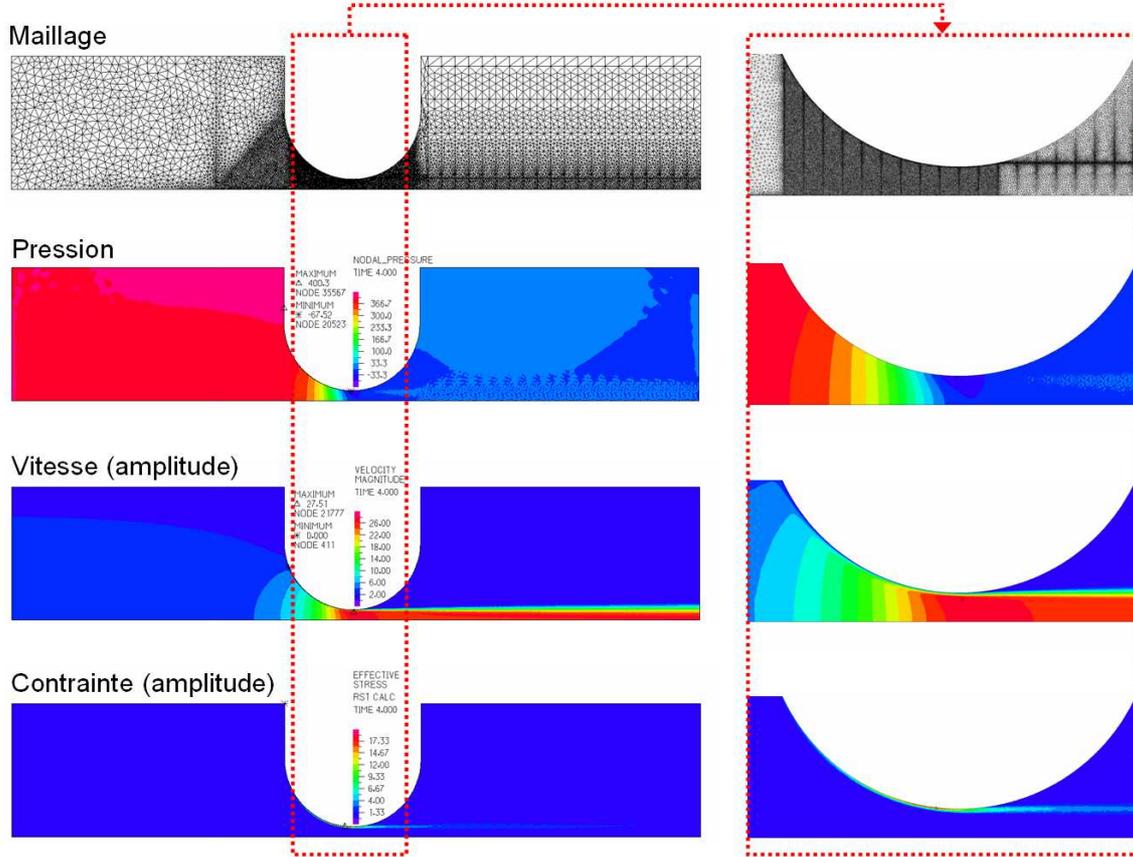


FIGURE 5.3 – Exemple de visualisation des résultats obtenus avec A.D.I.N.A. : maillage, pression, amplitude de la vitesse et amplitude de la contrainte pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$ et $p_0 = 400\text{Pa}$.

discrétisation du domaine fluide [4]. Néanmoins, l'erreur numérique introduite dans le calcul du débit reste négligeable et $\Phi_x \approx \text{constante}$. Ainsi, le débit correspondant à la modélisation bidimensionnelle est obtenu par intégration du profil de vitesse sur la limite d'entrée, à l'aide de la méthode des trapèzes, de sorte que :

$$\Phi = \int_{-\frac{h_0}{2}}^{\frac{h_0}{2}} \int_{-\frac{l_g}{2}}^{\frac{l_g}{2}} \vec{v} \, dy \, dz \approx 2l_g \sum_{k=0}^{n-1} \frac{1}{2} (y_{k+1} - y_k) (v_k + v_{k+1}) \quad (5.17)$$

où l_g désigne la largeur (constante) du canal, k , les indices correspondant aux nœuds sur la limite d'entrée, y_k , l'ordonnée de l'origine du vecteur de vitesse \vec{v}_k et v_k , la composante en x du vecteur \vec{v}_k . La figure 5.6 illustre ce calcul du débit à partir du profil de vitesse. Sur la limite d'entrée, tous les vecteurs de vitesse sont parallèles et dans la direction de l'écoulement. Ils ne comportent aucune composante en y , de sorte que $v_k = \|\vec{v}_k\|$. L'intégration n'est réalisée que sur la moitié du domaine fluide

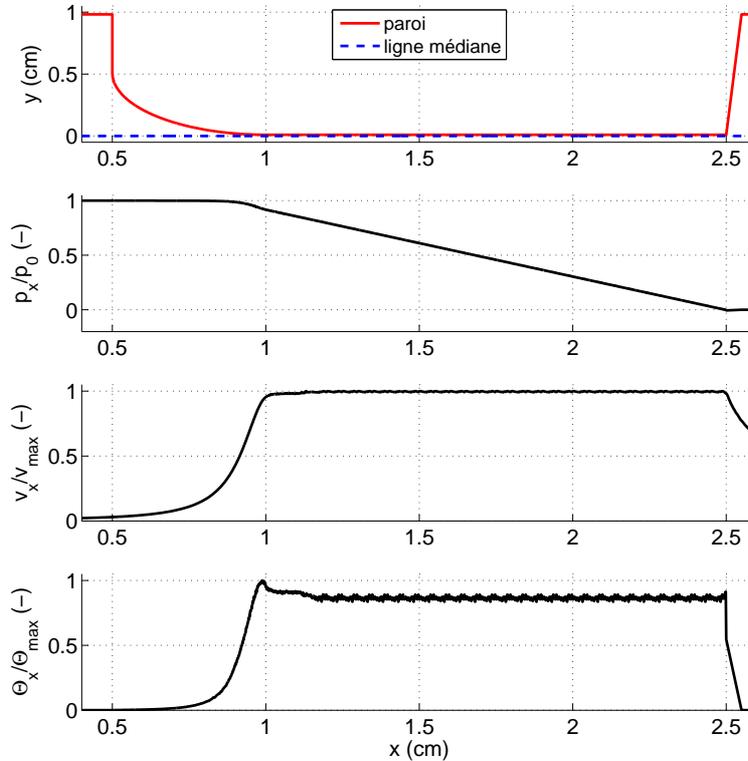


FIGURE 5.4 – Exemple de profils obtenus par simulations 2D pour la constriction uniforme avec $h_g = 0.2\text{mm}$ et $p_0 = 400\text{Pa}$: (1) géométrie de la constriction, $y(x)$, (2) pression normalisée, p_x/p_0 , (3) vitesse normalisée, v_x/v_{max} et (4) contrainte pariétale normalisée Θ_x/Θ_{max} .

qui est défini comme étant symétrique (cf. partie 5.2.4). Par conséquent, le résultat de l'intégration est multiplié par deux pour obtenir le débit dans l'expression 5.17.

5.2.4 Symétrie du domaine fluide

Afin d'assurer la stabilité du modèle laminaire et de réduire le coût de calcul, le problème est considéré comme symétrique dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Cette hypothèse simplificatrice permet d'éviter l'influence des instabilités numériques dans les calculs sur le comportement de l'écoulement simulé. Elle permet également d'obtenir des résultats comparables aux prédictions des modèles 1D pour lesquels les caractéristiques de l'écoulement varie par définition uniquement dans la direction de l'écoulement. En d'autres termes, pour les modèles 1D, seule la hauteur du canal entre en compte dans les calculs et les caractéristiques de l'écoulement prédites sont identiques pour les deux parois. Dans la modélisation 2D, la position de la constriction par rapport au conduit amont influe sur la prédiction du

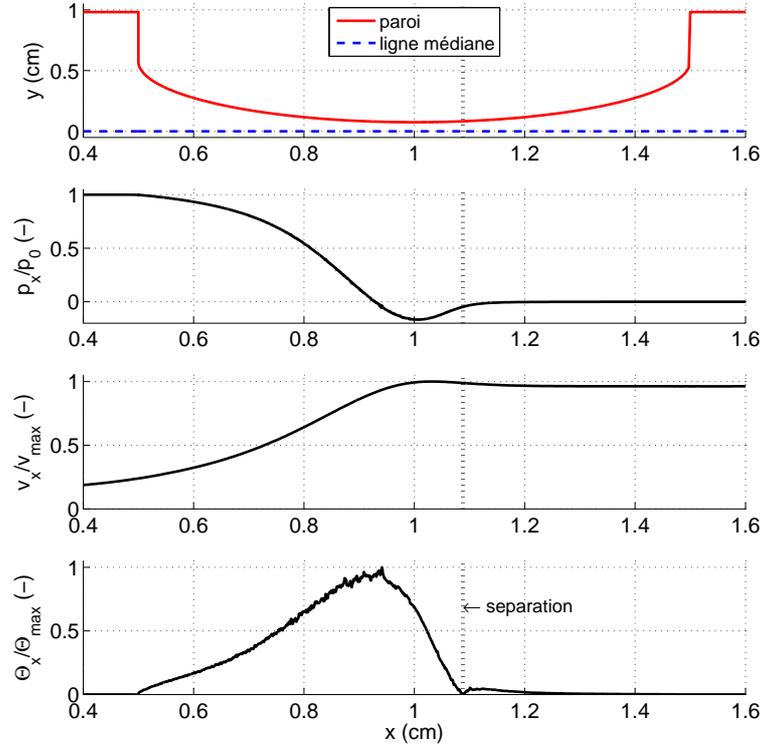


FIGURE 5.5 – Exemple de profils obtenus par simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$ et $p_0 = 400\text{Pa}$: (1) géométrie de la constriction, $y(x)$, (2) pression normalisée, p_x/p_0 , (3) vitesse normalisée, v_x/v_{max} et (4) contrainte pariétale normalisée Θ_x/Θ_{max} . La position de séparation de l'écoulement est indiquée.

comportement de l'écoulement. Dans le cas où la constriction n'est pas centrée, le modèle 2D Laminaire prédit un écoulement asymétrique dont les caractéristiques sont différentes sur les deux parois. Ceci est illustré sur la figure 5.7 qui représente l'amplitude de la vitesse obtenue pour 3 configurations de la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$:

- (a) seule la moitié du domaine fluide est modélisé et l'autre moitié est considérée comme symétriquement identique
- (b) le domaine fluide est modélisé entièrement et la constriction est centrée (cas symétrique)
- (c) le domaine fluide est modélisé entièrement et la constriction est décalée de 0.2mm (13% de h_g) dans la direction perpendiculaire à l'écoulement (cas asymétrique)

On observe que les simulations avec le demi-domaine et avec le domaine entier symétrique (cas (a) et (b)) prédisent la formation d'un jet droit alors que la simulation avec le domaine entier asymétrique (cas (c)) prédit la formation d'un jet partant

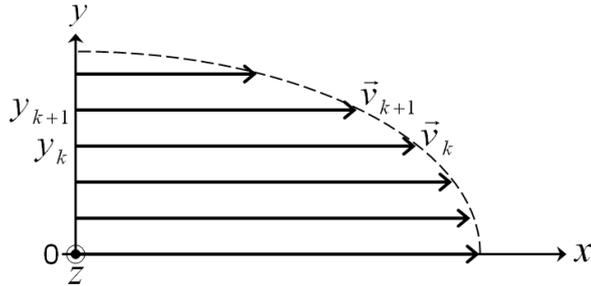


FIGURE 5.6 – Illustration du calcul du débit à partir du profil de vitesse.

dans la direction opposée au décalage imposé pour la position de la constriction. Cette configuration asymétrique permet de mettre en évidence l'effet Coanda [43]. Ces similitudes et différences entre les configurations se retrouvent pour les valeurs prédites des caractéristiques de l'écoulement comme le montre la figure 5.8. Ainsi, pour la pression au col de la constriction, p_g , on constate que les valeurs obtenues pour la configuration avec le domaine entier symétrique (cas (b)) sont identiques sur les deux parois et identiques aux valeurs obtenues pour la configuration avec le demi-domaine (cas (a)). En revanche, pour la configuration avec le domaine entier asymétrique (cas (c)), les valeurs obtenues sur les deux parois sont différentes mais la courbe de valeurs correspondant à la paroi haute (1) est superposée à celles obtenues pour les cas (a) et (b). En ce qui concerne le débit, on constate que les prédictions sont identiques dans les trois cas; ce qui est cohérent avec le fait que le débit est seulement dépendant de la hauteur du canal et que la position de la constriction par rapport au conduit amont n'a pas d'influence sur celui-ci. En revanche, l'asymétrie du jet pour le cas de la constriction décalée est associée à des points de séparation différents sur les deux parois. En effet, pour le cas du domaine entier asymétrique, les coefficients de séparation correspondant à chacune des parois sont respectivement supérieurs et inférieurs à ceux obtenus pour le cas du demi-domaine alors que ceux obtenus pour le cas du domaine entier symétrique sont identiques sur les deux parois et identiques à ceux obtenus pour le cas du demi-domaine. Ceci s'explique par le fait que dans le cas asymétriques, les contraintes pariétales exercées sur les 2 parois sont différentes comme le montre la figure 5.9. Ainsi, sur l'une des parois, la séparation de l'écoulement intervient en amont du point de séparation pour le cas symétrique alors que sur l'autre, elle intervient en aval de ce point. Cette différence de position de séparation influe donc sur les distributions de pression estimées pour les deux parois comme le montre également la figure 5.9. Cette différence de pression, induite par l'effet Coanda, entre les deux parois est également observée expérimentalement. En effet, sur certaines séries de mesures de la pression au col de la constriction, on constate que les valeurs mesurées sur les deux parois sont différentes comme ce qui est constaté pour les simulations avec le domaine entier asymétrique et comme l'illustre

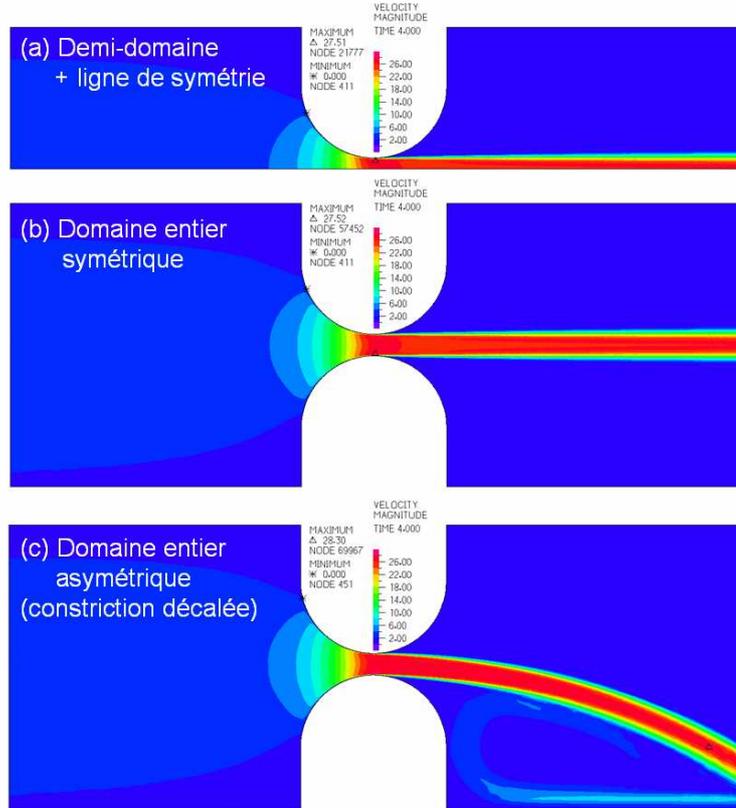


FIGURE 5.7 – Illustration de l’influence de la symétrisation du domaine fluide sur les résultats de simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$: amplitude de la vitesse pour les 3 configurations décrites dans la partie 5.2.4.

la figure 5.10. En revanche, expérimentalement, lorsque les pressions mesurées sur les deux parois sont différentes, celle qui diffère du cas où les pressions mesurées sur les deux parois sont identiques (ou du moins très proche) est plus grande tandis que, numériquement, pour le cas du domaine entier asymétrique, la valeur de pression qui diffère de celle obtenue pour le cas du domaine entier symétrique est plus faible. On remarque donc qu’il existe une discordance entre les simulations réalisées et les mesures en ce qui concerne l’impact de l’effet Coanda sur les propriétés d’un écoulement. Une prise en compte cohérente de cet effet nécessite une modélisation plus adaptée et ne fait pas partie des objectifs de cette étude. Par conséquent, comme pour les mesures de la pression au col de la constriction (cf. partie E.1.2), on cherche à faire abstraction de l’effet Coanda dans la modélisation bidimensionnelle d’écoulement pour garder une homogénéité entre les résultats expérimentaux, les prédictions des modèles 1D et les prédictions du modèle 2D Laminaire, et effectuer ainsi une comparaison pertinente entre les différentes données. La symétrisation du domaine

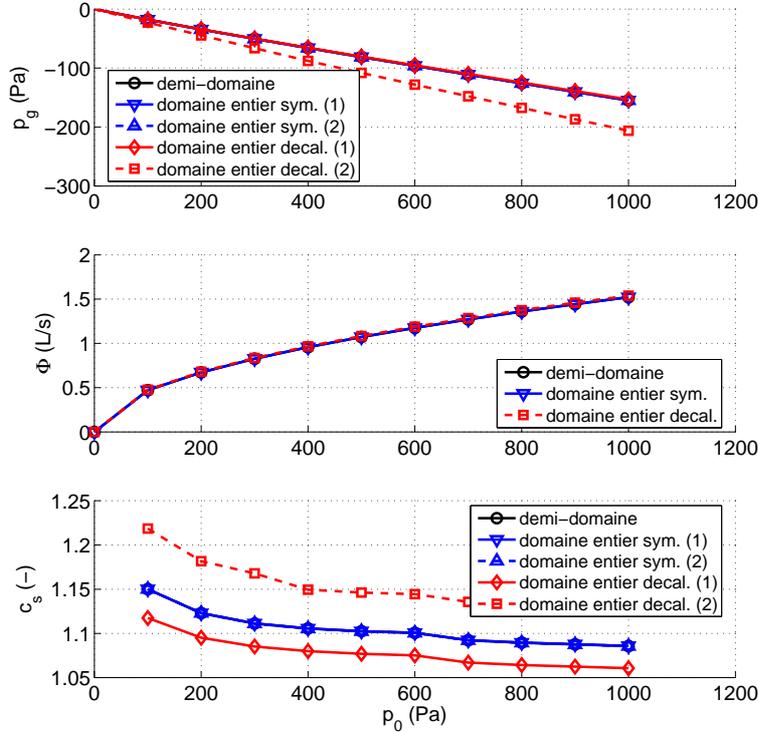


FIGURE 5.8 – Illustration de l’influence de la symétrisation du domaine fluide sur les résultats de simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$: (haut) pression au col de la constriction, p_g , débit, Φ , et coefficient de séparation, c_s , en fonction de la pression en amont, p_0 . Les résultats présentés correspondent aux 3 configurations décrites dans la partie 5.2.4. Les attributs (1) et (2) indiquent respectivement la paroi haute et la paroi basse pour les cas (b) et (c) sur la figure 5.7.

fluide permet d’éviter l’apparition de l’effet Coanda dans les simulations numériques 2D.

5.2.5 Conditions aux limites

La modélisation d’écoulement par simulation numérique requiert une définition des conditions aux limites du domaine fluide. Ces conditions introduites dans les calculs permettent de contrôler le modèle et influent sur sa stabilité et sa précision. Les conditions aux limites retenues pour réaliser les simulations sont présentées sur la figure 5.2. Dans la suite, ces conditions sont détaillées et une analyse de la sensibilité du modèle aux variations de ces conditions permet de justifier les choix effectués.

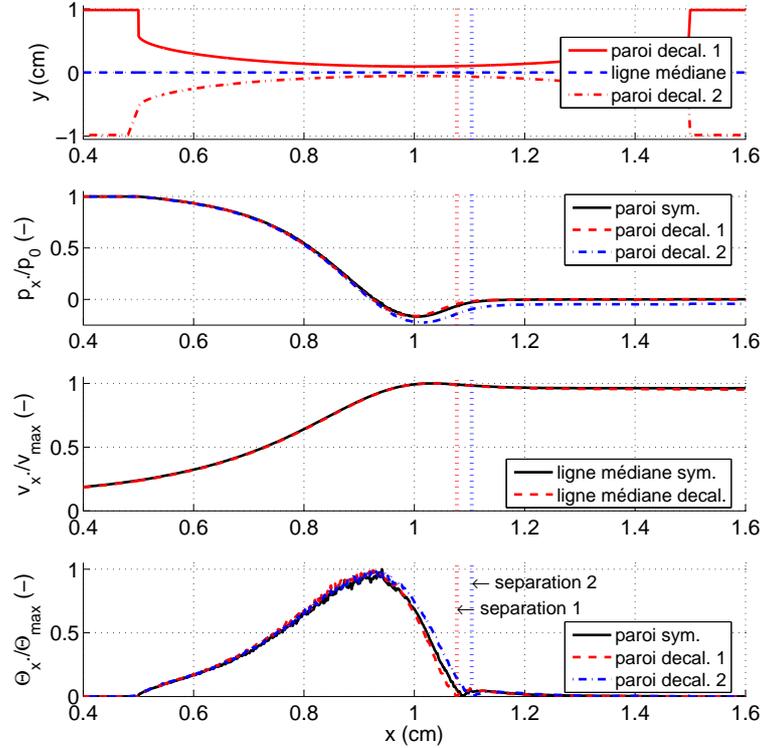


FIGURE 5.9 – Illustration de l’influence de la symétrisation du domaine fluide sur les profils obtenus avec les simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$ et $p_0 = 400\text{Pa}$: (1) géométrie de la constriction, $y(x)$, (2) pression normalisée, p_x/p_0 , (3) vitesse normalisée, v_x/v_{max} et (4) contrainte pariétale normalisée Θ_x/Θ_{max} . Les résultats présentés correspondent aux configurations symétriques et asymétriques décrites dans la partie 5.2.4. Les positions de séparation de l’écoulement des deux parois extérieures pour le cas asymétriques sont indiquées.

5.2.5.1 Conditions en entrée

La définition des propriétés de l’écoulement sur limite en entrée du domaine fluide (en $x = -1.5\text{cm}$) permet de contrôler le modèle. Pour le modèle laminaire considéré, les caractéristiques de pression ou de vitesse peuvent être imposées en entrée. Sur la figure 5.11, les résultats obtenus avec trois conditions d’entrée différentes sont comparés :

- la pression, constante dans la direction perpendiculaire à l’écoulement, est imposée en entrée.
- la vitesse, avec un profil parabolique dans la direction perpendiculaire à l’écoulement, est imposée en entrée.
- la vitesse, constante dans la direction perpendiculaire à l’écoulement, est imposée en entrée.

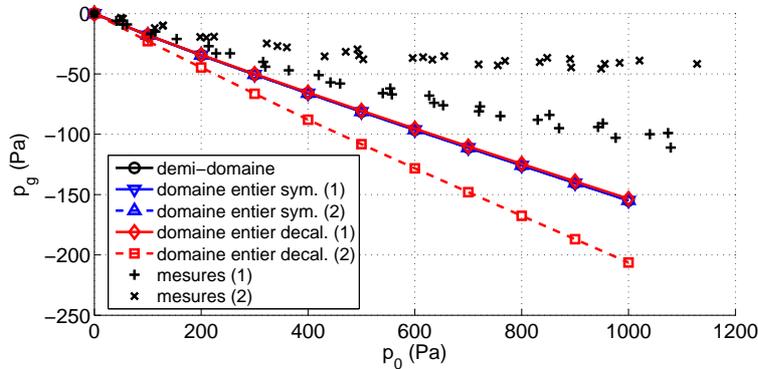


FIGURE 5.10 – Illustration de l’effet Coanda sur la pression pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$. Pression au col de la constriction p_g en fonction de la pression en amont p_0 .

On observe sur cette figure, que les résultats obtenus sont identiques dans les trois cas. En effet, les deux premières conditions sont équivalentes car un profil de pression uniforme produit un profil de vitesse parabolique et réciproquement (Loi de Poiseuille, cf. partie 2.3.4). En imposant un profil de vitesse uniforme en entrée, l’écoulement est différent des deux premiers cas mais cette différence se limite à la région située immédiatement après l’entrée, dans laquelle le profil de vitesse va progressivement devenir parabolique du fait de la condition imposée aux parois (5.2.5.3). Les propriétés de l’écoulement sont donc identiques dans la constriction, où elles sont comparées. Afin de pouvoir utiliser les mesures de la pression en amont pour alimenter le modèle 2D Laminaire de la même manière que les modèles 1D, on utilise la pression comme condition d’entrée.

5.2.5.2 Conditions en sortie

Pour contrôler le modèle uniquement avec la pression, on complète la condition d’entrée avec une condition en sortie également sur la pression. De plus, à l’embouchure de conduit modélisé, en $x = 3.5\text{cm}$, on a pas de connaissance *a priori* de la vitesse de l’écoulement, notamment à cause de la formation du jet. Ainsi une pression nulle est imposée en sortie du conduit. En outre, le fluide est défini comme étant incompressible dans la modélisation proposée, rendant cette condition nécessaire pour déterminer la solution en pression sur tout le domaine fluide. La position $x = 3.5\text{cm}$ correspond à celle de la fin du conduit autour des répliques de plis vicaux sur le dispositif expérimental (cf. partie B.2.1). En utilisant cette position, la distance entre l’embouchure du canal formé par la constriction et la limite de sortie est, dans tous les cas considérés, toujours supérieure à six fois la hauteur au col de la constriction (valeur correspondant à la constriction uniforme avec $h_g = 1.5\text{mm}$). Le domaine fluide modélisé en aval de la constriction permet donc de prendre en

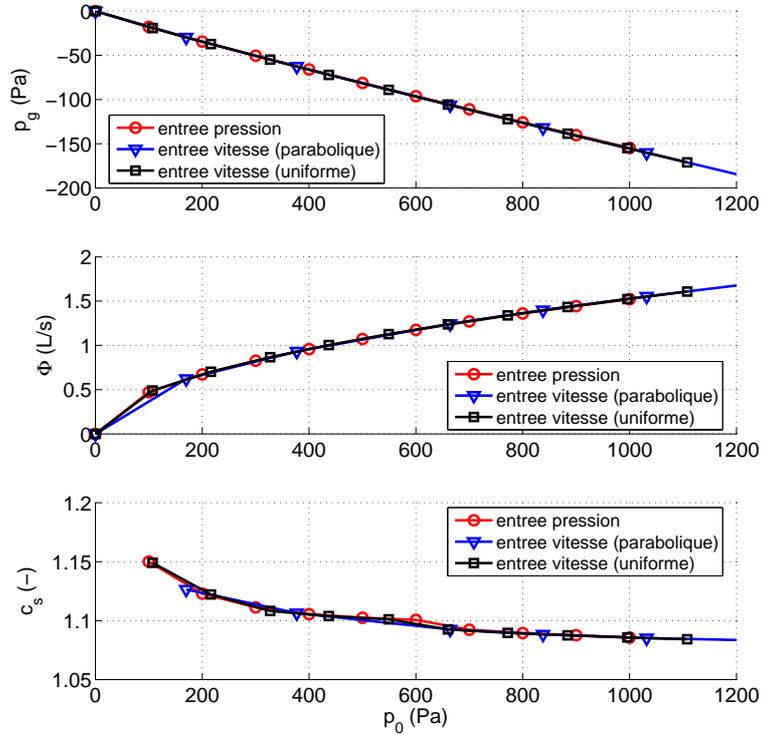


FIGURE 5.11 – Illustration de l’influence de la condition en entrée sur les résultats de simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$: (haut) pression au col de la constriction, p_g , (milieu) débit, Φ , et (bas) coefficient de séparation, c_s , en fonction de la pression en amont, p_0 .

compte la formation du jet au moins sur sa partie laminaire (cette partie correspondant à une distance de l’embouchure du canal inférieure à cinq fois la hauteur au col de la constriction, [50, 101]). Cependant, pour la modélisation numérique, l’endroit où l’on impose une pression nulle peut avoir une incidence sur le comportement de l’écoulement simulé. La figure 5.12 présente des exemples de résultats obtenus pour différentes positions de la condition de sortie comprises entre 3.5cm et 10cm. On remarque que pour la plage de positions présentée, les résultats sont identiques. Le modèle apparaît comme peu sensible à la condition de sortie. Néanmoins, pour une position de l’embouchure à plus de 10cm, le modèle devient instable. En effet, au-delà de cette distance, on étend le domaine de calcul à la région où intervient le développement du jet. Dans cette région apparaissent des phénomènes instationnaires liés à la turbulence et la modélisation laminaire et stationnaire n’est plus adaptée.

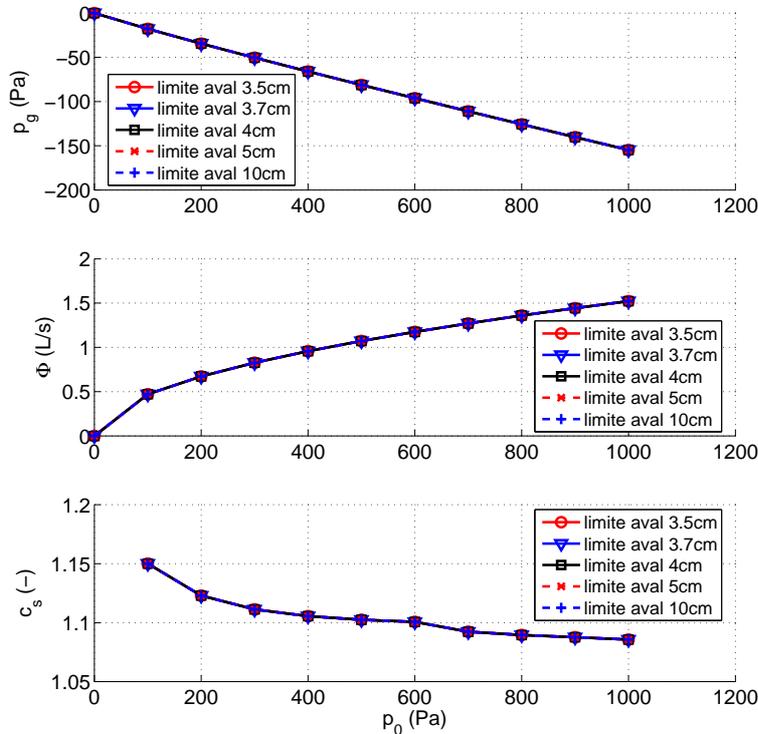


FIGURE 5.12 – Illustration de l’influence de la position de la limite de sortie (limite aval) sur les résultats de simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$: (haut) pression au col de la constriction, p_g , (milieu) débit, Φ , et (bas) coefficient de séparation, c_s , en fonction de la pression en amont, p_0 . Les positions indiquées sont relatives à l’origine des abscisses comme définie sur le figure 5.2.

5.2.5.3 Conditions aux parois

La condition utilisée classiquement pour les parois est celle de non-glissement (no-slip). On impose ainsi une vitesse nulle aux parois. Pour le domaine fluide symétrisé, une condition doit être également imposée pour la ligne médiane qui constitue une limite du domaine de calcul. Cette ligne de symétrie est une paroi, car l’écoulement ne peut pas la traverser, sur laquelle la vitesse n’est pas nulle. La condition de glissement est donc appliquée à la ligne médiane. Cette condition impose que seule la composante de vitesse dans la direction perpendiculaire à l’écoulement, *i.e.* selon l’axe y , est nulle.

5.2.6 Maillage

Le maillage est un des aspects les plus importants de la modélisation car c’est avec celui-ci que sont définis les éléments sur lesquels seront effectués les calculs.

Ce découpage du domaine fluide joue un grand rôle dans la stabilité, la précision et le coût en calcul du modèle. Pour assurer la stabilité du modèle, la taille des éléments est déterminée selon l'amplitude des variations spatiales des propriétés dans l'écoulement. Ainsi, au voisinage des parois, dans la constriction et autour de la position présumée de la couche limite du jet, les éléments sont choisis plus petits pour décrire au mieux les variations des grandeurs dans ces régions, comme le montre la figure 5.3. Le schéma de discrétisation mis en œuvre permet d'obtenir un maillage semi-structuré d'éléments à 3 nœuds : la taille des éléments est spécifiée sur les bords et sur des lignes définies pour extraire plus aisément les profils verticaux (selon l'axe y) lors du traitement des données simulées. La taille des éléments sur le reste du domaine est interpolée selon l'algorithme de Delaunay [74, 114]. Cette configuration du maillage apparaît comme la plus stable pour la simulation des écoulements considérés. Elle permet également de garder les mêmes proportions entre les plus petits et les plus grands éléments quelles que soient la taille définie aux limites. La précision du modèle dépend largement du nombre d'éléments utilisés pour réaliser les calculs. La figure 5.13 illustre cette influence sur les résultats obtenus. On remarque tout d'abord que la prédiction du débit est très peu sensible à la densité du maillage. En revanche, celle-ci a une grande incidence sur la détermination de la pression et du coefficient de séparation. Dans le cadre de cette étude, on souhaite déterminer avec précision la position de séparation. De plus, l'incertitude sur cette position due à une discrétisation trop grossière du domaine conduit à une prédiction incertaine de la pression au col de la constriction. Cependant, on observe sur les figures correspondant à la pression et au coefficient de séparation que les résultats convergent vers une courbe limite en augmentant le nombre d'éléments sur le domaine. Ainsi, la différence relative entre les résultats obtenus avec 70000 et 140000 éléments est inférieure à 1%, ce qui permet de considérer que, pour ces densités, on obtient les « véritables » résultats du modèle. Avec la densité de maillage retenue, la taille des éléments sur la paroi dans la constriction est comprise entre 10^{-6} m et 10^{-5} m.

5.3 Etude expérimentale

On s'intéresse à présent à la validation expérimentale de la modélisation laminaire bidimensionnelle. On tente également d'analyser le bénéfice réel apporté par l'emploi d'une méthode de simulation numérique 2D par rapport aux modèles simplifiés unidimensionnels. Pour cela, on compare les résultats obtenus avec les simulations 2D aux prédictions des modèles 1D décrits dans la partie 4.1.2 et aux données expérimentales présentées dans la partie E.1. Dans le cadre de cette étude, l'analyse du modèle 2D Laminaire se limite aux conditions d'écoulement stationnaires. En conséquence, pour la comparaison avec les modèles unidimensionnels,

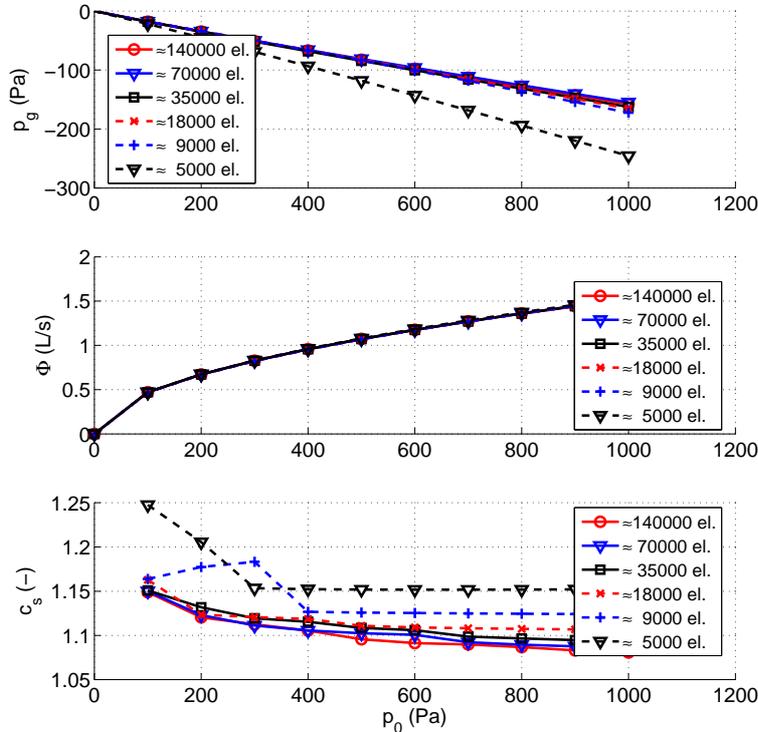


FIGURE 5.13 – Illustration de l'influence de la densité du maillage (nombre d'éléments) sur les résultats de simulations 2D pour la constriction ronde avec $h_g = 1.5\text{mm}$: (haut) pression au col de la constriction, p_g , (milieu) débit, Φ , et (bas) coefficient de séparation, c_s , en fonction de la pression en amont, p_0 .

seuls sont exploités les résultats des modèles de Bernoulli et Poiseuille stationnaires (respectivement noté BS-d et PS-d dans la partie 4.1.2 et simplement noté *Bernoulli* et *Poiseuille* dans cette partie.). Pour la comparaison avec les mesures, les données obtenues avec le dispositif expérimental présentées dans la partie E.1 sont utilisées. Ainsi les points de comparaison entre les prédictions des modèles et les données expérimentales, obtenues pour les constriction uniforme et ronde, sont :

- la pression au col de la constriction en fonction de la pression en amont :

$$p_g = f(p_0)$$
- le débit en fonction de la pression en amont : $\Phi = f(p_0)$

En outre, la comparaison entre les modèles peut se faire sur les profils dans la direction de l'écoulement (selon l'axe x) pour la pression, $p(x) = p_x$, et la vitesse, $v(x) = v_x$. Dans la suite, les discussions relatives aux résultats obtenus pour les deux formes de constriction portent à la fois sur le comportement des modèles vis-à-vis des conditions géométriques et de pression imposées, et sur une analyse quantitative de la précision des modèles par rapport aux mesures *in-vitro*.

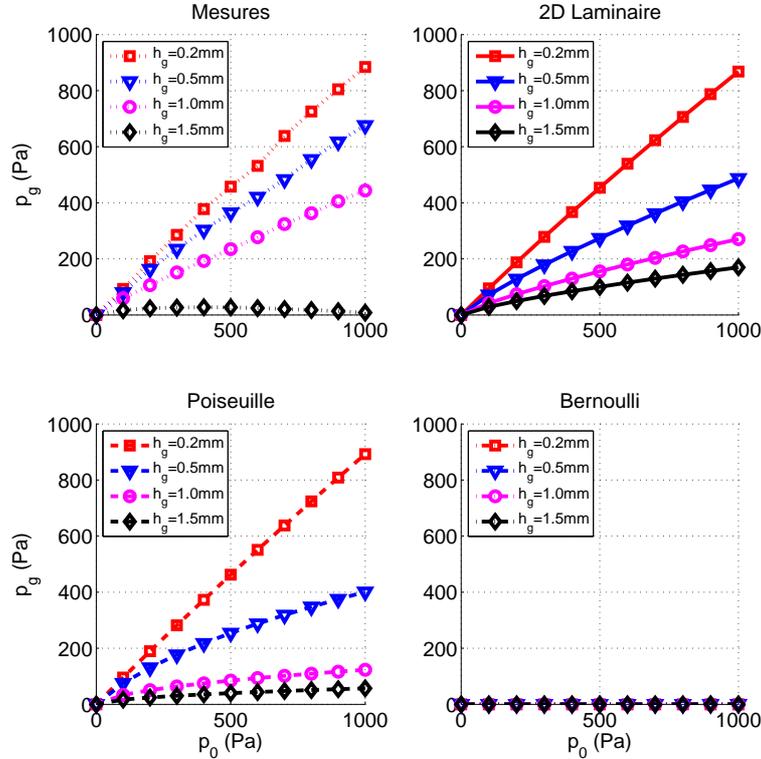


FIGURE 5.14 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : pression au col de la constriction, p_g , en fonction de la pression en amont, p_0 .

5.3.1 Constriction uniforme

Comme ce qui a été dit dans la partie 4.3.1.2, l'intérêt de cette géométrie est qu'elle offre la possibilité de faire abstraction de l'influence de la séparation de l'écoulement, qui intervient à l'embouchure du canal droit formé par la constriction. Ceci permet de focaliser l'analyse sur l'influence de la prise de la viscosité dans la détermination des caractéristiques de pression et de débit de l'écoulement. Les dimensions de la constriction sont décrites dans la partie B.2.1.

5.3.1.1 Détermination de la pression

La figure 5.14 présente les mesures de la pression au col de la constriction pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées et les prédictions correspondantes des modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli. On remarque tout d'abord que le modèle de Bernoulli n'est pas adapté pour la prédiction de la pression dans un canal uniforme. Les hauteurs au col de la constriction et à l'embouchure

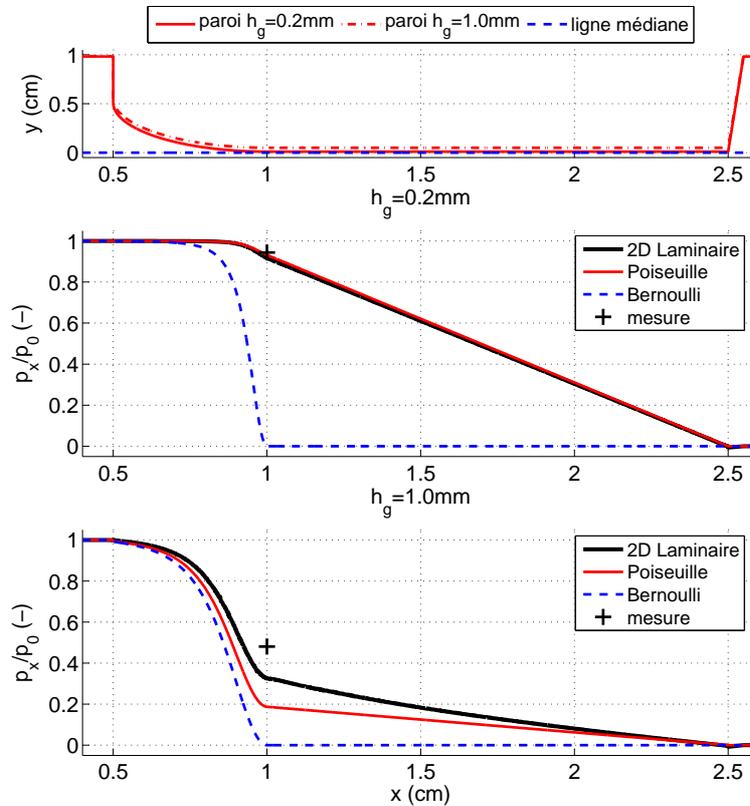


FIGURE 5.15 – Profils de pression normalisée, p_x/p_0 , simulés avec différents modèles pour la constriction uniforme avec $p_0 = 400\text{Pa}$ et présentés pour deux hauteurs au col de la constriction : (milieu) $h_g = 0.2\text{mm}$ et (bas) $h_g = 1.0\text{mm}$. les géométries associées sont représentées sur le figure du haut.

du canal étant identiques, ce modèle prédit que la pression au col est la même qu'à l'embouchure, *i.e.* $p_g = 0$. En revanche, les modèles de Poiseuille et 2D Laminaire prédisent que la pression au col augmente lorsque l'écartement entre les deux parois de la constriction diminue. Ces modèles prévoient ainsi un comportement en cohérence avec ce qui est observé expérimentalement. Pour les deux plus petites ouvertures, $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$, les prédictions des modèles de Poiseuille et 2D Laminaire sont très proches alors que pour les deux autres ouvertures, celles-ci diffèrent. En effet, pour $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$, le canal formé par la constriction est moins étroit et l'importance des effets visqueux est donc moins importante. Ainsi, le terme de pression prenant en compte la viscosité dans la modélisation unidimensionnelle devient plus faible lorsque la taille de l'ouverture augmente et les prédictions du modèle de Poiseuille se rapprochent de celles du modèle de Bernoulli. Sur les profils de pression simulés, présentés sur la figure 5.15, on note que pour $h_g = 0.2\text{mm}$, les profils des modèles 2D Laminaire et de Poiseuille sont quasi super-

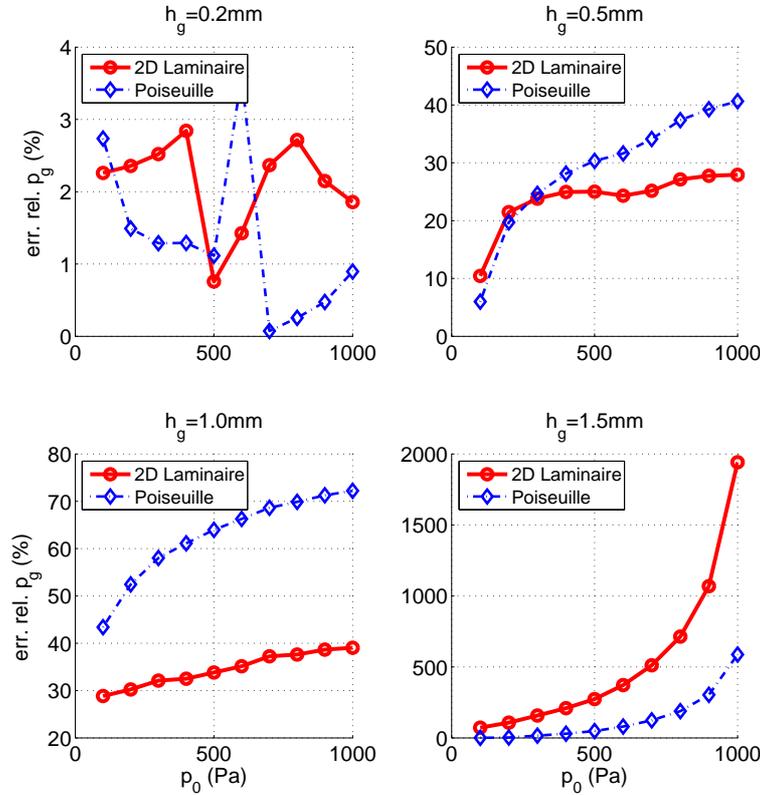


FIGURE 5.16 – Erreur relative des pressions au col de la constriction prédites par les modèles (p_g^{mod}) par rapport à celle mesurée (p_g^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

posés alors que pour $h_g = 1.0\text{mm}$, le modèle de Poiseuille prédit un profil de pression intermédiaire entre celui du modèle 2D Laminaire et celui du modèle de Bernoulli. Pour la plus grande ouverture, $h_g = 1.5\text{mm}$, on remarque sur la figure 5.14 que la pression mesurée au col est très basse, ce qui indique également que la viscosité ne joue plus un grand rôle dans la détermination de la pression dans la constriction lorsque la taille de celle-ci augmente. La figure 5.16 permet d'analyser la précision des prédictions des modèles 2D Laminaire et de Poiseuille par rapport aux mesures de la pression au col de la constriction. Pour $h_g = 0.2\text{mm}$, ces deux modèles prédisent les mesures avec une erreur inférieure à 4%. Dans ce cas, c'est la viscosité qui prédomine dans la détermination de la pression dans la constriction, ce qui explique la justesse de ces modèles. Pour les autres hauteurs au col de la constriction, la pertinence des modèles vis-à-vis des données expérimentales diminue. On notera que les erreurs relatives obtenues pour $h_g = 1.5\text{mm}$ ne sont pas significatives compte tenu que la pression mesurée est proche de zéro. On remarquera simplement que le mo-

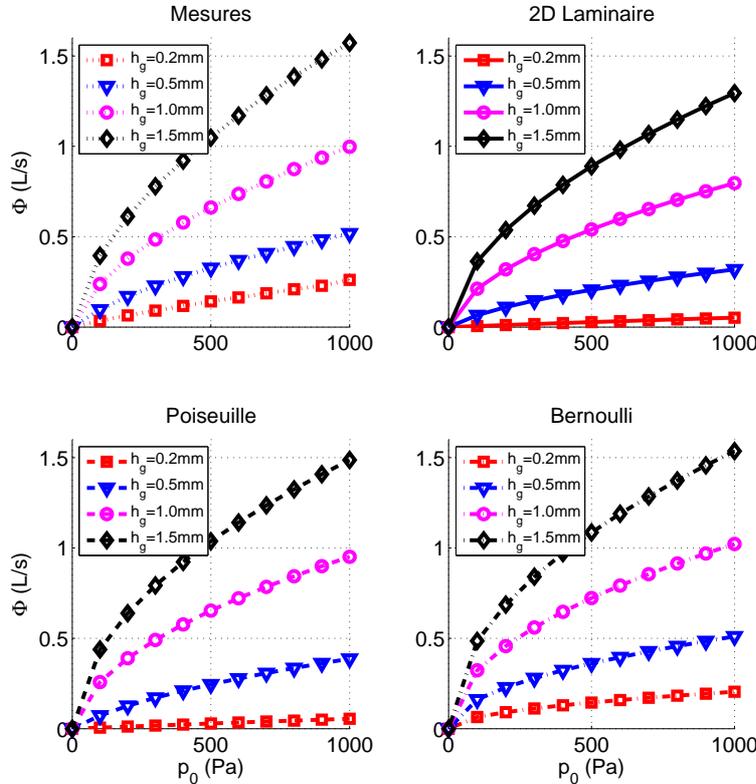


FIGURE 5.17 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : Débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 .

dèle de Poiseuille permet d'obtenir les prédictions les plus proches des mesures pour cette valeur de h_g . En revanche, pour les deux hauteurs intermédiaires, $h_g = 0.5\text{mm}$ et $h_g = 1.0\text{mm}$, ce sont les prédictions du modèle Laminaire 2D qui se rapprochent le plus des mesures, mais avec une erreur inférieure à seulement 40%.

5.3.1.2 Détermination du débit

La figure 5.17 présente les mesures du débit pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées et les prédictions correspondantes des modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli. En ce qui concerne le débit, les trois modèles prévoient un comportement identique et conforme à ce qui est observé expérimentalement. Néanmoins, on remarque que les prédictions du débit obtenues avec le modèle de Bernoulli sont du même ordre de grandeur que les valeurs mesurées alors que celle obtenues avec les deux autres modèles sont plus basses. Dans ces deux modèles, la prise en compte de la viscosité implique que le débit prédit est inférieure à

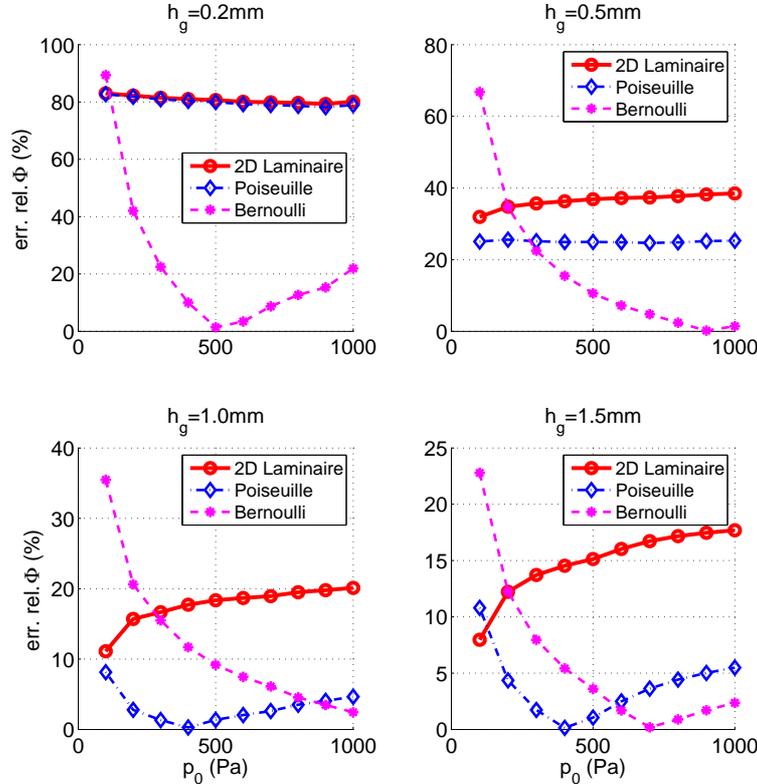


FIGURE 5.18 – Erreur relative des débits prédits par les modèles (Φ^{mod}) par rapport à celui mesuré (Φ^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

celui obtenu avec le modèle Bernoulli. La figure 5.18 permet d'analyser la précision des prédictions des modèles par rapport aux mesures de débit. Pour les deux plus petites ouvertures, $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$, Le modèle de Bernoulli est celui qui prédit le mieux le débit mesuré, avec une erreur inférieure à 20% pour des pressions en amont supérieures à 300Pa. Pour $h_g = 0.2\text{mm}$, comme pour la prédiction de p_g , les résultats obtenus pour le débit avec les modèles 2D Laminaire et de Poiseuille sont quasi identiques. Cependant, ces résultats sont très peu précis, avec une erreur de 80% par rapport aux mesures, contrairement à ce qu'on relève pour la pression. Pour le modèle 2D Laminaire, ce manque de précision sur les prédictions du débit se retrouve pour les valeurs de hauteurs au col de la constriction plus élevées, $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$. Dans ces 2 cas, ce sont les modèles unidimensionnels qui sont les plus précis relativement aux données expérimentales. Ainsi, l'erreur de prédiction du modèle de Poiseuille est inférieure à 10%. On remarque que pour les faibles valeurs de pression en amont, p_0 , pour lesquelles les effets de la viscosité sont plus importantes, le modèle de Poiseuille est plus précis que le modèle de Bernoulli.

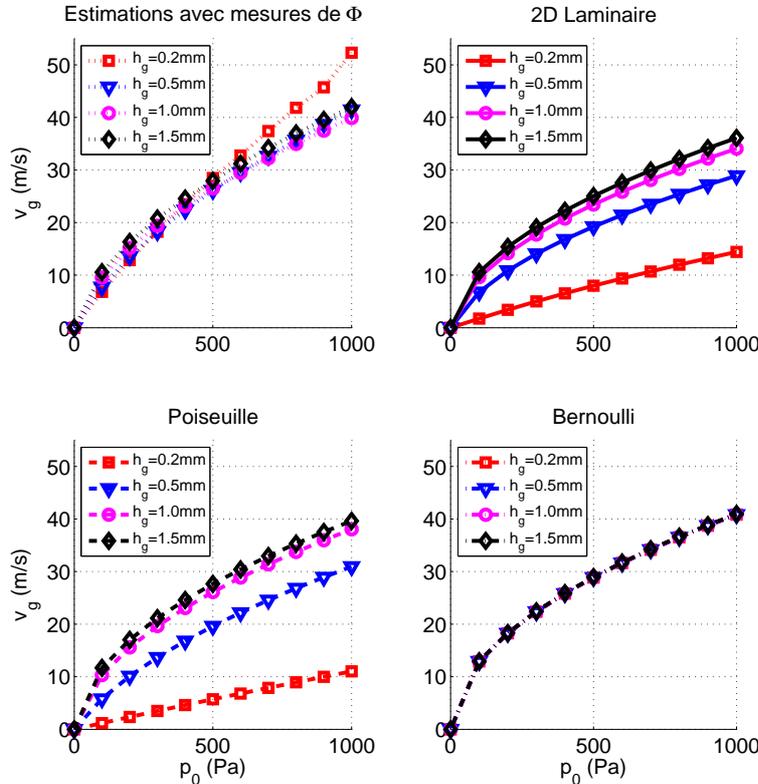


FIGURE 5.19 – Comparaison de données estimées à partir des mesures de débit et des simulations obtenues avec les modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli pour la constriction uniforme et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : vitesse au col de la constriction, v_g , en fonction de la pression en amont, p_0 .

Pour les pressions en amont plus hautes, pour lesquelles les forces d’inertie font diminuer l’importance relative de la viscosité, le modèle de Bernoulli devient le modèle le plus précis pour déterminer le débit mesuré.

5.3.1.3 Détermination de la vitesse

Dans la modélisation unidimensionnelle, la description de l’écoulement tient uniquement compte de la vitesse moyenne de l’écoulement sur une section. Expérimentalement, les vitesses n’ont pas été mesurée sur les écoulements produits en laboratoire. Comme pour les modèles 1D, il est toutefois possible d’estimer des vitesses moyennes à partir des débits mesurés et de la connaissance de la géométrie de la constriction. Le modèle 2D Laminaire offre une description des profils de vitesse (perpendiculaires à la direction de l’écoulement) sur les différentes sections du canal et permet ainsi d’avoir une estimation des maxima de vitesse situés sur l’axe de sy-

métrie du canal. Pour les expérimentations et les simulations, le débit est considéré comme constant dans la direction de l'écoulement. Pour la constriction uniforme, ceci implique que la vitesse moyenne reste constante entre le col de la constriction et la sortie du canal. Pour le modèle 2D Laminaire, le maximum de vitesse reste aussi approximativement constant entre ces deux positions, comme le montre l'exemple de la figure 5.4. La comparaison des vitesses au col de la constriction estimées à partir des mesures de débit et obtenues avec les différents modèles permet de mettre en évidence l'impact négatif de la prise en compte de la viscosité pour prédire les débits mesurés. En effet, sur la figure 5.19, on remarque que pour une pression p_0 donnée, les vitesses moyennes au col de la constriction estimées avec les mesures de Φ et fournies par le modèle de Bernoulli restent quasiment constantes quelle que soit la hauteur h_g . En revanche, les modèles de Poiseuille et 2D Laminaire prédisent que la vitesse au col de la constriction diminue lorsque la hauteur h_g diminue. On note ici que les valeurs représentées sur la figure 5.19 pour le modèle 2D Laminaire correspondent aux maxima de vitesse. Les vitesses moyennes associées à ce modèle sont donc encore plus faibles.

5.3.2 Constriction ronde

La constriction ronde dont les dimensions sont décrites dans la partie B.2.1 présente une géométrie avec une partie divergente. Ainsi l'écoulement est supposé se détacher de la paroi avant la fin du canal formé par la constriction. Pour les modèles unidimensionnels, la position de cette séparation est déterminée à l'aide du coefficient de séparation qui joue un grand rôle dans la précision de ces modèles 1D (cf. partie 4.4). La simulation numérique d'écoulement permet de s'affranchir de critère *ad-hoc* et d'obtenir une prédiction de la position sur la paroi où intervient la séparation. Ainsi, comme pour la constriction uniforme, on s'intéresse dans un premier temps aux prédictions de la pression et du débit mesurés expérimentalement, obtenus avec les différents modèles mis en œuvre. Puis une attention particulière est portée sur la caractérisation de la séparation.

5.3.2.1 Détermination de la pression

La figure 5.20 présente les mesures de la pression au col de la constriction pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées et les prédictions correspondantes des modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli. Pour les modèles 1D, les résultats présentés sont obtenus avec le coefficient de séparation $c_s = 1.2$ (cf. partie 4.3.1.3) [96]. Comme ce qui est observé pour les données expérimentales, les trois modèles prédisent une pression au col de la constriction négative. Cependant les modèles unidimensionnels surestiment largement la chute de pression au col de la constriction, dont l'amplitude est pratiquement multipliée par trois. Ex-

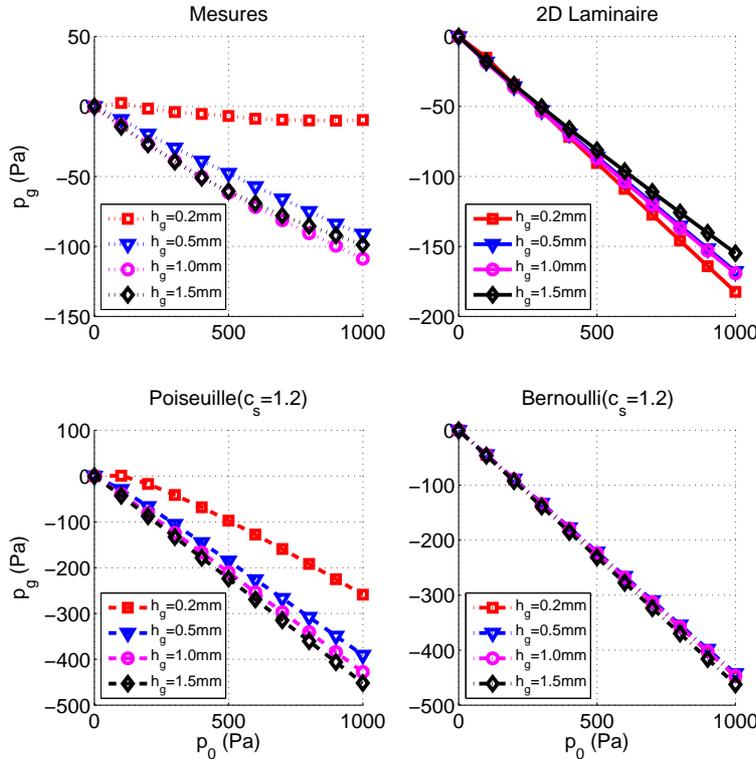


FIGURE 5.20 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : pression au col de la constriction, p_g , en fonction de la pression en amont, p_0 .

périmentalement, on observe que la pression mesurée pour $h_g = 0.2\text{mm}$ est proche de zéro et la courbe associée à cette valeur de h_g est exclue du groupe des courbes associés aux autres valeurs de h_g . De plus, pour cette hauteur au col de la constriction très petite, l'incertitude sur les mesures de pression est plus importante que pour les autres comme cela est indiqué dans la partie E.1.2. Néanmoins, aucun des trois modèles ne permet de prédire un comportement particulier pour $h_g = 0.2\text{mm}$ comme ce qui est observé expérimentalement. Ceci implique que les erreurs relatives présentées pour le cas $h_g = 0.2\text{mm}$ sur la figure 5.21 sont peut significatives. Pour les autres cas, on remarque que les courbes d'erreur de prédiction respectivement associées aux modèles 2D Laminaire et de Poiseuille ne varient quasiment pas en fonction de la hauteur au col de la constriction. Pour le modèle de Poiseuille, l'erreur des prédictions par rapport aux mesures de pression augmente lorsque le pression en amont augmente alors que pour le modèle 2D Laminaire, celle-ci reste constante. Néanmoins, la précision de ces deux modèles reste très faible. Pour le modèle 2D Laminaire, l'erreur moyenne est aux alentours de 50% et pour le modèle de Poiseuille,

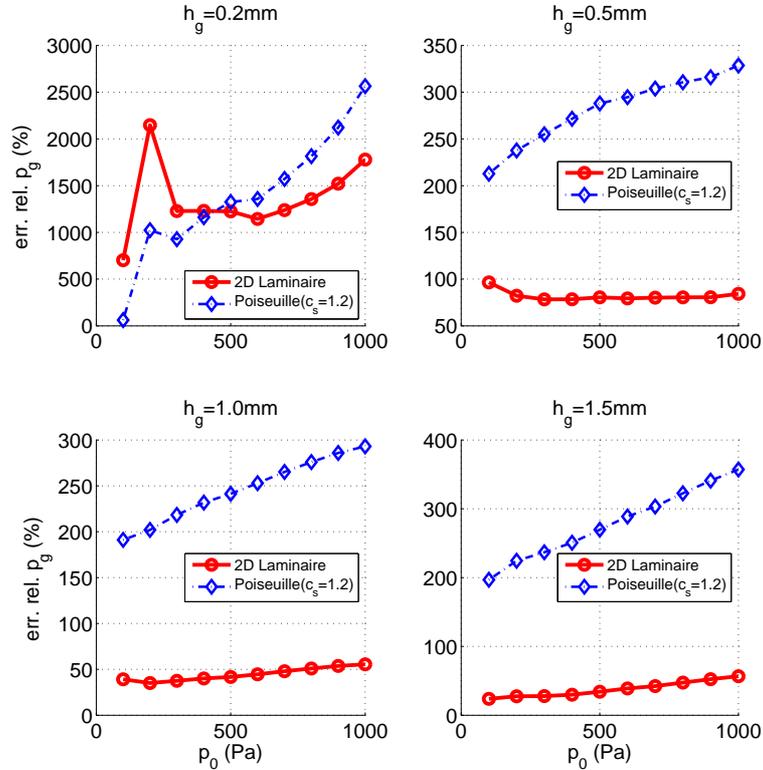


FIGURE 5.21 – Erreur relative des pressions au col de la constriction prédites par les modèles (p_g^{mod}) par rapport à celle mesurée (p_g^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

l'erreur est comprise entre 200% et 350%.

5.3.2.2 Détermination du débit

La figure 5.22 présente les mesures du débit pour les quatre hauteurs au col de la constriction considérées et les prédictions correspondantes des modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli. Comme pour la caractérisation de la pression, les résultats présentés pour les modèles 1D sont obtenus avec le coefficient de séparation $c_s = 1.2$. D'une manière générale, les remarques à propos des débits mesurés et prédits par les modèles pour la constriction uniforme peuvent s'appliquer également pour la constriction ronde. La figure 5.23 permet d'analyser la précision des prédictions des modèles par rapport aux mesures de débit. Ainsi, lorsque la hauteur au col de la constriction augmente, la précision des trois modèles augmente. Cependant les modèles unidimensionnels permettent de prédire les débits mesurés plus précisément que le modèle 2D Laminaire dans tous les cas. Pour les deux plus petites ouvertures,

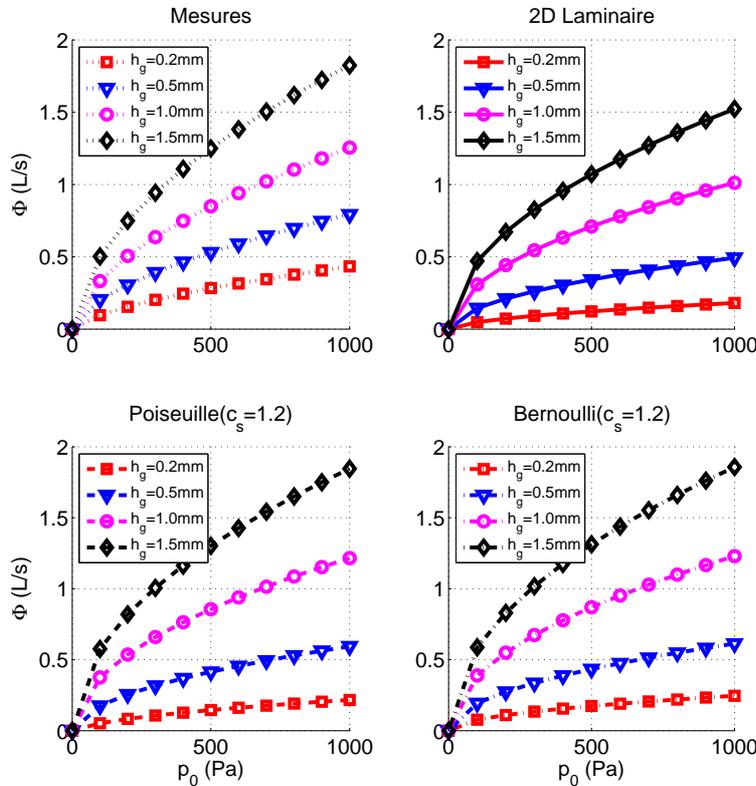


FIGURE 5.22 – Comparaison des données mesurées et des simulations obtenues avec les modèles 2D Laminaire, de Poiseuille et de Bernoulli pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées : Débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 .

le modèle de Bernoulli est celui qui prédit le mieux le débit mesuré, avec une erreur comprise entre 20% et 45% pour $h_g = 0.2\text{mm}$ et entre 5% et 25% pour $h_g = 0.5\text{mm}$. Pour les valeurs de hauteur au col de la constriction les plus élevées, $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$, les modèles de Poiseuille et de Bernoulli sont relativement précis vis-à-vis des données expérimentales, avec des erreurs de prédiction inférieures à 10%.

5.3.2.3 Point de séparation

On s'intéresse ici aux positions de séparation prédites par le modèle 2D Laminaire. La figure 5.24 montre les coefficients de séparation correspondant aux simulations numériques réalisées pour les quatre valeurs de h_g . Dans ces quatre cas, on remarque que le coefficient de séparation diminue lorsque la pression en amont augmente. On remarque également que le c_s extrait des données simulées numériquement diminue lorsque la taille de la constriction augmente. Ces deux constatations

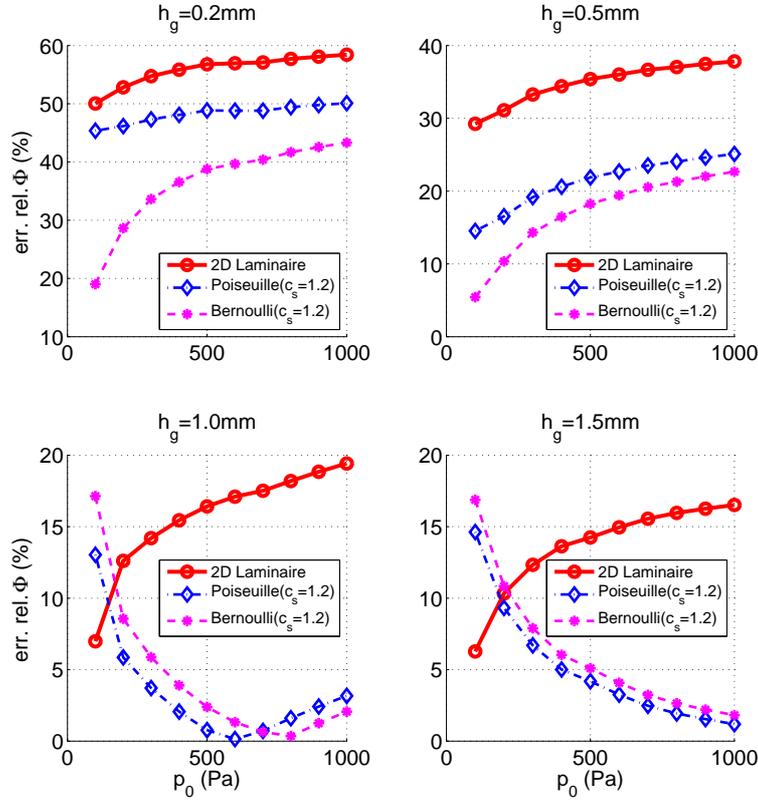


FIGURE 5.23 – Erreur relative des débits prédits par les modèles (Φ^{mod}) par rapport à celui mesuré (Φ^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

indiquent que la séparation intervient en une position plus proche du col de la constriction lorsque le débit augmente. Ainsi, pour le type de constriction considéré ici, la position de la séparation peut difficilement être déterminée à l'aide d'un coefficient constant et uniquement basé sur un critère géométrique. Ainsi, d'un point de vue qualitatif, la simulation numérique d'écoulement permet de mettre en évidence un comportement cohérent pour la position de la séparation vis-à-vis des conditions de l'écoulement qui prennent en compte les conditions géométriques. Cependant, compte tenu du manque de précision du modèle 2D Laminaire quant aux prédictions de la pression au col de la constriction et du débit mesurés, on peut s'interroger sur la validité, d'un point de vue quantitatif, de la position prédite pour la séparation, par rapport à ce qu'on pourrait observer expérimentalement.

Maintenant, sachant que le coefficient de séparation joue un rôle prépondérant dans la détermination de la pression et du débit par les modèles unidimensionnels, on souhaite savoir si l'utilisation des c_s extraits des simulations numériques dans ces modèles permet d'améliorer leur précision. Les figures 5.25 et 5.26 reprennent

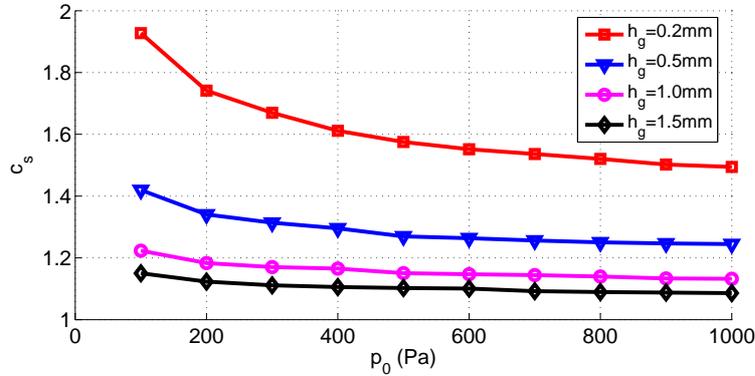


FIGURE 5.24 – Coefficient de séparation, c_s , en fonction de la pression en amont, p_0 , obtenu avec le modèle 2D Laminaire pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

les données de pression et de débit respectivement présentées sur les figures 5.21 et 5.23, et comparées aux résultats obtenus avec les modèles 1D et les coefficients de séparation estimés avec le modèle 2D Laminaire, $c_s(2D)$.

En ce qui concerne les prédictions de la pression au col de la constriction, le modèle de Poiseuille est plus précis avec les $c_s(2D)$ qu'avec $c_s = 1.2$, pour les deux plus grandes ouvertures, $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$. Pour les deux plus petites hauteurs au col de la constriction, $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$, la précision du modèle de Poiseuille est détériorée par l'utilisation des coefficients de séparation obtenus avec le modèle 2D Laminaire. Cette différence de comportement selon la hauteur au col de la constriction peut s'expliquer par le fait que les coefficients de séparation sont supérieurs à 1.2 pour $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$, et inférieurs à 1.2 pour $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$, comme le montre la figure 5.24. Or les coefficients de séparation inversés à partir de p_g pour le modèle de Poiseuille dans la partie 4.3.1.3 sont tous inférieurs à 1.2 comme le montre la figure 4.14.

En ce qui concerne les prédictions du débit, on remarque que, contrairement à ce qu'on observe pour les prédictions de p_g , la précision des modèles 1D est améliorée en utilisant les $c_s(2D)$, pour $h_g = 0.2\text{mm}$ et $h_g = 0.5\text{mm}$. Pour $h_g = 1.0\text{mm}$ et $h_g = 1.5\text{mm}$, on note sur la figure 5.26 que le changement de coefficient de séparation influe sur l'allure des courbes d'erreur associées aux modèles 1D. Ainsi les courbes obtenues pour les deux types, constant ou variant, de coefficient de séparation se croisent pour une pression en amont d'environ 500Pa. En dessous de cette valeur de pression, les prédictions du débit des modèles 1D sont plus précises avec les $c_s(2D)$. Au dessus de cette valeur, elles sont plus précises avec $c_s = 1.2$.

Au-delà des données expérimentales, la comparaison des profils de pression obtenus avec les modélisations unidimensionnelle et bidimensionnelle apporte une vision plus large sur la relation entre la position de la séparation et la pression exercée sur

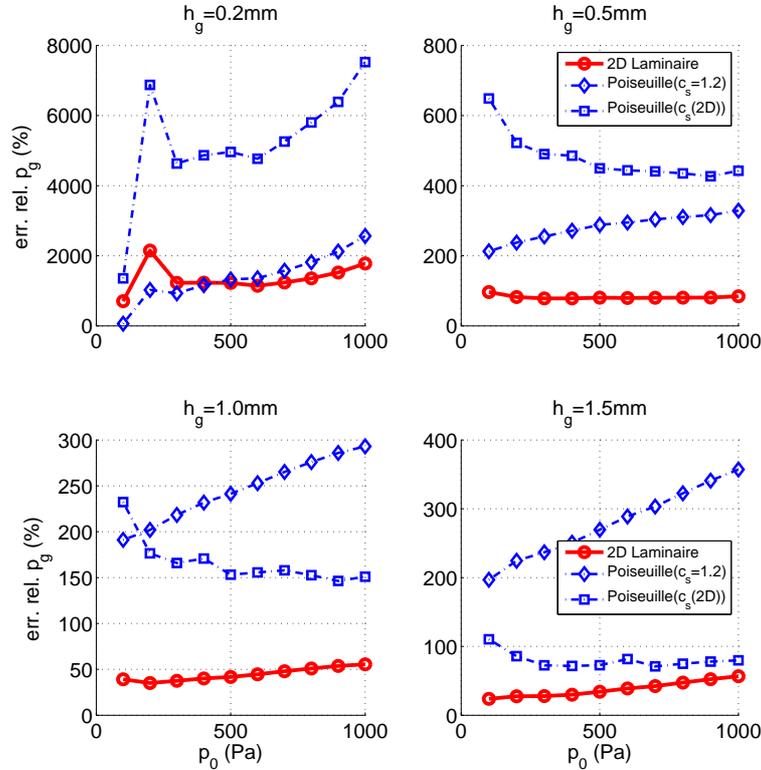


FIGURE 5.25 – Erreur relative des pressions au col de la constriction prédites par les modèles (p_g^{mod}) par rapport à celle mesurée (p_g^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

les parois. La figure 5.27 illustre deux exemples de comparaison entre les profils des pressions p_x simulés avec les modèles 2D Laminaire et de Poiseuille (avec $c_s = 1.2$ et $c_s(2D)$). Pour le premier exemple, avec $h_g = 0.2\text{mm}$, les profils prédits par les modèles 2D Laminaire et de Poiseuille avec $c_s = 1.2$ sont relativement similaires jusqu'au col de la constriction. La prise en compte de la viscosité dans les deux modélisations fait que la pression minimale est prédite en aval du col de la constriction. On remarque ici que le modèle 2D Laminaire donne le minimum de pression plus loin que le modèle de Poiseuille. De plus, la forme du profil après le col de la constriction est relativement différent pour les deux modèles. Pour le modèle de Poiseuille, la pression devient nulle au point de séparation et le reste après. Pour le modèle 2D Laminaire, la pression est encore négative au point de séparation et devient nulle plus en aval. En effet, dans la modélisation 1D, la séparation est imposée et soumise à des hypothèses simplificatrices alors qu'en 2D, la modélisation de la séparation prévoit une recirculation dans la région proche des parois située après la séparation. Cet écoulement dans la direction opposée à celle de l'écoulement principal implique

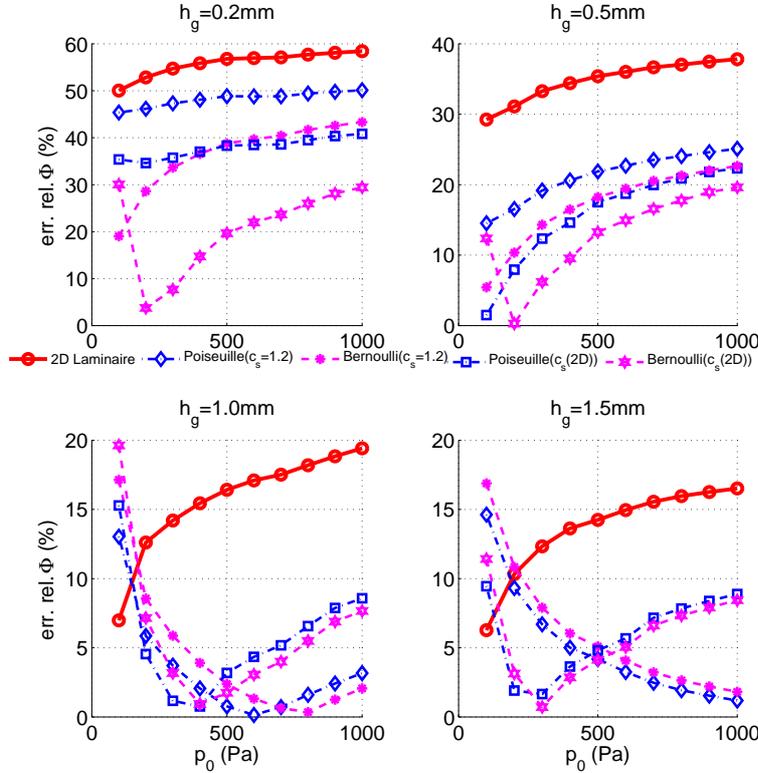


FIGURE 5.26 – Erreur relative des débits prédits par les modèles (Φ^{mod}) par rapport à celui mesuré (Φ^{mes}) en fonction de la pression en amont, p_0 , pour la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction considérées.

que la pression sur les parois est donc non nulle. Pour cet exemple, l'utilisation du coefficient de séparation obtenu avec le modèle 2D Laminaire dans le modèle de Poiseuille rend les profils prédits par les deux modèles très différents. En revanche, pour le second exemple, avec $h_g = 1.0\text{mm}$, l'utilisation du $c_s(2D)$ permet de rapprocher les deux courbes associées aux modèles de Poiseuille et 2D Laminaire. La différence entre les deux profils du modèle de Poiseuille et celui du modèle 2D Laminaire reste tout de même importante. Pour approcher le profil du modèle 2D Laminaire avec le modèle Poiseuille, le coefficient de séparation utilisé devrait être encore inférieur avec une valeur plus proche de celle obtenues par inversion dans la partie 4.3.1.3.

5.4 Conclusions

Les écoulements produits *in-vitro* dans les répliques rigides de plis vocaux ont été simulés à partir de la résolution numérique en deux dimensions des équations de Navier-Stokes avec la méthode des éléments finis. Les résultats fournis par le mo-

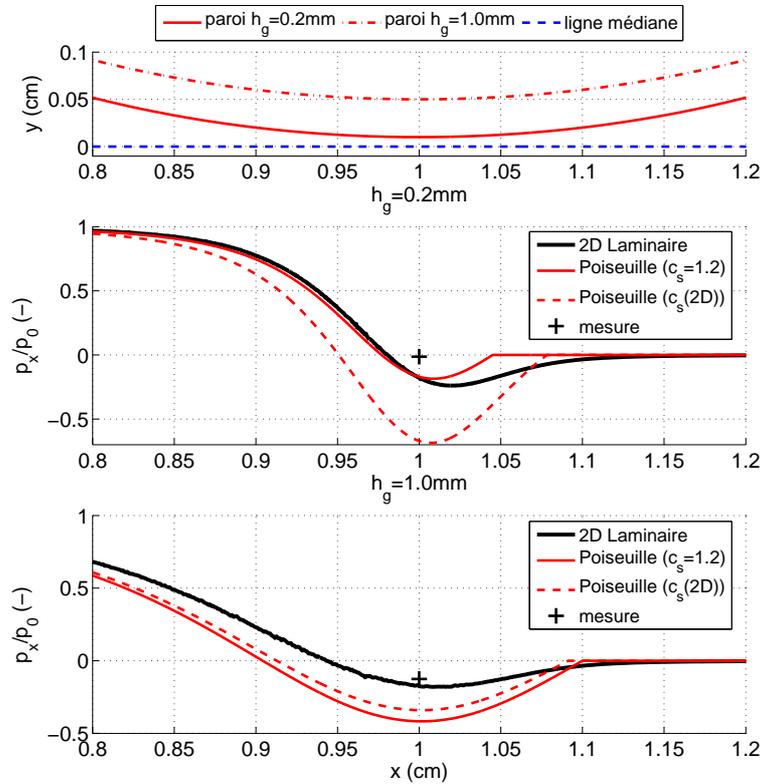


FIGURE 5.27 – Profils de pression normalisée, p_x/p_0 , simulés avec différents modèles pour la constriction ronde avec $p_0 = 400\text{Pa}$ et présentés pour deux hauteurs au col de la constriction : (milieu) $h_g = 0.2\text{mm}$ et (bas) $h_g = 1.0\text{mm}$. les géométries associées sont représentées sur la figure du haut.

dèle 2D Laminaire ont été confrontés aux mesures et aux prédictions des modèles simplifiés.

Cette confrontation permet de mettre en évidence que les prédictions de la pression dans la constriction obtenues avec le modèle 2D Laminaire sont plus cohérentes avec les données expérimentales que celles obtenues avec les modèles unidimensionnels. En effet, même si le modèle 2D Laminaire fournit des valeurs de pression au col de la constriction assez peu précises par rapport à celles mesurées, l'évolution en fonction des conditions imposées qu'il prédit pour cette pression reste correcte, au moins qualitativement.

En revanche, le modèle 2D Laminaire sous-estime les valeurs de débit mesurées expérimentalement. Son erreur de prédiction sur le débit est d'ailleurs d'autant plus grande que la constriction est resserrée, ce qui indique que la prise en compte de la viscosité nuit à la détermination du débit. Ainsi, on constate que le modèle de Bernoulli, qui néglige la viscosité de l'air, reste le meilleur estimateur des valeurs de débit mesurées. Cette différence entre les prédictions de débit données par le logi-

ciel *A.D.I.N.A.* et par les modèles unidimensionnels a également été remarquée par Decker and Thomson [39]. Néanmoins, on remarque que les valeurs des maxima de vitesse (sur les profils dans la direction perpendiculaire à celle de l'écoulement) prédites par le modèle 2D Laminaire sont comparables à celles des vitesses moyennes prédites par les modèles unidimensionnels. Ceci encourage à étendre les mesures *in-vitro* aux vitesses dans les écoulements produits pour compléter la validation expérimentale des modèles.

Enfin, le modèle 2D Laminaire donne la position de la séparation de l'écoulement. Les résultats obtenus montrent que cette position varie en fonction des conditions géométriques et de pression imposées. En terme de coefficient de séparation (par analogie avec le critère *ad-hoc* utilisé dans les modèles unidimensionnels), l'évolution de cette position prédite par le modèle 2D Laminaire diffère de celles prédites par inversion avec les modèles unidimensionnels. Ainsi, l'injection des valeurs de coefficient de séparation, estimées à partir des simulations 2D, dans les modèles 1D ne permet pas d'améliorer nettement la précision de ces derniers.

Le modèle laminaire bidimensionnel constitue une première étape dans la modélisation d'écoulement basée sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes. Ainsi, il semble intéressant de mettre en œuvre des modèles 3D et/ou prenant en compte la turbulence pour simuler les écoulements produits expérimentalement. De plus, cette étude est limitée aux conditions d'écoulement stationnaires. Il semble donc également intéressant d'étendre la validation expérimentale du modèle 2D Laminaire, et d'autres, aux conditions d'écoulement instationnaires. Ceci permettrait en outre d'obtenir une prédiction de l'évolution de la position de la séparation pour des conditions plus proches de celles de l'écoulement glottique réel.

Chapitre 6

Conclusion générale

Dans cette thèse, plusieurs aspects de la modélisation physique de la phonation ont été abordés. Les principaux mécanismes intervenant lors des oscillations des plis vocaux ont été décrits grâce à des modèles physiques plus ou moins complexes. Un intérêt particulier a été porté sur la modélisation de l'écoulement glottique. L'utilisation de répliques rigides et déformables des plis vocaux a permis de tester expérimentalement la pertinence des différents modèles mis en œuvre dans cette thèse.

Dans une première partie, une étude expérimentale de l'influence de différentes conditions mécaniques, géométriques et acoustiques sur les propriétés des oscillations de répliques déformables de plis vocaux a été proposée. Il a été montré que pour des conditions comparables à celles de la phonation chez l'Homme, la fréquence fondamentale des oscillations des plis vocaux était surtout imposée par les propriétés mécaniques de celles-ci. En revanche, les pressions pulmonaires nécessaires à l'établissement des oscillations étaient surtout déterminées par l'ouverture glottique initiale. La modélisation de la maquette utilisée pour l'expérimentation avec des modèles simplifiés a montré que les approximations réalisées dans les modèles conduisaient à l'obtention de résultats peu pertinents vis-à-vis des mesures. Par ailleurs, la difficulté pour caractériser avec précision les paramètres des modèles a été soulignée.

Dans une deuxième partie, les modèles simplifiés de l'écoulement glottique ont été analysés en détails et leur capacité à prédire des quantités mesurées expérimentalement a été testée. Il a été montré que la prise en compte de la viscosité de l'air était nécessaire pour obtenir des prédictions cohérentes de la pression dans la constriction alors que pour prédire les débits mesurés expérimentalement, celle-ci devait être négligée. Par ailleurs, l'hypothèse de quasi-stationnarité de l'écoulement glottique a été vérifiée par simulation et expérimentalement. Cependant, on a vu que la précision des modèles simplifiés était largement dépendante d'un paramètre *ad-hoc* permettant de prendre en compte la séparation de l'écoulement. L'estimation

de ce paramètre par inversion, à partir des mesures *in-vitro* de pression et de débit, indique que celui-ci devrait être adapté en fonction des conditions géométriques et de l'écoulement alors qu'une valeur fixe lui est classiquement affectée. En outre, un même modèle ne permet pas d'avoir à la fois une bonne précision sur les prédictions de pression et sur les prédictions de débit. Les modèles inverses, basés sur les modèles unidimensionnels d'écoulement, permettent de retrouver facilement des quantités généralement utilisées comme grandeurs d'entrée/contrôle. Cependant, leur précision est liée à celle de leur homologue direct. Finalement, les modèles unidimensionnels d'écoulement fournissent une description approximative des propriétés de l'écoulement glottique, qui peut être suffisante pour expliquer des phénomènes de façon qualitative, notamment lorsque la géométrie du canal glottique est elle-même approximée. Cependant, cette représentation simplifiée de l'écoulement glottique peut ne pas convenir pour des applications nécessitant de la précision ou si l'on souhaite travailler avec des géométries plus proches de celle de la glotte réelle.

Enfin, dans une troisième partie, un modèle d'écoulement laminaire en deux dimensions, basé sur la méthode des éléments finis, a été mis en œuvre pour modéliser les écoulements produits *in-vitro* dans une réplique rigide de constriction glottique. Il a été montré que ce modèle permettait d'avoir des prédictions plus fiables de la pression dans la constriction mais qu'il sous-estimait les valeurs de débit mesurées. Cette modélisation présente l'avantage de ne pas avoir une précision tributaire d'un paramètre de contrôle, comme les modèles unidimensionnels, et permet de prédire la position de la séparation de l'écoulement. Cependant, l'amélioration de la précision des prédictions, par rapport à celles des modèles simplifiés, peut apparaître comme peu satisfaisante, surtout si on considère la différence des coûts de calcul.

Les travaux présentés dans cette thèse montrent que d'une manière générale les modèles simplifiés, aussi bien mécaniques (modèle à deux masses), d'écoulement (modèles unidimensionnels) et acoustiques, permettent de constituer un système physique représentatif du système phonatoire. Ils permettent ainsi de prédire qualitativement des phénomènes observés expérimentalement et d'expliquer les principaux mécanismes qui interviennent lors de la production des sons voisés. Cependant leur capacité à prédire de manière quantitative des grandeurs caractéristiques restent limitée.

Dans l'optique de développer des applications basées sur l'inversion des modèles physiques de phonation, notamment dans un contexte clinique pour des cas pathologiques, l'utilisation des modèles simplifiés paraît donc peu pertinente. L'emploi de modélisations plus complexes, comme avec la méthode des éléments finis, semble donc incontournable pour obtenir des prédictions plus fiables.

Il ressort également que l'approche expérimentale *in-vitro* constitue un outil important, indissociable de la modélisation physique de la phonation. En effet, les répliques des différents éléments de l'appareil phonatoire permettent à la fois de

mettre en évidence des mécanismes physiques et de tester la validité des modèles, avec un meilleur contrôle des conditions expérimentales par rapport à ce qui est réalisable dans un contexte *in-vivo*.

Plus spécifiquement, pour la modélisation de l'écoulement glottique, les modèles unidimensionnels permettent d'obtenir des prédictions des mesures réalisées *in-vitro* qui peuvent être considérées comme raisonnables si on tient compte de la simplicité de ces modèles. De plus, l'ajout d'une seule dimension dans la modélisation n'apporte pas une amélioration significative des prédictions. En effet, dans un modèle d'écoulement 2D laminaire, les effets de la viscosité sont favorisés par rapport aux effets 3D et de turbulence tandis que les modèles unidimensionnels prennent en compte la turbulence même si cela est fait d'une manière très simple.

Les perspectives envisageables après ces travaux de thèse sont relativement nombreuses. Elles peuvent être réparties selon trois axes principaux.

Le premier concerne l'inversion des modèles mécaniques distribués. En effet, ces modèles reposent sur une description simplifiée des tissus des plis vocaux mais permettent de simuler des mécanismes complexes. De plus, leur définition est relativement « souple », dans le sens où ils peuvent admettre un nombre croissant d'éléments mécaniques simples (masses, ressorts, ...) et utiliser des géométries glottiques plus complexes. L'inversion de ce type de modèle dans une modélisation globale de la phonation peut permettre d'estimer des caractéristiques mécaniques des plis vocaux.

Le second axe concerne la mise en œuvre de modèles d'écoulement glottique plus sophistiqués qui permettent de prendre en compte des phénomènes plus complexes, comme la turbulence ou la collision des plis vocaux. Par ailleurs, l'emploi de méthodes numériques pour modéliser l'interaction fluide/structure entre l'écoulement glottique et les plis vocaux est de plus en plus courante. Cependant, on voit la nécessité d'une approche expérimentale conjointe pour juger la pertinence d'une modélisation plus complexe.

Ainsi, le troisième axe concerne l'évolution des répliques et des dispositifs de mesures *in-vitro*. En effet, les dispositifs doivent permettre de valider des grandeurs simulées par des modèles plus complexes. En outre, les répliques utilisées doivent permettre de reproduire des conditions particulières, comme des cas pathologiques.

Bibliographie

- [1] M. Abramovitz and I. Stegun. *Handbook of mathematical functions*. U.S. Government Printing Office, Washington, 1972.
- [2] S. Adachi and M. Sato. Trumpet sound simulation using a two-dimensional lip vibration model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 99(2) :1200–1209, 1996.
- [3] S. Adachi and J. Yu. Two-dimensional model of vocal fold vibration for sound synthesis of voice and soprano singing. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117(5) :3213–3224, 2005.
- [4] ADINA. *Theory and modeling guide, Volume III : ADINA CFD & FSI*. ADINA R&D, Inc., 2006.
- [5] F. Alipour and R. Scherer. Pulsative airflow during phonation : an excised larynx model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97 (2) :1241–1248, 1995.
- [6] F. Alipour and R. Scherer. Pressure and velocity profiles in a static mechanical hemilarynx model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 112(6) :2996–3003, 2002.
- [7] F. Alipour and R. Scherer. Flow separation in a computational oscillating vocal fold model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(3) :1710–1719, 2004.
- [8] F. Alipour and R. Scherer. Characterizing glottal jet turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 119(1) :1063–1073, 2006.
- [9] F. Alipour and I. Titze. Effects of oscillation of a mechanical hemilarynx model on mean transglottal pressures and flows. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110(3) : 1562–1569, 2001.
- [10] F. Alipour and I. R. Titze. Viscoelastic modeling of canine vocalis muscle in relaxation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 78 (6) :1939–1943, 1985.
- [11] F. Alipour, D. Berry, and I. Titze. A finite-element model of vocal-fold vibration. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(6) :3003–3012, 2000.

- [12] P. Alku, E. Vilkman, and A. Laukkanen. Estimation of amplitude features of the glottal flow by inverse filtering speech pressure signals. *Speech Communication*, 24 :123–132, 1998.
- [13] F. Avanzini and D. Rocchesso. Physical modeling of impacts : Theory and experiments on contact time and spectral centroid. In *Proc. SMC'04*, pages 287–293, Paris, France, 2004.
- [14] F. Avanzini, P. Alku, and M. Karjalainen. One-delayed-mass model for efficient synthesis of glottal flow. In *Proc. Eurospeech*, pages 1–4, Aalborg, Denmark, 2001.
- [15] F. Avanzini, S. Maratea, and C. Drioli. Physiological control of low-dimensional glottal models with applications to voice source parameter matching. *Acta Acustica*, 2006.
- [16] J. Awrejcewicz. Numerical analysis of the oscillations of human vocal cords. *Nonlinear Dynamics*, 2 :35–52, 1991.
- [17] L. Bailly, X. Pelorson, N. Henrich, and N. Ruty. Influence of a constriction in the near field of the vocal folds : Physical modeling and experimental validation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124 (5), 2008.
- [18] A. Barney, C. Shadle, and P. Davies. Fluid flow in a dynamic mechanical model of the vocal folds and tract. i. measurements and theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 105(1) :444–455, 1999.
- [19] J. W. Van Der Berg, J. T. Zantema, and P. Doornenbal. On the air resistance and the bernoulli effect of the human larynx. *J. Acoust. Soc. Am.*, 29 (5) : 626–631, 1957.
- [20] D. Berry and I. Titze. Normal modes in a continuum model of vocal fold tissues. *J. Acoust. Soc. Am.*, 100(5) :3345–3354, 1996.
- [21] J. Blazek. *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications*. Elsevier, 2001.
- [22] D. M. Bless and J. H. Abbs. *Vocal Fold Physiology : Contemporary Research and Clinical Issues*. College-Hill Press, 1983.
- [23] R. Blevins. *Applied Fluid Dynamics Handbook*. Krieger publishing company, Malabar, 1992.
- [24] Calliope. *La parole et son traitement automatique*. Masson, 1989.

- [25] R. Chan and I. Titze. Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa : Measurement methodology and empirical results. *J. Acoust. Soc. Am.*, 106 :2008–2021, 1999.
- [26] D. G. Childers, J. M. Naik, J. N. Larar, A. K. Krishnamurthy, and G. P. Moore. Electroglottography, speech, and ultra-high speed cinematography. In I. R. Titze and R. C. Scherer, editors, *Vocal Fold Physiology and Biophysics of Voice*, pages 202–220. Denver Center for the Performing Arts, 1983.
- [27] J. Cisonni, A. Van Hirtum, X. Y. Luo, and X. Pelorson. Increasing the complexity of glottal flow models : in-vitro validation for steady flow conditions. In *Proc. Acoustics'08, Paris, France*, 2008.
- [28] J. Cisonni, A. Van Hirtum, X. Pelorson, and J. Willems. Theoretical simulation and experimental validation of inverse quasi one-dimensional steady and unsteady glottal flow models. *J. Acoust. Soc. Am.*, 124(1) :535–545, 2008.
- [29] D. Cook and L. Mongeau. Sensitivity of a continuum vocal fold model to geometric parameters, constraints, and boundary conditions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121(3) :2247–2253, 2007.
- [30] B. Cranen and L. Boves. Pressure measurements during speech production using semiconductor miniature pressure transducers : Impact on models for speech production. *J. Acoust. Soc. Am.*, 77 :1543–1551, 1985.
- [31] J. Cronjaeger. *Die Entstehung des primären Stimmklangs im menschlichen Kehlkopf - ein Modell*. PhD thesis, Braunschweig, Germany, 1978.
- [32] J. Cullen, J. Gilbert, and M. Campbell. Brass instruments : linear stability analysis and experiments with an artificial mouth. *Acta Acustica*, 86 :704–724, 2000.
- [33] R. Daniloff, G. Schuckers, and L. Feth. *The physiology of speech and hearing : an introduction*. Prentice-Hall, Inc, 1980.
- [34] A. W. Date. *Introduction to Computational Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2005.
- [35] M. de Oliveira Rosa and J. Pereira. Aerodynamic study of three-dimensional larynx models using finite element methods. *J. Sound and Vibration*, 2007.
- [36] M. de Oliveira Rosa, J. C. Pereira, M. Grellet, and A. Alwan. A contribution to simulating a three-dimensional larynx model using the finite element method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114 (5) :2893–2905, 2003.

- [37] M. de Vries, H. Schutte, and G. Verkerke. Determination of parameters for lumped parameter models of the vocal folds using a finite-element method approach. *J. Acoust. Soc. Am.*, 106(6) :3620–3628, 1999.
- [38] M. de Vries, H. Schutte, A. Veldman, and G. Verkerke. Glottal flow through a two-mass model : comparison of navier-stokes solutions with simplified models. *J. Acoust. Soc. Am.*, 111(4) :1847–1853, 2002.
- [39] G. Decker and S. Thomson. Computational simulations of vocal fold vibration : Bernoulli versus Navier-Stokes. *J. Voice*, 21 :273–284, 2007.
- [40] M. Deverge, X. Pelorson, C. Vilain, P. Lagree, F. Chentouf, J. Willems, and A. Hirschberg. Influence of collision on the flow through in-vitro rigid models of the vocal folds. *J. Acoust. Soc. Am.*, 114(6) :1–9, 2003.
- [41] S. J. Elliott and J. M. Bowsher. Regeneration in brass wind instruments. *J. Sound and Vibration*, 83 (2) :181–217, 1982.
- [42] B. Erath and M. Plesniak. An investigation of jet trajectory in flow through scaled vocal fold models with asymmetric glottal passages. *Experiments in Fluids*, 41 :735–748, 2006.
- [43] B. Erath and M. Plesniak. An investigation of bimodal jet trajectory in flow through scaled models of the human vocal tract. *Experiments in Fluids*, 40 : 683–696, 2006.
- [44] G. Fant. *The acoustic theory of speech production*. Mouton, The Hague, 1960.
- [45] L. Flanagan and L. Landgraf. Self oscillating source for vocal tract synthesizers. *IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics*, 16 :57–64, 1968.
- [46] M. Frohlich, D. Michaelis, and H. Strube. SIM-simultaneous inverse filtering and matching of a glottal flow model for acoustic speech signals. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110(6) :479–488, 2001.
- [47] O. Fujimura. Control of the larynx in speech. *Phonetica*, 34 :280–288, 1977.
- [48] J. Gauffin and B. Hammarberg, editors. *Vocal fold physiology : Acoustic, Perceptual and Physiological Aspects of Voice Mechanisms*. Singular Publishing Group, San Diego, 1991.
- [49] J. Gilbert, S. Ponthus, and J. F. Petiot. Artificial buzzing lips and brass instruments : Experimental results. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104 (3) :1627–1632, 1998.

- [50] X. Grandchamp, A. Van Hirtum, and X. Pelorson. Experimental validation of simplified free jet turbulence models applied to the vocal tract. In *Proc. Int. Conf. on Acoustics (ICA)*, page 6, Madrid, Spain, September 2007.
- [51] X. Grandchamp, A. Van Hirtum, and X. Pelorson. Towards turbulence modelling in speech production : an in-vitro experimental and modelling study of the impact of the tube length on the flow evolution in case of a turbulent free jet. In *Proc. Int. ERCOFTAC symposium on engineering turbulence modelling and measurements (ETMM7)*, page 6, Limassol, Cyprus, June 2008.
- [52] C. Guo and R. Scherer. Finite element simulation of glottal flow and pressure. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94 :688–700, 1993.
- [53] N. Henrich, C. d’Alessandro, B. Doval, and M. Castellengo. On the use of the derivative of electroglottographic signals for characterization of nonpathological phonation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115(3) :1321–1332, 2004.
- [54] M. Hirano, S. Kurita, and T. Nakashima. Growth, development and aging of human vocal folds. In D.M. Bless and J.H. Abbs, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 22–43. College Hill Press, 1983.
- [55] M. Hirano, T. Yoshida, and S. Kurita. Anatomy and behavior of the vocal process. In Harris K Baer T, Sasaki C, editor, *Laryngeal function in phonation and respiration*, pages 1–13. College Hill Press, Boston, Massachusetts, 1987.
- [56] T. Hélie. *Modélisation Physique d’instruments de musique en systèmes dynamiques et Inversion*. PhD thesis, Université Paris XI - UFR Scientifique d’Orsay, 2002.
- [57] G. Hofmans, G. Groot, M. Ranucci, G. Graziani, and A. Hirschberg. Unsteady flow through in-vitro models of the glottis. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113 :1658–1675, 2003.
- [58] H. Hollien and P. Moore. Measurements of the vocal folds during changes in pitch. *J. of Speech, Language and Hearing Research*, 3 :157–165, 1960.
- [59] E. Holmberg, R. Hillman, and J. Perkell. Glottal airflow and transglottal air pressure measurements for male and female speakers in soft, normal and loud voice. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84(2) :511–529, 1988.
- [60] J. Horacek and J. Svec. Aeroelastic model of vocal-fold-shaped vibrating element for studying the phonation threshold. *J. Fluids and Structures*, 16(7) : 931–955, 2002.

- [61] J. Horacek, P. Sidlof, and J. Svec. Numerical simulation of self-oscillations of human vocal folds with hertz model of impact forces. *J. Fluids and Structures*, 20(7) :853–869, 2005.
- [62] H. Hudde and H. Slatky. The acoustical input impedance of excised human lungs - measurements and model matching. *J. Acoust. Soc. Am.*, 86(2) :475–492, 1989.
- [63] E. Hunter, I. Titze, and F. Alipour. A three-dimensional model of vocal fold abduction/adduction. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115(4) :1747–1759, 2004.
- [64] K. Ishizaka and J. Flanagan. Synthesis of voiced sounds from a two-mass model of the vocal cords. *Bell Syst. Tech. J.*, 51 :1233–1267, 1972.
- [65] K. Ishizaka, M. Matsudaira, and T. Kaneko. Input acoustic-impedance measurement of the subglottal system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 60(1) :190–197, 1976.
- [66] Y. Kakita, M. Hirano, and K. Ohmaru. Physical properties of the vocal fold tissues : Measurements on excised larynges. In K. N. Stevens and M. Hirano, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 377–397. University of Tokyo Press, 1981.
- [67] C. Kaneko, K. Komatsu, H. Suzuki, T. Kanesaka, T. Masuda, T. Numata, and J. Nito. Mechanical properties of the human vocal fold - resonance characteristics in living humans and in excised larynges. In I.R. Titze and R.C. Scherer, editors, *Vocal Fold Physiology : Biomechanics, Acoustics, and Phonatory Control*, pages 304–317. Denver Center for the Performing Arts, 1983.
- [68] C. T. Kelley. *Iterative methods for linear and nonlinear equations*. siam, Philadelphia, USA, 1995.
- [69] K. L. Kelly and C. C. Lochbaum. Speech synthesis. In *4th ICA, Copenhagen, Denmark*, 1962.
- [70] D. Kincaid and W. Cheney. *Numerical Analysis*. Brooks-Cole, Pacific Grove, CA, USA, 1996.
- [71] S. Kiritani, H. Imagawa, S. Imaizumi, and S. Saito. Measurement of airflow pattern through a mechanically driven oscillating slit : a preliminary report. *Ann. Bulletin Research Institute of Logopedics and Phoniatics*, 21 :1–8, 1987.
- [72] M. Kob. *Physical modeling of the singing voice*. Logos-Verlag, Berlin, Germany, 2002.
- [73] M. Kob and C. Neuschaefer-Rube. A method for measurement of the vocal tract impedance at the mouth : Models and analysis of vocal emissions. *Medical engineering and physics*, 24 (7-8) :467–471, 2002.

- [74] K. V. S. Kumar, A. V. R. Babu, K. N. Seetharamu, T. Sundararajan, and P. A. A. Narayana. A generalised delaunay triangulation algorithm with adaptive grid size control, , 13,. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, 13 :941–948, 1997.
- [75] P.K. Kundu. *Fluid mechanics*. Academic Press, London, 1990.
- [76] P.-Y. Lagrée. An inverse technique to deduce the elasticity of a large artery. *Eur. Phys. J. AP*, 9 :153–163, 2000.
- [77] R. W. Lewis, P. Nithiarasu, and K. N. Seetharamu. *Fundamentals of finite element method for heat and fluid flow*. John Wiley, 2004.
- [78] J. Liljencrants. A translating and rotating mass model of the vocal folds. *STL - Quaterly Progress and Status Report*, 1 :1–18, 1991.
- [79] I. Lopez, A. Hirschberg, A. Van Hirtum, N. Ruty, and X. Pelorson. Physical modeling of buzzing artificial lips : The effect of acoustical feedback. *Acta Acustica*, 92(6) :1047–1059, 2006.
- [80] N. Lous, G. Hofmans, N. Veldhuis, and A. Hirschberg. A symmetrical two-mass vocal-fold model coupled to vocal tract and trachea, with application to prosthesis design. *Acta Acustica*, 84 :1135–1150, 1998.
- [81] J. Lucero. Dynamics of the two-mass model of the vocal folds : Equilibria, bifurcations, and oscillation region. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94(5) :3104–3111, 1993.
- [82] J. Lucero. Subcritical hopf bifurcation at phonation onset. *J. Sound and Vibration*, 218(2) :344–349, 1998.
- [83] J. Lucero. A theoretical study of the hysteresis phenomenon at vocal fold oscillation onset-offset. *J. Acoust. Soc. Am.*, 105(1) :423–431, 1999.
- [84] J. Lucero. Oscillation hysteresis in a two-mass model of the vocal folds. *J. Sound and Vibration*, 282(3-5) :1247–1254, 2005.
- [85] J. Lucero and L. Koenig. Simulations of temporal patterns of oral airflow in men and women using a two-mass model of the vocal folds under dynamic control. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117(3) :1362–1372, 2005.
- [86] X. Luo and T. Pedley. A numerical simulation of steady flow in a 2-d collapsible channel. *J. Fluids and Structures*, 9 :149–174, 1995.
- [87] X. Luo and T. Pedley. A numerical simulation of unsteady flow in a 2-d collapsible channel. *J. Fluid Mechanics*, 314 :191225, 1996.

- [88] X. Luo and T. Pedley. The effects of the wall inertia on the 2d collapsible channel flow. *J. Fluid Mechanics*, 363 :253–280, 1998.
- [89] A. Merati and A. Rieder. Normal endoscopic anatomy of the pharynx and larynx. *The American J. Medicine*, 115 :10–14, 2003.
- [90] P. Mergell, H. Herzel, and I. Titze. Irregular vocal-fold vibration, high-speed observation and modeling. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(6) :2996–3001, 2000.
- [91] S. Murugappan, S. Khosla, E. Gutmark, and R. Lakshminarayanan. Planar unsteady flow measurements in an excised larynx. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121 (5), 2007.
- [92] D. O’Shaughnessy. *Speech Communication : Human and Machine*. Addison-Wesley, New York, 1987.
- [93] T. Pedley and X. Luo. Modelling flow and oscillations in collapsible tubes. *J. Theoret. Comp. Fluid Dynamics*, 10 :227–294, 1998.
- [94] X. Pelorson. On the meaning and accuracy of the pressure-flow technique to determine constriction areas within the vocal tract. *Speech Communication*, 35(3-4) :179–190, 2001.
- [95] X. Pelorson, A. Hirschberg, and M. van’t Hof. A cubic Pohlhausen method for the prediction of boundary-layer separation. In *Proc. 7th int. Conf. Advances in Quantitative Laryngology, Voice and Speech Research (AQL)*, 1993.
- [96] X. Pelorson, A. Hirschberg, R. Van Hasselt, A. Wijnands, and Y. Auregan. Theoretical and experimental study of quasisteady-flow separation within the glottis during phonation. application to a modified two-mass model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96(6) :3416–3431, 1994.
- [97] X. Pelorson, A. Hirschberg, A. Wijnands, and H. Bailliet. Description of the flow through in-vitro models of the glottis during phonation. *Acta Acustica*, 3 :191–202, 1995.
- [98] X. Pelorson, R. Laboissiere, and S. El Masri. Vocal tract acoustics at high frequencies. In *Proc. 4ème Congrès Français d’Acoustique*, volume 1, pages 401–404, 1997.
- [99] P. Perrier. *Etude d’un modèle continu des cordes vocales sous forme de deux poutres bi-articulées. Premières simulations*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1982.
- [100] R. L. Plant, G. L. Freed, and R. E. Plant. Direct measurement of onset and offset phonation threshold pressure in normal subjects. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(6) :3640–3646, 2004.

- [101] S. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2005.
- [102] P. Price. Male and female voice source characteristics : inverse filtering results. *Speech Communication*, 8 :261–277, 1989.
- [103] G. Ramsay and C. Shadle. The influence of geometry on the initiation of turbulence in the vocal tract during the production of fricatives. In *Proc. 7th Int. Seminar on Speech Production (ISSP7)*, page 8, Ubatuba, Brazil, December 2006.
- [104] N. Ruty. *Modèles d'interactions fluide parois dans le conduit vocal : applications aux voix et aux pathologies*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France, 2007.
- [105] N. Ruty, X. Pelorson, A. Van Hirtum, I. Lopez, and A. Hirschberg. An in-vitro setup to test the relevance and the accuracy of low-order vocal folds models. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121 (1)(1) :479–490, 2007.
- [106] S. Saito, K. Fukuda, H. Suzuki, K. Komatsu, T. Kanekasa, and N. Kobayashi. X-ray stroboscopy. In K. N. Stevens and M. Hirano, editors, *Vocal Fold Physiology*, pages 95–106. University of Tokyo Press, 1981.
- [107] R. T. Sataloff. The human voice. *Scientific American*, 267(6) :108–115, 1992.
- [108] R. C. Scherer and C. G. Guo. Effect of vocal fold radii on pressure distributions in the glottis. *J. Acoust. Soc. Am.*, 88 (S1), 1990.
- [109] R. C. Scherer, I. R. Titze, and J. Curtis. Pressure-flow relationships in two models of the larynx having rectangular glottal shapes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 73 :668–676, 1983.
- [110] R. C. Scherer, D. Shinwari, K. De Witt, C. Zhang, B. Kucinschi, and A. Afjeh. Intraglottal pressure profiles for a symmetric and oblique glottis with a divergence angle of 10 degrees. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109(4) :1616–1630, 2001.
- [111] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary layer theory*. Springer Verlag, Berlin, 2000.
- [112] D. Sciamarella and C. d'Alessandro. On the acoustic sensitivity of a symmetrical two-mass model of the vocal folds to the variation of control parameters. *Acta Acustica*, 90 :746–761, 2004.
- [113] P. Sidlof. *Fluid-Structure interactions in human vocal folds*. PhD thesis, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic, 2007.

- [114] S. W. Sloan and G. T. Houlsby. An implementation of watson's algorithm for computing 2-dimensional delaunay triangulations. *Adv. Eng. Software*, 6 : 192–197, 1984.
- [115] I. Steinecke and H. Herzel. Bifurcation in an asymmetric vocal-fold model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97 :1874–1884, 1995.
- [116] B. Story and I. Titze. Voice simulation with a body-cover model of the vocal folds. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(2) :1249–1260, 1995.
- [117] J. Suh and S. H. Frankel. Numerical simulation of turbulence transition and sound radiation for flow through a rigid glottal model. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121 (6) :3728–3739, 2007.
- [118] J. Svec and H. K. Schutte. Videokymography : High-speed line scanning of vocal fold vibration. *J. Voice*, 10 :201–205, 1996.
- [119] J. Svec, J. Horacek, F. Sram, and J. Vesely. Resonance properties of the vocal folds : in vivo laryngoscopic investigation of the externally excited laryngeal vibrations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 108(4) :1397–1406, 2000.
- [120] H. Takemoto, S. Adachi, T. Kitamura, P. Mokhtari, and K. Honda. Acoustic roles of the laryngeal cavity in vocal tract resonance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 120(4) :2228–2238, 2006.
- [121] J. F. Thompson, B. K. Soni, and N. P. Weatherill. *Handbook of Grid Generation*. CRC Press, Boca Raton, 1999.
- [122] S. Thomson. *Fluid-structure interactions within the human larynx*. PhD thesis, Purdue University, 2004.
- [123] S. L. Thomson, L. Mongeau, and S. H. Frankel. Flow over a membrane-covered, fluid-filled cavity. *Computers and Structures*, 85 :1012–1019, 2007.
- [124] I. R. Titze. The human vocal chords : a mathematical model, part i. *Phonetica*, 28 :129–170, 1973.
- [125] I. R. Titze. The physics of small-amplitude oscillation of the vocal folds. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83 :1536–1552, 1988.
- [126] I. R. Titze and R. C. Scherer, editors. *Vocal fold physiology, Biomechanics, Acoustics, and Phonatory Control*. The Denver Center for the Performing Arts, 1983.
- [127] I. R. Titze and R. C. Scherer, editors. *Vocal fold physiology, Frontiers in Basic Sciences*. Singular Publishing Group, San Diego, 1993.

- [128] I. R. Titze and B. Story. Rules for controlling low-dimensional vocal fold models with muscle activation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 112(3) :1064–1076, 2002.
- [129] I. R. Titze, S. Schmidt, and M. Titze. Phonation threshold pressure in a physical model of the vocal fold mucosa. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(5) :3080–3084, 1995.
- [130] I. R. Titzel. Nonlinear source-filter coupling in phonation : Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 123(5) :2733–2749, 2008.
- [131] M. Triep, C. Brucker, and W. Schroder. High-speed PIV measurements of the flow downstream of a dynamic mechanical model of the human vocal folds. *Experiments in Fluids*, 39 :232–245, 2005.
- [132] M. van der Torn, M. de Vries, J. Festen, I. Verdonck, and H. Mahieu. Alternative voice after laryngectomy using a sound-producing voice prosthesis. *Laryngoscope*, 111 :336–346, 2001.
- [133] M. van der Torn, H. Mahieu, and J. Festen. Aero-acoustics of silicon rubber lip reeds for alternative voice production in laryngectomees. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110(5) :2548–2559, 2001.
- [134] A. Van Hirtum, J. Cisonni, N. Ruty, X. Pelorson, I. Lopez, and F. van Uittert. Experimental validation of some issues in lip and vocal fold physical models. *Acta Acustica*, 93(2) :314–323, 2007.
- [135] A. Van Hirtum, J. Cisonni, and X. Pelorson. On quasi-steady laminar flow separation in the upper airways. *Communications in Numerical Methods in Engineering*, Accepted.
- [136] A. Van Hirtum, N. Ruty, J. Cisonni, X. Pelorson, and J. Lucero. Mechanical in-vitro vocal folds frequency features and two mass model parameters : initial aperture and supraglottal acoustical coupling. *J. Acoust. Soc. Am.*, Submitted.
- [137] C. Vilain. *Contribution à la synthèse de parole par modèle physique. Application à l'étude des voix pathologiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France, 2002.
- [138] C. Vilain, X. Pelorson, A. Hirschberg, L. Le Marrec, W. Op't Root, and J. Willems. Contribution to the physical modeling of the lips. Influence of the mechanical boundary conditions. *Acta Acustica*, 89 :882–887, 2003.
- [139] C. Vilain, X. Pelorson, C. Fraysse, M. Deverge, A. Hirschberg, and J. Willems. Experimental validation of a quasi-steady theory for the flow through the glottis. *J. Sound and Vibration*, 276(3-5) :475–490, 2004.

- [140] F.M. White. *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill Book Company, 1982.
- [141] Y. Zhang, C. Tao, and J. Jiang. Parameter estimation of an asymmetric vocal-fold system from glottal area time series using chaos synchronization. *Chaos*, 16(2) :8, 2006.
- [142] Z. Zhang, L. Mongeau, and S. Frankel. Experimental verification of the quasi-steady approximation for aerodynamic sound generation by pulsating jets in tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 112(4) :1652–1663, 2002.
- [143] W. Zhao, C. Zang, S. Frankel, and L. Mongeau. Computational aeroacoustics of phonation, part i : Computational methods and sound generation mechanisms. *J. Acoust. Soc. Am.*, 112(5) :2134–2146, 2002.
- [144] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor. *Finite Element Method : Volume 3- Fluid Dynamics*. Butterworth Heinemann, London, 2000.

Annexe A

Symboles et notations

A.1 Paramètres des écoulements

- p_{sub} : pression subglottique (en Pa)
- p_{supra} : pression supraglottique (en Pa)
- p_0, p_{amont} : pression en amont de la constriction, $p_0 \equiv p_{sub}$ (en Pa)
- p_g : pression au col de la constriction (en Pa)
- p_s : pression au point de séparation (en Pa)
- p_1, p_3, p_{aval} : pression en aval de la constriction, $p_1 = p_3 \equiv p_{supra}$ (en Pa)
- $p_x = p(x)$: profil de pression selon l'axe x (en Pa)
- p_{onset} : pression à l'amorçage des oscillations (en Pa)
- p_{offset} : pression à l'arrêt des oscillations (en Pa)
- c_s : coefficient de séparation (sans unité)
- v_0 : vitesse en amont de la constriction (en m.s^{-1})
- v_g : vitesse au col de la constriction (en m.s^{-1})
- v_s : vitesse au point de séparation (en m.s^{-1})
- $v_x = v(x)$: profil de vitesse selon l'axe x (en m.s^{-1})
- Φ : débit volumique (en $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ ou L.s^{-1})
- $\Phi_x = \Phi(x)$: profil de débit selon l'axe x (en $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ ou L.s^{-1})
- Θ : contrainte de cisaillement (en N.m^{-2} ou Pa)
- $\Theta_x = \Theta(x)$: profil de contrainte pariétale selon l'axe x (en N.m^{-2} ou Pa)
- F_p : Force de pression (en N)

A.2 Paramètres géométriques

- $h_x = h(x)$: profil de hauteur dans la constriction glottique selon l'axe x (en m ou mm)
- h_0, h_{sub}, h_{amont} : hauteur en amont de la constriction glottique (en m ou mm)

- h_3, h_{supra}, h_{aval} : hauteur en aval de la constriction glottique (en m ou mm)
- h_g : hauteur au col de la constriction glottique (en m ou mm)
- h_s : hauteur au point de séparation (en m ou mm)
- l_g : largeur de la constriction glottique (en m ou mm)
- L, d : longueur de la constriction glottique (en m ou mm)
- F_0 : fréquence fondamentale des oscillations (en Hz)

A.3 Paramètres mécaniques

- m : masse (en kg)
- k : raideur (en N.m^{-1})
- r : amortissement (en kg.s^{-1})
- k_c : raideur de couplage (en N.m^{-1})
- $C(w)$: réponse mécanique (en m.Pa^{-1})
- f_l : fréquence de résonance mécanique (en Hz)
- ω_l : pulsation de résonance mécanique (en rad.s^{-1})
- Q_l : facteur de qualité associé à une résonance mécanique (sans unité)
- μ_l : coefficient associé à une masse (kg.m^{-2})
- $\Delta f_{-3\text{dB}}$: Bande passante à -3dB (en Hz)
- p_{in} : pression de l'eau dans les répliques déformables de plis vocaux (en Pa)

A.4 Paramètres acoustiques

- p : pression acoustique (en Pa)
- v : vitesse acoustique (en m.s^{-1})
- U, U_A : débit acoustique (en $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$)
- Z : impédance acoustique (en Pa.s.m^{-3})
- Z_A : impédance à une résonance acoustique (en Pa.s.m^{-3})
- f_A : fréquence de résonance acoustique (en Hz)
- ω_A : pulsation de résonance acoustique (en rad.s^{-1})
- Q_A : facteur de qualité associé à une résonance acoustique (sans unité)
- A : aire de la section d'un résonateur acoustique (en m^2)
- L : longueur d'un résonateur acoustique (en m)

A.5 Constantes Physiques

- p_{atm} : pression atmosphérique (en Pa)
- c, c_0 : vitesse du son dans l'air (en m.s^{-1})
- ρ : densité (en kg.m^{-3})

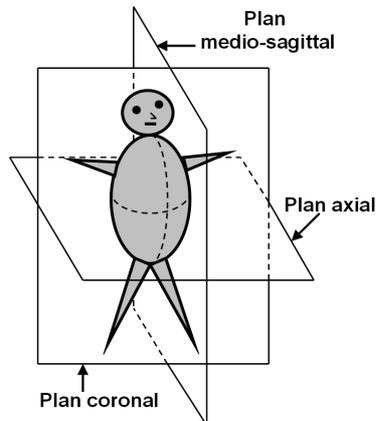


FIGURE A.1 – Illustration des plans de coupe anatomiques.

- μ : viscosité dynamique (en $\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$)
- ν : viscosité cinématique (en $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)
- g, \vec{g} : accélération due à la gravité (en $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)

A.6 Opérateurs

- $\vec{\nabla} \cdot \vec{x} = \nabla \cdot \vec{x} = \text{div} \vec{x}$: divergence du vecteur x
- $\vec{\nabla} x = \nabla x = \overrightarrow{\text{grad}} x$: gradient de la grandeur x
- $\nabla^2 x = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} x)$: Laplacien de la grandeur x
- \times : produit d’Hadamard
- X^T : transposée de la matrice X
- $|\cdot|$: valeur absolue
- $\|\cdot\|$: norme euclidienne.
- $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$: dérivée temporelle de la grandeur x
- Δx : erreur ou perturbation sur la grandeur x

A.7 Plans de coupe

La figure A.1 illustre les plans de coupe utilisés pour décrire l’anatomie humaine :

- le plan axial
- le plan coronal
- le plan médio-sagittal

Annexe B

Dispositif expérimental pour les mesures sur les écoulements

La validation expérimentale des modèles d'écoulements réalisée dans les parties 4.3 et 5.3 s'appuie sur des mesures effectuées dans un contexte *in-vitro*. Les données expérimentales sont obtenues pour des écoulements produits en laboratoire avec des conditions pertinentes avec celle de la phonation humaine.

B.1 Description générale

Le dispositif expérimental repose sur une réplique simplifiée des voies aériennes supérieures humaines à l'échelle 3 :1. La figure B.1 illustre schématiquement ce dispositif. Ainsi, les écoulements sont générés par un compresseur [A], contrôlé par une valve, qui injecte l'air dans un réservoir de pression [B] dont la contenance est de 0.68m^3 . Ce réservoir représente les poumons et permet d'assurer à la fois la stabilité de la pression et la laminarité de l'écoulement en sortie du réservoir. Un tube circulaire de section uniforme [C] joue le rôle de trachée et conduit l'écoulement jusqu'à la constriction formée par deux répliques rigides de plis vocaux [D,E]. Des capteurs placés en amont [F] et au col [G] de la constriction permettent d'obtenir les mesures de pression en ces points. Un débitmètre [H] peut être inséré dans le dispositif en amont de la constriction. Plusieurs conditions d'écoulements sont produites en utilisant différentes maquettes de constriction glottique et différents types de forme pour les répliques rigides de plis vocaux.

B.2 Répliques rigides de plis vocaux

Deux maquettes de constriction glottique sont utilisées selon que les mesures sont réalisées pour des conditions d'écoulement stationnaires ou pour des conditions

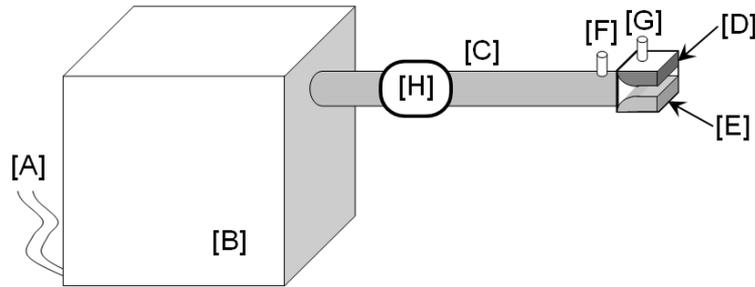


FIGURE B.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental : [A] arrivée d'air du compresseur, [B] réservoir de pression, [C] conduit amont, [D,E] répliques rigides de plis vocaux, [F,G] capteurs de pression et [H] débitmètre.

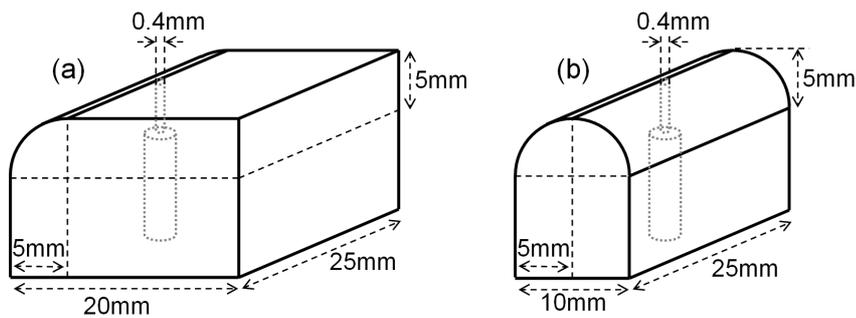


FIGURE B.2 – Dimensions des répliques de plis vocaux utilisées pour les conditions d'écoulement stationnaires : (a) constriction uniforme et (b) constriction ronde.

d'écoulement instationnaires

B.2.1 Maquette - conditions d'écoulement stationnaires

La maquette utilisée pour les mesures en conditions stationnaires inclut deux répliques rigides de plis vocaux formant une constriction dont la géométrie est connue. Ces répliques métalliques sont percées au niveau du col de la constriction pour accueillir un capteur de pression. La figure B.2 présente les dimensions des répliques utilisées pour les expérimentations : la constriction uniforme (a) forme un canal droit et la constriction ronde (b) forme un canal divergent. Le trou permettant de la prise de pression a un diamètre de 0,4 mm au niveau de la paroi du canal. Les pièces placées de chaque côté de la maquette sont toujours identiques pour former des constriction symétriques. Elles sont fixées à un support métallique par l'intermédiaire de vis qui permettent également de régler la position des répliques de plis vocaux et donc la hauteur dans le canal formé par la constriction. La figure B.3 illustre sché-

matiquement l'obtention des données expérimentales. Un débitmètre inséré dans le dispositif en amont de la constriction permet de relever le débit Φ . Un capteur de pression placé 5mm avant les répliques rigides des plis vocaux permet de mesurer la pression en amont de la constriction p_0 . Deux capteurs de pression insérés dans les répliques rigides de plis vocaux permettent d'obtenir deux mesures de la pression au col de la constriction p_g . la hauteur h_g est réglée en plaçant des lamelles métalliques dont l'épaisseur est connue entre les deux répliques de plis vocaux. Pour la modélisation, on considère les variations d'aire de la section du canal formé par le conduit amont et la constriction. On approxime ce canal par un conduit rectangulaire d'une largeur fixe, égale à 25mm, dont l'aire de la section est uniquement déterminée par la hauteur. Or dans ce dispositif, le conduit amont est circulaire et à un diamètre de 25mm. La hauteur associée au conduit en amont est donc $h_0 = 19.6\text{mm}$.

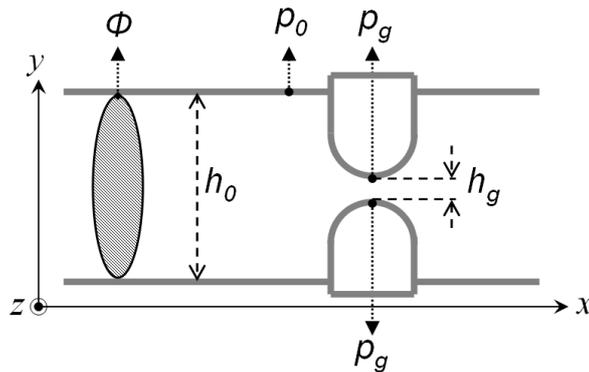


FIGURE B.3 – Illustration schématique des mesures statiques réalisées pour les écoulements avec des conditions stationnaires : hauteur h_0 et pression p_0 en amont de la constriction, hauteur h_g et pression p_g au col de la constriction et débit Φ .

B.2.2 Maquette - conditions d'écoulement instationnaires

La maquette utilisée pour les mesures en conditions instationnaires repose sur le même principe que celle utilisée pour les mesures en conditions stationnaires mais l'une des deux répliques rigides de plis vocaux est mobile. Un moteur à excentrique permet d'imposer un mouvement perpendiculaire à la direction de l'écoulement à cette réplique mobile de pli vocal et de créer ainsi l'instationnarité de l'écoulement. La figure B.4 illustre schématiquement l'obtention des données expérimentales en fonction du temps. Dans ce dispositif, le débit n'est pas relevé car le débitmètre utilisé ne permet d'avoir une mesure dynamique. Le capteur mesurant la pression en amont $p_0(t)$ est placé 70mm avant la constriction. La pression au col de la constriction $p_g(t)$ n'est mesurée que sur la réplique rigide de pli vocal qui reste fixe. En effet, le montage permettant de transmettre le mouvement à la réplique mobile empêche

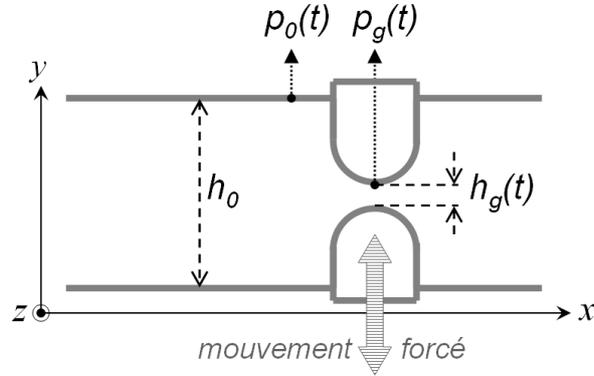


FIGURE B.4 – Illustration schématique des mesures dynamiques réalisées pour les écoulements avec des conditions instationnaires : hauteur h_0 et pression $p_0(t)$ en amont de la constriction et hauteur $h_g(t)$ et pression $p_g(t)$ au col de la constriction.

l'intégration d'un capteur de pression dans la pièce métallique. La hauteur au col de la constriction $h_g(t)$ est mesurée à l'aide d'un capteur optique. Dans ce dispositif, la largeur de la constriction et le diamètre du conduit amont sont de 30mm. La hauteur associée au conduit en amont est donc $h_0 = 23.6\text{mm}$. Les répliques de plis vocaux utilisées forment les mêmes types de constriction que pour les conditions stationnaires : une constriction uniforme et une constriction ronde. Cependant, les dimensions des répliques diffèrent comme le montre la figure B.5

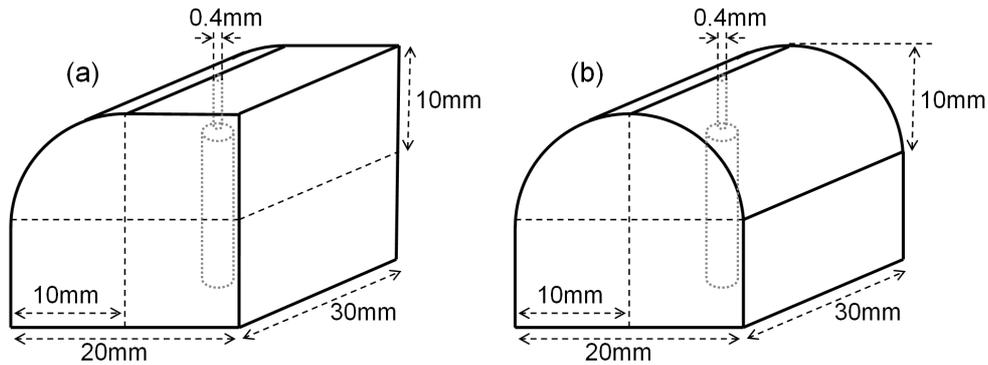


FIGURE B.5 – Dimensions des répliques de plis vocaux utilisées pour les conditions d'écoulement instationnaires : (a) constriction uniforme et (b) constriction ronde.

B.3 Instruments de mesure

L'instrumentation mise en place dans le dispositif expérimental comprend les éléments suivants.

Débitmètre : Le débitmètre utilisé est du type TSI 4000 donnant une valeur du débit en L/min.

Capteurs de pression : Les capteurs de pression utilisés sont de types Kulite XCS-093 et Endevco 8507-C. Ce sont des transducteurs de pression piézorésistifs qui permettent d'obtenir une tension variable en fonction de la pression. Le signal délivré par ces capteurs est numérisé lors de l'acquisition avec le système décrit dans la suite. Ces capteurs nécessitent une calibration qui est présentée dans la partie C.1.

Capteur optique : Le capteur optique utilisé est du type OPTEK OPB700. Il est placé sur la maquette au dessus la réplique mobile de pli vocal. Ce capteur délivre une tension variable en fonction de sa distance par rapport à la pièce métallique. Cette distance est directement liée à la hauteur au col de la constriction. Le signal en sortie du capteur est numérisé lors de l'acquisition avec le système décrit dans la suite. Ce capteur nécessite une calibration qui est présentée dans la partie C.2.

Acquisition numérique : Les signaux de tension sortant des capteurs de pression et du capteur optique sont conditionnés par une unité de pré-traitement National Instruments SCXI-1121. Leur numérisation est réalisée avec une carte d'acquisition National Instruments PCI-6225 associée à une carte d'entrée/sortie National Instruments BNC-2110. Les signaux échantillonnés sont ensuite traités avec le logiciel National Instruments Labview.

Annexe C

Calibrations des instruments de mesure

Durant les expérimentations, les pressions et certaines dimensions sont mesurées avec des instruments électriques. Ces capteurs délivrent une tension variable numérisée avec le système d'acquisition. La conversion de cette tension en une valeur de pression ou de hauteur est réalisée par traitement logiciel. La réponse de ces instruments est susceptible de varier selon les conditions expérimentales (pression atmosphérique, luminosité ambiante, ...) et nécessitent ainsi une calibration.

C.1 Capteurs de pression

Les mesures de pression dans les écoulements sont réalisées avec des capteurs de types Kulite XCS-093 et Endevco 8507-C. La calibration de ces capteurs est réalisée à partir de la pression mesurée au même point avec un manomètre électronique à membrane de type Aschcroft Xldp. Les mesures sont effectuées pour des écoulements dans un tube de section uniforme avec une constriction à son embouchure pour obtenir des pressions supérieures à la pression atmosphérique au point de mesure. La figure C.1 présente un exemple caractéristique de courbe de calibration pour chacun des types de capteur. Ces deux types de capteur présentent tous les deux des réponses linéaires mais possèdent des gains différents. La valeur du gain pour les capteurs Kulite XCS-093 est d'environ 2800Pa/V alors qu'elle est d'environ 600Pa/V pour les capteurs Endevco 8507-C.

C.2 Capteur optique

Un capteur optique OPTEK OPB700 est utilisé pour mesurer la hauteur au col de la constriction formée par les répliques rigides mobiles de plis vocaux (cf. partie

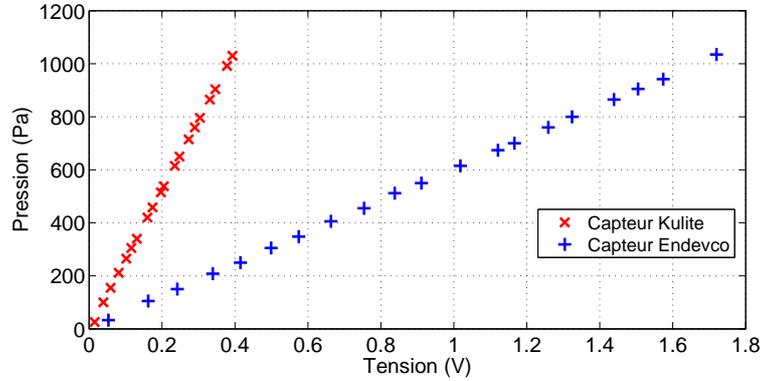


FIGURE C.1 – Exemple de courbes de calibration obtenues pour les capteurs de types Kulite XCS-093 et Endevco 8507-C : pression mesurée par le manomètre à membrane en fonction de la tension mesurée par les capteurs.

B.2.2). La calibration de ce capteur est réalisée à partir de la hauteur imposée au col de la constriction sur la maquette. Cette hauteur est réglée en plaçant des lamelles métalliques dont l'épaisseur est connue entre les deux répliques de plis vocaux. La figure C.2 présente un exemple caractéristique de courbe de calibration de ce capteur. Sa réponse n'est pas globalement linéaire mais la position du capteur est ajustée pour que les hauteurs considérées lors des mesures, *i.e.* $0 \leq h_g \leq 1\text{mm}$, coïncident avec la plage linéaire de la réponse, comme le montre la figure C.2.

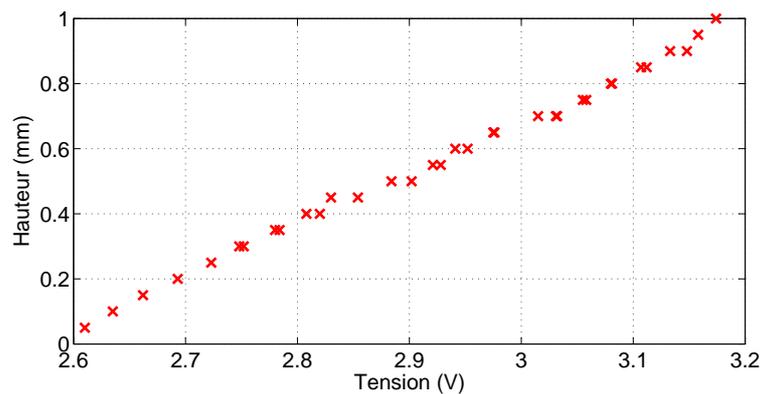


FIGURE C.2 – Exemple de courbe de calibration obtenue pour le capteur optique OPTTEK OPB700 : hauteur imposée au col de la constriction en fonction de la tension mesurée par le capteur.

C.3 Photo-diode

La hauteur entre les répliques déformables de plis vocaux est mesurée avec un système optique intégrant une diode laser et une photo-diode (cf. partie 3.1.1). La calibration de la photo-diode est réalisée à partir de la hauteur imposée au col de la constriction sur la maquette décrite dans le partie B.2.1. Cette hauteur est réglée en plaçant des lamelles métalliques dont l'épaisseur est connue entre les deux répliques de plis vocaux. La figure C.3 présente un exemple caractéristique de courbe de calibration de la photo-diode dont la réponse est linéaire.

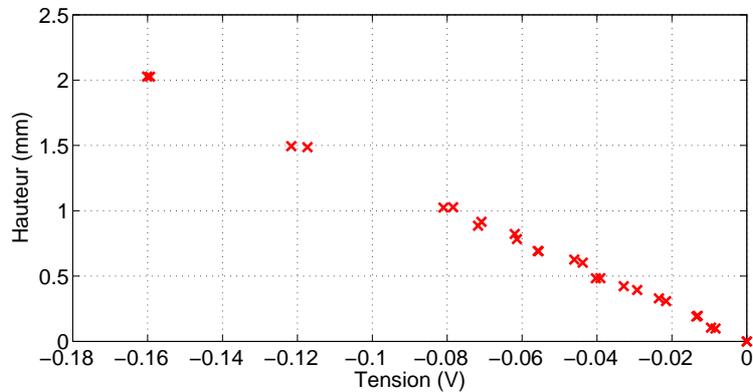


FIGURE C.3 – Exemple de courbe de calibration obtenue pour la photo-diode BPW34 : hauteur imposée au col de la constriction en fonction de la tension mesurée par la photo-diode.

Annexe D

Résultats expérimentaux des mesures de positions d'équilibre

Dans cette annexe, l'ensemble des mesures de positions d'équilibre est présenté. Ces mesures font partie de la caractérisation du comportement statique des répliques déformables de plis vocaux en réaction à des écoulements d'air stationnaires. Cette caractérisation est présentée dans la partie 3.1.3.

Sur les figures D.1, D.2 et D.3, associées respectivement aux configurations sans cales, avec des cales de 0.5mm et avec des cales de 1.0mm, les points de mesure correspondant aux différentes valeurs de la pression p_{in} de l'eau dans les tubes en latex sont illustrés ainsi que leur approximation par un polynôme du second degré. Ces fonctions d'approximation sont utilisées dans le chapitre 3.

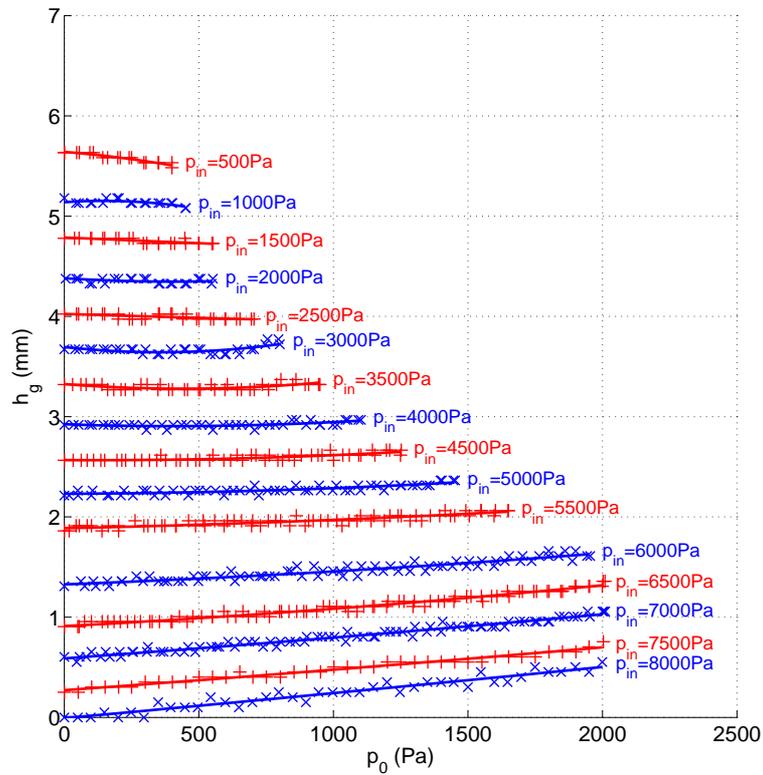


FIGURE D.1 – Illustration des mesures de positions d'équilibre sans cales : hauteur au centre de l'ouverture glottique, h_g , en fonction de la pression en amont de la maquette, p_0 , pour des pressions dans les répliques de plis vocaux $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 8000\text{Pa}$. Les points de mesure + sont approximés par des polynômes du second degré, en trait plein.

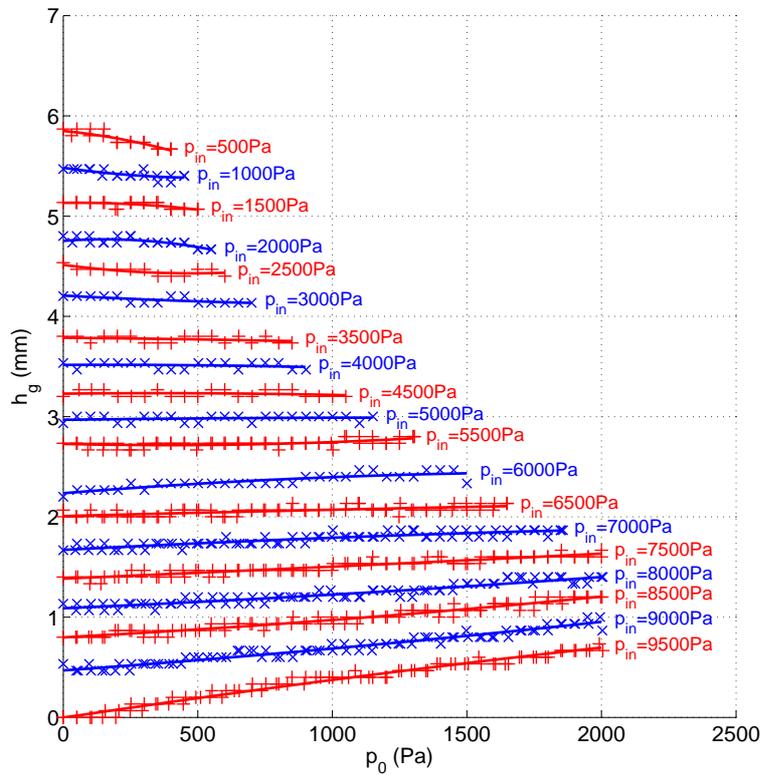


FIGURE D.2 – Illustration des mesures de positions d'équilibre avec les cales de 0.5mm : hauteur au centre de l'ouverture glottique, h_g , en fonction de la pression en amont de la maquette, p_0 , pour des pressions dans les répliques de plis vocaux $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 9500\text{Pa}$. Les points de mesure + sont approximés par des polynômes du second degré, en trait plein.

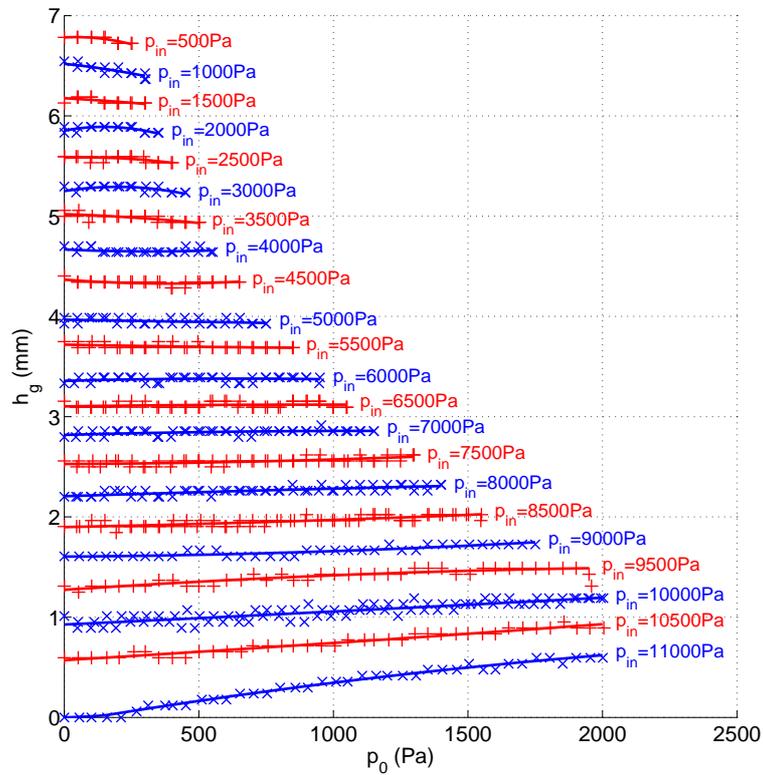


FIGURE D.3 – Illustration des mesures de positions d'équilibre avec les cales de 1.0mm : hauteur au centre de l'ouverture glottique, h_g , en fonction de la pression en amont de la maquette, p_0 , pour des pressions dans les répliques de plis vocaux $500\text{Pa} \leq p_{in} \leq 11000\text{Pa}$. Les points de mesure + sont approximés par des polynômes du second degré, en trait plein.

Annexe E

Résultats expérimentaux des mesures d'écoulements

Les mesures réalisées avec le dispositif expérimental présenté dans la partie B sont utilisées pour tester la validité des modèles d'écoulement. Afin d'obtenir une validation cohérente, les conditions de mesure doivent être définies pour être pertinentes avec celles de l'écoulement glottique réel et mettre en évidence les caractéristiques des modèles testés. Le choix de ces conditions est motivé dans cette partie. Durant les expérimentations, la répétabilité et la reproductibilité des mesures ont été contrôlées, engendrant un grand nombre de données. Ainsi, à partir de l'analyse des résultats obtenus expérimentalement, le choix des données *in-vitro* servant de référence pour la comparaison avec les prédictions des modèles est justifié.

E.1 Conditions d'écoulement stationnaires

Lorsque les conditions d'écoulement imposées sont stationnaires, les mesures sont réalisées de manière statique. Les deux quantités permettant de contrôler les conditions sont la hauteur au col de la constriction, h_g , et la pression en amont de la constriction, p_0 . Les valeurs retenues pour la hauteur au col de la constriction sont :

- $h_g = 0.2\text{mm}$
- $h_g = 0.5\text{mm}$
- $h_g = 1.0\text{mm}$
- $h_g = 1.5\text{mm}$

Ces valeurs permettent de couvrir une plage de hauteur sur laquelle l'influence de la viscosité sur la pression dans la constriction est très différente. En ce qui concerne la modélisation, les hauteurs retenues permettent de faire ressortir les différences entre les prédictions de pression obtenues avec les différents modèles, comme l'illustre la figure E.1. Pour une valeur de h_g fixée, la pression au col de la constriction, p_g , et le débit, Φ , sont mesurés en fonction de p_0 . Afin de faciliter la comparaison entre les

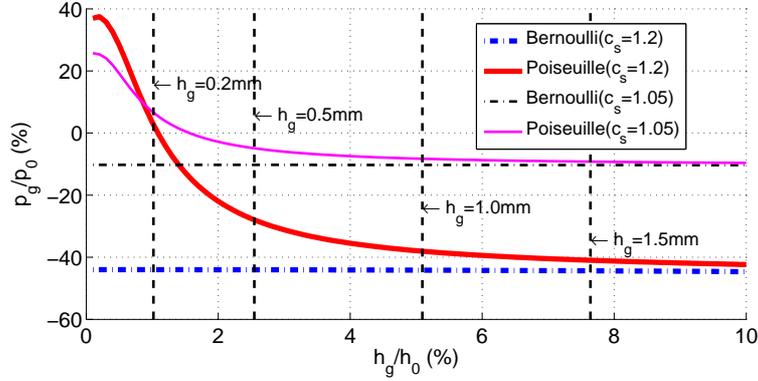


FIGURE E.1 – Rapport entre les pressions au col de la constriction et en amont, p_g/p_0 en fonction du rapport entre les hauteurs au col de la constriction et en amont, h_g/h_0 , obtenus avec différents modèles stationnaires directs (partie 4.1), pour la géométrie définie sur la figure 4.1 et $p_0 = 100\text{Pa}$. Les positions indiquées correspondent aux valeurs de la hauteur au col de la constriction, h_g , retenues pour réaliser les mesures stationnaires.

données expérimentales et les prédictions des modèles, l'exploitation des résultats expérimentaux se fait à partir des courbes moyennes de p_g et Φ en fonction de p_0 , avec $0 \leq p_0 \leq 1000\text{Pa}$, et pour chaque valeur de h_g . Ces courbes moyennes sont calculées à partir des séries de mesures les plus pertinentes.

E.1.1 constriction uniforme

La figure E.2 présente les résultats obtenus expérimentalement pour la constriction uniforme, et les moyennes associées. On note que la pression mesurée au col de la constriction augmente lorsque la pression en amont augmente et que la hauteur au col de la constriction diminue. Cette pression est quasi nulle pour l'ouverture la plus grande correspondant à $h_g = 1.5\text{mm}$. Des variations significatives entre les différentes séries de mesure de p_g sont relevées alors que les variations sur les mesures du débit sont négligeables. Cependant, sur la figure E.3, on constate que l'incertitude sur les mesures de p_g est globalement inférieure à 10%, sauf pour $h_g = 1.5\text{mm}$. Mais comme la moyenne des pressions p_g mesurées pour cette valeur de h_g est proche de 0, l'erreur relative correspondante n'est pas révélatrice de la précision des mesures.

E.1.2 constriction ronde

La figure E.4 présente les résultats obtenus expérimentalement pour la constriction ronde, et les moyennes associées. Pour cette géométrie, les pressions mesurées au col de la constriction sont négatives. On remarque que les points de mesure obtenus

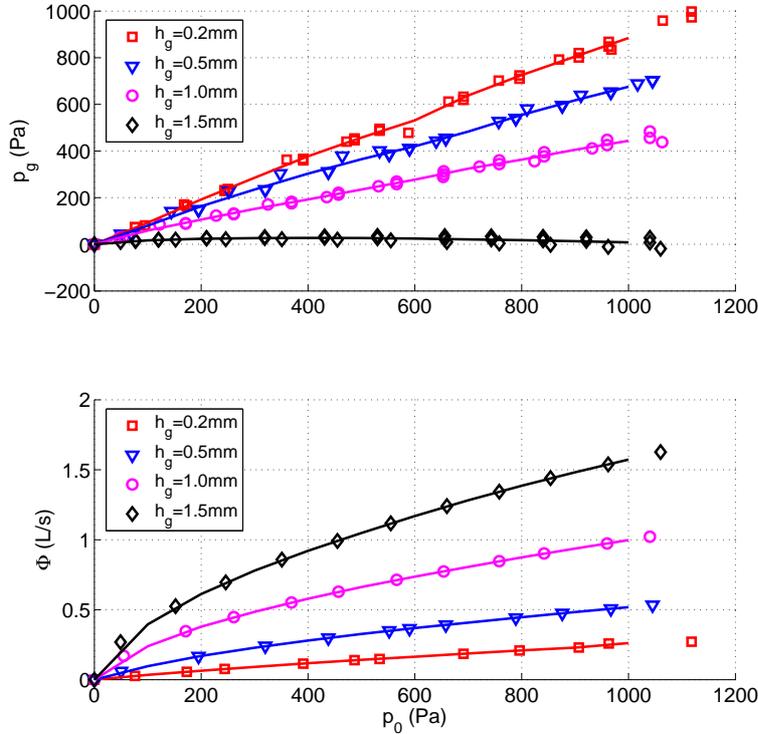


FIGURE E.2 – Points de mesure pour la constriction uniforme avec les quatre hauteurs au col de la constriction, h_g , retenus pour des conditions d'écoulement stationnaires : (haut) pressions au col de la constriction, p_g , et (bas) débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 . La moyenne obtenue pour chaque valeur de h_g est tracée en trait plein.

pour les trois plus grandes ouvertures sont relativement groupés. En revanche, pour $h_g = 0.2\text{mm}$, les points de mesure de p_g sont proches de 0 et distincts de ce groupe. De plus, on constate que pour cette valeur de h_g , les variations entre les séries de mesure de p_g sont plus importantes que pour les autres valeur de h_g . En effet, le réglage de la hauteur au col de la constriction sur le dispositif expérimental est plus délicat pour la constriction ronde que pour la constriction uniforme. Il existe ainsi une plus grande incertitude sur la valeur de h_g imposée notamment lorsque celle-ci est très petite. Ceci induit une plus grande incertitude sur les mesures de p_g comme le montre la figure E.5. Cette incertitude reste tout de même acceptable avec des écarts types globalement inférieurs à 15%, sauf pour $h_g = 0.2\text{mm}$. Comme pour la constriction uniforme, les valeurs de débit obtenues dans les différentes séries de mesures effectuées sur la constriction ronde sont très proches. Contrairement à ce qui est observé pour la pression p_g , les points de mesure du débit sont distincts pour des conditions différentes. Ainsi, également comme pour la constriction uniforme, le débit mesuré augmente quand la pression en amont augmente et lorsque la hauteur

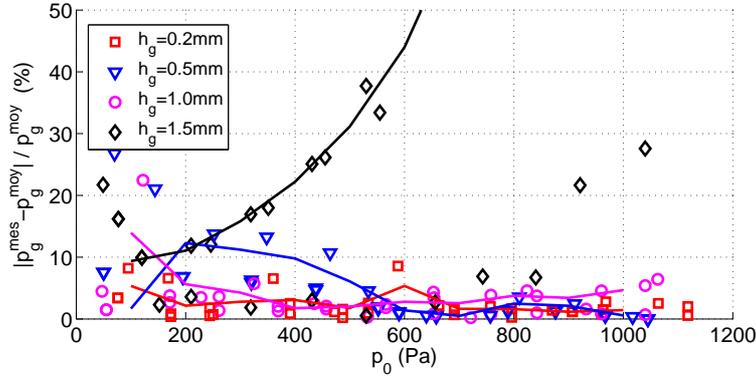


FIGURE E.3 – Points de mesure pour la constriction uniforme avec les quatre hauteurs au col de la constriction, h_g , retenus pour des conditions d'écoulement stationnaires : Erreur relative des points de mesure de la pression au col de la constriction, p_g^{mes} , par rapport à la moyenne obtenue, p_g^{moy} , en fonction de la pression en amont, p_0 . L'écart type obtenu pour chaque valeur de h_g est tracé en trait plein.

au col de la constriction augmente.

Effet Coanda : Dans la constriction ronde, le jet formé en sortie du canal peut prendre une direction différente de celle de l'écoulement dans le canal. La séparation de l'écoulement intervient en des positions différentes sur les deux répliques rigides de plis vocaux. Il en résulte deux mesures de pression sensiblement différentes au col de la constriction. Néanmoins, ce phénomène n'est pas constaté pour toutes les séries de mesure, ce qui permet de caractériser l'impact de l'effet de Coanda sur les mesures de pression dans la constriction. La figure E.6 présente les mesures de la pression au col de la constriction impactées par cet effet. On constate que lorsque les deux mesures de p_g sont différentes, une des deux valeurs coïncide avec celles correspondant à des mesures de p_g similaires sur les deux répliques de plis vocaux alors que l'autre est supérieure. Dans cette étude, on souhaite faire abstraction de l'effet Coanda. Ainsi, les séries pour lesquelles les deux mesures de p_g sont différentes, ne sont pas retenues pour le calcul de la moyenne utilisée pour la validation expérimentale des modèles. Expérimentalement, on ne constate aucune incidence de l'effet Coanda sur les mesures du débit.

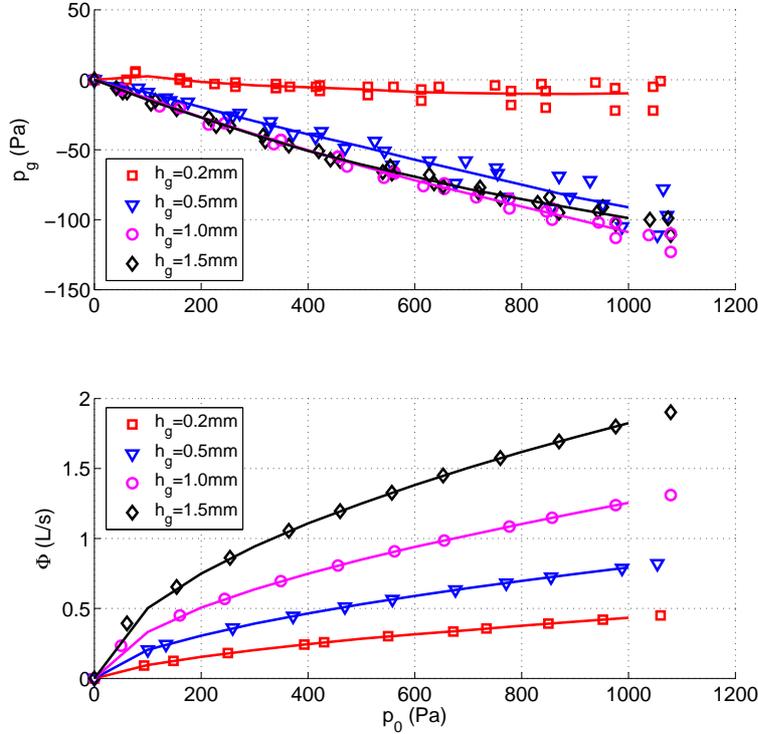


FIGURE E.4 – Points de mesure pour la constriction ronde avec les quatre hauteurs au col de la constriction, h_g , retenus pour des conditions d'écoulement stationnaires : (haut) pressions au col de la constriction, p_g , et (bas) débit, Φ , en fonction de la pression en amont, p_0 . La moyenne obtenue pour chaque valeur de h_g est tracée en trait plein.

E.2 Conditions d'écoulement instationnaires

Pour les conditions d'écoulement instationnaires, les mesures sont réalisées de manière dynamique. Les deux quantités permettant de contrôler les conditions sont la hauteur au col de la constriction, h_g , et la pression en amont de la constriction, p_0 . L'instationnarité des écoulements est générée par les variations de la hauteur dans la constriction. Lors des expérimentations, deux amplitudes sont considérées pour ces variations :

- $0.3\text{mm} \leq h_g \leq 0.9\text{mm}$: pas de collision entre les répliques rigides
- $0 \leq h_g \leq 0.5\text{mm}$: collision entre les répliques rigides

Le moteur qui entraîne la réplique rigide mobile permet de générer des variations de h_g à des fréquences comprises entre 0 et 30Hz. Les résultats obtenus pour la fréquence de 25Hz sont retenus pour la validation expérimentale des modèles. Cette fréquence peut paraître faible en comparaison de la fréquence de vibration des plis vocaux lors de la phonation humaine. Mais compte tenu des dimensions des répliques

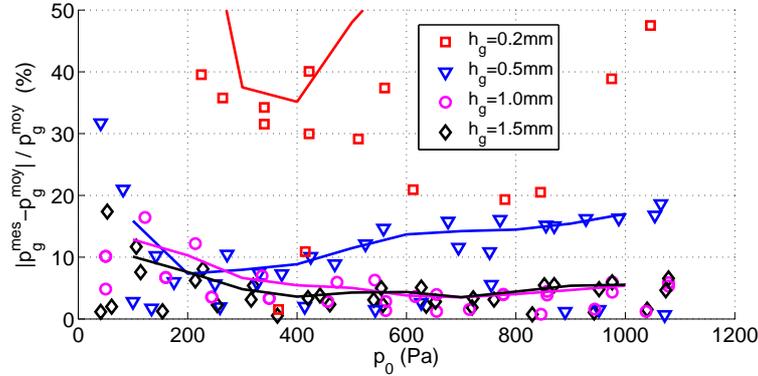


FIGURE E.5 – Points de mesure pour la constriction ronde avec les quatre hauteurs au col de la constriction, h_g , retenus pour des conditions d'écoulement stationnaires : Erreur relative des points de mesure de la pression au col de la constriction, p_g^{mes} , par rapport à la moyenne obtenue, p_g^{moy} , en fonction de la pression en amont, p_0 . L'écart type obtenu pour chaque valeur de h_g est tracé en trait plein.

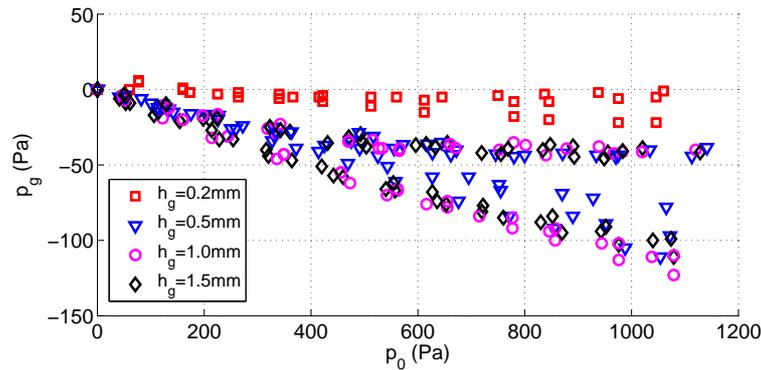


FIGURE E.6 – Illustration de l'effet coanda sur les mesures avec la constriction ronde et les quatre hauteurs au col de la constriction, h_g , retenues pour des conditions d'écoulement stationnaires : pression au col de la constriction, p_g , en fonction de la pression en amont, p_0 .

des plis vocaux sur le dispositif expérimental, le nombre de Strouhal correspondant aux écoulements produits avec une fréquence de 25Hz vaut $Sr \approx 10^{-2}$. Les conditions d'écoulement produites expérimentalement sont donc pertinentes vis-à-vis des conditions de l'écoulement glottique réel (cf. partie 2.3.1). Du fait des mouvements de la réplique rigide mobile, le contrôle de la pression imposée en amont de la constriction est plus délicat. Comme on peut le constater sur les figures E.7 et E.8, les pressions $p_0(t)$ mesurées fluctuent en fonction des variations de la hauteur dans la constriction. Dans un cas idéal, on souhaiterait garder la pression en amont constante pendant la durée d'une série de mesure mais concrètement c'est une valeur moyenne qui est

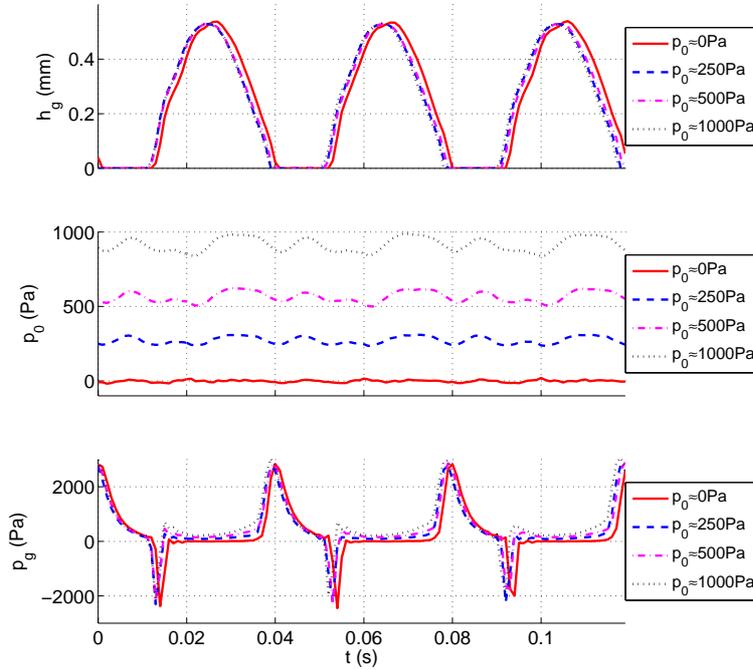


FIGURE E.7 – Illustration de l’influence de la collision entre les répliques de plis vocaux sur la pression mesurée au col de la constriction : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g , en fonction du temps. Mesures obtenues avec la constriction uniforme pour une fréquence d’oscillation de $f=25\text{Hz}$ et différentes pressions en amont.

imposée pour $p_0(t)$. Ainsi quatre cas sont considérés :

- $p_0 \approx 0\text{Pa}$
- $p_0 \approx 250\text{Pa}$
- $p_0 \approx 500\text{Pa}$
- $p_0 \approx 1000\text{Pa}$

E.2.1 constriction uniforme

Pour les expérimentations effectuées avec la constriction uniforme dans le cas avec collision, on constate que le signal de pression mesuré au col de la constriction comporte des pics de grande amplitude par rapport à sa valeur moyenne. Ces pics coïncident avec les instants de fermeture et d’ouverture de la constriction. Leur amplitude semble indépendante des conditions de pression imposées comme le montre la figure E.7. Ainsi, ces pics de grande amplitude paraissent être des artefacts liés au dispositif de mesure de la pression au col de la constriction. D’une manière générale, la forme du signal de pression p_g reste identique quelle que soit la valeur moyenne,

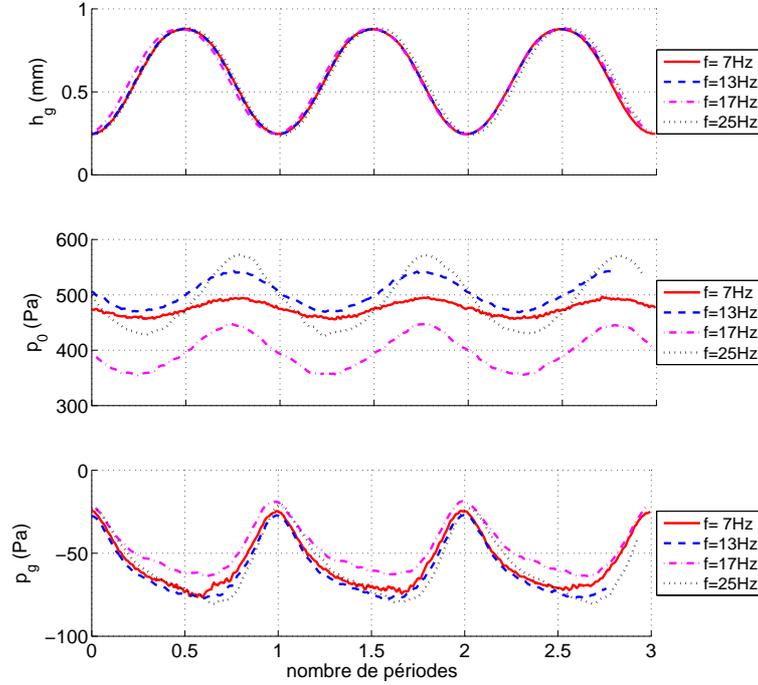


FIGURE E.8 – Illustration de l’influence de la fréquence des oscillations sur les mesures : (haut) hauteur au col de la constriction, h_g , (milieu) pression en amont, p_0 , et (bas) pression au col de la constriction, p_g en fonction temps normalisé par la période des oscillations. Mesures obtenues avec la constriction ronde pour une pression en amont $p_0 \approx 500\text{Pa}$ et différentes fréquences d’oscillation.

non nulle, de $p_0(t)$ imposée.

E.2.2 constriction ronde

Les artefacts liés au dispositif de mesure de la pression au col de la constriction ont moins d’impact sur les signaux mesurés avec la constriction ronde. On a noté précédemment que les résultats retenus étaient ceux obtenus pour la fréquence de variation de $h_g(t)$ de 25Hz. Néanmoins, on constate que sur la plage des fréquences qu’il est possible de produire avec le moteur, la fréquence imposée n’a pas d’influence significative sur les signaux mesurés, comme le montre la figure E.8. Durant, les expérimentations, les signaux de mesure sont échantillonnés à 10kHz. Pour réaliser la validation expérimentale des modèles, ces signaux sont ré-échantillonnés à 1kHz afin de réduire les calculs lors des simulations.

Annexe F

Mesure de débit sur une constriction axisymétrique

Les résultats présentés dans le chapitre 5 montrent que la description la plus simplifiée de l'écoulement glottique permet d'estimer le plus fidèlement les débits mesurés expérimentalement. En effet, les prédictions de débit obtenues avec le modèle de Bernoulli sont les plus cohérentes vis-à-vis des mesures réalisées sur des répliques rigides de plis vocaux. La validation expérimentale des modèles unidimensionnels et 2D Laminaire tend à montrer que la prise en compte de la viscosité de l'air n'est pas pertinente pour prédire le débit alors qu'elle apparaît comme déterminante pour la prédiction de la pression. Ces résultats sont contradictoires d'autant plus que, dans les différentes modélisations, les déterminations de la pression et du débit sont liées. Ils amènent donc à s'interroger à la fois sur les approximations inhérentes à la modélisation et sur la fiabilité des mesures, en termes d'instrumentation et de maîtrise des conditions expérimentales. Trois principaux facteurs pourraient être à l'origine des discordances entre les données expérimentales et les prédictions de débit :

1. Le débitmètre pourrait donner des valeurs erronées.
2. Le montage autour des répliques rigides de plis vocaux est composé de plusieurs pièces et certaines sont mobiles. Ces contraintes matérielles pourraient permettre des fuites dans le dispositif durant les expérimentations.
3. Expérimentalement, la géométrie et l'écoulement sont par définition en trois dimensions alors que les modélisations mises en œuvre sont uni- et bidimensionnelles. Sur le dispositif, le conduit en amont de la constriction est de section circulaire tandis que dans la constriction, la section du canal est rectangulaire. Ce changement de forme de section n'a pas d'impact dans la modélisation unidimensionnelle car seule l'aire de la section est prise en compte. En revanche, la modélisation en 2D de cette géométrie expérimentale implique une approximation de la hauteur du canal en amont de la constriction qui pourrait avoir une influence sur le calcul du débit.

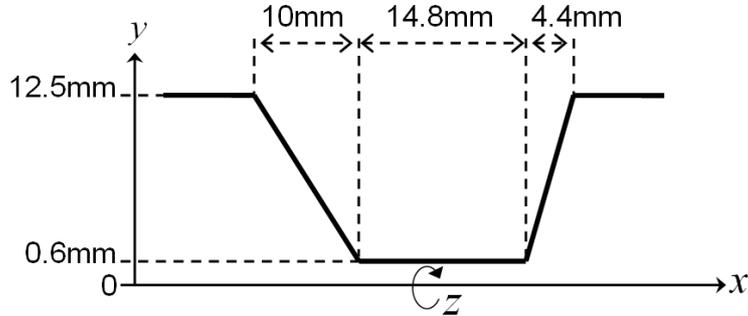


FIGURE F.1 – Description de la géométrie de la constriction axisymétrique.

Pour ce qui est de la première hypothèse, les valeurs données par le débitmètre électronique utilisé ont été vérifiées avec un débitmètre de type rotamètre. Afin de vérifier les deux autres hypothèses, des mesures de débit ont été réalisées sur une constriction axisymétrique.

Cette constriction présente l'avantage de n'être composée que d'une seule pièce métallique, qui garantit l'étanchéité du dispositif, et de garder une section circulaire sur toute la longueur du canal. La géométrie de cette constriction est décrite schématiquement sur la figure F.1. Le canal dans la constriction a un diamètre de 1.2mm qui permet d'obtenir un rapport entre les aires des sections dans et en amont de la constriction $A_g/A_0 \approx 2.10^{-3}$. Le diamètre hydraulique associé à l'aire du canal dans la constriction axisymétrique correspond approximativement à une hauteur au col de la constriction entre les deux répliques de plis vocaux $h_g = 0.6\text{mm}$. Les dimensions de la constriction axisymétrique favorisent donc l'apparition des effets liés à la viscosité dans les écoulements produits (cf. figure E.1).

La modélisation bidimensionnelle des écoulements avec la méthode des éléments finis est particulièrement adaptée aux configurations axisymétriques. Les profils de vitesse $\vec{v}_{k=1..n}$ obtenus par simulation 2D sont utilisés pour estimer le débit Φ par intégration, se sorte que :

$$\Phi = \int_0^{\frac{h_0}{2}} \int_0^{2\pi} \vec{v} \, dy \, dz \approx 2\pi \sum_{k=0}^{n-1} R_{1,k} S_{1,k} + R_{2,k} S_{2,k} \quad (\text{F.1})$$

avec :

$$S_{1,k} = (y_{k+1} - y_k) \min(v_k, v_{k+1}) \quad (\text{F.2})$$

$$R_{1,k} = \frac{1}{2}(y_k + y_{k+1}) \quad (\text{F.3})$$

$$S_{2,k} = \frac{1}{2}(y_{k+1} - y_k) |v_{k+1} - v_k| \quad (\text{F.4})$$

$$R_{2,k} = \begin{cases} \frac{1}{3}(2y_k + y_{k+1}), & \text{si } v_k > v_{k+1} \\ \frac{1}{3}(y_k + 2y_{k+1}), & \text{si } v_k < v_{k+1} \end{cases} \quad (\text{F.5})$$

$$(\text{F.6})$$

La figure F.2 illustre ce calcul du débit dans le cas d'une géométrie axisymétrique.

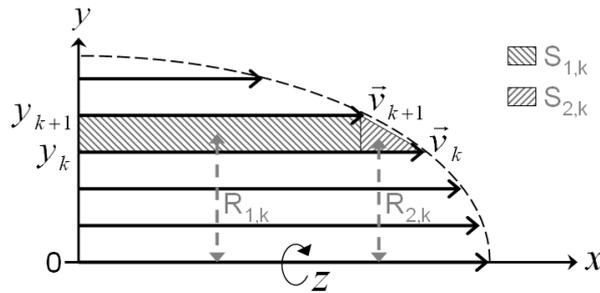


FIGURE F.2 – Illustration du calcul du débit à partir du profil de vitesse pour la constriction axisymétrique.

La figure F.3 permet de comparer les mesures de débit réalisées avec la constriction axisymétrique et les prédictions correspondantes des modèles de Bernoulli et 2D Laminaire. On observe sur cette figure que le modèle de Bernoulli fournit une bonne estimation du débit mesuré expérimentalement tandis que le modèle 2D Laminaire apporte une prédiction sous-estimée par rapport à la mesure.

Les résultats obtenus avec cette constriction confirment les résultats obtenus dans la partie 5.3 et les deux hypothèses (2 et 3) concernant les possibles sources des différences entre les données expérimentales et les prédictions de débit peuvent être infirmées.

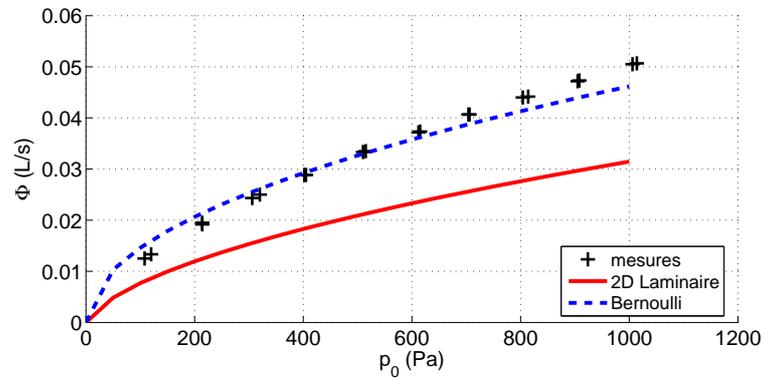


FIGURE F.3 – Points de mesure et prédictions des modèles 2D Laminaire et de Bernoulli pour le débit Φ , en fonction de la pression en amont de la constriction p_0 , sur la constriction axisymétrique.

Annexe G

Méthode de Newton

La méthode de Newton permet d'approcher par itérations successives la valeur d'un zéro d'une fonction. Ainsi pour une fonction $f(x)$, cette méthode permet d'estimer \tilde{x} , tel que $f(\tilde{x}) = 0$. A partir d'une valeur initiale x_0 , les approximations successives x_k de \tilde{x} sont obtenues selon :

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k)}{f'(x_k)} \quad (\text{G.1})$$

où $f'(x)$ désigne la dérivée de f selon x . On considère que la convergence de x_k vers \tilde{x} est atteinte lorsque un critère de convergence est rempli. Généralement, ce critère repose sur la distance entre les solutions obtenues à deux itérations successives, de sorte que :

$$\|x_{k+1} - x_k\| < \epsilon \quad (\text{G.2})$$

et/ou sur la valeur de $f(x)$, de sorte que :

$$\|f(x_k)\| < \epsilon \quad (\text{G.3})$$

où ϵ est la tolérance.

Plus généralement, cette méthode peut être employée pour résoudre des systèmes d'équations, linéaires ou non. Dans ce cas, elle est souvent désignée comme la méthode de Newton-Raphson et repose sur une formulation matricielle du problème qui consiste à trouver le vecteur \tilde{X} , tel que $F(\tilde{X}) = 0$. Il est ainsi préférable d'estimer les vecteurs x_k en résolvant le système linéaire :

$$F'(x_k)(x_{k+1} - x_k) = -F(x_k) \quad (\text{G.4})$$

pour l'inconnue $x_{k+1} - x_k$. Ici, $F'(X)$ désigne la matrice Jacobienne.

D'autres méthodes itératives, dérivées de celle de Newton, peuvent être employées pour résoudre les mêmes problèmes et permettent souvent d'accélérer la convergence. On citera notamment les méthodes de la sécante, de la fausse position ou de quasi-Newton.