



HAL
open science

CONCEPTION D'UNE CLARINETTE LOGIQUE

Alexis Guilloteau

► **To cite this version:**

Alexis Guilloteau. CONCEPTION D'UNE CLARINETTE LOGIQUE. Acoustique [physics.class-ph]. Aix-Marseille Université (AMU); LMA CNRS UPR 7051, 2015. Français. NNT: . tel-01518434

HAL Id: tel-01518434

<https://theses.hal.science/tel-01518434>

Submitted on 4 May 2017

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.

AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR :

MÉCANIQUE, PHYSIQUE, MICRO ET NANOÉLECTRONIQUE (ED 353)

LABORATOIRE DE MÉCANIQUE ET D'ACOUSTIQUE - C.N.R.S. (UPR 7051)

Thèse

présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline : Sciences pour l'ingénieur

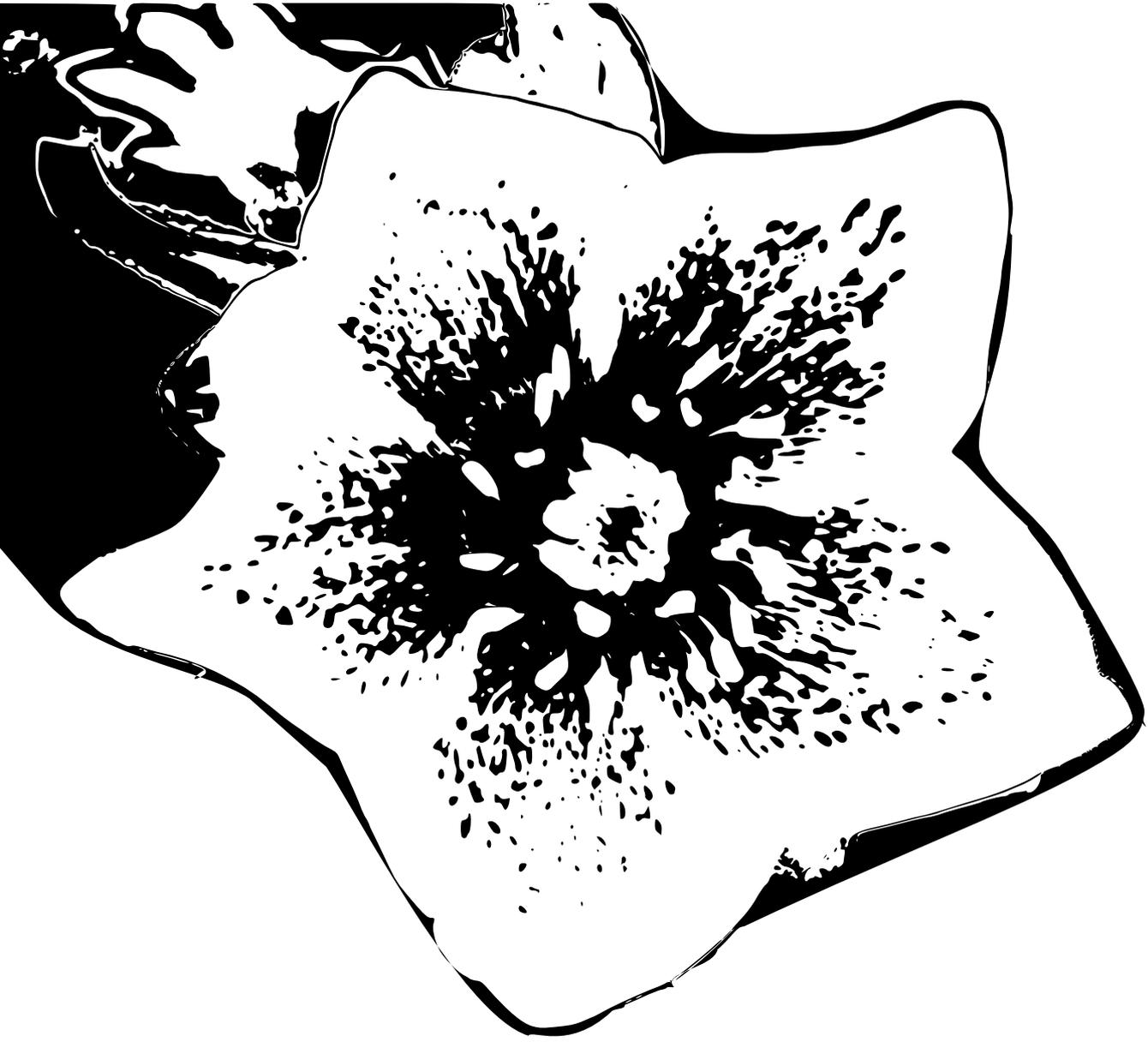
Spécialité : Acoustique

CONCEPTION D'UNE CLARINETTE LOGIQUE

Alexis GUILLOTEAU

Soutenue le 30/09/2015 devant le jury :

Jean-Pierre DALMONT	Professeur, LAUM, Le Mans	Rapporteur
Thomas HÉLIE	Chargé de Recherche CNRS, IRCAM, Paris	Rapporteur
Franck LALOË	Directeur de Recherche émérite CNRS, ENS, LKB, Paris	Examineur
Joe WOLFE	Professeur, UNSW, Sydney	Examineur
Philippe GUILLEMAIN	Chargé de Recherche CNRS, LMA, Marseille	Directeur de thèse
Jean KERGOMARD	Directeur de Recherche émérite CNRS, LMA, Marseille	Co-directeur de thèse
Michael JOUSSERAND	Ingénieur de Recherche, Buffet Group	invité



À tonton Hub'.

Remerciements

Ces 3 années (et quelques ...) sont passées à une vitesse folle et ont été d'une grande intensité. Pour cette expérience singulière, je dois remercier mes directeurs de thèse, Philippe Guillemain et Jean Kergomard, de m'avoir donné cette chance de travailler à leurs côtés sur ce sujet passionnant à mi-chemin entre science et musique. Je les remercie pour leur patience et aussi pour leur rigueur de travail.

Ce travail a été en grande partie amorcé par la contribution de Daniel Noreland. Je le remercie chaleureusement de m'avoir accueilli en Suède, en début de thèse, pour l'initiation à l'optimisation et également pour son soutien en cours de thèse. La collaboration directe avec Buffet-crampon a été aussi très enrichissante et je remercie Michael Jousserand pour sa curiosité et sa détermination sans faille qui a permis de faire naître cette rencontre étonnante entre scientifiques et facteurs. Je remercie également Jean Jeltsch, en tant qu'organologue et clarinettiste, qui a apporté un recul nécessaire afin de traiter ce sujet difficile. Merci de rappeler régulièrement que la facture doit comporter une certaine part de risques qui peut parfois aboutir à quelques expériences sonores inhabituelles, voire sauvages ... Un grand merci également à tous les membres du jury pour les commentaires et échanges intéressants qui ont eu lieu avant et après la soutenance.

Enfin, Marseille prend une place importante dans ce manuscrit y compris toutes les bonnes rencontres faites au LMA et en dehors. Un gros merci aux fanfarons du PPC (Pompiers Poney Club) et aux Zirkoniens pour ces moments musicaux mémorables. Aux colloqs du 28 et Marx Dormoy. Au club Mickey. A Lenny pour sa dévotion sans hésitation aucune au Ping. Aux collègues du feu bâtiment AM (dit "Alcatraz"). Soizic et ses douces mélodies à la bouche artificielle. A Kurijn, le flamand volant. A Lionel, Pierre, Whitney pour leur convivialité. Un grand merci à mes parents pour leur soutien sans faille pendant mes études et cette thèse.

Table des matières

Remerciements	7
Table des matières	7
Introduction	11
I Le fonctionnement de la clarinette et son contrôle	15
1 Organologie	17
1.1 Un peu d'histoire	18
1.1.1 L'archétype de la clarinette antique	18
1.1.2 Vers la clarinette baroque de J.C. Denner	19
1.1.2.1 Description générale	19
1.1.2.2 Contrôler la tessiture à l'époque baroque.	20
1.1.3 La clarinette à 13 clés d'Iwan Müller et ses déclinaisons . .	23
1.1.4 La clarinette système Boehm	24
1.2 La tablature logique	28
2 Principes de fonctionnement d'une clarinette	31
2.1 La propagation guidée	33
2.1.1 Le mode plan	34
2.1.2 Pertes visco-thermiques aux parois	35
2.1.3 Modèle d'une portion cylindrique	36
2.1.4 Modèle d'une portion évasée	37
2.1.5 Discontinuité de section	38
2.2 Le rayonnement	39
2.2.1 Rayonnement de terminaisons idéales	40

Table des matières

2.2.2	Rayonnement d'un tube d'épaisseur finie	41
2.2.3	Rayonnement d'un trou latéral	42
2.2.4	Puissance rayonnée et applications à des diaphragmes de rayon variable	42
2.2.5	Décollement des couches limites à l'extrémité d'un tube	45
2.3	Trous latéraux	47
2.3.1	Modèle pour un trou latéral	49
2.3.2	Impédance symétrique : Z_s	49
2.3.3	Impédance anti-symétrique : Z_a	50
2.3.4	Décollement des couches limites dans les trous latéraux	51
2.3.5	Rayonnement d'un réseau de trous latéraux : fréquence de coupure et interactions externes	53
2.3.6	Méthode des matrices de transfert avec et sans interaction du champ externe	55
2.4	Conclusion sur les modèles acoustiques	57
3	La clarinette en auto-oscillation	61
3.1	Modèles de fonctionnement du système exciteur	63
3.1.1	La vibration de l'anche	64
3.1.2	Ecoulement à travers le canal d'anche	67
3.1.3	Système complet	67
3.2	L'intonation et les paramètres de jeu	69
3.3	Évaluer et quantifier la dynamique musicale <i>a priori</i>	73
II	Deux essais de conception méthodique	77
4	Conception d'un second prototype et analyse expérimentale	79
4.1	Éléments structuraux et géométriques d'un instrument logique	81
4.1.1	Définition	81
4.1.2	Structure du prototype	84
4.2	Contraintes d'optimisation	85
4.3	Définition des fonctions de coût	86
4.3.1	Critère de justesse	86
4.3.1.1	Des fréquences cibles régularisées issues d'une clarinette de référence	87
4.3.1.2	Définition du critère de justesse	89

4.3.1.3	Calcul du gradient	91
4.3.2	Critère de jouabilité du second registre	92
4.4	Stratégie d'optimisation	94
4.4.1	L'optimisation non linéaire sous contraintes avec <code>fmincon</code>	94
4.4.2	Optimisation multiobjectifs avec <code>fgoalattain</code>	100
4.5	Analyse de l'optimum	103
4.5.1	Convergence de l'algorithme	103
4.5.2	Sensibilité de F autour de l'optimum x^*	105
4.5.3	Sensibilité aux conditions initiales	106
4.5.4	Effets de la structure et des fréquences cibles sur la géométrie optimale	109
4.5.5	Analyse expérimentale	115
4.5.5.1	Mesures d'impédance d'entrée du prototype	115
4.5.5.2	Quelques essais à la bouche artificielle numérique	120
4.5.5.3	Analyse des tests sur musiciens	122
4.6	Conclusions et améliorations envisagées	126
5	Conception d'un troisième prototype	129
5.1	Redéfinition des fréquences cibles	130
5.2	Procédure d'optimisation en deux étapes distinctes	134
5.2.1	Les pavillons	136
5.2.1.1	Pavillon évasé	137
5.2.1.2	Pavillons à trous latéraux	140
5.2.1.3	Pavillon à fente longitudinale	145
5.2.2	Le corps de l'instrument	148
5.2.2.1	Géométrie et modélisation des sous-coupages	149
5.2.2.2	Résultat de l'optimisation	153
5.3	Analyse expérimentale	158
5.3.1	Validation expérimentale des modèles d'impédance d'entrée	158
5.3.2	Analyse des fréquences de jeu à l'aide de la simulation numérique	160
5.3.3	Étude comparative des prototypes à la bouche artificielle	161
5.3.4	Commentaires des musiciens et résultats d'intonation	167
5.3.4.1	Prototype complet	167
5.3.4.2	Évaluation des pavillons	170

Table des matières

Conclusion Générale	178
A Post-traitement du capteur d'impédance	181
A.1 Matrice de transfert entre les 2 microphones et l'impédance d'entrée	181
A.2 Phase de calibration couvercle fermé	182
A.2.1 Comparaison expérience-théorie	182
A.2.2 Influence de l'opérateur sur la phase de calibration	183
A.3 De H_{12} vers Z en passant par H_{∞}	184
B Protocole expérimental et précision du capteur d'impédance	187
B.1 Description du dispositif expérimental	187
B.2 Ecart intra-calibrations et inter-calibrations	189
B.3 Biais de mesure	191
C Tablature des doigtés de la clarinette	193
D Quelques exemples de tablatures logiques	195
D.1 Tablature logique à second registre minimal	195
D.2 Tablature logique avec recouvrement des registres	196
D.3 Tablature Boehm simplifiée	197
Bibliographie	201

Introduction

Les facteurs d'instruments à trous latéraux ont su se forger un savoir-faire remarquable au fil des siècles grâce aux interactions permanentes qu'ils entretiennent avec les meilleurs instrumentistes. Cependant, la méthodologie employée par ces fabricants est essentiellement tournée vers l'empirisme et le résultat géométrique de l'instrument est alors directement obtenu par la validation qualitative du musicien à travers laquelle ils tentent de déterminer un ensemble d'abaques et de lois de comportements (cf. l'ouvrage de V.C. Mahillon [[Mahillon, 1874](#)]).

Cette procédure est cyclique et chaque itération (correspondant à un aller-retour entre les deux acteurs) permet alors au facteur de s'approprier un élément de compréhension supplémentaire entre un élément de géométrie et la qualité appréciée par le clarinettiste, à l'instar d'un processus d'optimisation. La cible recherchée reviendrait alors à maximiser son appréciation. Néanmoins, ce genre de processus purement empirique peut engendrer des amalgames, car les vocables des musiciens prennent leurs sources de la contribution de diverses propriétés acoustiques et ergonomiques dont les éléments géométriques de l'instrument sont la cause. C'est principalement pour cette raison que le facteur d'instrument ne peut revendiquer une compréhension complète de son objet d'étude, bien qu'un clarinettiste sache tirer avantageusement parti des instruments qu'il lui confie.

Les méthodes d'optimisation numériques offrent la possibilité, à l'aide des lois de comportement acoustique, de tendre vers une géométrie se rapprochant le plus possible d'un critère physique défini. C'est l'enjeu de ce travail de thèse : comment adapter ces méthodes numériques à la problématique de conception d'une clarinette et ainsi retranscrire de manière objective les critères d'appréciation d'un instrumentiste pour le jeu de deux premiers registres ? L'ensemble des variables géométriques nécessaires pour décrire l'instrument peut être assez étendu et les méthodes par

Introduction

descente de gradient sont particulièrement bien adaptées pour résoudre ce genre de problème en un temps raisonnable.

L'ensemble des critères d'appréciation des clarinettes est vaste et propre à chacun d'eux. Il reste encore bien des termes difficiles à interpréter d'un point de vue physique. Néanmoins, il semble que des propriétés de contrôle de l'instrument soient impondérables quelle que soit la pratique. En premier lieu on peut citer l'ergonomie du clétage qui doit permettre l'exploration la plus aisée de l'ensemble des 12 tonalités autour desquelles sont construits la plupart des répertoires. Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous décrivons brièvement l'évolution de ce clétage à travers les siècles qui est une des prouesses de la facture instrumentale.

Ensuite, le contrôle de l'intonation et de la dynamique est également un point crucial. Il est majoritairement conditionné par la dynamique qu'impose le résonateur acoustique à l'entrée de l'instrument, là où se trouve également l'embouchure. Nous exposons dans le second chapitre les points de théorie permettant d'aboutir à son impédance d'entrée à partir de sa géométrie. Les instruments à anche simple sont des systèmes auto-oscillants car l'écoulement, modulé par la dynamique de l'anche, induit un couplage non linéaire qui permet de transformer une source de pression continue en un régime périodique qui est généralement utilisé dans le répertoire courant. Afin de prédire correctement l'intonation et la dynamique musicale de l'instrument nous nous intéressons dans le chapitre 3 à la contribution du système excitateur matérialisé par l'anche. Ensuite, un autre critère d'appréciation important est la facilité de jeu, qui correspond à l'effort que doit fournir le musicien pour mettre l'instrument en auto-oscillation à une dynamique souhaitée. Ce critère semblerait conditionné par l'ensemble des phénomènes dissipatifs présents dans le résonateur qui peuvent être modifiés à chaque doigté. Enfin, le spectre rayonné est filtré par le résonateur et peut moduler la sonorité perçue par l'instrumentiste.

En ce qui concerne ces deux derniers critères, dont nous connaissons encore très mal l'implication physique sur le résonateur, il peut être souhaitable de tendre vers une répartition homogène sur la tessiture de l'instrument. Nous avons alors choisi de considérer un réseau de trous latéraux présentant une certaine régularité acoustique (tous les trous restent ouverts en aval du premier trou ouvert), que nous appellerons "logique", et qui présente l'avantage de se concentrer principalement sur les critères d'appréciation d'ordre acoustique. En effet aucun clétage,

adapté à ce type d'instrument, ne peut se rapprocher de celui de la clarinette actuelle. Un second avantage est qu'il permet d'homogénéiser les spectres d'impédance d'entrée de chaque note en évitant la présence de doigtés de fourche (cf. [Nederveen et al., 1998]).

La deuxième partie de ce manuscrit, constituée des chapitres 4 et 5, porte sur la conception optimale de 2 prototypes de clarinette logique et se place dans la continuité d'une première étude réalisée en amont de cette thèse (cf. [Noreland et al., 2013]) et qui a donné naissance à une première version de prototype de clarinette logique, appelée V1. Évidemment, et étant donné la diversité des critères d'appréciation, il est indispensable de pouvoir traiter plusieurs de ces retranscriptions objectives simultanément dans l'heuristique d'optimisation choisie. Ces méthodes sont appelées méthodes d'optimisation multicritères, que nous essayons d'appliquer au contrôle de la justesse et à la jouabilité dans le second registre. Les chapitres 4 et 5 tentent alors de proposer diverses approches de construction de ces critères afin d'aboutir à la réalisation de 2 prototypes, qui seront ensuite testés par des clarinettistes professionnels et permettront d'éprouver expérimentalement les limites de nos modèles d'acoustique linéaires.

Partie I

Le fonctionnement de la clarinette et son contrôle

1 Organologie

1.1	Un peu d'histoire	18
1.1.1	L'archétype de la clarinette antique	18
1.1.2	Vers la clarinette baroque de J.C. Denner	19
1.1.3	La clarinette à 13 clés d'Iwan Müller et ses déclinaisons	23
1.1.4	La clarinette système Boehm	24
1.2	La tablature logique	28

Avant toute considération sur son fonctionnement physique, il apparaît nécessaire de situer la clarinette dans son contexte historique et musical. Comme nous le verrons dans les prochaines sections, cet instrument a subi depuis sa naissance maintes modifications, à l'instar d'un processus d'optimisation, afin d'aboutir à l'état dans lequel il se trouve à présent. Peut-on dire qu'il est "meilleur" qu'à l'époque de son avènement ? Ou bien a-t-il seulement su répondre aux spécifications des musiciens de chaque époque qu'il a su traverser sans jamais s'éteindre ?

L'histoire de la musique regorge de ces instruments éphémères dont les compositeurs n'ont pas voulu agrémenter leurs répertoires. On peut citer le fait récent du sarrusophone, apparu à la fin du XIX^e siècle, qui n'a pas pu supplanter l'invention concurrente du saxophone. Le saxophone qui a connu une relation antinomique avec l'histoire, est de nos jours abondamment pratiqué principalement dans la musique Jazz, dont il est un des acteurs principaux, et encore plus récemment dans le répertoire contemporain aussi bien écrit qu'improvisé. La différence majeure entre ces deux instruments coniques réside dans leur embouchure : une anche double pour le sarrusophone et une anche simple pour le saxophone qui lui permet plus de modularité car les dimensions de la table du bec peuvent être modifiées en fonction du type de contrôle souhaité par le musicien. Nous essayerons de montrer par la

suite, en section 3.2, dans quelle mesure le profil de table modifie ce que nous pouvons appeler le "champ de liberté du musicien". Par ailleurs, le sarrusophone qui ne peut pas admettre autant de modularité a dû essayer de se faire une place dans l'orchestre classique qui était déjà bien occupée par la famille des hautbois, aux sonorités proches, ce qui pourrait expliquer son extinction.

Cette expérience du passé peut sans doute nous enseigner qu'un instrument traverse l'histoire et évolue sous un format identique, comme c'est le cas de la clarinette, lorsque les dernières modifications répondent non seulement aux spécifications du répertoire précédent mais également à celles des répertoires qui n'attendent plus qu'à être explorées.

1.1 Un peu d'histoire

1.1.1 L'archétype de la clarinette antique

La première version connue d'un instrument à anche simple est l'Arghoul (figure 1.1) et sa fabrication remonte à l'antiquité égyptienne. Bien que ce celui-ci soit le premier répertorié, l'ancêtre commun de tous ces instruments est certainement le hautbois de pissenlit. Les morceaux de cannes fendues qui servaient d'anches



FIGURE 1.1: *Arghoul égyptien, premier instrument à anche simple connu.*

simples à l'Arghoul, et à ses homologues antiques, sont joués dans la cavité buccale qui est mise sous pression. L'anche est donc fabriquée à même l'instrument et il n'y a pas de contact direct avec l'anche, comme c'est le cas avec la clarinette actuelle, et c'est ce qui lui permet de pratiquer plus librement la respiration continue, technique qui autorise le musicien à remplir ses poumons en cours de jeu. Cet instrument avait aussi la particularité d'être constitué de 2 corps purement cylindriques joués simultanément, un des corps laissant échapper un bourdon quand le deuxième, avec trous latéraux, permettait de jouer une mélodie sur un ambitus généralement inférieur à l'octave. La cavité buccale communicante permet



FIGURE 1.2: *Clarinete baroque de Jean-Christophe Denner autour de 1690. Apparition de deux clés supplémentaires permettant d'étendre le registre vers l'aigu et d'une troisième autorisant le saut de registre*

la génération de battements ou modulations d'amplitude en fonction de l'intervalle qui sépare les deux notes jouées par chacun des tubes. On retrouve ce genre d'effet dans le répertoire jazz avec quelques œuvres de Rahsaan Roland Kirk, un des seuls instrumentistes à utiliser le jeu simultané de 2 saxophones¹.

1.1.2 Vers la clarinette baroque de J.C. Denner

1.1.2.1 Description générale

Seules quelques évolutions mineures au cours du moyen-âge permettent d'aboutir à un instrument se rapprochant de la clarinette que nous connaissons, le chalumeau, avec sa forme définitive au XVII^e siècle. Le chalumeau ne permettait pas de changer de registre et était construit sur une échelle diatonique. L'ambitus était également restreint, généralement inférieur à la 10^{ème} (un peu plus d'une octave). Ce n'est qu'à la fin de ce siècle que l'on attribue l'invention de la clarinette baroque (figure 1.2) à Jean-Christophe Denner (1655-1707), en modifiant de manière significative le chalumeau.

L'anche simple y est à présent différenciée du corps de l'instrument et fixée à un bec². Les premiers becs étaient conçus pour être joués l'anche dirigée vers la partie supérieure de la mâchoire, contrairement aux becs actuels. Nous avons choisi de prendre exemple sur un instrument décrit dans [Hoeplich, 1981] qui est une clarinette 3 clés de J.C. Denner et permet de jouer les deux premiers registres avec une division de l'octave par douze demi-tons, ce qui fait de lui un instrument chromatique (ce que montre la figure 1.3 pour le premier registre). L'auteur s'accorde à penser que cet exemplaire de clarinette ne constitue qu'une étape vers une forme plus aboutie de la clarinette baroque. Cette clarinette 3 clés est un instrument

1. voire 3 dans la pièce remarquable *Three for the festival* de son album **We free kings** de 1961.

2. anche hétéroglotte en opposition avec idioglotte et le cas de l'Arghoul

transpositeur dans la tonalité de Ré et pour un diapason à 415 Hz, ce qui signifie qu'un Do écrit joue la note Ré. Les trous de note ici sont déjà tous sous-coupés, et donc l'embase du trou coté perce a été travaillée afin que les bords ne soit plus saillants mais arrondis. Nous aurons l'occasion de revenir un peu plus en détail sur les sous-coupages et leur implication physique dans les sections 2.3 et 5.2.2.1.

Pour la plupart des instruments de cette époque, le nombre des trous sur un registre est inférieur au nombre de notes jouées dans le registre, ce que la tablature en figure 1.3 démontre aisément. Ce type de tablature est très important dans le cadre de la facture instrumentale et nous l'appellerons *sous-configurée*, par opposition à la tablature *ajustée* (dont la qualification logique est un cas particulier) ou encore *sur-configurée* comme c'est le cas de la clarinette actuelle que nous aurons l'occasion de traiter dans les sections suivantes.

La perce cylindrique de la clarinette impose que l'étendue minimale de son premier registre soit limitée au rapport 3 de fréquence existant entre le premier mode de vibration et le deuxième. Soit une octave (rapport de l'intervalle pur : 2/1) plus une quinte (construite par le rapport : 3/2) et donc un ambitus de 19 demi-tons, d'après $\log_2\left(\frac{2}{1} \cdot \frac{3}{2}\right) \simeq 1.585 \simeq \frac{19}{12}$. Un cylindre seul n'ayant pas besoin de trous latéraux pour entrer en résonance, cela signifie qu'il faut très exactement 18 modifications du résonateur, pour parcourir la totalité du premier registre de l'instrument construit sur la base d'un tempérament constitué de 12 notes³.

1.1.2.2 Contrôler la tessiture à l'époque baroque.

L'exemple donné dans la référence [Hoepfich, 1981] et la tablature qui y est représentée figure 1.3, est une bonne base à l'étude des interactions possibles entre le musicien et un instrument à trous latéraux. Cette ébauche d'analyse que je souhaite réaliser dans les paragraphes suivants est purement anecdotique. D'ailleurs il n'est pas indispensable à la compréhension du sujet de cette thèse, cependant la construction des tablatures est une étape indispensable dans le cadre de la facture instrumentale et permet de resituer l'usage de la tablature logique dont nous allons abondamment nous servir dans la suite de cette étude et qui n'est qu'un cas

3. A noter que le passage du second registre au troisième par analogie à la définition de registre ci-dessus, ne nécessite que $\log_2\left(\frac{5}{3}\right) \simeq 0.737 \simeq \frac{9}{12}$, soit seulement 8 "modifications", ce qui correspond à un intervalle de sixte majeure.

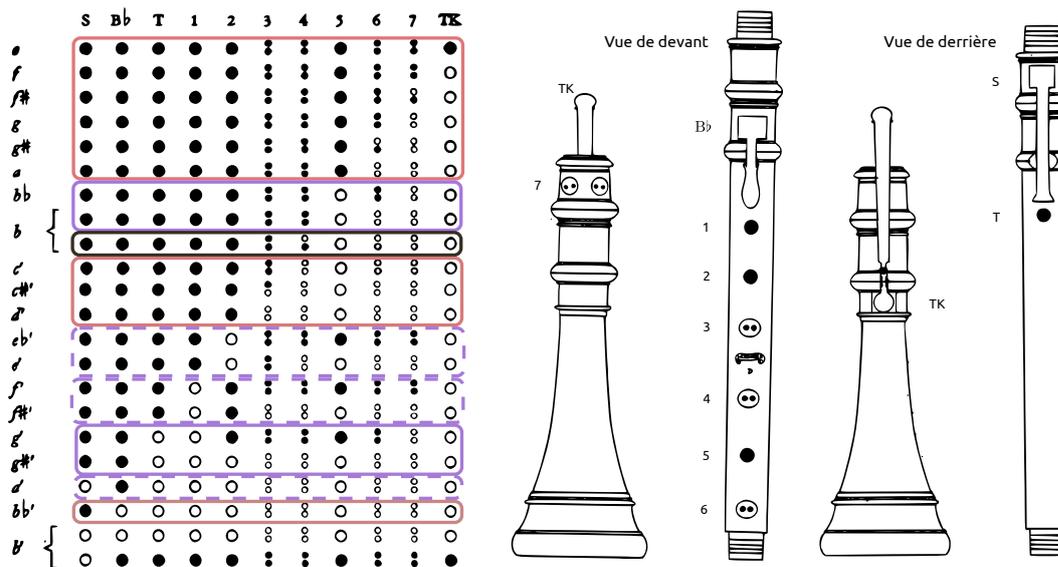


FIGURE 1.3: *Tablature du premier registre et vues schématiques d'un exemplaire de clarinette baroque de J.C. Denner (pavillon et le corps principal seuls, les figures sont issues de [Hoeprich, 1981]). L'instrument possède moins de trous latéraux que de notes constituant le registre, il est alors nécessaire de faire appel à des doigtés dits "de fourche" pour toutes les atteindre. Un encadré rouge correspond à un enchaînement logique. Les encadrés bleus sont relatifs à une combinaison des doigtés de fourche associés au même premier trou ouvert dans le réseau. L'encadré noir correspond à un trou redondant permettant de jouer une note identique à autre doigté, apparemment dans le but de palier un défaut de justesse du doigté principal.*

particulier parmi maintes possibilités.

L'instrument présenté dans la figure 1.3 est constitué de 15 trous latéraux et permet de réaliser les 18 modifications nécessaires avant d'arriver au second registre, c.-à-d. la toute dernière ligne de la tablature qui correspond au b' une octave et une quinte au dessus du e , la note la plus grave de l'instrument. Il n'y a cependant que 11 positions possibles pour les doigts qui peuvent ainsi modifier la nature ouverte ou fermée de ces trous, ce qui explique l'utilisation de 4 trous doublés aux positions 3, 4, 6 et 7, qui permettent à un seul doigt d'agir sur deux trous de note. Le pouce de la main droite, généralement dédié au seul maintien de l'instrument, est ici utilisé pour actionner la position TK. Les 4 doigts restants de cette main sont ensuite attribués aux positions 4, 5, 6 et 7. Pour ce qui est de la

Chapitre 1. Organologie

main gauche, tous les doigts sont utilisés à l'exception de l'auriculaire. Le pouce et l'index de cette main peuvent réaliser chacun deux actions, sur les positions T, S et 1, Bb respectivement. Ces 9 doigts agissent ainsi sur 11 positions différentes afin de contrôler les 15 trous latéraux de l'instrument.

Il reste cependant une dernière étape pour que le musicien puisse effectuer les 18 modifications nécessaires, et ainsi parcourir l'étendue du registre, que seule une classification des différents types de doigtés permet d'éclaircir. Tout d'abord il est important de définir ce à quoi correspond le terme logique pour un enchaînement de doigtés. La meilleure des définitions serait : chaque nouveau trou ouvert en remontant la gamme de l'instrument, n'est ouvert qu'une seule fois et dans une configuration libre (les trous en aval sont également tous ouverts). En effet, les 6 premiers doigtés, encadrés en rouge, suivent cette évolution logique : 5 trous sont ouverts progressivement pour effectuer les 5 modifications nécessaires. L'enchaînement [bb, b] en encadré bleu, correspond au cas classique d'un doigté de fourche : un (ou plusieurs) trou est fermé (pos. 6) après le premier trou ouvert (pos. 5) pour abaisser la hauteur du doigté en configuration libre, ici le doigté *b*. Cette combinaison, associée à la première ouverture du trou en position 5, permet donc de réaliser une modification de plus que ne nécessite l'ouverture d'un nouveau trou latéral. En effet, dans cet encadré bleu un seul nouveau trou est ouvert pour réaliser 2 modifications de la hauteur.

Ensuite l'encadré noir montre un cas intéressant, le deuxième doigté de *b* utilise un trou supplémentaire, ou redondant. Cependant, les deux lignes du doigté *b* ne correspondent pas à un enchaînement logique, car il n'y a ici que deux trous distincts pour une seule modification de la hauteur (ces deux doigtés jouent la même note). Ceci nous permet de miser sur l'existence de ce trou redondant uniquement à des fins de correction de justesse.

Les trois prochains doigtés [*c'*, *c#'*, *d'*] suivent une évolution "logique", encadrée en rouge. Les enchaînements suivants [*eb'*, *e*] et [*f'*, *f#'*] sont des doigtés de fourche que l'on peut qualifier d'incomplets, car l'utilisation du nouveau trou ouvert (1 et 2 pour les deux cas) ne se résout pas sur la configuration libre, comme précédemment. Autrement dit, il y a bien une modification supplémentaire que la contribution du trou lui-même et le cas logique, mais elle aurait pu être agrémentée d'une ultime modification. Voilà les distinctions possibles dans des familles de doigtés de

fourches : la famille complète, comme les exemples des enchaînements $[bb, b]$ et $[g', g\#']$ qui se résolvent sur un doigté en configuration libre (pas de trous fermés après le premier trou ouvert) qui s'oppose aux familles incomplètes et le cas des enchaînements $[eb', e][eb', e][a']$. En résumé, le musicien peut alors actionner les 14 trous (15, moins le second trou redondant du doigté de b) et 4 modifications supplémentaires sont apportées par les combinaisons des doigtés de fourche, ce qui nous conduit au total des 18 modifications nécessaires.

Enfin, ces d'instruments baroques sont réputés pour être relativement contrôlables et justes, si on considère que leur répertoire principal⁴ a été adapté pour utiliser majoritairement le second registre. Il est connu des musiciens que le premier registre demande beaucoup d'effort de correction de l'embouchure et du conduit vocal. Nous reviendrons plus en détail sur les aspects du contrôle de la justesse liée à l'embouchure dans la section 3.2.

1.1.3 La clarinette à 13 clés d'Iwan Müller et ses déclinaisons

Après la clarinette baroque de J.C. Denner et la contribution de son fils Jacob, la clarinette va au fil du XVIII^e siècle s'enrichir en nombre de clés et de trous figurant dans sa tablature. Les compositeurs au cours de ce siècle, et surtout lors du siècle suivant et la période romantique, vont utiliser des tonalités de plus en plus éloignées de la tonalité de départ au cours d'une même œuvre. L'instrument doit alors s'adapter et permettre une facilité d'exécution dans le plus de tonalités, ce que ne favorisait pas l'emploi massif des doigtés de fourche, bien que l'instrument soit déjà chromatique. Lors de cette période, on voit alors apparaître des clarinettes allant de 6 à 12 clés afin de faciliter au maximum le jeu dans chaque tonalité. La principale difficulté liée à l'augmentation du nombre de clés est la question de l'étanchéité des tampons⁵, ce que ne permettaient pas les précédentes versions en cuir. Iwan Müller, en modifiant la composition des tampons et en ajoutant une couche de feutre entre le cuir et la clé, va alors permettre d'étendre le nombre de clés à 13. Sa clarinette reste ensuite une référence, car avant d'être facteur d'instrument, il est surtout musicien professionnel et il va donc étoffer son invention d'une méthode d'apprentissage dédiée aux musiciens, (cf. [Muller, 1825]). Malgré

4. Dont les principaux contributeurs sont Vivaldi, Molter et Pokorny.

5. L'étanchéité des tampons est un aspect important des instruments à trous latéraux quels qu'ils soient. On peut le caractériser simplement par une perte de charge liée aux fuites ajoutées, ce qui influe sur la contribution acoustique du résonateur et l'émission qui en résulte. (cf. [Eveno et al., 2012])

cela, toutes les tonalités ne sont toujours pas aussi facilement accessibles et la clarinette est principalement utilisée sous forme d'un jeu de 3 versions transpositrices, dans les tonalités de Ut, Sib et La. Il apparaît donc plus simple au musicien d'apprendre à transposer en changeant d'instrument que de tenter des enchaînements de doigtés compliqués et risqués.



FIGURE 1.4: *En première position un exemplaire de clarinette 13 clés d'Iwan Muller. Ensuite et dans l'ordre chronologique, des améliorations ont été apportées par les systèmes de clarinettes Baermann, Albert et Oehler, le dernier représentant du système Allemand. En 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} position, respectivement.*

La figure 1.4, montre quelques évolutions de ce système qui ont permis d'aboutir au système Oehler Allemand, encore fréquemment utilisé de nos jours. D'ailleurs, le système Baermann (et sa méthode [Baermann, 1864]) a connu son apogée vers la fin du XIX^e siècle et il a été repris par le système Albert, très utilisé par les joueurs de musique Jazz et des Balkans dès le début du XX^e.

1.1.4 La clarinette système Boehm

Quelques décennies après la création d'Iwan Müller, Théobald Boehm développe un système de clés pour la flûte traversière permettant d'inclure des trous de note plus larges (les doigts seuls ne peuvent pas recouvrir la totalité de l'ouverture), ce qui lui conférait la faculté de jouer à des dynamiques plus élevées et de se faire entendre dans l'orchestre. Ce système a été repris et adapté⁶ à la clarinette

6. le principe de l'élargissement des trous latéraux n'a pas été conservé sur la clarinette.

par Hyacinthe Klosé dans les années 1840, avec l'aide de Louis-Auguste Buffet. Ce système comporte un réseau de 19 clés plus ou moins complexes, certaines ayant la possibilité d'interagir entre elles en fonction des combinaisons du musicien, comme le montre la figure 1.5. Ce système de clés n'a quasiment pas changé depuis sa création et reste le plus utilisé encore à ce jour. Cette clarinette soprano est majoritairement représentée par sa version en $B\flat$ mais la clarinette en A est parfois utilisée en fonction du répertoire et de la tonalité de l'œuvre. La clarinette soprano possède maintenant 24 trous (tablature sur-configurée), mais contrairement à la clarinette baroque chaque trou n'est utilisé qu'une seule fois comme premier trou du réseau. Même si on ne trouve quasiment plus de doigté en configuration libre $[F_2, F\sharp_2]$ dans cette tablature les trous fermés après le premier trou ouvert ne servent pas à abaisser la note d'un précédent doigté, comme c'était le cas avec un doigté de fourche.

En quelques lignes, pour analyser la tablature de la clarinette système Boehm et la contribution nouvelle de ces clés, on peut introduire la notion de clés bémols et de clés dièses. Une clé bémol est actionnée pour abaisser la note en fermant un trou dirigé vers la partie aval de l'instrument. Ce qui signifie que cette clé au repos est ouverte, contrairement aux clés dièses dont l'action ouvre un trou en amont dans le but de réduire la longueur effective de l'instrument. Les clés dièses, et les trous sur lesquels elles agissent, sont repérées par les encadrés verticaux dans la figure 1.5 et, comme expliqué précédemment, ne sont actionnées qu'une seule fois, car chaque trou ne se présente qu'une seule fois dans la configuration de premier trou ouvert du réseau. Le trou de note actionné par ce type de clé est alors toujours fermé lorsque l'on remonte la gamme, ce qui rend impossible la construction d'une tablature logique.

Les parties de la tablature en fond de couleur représentent les actions de chacun des doigts de la main gauche (en rouge) et de la main droite (en bleu). On remarque aisément que tous les doigts sont mobilisés sur les clés bémols exclusivement pour pouvoir jouer la note la plus grave de l'instrument. En bas de la colonne est inscrit le numéro du doigt correspondant à une position, du pouce (1) à l'auriculaire (5). Les ! correspondent aux doigtés réalisés sur les clés situées au côté de l'instrument (clés de cadence) et actionnées par la base de l'index.

Un autre fait intéressant est la contribution des anneaux, qui fait la spécificité

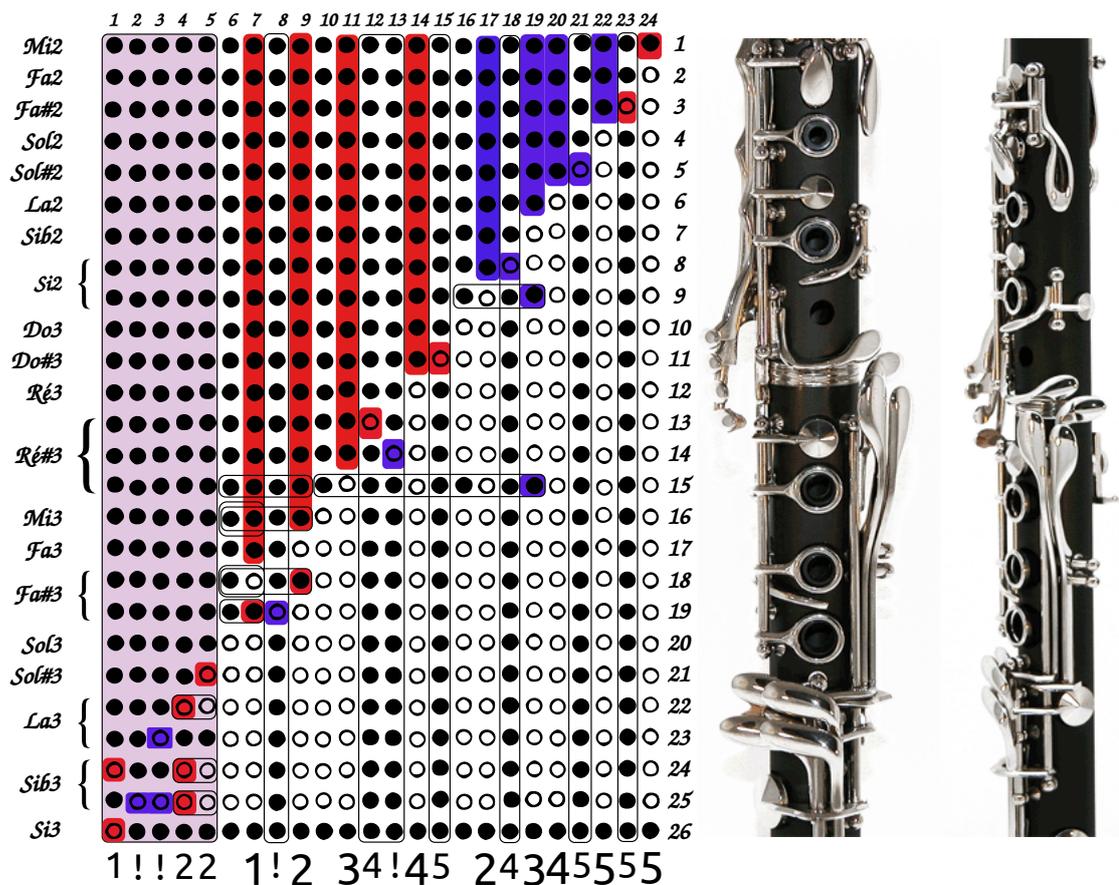


FIGURE 1.5: Tablature de la clarinette système Boehm. Les 24 trous de l'instrument sont actionnés par des clés dièses (encadrés verticaux) et bémols. Les actions de chaque doigt sur ces clés, du pouce (1) à l'auriculaire (5), sont représentées par les couleurs rouge (main gauche) et bleu (main droite). Les encadrés horizontaux sont relatifs à la contribution des anneaux, spécifique au système Boehm, et qui permet de délocaliser une action vers un autre trou de note.

du "système Boehm". Ils peuvent être considérés comme des clés relais et sont représentés par les encadrés horizontaux. Ici l'action sur une position donnée permet d'agir également sur une autre clé distante (soit dièse pour les doigtés plus aigus au Sol₃ ou soit bémol en dessous), comme le montre le deuxième doigté du Si₂, par exemple⁷. Sans entrer plus en détail dans sa complexité, ce système de clés permet cette fois à seulement neuf doigts⁸ d'agir sur les 24 trous de l'instrument,

7. Une action sur la clé du trou 19 permet de fermer la clé en 16 qui n'est alors jamais actionnée directement par un doigt.

8. Et donc seulement 9 actions maximum en simultané.

ce qui est une réelle prouesse. Il y a 19 trous jusqu'au G_3 où aucune action n'est nécessaire pour ce doigté, on note 9 clés bémols, 7 clés dièses et 3 clés relais ce qui nous fait bien 19 modifications possibles. Le seule justification aux 6 trous supplémentaires⁹ réside dans le fait qu'ils sont tous redondants et permettent à un doigté alternatif l'émission d'une note déjà définie (1 pour le Bb_3 , 1 pour le A_3 , 1 pour le $F\sharp_3$, 2 pour le $D\sharp_3$ et 1 pour le B_2). Ils ont une utilité purement ergonomique facilitant certains enchaînements difficiles, mais peuvent aussi bien être retirés et toujours permettre le jeu complet du premier registre de manière chromatique.

Pour ce qui est du deuxième registre, la table des doigtés en annexe C, révèle que les mêmes doigtés du premier registre sont utilisés jusqu'à la note $C\sharp_5$, à l'exception de la clé de registre qui est actionnée. Au delà de cette note, l'oscillation est portée par le troisième mode de vibration du conduit ce qui explique que les doigtés soient différents. D'ailleurs, un trou de registre peut être aussi utilisé comme un trou de note, que nous appelons : trou de registre dual. D'ailleurs on retrouve un trou de registre similaire sur le premier doigté de Bb_3 de la clarinette système Boehm et le doigté de a' de la clarinette baroque. Nous reviendrons sur ce sujet problématique dans la section la 3.2, mais les trous de registre duaux contribuent majoritairement à l'augmentation de l'inharmonicité des modes, ce qui peut perturber l'intonation.

Quelques essais d'amélioration de la clarinette système Boehm ont vu le jour par la suite, et tous ces contributeurs ont cherché à ce que le trou de registre soit dédié à sa seule fonction du saut de registre, autrement dit à l'affaiblissement du premier mode de résonance. On peut citer le système McIntyre de 1962 où les trois trous nécessaires au jeu des doigtés [$G\sharp_3$, A_3 et Bb_3] sont replacés dans l'alignement des trous principaux et actionnés différemment par les doigts de la main gauche. Le trou de registre est actionné de la même façon que sur la clarinette Boehm mais il est cette fois dédié. On retrouve également un trou de registre dédié sur la clarinette NX développée par le scientifique américain Arthur H. Benade : sa démarche expliquée, dans [Benade and Keefe, 1996], est un des premiers essais de conception méthodique.

Les paragraphes précédents montrent l'importance que les facteurs ont accordé

9. Rappelons qu'un premier registre de clarinette ne nécessite que 18 modifications.

aux mécanismes de contrôle de leur clarinette et à la réelle complexité d'analyse et de conception de ces systèmes, si on se réfère aux siècles qu'il a fallu pour aboutir à la version pérenne du système Boehm. Même si la position des trous et leurs dimensions ont une importance cruciale sur le contrôle de l'intonation et de l'émission, dont l'étude organologique requiert un ensemble de mesures et d'analyse de données physiques et psychophysiques, il est également difficile de le dissocier de sa mécanique de contrôle afin qu'il puisse obtenir la qualification d'instrument de musique.

La conception méthodique, dont il est question dans cette thèse, a la principale ambition d'étudier la géométrie d'un instrument dans le but d'invalidier les hypothèses sur le contrôle de l'intonation et de l'émission des notes de jeu. Avant tout, il est important de différencier la géométrie et l'organisation structurelle d'un instrument. La géométrie correspondant aux dimensions des éléments localisés (trou de registre, trou de note, discontinuité, etc ...), alors que la structure se réfère à l'ordre dans lequel apparaissent ces éléments de fonctions différentes le long de l'instrument. La conception méthodique de ces deux aspects nécessite des outils numériques de résolution bien dissemblables.

Un enchaînement logique de notes, même s'il n'existe pas de cléage adéquat, se prête particulièrement à la vérification des hypothèses de contrôle de l'intonation et des dynamiques de jeu. Des études sur les réseaux de trous latéraux [Benade, 1960, Nederveen et al., 1998] montrent également que la présence de divers types de doigtés de fourche dans une tablature peut générer des inhomogénéités au niveau des spectres d'impédance, que le musicien doit ensuite apprendre à corriger par le biais de son embouchure. Cependant la conception optimale d'un système de clés, jusqu'à présent réalisé de manière empirique, semble également envisageable méthodiquement.

1.2 La tablature logique

La tablature logique doit comporter au minimum 18 trous pour parcourir entièrement le premier registre. C'est ce que montre la figure 1.6, dont l'encadré noir constitue la base immuable de l'instrument. A cela, il serait également possible d'ajouter un ou plusieurs trous dédiés au jeu dans le second registre, et dont le nombre ne peut pas être connu *a priori*. La position d'un nœud de pression cor-

respondant au deuxième mode de résonance variant à chaque doigté, implique la présence d'un trou de registre optimal associé à chacun des trous de note. Le choix de placer et de composer une tablature à un seul trou de registre dédié (ou bien à deux comme sur le saxophone) réside donc d'un compromis. L'affaîssement du premier mode ne peut pas être complet, ce qui contribue également à favoriser la génération d'inharmonicité dans le premier registre (cf. [Debut et al., 2005]). Il est également possible d'ajouter des trous de pavillon à l'extrémité de l'instrument qui seront toujours ouverts et permettront de favoriser le rayonnement de l'instrument, comme dans le cas d'une étude précédente [Noreland et al., 2013], tout en conservant une perce cylindrique et une directivité cohérente dans les notes les plus graves (nous discuterons plus en détail de la réalisation de pavillon à trous dans la section 5.2.1.2).

En annexe D, on peut trouver quelques exemples des tablatures logiques possibles. Ils reprennent les cas de trous extra-registre, où des trous additionnels font se recouvrir deux registres entre eux, comme c'est le cas avec les doigtés extrêmes du saxophone, par exemple. On y trouve un autre exemple de tablature construite à partir du principe de l'étendue minimale de chaque registre. En effet, le premier registre nécessite 18 modifications minimales avant d'aboutir au second, qui lui n'a besoin que de 8 modifications pour réaliser l'intervalle de sixte qui le sépare du troisième registre. Cependant, nous ne traiterons ici que le cas d'une tablature dont les 18 trous minimums sont tous utilisés dans l'émission du premier et du second registre seul, comme c'est actuellement le cas sur la clarinette système Boehm (cf. figure 1.6).

Les tablatures d'instruments précédemment mentionnées, permettent de répertorier l'organisation des éléments localisés que sont les trous latéraux ouverts ou fermés pour chaque doigté. Même si la clarinette est considérée comme un instrument cylindrique, on y observe cependant des variations faibles, continues ou discontinues, des portions de guides insérées entre chacun de ces éléments. Les discontinuités peuvent également être considérées comme des éléments localisés à l'instar des trous latéraux et être répertoriées dans cette tablature. D'ailleurs, le barillet, placé à l'entrée de la clarinette, ajoute deux discontinuités de section.

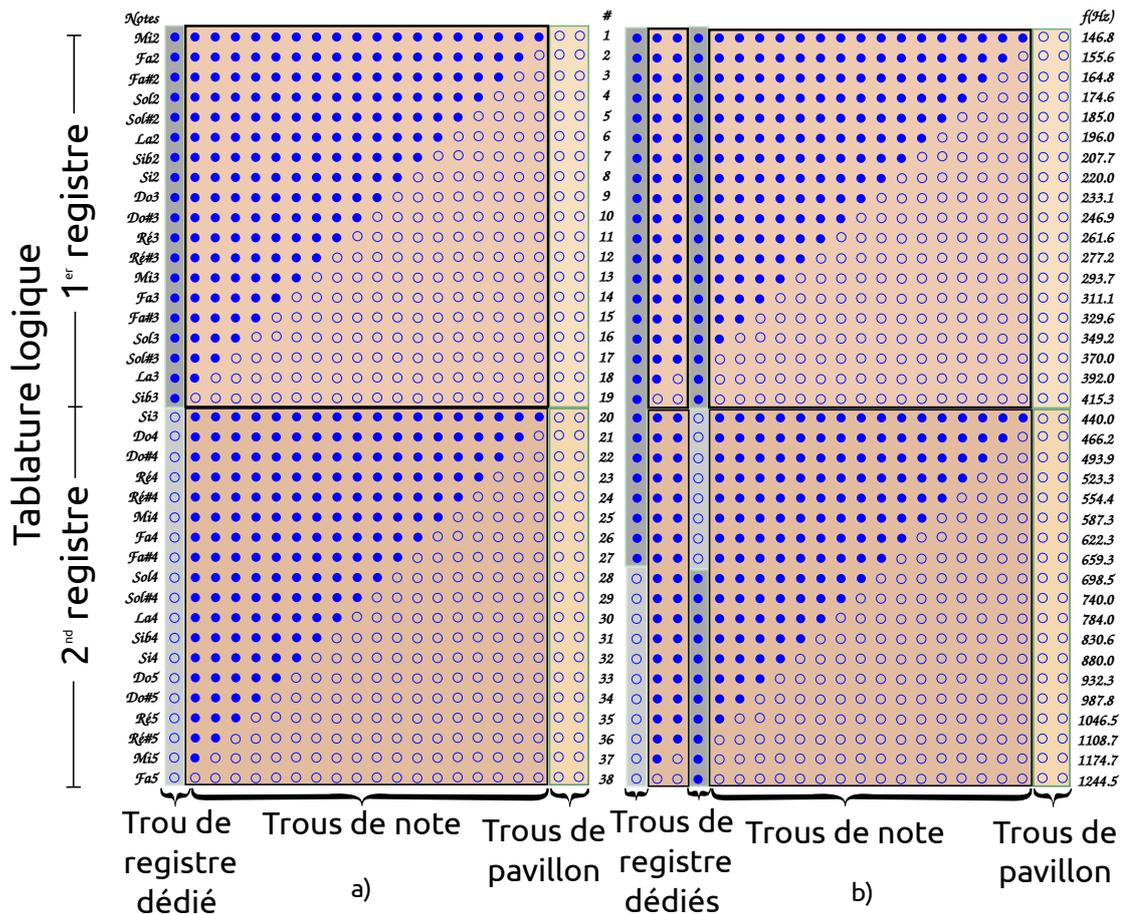


FIGURE 1.6: Deux exemples de tablature logique. En a), une tablature avec un seul trou de registre dédié et en b) avec deux trous de registre en 1^{ère} et 4^{ème} position. Lorsqu'il y a deux, ou plusieurs, trous de registre il faut également déterminer à quel doigté se fait le changement, dans cet exemple c'est au doigté 28.

Principes de fonctionnement d'une clarinette

2

2.1	La propagation guidée	33
2.1.1	Le mode plan	34
2.1.2	Pertes visco-thermiques aux parois	35
2.1.3	Modèle d'une portion cylindrique	36
2.1.4	Modèle d'une portion évasée	37
2.1.5	Discontinuité de section	38
2.2	Le rayonnement	39
2.2.1	Rayonnement de terminaisons idéales	40
2.2.2	Rayonnement d'un tube d'épaisseur finie	41
2.2.3	Rayonnement d'un trou latéral	42
2.2.4	Puissance rayonnée et applications à des diaphragmes de rayon variable	42
2.2.5	Décollement des couches limites à l'extrémité d'un tube	45
2.3	Trous latéraux	47
2.3.1	Modèle pour un trou latéral	49
2.3.2	Impédance symétrique : Z_s	49
2.3.3	Impédance anti-symétrique : Z_a	50
2.3.4	Décollement des couches limites dans les trous latéraux	51
2.3.5	Rayonnement d'un réseau de trous latéraux : fréquence de coupure et interactions externes	53
2.3.6	Méthode des matrices de transfert avec et sans interac- tion du champ externe	55
2.4	Conclusion sur les modèles acoustiques	57

Les récentes découvertes en acoustique permis d'éclaircir les mécanismes de production du son des instruments à vent, et notamment comment s'effectue la conversion de la surpression statique, établie par l'action du musicien, en énergie

acoustique par l'intermédiaire d'une boucle de rétroaction schématisée dans la figure 2.1. Le résonateur influe sur la dynamique du fluide à l'interface de couplage, matérialisée par l'anche et qui constitue le système excitateur. C'est l'interaction de ces deux éléments au sein de cette boucle, et la nature fortement non linéaire et instable du couplage, qui permet la génération d'auto-oscillations.

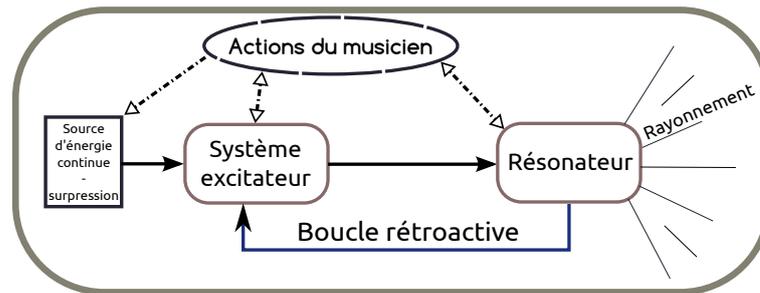


FIGURE 2.1: Représentation du mécanisme de production des auto-oscillations dans un instrument à vent. Les actions du musicien (flèches blanches) sont influencées par les retours acoustiques et haptiques de l'instrument en fonctionnement.

Dans le cadre de la conception méthodique d'une clarinette à tablature logique, nous faisons appel aux modèles physiques afin de prédire le plus précisément possible ses principales propriétés musicales. On peut citer l'écart de la fréquence de jeu à la fréquence nominale¹ qui est intimement liée aux fréquences des modes du résonateur et donc à sa géométrie de conduit. Les amplitudes des dynamiques acoustiques sont tout aussi importantes pour ce qui concerne la facilité d'émission d'une note. En effet, plus il y a de dissipation, sous diverses formes, et moins la boucle de rétroaction peut être alimentée, ce qui a un impact sur l'étendue de la production du régime périodique.

La première partie de cette section se propose de faire l'inventaire des lois de l'acoustique linéaire et non linéaire pour la propagation guidée en présence de trous latéraux, dans le but d'aboutir à une méthode d'estimation de l'impédance, suffisamment précise et peu coûteuse en temps de calcul, se basant sur la concaténation des matrices biportées de chacun des éléments de géométrie de l'instrument (cf. par exemple [Caussé et al., 1984, Keefe, 1990, Hélie, 2002]). Dans la seconde

1. Autre terme pour définir les fréquences de la gamme tempérée accordées au diapason du $A_3 = 440\text{Hz}$. Celles qui correspondent à la tessiture de la clarinette logique sont mentionnées dans la figure 1.6.

partie, nous définissons des solutions simples aux systèmes d'équations de couplage du système excitateur afin de proposer des formulations approchées de l'intonation en fonction des paramètres de contrôle de l'embouchure d'un musicien et en fonction des propriétés dynamiques de l'anche et de l'instrument.

Cette section détaille le fonctionnement de chacun des éléments du résonateur acoustique présent dans la colonne d'air de l'instrument. La description des phénomènes acoustiques au sein de cette colonne d'air fait appel à des outils de modélisation des systèmes continus. Les propriétés élastiques et d'inertie des éléments de fluide permettent à une perturbation acoustique de se propager à l'intérieur de ce guide circulaire dont chacune des dimensions sont finies. Lorsque cette onde acoustique rencontre une de ces extrémités, en fonction de la nature de l'interface, une partie de l'énergie acoustique est alors transmise vers le second milieu et le reste est réfléchi et se propage en sens inverse. Les interférences entre les ondes se propageant en sens opposés, favorisent l'amplification ou l'atténuation des compressions ou des déplacements de ce fluide à différents endroits de la colonne d'air et ainsi permettent l'établissement d'ondes stationnaires.

2.1 La propagation guidée

Sans pertes Ce type de propagation est un cas particulier de l'acoustique en espace clos à trois dimensions. Pour un fluide idéal et en absence de source, les lois de l'acoustique se déduisent de l'équation d'Euler linéarisée,

$$\partial_t \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot p = \vec{0}, \quad (2.1)$$

et de l'équation de conservation de la masse,

$$\partial_t p + \rho c^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0, \quad (2.2)$$

où ρ correspond à la densité du fluide au repos qui dépend directement de sa température d'après l'approximation, $\rho \simeq 1.2929 * T_0 / T$ [Pierce et al., 1981, Chaigne and Kergomard, 2008]. Ces équations font intervenir les grandeurs pression p et vitesse \vec{v} acoustique d'une particule élémentaire de fluide au repos, soumis à la pression atmosphérique $p_0 \simeq 1024hPa$ et hors écoulement. La célérité de propagation du son dans l'air sec c dépend également de la température d'après la relation, $c = 331.45 \sqrt{T/T_0}$ dont la précision est donnée dans [Eveno, 2012] où $T_0 = 273.15K$ correspond à

la température en Kelvin à 0° Celsius et T la température de l'air (en K). Célérité acoustique et densité de l'air sont reliées par la compressibilité de l'air, ρc^2 , qui est supposée indépendante de la température. L'hygrométrie et le taux de CO_2 dans l'air expiré sont également susceptibles de modifier cette célérité (cf. par exemple [Zuckerwar, 2002, Coltman, 1979, Fuks, 1996]). De ces 2 équations découle l'équation de propagation des ondes acoustiques sans pertes pour la pression,

$$\Delta p + \frac{1}{c^2} \partial_t^2 p = 0. \quad (2.3)$$

2.1.1 Le mode plan

Le mode plan de conduit infini est un cas particulier de solution propagative de l'acoustique en espace clos à deux dimensions, et infini dans la troisième. La géométrie cylindrique de la clarinette nécessite de traiter ce problème dans un espace de coordonnées adéquat. Les ouvrages généraux d'acoustique [Bruneau, 1998] démontrent que les solutions de l'équation de propagation en coordonnées cylindriques sans écoulement sont des fonctions de Bessel de première espèce, compte tenu de la condition de champ fini sur l'axe du cylindre. L'autre condition aux limites implique la relation de dispersion. Compte tenu des conditions aux frontières aux parois de type Neumann, le mode plan (uniforme) est une solution non dispersive, la seule qui soit propagative jusqu'à la première fréquence de coupure, $\omega_0 = 1.84c/a$ où a est le rayon du cylindre, tous les modes, autres que le mode plan, sont évanescents et décroissent exponentiellement dès l'entrée du guide. Leurs effets peuvent la plupart du temps être ignorés, mais on observe à chaque changement de milieu une "reformation" de ces modes au niveau de l'interface, lors d'une discontinuité de section par exemple, dont l'influence sur le mode plan est décrit dans [Kergomard and Garcia, 1987] et se traduit par l'ajout d'une masse acoustique en série (dont la formulation est donnée ci-après). Le rayon moyen de la perce de clarinette est de 7.5mm , hors pavillon, et cette fréquence de coupure est donc très élevée, autour de 13.4 kHz. Ceci permet de ne considérer que le mode plan pour la dimension longitudinale dans la suite de l'analyse.

2.1.2 Pertes visco-thermiques aux parois

Le principal effet dissipatif aux parois du conduit est dû aux pertes visco-thermiques, détaillées dans [Kirchhoff, 1868, Tijdeman, 1975], qui s'expliquent par le cisaillement entre le fluide et la surface supposée parfaitement rigide, et lisse, et impose une vitesse tangentielle et une température acoustique nulles à l'interface. Dans le cas du seul mode plan, qui s'écrit à l'aide du formalisme de [Zwikker and Kosten, 1949] des impédances et admittances linéiques pour les grandeurs (moyennées à travers la section du tube) de pression (notée $P(x, \omega)$) et de vitesses acoustiques (si $U(x, \omega)$ est le débit acoustique) et passées dans le domaine fréquentiel,

$$\partial_x P = -Z_v U \text{ et } \partial_x U = -Y_t P, \quad (2.4)$$

où

$$Z_v = j \frac{\omega \rho}{S} \left[1 + \frac{2\sqrt{-j}}{r_v} - \frac{3j}{r_v^2} \right] \text{ et } Y_t = j \frac{\omega S}{\rho c^2} \left[1 + (1.402 - 1) \left(\frac{2\sqrt{-j}}{r_t} + \frac{j}{r_t^2} \right) \right], \quad (2.5)$$

sont les développements asymptotiques au second ordre de l'impédance et de l'admittance linéique, respectivement. $S = \pi a^2$, correspond à la section du conduit. Ceci permet d'aboutir à la constante de propagation,

$$\Gamma = \sqrt{Z_v Y_t} = \frac{\omega}{c} \left[\alpha + j \frac{c}{v_\varphi} \right] \text{ avec } \alpha = \frac{\alpha_1}{r_v} + \frac{\alpha_2}{r_v^2} \text{ et } \frac{c}{v_\varphi} = 1 + \frac{\alpha_1}{r_v} \quad (2.6)$$

où v_φ est la vitesse de phase de l'onde propagative, r_v et r_t sont les nombres de Stokes correspondant au rapport du rayon du conduit à l'épaisseur des couches limites (cf. p.212 de [Chaigne and Kergomard, 2008]). Avec les constantes d'atténuation $\alpha_1 = 1.044$ et $\alpha_2 = 1.080$. Considérer ces pertes signifie que le mode plan ne l'est plus réellement, car le profil des vitesses acoustiques tend vers 0 à la paroi. On peut noter l'existence encore mal connue, d'autres effets dissipatifs de moindre importance, mais pas tout à fait négligeables, telles que la porosité ou la rugosité de la paroi. D'après les jugements de musiciens, l'essai d'instruments fabriqués dans des bois plus poreux, tels que le buis ou le poirier, semble plus difficile. L'implication de la porosité de bois de facture sur les effets dissipatifs lors de la propagation acoustique, n'a pas été mis en évidence par l'expérience pour le moment. La rugosité de surface ne semble pas pour l'instant être identifiable expérimentalement par le biais du dispositif de mesure d'impédance et le cadre de faible niveau d'excitation qu'il induit (cf. [Vauthrin, 2012]).

2.1.3 Modèle d'une portion cylindrique

En considérant des conditions aux limites à chaque extrémité de la direction de propagation, et donc la superposition de deux sens de propagation pour les ondes, le champ de pression et de débit dans le conduit s'écrit,

$$P = P^+ e^{-\Gamma x} + P^- e^{\Gamma x} \text{ et } U = \frac{\Gamma}{Z_v} \left[P^+ e^{-\Gamma x} - P^- e^{\Gamma x} \right], \quad (2.7)$$

d'après l'éq.(2.4), avec l'impédance caractéristique $Z_c = \sqrt{Z_v/Y_t} = Z_v/\Gamma \simeq \rho c/S$, à l'ordre zéro du nombre de Stokes. P^+ et P^- sont les amplitudes complexes des ondes se propageant en sens opposés. On peut donc ensuite représenter les fonctions de transfert entre pression et débit à deux endroits distincts dans le conduit cylindrique à l'aide de la relation de biporte,

$$\begin{pmatrix} P(x_1, \omega) \\ U(x_1, \omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\Gamma L) & Z_c \sinh(\Gamma L) \\ Z_c^{-1} \sinh(\Gamma L) & \cosh(\Gamma L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(x_2, \omega) \\ U(x_2, \omega) \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

avec $L = x_2 - x_1$. Son impédance d'entrée, notée Z_e , s'exprime alors :

$$Z_e = Z_c \tanh \left[\Gamma L + \text{Arctanh} \left(\frac{Z_2}{Z_c} \right) \right]. \quad (2.9)$$

Cette représentation modulaire est très pratique car elle permet de traiter la propagation dans des conduits de diverses formes par la concaténation de chaque matrice du biporte équivalent. L'impédance en un point du résonateur peut alors être déduite si tous les modules correspondant aux éléments géométriques et l'impédance à l'extrémité sont connus. Pression et débit en entrée d'un résonateur constitué de N éléments modulaires s'écrit,

$$\begin{bmatrix} P_e \\ U_e \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^N \mathbf{M}_i \begin{bmatrix} Z_r \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

où $Z_e = P_e/U_e$ est l'impédance d'entrée du résonateur, et Z_r une impédance terminale, qui correspond généralement à la condition de rayonnement, dont quelques cas sont présentés ci-après dans la section 2.2. Il n'est pas nécessaire de déterminer le débit de sortie dans l'éq.2.10, qui est choisi égal à l'unité, car c'est le rapport $Z_r = P_r/U_r$ qui est connu. Chaque matrice biporte \mathbf{M}_i représente la propagation dans différents types d'éléments géométriques étendus comme des portions de guides acoustiques en assurant la continuité des pressions et débits à leur entrée et sortie. Ce formalisme, appelé méthode des matrices de transfert (TMM en anglais pour Transfer Matrix Method), peut être utilisé également dans le cas d'éléments localisés comme un trou latéral ou une discontinuité de section.

2.1.4 Modèle d'une portion évasée

La propagation dans un guide à section lentement variable et prenant en compte les pertes visco-thermiques aux parois est décrite par l'équation de Webster-Lokshin pour la pression, d'après [Hélie, 2002] p.56 et par exemple [Hélie, 2003, Webster, 1919] :

$$\partial_\ell^2 p(\ell, t) + \frac{2\mathcal{R}'(\ell)}{\mathcal{R}(\ell)} \partial_\ell p(\ell, t) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 p(\ell, t) - \frac{2K_{vh} \sqrt{1 - \mathcal{R}'(\ell)^2}}{c^{3/2} \mathcal{R}} \partial_t^{3/2} p(\ell, t) = 0. \quad (2.11)$$

Cette équation est représentée dans un espace de coordonnées spécifique où ℓ correspond à l'abscisse curviligne sur la paroi de l'onde sphérique de pression $p(\ell, t)$. \mathcal{R} correspond au rayon du conduit repéré par ℓ et K_{vh} est le terme lié aux pertes visco-thermiques, par $K_{vh} = \sqrt{l_v} + (\gamma - 1)\sqrt{l_h}$. γ correspond au rapport des chaleurs spécifiques, l_v et l_h les épaisseurs couches limites des effets visqueux et thermiques, respectivement (cf. p.212 [Chaigne and Kergomard, 2008]). La matrice d'un élément de conduit à courbure constante s'écrit alors,

$$\begin{pmatrix} P(\ell_1, s) \\ V(\ell_1, s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\mathcal{R}(\ell_1)}{\mathcal{R}(\ell_2)} \left[\cosh(\Gamma L) + \zeta_{\ell_1} \frac{\sinh(\Gamma L)}{\Gamma} \right] & -\frac{\mathcal{R}(\ell_1)}{\mathcal{R}(\ell_2)} \rho s \frac{\sinh(\Gamma L)}{\Gamma} \\ \frac{\mathcal{R}(\ell_1)}{\mathcal{R}(\ell_2)} \frac{1}{\rho s} \left[(\zeta_{\ell_2} - \zeta_{\ell_1}) \cosh(\Gamma L) + (\zeta_{\ell_2} \zeta_{\ell_1} - \Gamma^2) \frac{\sinh(\Gamma L)}{\Gamma} \right] & \frac{\mathcal{R}(\ell_1)}{\mathcal{R}(\ell_2)} \left[\cosh(\Gamma L) - \zeta_{\ell_2} \frac{\sinh(\Gamma L)}{\Gamma} \right] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P(\ell_2, s) \\ V(\ell_2, s) \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

où $V(\ell, s)$ correspond à la transformée de Laplace de la vitesse acoustique au point d'abscisse curviligne ℓ . La distance à la paroi, $L = \ell_2 - \ell_1$, entre les abscisses curvilignes. $\zeta_\ell = \mathcal{R}'(\ell)/\mathcal{R}(\ell)$, et la constante de propagation s'écrit,

$$\Gamma = \sqrt{\left(\frac{s}{c}\right)^2 + 2\varepsilon \left(\frac{s}{c}\right)^{3/2} + \Upsilon}, \quad (2.13)$$

exprimée selon la variable de Laplace s , qui est un nombre complexe homogène à une pulsation. Le terme de perte $\varepsilon = K_{vh} \sqrt{1 - \mathcal{R}'(\ell)^2}/\mathcal{R}(\ell)$ et $\Upsilon = \mathcal{R}''(\ell)/\mathcal{R}(\ell)$ est le coefficient d'inflexion, constant le long de la portion L . La matrice biporte équivalente d'une portion conique est un cas particulier des équations précédentes, avec $\Upsilon = 0$.

2.1.5 Discontinuité de section

On rencontre fréquemment des discontinuités de section dans les résonateurs d'instrument. Le barillet de la clarinette système Boehm est un bon exemple. Il permet de raccorder le bec au corps du haut de l'instrument et au musicien de s'accorder en modifiant l'emboîture. Il est souvent de forme cylindrique bien que certains fabricants proposent des barillets à profils coniques. Il fait environ 3 cm de long en moyenne et son rayon est généralement réduit de quelques dixièmes de millimètres par rapport au rayon de sortie du bec et de l'entrée de l'instrument. La discontinuité de section peut être caractérisée par le coefficient de réflexion qui donne la proportion de l'onde aller sur l'onde retour à une interface entre deux milieux semi-infinis. Il s'écrit,

$$R(x, \omega) = \frac{P^-}{P^+} e^{j\pi - 2\Gamma x} \text{ et donc } R(x_1, \omega) = R(x_2, \omega) e^{2\Gamma L}, \quad (2.14)$$

dans le cas d'une interface, en $x = 0$, entre deux conduits semi-infinis d'impédance $\rho c/S_1$ et $\rho c/S_2$. D'après l'éq.(2.7), le module du coefficient de réflexion à l'interface s'exprime ainsi,

$$|R_0| = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2}, \quad (2.15)$$

en raison de la continuité des débits et supposent celle des pression moyennes.

Le coefficient de réflexion et l'impédance en un point x sont reliés par la relation,

$$\frac{Z(x, \omega)}{Z_c} = \frac{1 + R(x, \omega)}{1 - R(x, \omega)} \text{ et réciproquement, } R(x, \omega) = \frac{\frac{Z(x, \omega)}{Z_c} - 1}{\frac{Z(x, \omega)}{Z_c} + 1}. \quad (2.16)$$

Une discontinuité de section correspond à un changement brutal de l'impédance caractéristique, à l'instar d'un changement de milieu, mais induit également une formation d'ondes évanescentes qui agissent à basse fréquence comme une masse acoustique, d'après la formulation issue de [Kergomard and Garcia, 1987],

$$M_d = \frac{4\varepsilon^2}{\pi^2} \left[-0.49198 \ln(\varepsilon) + 0.50349 - 0.376246\varepsilon^2 - 0.852222\varepsilon^2 \ln(\varepsilon) \right] \frac{\rho}{a_{n-1}}, \quad (2.17)$$

avec a_{n-1} le rayon de la portion cylindrique la plus proche de l'entrée et $\varepsilon = 1 - a_{n-1}/a_n$. Cette formule n'est valide que pour $a_{n-1}/a_n \geq 0.55$, ce qui est souvent le cas dans les instruments de musique. La matrice d'un tel élément en série s'écrit alors :

$$\mathbf{M}_{dis} = \begin{pmatrix} 1 & j\omega M_d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

Dans le cas d'un conduit cylindrique fini, la présence d'une discontinuité localisée à une distance ℓ de l'entrée peut être considérée comme une correction de longueur, comme dans le paragraphe précédent, qui cette fois varie avec la fréquence, d'après les équations proposées dans [Debut et al., 2005] et génère de l'inharmonicité inter-résonance,

$$k\Delta\ell = \frac{\alpha - 1}{2}\sin(2k\ell) \text{ et } IH \simeq 1 + \frac{4}{3\pi}(\alpha - 1)\sin^3(2k_1\ell). \quad (2.19)$$

Où $\alpha = S_2/S_1$, $k = \omega/c$, l'inharmonicité $IH = f_n/(nf_1)$ et f_1 est la fréquence du premier mode de résonance du tube. Les articles [Doc et al., 2014, Dalmont et al., 1995] montrent que l'inharmonicité a tendance à rendre l'intonation plus instable, voire à favoriser la génération d'un régime quasi-périodique. C'est principalement pour cette raison que les sauts de section seront ensuite autorisés dans la phase de développement de l'instrument logique car il ajoute un degré de liberté supplémentaire pour pouvoir atteindre l'inharmonicité ciblée (cf. section 4.1).

2.2 Le rayonnement

Le rayonnement de l'instrument est un aspect très important car il intervient à différents niveaux dans l'ensemble des informations que l'instrument renvoie au musicien, c'est-à-dire aussi bien haptiques que sonores. En effet, c'est cet aspect qui entre en ligne de compte pour le traitement de la plus grande interface entre le conduit de l'instrument et le milieu extérieur. D'ailleurs du point de vue du mode plan, et de son impédance caractéristique $Z_c = \rho c/S$, lors du passage vers un milieu externe *a priori* vaste et théoriquement infini, fait tendre la section à travers laquelle est déterminé le débit acoustique vers l'infini et par conséquent un Z_c dévient théoriquement nul du point de vue du résonateur. En réalité, l'impédance spécifique caractéristique en champ infini d'une sphère pulsante, définie par le rapport de la pression sur la vitesse acoustique, tend aux basses fréquences vers la valeur ρc . Dans le cas d'une extrémité cylindrique rayonnant dans un tel espace, et en se référant à l'éq.(2.16), le module du coefficient de réflexion au niveau de l'interface est donc très proche de l'unité aux basses fréquences. Ceci signifie qu'un résonateur cylindrique a un rendement extrêmement faible et heureusement pour nos oreilles car les niveaux de pressions à l'intérieur du conduit, qui sont de l'ordre de la pression statique dans la bouche du musicien, peuvent atteindre 10 kPa pour

la clarinette, soit 174 dB (SPL) ! On remarque également que si l'impédance terminale tend vers Z_c , ce qui correspond à une adaptation d'impédance, la transmission vers le second milieu est totale. Par conséquent, il n'y a plus de rétropropagation dans le tube, ce qui correspond à une condition aux limites, dite de Sommerfeld, et empêche alors l'établissement d'ondes stationnaires et donc au résonateur ... de résonner. Nous voyons que la condition d'impédance terminale est cruciale pour assurer à l'instrument la faculté d'émettre suffisamment dans le champ externe tout en laissant la possibilité au résonateur de porter l'auto-oscillation. Il s'agit là d'un compromis.

2.2.1 Rayonnement de terminaisons idéales

Le rayonnement de l'extrémité d'un tube a été abordé dans des configurations idéales en espace infini et semi-infini. Ce qui revient à considérer un tube d'épaisseur nulle et un tube terminé par un écran infini. Ils ont été traités analytiquement par [Levine and Schwinger, 1948, Nomura et al., 1960, Norris and Sheng, 1989] dont on peut tirer les formulations asymptotiques pour les faibles nombres de Helmholtz, $ka \ll 1$ ². Pour un tube terminé par un écran infini les effets réactifs dus à la naissance d'ondes évanescentes s'écrivent par l'intermédiaire de la correction de longueur du coefficient de réflexion (éq.2.14),

$$\tilde{\delta}_\infty = \delta_\infty \left[1 + \frac{(0.77ka)^2}{1 + 0.77(ka)} \right]^{-1}, \quad (2.20)$$

avec $\delta_\infty = 0.8216a$ la valeur asymptotique de la correction de longueur aux basses fréquences. Le module du coefficient de réflexion s'écrit ensuite,

$$|R_\infty| = \frac{1 + 0.323ka - 0.077(ka)^2}{1 + 0.323ka + (1 - 0.077)(ka)^2}. \quad (2.21)$$

De même pour le cas d'une terminaison sans écran la correction de longueur s'exprime avec une précision de 1% par l'ajout d'un terme correctif et pour $ka < 1.5$.

$$\tilde{\delta}_0 = \delta_0 \left[\frac{1 + 0.044(ka)^2}{1 + 0.19(ka)^2} - 0.02\sin^2(2ka) \right], \quad (2.22)$$

et $\delta_0 = 0.6133a$. La formulation approchée du module du coefficient de réflexion s'exprime ensuite ainsi,

$$|R_0| = \frac{1 + 0.2ka - 0.084(ka)^2}{1 + 0.2ka + (0.5 - 0.084)(ka)^2}. \quad (2.23)$$

2. Pour la note B_3 de la clarinette ayant sa fréquence fondamentale à 440 Hz, $ka \simeq 0.06$.

Plus généralement, on écrit ces expressions avec leur valeurs asymptotiques pour l'impédance,

$$\frac{Z_{r_\infty}}{Z_c} = A_\infty(ka)^2 + jk\delta_\infty, \text{ avec } A_\infty = \frac{\ln(|R_\infty|)}{2(ka)^2} \simeq \frac{1}{2}, \quad (2.24)$$

pour le tube avec écran infini et,

$$\frac{Z_{r_0}}{Z_c} = A_0(ka)^2 + jk\delta_0, \text{ avec } A_0 = \frac{\ln(|R_0|)}{2(ka)^2} \simeq \frac{1}{4}, \quad (2.25)$$

pour le cas sans écran.

2.2.2 Rayonnement d'un tube d'épaisseur finie

Le rayonnement de ce type de cas intermédiaire n'a pas été résolu analytiquement. Cependant, les investigations numériques (par différences finies et éléments finis) de Dalmont *et al.* [Dalmont *et al.*, 2001], ont permis d'aboutir à une formulation approchée, vérifiée par l'expérience. D'après les équations qui suivent, on s'aperçoit que la correction de longueur prend également des valeurs intermédiaires des cas extrêmes dont l'ignorance peut entraîner des écarts de quelques millimètres. Cet article met en évidence que le coefficient de réflexion au niveau de l'interface est perturbé par les ondes se réfléchissant à l'extrémité de l'écran fini. Ces effets semblent cependant négligeables dans notre cas. La formule approchée pour un écran fini est alors déterminée à partir d'une correction de longueur complexe $\tilde{\delta}^*$ reliée au coefficient de réflexion par,

$$R = e^{j(\pi - 2k\tilde{\delta}^*)} \text{ avec } \tilde{\delta}^* = \tilde{\delta} + j\frac{\ln(|R|)}{2k}, \quad (2.26)$$

d'après éq.(2.14). La correction de longueur complexe de rayonnement pour un écran fini (sans prendre en compte des réflexions aux bords), issue de [Dalmont *et al.*, 2001] s'écrit alors,

$$\tilde{\delta}_{fini}^* = \tilde{\delta}_\infty^* + \frac{a}{r_e}(\tilde{\delta}_0^* - \tilde{\delta}_\infty^*) + 0.057\frac{a^2}{r_e} \left[1 - \left(\frac{a}{r_e} \right)^5 \right], \quad (2.27)$$

où r_e correspond au rayon de l'écran fini. Les indices $\tilde{\delta}$ et $*$ de chaque coefficient permettent d'exprimer leur dépendance fréquentielle et leur nature complexe, respectivement. Cette expression est donnée avec une précision de $\pm 0.02a$ pour des limites de validité de $a/r_e \geq 0.2$, $ka \geq 1.5$ et $kr_e \geq 3.5$. Si on considère que généralement l'épaisseur du matériau e est de l'ordre du rayon de la terminaison

cylindrique a soit $a + r_e = e \simeq 15\text{mm}$, ces limites fréquentielles sont très hautes dans un cas de la facture instrumentale, autour de 12 kHz. A plus basse fréquence, la partie imaginaire de $\tilde{\delta}_{f_{ini}}^*$ tend vers un comportement correspondant au cas sans écran, ce qui nous permet de réduire l'éq.(2.27) pour l'impédance de rayonnement et notre étude, à sa partie réelle seulement. Ainsi,

$$\frac{Z_{r_{f_{ini}}}}{Z_c} = A_0(ka)^2 + jk\tilde{\delta}_{f_{ini}}. \quad (2.28)$$

Une récente étude [da Silva et al., 2012] s'appuyant sur des méthodes numériques, a proposé une formulation approchée d'ordre plus élevé et sur une plage de validité étendue.

2.2.3 Rayonnement d'un trou latéral

Le précédent paragraphe nous a permis de traiter le cas du rayonnement à l'extrémité d'un cylindre. Pour trou latéral en dérivation il est communément admis que son comportement est plus proche d'une extrémité sans écran [Nederveen et al., 1998, Lefebvre and Scavone, 2012]. L'impédance terminale de chaque trou latéral est alors calculée avec l'éq.2.25. Cependant, les auteurs de l'article [Dalmont et al., 2001] (qui complète cet article [Benade and Murday, 1967]) ont également proposé une formule approchée à basse fréquence de la correction de longueur pour le rayonnement d'un trou latéral,

$$\delta_{tr} = 0.822 - 0.47 \left[\frac{b}{a + e} \right]^{0.8}, \quad (2.29)$$

où b est le rayon du trou latéral. Les auteurs s'accordent pour supposer le terme dissipatif très semblable au cas sans écran A_0 . Une clé placée suffisamment près de la sortie du trou latéral influe également sur cette impédance de rayonnement et notamment sur sa partie réactive d'après les formules approchées données par [Dalmont et al., 2001] et dont la précision est vérifiée expérimentalement dans [Eveno, 2012]. Seulement, cela ne se rencontre pas sur une clarinette logique, qui n'a pas de clés.

2.2.4 Puissance rayonnée et applications à des diaphragmes de rayon variable

Ce paragraphe permet d'introduire la notion de puissance acoustique et l'influence des dimensions d'un trou sur cette quantité. L'étude développée ici, a été me-

née dans le cadre de cette thèse et a fait l'objet d'une publication [Guilloteau et al., 2015].

La puissance acoustique est déterminée par le produit de la pression et de la vitesse acoustique dans le temps. Généralement, on représente sa moyenne temporelle sur une période à travers sa section, S , et dans le domaine fréquentiel, ce qui donne,

$$\mathcal{P}_r = \frac{1}{2} \Re(Z_r) |U_r|^2 = \frac{1}{2} \Re(Y_r) |P_r|^2. \quad (2.30)$$

A partir de l'éq.(2.25) et pour une source monopolaire, l'impédance de rayonnement ne dépend pas du rayon de l'orifice et s'écrit,

$$\Re(Z_{r0}) = \frac{k^2 \rho c}{4\pi}. \quad (2.31)$$

Ceci amène à la question suivante : Comment la puissance rayonnée d'un instrument en situation de jeu est-elle modifiée par les dimensions d'un trou de note ? Pour tenter d'y répondre nous avons envisagé le cas plus simple d'un diaphragme, modélisant le trou rayonnant, à l'extrémité d'un cylindre, comme le représente la figure 2.2. Ce cas est assez similaire à celui d'un trou latéral aux très basses fréquences, étant donné que l'admittance de la partie aval tend vers 0 en basse fréquence, et permet de n'avoir à étudier qu'une seule source rayonnante. Par la méthode des

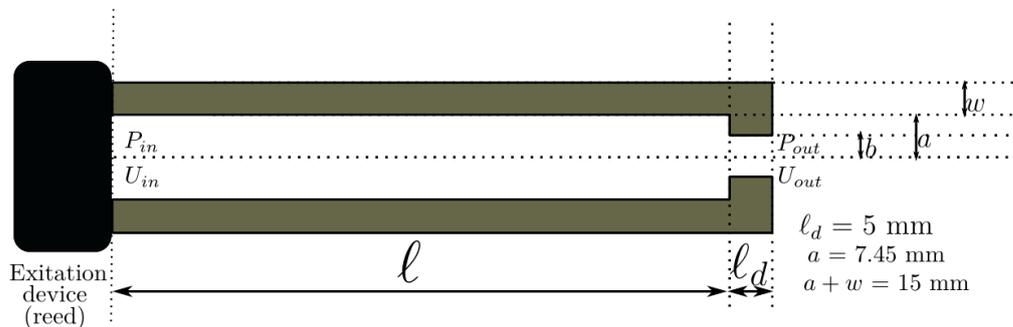


FIGURE 2.2: Géométrie du tube avec diaphragme. La longueur ℓ dépend du rayon b de l'orifice de façon que le premier mode de l'impédance d'entrée du tube soit identique, ici fixée à $f_1 = 250$ Hz.

matrices de transfert et en omettant les pertes visco-thermiques afin de simplifier l'approche, l'impédance d'entrée est déterminée par la concaténation de la portion de cylindre de longueur ℓ avec celle de longueur ℓ_d , suffisamment faible en relatif pour être considérée simplement comme une masse acoustique en série, et aboutissant sur l'impédance terminale de rayonnement précédemment mentionnée.

Comme l'impédance de rayonnement dépend exclusivement de la fréquence, il est indispensable, replacé dans le contexte de l'instrument en fonctionnement (cf. section suivante 3), que ce tube ait la même première fréquence de résonance f_1 quel que soit le rayon du diaphragme envisagé, qu'on obtient à l'aide de cette loi de variation pour ℓ ,

$$\ell = \frac{\pi}{2k_1} - \ell_{eq}, \quad (2.32)$$

où ℓ_{eq} est la longueur équivalente du diaphragme déduite de sa masse acoustique totale M_t qui prend en compte la discontinuité M_{disc} (cf. éq.(2.17)), la masse acoustique du diaphragme, $M_d \simeq \rho \ell_d / (\pi b^2)$, et la masse de rayonnement M_r , issue de l'éq.(2.28). Cette longueur équivalente s'exprime alors,

$$k \ell_{eq} = \text{Arctan} \left[\frac{\omega M_t}{Z_c} \right], \quad (2.33)$$

La longueur des portions cylindriques en amont des diaphragmes de rayons $b = [a, (6,5,4,3,2)mm]$ est déterminée d'après les équations précédentes. À présent, pour aboutir à la puissance rayonnée, définie par l'éq.(2.30), il reste à évaluer le débit de sortie qui dépend de la pression imposée en entrée par le système exciteur et le musicien. Cette fonction de transadmittance est déduite des matrices de transfert et s'exprime, pour le cas sans pertes et aux fréquences de résonance n (avec $f_n = (2n - 1)c / [4(\ell + \ell_{eq})]$), de la manière suivante,

$$\frac{U_{out}}{P_{in}} = \frac{-j}{Z_c} \cos(k_n \ell_{eq}). \quad (2.34)$$

A basse fréquence cette relation tend vers la constante $-j/Z_c$. A présent, et en revenant sur la formulation de la puissance rayonnée, on arrive alors à ce constat qui semble paradoxal : la puissance rayonnée ne dépendrait pas du rayon de l'orifice pour une même pression d'excitation.

La figure 2.3 (à droite) représente les modèles d'impédances d'entrée des résonateurs décrits précédemment pour les diaphragmes correspondants. L'ajout des pertes visco-thermiques met en évidence les premiers écarts à la théorie initiale. En effet, le rapport des rayons des diaphragmes à l'épaisseur de couche limite augmente avec la diminution du rayon, ce qui induit des effets dissipatifs légèrement supérieurs entre les rayons extrêmes ($\simeq 3dB$ sur le premier pic d'impédance). La figure 2.3 (à gauche) représente la puissance rayonnée rapportée à la puissance acoustique en entrée, ce qui permet de vérifier le rendement du résonateur comme

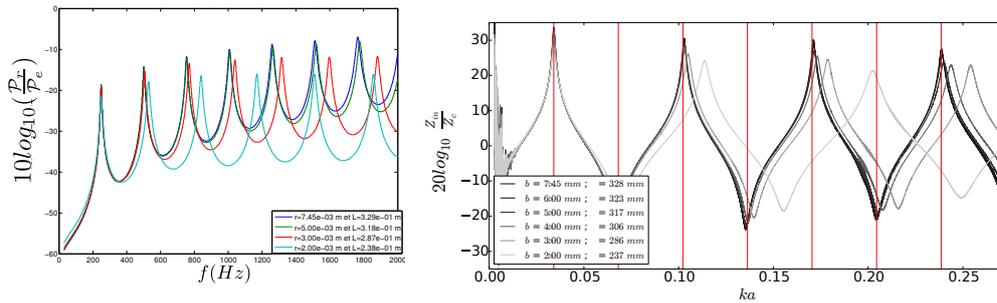


FIGURE 2.3: (à gauche) Rapport de la puissance rayonnée sur la puissance en entrée pour 4 configurations de diaphragmes. (à droite) Impédance d'entrée des 6 diaphragmes.

dans le cas d'un système forcé. On remarque que ce rapport pour le premier mode est quasiment de même amplitude dans les configuration extrêmes avec un écart de 3 dB maximum. Ces figures mettent en évidence l'inharmoncité qui est générée par le diaphragme. D'après l'éq.(2.33), la longueur équivalente du diaphragme a tendance à diminuer avec la fréquence, ce qui favorise l'inharmoncité positive, qui peut atteindre environ 200 cents pour le plus petit diaphragme de 2 mm.

La suite de l'article, propose d'évaluer la puissance rayonnée par ces géométries en condition d'auto-oscillation à l'aide d'outils numériques et expérimentaux, dont les principes seront abordés plus tard dans ce rapport et nous reviendrons alors sur cet exemple.

2.2.5 Décollement des couches limites à l'extrémité d'un tube

A des dynamiques élevées les lois de l'acoustique linéaire ne suffisent plus pour décrire précisément l'ensemble des phénomènes observables, notamment lorsque la vitesse acoustique moyenne se rapproche de la célérité du son, définie par le nombre de Mach, $M = v_r/c$. A la sortie d'un tube dont les bords sont saillants et pour des nombres de Mach élevé, la vitesse acoustique ne peut plus être tangente à la proximité des parois (écoulement laminaire) surtout au niveau de l'interface, il se produit alors un décollement des couches limites et la formation d'un jet et d'écoulement rotationnel (tourbillons), comme le montre la figure 2.6 pour un trou latéral. Deux types de comportement peuvent être observés en fonction de la nature entrante ou sortante du débit, comme le montrent les travaux de Disselhorst *et al.* [Disselhorst and Wijngaarden, 1980]. Les tourbillons générés pour un débit

entrant dans le tube sont considérés comme une diminution locale de la section, ce phénomène est appelé *vena contracta*. Les études réalisées par [Atig et al., 2004] montrent une évolution linéaire des pertes par décollement des couches limites en fonction du nombre de Mach et dont l'amplitude dépend de la nature saillante des bords, comme le montre la figure 2.4, ci-dessous. En considérant l'impédance

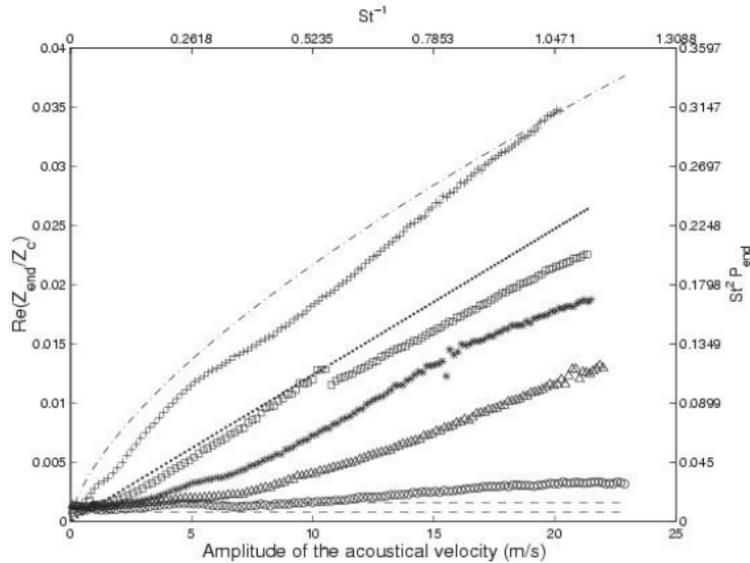


FIGURE 2.4: Partie réelle de l'impédance terminale d'un tube ouvert en fonction de la vitesse acoustique moyenne et pour plusieurs rayons de courbure r (figure issue de [Atig, 2004]). Les (+, □, *, △, ○) représentent les valeurs expérimentales pour des rayons de courbure : inexistant, $r < 0.01$ mm, $r = 0.3$ mm, $r = 1$ mm et $r = 4$ mm, respectivement. Les (- - -) représentent les pertes linéaires de rayonnement pour les cas sans écran et avec écran infini données par l'éq.(2.25 et 2.24). Les allures (- . -) et (...) correspondent aux modèles pour deux coefficients de proportionnalité respectivement $\beta = 0.6$ et $\beta = 0.42$ d'après l'éq.(2.35).

terminale $Z_t = Z_r + Z_{tnl}$, le suffixe *nl* correspondant à *non linéaire*, les pertes dues à la séparation de l'écoulement en fonction du nombre de Mach et de Strouhal sont prédites ainsi,

$$Z_{nl} = \beta M St^{1/3} \text{ avec } St = \frac{\omega a}{v_r}, \quad (2.35)$$

d'après [Disselhorst and Wijngaarden, 1980]. Le paramètre β peut varier entre 1 et 0.6 pour des terminaisons saillantes. La figure 2.4 relève que pour des bords suffisamment arrondis (rayon de courbure de 4 mm) la dissipation par la séparation d'écoulement est au moins équivalente aux pertes par rayonnement jusqu'à

des vitesses acoustiques de $\simeq 13m.s^{-1}$. A titre de comparaison, les pertes visco-thermiques pour un tube de $L = 0.33$ m sont de l'ordre de $\tanh[\Re(\Gamma)L] = 0.02$ à sa première fréquence de résonance de 250 Hz (issue de l'éq.(2.6) et (2.9)) soit presque 10 fois plus que les pertes par rayonnement de l'éq.(2.31). Toujours à titre de comparaison la vitesse acoustique pour une pression d'excitation de $5kPa$ (valeur courante pour une clarinette en jeu) à l'entrée d'un conduit cylindrique sans pertes est de l'ordre de $\simeq 12m.s^{-1}$ compte tenu de l'impédance caractéristique du tube.

En conclusion de ce paragraphe, on remarque aisément quelle influence peut avoir la nature saillante des extrémités d'un tube cylindrique sur la production du son, car ces pertes en conditions de jeu peuvent être aussi importantes que les pertes visco-thermiques et être réduites d'un facteur 10 juste en arrondissant légèrement les angles. C'est un point qui semble crucial dans le cadre de la facture instrumentale, car en plus d'augmenter les pertes du point de vue du résonateur, l'énergie convertie en tourbillons est audible sous la forme d'un bruit large bande et peut se révéler désagréable pour le musicien. Nous reviendrons dans les sections suivantes (3.3, 5.3.3) sur ce point dans des situations de jeu contrôlées afin de préciser l'apport bénéfique des sous-coupages.

2.3 Trous latéraux

Le rôle principal d'un trou latéral ouvert est, schématiquement, de raccourcir la longueur effective de la perce de l'instrument en imposant une pression acoustique nulle à sa position dans le conduit. Il réalise une dérivation acoustique et son schéma électrique équivalent peut-être de la forme d'un diagramme en T (en analogie impédance comme représenté dans la figure 2.5). Les impédances en série y sont relatives aux contributions des modes anti-symétriques dans le trou et apparaissent lorsque les débits entrants amont et aval sont en opposition de phase. Ce comportement se caractérise par une masse acoustique négative.

A l'instar d'une portion cylindrique, le comportement acoustique d'un trou latéral peut être représenté à l'aide d'une matrice biportes et de sa matrice de transfert correspondante. Des études analytiques basées sur la décomposition modale [Dubos et al., 1999, Nederveen et al., 1998] et numériques [Lefebvre and Scavone, 2012] par éléments finis, ont permis de définir la contribution des masses acoustiques en

fonction des dimensions de ce trou latéral dans les cas ouvert et fermé.

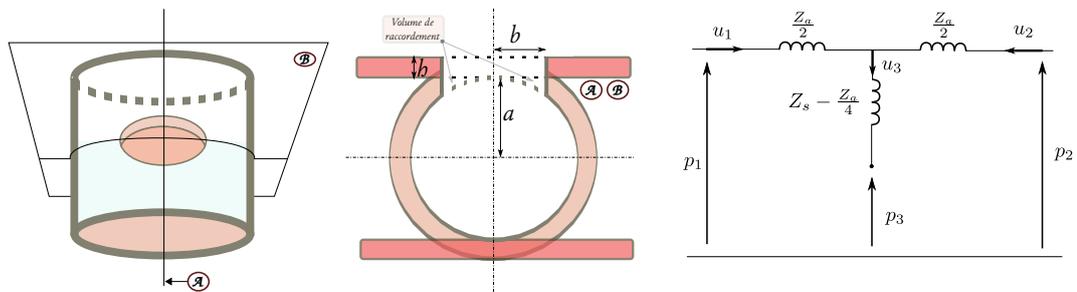


FIGURE 2.5: Deux plans de coupe d'un trou latéral percé dans un cylindre d'épaisseur h (à gauche) et représentation de sa géométrie par la superposition des plans (au centre). (à droite) Schéma électrique équivalent du trou latéral (3) raccordé aux portions amont (1) et aval (2). Les masses en séries et en parallèles représentent le comportement basse fréquence des champs symétrique et anti-symétrique, respectivement.

Ces études ont été réalisées en ne prenant en compte que les effets visco-thermiques aux parois, c'est-à-dire à bas niveau d'excitation. Or, pour un instrument en fonctionnement, il est nécessaire de se préoccuper des effets dus à l'apparition de séparation d'écoulement au raccordement. Etant donné la difficulté de traitement analytique de ce problème, il a d'abord été le sujet d'investigation expérimentale par vélocimétrie laser Doppler [MacDonald, 2009], et d'impédancemétrie [Dalmont et al., 2002] permettant d'aboutir à un modèle semi-empirique des effets non linéaires par la méthode de détermination de matrice de transfert à l'aide de deux microphones [Bodén and Åbom, 1986]. Ces études ont été également menées sur des trous dont l'embase est usinée afin d'atténuer la séparation de l'écoulement. Ce type d'usinage appelé sous-coupage est fréquemment utilisé par les facteurs d'instruments. Ses diverses formes seront abordées dans la section 5.2.2.1 du chapitre 2.

2.3.1 Modèle pour un trou latéral

A partir du schéma électrique équivalent, représenté figure 2.5 la matrice de transfert d'un trou latéral s'écrit de la manière suivante,

$$\mathbf{T}_{trou} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_a}{2Z_s} & Z_a \left(1 + \frac{Z_a}{4Z_s} \right) \\ \frac{1}{Z_s} & 1 + \frac{Z_a}{2Z_s} \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

où Z_s et Z_a les impédances correspondent aux champs symétrique et anti-symétrique, respectivement. Z_s inclut les contributions en série des effets de rayonnement Z_{tr} , de propagation dans la cheminée du trou latéral Z_h , du volume de raccordement Z_m entre les deux cylindres et une impédance de correction appelée impédance interne Z_i . Dans la suite de cette section, on fera la distinction entre un trou ouvert et fermé par l'intermédiaire des indices (o) et (f).

2.3.2 Impédance symétrique : Z_s

L'impédance symétrique du trou latéral s'écrit d'après les contributions des effets précédemment mentionnés,

$$Z_s = Z_i + Z_{ch} \tanh \left[\Gamma(h + h_m) + \text{Arctanh} \left(\frac{Z_{tr}}{Z_{ch}} \right) \right], \quad (2.37)$$

avec $Z_{ch} = \rho c / \pi b^2$ l'impédance caractéristique du trou de note et h la hauteur de la cheminée. Z_{tr} correspond à l'impédance de rayonnement complexe comprenant un terme de perte similaire au rayonnement sans écran donné dans l'éq.(2.25) et un terme d'allongement δ_{tr} qui peut être assimilé au cas sans écran, bien qu'il existe un modèle plus raffiné défini par l'éq.(2.29) et à adapter au diamètre externe de l'instrument. Ces dernières formulations ont été vérifiées expérimentalement par [Dickens et al., 2007]. Lorsque le trou est fermé l'impédance terminale est supposée infinie. Bien que les tampons ou les doigts aient un coefficient de réflexion qui leur est propre, il est tout de même très proche de 1 dans la plupart des cas et leur effet peut être négligé (cf. p.79 [Eveno, 2012]). La longueur h_m , donnée par [Nederveen et al., 1998], correspond à la longueur ajoutée (h_m) par le volume additionnel ramené sur la section du trou latéral, S_{ch} . On obtient alors une formulation approchée donnée par la relation,

$$h_m = \frac{b\mu(1 + 207\mu^3)}{8} \quad (2.38)$$

avec $\mu = b/a$.

Ensuite, l'impédance interne correspond à un terme de correction de longueur qu'il a été possible de déterminer à l'aide des méthodes précédemment citées, on peut alors utiliser l'équation approchée donnée dans [Lefebvre and Scavone, 2012],

$$Z_i = jZ_{ch}kb[0.822 - 0.095\mu - 1.566\mu^2 + 2.138\mu^3 - 1.640\mu^4 + 0.502\mu^5]. \quad (2.39)$$

Cette impédance est relativement faible et donc négligeable pour un trou fermé. Le même article propose une formulation corrigée en fréquence et une bonne précision, seulement ces écarts ne sont significatifs qu'à très haute fréquence, aux environs de $ka > 0.5$ et μ proche de 1.

2.3.3 Impédance anti-symétrique : Z_a

Il y a deux formulations distinctes pour les impédances en série selon que le trou est fermé ou bien ouvert, seulement ces équations tendent vers la même valeur pour les longues cheminées ($h > b$). L'impédance en série d'un trou ouvert,

$$Z_a^{(o)} = jZ_c k \left[-0.35 + 0.06 \tanh \left(\frac{2.7h}{b} \right) \right] b\mu^2, \quad (2.40)$$

issue de [Lefebvre and Scavone, 2012] est très faible et peut la plupart du temps être ignorée. Du même article, la formulation approchée pour un trou fermé,

$$Z_a^{(f)} = jZ_c k \left[-0.12 - 0.17 \tanh \left(\frac{2.4h}{b} \right) \right] b\mu^2, \quad (2.41)$$

est plus importante car l'erreur sur cette valeur peut se propager et s'accumuler pour les notes du bas de registre de l'instrument (cf. par exemple [Debut et al., 2005]).

Les modèles de trous latéraux présentés ci-dessus, sont valides aux basses fréquences pour $ka < 1$, ce qui semble suffisant pour "accorder" précisément les fréquences des premières et deuxième résonances d'un instrument. De plus, et pour l'ensemble des trous latéraux d'une clarinette, la transmission à travers le premier trou latéral ouvert dans le conduit aval est plus importante en haute fréquence ce qui génère des réflexions multiples au niveau des trous latéraux suivants et ainsi des interférences dans le conduit, et qui se caractérise par une fréquence de coupure du réseau de trous latéraux où les résonances sont "désorganisées" et tendent à se rapprocher de l'impédance caractéristique, il n'y a alors plus de résonances

distinctes au delà de cette fréquence qui est généralement située entre 1300 et 1800 Hz sur la clarinette. Nous reviendrons sur cet aspect au paragraphe suivant 2.3.5.

De plus, ces modèles ne sont valables et vérifiés qu'à de faibles niveaux d'excitation mais, comme nous l'avons mentionné précédemment, à forts niveaux et pour des géométries saillantes - ce qui est le cas d'un trou latéral - il y a dissipation par séparation de l'écoulement, qui peut être du même ordre, voire dépasser la dissipation des effets visco-thermiques.

2.3.4 Décollement des couches limites dans les trous latéraux

La contribution de Dalmont *et al.* [Dalmont et al., 2002] a permis de vérifier par l'expérience les précédents modèles linéaires et d'estimer les pertes non linéaires au niveau d'un trou latéral. Comme le montre le rapport de thèse de [MacDonald, 2009] la séparation de l'écoulement au niveau des arêtes saillantes est importante pour des amplitudes acoustiques réalistes. La figure 2.6 issue de ce rapport, représente le champ de vitesse généré par une surpression de 1703 Pa à l'embase d'un trou latéral. A titre de comparaison le champ de pression dans le résonateur de clarinette en fonctionnement est en moyenne de 5 kPa et peut atteindre 10kPa lors de fortissimos.

Les modèles semi-empiriques de [Dalmont et al., 2002] démontrent également une évolution linéaire des pertes avec le nombre de Mach $M = U_3/(cS_{ch})$ pour les impédances symétriques et anti-symétriques, et pour différentes caractéristiques géométriques du trou latéral (bords arrondis ou non et différents rayons). Selon les auteurs, l'incertitude de mesure du dispositif utilisé n'a cependant pas permis d'extraire la variabilité des effets réactifs dus aux pertes non linéaires. Une loi est alors obtenue,

$$\Re(Z_{ant}) = K_a M Z_c, \quad (2.42)$$

avec $K_a = 0.4 \pm 0.05/\mu^2$, pour deux valeurs de $\mu = 0.7$ et 1. $\Re(Z_{ant})$ correspond aux effets dissipatifs dus aux seules non linéarités.

La partie réelle de l'impédance symétrique en parallèle est ensuite définie de la même manière,

$$\Re(Z_{snt}) = K_s M Z_{ch}, \quad (2.43)$$

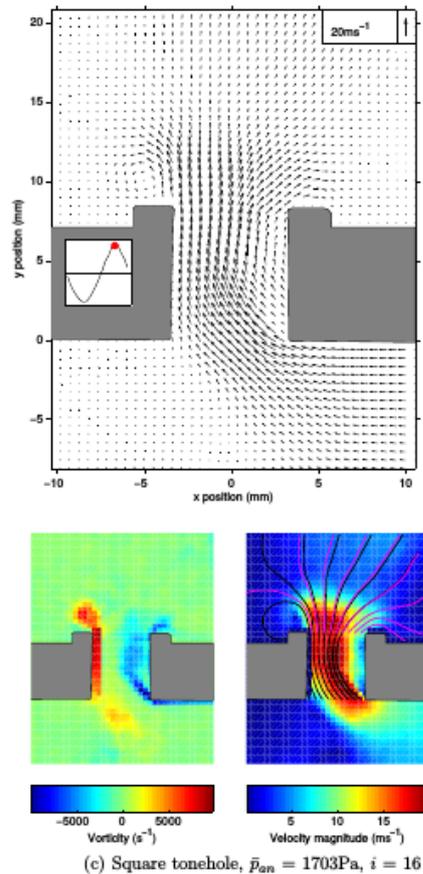


FIGURE 2.6: Représentation du champ de vitesse, obtenue à l'aide d'un vélocimètre laser, lors d'une surpression de 1703 Pa à l'embase d'un trou latéral se propageant de la droite vers la gauche (figure issue de [MacDonald, 2009]). Cette représentation permet de séparer le champ de vitesse rotationnel du reste, et de localiser la conversion (dissipation) de l'énergie par décollement des couches limites aux parois. On y voit clairement le phénomène de vena contracta (rétrécissement de la section effective de l'orifice).

avec $K_s = 0.6 \pm 0.1$ dans le cas de bords saillants et $K_s = 0.3 \pm 0.1$ des bords arrondis avec un rayon de courbure de 5 mm. Ces lois sont difficiles à mettre en œuvre dans la méthode d'estimation d'impédance par concaténation de matrices de transfert, car elles supposent de quantifier le débit acoustique au niveau de chaque trou latéral et donc d'avoir un *a priori* sur l'excitation en entrée. Dans le cadre de cette étude, les modèles prédictifs d'impédance ne prennent pas en compte ces effets non linéaires que l'on essaye d'atténuer par l'attribution de différents types

de sous-coupages à l'embase de chacun des trous (détaillés dans la section 5.2.2.1 de la seconde partie). Cependant, il est possible d'aboutir à une estimation du spectre d'impédance en fonction de la dynamique en entrée de l'instrument par un processus itératif, décrit dans [Dalmont et al., 2002]. En estimant la vitesse acoustique à travers chacun des trous latéraux (méthode proposée dans le paragraphe suivant 2.3.5), une condition initiale pour les pertes non linéaires peut alors être estimée. Ensuite et à partir des ces pertes additionnelles, la dynamique en entrée de l'instrument est recalculée. Ces deux étapes répétées convergent très vite vers un résultat stable d'après les auteurs.

2.3.5 Rayonnement d'un réseau de trous latéraux : fréquence de coupure et interactions externes

Quand la fréquence augmente, l'impédance en parallèle d'un trou latéral, de type masse acoustique, permet une transmission plus importante dans les portions cylindriques qui suivent le/les premier(s) trou(s) ouvert(s) (cf. éq.2.37). Ainsi une onde progressive P^+ dépasse le premier trou ouvert et continue à se réfléchir/transmettre au niveau des trous suivants, générant des interférences avec les ondes rétrogrades P^- , ce qui a pour effet de faire apparaître des bandes de fréquence (bandes d'arrêt et passantes) quand le réseau de trous est périodique. Le nombre croissant de trous rayonnant dans les hautes fréquences produit une transmission accrue vers le milieu extérieur. C'est pour cette raison que la directivité d'un instrument à trous latéraux est très complexe à moyenne et haute fréquence.

Pour un réseau parfaitement périodique (infini et sans pertes), il existe une première fréquence de coupure, séparant la bande d'arrêt des basses fréquences et la première bande passante [Benade, 1960]. Cette fréquence n'est autre que la fréquence propre d'une cellule du réseau [Moers and Kergomard, 2011]. Celle-ci étant un résonateur de Helmholtz, la fréquence est donnée par la formule

$$f_c \simeq \frac{c}{2\pi} \frac{b}{a\sqrt{2L_3\ell}}, \quad (2.44)$$

où L_3 est la longueur de la cheminée du trou latéral et 2ℓ la longueur de la portion cylindrique entre deux trous. a et b correspondent au rayon du tube et du trou, respectivement. La différence entre les deux bandes de fréquences s'observe directement sur une courbe d'impédance d'entrée : dans la bande d'arrêt, les ondes pénètrent peu dans le réseau, et donc la longueur effective du tuyau est

courte (fréquences de résonance espacées, et pics d'impédance élevés, car les pertes visco-thermiques sont faibles). Au contraire, dans la bande passante les ondes vont jusqu'au bout du tuyau. Dans le réseau, leur vitesse de phase diffère de celle du tuyau sans trous, ce qui explique que le tuyau se comporte comme l'association de deux milieux réguliers, et que les fréquences de résonance sont assez rapprochées mais très irrégulières. En outre les pertes visco-thermiques se produisant sur toute la longueur sont importantes, et surtout le rayonnement en haute fréquence est efficace, ce qui entraîne un affaissement important des pics d'impédance. A noter que l'efficacité du rayonnement repose alors en particulier sur l'interaction extérieure des trous latéraux [Lefebvre et al., 2013].

La fréquence de coupure peut donc apparaître sur la courbe d'impédance, de façon très nette pour un réseau périodique infini sans pertes. Bien qu'une clarinette soit loin d'être un réseau périodique (ceci serait d'ailleurs en contradiction avec l'existence d'un tempérament égal, correspondant à une échelle logarithmique), il a été montré [Moers and Kergomard, 2011] qu'elle se rapprochait d'un milieu constitué de cellules différentes mais ayant des fréquences propres voisines (un grand espacement des trous venant compenser de grands rayons), et qu'un tel milieu se comportait comme un milieu périodique à basses fréquences. Ceci est confirmé par l'allure des courbes d'impédance d'entrée, et justifie la méthode de détermination de la fréquence de coupure proposée par [Benade, 2012]. Ainsi cette détermination correspond à ce qu'on peut appeler **fréquence de coupure globale**, alors que la fréquence propre d'une cellule peut être appelée **fréquence de coupure locale**. On peut noter que fréquences de coupure locale et globale sont identiques seulement dans le cas d'un réseau périodique, infini et sans pertes.

L'article [Moers and Kergomard, 2011] donne les fréquences de coupure globales issues des mesures d'impédance réalisées sur une clarinette. Elles sont généralement comprises entre 1100 Hz pour les notes graves de chaque registre et 1500 Hz pour les notes aiguës. La tendance est la même pour les fréquences de coupure locales.

La figure 2.7 montre comment on peut mesurer la fréquence de coupure globale pour un doigté donné. C'est pour ce doigté spécifique Sib_3 que la fréquence de coupure est la plus basse en raison de l'espacement entre les trous ouverts du réseau décrit dans l'article [Kergomard et al.,]. Cet article discute le choix d'utiliser l'impédance d'entrée (module ou argument) ou bien le module du coefficient de

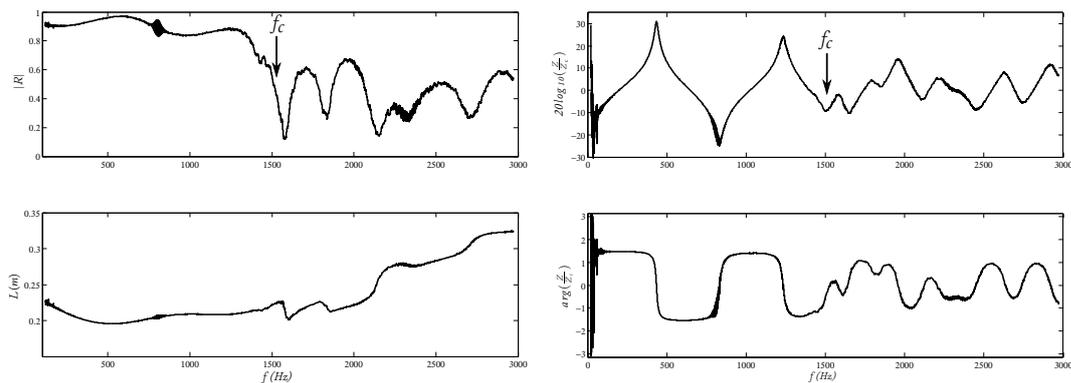


FIGURE 2.7: Mesure à l'aide du pont d'impédance CTTM [Le Roux et al., 2008], d'une clarinette soprano en Sib pour le doigté Sib₃. À gauche : Module et longueur équivalente du coefficient de réflexion . À droite : module et argument de l'impédance d'entrée. La fréquence de coupure globale y est indiquée autour de 1500 Hz. On y observe la première bande d'arrêt plus distinctement sur le module du coefficient de réflexion.

réflexion pour la détermination de la fréquence de coupure globale. Pour ce doigté, on ne remarque alors que deux résonance distinct, ce qui signifie qu'un seul pic ne portera l'auto-oscillation au second registre.

2.3.6 Méthode des matrices de transfert avec et sans interaction du champ externe

La méthode des matrices de transfert (TMM) est une méthode très efficace pour estimer le spectre d'impédance en un point d'un résonateur à trous latéraux, mais elle ne prend pas en compte les interactions mutuelles des champs externes créés par le rayonnement de chacun de ces trous. L'article [Lefebvre et al., 2013] utilise des méthodes expérimentale et numérique (éléments finis) pour vérifier l'extension à la TMM proposée dans [Kergomard, 1989] afin d'estimer l'influence de ces interactions. Cette extension appelée TMMI (I pour Interaction) permet de distinguer les deux types de propagation : en champ libre, à partir de chaque trou latéral et guidée en estimant le débit au travers des trous et par conséquent le champ de pression externe résultant.

La méthode, qui n'est pas détaillée ici, est validée par la mesure et les méthodes numériques. La figure 2.8, ci-dessus, montre l'écart significatif sur le module

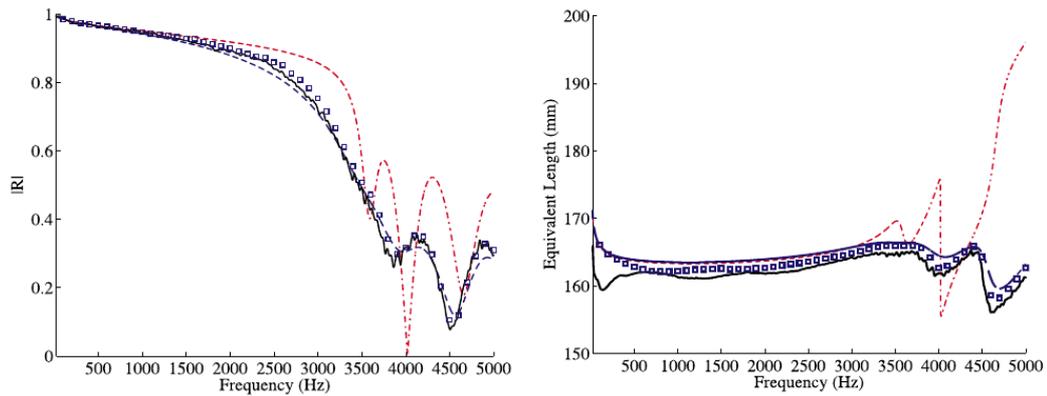


FIGURE 2.8: Module du coefficient de réflexion et longueur équivalente (éq.2.14) d'un tube avec 10 trous latéraux (figure issue de [Lefebvre et al., 2013]). Le résultat de mesure (trait plein) est comparé aux résultats de simulation numérique par éléments finis (carrés). La méthode TMM (tirets) sous-estime les pertes par rayonnement que la méthode TMMI (tirets-pointillés) prend mieux en compte.

du coefficient de réflexion résultant de ces deux méthodes (TMM et TMMI). Ainsi la TMMI peut être envisagée pour raffiner les modèles de calcul d'impédance et les rendre plus réalistes dans le cadre de l'optimisation de la clarinette logique, mais l'effet aux basses fréquences, et donc l'effet sur les fréquences de jeu, semble limité.

La TMMI a aussi l'avantage de donner directement la valeur du débit à travers chacun des trous latéraux, et ainsi peut permettre d'évaluer simplement la puissance rayonnée par un instrument. Celle-ci est déduite des débits à travers chaque surface rayonnante et de la matrice impédance de rayonnement des trous. Une autre application pourrait être l'estimation des pertes non linéaires à partir du modèle proposé dans [Dalmont et al., 2002] par la méthode itérative. L'estimation de la puissance pourrait être un bon critère pour quantifier la dynamique de l'instrument en fonctionnement, mais ceci n'a pas fait l'objet de travaux plus poussés dans le cadre de cette thèse.

2.4 Conclusion sur les modèles acoustiques

L'ensemble des phénomènes acoustiques et vibratoires décrits dans cette section ne constitue pas une liste exhaustive. Il y en a bien sûr beaucoup d'autres encore mal connus ou sinon trop complexes pour être intégrés dans la représentation d'un instrument logique, que nous souhaitons suffisamment précise et à la fois peu coûteuse en temps de calcul.

Par exemple, le souffle du clarinettiste est modulé à l'entrée par l'ouverture moyenne de l'anche et produit dans l'instrument un écoulement qui peut modifier les vitesses de phases des ondes découplées P^+ et P^- (cf. par exemple [Bruneau, 1998], p.510). L'onde aller ne se propage alors pas à la même vitesse que l'onde retour, ce qui a pour conséquence de modifier la position des nœuds de pression/vitesse dans le conduit. Néanmoins, le rapport de la vitesse d'écoulement à la célérité du son est très faible, $M = 0.0025$ comme proposé p. 250 [Hirschberg, 1995], et donc cet effet peut être largement ignoré.

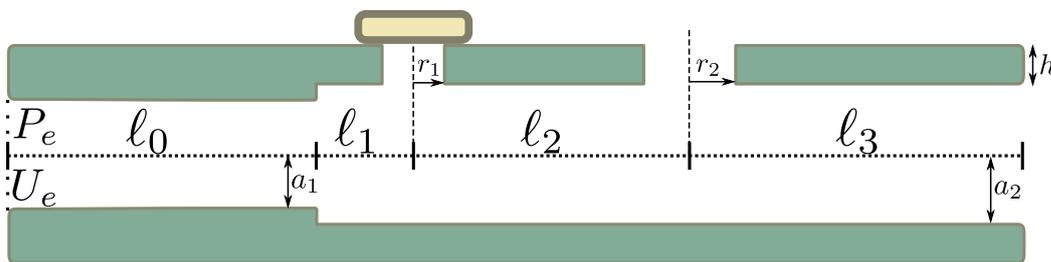


FIGURE 2.9: Résumé des géométries utilisées pour la conception de l'instrument logique. Ci-dessous, l'eq.2.45 modélise à partir du formalisme de la TMM l'exemple présenté dans cette figure. Elle y inclut l'ensemble des modèles nécessaires à la mise en œuvre des prochaines étapes d'optimisation. Une procédure générale de calcul d'impédance est proposée dans la seconde partie dans la figure 4.2.

On peut également citer l'effet de propagation non linéaire dans le conduit et l'effet de cuivrage mis en évidence par [Hirschberg et al., 1996, Menguy and Gilbert, 2000] sur le trombone. Lorsque les différences de pression sont importantes, la dépression ne se déplace pas exactement à la même vitesse que la surpression, ce qui a pour conséquence d'enrichir le contenu spectral du signal et qui peut aboutir à la formation d'une onde de choc. Cependant, la clarinette n'est pas assez longue pour

permettre la formation de ce type d'onde, il faut alors des niveaux de jeu "irréalistes" et quasiment hors de portée d'un musicien pour pouvoir mettre en évidence ce phénomène [Gilbert et al., 2010].

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} P_e \\ U_e \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cosh(\Gamma \ell_0) & Z_c(a_1) \sinh(\Gamma \ell_0) \\ Z_c(a_1)^{-1} \sinh(\Gamma \ell_0) & \cosh(\Gamma \ell_0) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & j\omega M_d(a_1, a_2) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\cdot \begin{pmatrix} \cosh(\Gamma \ell_1) & Z_c(a_2) \sinh(\Gamma \ell_1) \\ Z_c(a_2)^{-1} \sinh(\Gamma \ell_1) & \cosh(\Gamma \ell_1) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_a^{(f)}(r_1, h)}{2Z_s^{(f)}(r_1, h)} & Z_a^{(f)} \left(1 + \frac{Z_a^{(f)}(r_1, h)}{4Z_s^{(f)}(r_1, h)} \right) \\ \frac{1}{Z_s^{(f)}(r_1, h)} & 1 + \frac{Z_a^{(f)}(r_1, h)}{2Z_s^{(f)}(r_1, h)} \end{pmatrix} \\
 &\cdot \begin{pmatrix} \cosh(\Gamma \ell_2) & Z_c(a_2) \sinh(\Gamma \ell_2) \\ Z_c(a_2)^{-1} \sinh(\Gamma \ell_2) & \cosh(\Gamma \ell_2) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_a^{(o)}(r_2, h)}{2Z_s^{(o)}(r_2, h)} & Z_a^{(o)} \left(1 + \frac{Z_a^{(o)}(r_2, h)}{4Z_s^{(o)}(r_2, h)} \right) \\ \frac{1}{Z_s^{(o)}(r_2, h)} & 1 + \frac{Z_a^{(o)}(r_2, h)}{2Z_s^{(o)}(r_2, h)} \end{pmatrix} \\
 &\cdot \begin{pmatrix} \cosh(\Gamma \ell_3) & Z_c(a_2) \sinh(\Gamma \ell_3) \\ Z_c(a_2)^{-1} \sinh(\Gamma \ell_3) & \cosh(\Gamma \ell_3) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_c(a_2) \left[A_0 (ka_2)^2 + jk \tilde{\delta}_{f_{ini}}(a_2, a_2 + h) \right] \\ 1 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

Par ailleurs, les facteurs d'instruments accordent énormément d'importance à la qualité du bouchage des tampons de l'instrument. En effet, cet aspect généralement peu abordé est crucial pour la caractérisation expérimentale d'une clarinette. Un mauvais bouchage peut être lié à un défaut d'orientation de la clé ou bien du tampon dans la cuvette, et ainsi former une ouverture minimale (généralement inférieure au millimètre), à l'extrémité du trou de note. Cette ouverture peut être modélisée comme un capillaire acoustique ou tube étroit et favoriser les pertes dans l'instrument. Cet effet peut se cumuler si ces défauts d'étanchéité se reproduisent le long de l'instrument. La qualité du bouchage relève généralement de l'entretien courant de l'instrument et se dégrade au cours du temps. C'est principalement pour cette raison que les graves d'un instrument mal entretenu sont plus difficiles à jouer, et surtout sur le saxophone dont les tampons sont très larges. Ces pertes supplémentaires sont présentes également à faible niveau et peuvent influencer le résultat d'une mesure d'impédance, par exemple. Il est donc recommandé de vérifier l'étanchéité avant chaque mesure, à l'aide d'une source de pression calibrée, c.-à-d.

une bouche artificielle, afin de quantifier les pertes de charges dues à un éventuel défaut de bouchage.

Enfin et c'est un point très important, il reste à s'intéresser à la température de fonctionnement d'un instrument de musique. L'air expulsé par le musicien est généralement saturé en vapeur d'eau et sa composition est plus riche en CO₂ que l'air ambiant (cf. par exemple [Fuks, 1996]). De plus, sa température est proche de celle du corps humain et donc, outre le fait qu'il faille un certain temps pour que celle du matériau se stabilise, son profil est aussi non uniforme, comme le montre [Noreland, 2013] qui propose une loi de variation le long d'une clarinette. Dans [Gilbert et al., 2006], l'auteur propose de comparer les écarts induits par l'ignorance du profil de température à un modèle acoustique à température uniforme. Cette étude, réalisée sur un trombone, montre qu'il est possible de considérer une température uniforme de 28°C et n'engendre pas d'erreur supérieure à 5 cents sur la prédiction des fréquences de résonance. Le produit de matrice représenté dans l'éq (2.45) correspond à l'exemple géométrique de la figure 2.9 qui regroupe tous les éléments utilisés pour la conception des prototypes de clarinette logique.

La clarinette en auto-oscillation

3

3.1	Modèles de fonctionnement du système excitateur	63
3.1.1	La vibration de l'anche	64
3.1.2	Écoulement à travers le canal d'anche	67
3.1.3	Système complet	67
3.2	L'intonation et les paramètres de jeu	69
3.3	Évaluer et quantifier la dynamique musicale <i>a priori</i>	73

Après avoir abordé les modèles de comportement acoustique du résonateur de clarinette et dans l'optique de concevoir un instrument, il est indispensable d'avoir un *a priori* sur la situation de confort d'embouchure d'un musicien ou de la majorité des musiciens. La question est complexe car les attentes de chacun en la matière sont souvent bien différentes. De plus, tous utilisent un vocabulaire disparate pour qualifier le retour sensoriel particulier que leur procure l'instrument. Néanmoins, la modélisation du système excitateur offre la possibilité de se rapprocher des paramètres de contrôle qu'ils y appliquent, tout en permettant de décrire l'auto-oscillation. La présente étude se borne aux seuls régimes périodiques qui sont le plus sollicités dans la majorité du répertoire de la clarinette.

Le musicien, dans sa pratique instrumentale, n'a quasiment aucune connaissance de ces mécanismes de fonctionnement, c'est donc lors de sa phase d'apprentissage qu'il sélectionne tout un ensemble de critères perceptifs qu'il peut ensuite associer à une réalisation heureuse ou malheureuse. Et grâce à cette démarche, un musicien apprend à contrôler l'ensemble de ses actions afin de satisfaire au mieux son jeu de critères sélectionnés. Deux aspects importants sont sans aucun doute la justesse et la facilité d'émission qui sont indissociables sur la clarinette. Et nous verrons que l'ensemble des possibilités de contrôle de la clarinette ne permet pas au musicien

d'identifier un geste distinct à ces deux aspects.

On suppose qu'un instrument juste permet de se rapprocher le plus possible des notes du tempérament correspondant à l'œuvre interprétée. Les tempéraments ont été au fil des siècles, des repères dans la division d'un intervalle à consonance "parfaite" comme l'octave correspondant au deuxième élément de la série harmonique (comme la grande majorité des tempéraments) ou bien le "tritave" de rapport 3¹. Ainsi, un musicien peut jouer avec d'autres instruments évoluant dans un même tempérament. Les seuils perceptifs de discrimination de hauteur tonale ont été évalués entre 8 et 3 cents de 200 à 1000 Hz, respectivement, par [Hartmann, 1996]. Nous verrons ensuite que le couplage entre les systèmes exciteur et résonateur, dû aux propriétés mécaniques de l'anche, engendre un décalage fréquentiel et donc la fréquence de jeu de l'instrument est légèrement plus faible que sa fréquence de résonance (cf. par exemple [Dalmont et al., 1995]).

Un aspect musical important est la maîtrise des dynamiques ou nuances. En effet, un musicien préfère ne pas avoir à s'époumoner pour jouer *forte*, par exemple. Également, la pression minimale requise pour déclencher l'auto-oscillation ne doit pas être trop importante, au risque d'altérer l'étendue des nuances vers le piano, comme nous le verrons dans les sections suivantes. Ces deux exemples présentent en quelques mots ce que nous – et les musiciens que nous avons eu l'occasion de rencontrer durant ce projet – appelons la facilité d'émission de manière générale, soit : la dynamique musicale résultant d'un certain effort subjectif. Les musiciens s'accordent également sur le fait que d'une note à l'autre cette facilité d'émission n'a pas les mêmes caractéristiques. Ceci peut être aussi bien dû à un mauvais bouchage de l'instrument, ce qui n'a pas lieu d'être traité dans ce document, ou bien à une géométrie hétérogène des trous latéraux, i.e. un trou de note, dont le rayon est nettement plus faible que son voisin, est plus enclin à générer des pertes par le décollement des couches limites. Les propriétés d'émission de ces deux notes voisines sont alors différentes, ce que le musicien doit apprendre à corriger si elles s'enchaînent à la même nuance, par exemple. C'est principalement à propos de ce dernier point que nous conviendrons de faire la distinction entre la facilité

1. Il est possible de trouver quelques cas de tempéraments construits sur cet intervalle comme le tempérament Bohlen-Pierce constitué de 13 divisions (cf. par exemple [Mathews and Pierce, 1989, Mathews et al., 1988]). Ce tempérament se prête alors particulièrement à la clarinette qui quintoe, dont le musicien Stephen Fox a réalisé plusieurs exemplaires [Fox, 2010]

d'émission globale - l'impression d'effort général nécessaire à la mise en œuvre de l'instrument - à son pendant local - l'homogénéité note à note de l'impression de facilité. Dans ce chapitre, nous tenterons de proposer des hypothèses de prédiction et de quantification de ce critère à partir des propriétés acoustiques du résonateur, afin d'alimenter la prochaine phase d'optimisation.

Il existe évidemment d'autres critères qui semblent être d'importance moindre pour le musicien, et aussi en quelque sorte plus difficiles à identifier. Par exemple, la "bonne" ou "mauvaise" sonorité fait intervenir l'estimation complexe du champ externe et de la directivité de l'instrument. Même si ce champ externe dépend aussi de la réponse acoustique de la salle jusqu'aux oreilles du musicien et peut modifier son jugement, il a été néanmoins démontré que les musiciens étaient sensibles à certaines caractéristiques du spectre, comme par exemple, le rapport des harmoniques pairs et impairs, le temps du transitoire d'attaque ou bien le tristimulus (cf. [Barthet et al., 2010]). Nous avons parlé de l'homogénéité pour la facilité d'émission, mais il semble également que l'homogénéité du timbre perçu par le musicien ait une importance. Par exemple, la note E_2 de la clarinette est complètement rayonnée par le pavillon dont la directivité est principalement orientée dans l'axe longitudinale de la clarinette, alors que les notes suivantes, à partir du F_2 sont dirigées selon l'axe radial, ce qui a pour conséquence de modifier de manière perceptible le "filtre" que constitue le résonateur et ainsi perturber l'auditeur. Tous ces aspects sont cependant difficilement quantifiables sur le plan psychophysique et leurs réelles participations, dans l'ensemble des critères subjectifs que se constituent les musiciens, ne peuvent se faire qu'en établissant des hypothèses de "bons sens" quant à leurs implications physiques, que nous allons tenter de réfuter ou valider par la suite.

3.1 Modèles de fonctionnement du système exciteur

La production du son pour un instrument de type clarinette est due à la formation d'auto-oscillations, qui sont la conséquence d'un couplage aéro-mécanique non linéaire de l'anche avec l'écoulement entrant, et dont la synchronisation avec le résonateur passif permet de convertir la source de pression statique en une oscillation périodique.

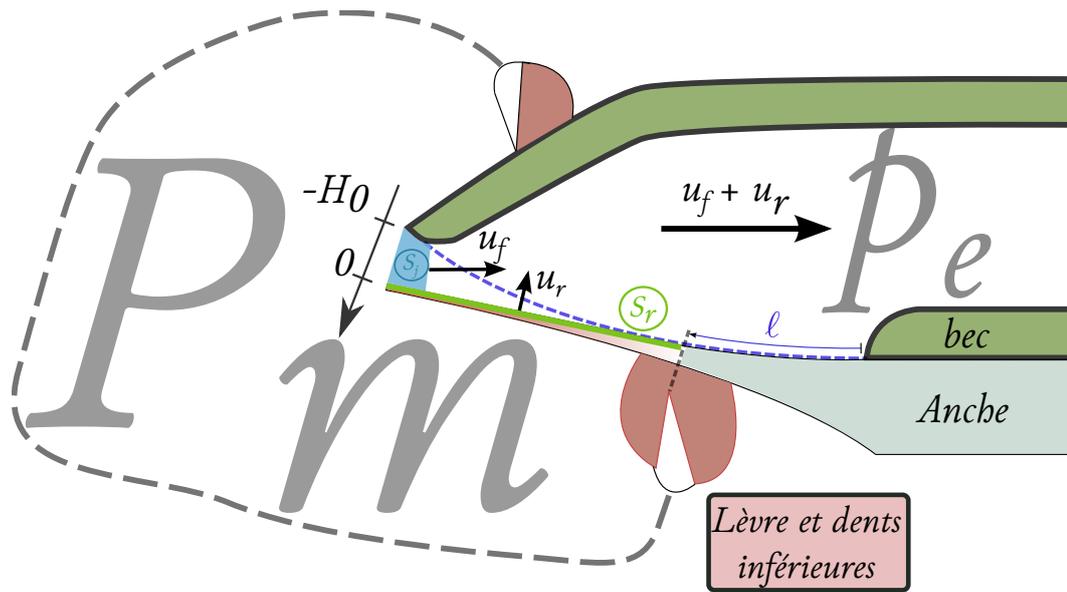


FIGURE 3.1: Représentation de l'embouchure d'une clarinette et du couplage mécano-acoustique entraîné par l'anche. La pression statique P_m dans la bouche du musicien induit un écoulement u_f à travers le canal formé par l'anche. La dynamique de l'anche impose un débit additionnel u_r à l'entrée par le biais de sa surface vibrante. Cette surface peut être modifiée par le musicien en déplaçant la position d'appui de sa lèvre inférieure (ℓ) le long de table incurvée (en pointillés), et ainsi modifier les caractéristiques mécaniques de l'anche et sa position au repos H_0 .

3.1.1 La vibration de l'anche

L'anche est traditionnellement réalisée dans un matériau composite naturel. Il est donc constitué de fibres qui font de lui un matériau orthotrope. Depuis quelques dizaines d'années des constructeurs se sont essayés à la fabrication d'anches synthétiques, soit à l'aide d'un mélange de fibres (type bambou ou autres) et de résine, soit par la superposition de couche de fibre de carbone, soit dans un matériau plastique homogène. Ces anches synthétiques présentent la propriété d'être moins sensible à la variation d'humidité que les anches en roseau naturel (cf. par exemple [Obataya and Norimoto, 1999, Marandas et al., 1994]), ce qui est un énorme avantage dans une démarche expérimentale. Il semble donc préférable de les utiliser lors de mesures sur bouche artificielle. L'épaisseur de l'anche est variable, comme on peut le voir schématisé dans la figure 3.1, et une formulation approchée d'un cas par-

ticulier de profil est donnée dans [Avanzini and van Walstijn, 2004]. L'anche peut alors être considérée comme une poutre à section variable, ce qui a été traité dans ces références [Stewart and Strong, 1980, Timoshenko, 1937]. D'ailleurs, lorsque les vibrations de l'anche sont très grandes en cours de jeu, l'anche vient buter contre la table du bec. On appelle communément ce régime : le fonctionnement en anche battante. Il a été montré que dans ce cas l'anche n'obture pas complètement le canal d'anche (cf. par exemple, [van Walstijn and Avanzini, 2007]). Le musicien peut modifier les caractéristiques mécaniques de l'anche en déplaçant sa lèvre inférieure le long de la courbure du bec (données géométriques dans [Avanzini and van Walstijn, 2004], par exemple), soit en plaquant l'anche sur la table - l'anche peut être considérée comme encastree à ce point - soit en s'écartant de la table - l'anche n'est alors encastree qu'au point de ligature - la lèvre inférieure impose à l'anche alors une force répartie autour de sa position. Ce point est encore assez mal identifié dans la littérature car la mise en évidence des possibilités de contrôle de l'embouchure du musicien en condition de jeu est une réelle difficulté expérimentale. Cependant, de toute évidence le musicien influe sur la dynamique de l'anche, ainsi que sa surface vibrante S_r à l'interface de couplage et sa position au repos H_0 . Si cette embouchure reste stable, la dynamique de l'anche peut se limiter à son premier mode de vibration et donc être assimilée à un système avec un degré de liberté et à paramètres fixes. Le déplacement transversal h de l'anche par rapport à sa position d'équilibre s'écrit ensuite,

$$\partial_t^2 h + q_r \omega_r \partial_t h + \omega_r^2 h = \frac{-\Delta p}{m_r} \text{ avec } \Delta p = P_m - p_e, \quad (3.1)$$

où m_r correspond à la masse de la portion de l'anche vibrante normalisée par S_r , et q_r est le coefficient d'amortissement de l'anche [Wilson and Beavers, 1974], qui peut être piloté par l'absorption des lèvres (cf. par exemple [Gazengel et al., 2007]). Il est donc très difficile d'évaluer précisément l'amortissement apporté au système par l'anche. P_m est la pression statique dans la bouche du musicien, et $\omega_r = \sqrt{K_r/m_r}$ la pulsation de résonance de l'anche, où $K_r = K/S_r$ est une raideur surfacique [$N.m^{-3}$] et K la raideur équivalente du premier mode du système continu complet de l'anche. La vibration de cette anche simplifiée est limitée par la table du bec et $h > -H_0$. Dans le cas de grandes déformations, lorsque la différence de pression dévient importante, l'anche vient alors se plaquer contre la table du bec. Cette pression seuil est appelée "pression de plaquage", notée P_M . Hors régime périodique, pour un résonateur fortement dissipatif et une impédance proche de Z_c par exemple, cette pression de plaquage peut être déterminée expérimentalement,

en fonctionnement quasi-statique. L'équation 3.1 se réduit alors à,

$$K_r h = -\Delta p \text{ et donc } P_M = K_r H_0, \quad (3.2)$$

lorsque l'anche se plaque contre la table du bec. Cette relation permet alors de déterminer la raideur réduite K_r de l'anche, qui est généralement comprise entre 8 et 13 MN.m⁻³, d'après [Dalmont et al., 2003, van Walstijn and Avanzini, 2007]. Ces auteurs démontrent également, que la raideur effective a tendance à augmenter avec la différence de pression Δp , en régime quasi-statique et oscillant, et surtout au delà du fonctionnement en anche battante. Ceci se traduit par une diminution de l'ouverture moyenne H_0 , et de la surface vibrante de l'anche S_r , à mesure que la différence de pression augmente.

La valeur maximale de H_0 est déterminée par l'ouverture de la courbure du bec qui varie de 0.8 mm (pour les bec fermés) à 1.5 mm (pour les becs plus ouverts). Nous verrons dans la section suivante que l'ouverture minimale est principalement déterminée par le phénomène de *vena contracta* lié au décollement du jet à travers le canal d'anche, et que pour $H_0 < 0.2$ mm il ne peut plus y avoir d'écoulement [Dalmont et al., 2003, Hirschberg et al., 1990]. La densité du roseau est estimée à 0.5 g.cm⁻³ et la surface de l'anche vibrante S_r , comprise entre 3 et 8.10⁻⁵ m². Et m_r , d'après [Worman, 1971], semble varier entre 0.02 et 0.05 kg.m⁻². La fréquence de résonance d'une telle anche se situe alors entre 2000Hz et 3800Hz, avec $f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{K_r/m_r}$. Ces fréquences assez grandes comparées aux fréquences fondamentales de jeu, surtout pour les notes du premier registre, montrent que l'approximation d'une anche sans masse est pertinente. Cependant, au deuxième registre la dynamique de l'anche n'est plus négligeable, et il en est de même pour les harmoniques supérieurs dès le premier registre (cf. par exemple [Wilson and Beavers, 1974, Benade and Kouzoupis, 1988, Benade and Keefe, 1996]).

Ensuite, le déplacement de l'anche induit un débit additionnel à l'écoulement à l'entrée du bec,

$$u_r = -S_r \partial_t h \text{ qui avec l'eq. 3.2 devient, } u_r = \frac{S_r}{K_r} \partial_t p. \quad (3.3)$$

En passant dans le domaine fréquentiel, on obtient l'admittance équivalente acoustique de l'anche, $Y_r = j\omega S_r/K_r$, qui peut ensuite être assimilée à un volume d'air additionnel à l'entrée de l'instrument, avec $V_{eq} = \rho c^2 S_r/K_r$. Il modifie l'intonation de l'instrument en auto-oscillation et doit être pris en compte. A présent que la

contribution de l'anche est définie, il reste alors à aborder un autre point important du couplage à travers la deuxième surface d'interface : le jet entrant dans l'instrument.

3.1.2 Ecoulement à travers le canal d'anche

Le débit en entrée u_f résulte de la différence de pression entre la bouche, P_m , et le bec, p_e , qui d'après [Hirschberg et al., 1990] se caractérise par la formation d'un jet. Ce débit est alors déterminé par la section de l'ouverture du bec qui est modulée par l'anche à partir de l'équation d'écoulement quasi-stationnaire de Bernoulli,

$$u_f = \alpha S_j \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}, \quad (3.4)$$

avec $S_j = w(H_0 + h)$ la section du canal d'anche déterminée par w , sa largeur, et h , son déplacement par rapport à sa position d'équilibre. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte le décollement du jet à l'entrée, et le phénomène de *vena contracta*, mis en évidence par [Hirschberg et al., 1990, da Silva et al., 2007]. Ces auteurs proposent une pondération $\alpha(H_0 + h)$ de la section du canal S_j allant de 0.6 à 0.85 pour un canal de section rectangulaire. Pour un bec réaliste, cette section rectangulaire n'a plus cours et la pondération α peut dépasser l'unité, car il faut prendre en compte l'écoulement sur les côtés de l'anche (cf. [Van Zon et al., 1990]). Dans ce cas la section effective peut être assimilée au profil de la table incurvée ouverte, ce qui équivaut à la surface vibrante de l'anche, et que montrent les auteurs de [van Walstijn and Avanzini, 2007]. Néanmoins, tous établissent que le phénomène de *vena contracta* devient prépondérant lorsque l'ouverture du canal, h , est inférieur à 0.2 mm pour un bec de clarinette (cf. par exemple [Dalmont et al., 2003]), et alors α diminue significativement.

3.1.3 Système complet

A partir des deux sections précédentes et des modèles d'impédance d'entrée du résonateur, nous arrivons à la description du système complet qui se résume par ces 2 équations,

$$u_e = u_f + u_r = \alpha w \left[H_0 - \frac{\Delta p}{K_r} \right] \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} + \frac{S_r}{K_r} \partial_t p_e, \quad (3.5)$$

et

$$U_e = Y_e P_e. \quad (3.6)$$

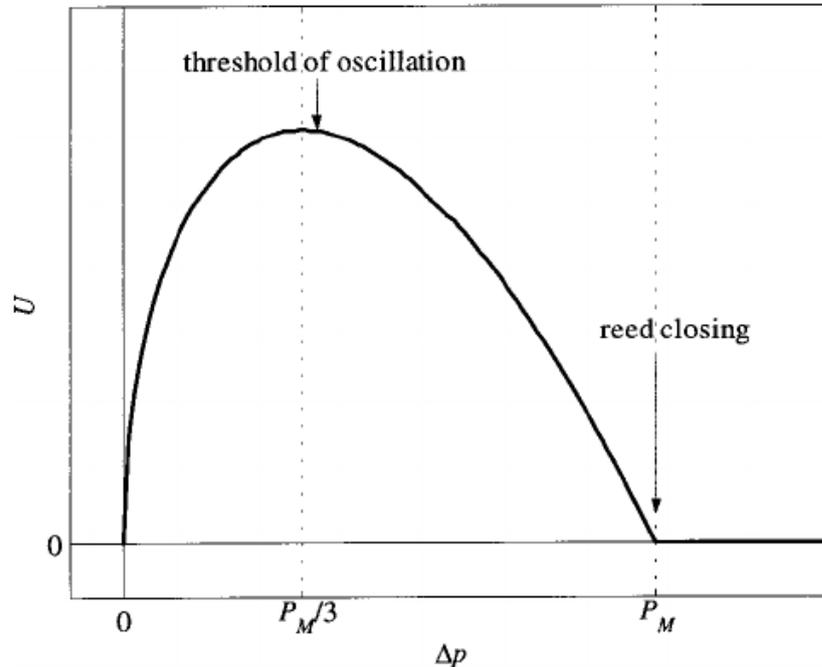


FIGURE 3.2: Relation non linéaire, entre débit du jet et différence de pression, pour un écoulement quasi-statique à travers le canal d'anche. Le débit est maximal au tiers de la pression de plaquage, P_M . Cette valeur correspond au seuil d'oscillation pour un résonateur non dissipatif (figure issue de [Dalmont et al., 2003]).

Ces deux équations sont couplées et font intervenir le système passif, supposé linéaire, représenté par le résonateur et la relation non linéaire, au niveau de l'interface de couplage, du système exciteur (cf. figure 3.2). Lorsque l'énergie apportée par l'embouchure dépasse la dissipation dans le résonateur, le fonctionnement statique devient instable et on observe une bifurcation de Hopf vers un régime oscillant généralement périodique (cf. par exemple [Karkar et al., 2012, Taillard et al., 2010] [Dalmont et al., 1995]).

Dans le but de prédire précisément la fréquence de jeu de l'instrument, il convient de localiser l'entrée exacte du résonateur à l'interface de couplage, matérialisée par les sections S_j et S_r . Le profil interne du bec n'étant pas parfaitement cylindrique, il peut être caractérisé par un volume qui vient se rajouter à la compliance acoustique apportée par le débit d'anche, ce dernier variant fortement avec

les paramètres de contrôle d'embouchure (P_m et H_0). La section suivante tente alors de proposer des formules approchées de prédiction de la fréquence de jeu à partir du système d'équations ci-dessus, adimensionné et linéarisé.

3.2 L'intonation et les paramètres de jeu

De nombreux articles traitent de la résolution numérique du précédent système d'équations en considérant la dynamique d'anche complète (cf. par exemple [Wilson and Beavers, 1974, Silva et al., 2008, Avanzini and Rocchesso, 2002, Guillemain et al., 2005]), et montrent notamment l'influence de l'inertie de l'anche quand le premier mode du résonateur se rapproche de la fréquence de résonance de l'anche. Dans le but d'obtenir une estimation analytique et rapide de la fréquence de jeu de l'instrument, il est commode de passer par un adimensionnement des équations et des paramètres de contrôle. Ainsi, la pression dans la bouche devient $\gamma = P_m/P_M$ et l'ouverture de l'anche devient, $\zeta = Z_c w(H_0) \sqrt{\frac{2}{\rho P_M}}$. L'impédance d'entrée est ensuite décomposée sur les modes du tube (cf. par exemple [Guillemain and Silva, 2010]) :

$$Z_e = j\omega \sum_n \frac{F_n}{\omega_n^2 - \omega^2 + j\omega\omega_n/Q_n}, \quad (3.7)$$

où ω_n sont les pulsations de résonance de l'instrument et F_n et Q_n sont les facteurs modaux (trace de la forme modale à l'entrée du tube² et facteur de qualité de chaque mode. Les maximums d'impédance sont donc à peu près : $Z_n = F_n Q_n / \omega_n$. La relation 3.5 adimensionnée est approchée par un polynôme d'ordre 3, dont le premier terme réel A , s'écrit d'après [Kergomard et al., 2000, Ollivier et al., 2005],

$$A = \frac{\zeta(3\gamma - 1)}{2\sqrt{\gamma}}. \quad (3.8)$$

Ceci implique que le déclenchement de l'auto-oscillation est réalisé à la condition $\Im[Y_e] = 0$, quand on ignore la dynamique de l'anche. En premier lieu, une manière de voir simplement le problème serait de considérer la fréquence de jeu f_p comme identique à la fréquence de résonance. Le premier mode étant le moins amorti, on aboutit à la condition du seuil d'oscillation $A = \Re[Y_e(\omega_1)]$, lorsque le système exciteur compense exactement les pertes dans le résonateur. On déduit donc de (3.8) la pression de seuil d'oscillation :

$$\gamma_{th} \simeq \frac{1}{3} + \frac{2\Re[Y(\omega_1)]}{3\sqrt{3}\zeta}. \quad (3.9)$$

2. Par exemple, pour le premier mode d'un cylindre, $F_1 = 2c/L$, où L est la longueur du tube.

Dans [Coyle et al., 2015], Coyle et coll. ont étudié quels effets produisait un décalage de la fréquence de jeu par rapport à la fréquence de résonance. Trois effets principaux sont étudiés : outre la dynamique d'anche, les effets du débit d'anche et de l'inharmonicité quand la pression d'alimentation γ augmente, induisent un décalage fréquentiel,

$$\Delta f/f_1 = (f_p - f_1)/f_1. \quad (3.10)$$

Des expressions approchées de ces effets ont été obtenues en fonction des trois paramètres modaux des deux premiers modes du résonateur (pour un doigté donné).

Pour notre objectif, il serait possible d'utiliser ces formules pour optimiser l'instrument logique, mais cela risquerait d'alourdir inutilement les temps de calcul. Nous choisissons donc de supposer que pour chaque doigté l'instrument est très proche d'un cylindre de longueur L , et donc $f_1 = c/(4L)$ et $F_1 = 2c/L$. Le troisième paramètre étant donné par la hauteur du pic d'impédance Z_n . Nous pouvons écrire le décalage fréquentiel sous la forme d'une correction de longueur : $\Delta L/L = -\Delta f/f_1$. L'idée est que chaque effet étant petit, il suffit de les calculer indépendamment, puis de les ajouter. Voici donc les formules que nous utilisons :

— L'effet du débit d'anche est donné par :

$$\Delta L_{deb} = \frac{cZ_c S_r H_0}{G(\gamma) P_M} = \frac{cZ_c S_r}{K_r G(\gamma)}, \quad (3.11)$$

avec $G(\gamma) = 1$ pour $\gamma < 0.5$ et $G(\gamma) = 2\gamma$ pour $\gamma \geq 0.5$. Dans l'équation précédente, il est possible de montrer la dépendance de la surface vibrante en fonction de H_0 en remplaçant la longueur vibrante par une relation linéaire de l'angle formé par l'anche au repos (sans l'action du musicien) et son expression peut être remplacée par $S_r = w\theta_0 H_0$. $\theta_0 = H_0(\ell = 0)/\ell_r$ où ℓ_r est la longueur vibrante de l'anche sans l'action du musicien (soit la longueur totale de la table incurvée du bec, cf. [Avanzini and van Walstijn, 2004] pour un exemple de profil de table, en supposant que l'anche s'enroule sur la table du bec). Dans l'éq.(3.11), la correction de longueur apportée par le débit d'anche est indépendante de la fréquence de résonance pour un cylindre à basses fréquences.

— L'effet de la dynamique d'anche est donné par :

$$\frac{\Delta L_{dyn}}{L} = \frac{\zeta c}{\sqrt{3}} \frac{q_r}{\omega_r L} \left[1 + \frac{3}{4}(\gamma - \gamma_{th}) \right], \quad (3.12)$$

qui avec l'éq.(3.9) devient,

$$\Delta L_{dyn} = \zeta \frac{c q_r}{\omega_r \sqrt{3}} \left[1 + \frac{3}{4} \left(\gamma - \frac{1}{3} - \frac{2\alpha(L)Lc q_r}{3\sqrt{3}\zeta} \right) \right]. \quad (3.13)$$

où $\alpha = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{a} \sqrt{c/4L}$ est le coefficient de pertes visco-thermiques au premier mode de vibration. En supposant, la longueur équivalente du tube grande devant ΔL_{dyn} , la fréquence nominale cible de jeu $f_{1,m} = c/4L_m = 146.8 * 2^{\frac{m-1}{12}}$ peut être assimilée à la longueur du tube pour l'estimation des pertes. L'indice m correspond à la note de la gamme tempérée dans la tessiture de la clarinette soprano en commençant par la fréquence du E_2 à 146.8 Hz.

- Le dernier phénomène est l'inharmonicité inter-résonance. Sur la clarinette l'inharmonicité est souvent négative, principalement à cause du pavillon dans le bas de registre et du barillet (qui correspond à un rétrécissement local de la section) dans le haut de registre (cf. notamment [Debut et al., 2005]). Lorsque le spectre de pression interne s'enrichit à mesure que la pression d'excitation augmente (paramètre γ), la loi d'équilibrage de la puissance réactive, démontrée par [Boutillon, 1991], peut expliquer la variation de f_p due à l'inharmonicité. La correction de longueur approchée induite par ce phénomène, et restreinte à la seule contribution du second mode de résonance, s'exprime alors :

$$\Delta L_{IH} = -\frac{\eta_3 L}{1 + |1 + z|^2}, \quad (3.14)$$

avec $z = (Y_3 - Y_1)/(A - Y_1)$ et $Y_3 \simeq \sqrt{3}Y_1$ pour un tube et $\eta_3 = (\omega_3 - 3\omega_1)/\omega_1$. De plus, pour de grandes pressions d'excitation z tend vers et $\Delta L_{IH} = -\eta_3 \cdot L/2$

La somme de ces trois effets permet alors d'approcher la fréquence de jeu en fonction des paramètres d'embouchure, P_m et H_0 (dont sont issus les paramètres sans dimension γ et ζ) et de la décomposition modale extraite de l'impédance d'entrée de l'instrument. La correction de longueur totale s'écrit pour chaque note d'indice k :

$$\Delta L_{tot}(P_m, H_0, L_k, \eta_3) = \Delta L_{deb}(P_m, H_0) + \Delta L_{dyn}(P_m, H_0, L_k) + \Delta L_{IH}(P_m, H_0, L_k, \eta_{3,k}). \quad (3.15)$$

Une "bonne" intonation est alors définie par la condition $\Delta L_{tot} = L_k - L = Lc_k$, où Lc_k est une longueur additionnelle cible variable pour chaque note k . Dans l'espace de contrôle du musicien (P_m, H_0) , la condition de justesse,

$$\Delta L_{tot} - Lc_k = 0, \quad (3.16)$$

est donc remplie pour une infinité de couples (P_m, H_0) (cf. figure 3.3). On obtient alors une fonction $P_m(H_0)$ pour laquelle la fréquence nominale est atteinte, et qui

dépend du choix de L_{C_k} et de l'inharmonicité $\eta_{3,k}$. La figure 3.3, à droite, représente alors cette fonction pour $L_{C_k} = 1\text{ cm}$, ordre de grandeur généralement admis par l'expérience (cf. par exemple [Dalmont et al., 1995]), et $\eta_{3,k} = 0$. Cette représentation peut s'avérer utile pour déterminer la fréquence de résonance du premier mode d'un instrument. Il reste cependant à définir plus précisément quelle évolution de $P_m(H_0)$ est plus favorable à un musicien et donc comment ajuster L_{C_k} afin que la condition de justesse soit jouable. Nous pouvons d'ores et déjà supposer que cette fonction doit être bornée par la plage d'existence du régime périodique définie par les seuils d'oscillation et d'extinction (cf. par exemple, [Dalmont and Frappe, 2007, Dalmont et al., 2005]).

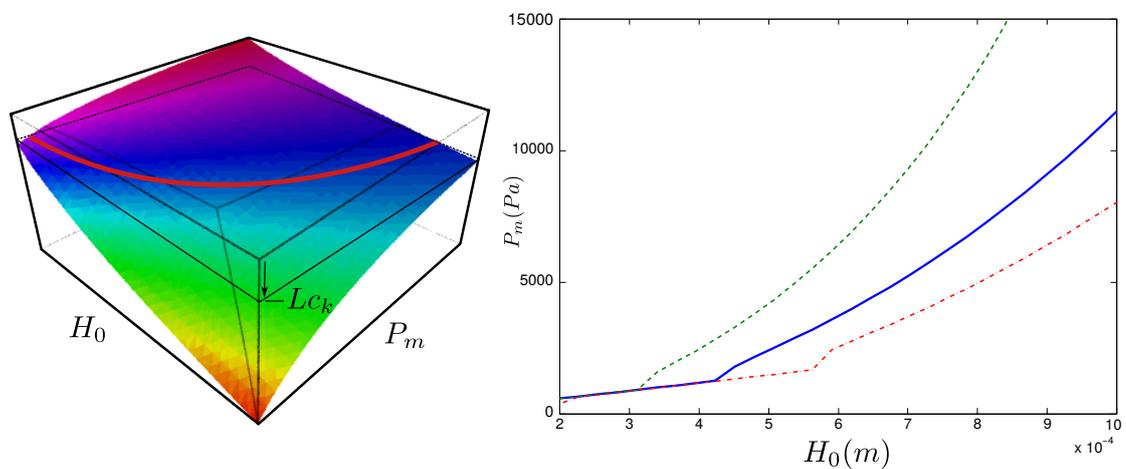


FIGURE 3.3: (à gauche) Représentation de $\Delta L_{tot}(H_0, P_m, L_{C_k})$ paramétrée pour $\eta_3 = 0$ et $m = 1$ (E_2 grave de la clarinette soprano). La ligne rouge représente l'intersection entre ΔL_{tot} et le plan défini par la variable L_{C_k} . Un tube de longueur $L = L_k - L_{C_k}$ joue alors juste pour la combinaison de paramètre d'embouchure H_0 et P_m (à droite). Ici, L_{C_k} est alors défini à 1 cm et la courbe en pointillés représente un écart de +10 cents et tirets-pointillés de -10 cents.

La méthode employée dont les résultats seront montrés au chapitre 5 revient à trouver pour chaque note les quantités L_{C_k} et $\eta_{3,k}$ de façon à imposer à la fonction $P_m(H_0)$ de se situer entre les deux fonctions $P_{m_{tha}}(H_0)$ et $P_{m_{ext}}(H_0)$ qui correspondent aux seuils d'émergence et d'extinction.

3.3 Évaluer et quantifier la dynamique musicale *a priori*

Nous avons abordé, dans la section 2.3.5, l'efficacité du rayonnement d'un réseau à trous latéraux en la replaçant dans le contexte de fonctionnement linéaire du résonateur. Il est donc possible de quantifier la puissance rayonnée par un résonateur à partir de la méthode dérivée de la TMM. Cette méthode étant toutefois difficile et coûteuse à mettre en œuvre pour l'estimation de la puissance rayonnée, elle n'a pas été incluse dans la procédure d'optimisation. Cependant, en revenant sur le cas simplifié d'un résonateur à un seul orifice rayonnant (abordé dans la section 2.2.4), il est possible de montrer que l'amplitude des auto-oscillations dépend principalement de la prédominance des phénomènes dissipatifs. La figure 3.4, représente la pression rayonnée dans l'axe de l'orifice décrit par la géométrie (figure 2.2) en fonction de la pression statique en amont du bec.

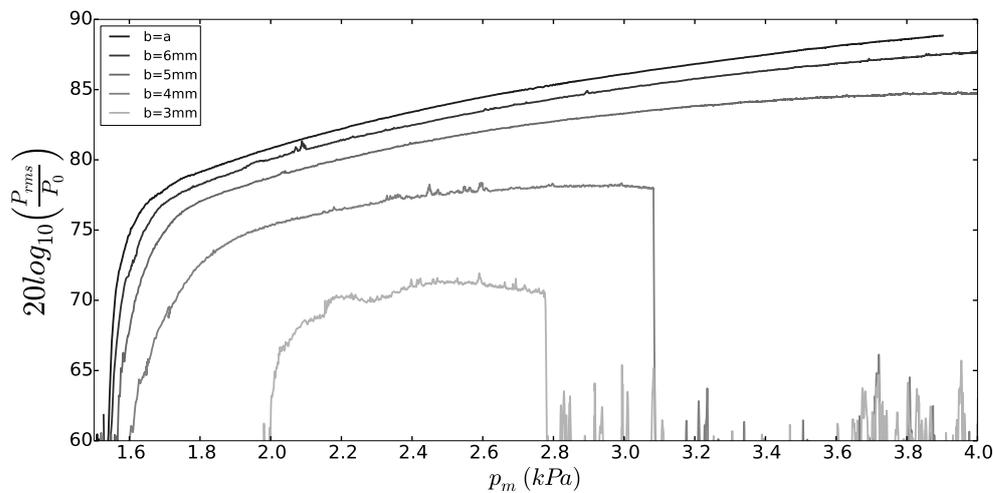


FIGURE 3.4: Pression rayonnée dans l'axe des diaphragmes en fonction de la pression d'excitation P_m et proche du seuil d'oscillation. L'acquisition est réalisée pour des rampes descendantes de pression à $3\text{kPa}/\text{min}$.

La mesure est réalisée sur une bouche artificielle (cf. par exemple [Ferrand and Vergez, 2008]) pour de faibles pentes décroissantes de pression ($3\text{kPa}/\text{min}$) afin de s'affranchir des effets de retard à la bifurcation sur le seuil d'oscillation, étudié par [Bergeot et al., 2013]. On observe néanmoins ce phénomène, au niveau des seuils d'extinction pour les

Chapitre 3. La clarinette en auto-oscillation

diaphragmes de 3 et 4 mm de rayon. Pour des rampes décroissantes, la bifurcation inverse à l'extinction (cf. par exemple [Dalmont and Frappe, 2007]) est théoriquement prédite à la pression de plaquage P_M , et devrait donc apparaître pour des pressions d'excitations similaires. Lors des acquisitions, la configuration de l'embouchure est conservée à l'identique ainsi que la pente des rampes de pression P_m . Ce retard à la bifurcation ne peut être expliqué que par la présence de dissipation non linéaire accrue à chaque diminution de l'orifice terminal (cf. [Ingard and Ising, 1967, Atig et al., 2004]).

L'effet des pertes par séparation d'écoulement est alors clairement amplifié à mesure que le rayon de l'orifice s'amenuise. Ce qui a pour principale conséquence de diminuer l'étendue (la distance entre les seuils d'oscillation et d'extinction) et l'amplitude du régime périodique. La difficulté d'émission pour les configurations de tubes avec de petits orifices est clairement identifiable en condition de jeu. Pour un effort identique (pression dans la bouche du musicien, P_m) le niveau de pression rayonnée, proportionnel à la puissance rayonnée si on considère une source monopolaire, peut décroître de 15 dB pour une diminution de section d'un rapport 6 environ (entre un diaphragme de rayon 7.45 et 3 mm). De plus, la pente est nettement plus faible pour les petits diaphragmes, ce qui offre moins de possibilité de contrôle de la dynamique pour l'instrumentiste. Afin d'illustrer ce dernier point, il est plus aisé pour un musicien qui cherche à réaliser un crescendo que cette transition soit la plus restreinte dans sa dynamique de contrôle. Généralement, la limite maximale de pression buccale admise pour un clarinettiste se situe autour de 15kPa, qui est rarement atteinte car l'instrument arrive à saturation avant cela. Au-delà de ce point de saturation on observe un changement de signe de la progression dynamique. Il est d'ailleurs admis par certains musiciens que les nuances piano sont plus contrôlables à de fortes pressions d'excitation après ce seuil (cf. par exemple [Dalmont et al., 2005, Taillard and Kergomard, 2015]), que l'on peut voir également illustré dans la figure 3.5 pour les diaphragmes de 3 mm.

Cette figure met également en évidence l'effet bénéfique de l'arrondissement des bords saillants des diaphragmes (le rayon de courbure est de 1.5 mm), autant sur l'amplitude du spectre rayonné que sur l'accroissement des seuils d'extinction. C'est cet aspect qui nous a conduit à considérer des embases de trous latéraux sous-coupés pour la réalisation d'une version d'un instrument logique, décrite dans la partie suivante, cf. chapitre 5.

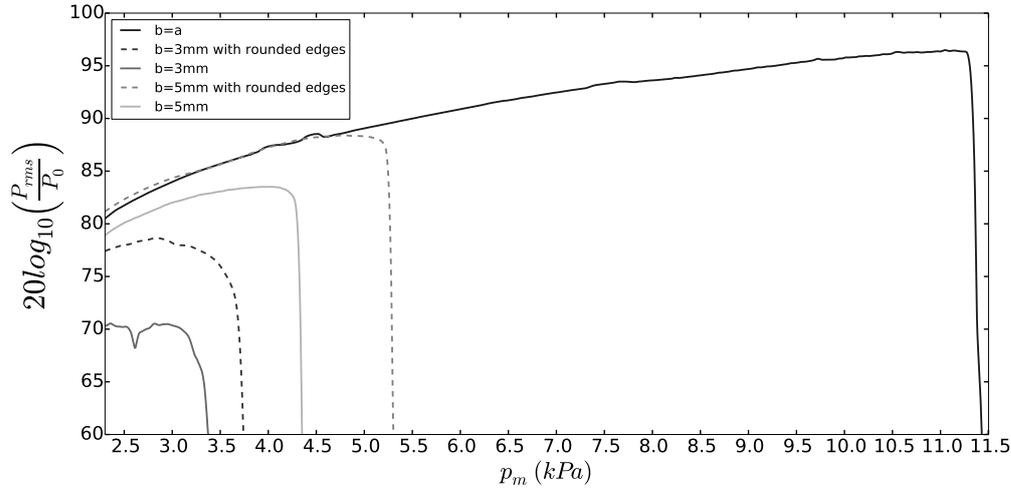


FIGURE 3.5: Pression rayonnée dans l'axe des diaphragmes à bords saillants (traits continus) et évasés (rayon de courbure de 1.5 mm et en traits pointillés) en fonction de la pression d'excitation P_m . L'effet des évasements sur la diminution des pertes par décollement des couches limites semble significatif avec une augmentation de la pression rayonnée d'environ 9 dB pour le diaphragme de 3 mm de rayon et un décalage de son seuil d'extinction d'environ 400 Pa. Pour le diaphragme de 5 mm de rayon, la pression rayonnée à la même distance est augmentée de 3 dB et son seuil d'extinction est décalé d'environ 1 kPa. A titre de comparaison, est affichée une mesure d'un tube sans diaphragme (pour une ouverture égale au rayon du tube).

La prédiction des effets dissipatifs non linéaires dans le résonateur est cependant difficile à appliquer, car coûteux en temps de calcul, et aussi parce qu'il faut un *a priori* sur la pression en entrée. Néanmoins, la prédiction des seuils d'oscillation et d'extinction donnés dans [Dalmont and Frappe, 2007, Taillard and Kergomard, 2015] permet de fixer des limites étendues du régime périodique.

Le seuil d'oscillation est alors défini par,

$$P_{m_{th}} \simeq \frac{1}{9} (\beta_1 + \sqrt{3 + \beta_1^2})^2 P_M, \quad (3.17)$$

avec,

$$\beta_1 = Z_c Y(\omega_1) \frac{P_M}{u_A}, \quad \text{et } u_A = w \sqrt{\frac{2K_r H_0^3}{\rho}}, \quad (3.18)$$

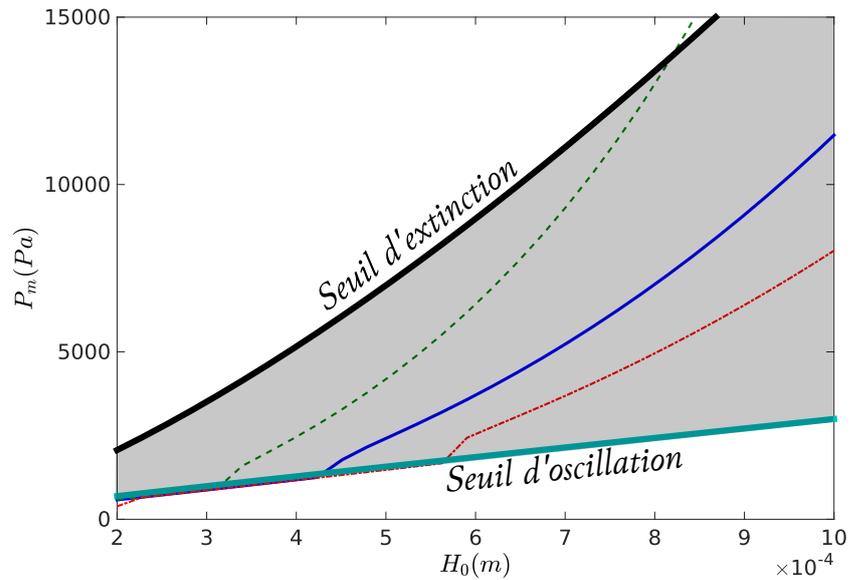


FIGURE 3.6: Représentation de la surface d'existence du régime périodique située entre les seuils d'oscillation et d'extinction, associée à l'évolution de la condition de justesse (trait plein), eq.(3.16) dans le même espace de contrôle du musicien, H_0 et P_m , de la figure 3.3. Les limites à ± 10 cents sont également représentées, par le tracé en tirets et en tiret-pointillés, respectivement.

le débit maximal entrant dans l'instrument. β_1 est un coefficient sans dimension relatif aux pertes dans le conduit. Si il dépasse l'unité le seuil d'oscillation est supérieur à la pression de plaquage P_M et donc le régime statique reste stable. Si le régime périodique est déclenché, il existe jusqu'au seuil d'extinction, qui s'écrit,

$$P_{m_{ext}} = \left(\frac{1}{9} + \frac{2}{27\beta_2} (3 + \beta_2^2) \left[\beta_2 + \sqrt{3 + \beta_2^2} \right] \right) P_M, \quad (3.19)$$

avec $\beta_2 = 2\beta_1 / (1 + \beta * \beta_1)$ et $\beta = (u_{AZ_c} Y(\omega_1)) / P_M$. Ces formules sont issues de [Dalmont and Frappe, 2007] et sont représentées dans la figure 3.6 et superposées à la prédiction de justesse de la figure 3.3. Ce cas idéal autoriserait alors un musicien à jouer juste sur la totalité de la "surface d'existence" du régime périodique.

Partie II

Deux essais de conception méthodique

4 Conception d'un second prototype et analyse expérimentale

À partir d'un instrument de référence

4.1	Éléments structuraux et géométriques d'un instrument logique . .	81
4.1.1	Définition	81
4.1.2	Structure du prototype	84
4.2	Contraintes d'optimisation	85
4.3	Définition des fonctions de coût	86
4.3.1	Critère de justesse	86
4.3.2	Critère de jouabilité du second registre	92
4.4	Stratégie d'optimisation	94
4.4.1	L'optimisation non linéaire sous contraintes avec <code>fmincon</code>	94
4.4.2	Optimisation multiobjectifs avec <code>fgoalattain</code>	100
4.5	Analyse de l'optimum	103
4.5.1	Convergence de l'algorithme	103
4.5.2	Sensibilité de F autour de l'optimum x^*	105
4.5.3	Sensibilité aux conditions initiales	106
4.5.4	Effets de la structure et des fréquences cibles sur la géométrie optimale	109
4.5.5	Analyse expérimentale	115
4.6	Conclusions et améliorations envisagées	126

Ce chapitre prend comme point de départ les travaux réalisés dans [Noreland et al., 2013]. Cette étude vise à optimiser les fréquences de résonance d'une clarinette à tablature logique réduite (1 registre et demi environ) en partant de *l'a priori* que le système excitateur n'apporte qu'une simple correction de longueur constante à l'entrée de l'instrument et quelle que soit la note jouée, comme le propose l'article [Dalmont et al., 1995]. Ainsi, les fréquences de résonance du premier pic d'impédance de l'instrument peuvent être simplement déterminées et utilisées comme cibles de l'optimisation. Aucun *a priori* sur l'inharmonicité n'est indiqué et elle est

alors supposée nulle sur le premier registre. Au second registre, il n'est pas besoin de définir d'inharmonicité des modes de résonance car la fréquence de coupure est plutôt basse, l'auto-oscillation n'est alors supportée que par le seul second mode. Bien que ce premier prototype semble convenir aux attentes d'un musicien en terme de justesse sur le premier registre, il apparaît qu'au second registre la fréquence de jeu s'écarte significativement des fréquences nominales¹. La jouabilité du second registre est également difficile d'après les jugements de musiciens.

En effet, les instruments à anche sont considérés comme des instruments à système exciteur faible et résonateur fort, contrairement aux instruments de la famille des cuivres, par exemple. Ce qui signifie qu'il est, la plupart du temps, nécessaire que l'amplitude du premier pic d'impédance soit plus faible que celle du second pour permettre à l'instrumentiste de jouer au second registre. Cependant, cette affirmation ne semble pas vérifiée pour le saxophone dont la perce conique impose un affaissement d'ordre réactif de son premier pic d'impédance au premier registre. Mais sa jouabilité n'en est pas affectée grâce à la contribution de la série harmonique complète des résonances du saxophone et d'un deuxième pic de plus forte amplitude espacé d'un rapport 2 du premier pic. Dans ce cas, la bifurcation devient alors inverse à l'émergence comme exposé dans [Grand et al., 1997, Ollivier et al., 2005, Karkar et al., 2012].

Toujours pour le saxophone, l'article [Doc and Vergez, 2015] montre l'influence de l'inharmonicité des résonances sur la génération de régimes d'oscillation quasi-périodique. Il y est également démontré que lorsque l'inharmonicité est suffisante, celle-ci peut, dans certaines configurations d'embouchure, déstabiliser le régime d'oscillation du premier registre au profit d'un régime quasi-périodique ou du second registre. Ceci permet de faire état d'un second rôle du trou de registre de la clarinette. En effet, un trou de registre ouvert, en plus de favoriser l'affaissement du premier pic d'impédance, génère une inharmonicité considérable entre premier et second pics, ce qui favorise l'auto-oscillation à se synchroniser sur ce second registre (cf. [Fletcher, 1978]).

Cet affaissement du premier pic d'impédance au second registre doit alors être pris en compte dans la construction des cibles. Comme il n'existe pas d'affaissement optimal pour un instrument à trous latéraux (cette question a été traitée

1. Fréquences de la gamme tempérée.

tée analytiquement seulement dans le cas d'un résonateur purement cylindrique [Debut et al., 2005]), plusieurs définitions de fonctions objectifs ont été testées. Comme nous l'avons évoqué dans la partie précédente, l'évaluation subjective d'un instrument fait intervenir chez le musicien un ensemble de critères associés à différents attributs de l'instrument. Il apparaît nécessaire d'utiliser une métaheuristique d'optimisation autorisant la résolution de problèmes d'optimisation multiobjectifs, comme c'est le cas de la méthode par descente de gradient de type fgoalattain. Ensuite, dans le but de respecter et/ou d'améliorer le critère subjectif d'homogénéité de l'instrument, les fréquences de résonance ciblées dans la réalisation du second prototype sont issues de la mesure d'un instrument réel dont les paramètres modaux ont été régularisés d'après la méthode décrite ci-après.

4.1 Éléments structuraux et géométriques d'un instrument logique

4.1.1 Définition

La conception méthodique des instruments à trous latéraux fait intervenir deux classes de problèmes distincts. En effet, la géométrie de l'instrument peut être décrite par ses variables géométriques continues (dimensions des rayons et des entraxes des trous de notes, par exemple), mais également par la manière dont ces éléments sont organisés entre eux. Cette description géométrique ne peut se faire qu'après avoir défini la répartition générale des éléments (trous latéraux ouverts ou fermés, discontinuités de section et éventuellement portions coniques ou à profil doux), ce que nous conviendrons d'appeler l'organisation structurelle, ou structure de l'instrument. Les variables géométriques évoluent donc dans un espace continu et borné, et leur implication dans le fonctionnement acoustique du résonateur se fait grâce aux modèles décrits dans la partie précédente, et résumé par la procédure décrite par la figure 4.2. La formulation des fonctions de coût est alors fortement non linéaire et pas forcément convexe. D'ailleurs, la convexité du problème dépend majoritairement de la nature des fonctions de coût et surtout de l'espace de conception (variables géométriques), dont les bornes ne doivent pas être trop restrictives.

L'organisation structurelle, quant à elle, utilise un ensemble de variables dis-

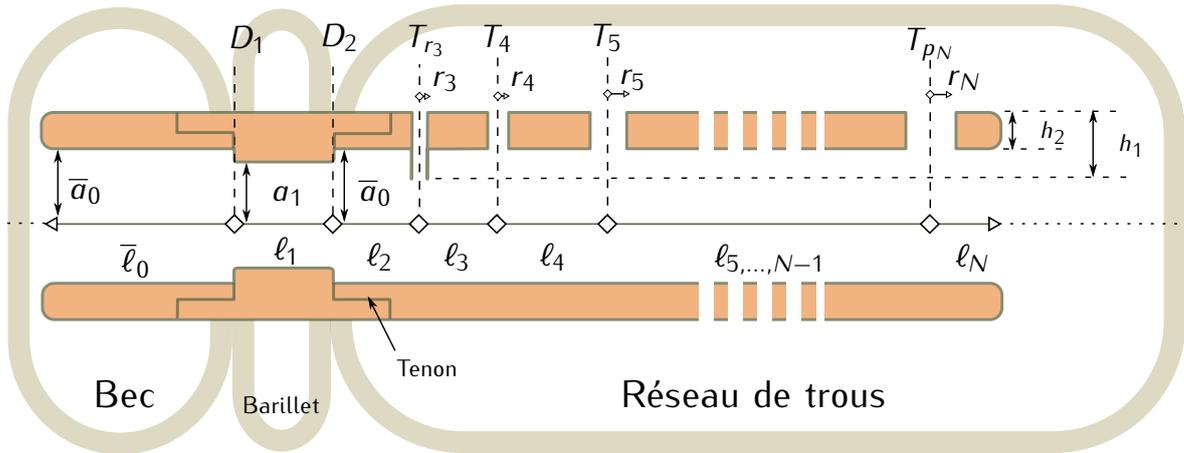


FIGURE 4.1: Représentation schématique de la structure du deuxième prototype. Il y a N éléments localisés, qui correspondent, soit à un trou latéral (T_r pour un trou de registre et T_p pour un trou de pavillon), soit à une discontinuité de section (D_n). La hauteur des cheminées du réseau de trous est dépendante de l'épaisseur de matériau h_1 , excepté pour le trou de registre (troisième élément, T_{r3}). Les paramètres géométriques fixés sont représentés par une barre horizontale : il s'agit de la longueur $\bar{\ell}_0$, correspondant au bec et le rayon de la portion cylindrique principale fixé à la même cote que la clarinette actuelle, $\bar{a}_0 = 7.45\text{mm}$.

crêtes, comme par exemple : le nombre de trous de registre, leurs fonctions (dédiés ou duaux), le nombre de trous de pavillon, le nombre de discontinuités de section dans l'instrument et leurs positions, etc ... Cette liste n'est évidemment pas exhaustive, mais on peut déjà différencier les éléments structuraux ayant une implication sur la tablature de l'instrument (par exemple, le nombre de trous de registre) et ceux faisant référence à la forme de la perce interne (position d'une discontinuité de section ou le début d'une portion évasée, par exemple). Notons la contribution essentielle de la tablature de l'instrument dans le calcul des impédances d'entrée de chaque doigté qui constituent la base de nos fonctions objectifs. Elle permet de faire le lien entre l'organisation des éléments localisés et ce calcul. Et donc, chaque modification structurelle de l'instrument doit pouvoir être assimilée dans cette tablature. On comprend alors que l'ajout d'un trou ouvert ou fermé, quelle que soit sa fonction (registre, pavillons, note, etc ...), ne modifie pas son rôle de transcritteur, contrairement à une discontinuité de section, par exemple, qui doit alors être repérée différemment sur la tablature et également comprise dans la procédure de calcul d'impédance (cf. figure 4.2).

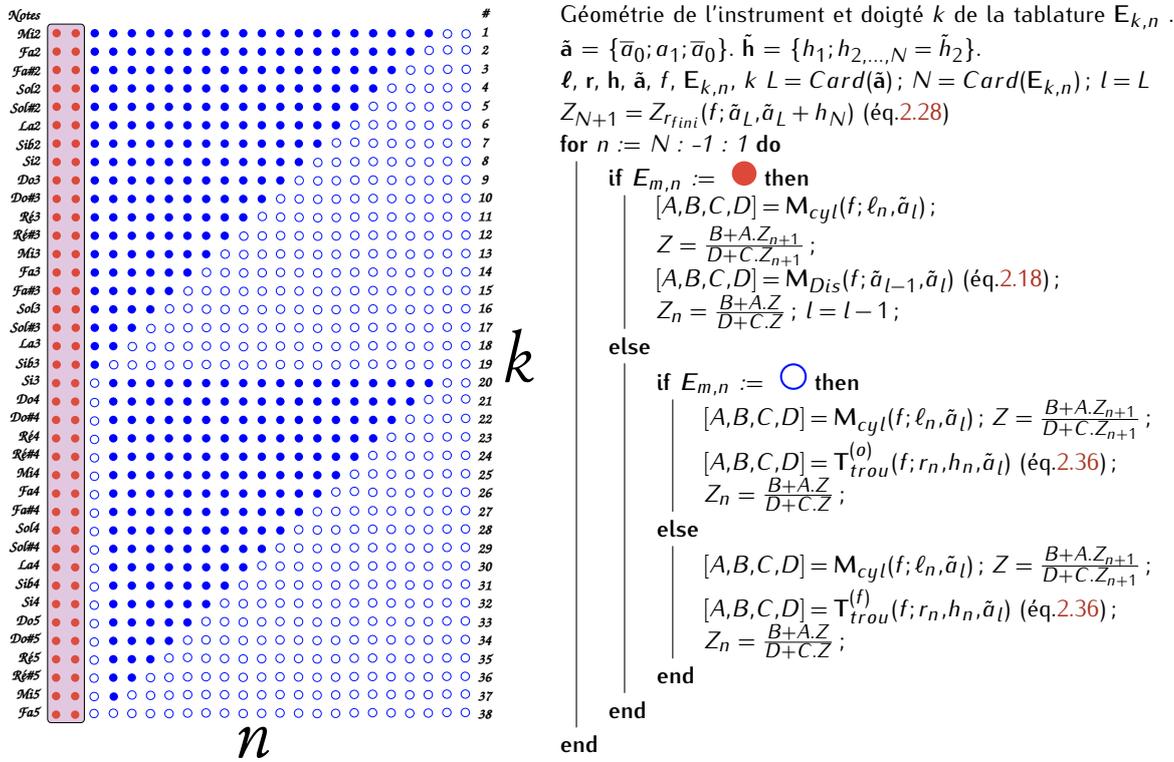


FIGURE 4.2: (à gauche) Tablature du prototype décrite par la matrice $E_{k,n}$ de dimension $K \times N$ où K correspond au nombre de doigtés et N le nombre d'éléments localisés (trous ou discontinuités). Les doigtés sont numérotés de 1 à 38 et comprennent les deux registres. Les N éléments localisés sont précisés par un \bullet lorsqu'il s'agit d'une discontinuité de section, d'un \bullet si c'est un trou fermé et un \circ si le trou est ouvert. (à droite) Algorithme de transcription d'une ligne horizontale, correspondant à un doigté k de l'instrument, vers l'impédance d'entrée correspondante.

Il n'est pas question de proposer une heuristique prenant en compte la contribution de ces variables structurelles, que des méthodes d'optimisation combinatoire permettent de résoudre (de type Branch and Bound [Lawler and Wood, 1966], par exemple). Mais l'amélioration de la compréhension de cette structure dans la détermination de la fonction objectif est un premier pas dans cette direction. C'est donc pour cette raison que la présente étude se borne au développement et l'analyse d'une optimisation des variables géométriques.

Il est également important de différencier les variables de conception indépendantes et dépendantes. Comme nous le verrons pour ce deuxième prototype, une variable d'optimisation peut être associée à différents paramètres géométriques, par exemple, la hauteur de chaque cheminée peut être associée à une seule variable. Comme c'est le cas ici, cette configuration peut être le résultat d'une contrainte de conception imposée par le fabricant : "Le rayon externe de l'instrument doit rester constant". L'usinage de ce prototype devait être le plus simple possible, ce qui implique que les hauteurs des cheminées ne peuvent pas être indépendantes et doivent alors correspondre à l'épaisseur du matériau et par extension au diamètre externe d'un cylindre.

4.1.2 Structure du prototype

Les méthodes de gradient sont prévues pour l'optimisation de variables continues. Notre heuristique de conception, qui se base sur ces méthodes, ne peut concerner que les variables géométriques. C'est pour cela qu'il est nécessaire de fixer une structure en amont la plus simple et suffisamment proche du premier prototype, en y incluant toutefois quelques degrés de liberté supplémentaires. Dans le premier prototype, décrit dans [Noreland et al., 2013], le rayonnement des notes du bas de registre était assuré par un pavillon à 2 trous latéraux dont les dimensions étaient fixes et avec une fréquence de coupure proche de celle du réseau de trous latéraux de 1450Hz (d'après la définition donnée dans [Moers and Kergomard, 2011]). Pour ce deuxième prototype, les dimensions des trous de pavillon sont laissées libres (positions et rayons) et leur nombre est conservé à 2. A l'instar du premier prototype, la structure ne comporte qu'un seul trou de registre.

Un barillet à la sortie du bec est également ajouté comme sur la clarinette soprano actuelle. Cet élément structurel ajoute 2 variables de conception supplémentaires : la longueur ℓ_1 et le rayon de sa portion cylindrique a_1 (cf. figure 4.1). Ce rayon variable introduit 2 discontinuités qui sont alors représentées dans la figure 4.2 par les ● et ensuite interprétées dans le calcul de l'impédance d'entrée d'après la procédure donnée dans cette même figure. L'ajout de ce barillet a pour principale utilité d'ajuster les inharmonicités [Debut et al., 2005] (inter-résonance et inter-registre). Le rayon de la portion cylindrique principale est fixé à une cote identique

à celle de la clarinette actuelle, soit $\bar{a}_0 = 7.45mm$ (les paramètres géométriques fixés dans la procédure d'optimisation sont indiqués par une barre horizontale). La figure 4.1, représente une vue schématique du prototype et liste l'ensemble des variables du problème d'optimisation.

Cette structure est donc la base du deuxième prototype, que la prochaine section 4.5.3 essaie d'éprouver par l'analyse de ses diverses formes possibles. Il est envisageable d'étendre l'optimisation à des descripteurs des perces coniques ou évasées, par exemple. Cependant, ces variables additionnelles doivent pouvoir être incluses dans la tablature et interprétées dans l'algorithme de transcription d'impédance. Notre étude se borne alors à la perce cylindrique d'abord par simplicité et également pour évaluer les limites de son utilisation afin de mieux localiser les modifications de perce adéquates en fonction du/des critères demandés. Pour ce prototype, 47 variables géométriques sont engagées dans la phase d'optimisation. On y dénombre : 23 entraxes (distance entre chaque élément localisé), 21 rayons, 2 hauteurs de cheminées, 1 rayon de barillet. Cet espace de conception est défini par $\mathbf{x} = \{\ell, r, \tilde{h}, \tilde{a}\}$ dont les éléments sont identifiables par la variable itérative j (à ne pas confondre avec la variable n correspondant aux éléments localisés).

4.2 Contraintes d'optimisation

A présent, l'espace de conception est borné de manière à se rapprocher le plus possible des limites données par le fabricant, souvent en rapport à des critères de solidité, car le prototype doit être usiné dans le bois. S'il s'avère, à l'issue de sa conception, que ce critère de solidité restreint trop l'espace de conception, cela signifie alors qu'il est peut-être nécessaire d'utiliser un matériau moins limitant, et donc plus résistant, afin de les étendre. Par exemple, l'utilisation du laiton pour le corps de l'instrument, permettrait de diminuer la contrainte basse des hauteurs de cheminée qui dépend principalement de l'épaisseur du matériau. L'ensemble des contraintes fixes sont décrites dans le tableau (4.1), ci-dessous.

La plage de validité des modèles acoustiques peut être un facteur limitant et intervenir dans les bornes de conception. Par exemple, l'interaction des modes évanescentiels entre chaque trou de note a été ignorée, dans les modèles présentés dans la partie précédente, car leur décroissance est exponentielle. Cependant, lorsque

Tableau 4.1: Contraintes de conception

ÉLÉMENTS GÉOMÉTRIQUES	Contraintes absolues (mm)			
	Limites basses		Limites hautes	
	Rayon	Longueur	Rayon	Longueur
Trou de note	1.5	4.5	$0.8 \cdot \bar{a}_0$	10
Trou de registre	1	4.5	$0.8 \cdot \bar{a}_0$	18
Barillet	$0.9 \cdot \bar{a}_0$	10	$1.1 \cdot \bar{a}_0$	∞
Contraintes linéaires d'inégalité				
Non superposition	$\ell_n \geq r_n + r_{n+1}$			
Tenon (non superp.)	$\ell_2 \geq \bar{\ell}_{tenon} + r_1$			
Longueur tot. max.	$600 \geq \ \ell\ _1$			

l'entraxe de deux trous est très petit (souvent de l'ordre de leur rayon mutuel), il est admis que ces modes interagissent [Keefe, 1983]. C'est pourquoi, une contrainte visant à limiter les entraxes de chaque trou, ℓ_n , à la somme de leurs rayons respectifs a été introduite, r_n et r_{n+1} . Ce type de contraintes n'est pas fixe car elles dépendent d'une relation linéaire entre les variables de conception. Il existe un autre type de contrainte linéaire de solidité comme la longueur maximale souhaitée, qui dépend de la somme des entraxes de chacun des éléments localisés. Ces contraintes dites linéaires sont également résumées dans le tableau (4.1). Il est important de noter qu'il est préférable de ne pas trop borner l'espace de conception de manière arbitraire afin de s'assurer que l'optimum, issu de la procédure, correspond bien à un minimum local de la fonction de coût.

4.3 Définition des fonctions de coût

4.3.1 Critère de justesse

Pour concevoir ce prototype, les fonctions de coût doivent permettre de transposer l'évaluation subjective d'un clarinettiste par le biais de grandeurs acoustiques quantifiables. Un attribut majeur de la clarinette est sa justesse et sa régularité d'intonation, qui lui permettent d'évoluer aisément avec d'autres instruments.

Comme nous avons décidé de ne pas utiliser, pour l'instant, de modèle analytique pour prédire la fréquence de jeu à partir de l'impédance d'entrée de l'instrument, il a été choisi de prendre les données physiques issues d'un instrument haut de gamme comme références (nous l'appellerons par la suite **clarinette de référence**). Ceci suppose que cet instrument intègre *a priori* la variation de fréquence due au système exciteur en fonction des possibilités de contrôle de l'instrumentiste.

L'inharmonicité inter-résonance ayant un rôle significatif sur la qualité de l'intonation et sur la variation de fréquence de jeu en fonction de la nuance musicale, elle est également extraite expérimentalement et incluse dans les fréquences cibles de l'optimisation. La fréquence de coupure étant assez faible sur les différents doigtés de la clarinette (autour de 1400 Hz, cf. figure 2.7) il est inutile de s'intéresser à l'inharmonicité du second registre, car il n'existe plus réellement de résonances distinctes.

4.3.1.1 Des fréquences cibles régularisées issues d'une clarinette de référence

L'impédance d'entrée de chaque doigté de l'instrument de référence est mesurée à l'aide du pont d'impédance décrit dans l'annexe A. Les mesures sont normalisées à une température de référence de 20°C, ce qui nous impose d'implémenter les prédictions d'impédance d'entrée à cette température. Ensuite, et après extraction des fréquences de résonance mesurées sur les premiers ($f_{1,k}$) et seconds modes ($f_{2,k}$), la régularisation est réalisée en approchant, $1200 \cdot \log_2 \left(\frac{f_{i,k}}{f_k} \right)$, à l'aide d'un polynôme du second ordre (cf. figure 4.3). Cette régularisation est réalisée car la plupart des instruments, y compris cet instrument de référence, sont reconnus pour ne pas être tout à fait homogènes dans l'intonation. La régularisation des fréquences n'est réalisée que pour les 36 premières notes (alors que la totalité des 2 registres en comporte 38), car les deux dernières notes sont jouées exclusivement sur le troisième mode. Pour les mesures d'impédance d'entrée du second registre nous avons privilégié les doigtés correspondant à l'utilisation du second mode, même si celui-ci était un doigté alternatif (cf. la tablature des doigtés en annexe C). En d'autres termes, le second registre n'est pas exploité en totalité sur les doigtés habituels de la clarinette de référence où l'utilisation du troisième registre est anticipée.

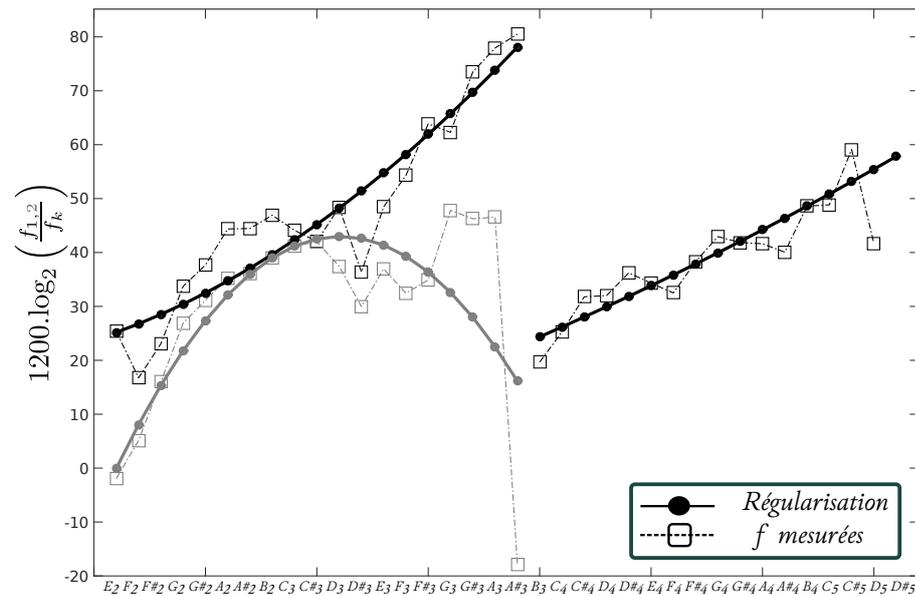


FIGURE 4.3: Régularisation des fréquences des premiers et deuxièmes modes de résonance issues de la clarinette de référence. Les \square correspondent aux écarts des fréquences de résonance, $f_{1,2}$ mesurées à celles de la gamme tempérée, f_k . Les \bullet correspondent aux fréquences issues de la régression polynomiale. En noir, les fréquences des premiers modes de vibration et en gris, les deuxièmes modes de vibration au second registre (les fréquences sont divisées par 3 pour correspondre à l'échelle)

En effet, l'écart de la fréquence de jeu à la fréquence nominale d'une note à l'autre et pour une nuance donnée peut fluctuer de plusieurs dizaines de cents, comme le montre la figure 4.4 réalisée sur la clarinette de référence et 5 musiciens professionnels. La plus grande variation observée sur un musicien est de l'ordre de 40 cents, la plus faible est de 20 cents. On voit déjà la variabilité de l'intonation pour un instrument existant, lorsque le contexte ne permet pas au musicien d'avoir de référence (par exemple, un autre instrument). Ici, la seule consigne est de conserver une dynamique musicale donnée et cela signifie que l'ajustement de l'intonation dans un contexte d'ensemble - où de tels écarts sont perceptibles et ne sont plus "acceptables" - se fait peut-être au détriment de la dynamique musicale souhaitée. En effet, en évaluant la variation de l'intonation due à la seule consigne de dynamique musicale, donnée en figure 4.5, on observe des écarts entre nuances extrêmes de l'ordre de 30 cents sur le premier registre. Cet écart diminue significativement au second registre (env. 10 cents).

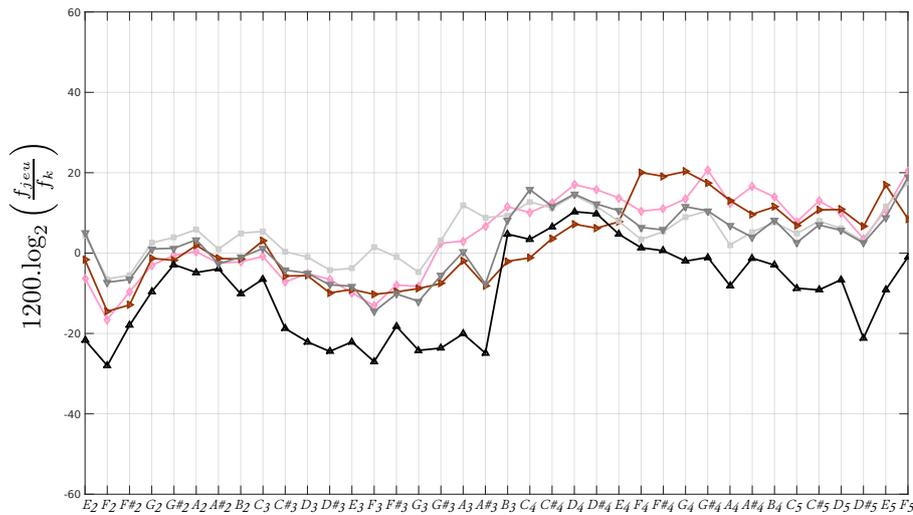


FIGURE 4.4: Intonations mesurées sur 5 musiciens professionnels jouant la clarinette de référence. La nuance demandée est forte et les notes sont jouées détachées. Les musiciens n'entendent pas de note de référence avant ni pendant le test. Les différentes nuances de gris correspondent aux mesures réalisées sur chacun des musiciens. On observe une variation de l'intonation pouvant aller jusqu'à 40 cents sur un seul musicien.

4.3.1.2 Définition du critère de justesse

A présent, les fréquences régularisées (cf. figure 4.3), notées $f_{c_i,k}$ où i est le mode de vibration et k le doigté considéré, nous servent de cibles pour le critère de justesse. Il y a donc 19 fréquences cibles pour le premier mode et 36 pour le second (ce chiffre comprend l'inharmonicité au premier registre et le mode portant l'auto-oscillation au second), soit 55 fréquences cibles. Il reste à évaluer pour chaque doigté les fréquences de résonance issues des modèles d'impédance. Ces fréquences de résonance peuvent alors être déterminées lorsque le déphasage entre P_e et U_e s'annule. Nous avons choisi pour cela un algorithme rapide de résolution issu de la méthode de Newton-Raphson, appliquée à la recherche de zéros de la partie imaginaire de l'admittance. Soit,

$$\text{Im}[Y_e(f_{z_i,k};x)] = 0, \quad (4.1)$$

où les $f_{z_i,k}$ correspondent aux fréquences du mode i de l'impédance d'entrée calculée pour le doigté k . Cette fonction, en particulier, possède une pente plus faible autour des résonances ainsi qu'une plage de variation monotone plus étendue, comparée à l'impédance ou bien son argument. Ceci autorise plus de liberté pour

Chapitre 4. Conception d'un second prototype et analyse expérimentale

les fréquences initiatrices de cette méthode et permet de trouver de façon certaine les $f_{z_{i,k}}$ correspondants aux résonances. En considérant le vecteur résidu des écarts des résonances sélectionnées aux fréquences cibles,

$$\mathbf{R} = \left\{ \frac{f_{c_{1,k}} - f_{z_{1,k}}}{f_{c_{1,k}}}, \frac{f_{c_{2,k}} - f_{z_{2,k}}}{f_{c_{2,k}}} \right\}, \quad (4.2)$$

la fonction de coût peut alors être définie comme la norme d'ordre 1 de ce résidu, $F = \sqrt{\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^t}$. Les éléments du résidu sont définis par la variable itérative m et donc pour ce prototype $M = 55$. Nous verrons par la suite que l'emploi de la racine carrée n'est pas toujours justifié, car elle est non analytique ; elle sera donc supprimée pour le troisième prototype, dans le chapitre suivant, et pour quelques éléments d'analyse (par exemple, le calcul du gradient dans ce chapitre), qui nécessitent que la fonction de coût soit dérivable en tout point.

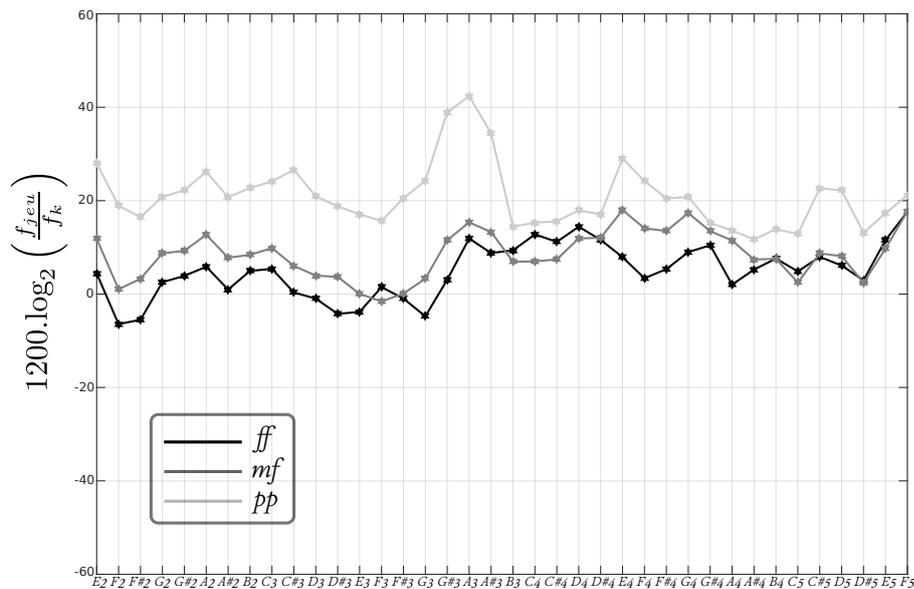


FIGURE 4.5: *Écarts en cents des fréquences de jeu mesurées, rapportées aux notes de la gamme tempérée (f_k) pour 3 nuances et un seul musicien. La tâche demandée ici, est de respecter les nuances en restant le plus proche de la gamme tempérée. Ces mesures ont été réalisées à la suite et sans référence pour le musicien. Au premier registre, et à moindre mesure au deuxième, on remarque que la marge de variabilité de l'intonation est assez grande et on observe presque 30 cents de variations entre nuances extrêmes.*

4.3.1.3 Calcul du gradient

La plupart des routines d'optimisation par descente de gradient proposent une évaluation du gradient par différenciation numérique, ce qui est généralement plus coûteux en temps de calcul, car nécessite d'évaluer la fonction de coût autour de la position actuelle autant de fois qu'il existe de variable de conception dans \mathbf{x} . Souvent et lorsque c'est possible, il est recommandé de fournir une formulation analytique ou semi-analytique du gradient, ce qui réduit considérablement le nombre d'opérations nécessaires à son estimation.

Pour l'évaluation du gradient, il est préférable de considérer $F(\mathbf{x}) = \mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^t$, d'après,

$$\mathbf{grad}(F(\mathbf{x})) = 2 \cdot \begin{pmatrix} \partial_{x_1} R_1 & \cdots & \partial_{x_1} R_M \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \partial_{x_j} R_1 & \cdots & \partial_{x_j} R_M \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R}^t, \quad (4.3)$$

où l'expression matricielle correspond à la transposée de la Jacobienne de F au point d'évaluation \mathbf{x} . Ensuite, le gradient pour les éléments de résidu $f_{z_{i,k}}$, s'écrit à partir de l'éq.(4.1),

$$\text{Im}[\partial_f Y_e(f, \mathbf{x})] \cdot \mathbf{grad}(f_{z_{i,k}}(\mathbf{x})) + \mathbf{grad}(\text{Im}[Y_e(f, \mathbf{x})]) = 0, \quad (4.4)$$

il en découle alors,

$$\mathbf{grad}(f_{z_{i,k}}(\mathbf{x})) = - \frac{\mathbf{grad}(\text{Im}[Y_e(f, \mathbf{x})])}{\text{Im}[\partial_f Y_e(f, \mathbf{x})]}. \quad (4.5)$$

Cette dernière expression permet de définir la dérivée partielle d'un élément de résidu par rapport à une variable de conception x_j sous la forme,

$$\partial_{x_j} R_m = - \frac{\partial_{x_j} f_{z_{i,k}}}{f_{c_{i,k}}}, \quad (4.6)$$

et ainsi compléter la Jacobienne, $\mathcal{J}_F(\mathbf{x})$, définie ci-dessus.

Pour inclure le calcul de $\mathbf{grad}(\text{Im}[Y_e(f, \mathbf{x})])$ dans l'algorithme de calcul d'impédance d'entrée décrit dans la figure 4.2, il faut définir cette impédance pour chacune des itérations des n éléments localisées de la structure $\mathbf{E}_{k,n}$. La formulation itérative du gradient de l'impédance à l'élément local n s'écrit alors,

$$\begin{aligned} \partial_{x_j}(Z_n(\mathbf{x})) = & [(A_n \partial_{x_j}(Z_{n+1}) + \partial_{x_j}(A_n) Z_{n+1} + \partial_{x_j}(B_n)) (C_n Z_{n+1} + A_n)) \\ & - (C_n \partial_{x_j}(Z_{n+1}) + \partial_{x_j}(C_n) Z_{n+1} + \partial_{x_j}(A_n)) (A_n Z_{n+1} + B_n)] / (C_n Z_{n+1} + A_n)^2. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Cette équation est issue de l'expression,

$$Z_n(x) = \frac{A_n \cdot Z_{n+1} + B_n}{C_n \cdot Z_{n+1} + A_n}, \quad (4.8)$$

où $A_n = D_n$, car les matrices biportes, décrites dans la partie I, sont toutes symétriques et réciproques ($\det(\mathbf{M}_i) = 1$) dans le cadre de l'acoustique sans écoulement. La différenciation de chacun des éléments de matrice est réalisée de manière soit analytique, soit numérique en fonction de la nature du biporte. Il est aussi intéressant de noter que la différenciation d'un élément du résidu \mathbf{R} est indépendante, ce qui rend le calcul du gradient parallélisable, avec autant de calculs en parallèle qu'il y a d'éléments dans le résidu.

4.3.2 Critère de jouabilité du second registre

Une des principales remarques faites par les clarinettes, qui ont eu l'occasion de jouer le premier prototype élaboré en amont de ce projet [Noreland et al., 2013], porte sur la difficulté d'émission du second registre. Elle se caractérise par l'émission de la note au premier registre alors que le trou de registre est ouvert, et il faut alors un effort supplémentaire pour que l'instrumentiste puisse jouer sur le second registre. On suppose qu'il ajuste son embouchure et son conduit vocal en conséquence. On peut noter, que même sans trou de registre, il est possible d'évoluer sur les différentes résonances de l'instrument en réalisant ce genre d'ajustement. Cependant, l'effort supplémentaire pour réaliser ce passage est non négligeable et apparemment très éloigné d'une position de confort que l'instrumentiste peut ressentir en jouant le premier registre. Il n'existe pas de littérature pour évaluer et quantifier l'ensemble des paramètres physiques responsables du déclenchement du régime périodique pour le système complet (conduit vocal compris). Néanmoins, en observant le rapport des maximums d'amplitudes des deux premières résonances pour l'instrument de référence, en figure 4.6, on s'aperçoit que l'amplitude du second pic d'impédance doit être supérieure au premier au moins pour les 8 premières notes du second registre, le conduit vocal semblant prendre le relais sur les notes restantes du second registre. Ce constat permet d'interpréter une partie du compromis réalisé par les facteurs d'instruments avec l'utilisation d'un seul trou de registre plus efficace dans le bas du second registre.

Pour la construction du résidu pour le critère objectif de jouabilité du second registre, on peut s'inspirer du constat de la figure 4.6, et proposer une évolution

linéaire arbitraire de l'évolution du second pic par rapport au premier de cette forme,

$$H = A_{2,k} \cdot P_k \text{ avec } P_k = \frac{19}{A_{1,k} \cdot 2 \cdot (k - 19)}, \quad (4.9)$$

et $A_{i,k} = Z_e(f_{z_{i,k}}; \mathbf{x})$ et $k \in [20; 36]$. Le terme de droite correspond à une pondération linéaire de ce rapport de sorte que les amplitudes des seconds pics ciblés soient plus importantes sur la première moitié du registre. Le critère de jouabilité s'écrit

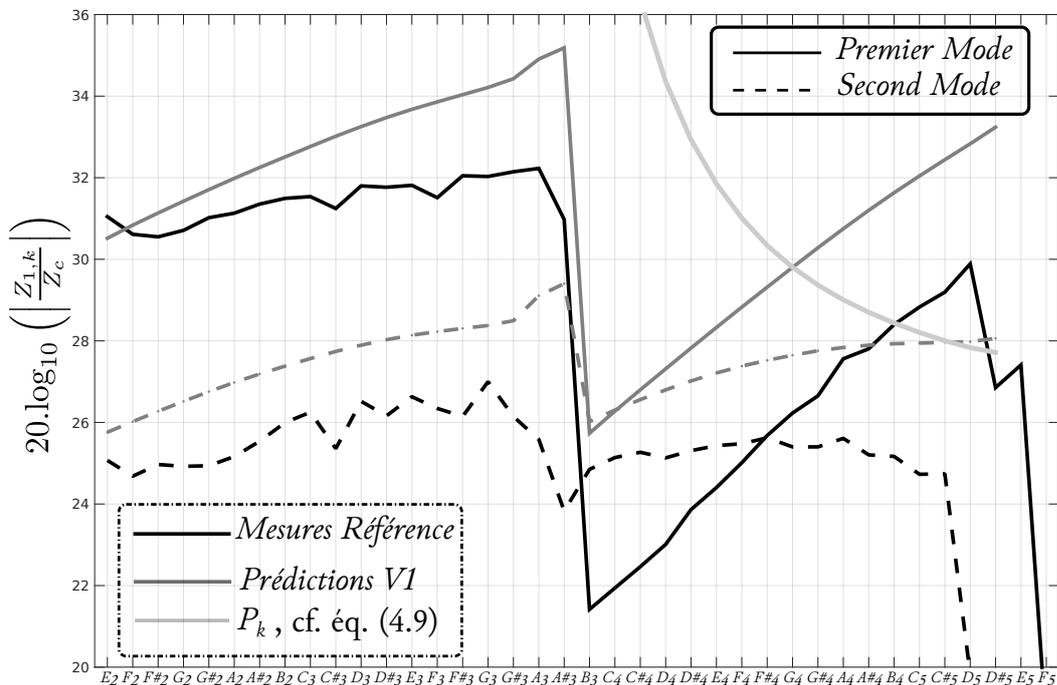


FIGURE 4.6: Comparaison des amplitudes des premiers et seconds modes sur les deux premiers registres entre mesures d'impédance réalisées sur l'instrument de référence et les modèles prédictifs issus du premier prototype (noté V1). En s'intéressant seulement au rapport des amplitudes des premiers et seconds modes au second registre, il est plus aisé de comprendre les difficultés d'émission du second registre que rencontraient les musiciens sur ce premier prototype, car l'amplitude du second mode est toujours inférieure à celle du premier. On remarque alors que le facteur d'instrument a inclus ce critère de jouabilité au second registre en autorisant un second pic de résonance plus important dans le bas du second registre, ce qui va servir de base pour construire le critère objectif et ainsi quantifier sa facilité d'émission.

alors,

$$G(\mathbf{x}) = \ln(\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^t) / \text{Card}(\mathbf{H}). \quad (4.10)$$

Cette fonction de coût peut sembler très exigeante car la cible est impossible à atteindre surtout dans le bas du registre. Pour le troisième prototype, cette fonction de coût a été légèrement modifiée de sorte que la pondération P_k corresponde à celle mesurée sur l'instrument de référence, qui est plus réaliste.

4.4 Stratégie d'optimisation

Une fois les critères objectifs de jouabilité définis, nous pouvons débiter la procédure d'optimisation, mais comment bien la paramétrer, tout en permettant de trouver un compromis acceptable entre les deux fonctions de coût? Nous avons vu précédemment que les algorithmes de descente sont des méthodes de résolution locales et qu'une certaine combinaison des conditions initiales peut converger vers différents optimums locaux. L'influence de ces conditions initiales est abordée dans la section d'analyse suivante et semble démontrer que la résolution sur le premier critère de justesse est localement convexe dans le domaine de définition de l'espace de conception. La procédure se découpe alors en deux phases d'optimisation, la première portant seulement sur le critère de justesse et la deuxième, multicritères, a pour principal but de détériorer la fonction de justesse pour améliorer la jouabilité au second registre. La section suivante analyse ce résultat et essaye d'évaluer, sous divers angles d'approche, quelques limites de cette stratégie.

4.4.1 L'optimisation non linéaire sous contraintes avec fmincon

Lors de cette première phase, on cherche l'optimum de la fonction objectif liée au critère de justesse, $F(\mathbf{x}) = \sqrt{\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^t}$. Cette fonction, bien que continue, est non linéaire et il est difficile d'évaluer sa convexité. Cependant, la solution optimale \mathbf{x}^* définie dans un ensemble borné et fermé, $X = \{\mathbf{x} \in \mathbb{R}_+^l : g(\mathbf{x}) \leq 0\}$, soumis à des contraintes d'inégalité ($g(\mathbf{x})$ est définie ci-après), peut se présenter sous deux formes distinctes. La première forme définie par le Théorème de Weierstrass, ou Théorème des bornes atteintes, montre l'existence d'un minimum et d'un maximum global de F sur X . Pour cette forme d'optimum, il se peut que tout ou partie des contraintes soient "actives". Pour notre problème, cela peut signifier que l'ensemble de définition est trop restreint ou que la structure du prototype n'inclut pas suffisamment de

degrés de liberté, ou alors qu'ils y sont mal répartis. La deuxième forme d'optimum, lorsque l'ensemble $X \subset \mathbb{R}_+^J$ et que la fonction F sont convexes, alors un point de minimum local \mathbf{x}^* de F sur X est également un point de minimum global, ssi

$$\mathbf{x}^* \in X \text{ et } F(\mathbf{x}^*) \leq F(\mathbf{x}) \text{ pour tout } \mathbf{x} \in X, \quad (4.11)$$

mais n'est pas nécessairement unique. Cette condition est appelée, "condition suffisante d'optimalité globale". Or, la convexité de notre problème d'optimisation qui peut s'écrire,

$$\min_{\mathbf{x} \in X} F(\mathbf{x}), \quad (4.12)$$

est difficile à déterminer *a priori*, étant donné le nombre important de dimensions dans l'ensemble X (pour notre problème, $J = 47$). Nous essayerons, dans la section suivante, de vérifier la convexité de $F(\mathbf{x})$ au moins autour du point minimum, \mathbf{x}^* déterminé par l'algorithme choisi.

Dans cette étude, nous nous appuyons sur la routine `fmincon`, développée dans l'*optimisation toolbox* de Matlab, appropriée pour la résolution de problèmes non linéaires et contraints. Dans le cas de problème de grande échelle, il est préconisé d'utiliser l'algorithme de résolution *interior-point*, qui a la particularité de rechercher à chaque itération la meilleure solution comprise dans l'ensemble de définition X . Plus de détails sur les méthodes *interior-point* appliquées à la résolution de problèmes non linéaires et contraints, sont disponibles dans les références [Byrd et al., 1999, Vanderbei and Shanno, 1999].

Conditions initiales Afin de débiter l'optimisation avec une géométrie la plus proche de notre critère de justesse, nous choisissons de placer chaque trou latéral à une distance correspondant à la longueur du cylindre équivalent dont les fréquences de résonance au premier registre sont $f_{c1,k}$. Cette distance par rapport à l'entrée est déterminée par la condition, $\sum_n \ell_{0,\dots,n} = c/(4.f_{c1,k})$ avec $k = [1,\dots,19]$. Nous obtenons ainsi, les conditions initiales pour les longueurs de chaque segments. Les hauteurs de cheminées et les rayons sont déterminés par des valeurs arbitraires et généralement rencontrées sur une clarinette. Autrement dit, les h_n sont fixés à 5 mm et l'évolution des rayons se fait de manière linéaire en partant d'une certaine distance de la borne minimum et de la borne maximum, cf. figure 4.7. Le rayon principal du barillet est équivalent à celui de l'entrée, soit $a_1 = \bar{a}_0$.

Traitement des contraintes Ensuite, les bornes de l'espace de conception X sont définies pour les contraintes fixes, d'après les valeurs données dans le tableau 4.1, par deux vecteurs de même dimension que X , \mathbf{lb} et \mathbf{ub} pour "lower bound" et "upper bound", respectivement. Les contraintes fixes correspondant à un type de géométrie (longueur de segment, rayon, etc ...) apparaissent dans le même ordre que pour le vecteur de variables de conception, \mathbf{x} .

Les contraintes linéaires d'inégalité sont définies par la condition, $\mathbf{g}(\mathbf{x}) \leq 0$. La fonction \mathbf{g} est alors construite par le produit,

$$\mathbf{g} = \mathbb{A} \cdot \mathbf{x}^t - \mathbf{b}^t \leq 0, \quad (4.13)$$

où \mathbb{A} est de dimension (Q,J) et Q le nombre de conditions d'inégalité. D'après le tableau 4.1, la contrainte de non superposition impose $N+1 - \text{Card}(D)$ conditions, N étant le nombre d'éléments localisés et $\text{Card}(D)$ le nombre de discontinuités

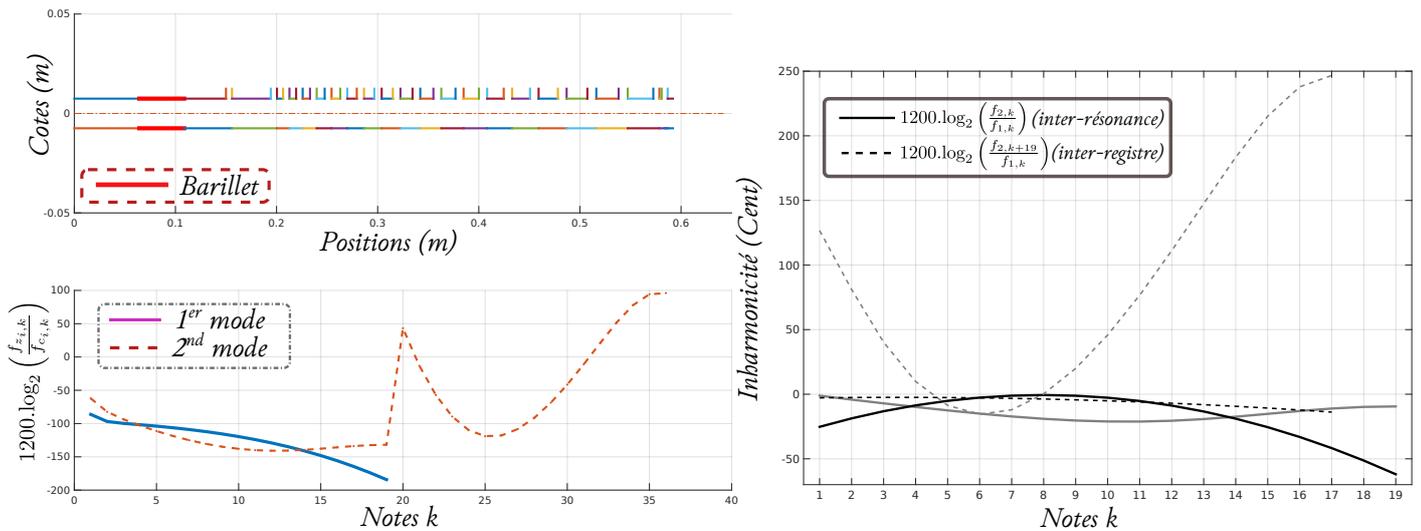


FIGURE 4.7: (à gauche - en haut) Plan de coupe axial de l'instrument à son initialisation. (à gauche - en bas) Ecart en cents par rapport aux fréquences cibles. L'initialisation donne un écart moyen d'une centaine de cents par rapport à la cible. Le trou de registre est placé arbitrairement à la moitié de la distance entre le barillet et le premier trou latéral. (à droite) Inharmonicité inter-résonance et inter-registre donnée par la géométrie initiale (en gris) et comparée à la cible (en noir).

de section, soit 22 conditions pour ce second prototype. Le vecteur \mathbf{b} correspond à l'ajout de constantes éventuelles sur les conditions d'inégalité, comme par exemple la condition sur le tenon de raccord entre barillet et le corps de l'instrument (cf. tableau 4.1). Ensuite, la contrainte de longueur maximale ajoute une ligne supplémentaire à \mathbb{A} , sommant tous les entraxes et le b_q correspondant est équivalent à la valeur limite, soit 600mm .

Cette matrice est générée par un algorithme, qui s'adapte autant que faire se peut aux modifications des éléments de structure, et notamment au cas où il existe des discontinuités de section entre des trous latéraux, par exemple.

Critère d'arrêt Pour chaque itéré z de la procédure d'optimisation, le critère d'arrêt idéal est la condition $\mathbf{x}_z = \mathbf{x}^*$ mais cette condition est rarement atteinte dans le cadre de l'optimisation numérique et pour un nombre fini d'itérations. Le critère d'arrêt le plus général fait appel à la définition de l'**optimalité du premier ordre**,

$$\|\mathbf{grad}(F)\| = 0 \text{ qui devient } \|\mathbf{grad}(F)\| \leq \varepsilon, \quad (4.14)$$

en fonction de la précision souhaitée. Ce critère d'arrêt n'existe cependant pas dans la procédure `fmincon` et il est remplacé par un ensemble de conditions de type : **stagnation de la valeur courante**, $\|F(\mathbf{x}_{z+1}) - F(\mathbf{x}_z)\| \leq \varepsilon \|F(\mathbf{x}_z)\|$; ou bien pour la **stagnation de la solution** $\|\mathbf{x}_{z+1} - \mathbf{x}_z\| \leq \varepsilon \|\mathbf{x}_z\|$; ou encore pour un nombre maximum d'**itérations** défini *a priori*, $z > z_{max}$. De tout ces critères d'arrêt définis à l'avance, celui que nous avons choisi pour être le plus limitant correspond à la **stagnation de la solution**, correspondant au paramètre `TolX` défini à 10^{-5} , qui donne des résultats suffisamment proches de la cible. D'ailleurs, pour cette première phase il n'est pas nécessaire d'essayer d'atteindre une plus grande précision, car elle sert principalement à définir les conditions initiales de la seconde phase d'optimisation multiobjectifs.

Implémentation et résultat En résumé des paragraphes précédents, cette première phase d'optimisation pour le critère de justesse définie par $F(\mathbf{x}) = \sqrt{\mathbf{R} \cdot \mathbf{R}^T}$, ne permet pas d'inclure une expression analytique du gradient. Toutes les contraintes définies dans le tableau 4.1 sont utilisées pour délimiter l'espace de conception. La procédure d'optimisation `fmincon` autorise l'utilisation du calcul parallèle et

nous avons à disposition 6 nœuds de calcul. Il y a principalement deux axes possibles pour le calcul en parallèle. Lorsque le gradient est estimé par différences finies $F(\mathbf{x}_q)$ est évaluée plusieurs fois autour de l'état des variables de conception à l'itéré q .

Également, l'évaluation de chaque élément m du résidu est indépendante et peut être parallélisée. Lorsqu'il y a deux possibilités de mise en parallèle des calculs, il existe des méthodes, dites "hybrides", incluant les nœuds de calculs plus nombreux de la carte graphique, cf. par exemple [Papadrakakis et al., 2011].

La valeur de la fonction de coût à l'initialisation est de $F(\mathbf{x}_0) = 0.474$ et correspond à l'état du système tel qu'il est décrit sur la figure 4.7. Le temps de calcul est alors d'une heure environ avant d'atteindre le critère d'arrêt, et donne le résultat résumé sur la figure 4.8 après 158 itérations. L'évolution des $F(\mathbf{x}_q)$ montre que l'optimiseur ne choisit pas systématiquement la meilleure pente, car nous lui demandons de respecter les contraintes spécifiées ci-dessus. Néanmoins, il aboutit à une décroissance d'environ un facteur 100 à la fin de la procédure. La fonction G (cf. éq. (4.10)) quant à elle est légèrement plus faible que sa valeur initiale, d'un facteur 2, bien qu'elle ne soit pas incluse dans l'optimiseur. On remarque, que l'amélioration de F se fait au détriment de G . L'écart aux fréquences cibles est globalement satisfaisant, avec un écart moyen inférieur à 0.085 cents pour le premier pic d'impédance et 1.2 cent pour le second. L'affaissement du second pic par rapport au premier au second registre ($k \geq 20$) est encore perfectible car le second mode de résonance est plus important que le premier seulement pour les 3 premières notes, ce qui semble ne pas être suffisant si on observe ce rapport sur un instrument existant, qui englobe au moins les 8 premières notes (cf. figure 4.6). Les seules contraintes actives à l'issue de cette première phase sont le rayon minimum du trou de registre fixé à 1 mm et sa hauteur de cheminée à 18 mm. On remarque que les rayons des premiers trous de notes sont plutôt proches de la limite. Cette tendance s'inverse ensuite vers le milieu de l'instrument et les rayons des trous de notes sont de plus en plus larges. Enfin, le rayon principal du barillet termine avec une cote de $a_1^* = 7.49\text{mm}$ et reste toujours très proche de \bar{a}_0 .

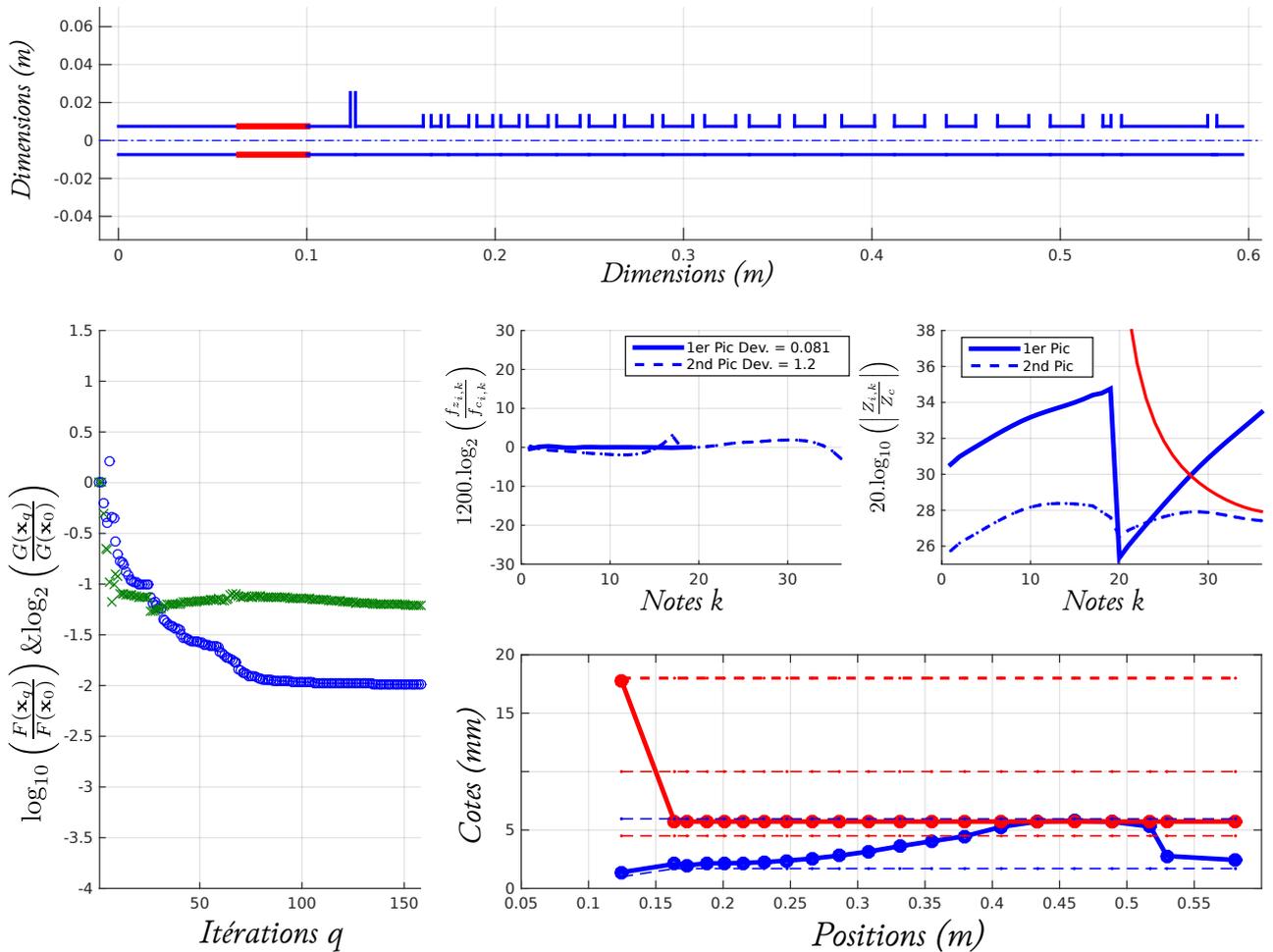


FIGURE 4.8: Résultat de la première phase d'optimisation issue de *fmincon*. (en haut) Dimensions du plan de coupe du prototype. Le barillet est schématisé en traits épais et rouges. (en bas à gauche) Evolution du logarithme des deux fonctions de coût par rapport à leurs valeurs initiales. En bleu et \circ , $F(x)$ et en vert et \times $G(x)$. Les premières itérations de F dépassent sa valeur initiale, il semble que ce soit dû aux contraintes linéaires qui pénalisent la recherche de la meilleure pente. (au centre) Représentation du résidu R à l'optimum. (au milieu à droite) Représentation des amplitudes des 2 modes pour chaque note k permettant d'extraire le résidu H . La cible, P_k est représentée en rouge. (en bas à droite) Positions et cotes des trous latéraux. En rouge pour les hauteurs des cheminées et en bleu pour les rayons. Les traits pointillés correspondent aux valeurs des bornes fixes de chacun des éléments. Le trait rouge pointillé plus épais correspond à la limite maximale de la hauteur du trou de registre (cf. tableau 4.1).

4.4.2 Optimisation multiobjectifs avec fgoalattain

A présent, nous nous servons des variables de conception optimales issues de la section précédente comme conditions initiales de cette phase d'optimisation multicritères basée sur l'optimiseur `fgoalattain` de Matlab. Cette procédure peut s'écrire ainsi,

$$\min_{x,\gamma} \gamma \text{ soumis à } \left\{ \begin{array}{l} \left(\begin{array}{l} F(x) \\ G(x) \end{array} \right) - \left(\begin{array}{l} \mathcal{W}_F \\ \mathcal{W}_G \end{array} \right) \cdot \gamma \leq \left(\begin{array}{l} \mathcal{G}_F \\ \mathcal{G}_G \end{array} \right), \end{array} \right. \quad (4.15)$$

où $\gamma \in \mathbb{R}$ est le **coefficient d'atteinte** affecté des pondérations \mathcal{W} . A l'instar d'un multiplicateur de Lagrange, ce dernier terme informe de la distance qui sépare l'état des fonctions objectifs de leurs buts définis en amont par les \mathcal{G} . Pour ce problème, lorsque γ s'annule, cela signifie que les fonctions objectifs ont atteint une valeur définie comme un compromis acceptable de ces deux critères. Ce type d'optimisation ne cherche pas à trouver l'équilibre et le meilleur compromis de manière automatique, par des critères de type point de Pareto (cf. par exemple [Horn et al., 1994]). Pour cette procédure, il est évalué par l'utilisateur en amont. A présent, la recherche de la meilleure pente est appliquée au coefficient d'atteinte γ par l'intermédiaire de l'ensemble des critères. Il est possible d'entrer dans `fgoalattain` leurs expressions analytiques, cependant, nous n'avons pas eu le temps d'implémenter le gradient correspondant à G .

En pratique, il est recommandé d'attribuer une pondération du même ordre de grandeur que le critère correspondant. Cependant, on remarque que plus la pondération est importante, plus il est aisé de remplir la condition d'inégalité, et réciproquement. Une pondération élevée autorise donc une marge de tolérance plus grande par rapport aux buts prédéfinis. Le critère d'arrêt pour cet algorithme ne correspond pas à l'annulation du coefficient d'atteinte. En effet, il peut prendre des valeurs négatives et cela signifie que les buts sont atteints, mais que la stagnation de la solution est encore en-deçà de la précision souhaitée. Ici, le paramètre correspondant, $TolX$, est défini à la limite de résolution numérique de matlab, soit 10^{-10} , et reste le critère d'arrêt de la procédure, que nous souhaitons plus précis pour cette dernière phase.

L'algorithme de résolution est différent pour `fgoalattain` et fait intervenir la méthode *SQP*, pour Sequential Quadratic Programming, réputées pour sa rapidité de convergence. Cependant, cette méthode ayant également tendance à diverger

plus facilement, il est nécessaire d'être moins exigeant sur les buts et pondérations de chaque critère. La phase amont de réglage des pondérations peut alors être assez longue avant de déterminer une configuration permettant à l'algorithme de converger. Comme le montre la figure 4.9, la fonction de coût G au départ de la seconde phase vaut 1.34 pour converger à 0.99, alors que la fonction justesse se dé-

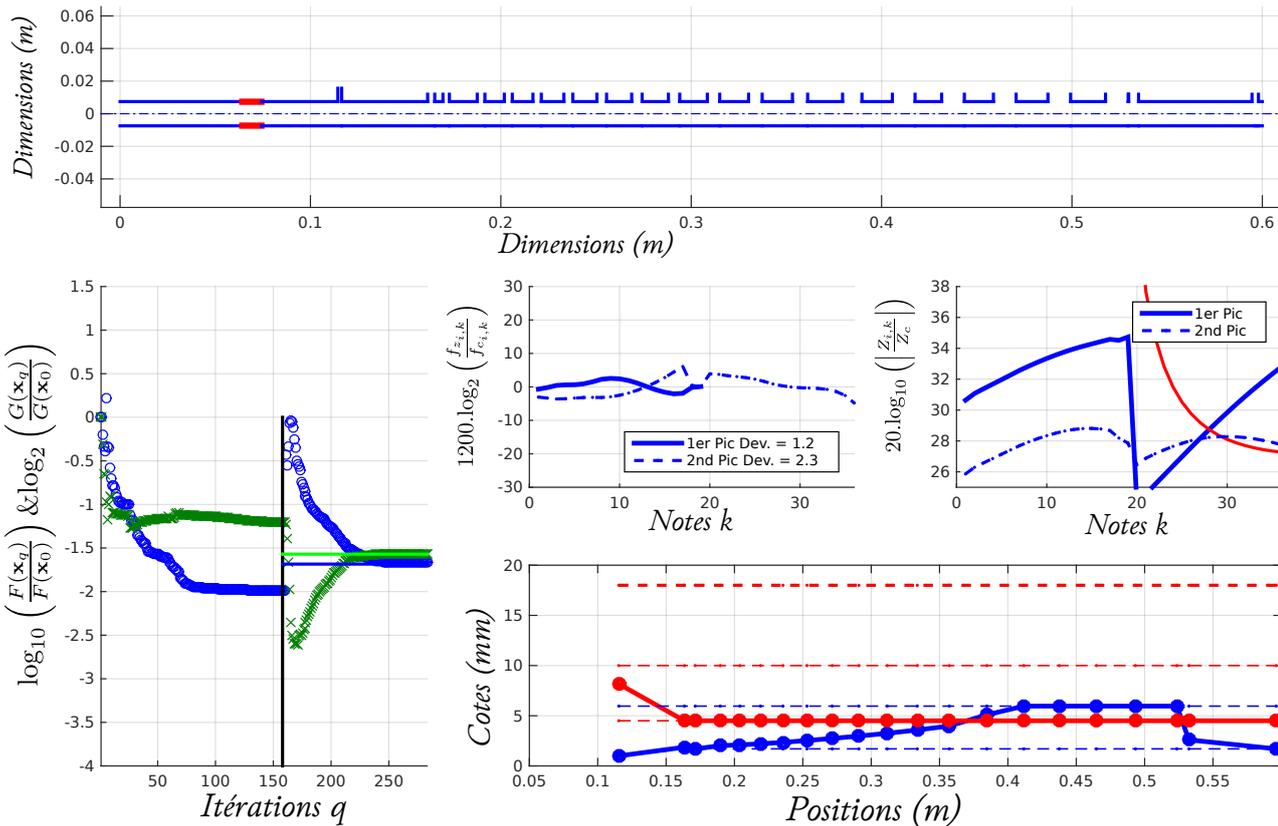


FIGURE 4.9: Résultat de la seconde phase d'optimisation issue de l'optimiseur *fgoalattain*. Cette figure contient les mêmes informations que la figure 4.8. L'évolution de la fonction de coût G atteint le but fixé (trait jaune horizontal), ce qui se répercute par une nette amélioration du résidu (au centre à droite). A présent, le second pic est plus important que le premier pour les 8 premières notes du second registre. Cette amélioration du critère de jouabilité au second registre s'est réalisée au détriment de la justesse de l'instrument obtenue à l'issue de la première phase. Les deux phases sont séparées par le trait noir horizontal. On remarque étonnamment que la valeur initiale du critère de justesse n'est pas conservée par l'optimiseur et que dès les premières itérations son résultat est nettement dégradé, pour ensuite décroître vers son minimum.

Chapitre 4. Conception d'un second prototype et analyse expérimentale

grade de $6.2 \cdot 10^{-3}$ vers $9.8 \cdot 10^{-3}$. Par l'intermédiaire des pondérations, l'importance allouée à la fonction de coût de jouabilité du second registre a été rehaussée afin d'être certain que l'optimiseur converge vers le but associé. La variation moyenne est à présent de 1.2 cent pour le premier pic d'impédance et de 2.3 cents pour le second, ce qui semble toujours acceptable.

On remarque qu'il y a plus de contraintes actives à ce point minimum. Le rayon du trou de registre est toujours égal à sa valeur minimum ainsi que les premiers trous de note qui se sont rapprochés de la limite. Toujours avec la même progression sur les rayons des trous latéraux où les 5 derniers trous de note (hors trous de pavillon) sont collés à la limite. On remarque que les rayons des trous sont nettement plus étroits que leurs voisins, ce que l'on peut tenter d'attribuer par la suite à l'inharmonicité des fréquences cibles. Les hauteurs de cheminées $h_1 = h_{1,\dots,N}$ sont cette fois très proches de la limite inférieure, pour atteindre 4.8 mm.

Enfin, ce prototype a été réalisé par usinage et collage de portions cylindriques en palissandre de longueurs inférieures à 20 cm, d'après les cotes données sur la figure 4.9. Le plan détaillé ne peut pas être affiché pour des raisons de confidentialité. Une photo de ce deuxième prototype (cf. figure 4.10) montre qu'il est pourvu d'une clé de registre actionnable par les deux pouces, selon que le clarinettiste joue dans le bas ou le haut du second registre.



FIGURE 4.10: Photographie du second prototype de clarinette logique réalisé en palissandre. Une clé de registre permet d'actionner le trou de registre lors que le clarinettiste joue sur un tiers de registre.

4.5 Analyse de l'optimum

Dans cette section, on analyse le résultat optimal et on essaye d'interpréter sa forme géométrique par rapport aux cibles et aux éléments de structure choisis. L'intérêt de certaines contraintes peut être discuté, car elles peuvent pénaliser l'optimiseur. Comme l'implémentation du gradient de la fonction de justesse a été réalisée *a posteriori* de la phase de conception de ce second prototype, nous analyserons son apport en terme de temps de calcul et de convergence. Comme nous l'avons précisé en début de ce chapitre les méthodes de descente de gradient sont sensibles aux conditions initiales, et donc nous reviendrons sur cette question en exposant quelques modifications des conditions initiales. Enfin, le prototype présenté dans le paragraphe précédent ayant été fabriqué, nous exposerons quelques résultats expérimentaux, afin de vérifier les modèles prédictifs d'impédance d'entrée et la justesse pour diverses situations de jeu.

4.5.1 Convergence de l'algorithme

Afin de vérifier l'influence des paramètres de l'optimiseur sur sa convergence, nous choisissons de représenter les diverses évolutions que peuvent prendre les fonctions objectif selon que les contraintes linéaires de superposition sont retirées ou bien lorsque la formulation du gradient est incluse dans l'optimiseur. En effet, en analysant l'optimum déterminé à l'issue de la seconde phase, aucune des contraintes de non superposition n'est active. Cependant, cette contrainte peut sembler intéressante en limitant le champ de recherche vers une disposition plus réaliste des trous latéraux à chaque itération, en la retirant, la valeur des optimums de chaque phase n'est pas modifiée (cf. figure 4.11). Néanmoins, on remarque que ces contraintes diminuent sensiblement le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre le critère d'arrêt. Lorsque la fonction de coût est exprimée sans la racine carrée pour permettre le calcul du gradient, le critère d'arrêt doit être modifié, avec $TolX = 10^{-7}$, pour obtenir un résultat similaire à la première phase d'optimisation du second prototype.

En terme de temps de calcul, l'ajout du gradient est un net bénéfice pour la procédure et permet de diviser par 10 l'exécution de la première phase. Cependant, il ne peut pas être utilisé pour la seconde phase multicritères pour laquelle il est nécessaire de donner l'expression des gradients des 2 fonctions de coût. Les

valeurs des optimums sont très proches et à chaque phase, présentée dans la figure 4.11, la géométrie finale est légèrement différente, surtout la position des 2 trous de pavillons. Malgré ces différences la solution issue de la seconde phase d'optimisation multicritères n'est pas modifiée. Les contraintes linéaires permettent d'améliorer légèrement l'optimum, pour un critère d'arrêt similaire (cf. figure 4.11).

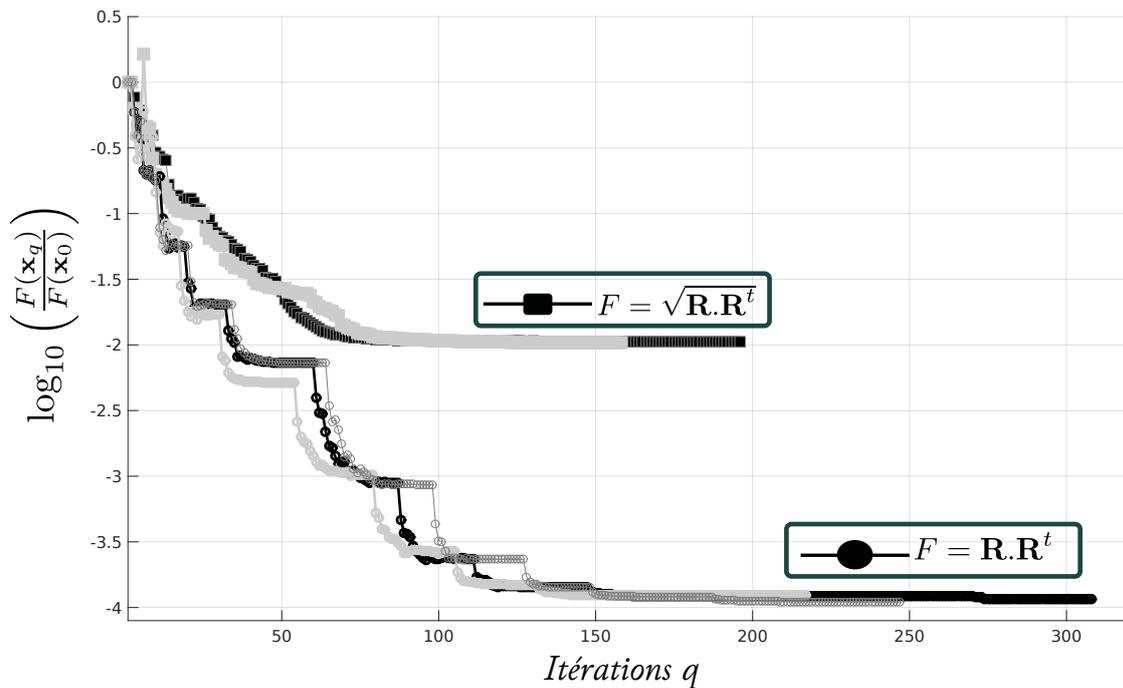


FIGURE 4.11: Évolution de fonctions de coût F avec (\square) et sans racine carrée (\circ) pour permettre le calcul du gradient. La convergence est plus rapide lorsque les contraintes linéaires de non superposition sont demandées (en gris clair). Il peut y avoir presque 100 itérations d'écart lorsqu'elles ne sont pas demandées (en noir) et que l'expression du gradient est donnée dans l'optimiseur. La courbe en gris représente l'évolution de F sans la racine carrée et sans le calcul du gradient. Il faut dans ce cas presque 120 minutes pour que l'algorithme converge, alors qu'avec le calcul du gradient il faut 9 et 12 minutes (avec et sans contraintes de non superposition, respectivement).

4.5.2 Sensibilité de F autour de l'optimum x^*

Il est difficile de démontrer la convexité de notre fonction objectif dans l'espace de définition X . Cependant, en représentant la variation de cette fonction autour de l'optimum pour quelques couples de variables, il est possible de visualiser cette convexité dans ces sous-espaces. La figure 4.12 représente la variation de F en fonction d'une variation $\alpha_{r_n} \cdot r_n^*$ des rayons des trous latéraux et $\alpha_{\ell_{n-1}} \cdot \sum_{0, \dots, n-1} \ell_n^*$ de leurs positions. α_{r_n} est compris entre 0.9 et 1.1, alors que α_{n-1} est choisi entre 0.96 et 1.04 afin d'éviter que le trou latéral ne se superpose avec son voisin ou même le dépasse.

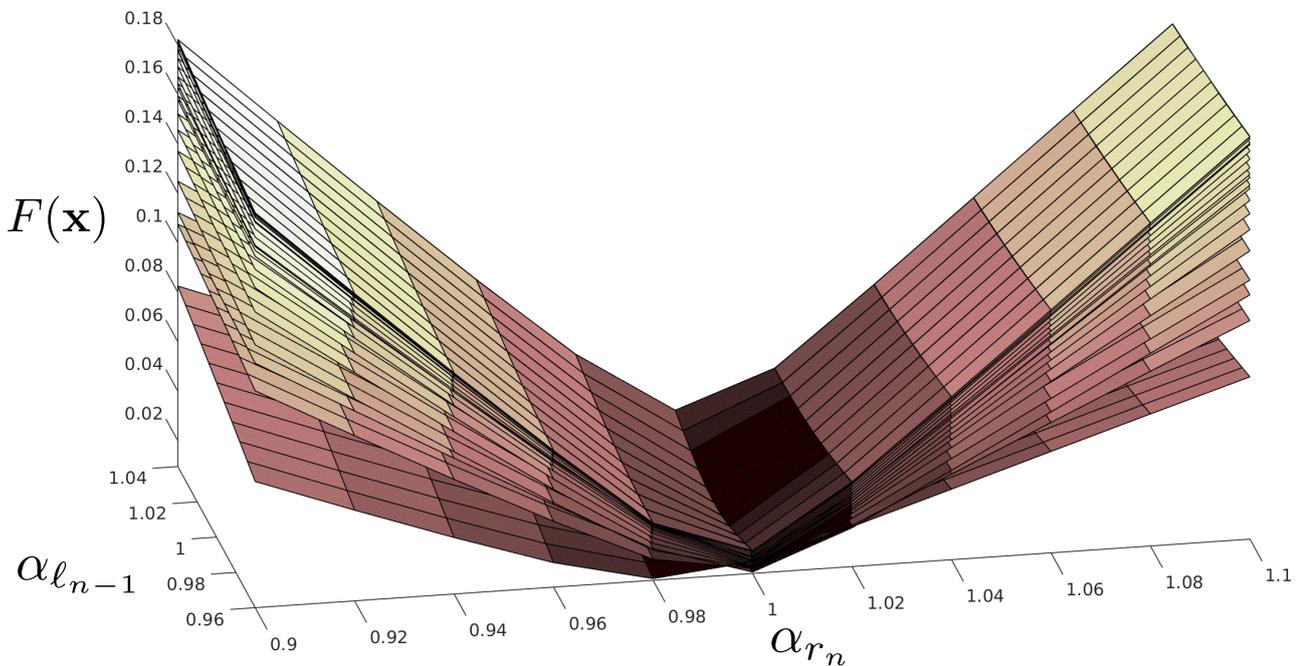


FIGURE 4.12: Sensibilité de la fonction $F(x)$ au couple de variables position et rayon de chaque trou latéral n , avec $r_n = \alpha_{r_n} \cdot r_n^*$ et la variation de la position $\alpha_{\ell_{n-1}} \cdot \sum_{0, \dots, n-1} \ell_n^*$. Chaque surface représente la sensibilité pour un couple de variables. On voit que la fonction F semble plus sensible à la variation du rayon qu'à la position d'un trou latéral. Le couple de variables qui modifie le moins la fonction de coût correspond au trou de registre. Ensuite, plus le trou est éloigné de l'entrée et plus sa sensibilité est importante.

Un autre ensemble de sous-espaces intéressant à analyser est l'association entre rayons r_n et hauteurs de cheminée h_n (cf. figure 4.13). A noter que les hauteurs des cheminées des trous de note sont, ici, interdépendantes et donc la

variation α_{h_n} s'applique à l'ensemble des cheminées de même fonction, d'après $h_n = \{h_1, h_2 = h_2, \dots, N\}$. Le trou de registre ayant le moins d'influence sur cette fonction de coût, correspond à la surface la plus plane. Il apparaît néanmoins que F est plus sensible à une variation des rayons qu'à la hauteur de cheminée.

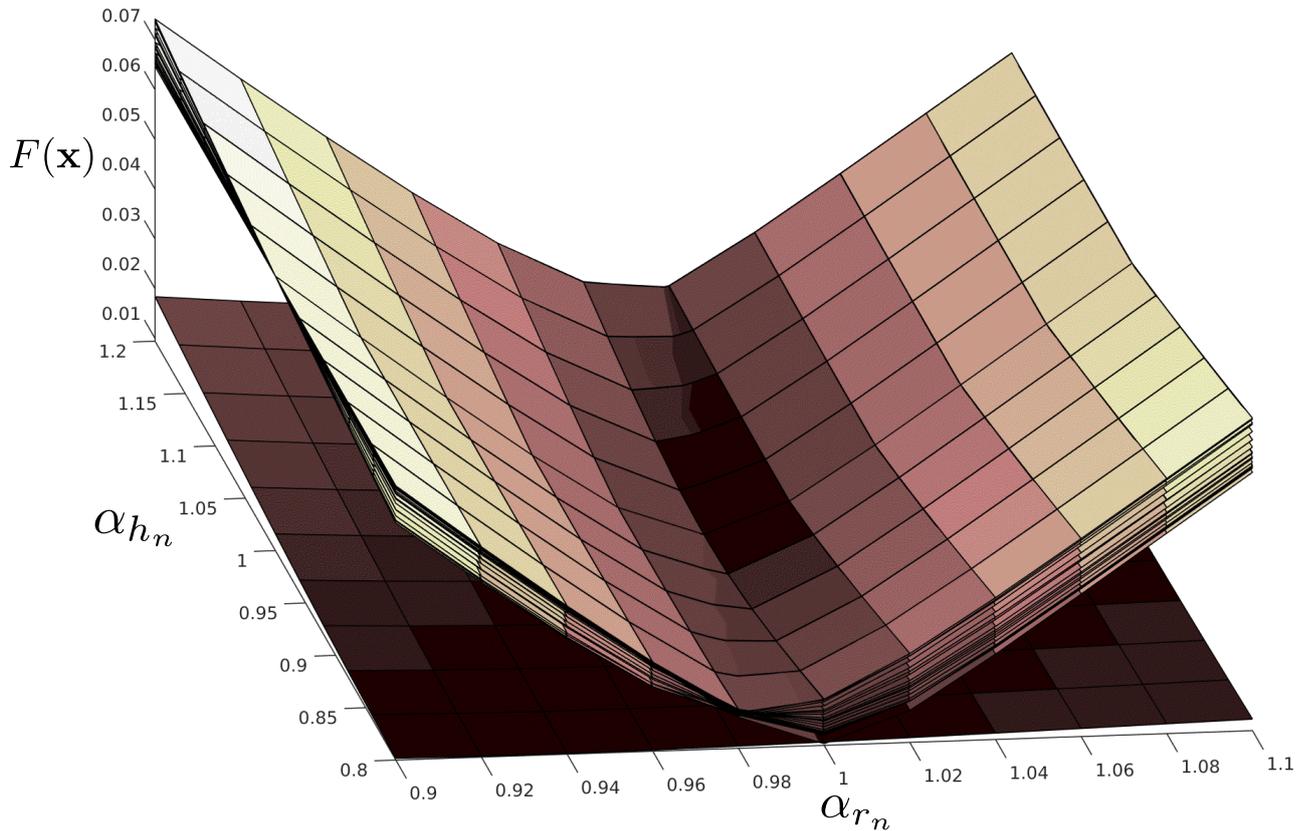


FIGURE 4.13: Sensibilité de la fonction de coût F à la variation de chaque couple de variables, rayon et hauteur de cheminée d'un même trou de note. Le trou de registre a le moins d'influence sur F et correspond à la surface la plus plane. On remarque l'influence notable de la dimension du rayon par rapport aux hauteurs des cheminée. Ici, les variables h_n sont interdépendantes.

4.5.3 Sensibilité aux conditions initiales

À présent, nous souhaitons vérifier l'influence des conditions initiales sur la procédure d'optimisation. Pour la conception de ce second prototype, les conditions initiales ont été fixées arbitrairement et de manière à se rapprocher de la

forme géométrique d'un instrument existant avec des rayons de trous latéraux de plus en plus larges à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée. Cependant, la méthode de résolution de notre problème d'optimisation est locale et peut être sensible aux conditions initiales. Entre autres, le résultat de conception donne une évolution des rayons de trous latéraux similaire à la condition initiale et il apparaît nécessaire de déterminer si ces conditions en sont la cause ou bien si ce sont les fréquences cibles. Autrement dit, existe-t-il un optimum issu de `fmincon` similaire avec une géométrie totalement différente? Nous avons alors testé un jeu de conditions initiales avec une évolution linéaire inverse (trous larges à l'entrée et petits vers la sortie) et obtenons exactement la même solution (cf. figure 4.14). D'ailleurs, la convergence semble être plus rapide avec ce type de conditions initiales.

Ensuite, l'optimisation est lancée avec un ensemble aléatoire de variables géométriques situées entre les contraintes fixes et donne un résultat semblable (cf. figure 4.15). L'optimiseur converge vers un coût et une géométrie identique. Étant donné la propension de la seconde phase multicritères à diverger, et comme les optimums issus de la phase précédente sont identiques (et lui servent de conditions initiales), nous n'avons pas testé l'influence de ces conditions initiales pour cette phase.

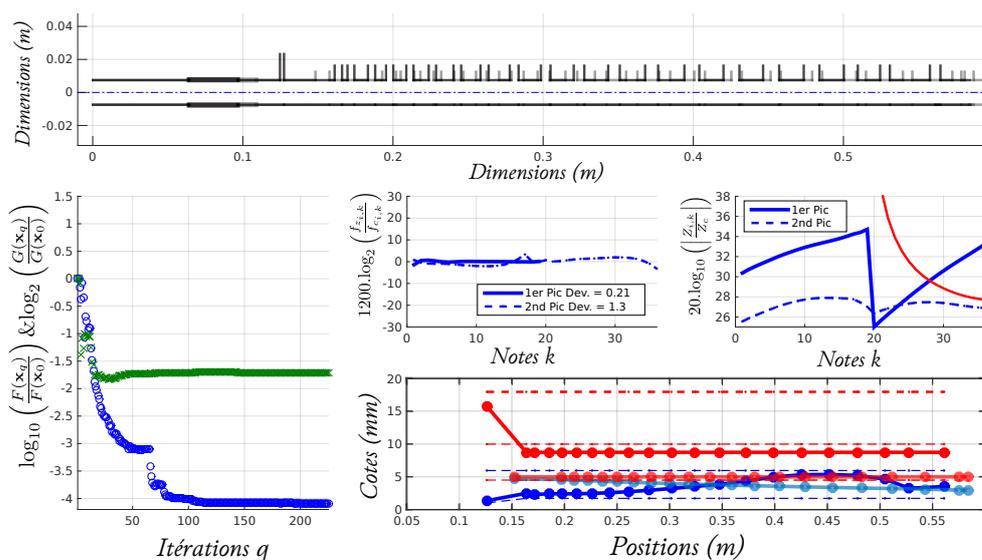


FIGURE 4.14: Résultat de la première phase d'optimisation avec des conditions initiales de profil des rayons inversé et situées entre les contraintes fixes. Ici, $F = R.R^t$ et coïncide avec le résultat de la première phase d'optimisation du prototype. Les conditions initiales pour les cotes de l'instrument et son plan de coupe sont affichées en transparence.

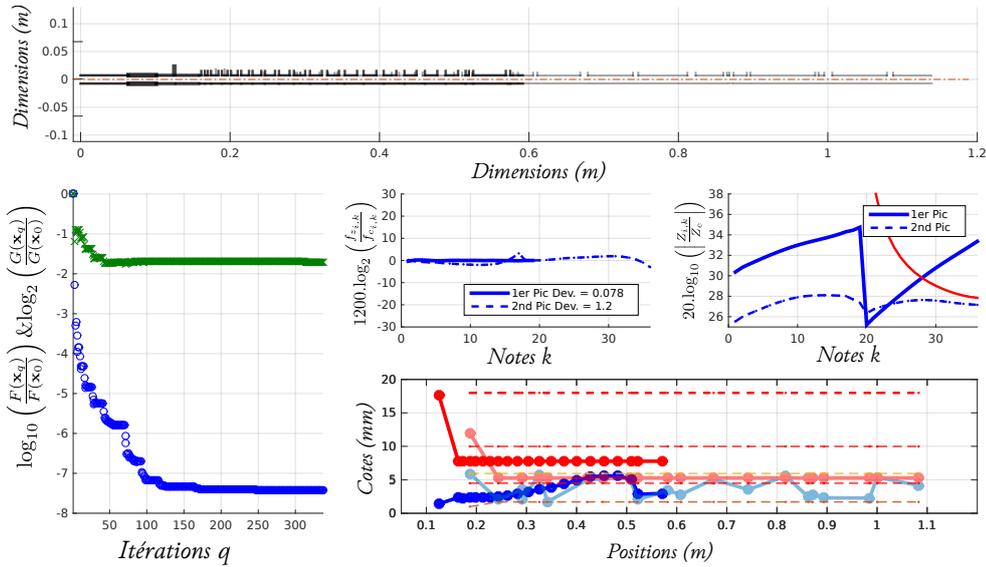


FIGURE 4.15: Résultat de la première phase d'optimisation avec des conditions initiales aléatoires situées entre les contraintes fixes. Le résultat ainsi que la géométrie finale sont identiques. La décroissance est plus importante car les conditions initiales aléatoires donnent un coût encore plus éloigné de l'optimum. Les conditions initiales sont représentées en transparence.

Les résultats précédents nous incitent à penser que la fonction F est probablement convexe et autorise un seul optimum compris dans notre espace de définition X , qui serait alors assimilable à un optimum global, d'après la condition suffisante d'optimalité citée précédemment. La géométrie finale et particulièrement l'évolution des rayons des trous latéraux, comme F est plus sensible à ces éléments géométriques, semble plutôt dépendre des fréquences cibles ou de l'organisation structurelle du prototype.

4.5.4 Effets de la structure et des fréquences cibles sur la géométrie optimale

Les variables de structure doivent être fixées arbitrairement au préalable, et il est intéressant d'analyser l'apport d'un second trou de registre, surtout pour satisfaire le critère de jouabilité. De la même manière que les fréquences cibles semblent déterminantes sur la géométrie finale, il est possible en simplifiant le problème d'optimisation d'en interpréter les causes.

En premier lieu on cherche à évaluer la limite qu'impose notre structure en modifiant l'inharmonicité inter-résonance. En effet, on sait que le bas du registre présente une inharmonicité négative par la contribution du pavillon et également par l'accumulation des compliances acoustiques apportées par chacun des trous fermés (et surtout les derniers trous, cf. par exemple [Debut et al., 2005, Benade, 2012]). Cette inharmonicité négative se retrouve sur l'instrument de référence, en particulier car le trou de registre est utilisé pour réaliser la double fonction du passage de registre et de trou de note (Sib_3). Pour construire le résultat de la figure 4.16, les 19 premières fréquences du second mode issues de l'instrument de référence régularisé sont remplacées par $f_{c_{2,k}} = 3.f_{c_{1,k}}$. Il apparaît que la géométrie finale conserve globalement les mêmes tendances qu'auparavant (évolution similaire des rayons, par exemple) mais que cette fois l'optimiseur n'arrive pas à atteindre la cible.

Pour la première phase seule, les premiers modes sont correctement ciblés, l'inharmonicité observée correspond à la limite de notre structure, avant tout liée au fait que les trous fermés apportent un volume additionnel et que nous utilisons une perce strictement cylindrique. Après deux phases multicritères, si nous tentons d'améliorer le critère de jouabilité au second registre, la longueur du trou de registre diminue significativement afin d'améliorer ce critère, ce qui a pour conséquence de diminuer l'inharmonicité négative dans le haut du registre. Par contre, à l'issue de la seconde phase, l'inharmonicité dans le bas du registre est encore plus affectée.

Chapitre 4. Conception d'un second prototype et analyse expérimentale

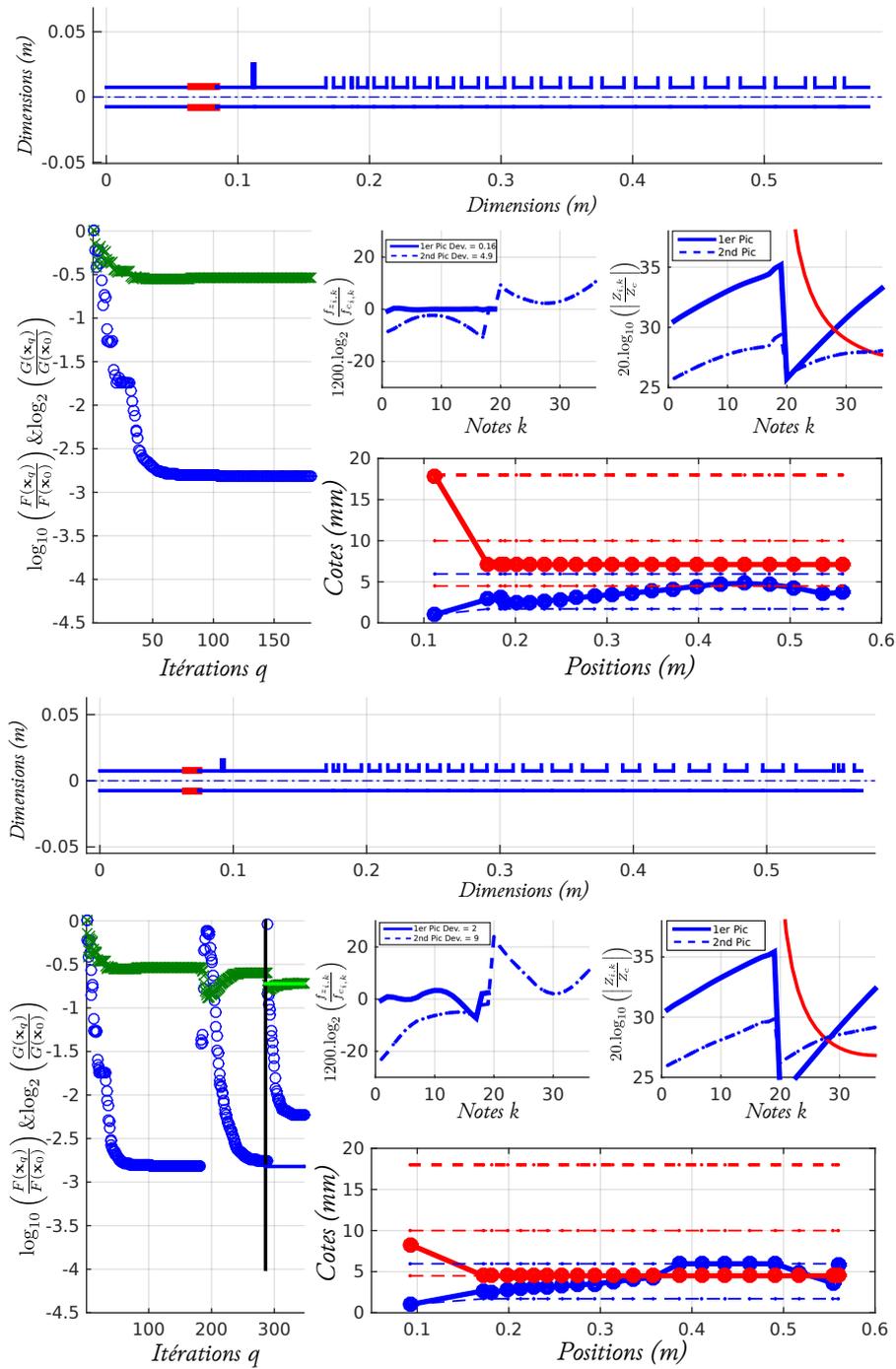


FIGURE 4.16: (en haut) Résultat de la première phase d'optimisation. L'écart aux fréquences cibles donne l'inharmonicité inter-résonance et inter-registre limite de la structure utilisée. (en bas) Résultat d'optimisation après deux phases multicritères.

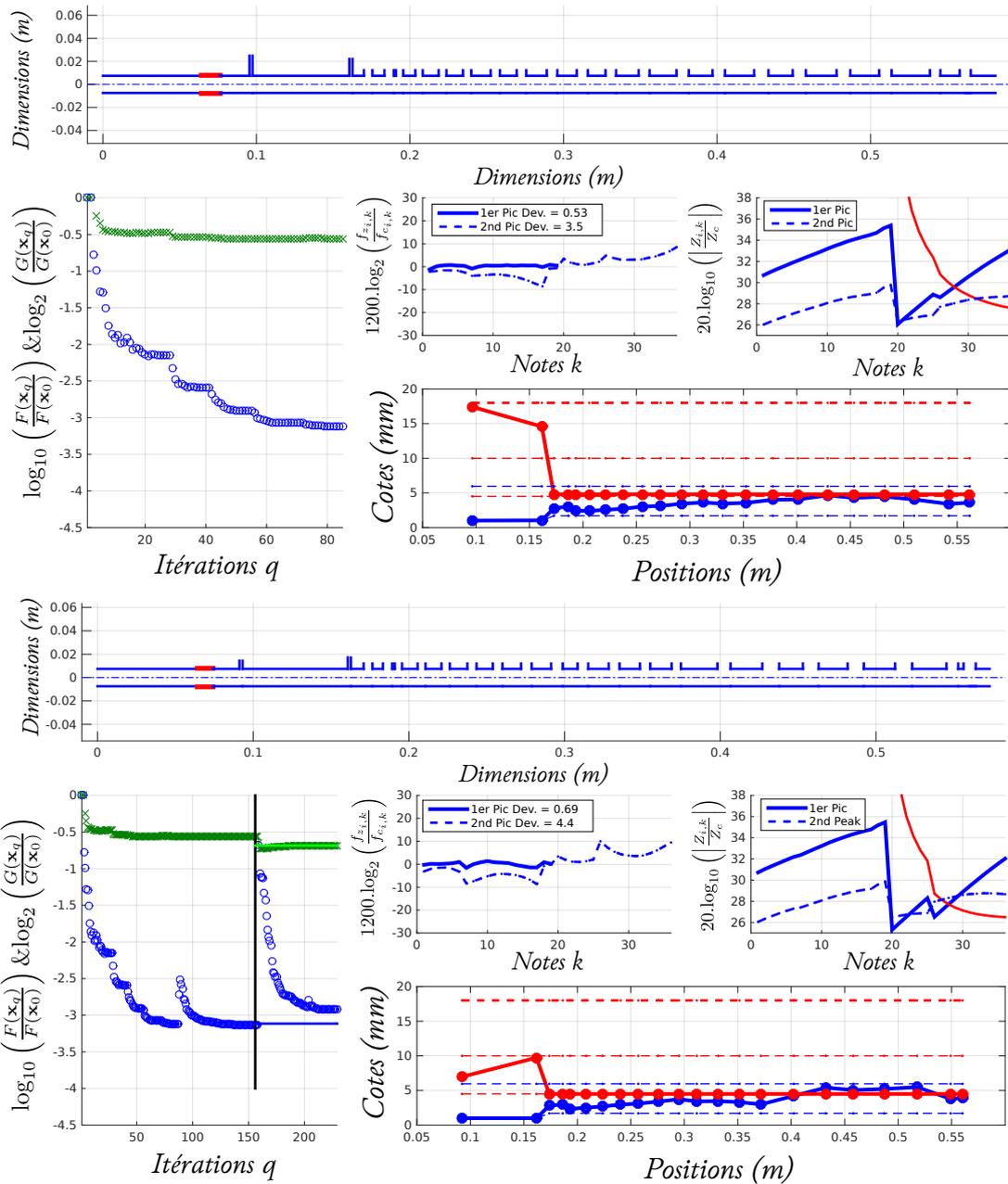


FIGURE 4.17: (en haut) Résultat d'optimisation issu de la première phase. On remarque l'apport du second trou de registre pour ajuster les inharmonicités dans le bas de chaque registre. Après deux phases multicritères (en bas) identiques à la figure 4.16, le résultat d'inharmonicité est plus proche de la cible. On peut noter que l'évolution des rayons est plus régulière en prenant des fréquences cibles harmoniques.

Dans la littérature (cf. par exemple [Dalmont et al., 1995]), il est admis que l'inharmonicité apporte de l'instabilité à l'intonation et, si elle est négative, contribue principalement à l'abaissement de la fréquence de jeu à mesure que le spectre interne s'enrichit en même temps que le niveau de pression à l'entrée du bec. Un jeu de fréquences cibles avec une **inharmonicité nulle** pourrait alors être envisagé dans le cadre de la conception d'un instrument. Dans ce cas, afin de corriger l'inharmonicité dans le bas du registre, plusieurs pistes peuvent être envisagées, par exemple introduire un rétrécissement de section débutant au milieu de l'instrument. Ou bien encore l'ajout d'un second trou de registre. C'est cette seconde piste que nous avons explorée (cf. figure 4.17) car elle présente l'avantage d'ajouter en même temps un degré de liberté supplémentaire favorable aux deux critères. Il est choisi, assez arbitrairement, que le passage de relais du second au premier trou de registre se ferait au niveau de la note 26 (le second trou de registre en partant de l'entrée est ouvert pour la partie basse du registre).

Dès la première phase, l'ajout du **second trou de registre** permet de corriger nettement l'inharmonicité dans le bas du premier registre, avec une inharmonicité n'excédant pas -10 cents. C'est alors le haut du registre qui est le plus inharmoine, mais avec la contribution des phases multicritères (et la tendance à diminuer la longueur et le volume du trou de registre), l'inharmonicité se rééquilibre. On s'aperçoit cependant que l'inharmonicité, bien que toujours comprise entre 0 et -10 cents, montre un saut dans le premier registre qui ne peut être dû cette fois qu'à la limite d'un équilibre entre l'inharmonicité inter-résonance et inter-registre. On remarque que, pour le résultat de la phase multicritères de la figure 4.17, le profil d'inharmonicité inter-résonance est identique, bien qu'opposé en signe, à celui de l'inharmonicité inter-registre, sans pouvoir en donner une réelle interprétation pour l'instant. L'apport de ce second trou de registre permet également d'éviter aux valeurs des rayons des trous latéraux d'activer leurs limites et d'avoir une évolution plus régulière.

Comme nous avons pu le voir précédemment, le volume des trous fermés dans le grave du registre induit une inharmonicité inter-résonance importante. Il est alors envisageable, bien que difficilement réalisable, d'annuler ce volume lorsque les trous sont fermés. En pratique, cela reviendrait à les fermer à leur embase. La figure 4.18 présente le résultat de la première phase d'optimisation pour des fréquences cibles harmoniques au premier registre et pour des **trous fermés sans volume**. La

géométrie finale est ici intéressante car l'évolution des rayons se fait cette fois-ci de façon contraire à celle des précédents cas. Les trous sont plus étroits en bas du registre et plus larges en haut et collent aux limites. Ce qui laisse penser que pour obtenir des trous plus larges en haut du registre (afin de limiter les pertes par décollements des couches limites), il faudrait accentuer l'écart entre la cote fermée et ouverte. Ceci sans aller jusqu'à l'annulation totale du volume comme dans ce cas extrême qui est injouable : Dans le bas du registre les trous sont trop petits, et on observerait une prédominance des pertes non linéaires, et dans le haut, les trous sont trop larges et se superposent. D'ailleurs, cet écart de cote entre l'état fermé et ouvert pourrait être une variable d'optimisation indépendante à chaque trou.

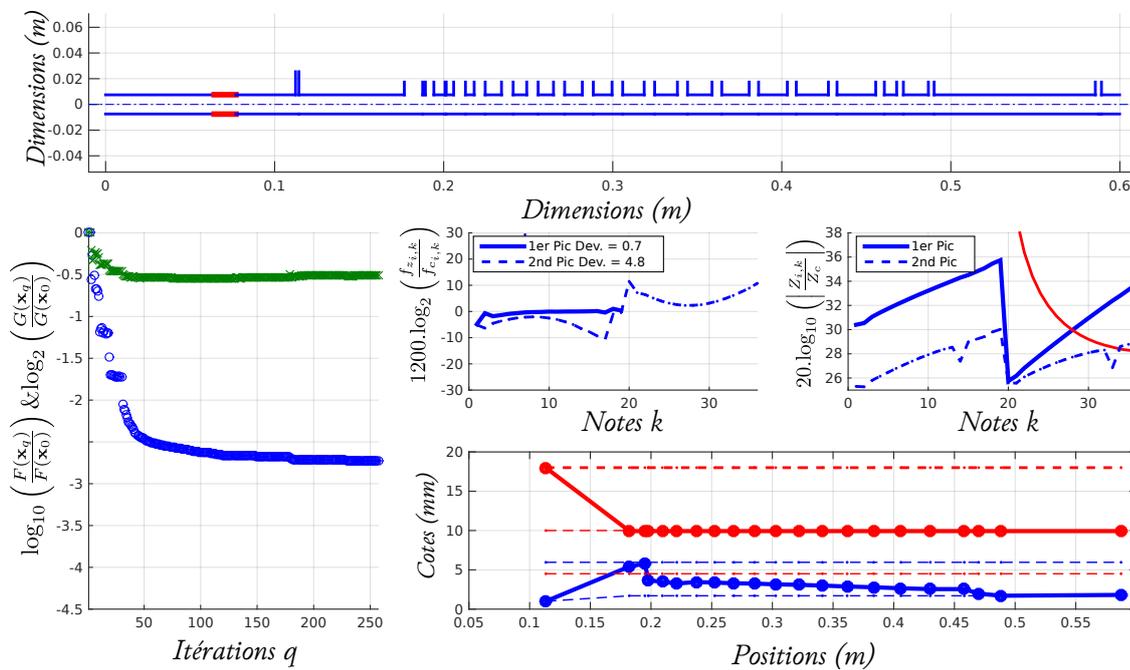


FIGURE 4.18: Résultat de la première phase d'optimisation dans le cas de trous fermés sans volume. Comparé au résultat précédent, le profil de rayon est inversé. Au-delà de ce cas extrême, la différence de cote entre un trou fermé et ouvert pourrait alors rééquilibrer le profil de rayon et permettre la présence de trous de note plus larges dans le haut du registre.

Enfin, on peut étudier quelle est la géométrie optimale permettant d'aboutir à une inharmonicité nulle, ou à l'inharmonicité donnée par la régularisation de l'instrument de référence, sur le **premier registre seul**. La figure 4.19 présente ces deux cas. Le trou de registre est conservé seulement pour comprendre sa forme optimale sur ce registre, car il est toujours fermé. On observe que pour ces deux

Chapitre 4. Conception d'un second prototype et analyse expérimentale

types de fréquences cibles l'optimiseur converge presque exactement sur les cibles avec une déviation RMS inférieure à 0.05 cents pour les deux jeux de fréquences. Ceci permet d'admettre que le facteur limitant dans les précédentes optimisations est l'inharmonicité inter-registre et qu'il reste alors à introduire des degrés de liberté supplémentaires autorisant l'optimiseur à atteindre cette cible. L'évasement en amont du pavillon permet certainement de réaliser ce genre de correction, mais l'implémentation des variations de profils de perce n'a pas été réalisée au cours de cette thèse.

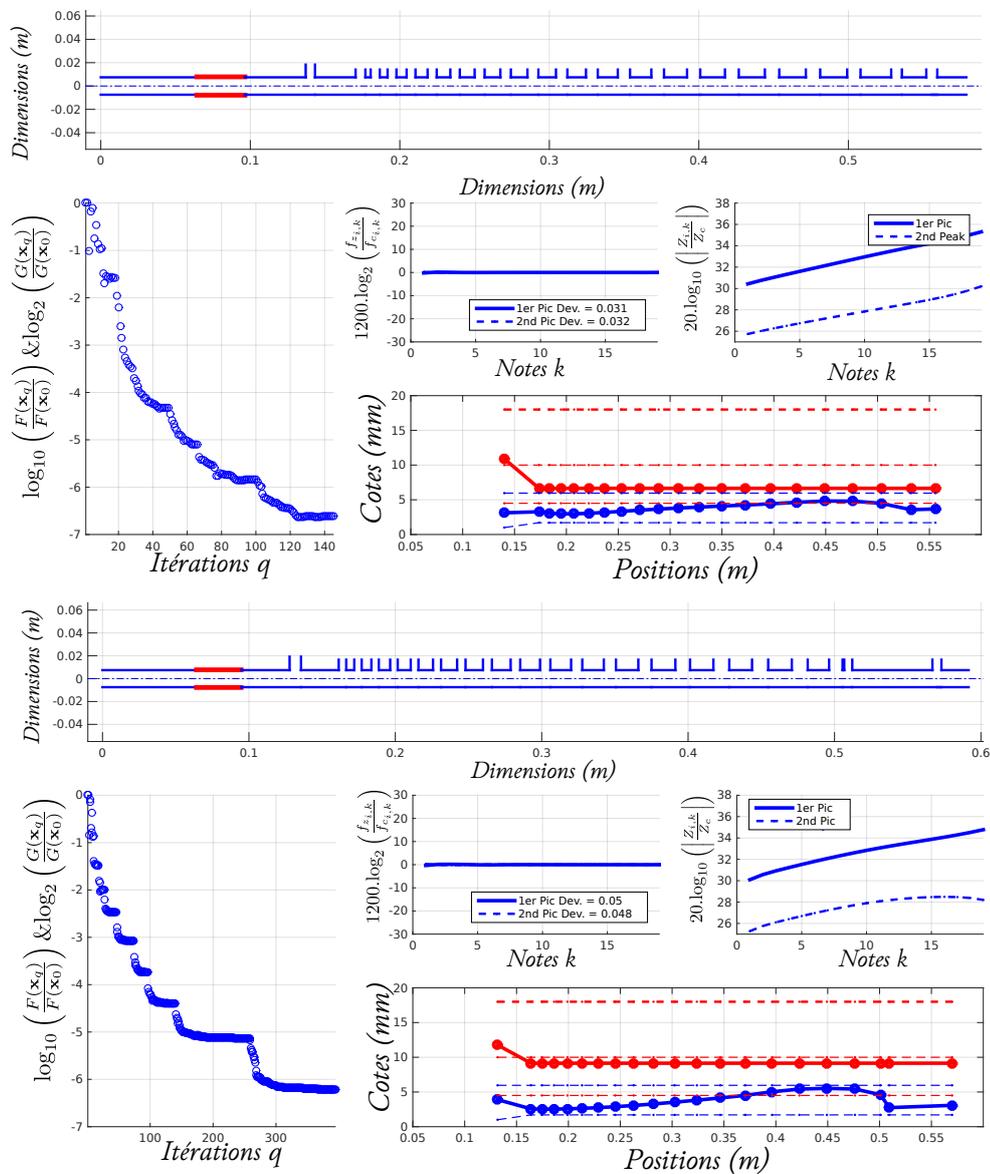


FIGURE 4.19: *Résultat de la première phase d'optimisation sur un seul registre. Le trou de registre est alors toujours fermé. (à gauche) Les fréquences cibles sont harmoniques. (à droite) Les fréquences cibles correspondent à celles de l'instrument de référence régularisé. Dans les deux cas les cibles sont bien atteintes. On remarque alors que l'évolution des rayons des trous latéraux issus des fréquences cibles régularisées présente une variation plus importante que lorsqu'elles sont harmoniques. Cette forme typique semble donc directement être la conséquence de l'inharmonicité des fréquences cibles.*

4.5.5 Analyse expérimentale

Après avoir présenté la méthode de résolution du problème d'optimisation et certaines de ses limites, nous cherchons à valider les choix de conception de l'instrument à travers différents outils d'analyse numérique et expérimentale. La mesure de l'impédance d'entrée, à l'aide du capteur décrit en annexe A, permet alors de vérifier la précision des modèles de propagation et de rayonnement. Ensuite, la prédiction des fréquences de jeu et de l'existence du régime périodique peut être effectuée par un outil de simulation numérique. Enfin, ce prototype a été testé par 5 musiciens professionnels et comparé à notre instrument de référence.

4.5.5.1 Mesures d'impédance d'entrée du prototype

En premier lieu, l'impédance d'entrée de cette deuxième version de prototype, appelé V2, a été mesurée à l'aide du capteur d'impédance développé au CTTM. La mesure complète des 38 notes de l'instrument est réalisée en une après-midi. L'obturation des trous latéraux pose moins de problème que pour l'instrument de référence qui comporte des clés. Elle est réalisée à l'aide de ruban adhésif sur lequel est appliquée de la pâte à modeler afin d'assurer l'étanchéité et éviter un couplage trop important entre la membrane du ruban et la colonne d'air de l'instrument.

La température de l'air ambiant est mesurée avec une précision de 0.1°C . Même si l'opérateur s'efforce de ne pas trop manipuler le capteur, dont le laiton présente une forte conductivité thermique, il est possible que la température mesurée ne corresponde pas exactement à la température du capteur et dans la colonne d'air de l'instrument. Comme la première série de mesures réalisées sur l'instrument de référence et celles sur le prototype sont réalisées à des températures différentes,

elles sont toutes deux normalisées à une température de référence de 20°C par la procédure décrite en annexe A. Pour adapter ces instruments au capteur, il a été nécessaire de fabriquer une pièce jouant le rôle du bec. Cette pièce d'adaptation est constituée d'une portion cylindrique dont le rayon correspond au rayon de sortie du bec ($\bar{\alpha}_0$) et la longueur réglée pour que leurs volumes coïncident, soit $\bar{\ell}_0 = 64.3$ mm. L'étanchéité à la jonction est assurée par un joint torique situé sur la surface de contact, légèrement ointe de graisse à vide, et qui est plaquée au capteur (cf. figure 5.12 à droite, pour visualiser la pièce d'adaptation).

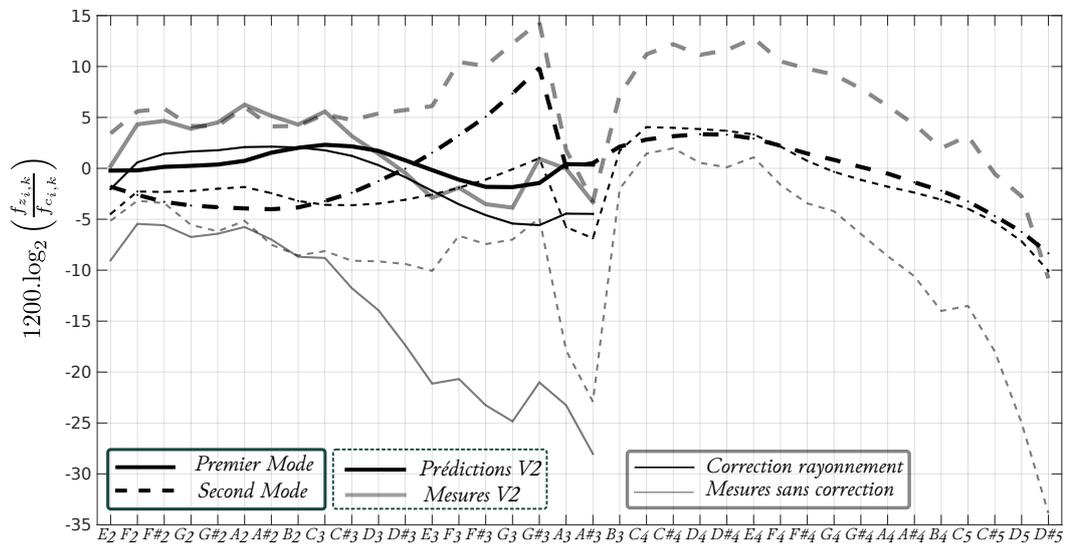


FIGURE 4.20: Écarts en cents des fréquences de résonances issues des modèles prédictifs (traits épais noirs) et des mesures d'impédance d'entrée (traits fins gris), par rapport aux fréquences cibles. On observe alors une déviation proportionnelle à la note de l'instrument sur le premier registre, dont la cause semble provenir d'une longueur additionnelle d'environ 2 mm. Ces écarts peuvent alors être interprétés de différentes manières : d'une part la correction de longueur de rayonnement similaire à l'éq.(2.29) serait plus correcte (trait fin noir) ou d'autre part le capteur a un biais de mesure.

Une fois les mesures réalisées, les amplitudes et fréquences des modes sont extraites à partir du passage de la phase par zéro, à l'aide du critère du minimum

de la valeur absolue de la phase. La reproductibilité² des mesures est estimée à 1 dB pour l'amplitude et 4 cents pour les fréquences. Cependant, le capteur semble générer un biais à basse fréquence sur l'estimation de fréquence (biais sur la vitesse de phase, cf. annexe A). La figure 4.20 représente l'écart des fréquences extraites des modèles et mesures par rapport aux fréquences cibles de l'optimisation. Bien que la mesure géométrique de l'instrument confirme avec une précision de 0.1 mm les cotes issues du résultat d'optimisation, l'écart aux cibles mesurées augmente avec les notes du premier registre, ce qui est caractéristique d'une longueur physique additionnelle. Elle pourrait venir des modèles qui sous-estimeraient les effets réactifs apportés par certains éléments localisés.

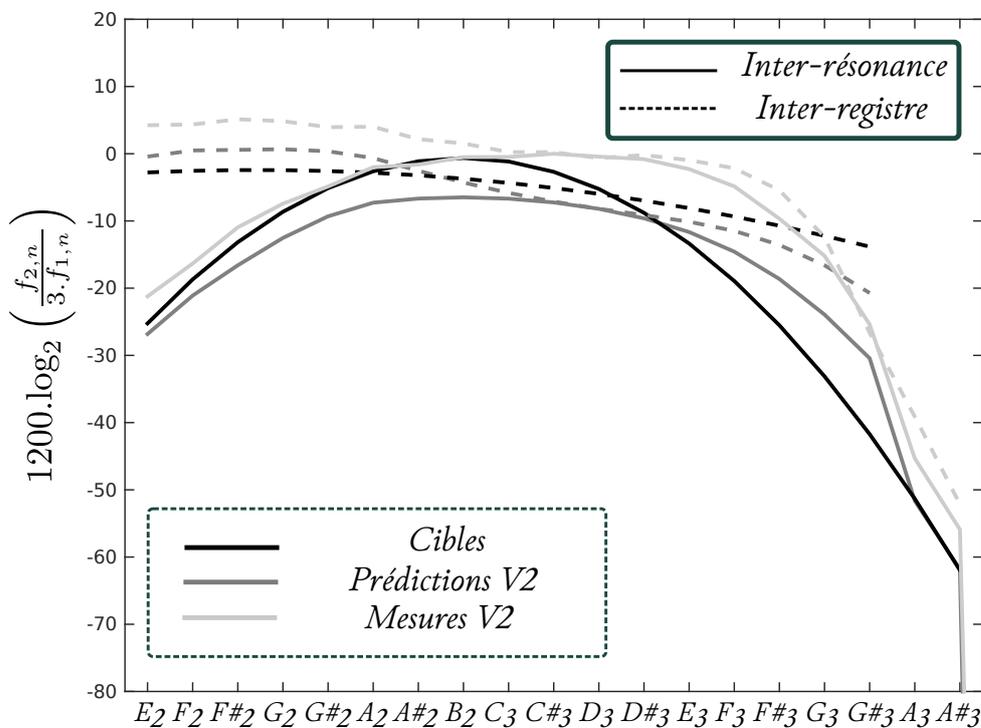


FIGURE 4.21: Écarts à l'harmonicité, en cents, des seconds modes par rapport aux premiers (inter-résonance) et des seconds modes du second registre par rapport aux premiers (inter-registre). Sont comparés, l'inharmonicité cible avec la prédiction issue du résultat d'optimisation et les résultats de mesure d'impédance. La longueur additionnelle observable sur les fréquences de résonance n'a pas d'influence sur l'inharmonicité. On retrouve un bon accord de ces 3 aspects, avec un écart relatif inférieur à 10 cents.

2. Pour des séries de mesure espacées dans le temps et des conditions environnementales différentes

De tous les éléments dont nous avons traité dans la partie précédente, c'est sans doute le rayonnement d'un trou latéral qui est le plus incertain, avec l'interaction du champ externe et du champ interne. Étant donné que la partie réactive de l'impédance de rayonnement dépend directement du rayon d'un trou latéral, ce pourrait bien être cet aspect qui est responsable de ces écarts. Le modèle de rayonnement avec écran cylindrique décrit par l'éq.(2.29) est plus proche de la géométrie de l'écran formé par le prototype. Et en effet, il donne plus d'importance à la correction de longueur de rayonnement, ce qui permettrait d'ajuster les écarts observés (cf. figure 8 de [Lefebvre and Scavone, 2012]). Il est à noter que la mesure d'impédance est légèrement biaisée en basse fréquence et peut être également responsable de l'ajout d'un ou deux millimètres dans la plage de fréquence qui nous intéresse, de 150 à 1200 Hz, pour la détection des deux premiers pics d'impédance.

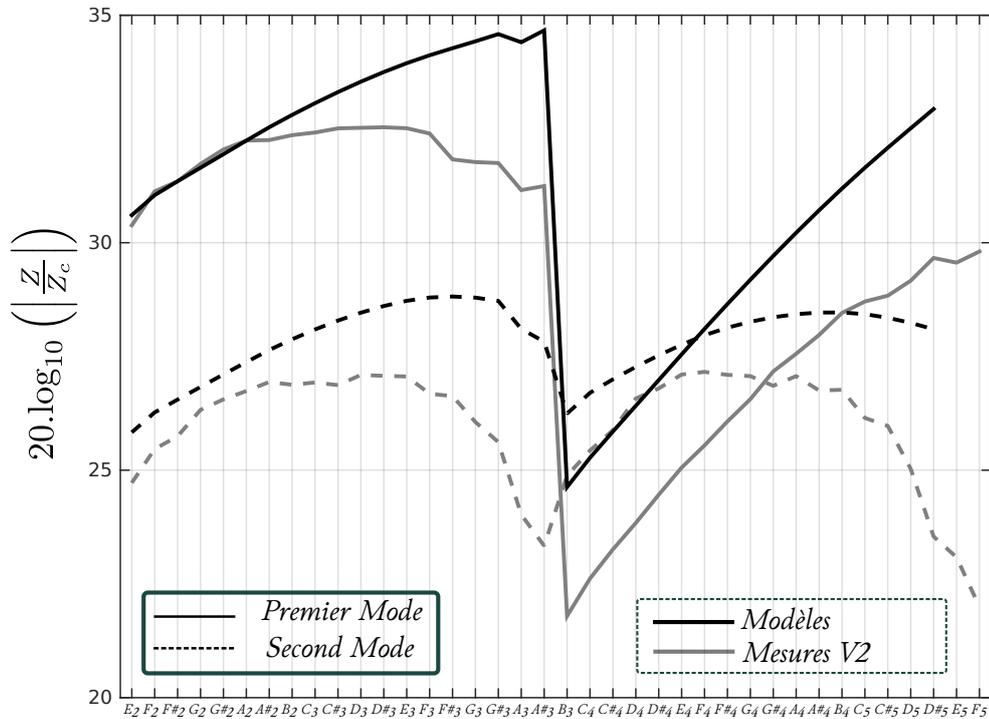


FIGURE 4.22: Comparaison des amplitudes des pics d'impédance des modèles et de la mesure pour le V2. Les modèles ont tendance à sous-estimer les pertes.

Néanmoins, en réalisant une correction numérique de 2.3 mm à chaque note (cf. figure 4.20), on observe un écart de quelques cents pour le premier pic par rapport aux modèles et plus important pour le second (en moyenne 5 cents au premier

registre est 10 cents au second). Cependant, les tendances restent similaires, avec un second mode qui s'écarte de la cible en remontant le premier registre et inversement au second. Quant aux inharmonicités mesurées, cette longueur additionnelle n'a pas d'effet significatif. La figure 4.21 montre alors une bonne concordance entre cible, prédiction et mesure, avec des écarts inférieurs à 10 cents.

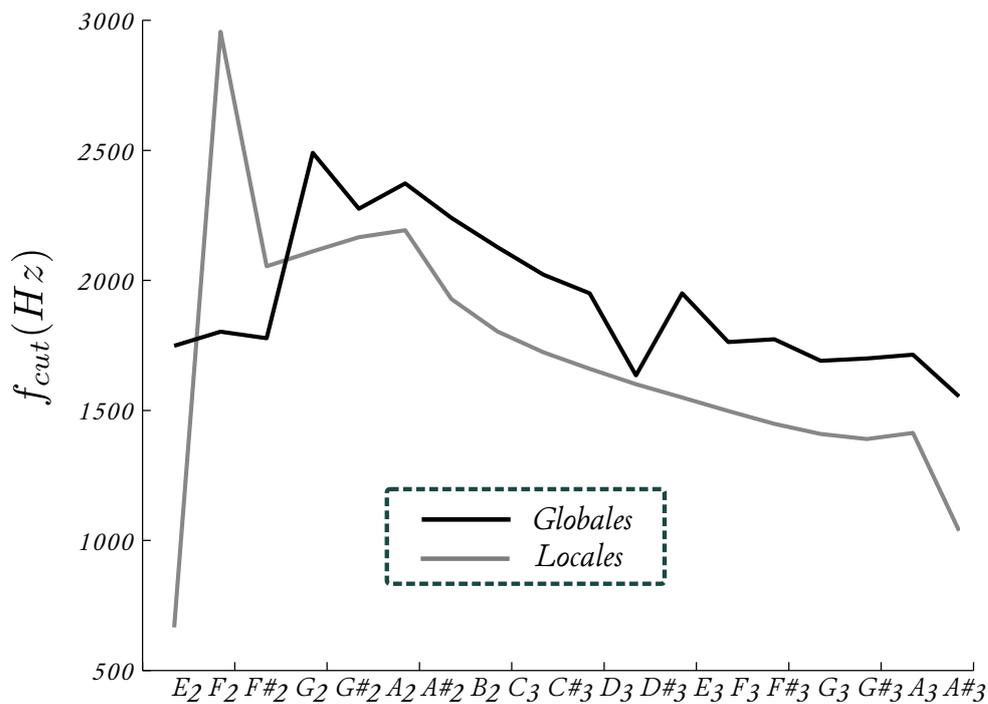


FIGURE 4.23: Comparaison des fréquences de coupure locales (issue de l'éq.2.44) et globales, pour le V2. Ces fréquences sont nettement plus hautes que sur un instrument existant. Pour les fréquences de coupure locales, les notes correspondent aux dimensions de la cellule constituant le premier trou ouvert du réseau. Ceci est majoritairement dû à des rayons plus larges et des hauteurs de cheminées plus courtes que sur une clarinette actuelle.

A présent, les amplitudes des pics d'impédances prédits et mesurés sur le V2, sont comparées sur la figure 4.22. On remarque que de manière générale, les pertes semblent être sous-estimées par les modèles. Néanmoins, cela signifie que le premier pic d'impédance mesuré au second registre est nettement plus amorti, ce qui améliore le second critère de jouabilité au second registre, et ajoute 4 notes supplémentaires.

La fréquence de coupure d'un réseau de trous latéraux est, comme nous avons pu le voir dans la première partie, supposée importante pour estimer le spectre rayonné par l'instrument. Sur l'instrument de référence, comme pour la plupart des clarinettes, la fréquence de coupure globale (estimée à partir du spectre d'impédance) est comprise entre 1000 et 1500 Hz, ce qui l'autorise à rayonner plus efficacement la partie du spectre de bande de fréquence supérieure. L'estimation des fréquences de coupures locales et globales (cf. [Moers and Kergomard, 2011]), représentées sur la figure 4.5.5.1 pour le V2, montre qu'elles sont beaucoup plus élevées que sur une clarinette actuelle. Elles sont majoritairement supérieures à 1500 Hz, sauf dans le haut du registre, et allant jusqu'à 2500 Hz pour les notes graves. Nous verrons, dans la section suivante, si un musicien peut apprécier cette différence de comportement.

4.5.5.2 Quelques essais à la bouche artificielle numérique

Les outils de simulation numérique peuvent être utilisés pour étudier l'existence du régime périodique et la fréquence de jeu, à partir de modèles ou de mesures d'impédance d'entrée (cf. [Silva et al., 2014]). La figure 4.24 représente l'intonation estimée à partir des impédances calculées du second prototype pour plusieurs configurations de paramètres d'embouchure. La fréquence de résonance est fixée à 2900 Hz et son coefficient d'amortissement à $q_r = 0.1$. Ces paramètres sont tirés de l'article [Avanzini and van Walstijn, 2004]. Les lèvres du musicien introduisent de l'amortissement supplémentaire alors le calcul a également été réalisé pour une anche dont l'amortissement, q_r , est cette fois ci arbitrairement fixé à 0.4. L'intonation est mesurée à partir d'un son de synthèse d'1 seconde environ et pour des échelons de pression statique adimensionné, de $\gamma = 0.5$ et 0.9. Le paramètre d'embouchure ζ est fixé à 0.1 (embouchure serrée $\simeq H_0 = 0.2mm$), 0.2 (embouchure normale $H_0 \simeq 0.5mm$) et 0.4 (embouchure ouverte $H_0 \simeq 1mm$). La décomposition modale réalisée pour la simulation estime les paramètres des 4 premiers modes. On remarque qu'une embouchure serrée/étroite autorise à jouer plus aiguë alors que l'embouchure ouverte joue plus grave. La valeur 0.5 du paramètre correspond au début du régime en anche battante et donc le débit d'anche y est à son maximum. Cette gamme de paramètres semble être suffisamment étendue pour représenter une bonne partie de l'espace de contrôle du musicien et on déduit des résultats de la figure 4.24 qu'il existe alors toujours un jeu de paramètres qui permet au

musicien de jouer juste.

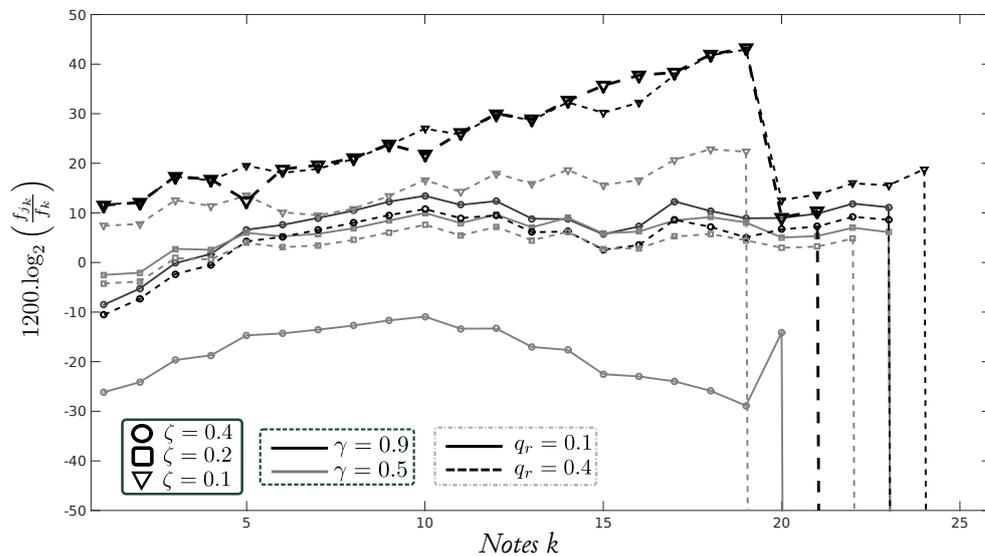


FIGURE 4.24: Fréquence de jeu estimée à partir de l'outil de simulation numérique développé par [Guillemain et al., 2005] et des impédance calculées issues du second prototype. La fréquence de résonance de l'anche est fixée à 2900 Hz et son coefficient d'amortissement à $q_r = 0.1$. Le cas d'une anche plus amortie est également représenté, à $q_r = 0.4$. L'intonation est alors calculée sur des échelons de pression statique, à $\gamma = 0.5$ et 0.9 (en gris et noir respectivement) et pour 3 embouchures. $\zeta = 0.1$ représente une embouchure plutôt pincée, 0.2 correspond à une ouverture d'anche moyenne et 0.4 assez ouverte. Dans l'ensemble, on remarque que le musicien peut atteindre la "justesse" en jouant sur ces 3 paramètres.

Pour ce qui est de la jouabilité du second registre, on s'aperçoit que c'est avec une embouchure pincée et une forte pression d'alimentation que la simulation joue le plus de notes (5 notes et plus) à partir de $k = 20$. Il y a seulement 5 notes supplémentaires alors que le second pic est plus important au second registre pour ses 8 premières notes. Afin d'évaluer l'importance de la seconde phase d'optimisation multicritères, l'intonation est calculée pour ce même jeu de paramètres et affichée en trait plus épais sur la figure 4.24. On remarque alors que la seconde phase permet seulement de jouer 3 notes supplémentaires au second registre. Cependant, la méthode de simulation numérique utilisée ici ne prend pas en compte la contribution du conduit vocal qui pourrait augmenter cette différence.

4.5.5.3 Analyse des tests sur musiciens

Le prototype a ensuite été testé par 5 musiciens professionnels auxquels nous avons demandé quelques tâches simples de comparaison avec l'instrument de référence durant la même séance de mesures. La première partie du test est consacrée à l'évaluation de la clarinette en référence, pour que le musicien s'exerce sur un instrument qu'il maîtrise. Ensuite, nous laissons le musicien 15 à 30 minutes avec le prototype pour qu'il puisse se familiariser à son ergonomie, très différente. En effet, il n'y a pas de clés alors tous les trous doivent être bouchés soit avec les doigts soit avec de la pâte à modeler. De plus, l'entraxe varie beaucoup entre les trous du haut de registre et du bas de registre ce qui requiert un peu d'entraînement. Pour les phases de tests sur le V2, chaque registre de l'instrument doit être divisé en 3 parties. Toutes les tâches sont réalisées à la suite sur ce tiers de registre avant de passer au prochain. Pour chaque instrument il est alors demandé 4 tâches ; la première consiste à réaliser les 19 sauts de douzième à une nuance moyenne ou *mf*. Ensuite, les 3 dernières tâches sont consacrées au parcours de la gamme chromatique ascendante pour 3 dynamiques musicales différentes : Pianissimo (*pp*), Mezzo forte (*mf*) et Fortissimo (*ff*).

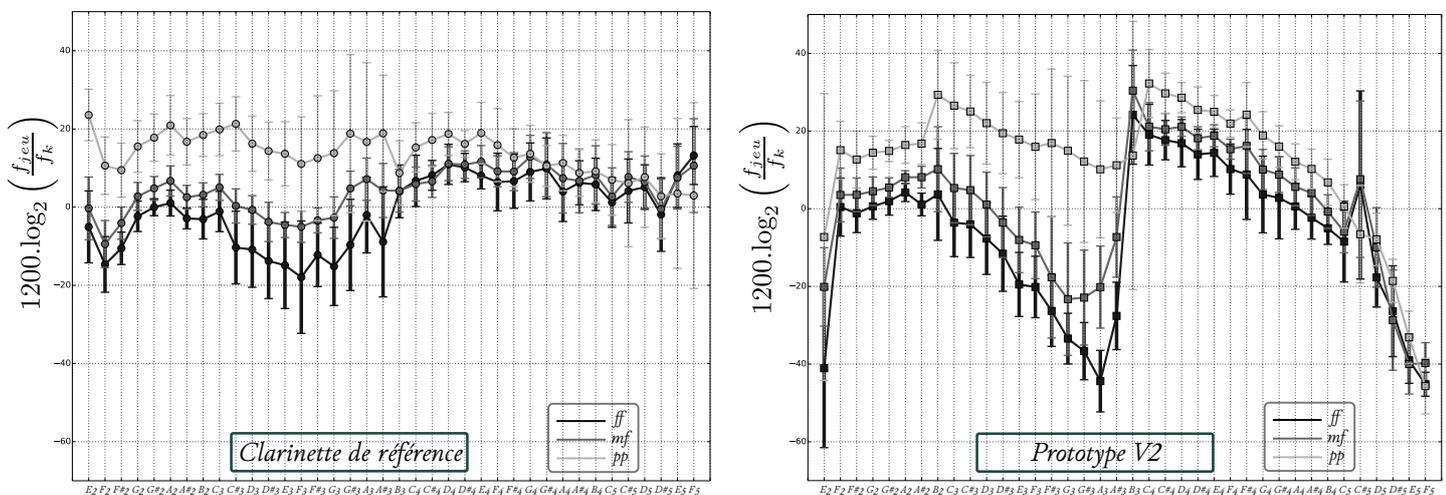


FIGURE 4.25: (à gauche) Intonation moyenne de l'instrument de référence pour les 5 musiciens et 3 nuances musicales : *ff* (en noir), *mf* (en gris), *pp* (en gris clair). (à droite) Idem, pour le prototype V2. Les barres verticales correspondent à l'écart-type inter-musicien.

La stabilité de l'intonation est bonne aussi bien pour l'attaque que pour différentes nuances. Également, certains musiciens trouvent que "l'homogénéité" (que nous traduisons par une régularité de la dynamique pour un effort similaire) semble correcte, mais aurait besoin d'un "passage plus fluide entre les notes" pour le confirmer (problème lié à l'absence de clétage). Le prototype ne demande pas plus d'effort (mise à part la note la plus grave) qu'un instrument moderne. Le fait que l'instrument "retienne" dans le haut de registre n'est pas clairement mentionné par tous les musiciens, cependant on notera que tous ont évoqué un problème dans cette partie du registre décrite comme "difficulté d'émission" ou "difficulté de projection" de l'instrument.

Globalement, l'intonation du V2 est appréciée et jugée bonne, aussi bien sur la gamme chromatique que sur les sauts de douzième. Même si les écarts entre l'instrument de référence et le prototype sont flagrants (cf. figure 4.25). L'intonation moyenne de l'instrument de référence reste globalement comprise entre + 20 et - 20 cents de la gamme tempérée au premier registre et entre +20 et 0 cents au second. On remarque un abaissement de la fréquence de jeu à mesure que la dynamique musicale demandée est grande. Ceci s'explique par une plus grande participation de la dynamique d'anche et de l'inharmonicité du résonateur aux plus forts niveaux de jeu. Pour le prototype, on remarque que la première note du registre est -20 cents en dessous de la gamme tempérée, ce qui produit donc un écart d'une trentaine de cents entre E_2 et F_2 . La nuance *pp* pour cette note n'a pas pu être jouée par tous les musiciens. Ensuite, on remarque un affaissement de la fréquence de jeu quand on remonte le registre et un écart grandissant entre les nuances. Pour les dernières notes du premier registre on peut alors observer des écarts allant jusqu'à 50 cents entre nuances extrêmes, ce qui peut s'expliquer d'une part par l'inharmonicité, mais qui reste cependant moindre que pour l'instrument de référence, ou d'autre part par la prédominance des effets non linéaires sur ces trous latéraux qui sont plus étroits que ceux de l'instrument de référence. En effet, Les rayons des trous latéraux sur une clarinette actuelle sont généralement supérieurs à 2.5 mm alors qu'ici ils atteignent 2 mm et ne sont pas sous-coupés (cf. 5.2.2.1 pour une description plus détaillée des sous-coupages). Une autre interprétation pourrait être que le volume équivalent du bec du musicien est trop grand par rapport à celui mesuré et utilisé dans les modèles, ce qui aurait pour tendance d'abaisser la fréquence de manière linéaire quand on remonte le registre. L'intonation au second registre est plutôt régulière mais décroît notablement. Elle part d'un Si_3 trop haut de 40 cents pour

arriver à un Fa_5 à - 40 cents. On observe cependant moins de variation sur ce registre liée à la nuance de jeu que pour la clarinette de référence.

La figure 4.26 compare l'intonation des douzièmes et des notes de la gamme tempérée à différentes nuances, pour le prototype et la clarinette de référence. Pour les douzièmes, Excepté pour le E_2 , où les effets non linéaires agrandissent la douzième, et pour les deux dernières notes du registre, non prises en compte dans la régularisation, toutes les douzièmes sont justes à ± 10 cents, comme pour la clarinette de référence.

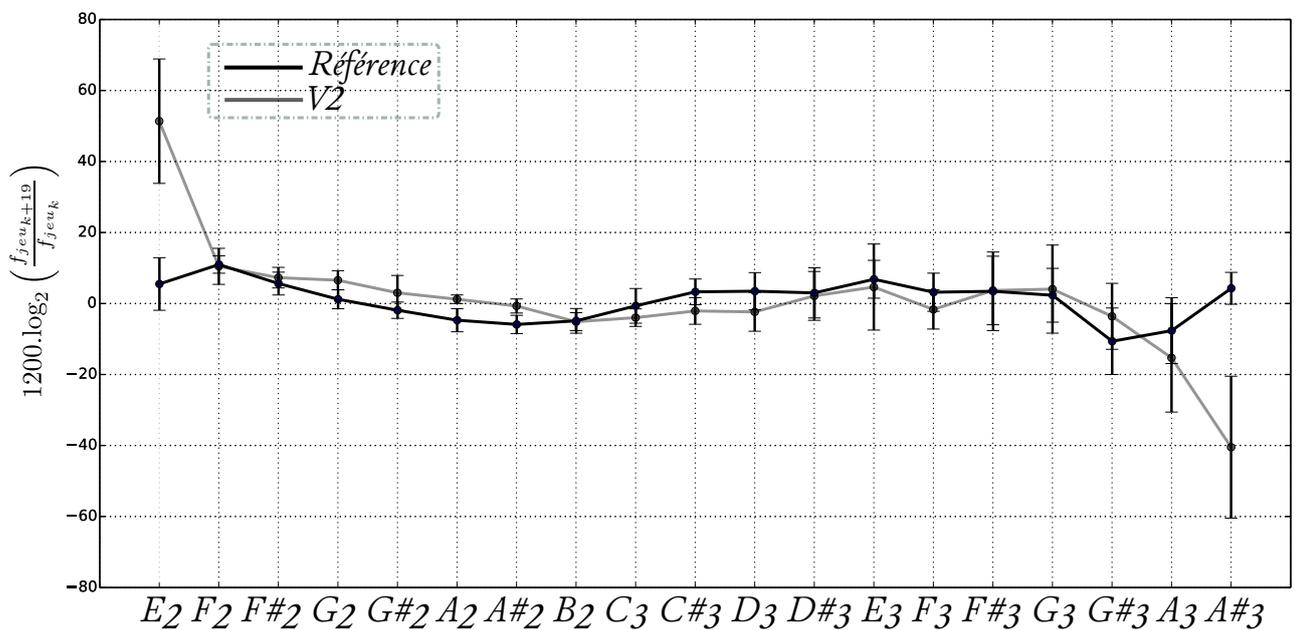


FIGURE 4.26: Ecart à l'harmonicité des douzièmes de l'instrument de référence (en noir) comparé au prototype (en gris), en moyenne sur les 5 musiciens.

On notera que le trou de registre remplit cette fois-ci bien son rôle et qu'aucune remarque ne semble mettre en doute sa différence d'utilisation par rapport à un instrument moderne (ceci mis à part l'accessibilité de sa clé). Une note du second registre (autour du $Fa\#_4$) a été jugée "instable" par l'un des musiciens. Bien que la note jouée corresponde à celle visée du second registre, le premier registre est toujours légèrement audible et le musicien doit contrôler un peu plus pour pouvoir l'atténuer. C'est également autour de cette note du second registre que les amplitudes du premier et deuxième pic coïncident.

Un point de vue positif est que l'instrument a "un son de clarinette" et une "couleur intéressante". Le rayonnement apparaît trop faible à mesure que l'on remonte le registre. Cette décroissance semble se produire de manière régulière. Également, la régularité du timbre est meilleure que celle d'une vraie clarinette. Ceci peut déranger le musicien qui semble perdre quelques repères autour de notes aux sonorités singulières³ présentes sur une clarinette moderne. Certains musiciens accordent au prototype une ressemblance de timbre avec les clarinettes anciennes (13 clés).

Un musicien en particulier a trouvé que le spectre de l'instrument était particulièrement perturbé par un "bruit d'anche trop prononcé". Il a également éprouvé la sensation que l'instrument "sonnait comme un tube cylindrique" et propose d'en attribuer la cause à une fréquence de coupure du réseau de trous trop grande.

La prise en main de l'instrument est variable d'un instrumentiste à l'autre. En particulier, des difficultés sont à noter pour la partie haute du registre où les trous sont petits et très rapprochés les uns des autres et un trou déporté est mal adapté à la main gauche. L'utilisation d'un miroir pour faciliter le placement des doigts a été d'une grande aide pour la majorité des musiciens. La clé de trou de registre améliore l'ergonomie, mais n'est pas accessible dans le bas du registre, ce qui oblige à découper la partie basse en deux pour libérer une main spécialement dédiée à cette clé.

3. L'azimut d'un trou latéral influence sa directivité à hautes fréquences et donc la perception du musicien.

4.6 Conclusions et améliorations envisagées

Ce chapitre présente les étapes de conception et de réalisation de ce second prototype à l'aide de la stratégie d'optimisation en deux phases. La première part d'une estimation grossière de la géométrie afin de se rapprocher des fréquences cibles et converge avec une erreur faible. L'utilisation du gradient semi-analytique diminue significativement le temps de calcul d'un facteur 10 environ, pour un résultat similaire. L'utilisation de ce gradient pourrait être complétée et prolongée dans la seconde phase multicritères mais nécessite d'estimer le gradient de la seconde fonction de coût, ce qui n'a pas été réalisé dans cette étude. La prise en compte du critère de jouabilité du second registre permet au musicien de le jouer dans son intégralité. Cependant, on peut mesurer l'intérêt d'ajouter un second trou de registre qui donne un degré de liberté intéressant aussi bien pour l'affaissement du premier pic au second registre que pour étendre les limites des inharmonicités liées à cette structure et à nos fréquence cibles. Cet élément de structure supplémentaire pourra alors être inclus dans la réalisation du prochain prototype.

Nous avons mis en évidence que l'évolution des rayons de trou de note le long de l'instrument était principalement liée aux fréquences cibles et en particulier à l'inharmonicité inter-résonance, ce qui a pour conséquence de favoriser la présence de trous étroits dans le bas du registre ainsi que les pertes non linéaires. Afin de résoudre ce problème, sans modifier pour autant notre heuristique d'optimisation, deux solutions peuvent être envisagées afin d'améliorer l'efficacité de rayonnement dans le bas du registre :

- Remplacer le pavillon à trou par un pavillon évasé dont l'efficacité de rayonnement est vérifiée. Ceci peut être réalisé en se basant sur un pavillon existant mesuré qui peut alors être utilisé comme impédance terminale de notre réseau de trous.
- Les fréquences cibles issues de la régularisation présentent une forte inharmonicité ; il semble nécessaire d'estimer l'intonation sans prendre comme référence un instrument existant et en partant cette fois-ci de modèles analytiques simples pour définir l'écart entre fréquence de résonance et fréquence de jeu.

Ensuite, les essais avec musiciens ont montré une réelle difficulté de jeu qui s'exprime principalement pour les notes présentant de faibles rayons. Les pertes additionnelles sont attribuables au phénomène de décollement des couches li-

mites non pris en compte dans les modèles linéaires de comportement. Bien que son estimation soit réalisable à partir d'un formalisme empirique proposé par [Dalmont et al., 2002], cela signifie d'ajouter un critère d'optimisation supplémentaire qui prenne en compte l'amplitude des modes et d'avoir un *a priori* sur la pression en entrée de l'instrument. Cependant, il ne semble pas nécessaire de modifier l'heuristique d'optimisation alors qu'une solution géométrique simple pourrait être d'inclure des sous-coupages au prototype, ce que nous étudierons au chapitre suivant. Ces sous-coupages sont abondamment utilisés en facture instrumentale, pour limiter les phénomènes non linéaires, et autorisent une correction de la justesse supplémentaire selon que le sous-coupage est plus important en amont ou en aval du trou de note [Nederveen, 1964].

Enfin, pour la réalisation du troisième prototype, un autre procédé de réalisation basé sur des méthodes de prototypage rapide a permis de rendre la hauteur des cheminées variables et indépendantes, ce qui ajoute autant de degrés de liberté à notre prochaine phase de conception.

Conception d'un troisième prototype

Vers une prédiction de la fréquence de jeu

5.1	Redéfinition des fréquences cibles	130
5.2	Procédure d'optimisation en deux étapes distinctes	134
5.2.1	Les pavillons	136
5.2.2	Le corps de l'instrument	148
5.3	Analyse expérimentale	158
5.3.1	Validation expérimentale des modèles d'impédance d'entrée	158
5.3.2	Analyse des fréquences de jeu à l'aide de la simulation numérique	160
5.3.3	Étude comparative des prototypes à la bouche artificielle	161
5.3.4	Commentaires des musiciens et résultats d'intonation . .	167

En résumé, les principales lacunes du second prototype sont imputables à l'omission, dans les modèles prédictifs, des effets dissipatifs non linéaires liés au décollement des couches limites dans les trous latéraux. Inclure la prédiction de ce phénomène pourrait être envisagé afin d'ajouter un troisième critère d'optimisation qui prendrait en compte un équilibre des effets dissipatifs de rayonnement, visco-thermique et de décollement. Mais il semble que d'autres solutions, n'alourdissant pas plus la procédure d'optimisation, soient à tester.

Nous avons vu que les fortes inharmonicités des fréquences cibles régularisées sont en partie responsables de la présence de trous latéraux étroits en haut du registre et au niveau du pavillon et donc nous allons tenter de les redéfinir à partir des formulations approchées mentionnées précédemment en section 3.2.

Afin d'assurer un rayonnement efficace pour le pavillon, nous avons décidé de séparer l'optimisation en deux parties : la première est réservée à l'optimisation de plusieurs pavillons prenant pour cibles les propriétés du pavillon de référence.

La seconde partie, sur le réseau de trous latéraux, est identique à celle du second prototype, mise à part l'impédance terminale du réseau (elle est définie à partir d'un pavillon de référence) et les sous-coupages. La première étape revient à s'approcher de la longueur équivalente correspondant à ce pavillon ainsi que de sa propension à rayonner, qui peut être caractérisée par le filtre donné par son coefficient de réflexion. Il existe différents types de terminaisons possibles favorables au rayonnement. Comme nous avons pu le voir dans la section 2.2, les guides d'onde évasés ainsi que les réseaux de trous latéraux réalisent correctement cette adaptation d'impédance nécessaire en haute fréquence. Une section cylindrique trouée d'une fente sur toute sa longueur réalise également cette adaptation. Bien que pour cette géométrie il n'existe pas de modèles de comportement, nous tenterons une optimisation semi-empirique à partir des mesures d'impédance réalisées sur un dispositif de fente modulable, décrit dans la section 5.2.1.

Enfin, et dans le but de limiter les effets dissipatifs de décollement des couches limites, nous introduisons des sous-coupages à chacun des trous latéraux. Il reste cependant à corriger en conséquence les effets réactifs liés à ce changement de profils, ce qui est décrit dans la section 5.2.2.

5.1 Redéfinition des fréquences cibles

Nous avons déduit du chapitre précédent que l'inharmonicité cible issue de notre instrument de référence était trop importante car le résultat géométrique optimal comporte des trous latéraux trop étroits. Nous choisissons alors de nous dispenser des informations de la clarinette de référence, dont nous avons observé les limites, afin de tenter une prédiction de la fréquence de jeu, directement à partir des impédances d'entrée calculées.

Il existe alors plusieurs stratégies possibles pour redéfinir notre critère de justesse :

- Soit en complétant les modèles, afin d'y inclure une prédiction de la fréquence de jeu et ainsi cibler directement les fréquences nominales f_k . À la section 3.2, nous avons vu que la fréquence de jeu était sensible aux paramètres d'embouchure du musicien, et donc il est nécessaire de vérifier l'intonation à l'intérieur de la plage de jouabilité du régime périodique. Ceci

doit être fait pour un ensemble de combinaisons des paramètres d'embouchure qui peuvent être réduits par la pression statique dans la bouche (P_m) et l'ouverture de l'anche au repos (H_0). En premier lieu, la prédiction de la fréquence de jeu peut être réalisée par l'intermédiaire d'outils de simulation numérique, qui ont l'avantage d'être assez précis mais aussi d'être très coûteux en temps de calcul. Cette solution a donc été abandonnée. En second lieu, il existe des modèles analytiques de prédictions de fréquence de jeu, que nous avons détaillés dans la première partie de ce manuscrit, et dont la mise en œuvre ne demande pas un nombre d'opérations important. Mais ces modèles prédictifs se basent sur une décomposition modale de l'impédance d'entrée, tronquée à 1 ou 2 modes (selon que l'inharmonicité inter-résonance doit y être impliquée ou non), ce qui revient à simplifier notre clarinette à un résonateur à deux degrés de liberté. Dans ce cas, il ne semble pas nécessaire de passer par une méthode de calcul plus raffinée de l'impédance d'entrée alors que la prédiction de fréquence de jeu est autant simplifiée. Ce qui nous emmène au choix de la seconde stratégie qui semble alors plus favorable.

- Soit en redéfinissant un ensemble de fréquences de résonance cibles, issues des modes décomposés, qui permettent d'inclure la condition de justesse dans la plage d'existence du régime périodique (cf. figure 3.6). Cette fois-ci on considère les deux premiers modes de résonance d'un cylindre équivalent.

C'est donc cette deuxième solution que nous avons choisie, car elle ne modifie pas les modèles ainsi que la procédure d'optimisation du précédent prototype. A présent, les paramètres physiques de notre clarinette simplifiée sont définis par la première fréquence de résonance par l'intermédiaire de la grandeur L_{C_k} (cf. figure 3.16), représentant la longueur fixe à retrancher à notre résonateur pour remplir la condition de justesse, et l'inharmonicité $\eta_{3,k}$ d'après l'éq.(3.14).

Ces deux variables sont donc nos inconnues pour chacune des 38 notes des deux registres de l'instrument. L'inharmonicité est cependant ignorée au second registre car il n'existe pas de second pic de résonance significatif participant à l'auto-oscillation. Nous cherchons alors à résoudre l'équation,

$$\Delta L_{tot}(P_m, H_0, L_k, \eta_{3,k}) - L_{C_k} = 0, \quad (5.1)$$

à travers la variable d'embouchure, P_m , et obtenons alors un ensemble de combinaisons $P_{m0}(H_0)$ pour lesquelles l'instrument simplifié joue juste et pour chaque

note k , ici représentée par le paramètre L_k . Cette équation est résolue numériquement prenant en entrée nos inconnues L_{Ck} et $\eta_{3,k}$ et pour chaque note k , nous cherchons à faire en sorte que les solutions $P_{m0}(H_0)$ soient comprises entre les seuils d'oscillation et d'extinction prédits par les équations (3.17) et (3.19). Cette étape est résolue par optimisation, afin d'approcher une fonction cible, $P_{mC}(H_0)$, définie empiriquement et permettant d'inclure la solution le plus possible dans la plage de jouabilité du régime périodique (cf. figure 5.1).

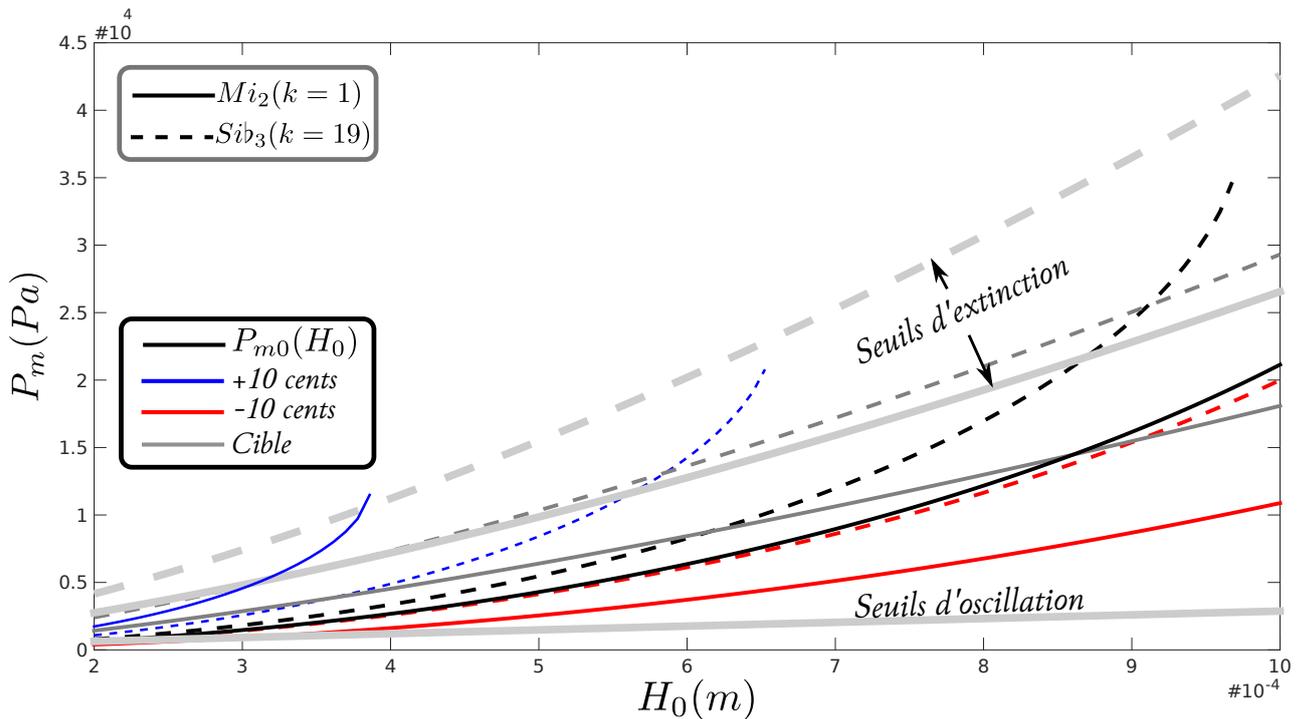


FIGURE 5.1: Deux exemples de solutions pour la condition de justesse, $P_{m0}(H_0)$ (en noir), issues de la procédure de définition des fréquences cibles, pour la note la plus grave (E_2 en trait plein) et la plus aiguë du premier registre (Bb_3 en pointillés). Les écarts de ± 10 cents à la condition de justesse dans l'espace de contrôle sont représentés en bleu et rouge, respectivement. Le trait gris correspond à la cible entrée dans la procédure d'optimisation. Les seuils sont représentés en gris clair.)

L'inharmonicité $\eta_{3,k}$ qui est responsable d'un des trois effets de variation de fréquence de jeu, alourdit énormément la résolution de l'éq.(5.1) et il n'est alors possible de la résoudre (à l'aide du calcul symbolique de MATLAB) que sur des intervalles restreints de H_0 . Pour cette étude nous reprenons les caractéristiques

mécaniques de l'anche décrite dans la partie I. L'ouverture H_0 est alors définie entre 0.2 mm et 1 mm, pour un profil de table commun.

Afin que notre solveur puisse résoudre l'équation nous prenons l'expression asymptotique de l'inharmonicité $\Delta L_{IH} = -\eta_3.L/2$. Au second registre, l'effet de l'inharmonicité est négligeable car les modes de vibration sont généralement situés au delà de la fréquence de coupure du réseau de trous latéraux.

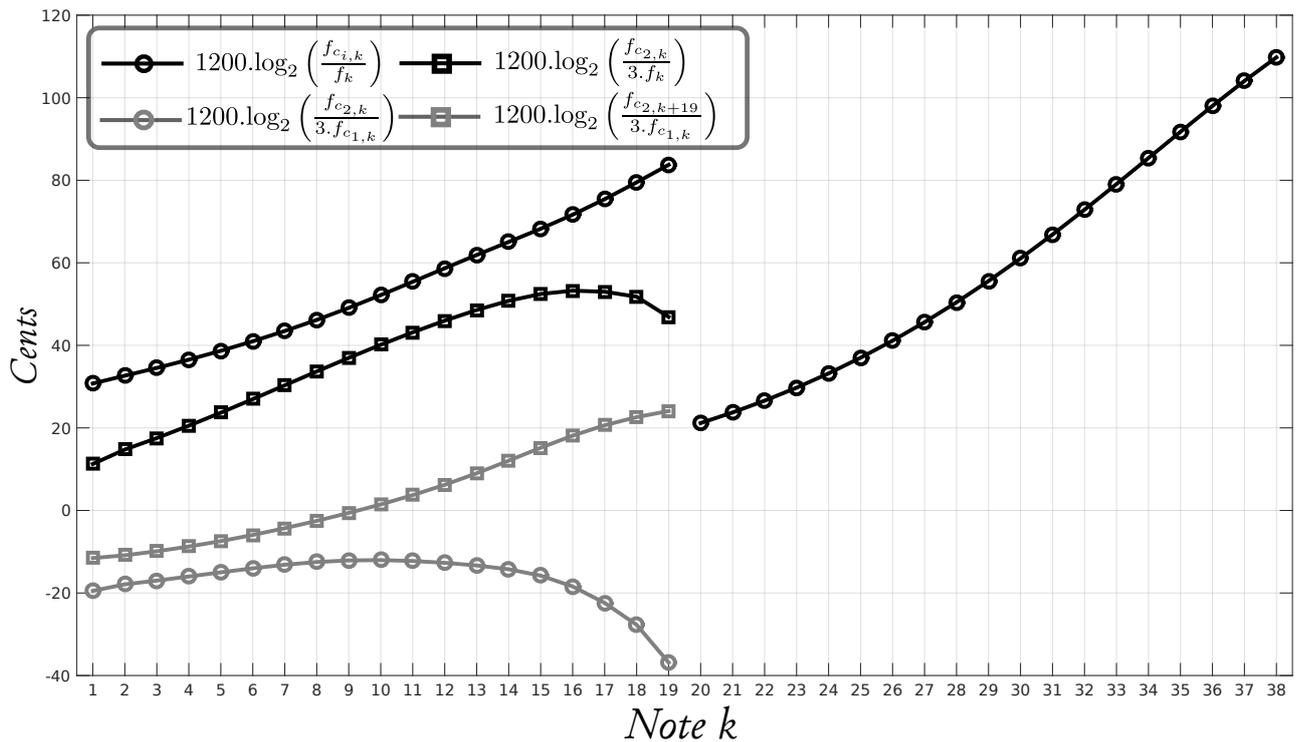


FIGURE 5.2: Écarts en cents des fréquences cibles par rapport aux fréquences nominales (en noir). Inharmonicité (\circ inter-résonance et \square inter-registre) des fréquences cibles pour le premier registre (en gris).

Afin de définir les fréquences cibles pour le premier registre, les deux variables L_{c_k} et $\eta_{3,k}$ sont optimisées à l'aide de la routine `lsqcurvefit` de sorte que la solution se rapproche de la fonction cible $P_{mC}(H_0)$. L'optimiseur converge en une vingtaine d'itérations et reste malgré tout très éloigné de la cible. Cependant la condition de justesse $P_{m0}(H_0)$ se retrouve majoritairement incluse dans la plage de jouabilité délimitée par les seuils d'oscillation et d'extinction. La même opération est réalisée pour les fréquences cibles du second registre avec en entrée seulement

la variable L_{c_k} . Les conditions initiales sont définies à 1 cm pour L_{c_k} , reconnue pour être l'ordre de grandeur de la longueur généralement rencontrée pour la clarinette, et $\eta_{3,k}$ est fixée nulle.

A l'issue de ces 38 phases d'optimisation, nous obtenons un jeu de fréquences cibles identique aux fréquences régularisées définies dans le chapitre précédent. Soit 38 valeurs de fréquence pour chacun des premiers pic d'impédance participant à l'auto-oscillation et 19 de plus pour l'inharmonicité au premier registre. L'écart de ces fréquences cibles aux fréquences nominales, f_k , est représenté sur la figure 5.2. Les résultats sont cependant assez sensibles aux conditions initiales et à la géométrie simplifiée de l'anche (la longueur vibrante de l'anche est un paramètre réglable, par exemple). Ces résultats sont alors obtenus après quelques ajustements de ces paramètres afin d'obtenir un profil d'inharmonicité le plus faible et ayant une évolution similaire à celle d'une clarinette actuelle, c'est-à-dire avec une inharmonicité inter-résonance la plus faible vers le milieu du registre et légèrement plus importante en haut du registre.

5.2 Procédure d'optimisation en deux étapes distinctes

La structure de ce troisième prototype, schématisée dans la figure 5.3, s'est enrichie d'un second trou de registre afin d'atteindre une inharmonicité plus faible que celle du second prototype et d'améliorer la jouabilité du second registre. Le procédé de réalisation, ici basé sur la stéréolithographie, permet cette fois que les hauteurs de cheminées soient des variables indépendantes et également de réaliser simplement les sous-coupages. Bien que ce procédé offre une totale liberté de choix dans leurs dimensionnements, il a été préféré de s'inspirer des dimensions existantes de l'outillage traditionnel (cf. section 5.2.2.1).

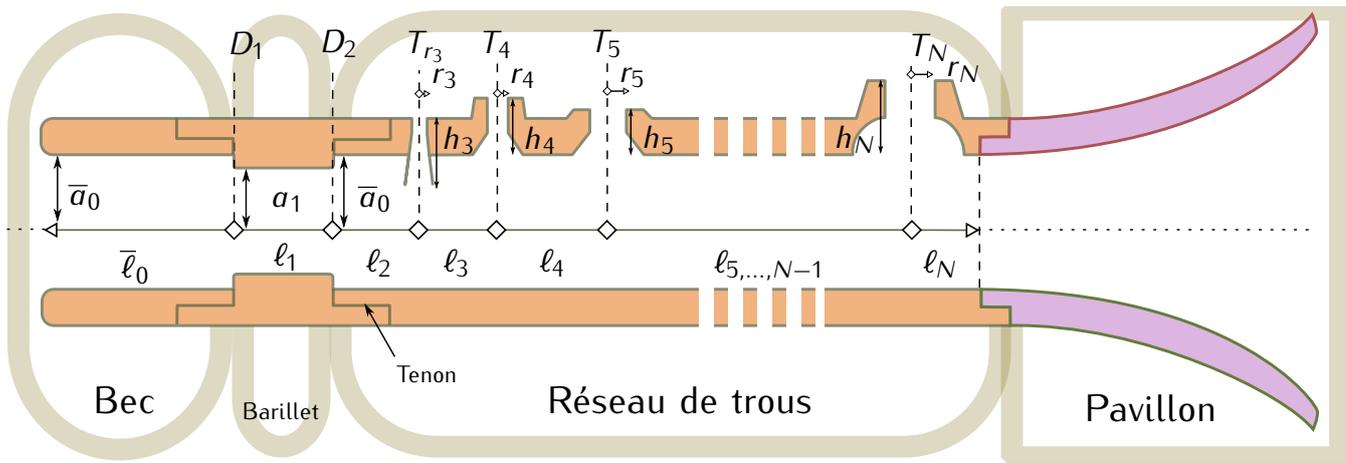


FIGURE 5.3: Schéma du troisième prototype, appelé V3. Toutes les hauteurs de cheminées sont des variables indépendantes et les trous latéraux sont sous-coupés à leur embase. Plusieurs types de sous-coupages ont été définis en fonction du rayon de chaque trou (cf. section 5.2.2.1). Pour ce prototype, il n'y a pas de trous de pavillon dans le réseau. Ils n'apparaissent donc pas dans la tablature, et la réalisation de pavillons à trous latéraux, décrite à la section 5.2.1.2, est indépendante de l'optimisation du corps de l'instrument.

A présent, vient la question de la température à considérer dans les modèles de comportement. Pour le premier prototype, les fréquences cibles étaient issues de mesures d'impédance qui ont été normalisées à une température équivalente de 20°C. Il n'était alors pas nécessaire de connaître la température de l'air contenu dans le conduit de l'instrument en cours de jeu pour la phase de conception. Mais à présent que l'on s'éloigne d'une référence géométrique, il est indispensable d'imposer la température adéquate dans toute la procédure : de la définition des fréquences cibles aux modèles d'impédance d'entrée. Rappelons qu'à chaque écart d'un seul degré, les fréquences de résonance dévient de 3 cents, environ. Nous avons vu, à la section 2.4, qu'une température moyenne de 28°C pouvait être considérée sur un trombone malgré le gradient de température le long de l'instrument, d'après [Gilbert et al., 2006].

5.2.1 Les pavillons

La conception des pavillons est réalisée de manière indépendante à l'optimisation du réseau de trous latéraux. L'élément commun aux deux étapes est la mesure d'impédance d'entrée du pavillon de la clarinette de référence (cf. figure 5.4). Cette impédance fait office d'impédance terminale, du point de vue du corps de l'instrument, et d'impédance d'entrée cible pour chacun de nos pavillons. Schématiquement, le comportement souhaité d'un pavillon serait de réaliser une adaptation d'impédance parfaite au-delà d'une certaine fréquence et en-deçà, une réflexion parfaite afin d'alimenter l'auto-oscillation. Ceci revient, du point de vue du coefficient de réflexion, à le considérer comme un filtre passe-bas, dont la fréquence de coupure doit être supérieure au premier mode de résonance correspondant aux notes jouées à travers ce pavillon.

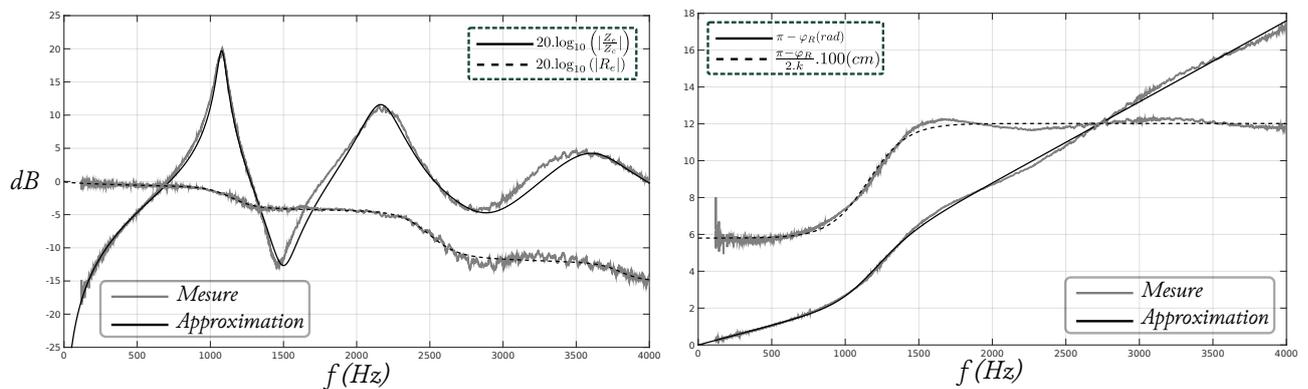


FIGURE 5.4: Comparaison de la mesure du pavillon (en gris) à son approximation (en noir). À gauche, module de l'impédance d'entrée comparé au module du coefficient de réflexion. À droite, longueur équivalente en cm (définie plus loin par l'éq. 5.2) comparée à la phase du coefficient de réflexion. Lors de la mesure, le chanfrein du pavillon est comblé avec de la pâte à modeler de manière à recréer la continuité du profil de perce.

Étant donné que nous ne connaissons pas les paramètres de ce filtre idéal, nous nous contentons des données expérimentales d'un pavillon de référence pour définir notre cible. Sa mesure est réalisée à l'aide du capteur d'impédance du CTTM sur une bande de fréquence étendue à 4 kHz. Afin d'obtenir une fonction de cette mesure, et ainsi faire converger la méthode de détection des fréquences de résonance, le coefficient de réflexion (module et longueur équivalente) est approché

par une décomposition simple de sigmoïdes, comme le montre la figure 5.4. Dans cette section nous testons 3 types de géométries capables de réaliser cette adaptation d'impédance : un guide d'onde à variation lente de section, 6 pavillons à trous latéraux et un pavillon à fente longitudinale. Ces pavillons ont été testés, en même temps que le prototype V3, par 3 musiciens professionnels. Leurs commentaires vis-à-vis de la sonorité de chacun d'eux sont retranscrits dans la section 5.3.4.

5.2.1.1 Pavillon évasé

Bien que le pavillon de clarinette de référence soit lui-même évasé, son rayon d'entrée est de 11.5 mm et n'est donc pas adapté à la terminaison de notre prototype, dont la perce est conservée cylindrique, de rayon $a_0 = 7.45$ mm. Sur une clarinette actuelle, et surtout sur les clarinettes françaises système Boehm, l'évasement débute nettement avant le dernier trou de note. Nous allons à présent chercher à réaliser un pavillon équivalent à la référence dont la section d'entrée concorde avec celle du prototype. Ces travaux ont été réalisés par les auteurs de [Hélie et al., 2014] en parallèle de cette thèse.

Le comportement acoustique est modélisé grâce à la matrice du biporte correspondant à l'éq. (2.12), et peut comporter plusieurs tronçons évasés qui sont autant de degrés de liberté supplémentaires pour la prochaine phase d'optimisation. La géométrie est décrite à l'aide de 3 variables par tronçon : son rayon d'entrée a_n , son rayon de courbure Υ_n et sa longueur axiale ℓ_n . Il y a une contrainte sur le rayon d'entrée et également sur la pente à l'origine qui doit être nulle pour correspondre à la pente de sortie du prototype. Le nombre de tronçons est fixé à 8 afin de proposer suffisamment de degrés de liberté pour s'approcher de l'impédance cible utilisée. La continuité du profil et de sa dérivée est imposée égale à chaque raccordement de tronçon.

L'heuristique d'optimisation choisie pour ce pavillon, est identique à celle de la référence [Hélie et al., 2014] et est constituée de 4 étapes distinctes :

- Première étape d'initialisation, où les tronçons droits sont ajustés pour correspondre au premier pic d'impédance et quelques modifications empiriques pour se rapprocher de la cible.
- La seconde étape consiste à évaluer l'erreur quadratique relative ajustée (définie dans [Hélie et al., 2014]) à l'impédance cible.
- La troisième étape est identique à la seconde avec une contrainte d'égalité sur les passages par zéro de la phase de l'impédance cible.
- La quatrième étape réalise l'optimisation sur l'erreur quadratique relative ajustée appliquée au coefficient de réflexion.

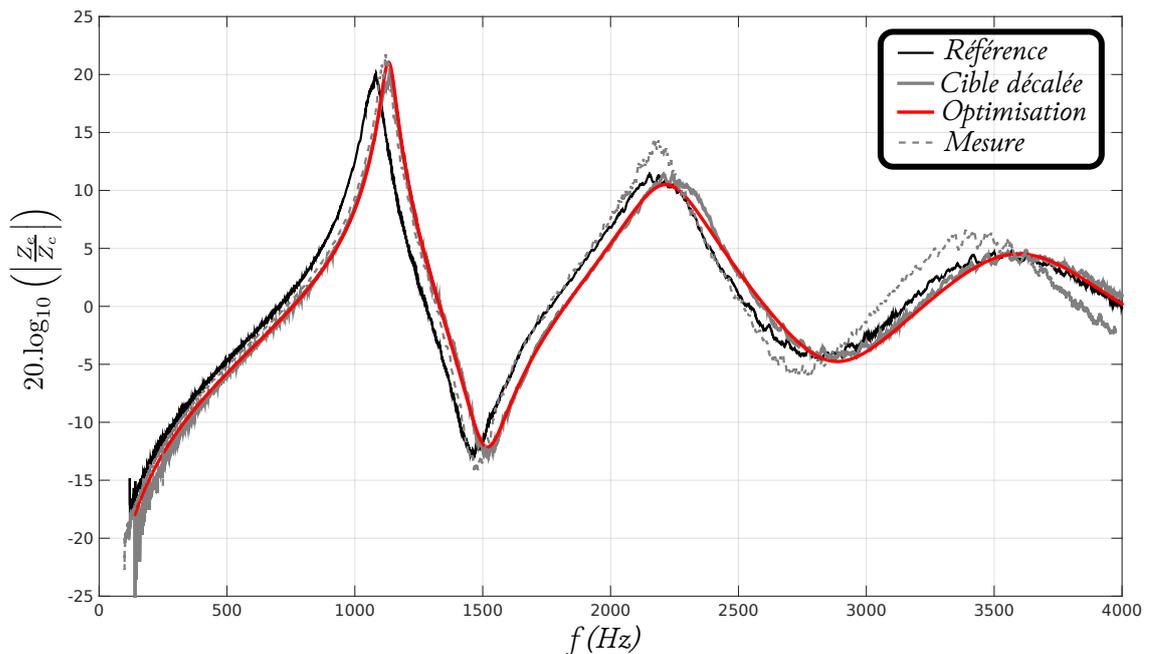


FIGURE 5.5: Comparaison des impédances d'entrée normalisées de pavillon. Mesure du pavillon de la clarinette référence (noir). Mesure cible décalée par mégarde lors de la phase d'optimisation (gris). Modèle du pavillon optimisé (rouge). Mesure sur le pavillon optimisé et réalisée (gris et traits pointillés). Étant donné le décalage entre la cible et la référence, le pavillon réalisé est trop court d'environ 1 cm, comme le montre la comparaison des longueurs de phase en figure 5.6.

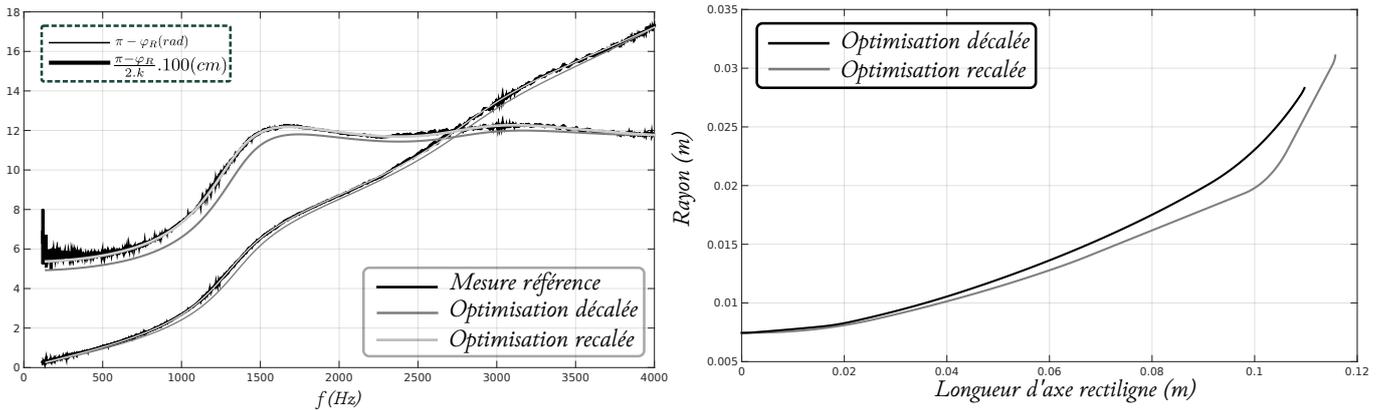


FIGURE 5.6: À gauche, phase et longueur de phase du coefficient de réflexion à l'entrée du pavillon de référence mesuré (noir) et des pavillons calculés optimisés (gris et gris clair). Après recalage, l'optimisation converge correctement vers la longueur de phase du pavillon de référence. À droite, profil de rayon des pavillons optimisés en fonction de l'abscisse rectiligne. Le profil du pavillon calculé pour une cible recalée correcte présente des inflexions plus importantes, notamment autour 0.1 m. Ce dernier est également légèrement plus long que le précédent.

Chaque étape prend comme conditions initiales la solution donnée par l'étape précédente. La solution optimale ainsi que le résultat géométrique associé sont affichés sur les figures 5.5 et 5.6. Cependant, la cible utilisée présente un décalage/modulation de fréquence par rapport à la mesure de référence, ce qui modifie sensiblement la masse acoustique et donc la longueur de phase à $f_{c_{1,1}}$ (cf. éq.(5.2)). Ceci engendre alors un écart sur les fréquences de résonance prédites d'environ 35 cents sur le E_2 et 10 cents pour la note suivante, le F_2 . Ce décalage n'est évidemment pas voulu et est survenu suite à une erreur de manipulation. La cause ayant été détectée après réalisation du pavillon et analyse des mesures d'impédance, il a été décidé de refaire tourner l'algorithme d'optimisation dans le but d'obtenir des nouvelles cotes. À l'heure de la rédaction de ce manuscrit ce pavillon corrigé est toujours en cours de réalisation. Nous pouvons néanmoins fournir les dimensions issues du résultat optimal (cf. figure 5.6). Ce dernier calcul de profil de pavillon avec une cible recalée est plus allongé et présente des inflexions plus importantes que la première version.

5.2.1.2 Pavillons à trous latéraux

Heuristique de conception Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.5, un réseau périodique infini et sans pertes a une fréquence de coupure bien définie et pour un réseau de trous fini non périodique, cette fréquence de coupure est plus difficilement identifiable sous ses différents aspects (local et global). Néanmoins, un réseau de trous latéraux ouverts est une structure favorable pour réaliser une adaptation d'impédance à la terminaison de l'instrument. Le coefficient de réflexion est un bon descripteur pour caractériser cette adaptation d'impédance. Lorsque son module tend vers 0 l'adaptation est complète et réciproquement. De plus, le retard de phase permet de connaître l'endroit exact de la réflexion par rapport au plan de référence, d'après

$$R = |R|e^{j(\pi-2kL_R)} \text{ d'où } L_R = \frac{\pi - \varphi_R}{2.k}, \quad (5.2)$$

la longueur de phase, qui est une fonction de la fréquence. Ces deux termes du coefficient de réflexion (module et longueur de phase) sont quasiment indépendants, la dispersion mise à part, et permettent de traiter les deux aspects qui nous intéressent : efficacité de rayonnement et justesse.

Cela signifie que l'heuristique d'optimisation peut-être séparée en deux phases indépendantes :

- Une première étape d'optimisation du réseau pour approcher le module du coefficient de réflexion de la référence (cf. figure 5.8). La fonction de coût prend la forme du logarithme de l'écart quadratique,

$$ResR(f) = \frac{|R_{pav}(f)|}{|R_{ref}(f)|} \text{ et } Coût = \log_{10}(ResR.ResR^t). \quad (5.3)$$

Lors de cette phase, la longueur du premier segment est fixée nulle et toutes les autres variables géométriques alimentent l'optimiseur qui est toujours *fmincon*.

- La seconde étape a pour but d'ajuster la longueur équivalente du pavillon avec pour seul degré de liberté la longueur du premier segment. Ceci doit être réalisé à la fréquence de la première résonance de la première note du registre $L_{R_{ref}}(f_{c_{1,1}})$. L'optimisation sur cette seule variable est réalisée simplement en corrigeant la longueur du premier segment en fonction de la différence des longueurs de phase de chacun des pavillons. Ceci converge en 2 ou 3 itérations vers la longueur de la référence (cf. figure 5.7).

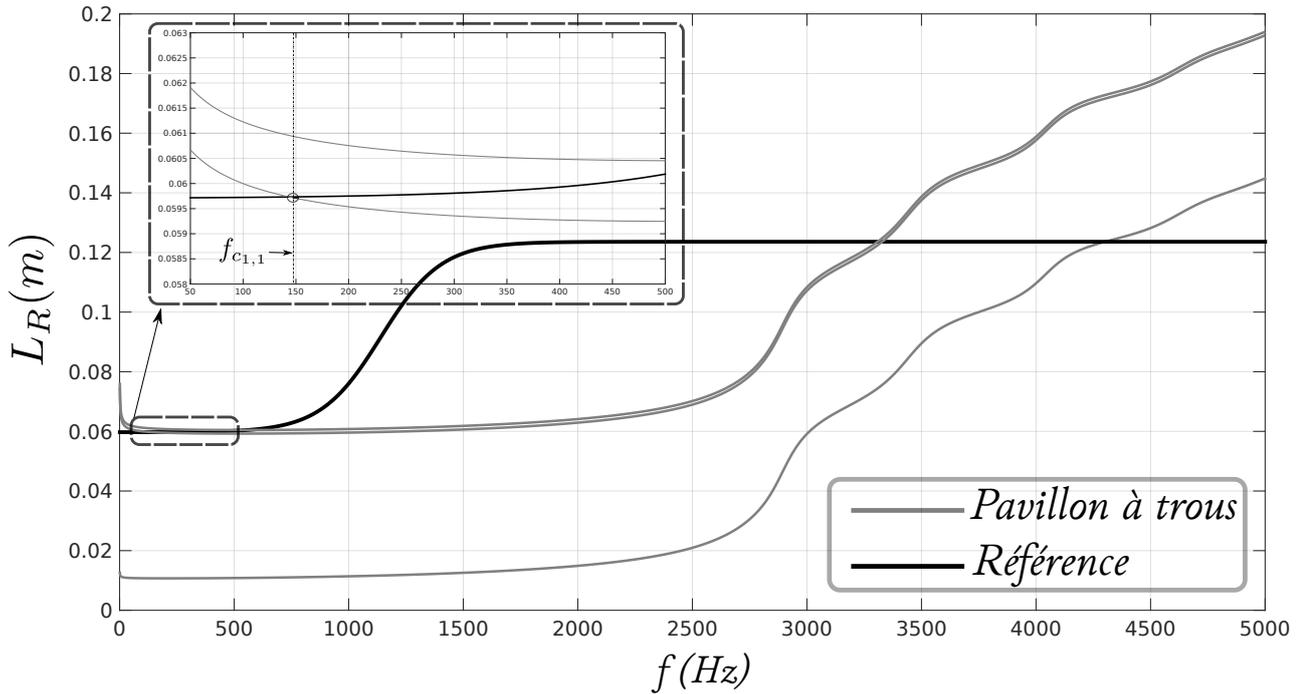


FIGURE 5.7: *Seconde étape d'optimisation du pavillon à trous. La longueur de phase est ajustée à celle de la référence à la fréquence du premier mode de la note la plus grave du registre, $f_{c_{1,1}}$. La seule variable géométrique nécessaire à cet ajustement est la longueur du premier segment qui est choisie nulle au cours de la première étape.*

Pour ce problème, le rayon d'entrée du pavillon est identique à celui du prototype soit a_0 . La contrainte maximale sur les rayons des trous latéraux est étendue au rayon de la perce (pour le prototype elle était conservée à $0.8a_0$ pour des raisons de solidité). Les contraintes sur les hauteurs de cheminées sont identiques à celles du V2 et la contrainte de longueur totale maximum (qui est toujours active à la solution optimale) peut prendre différentes valeurs comprises entre 10 et 20 cm. Il ne semble pas nécessaire de descendre en-dessous de 10 cm car l'adaptation d'impédance n'est plus suffisante et au delà de 20 cm le pavillon est trop grand, ce qui peut gêner la mobilité d'un instrumentiste. Enfin, la contrainte de non superposition des trous latéraux a été retirée.

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

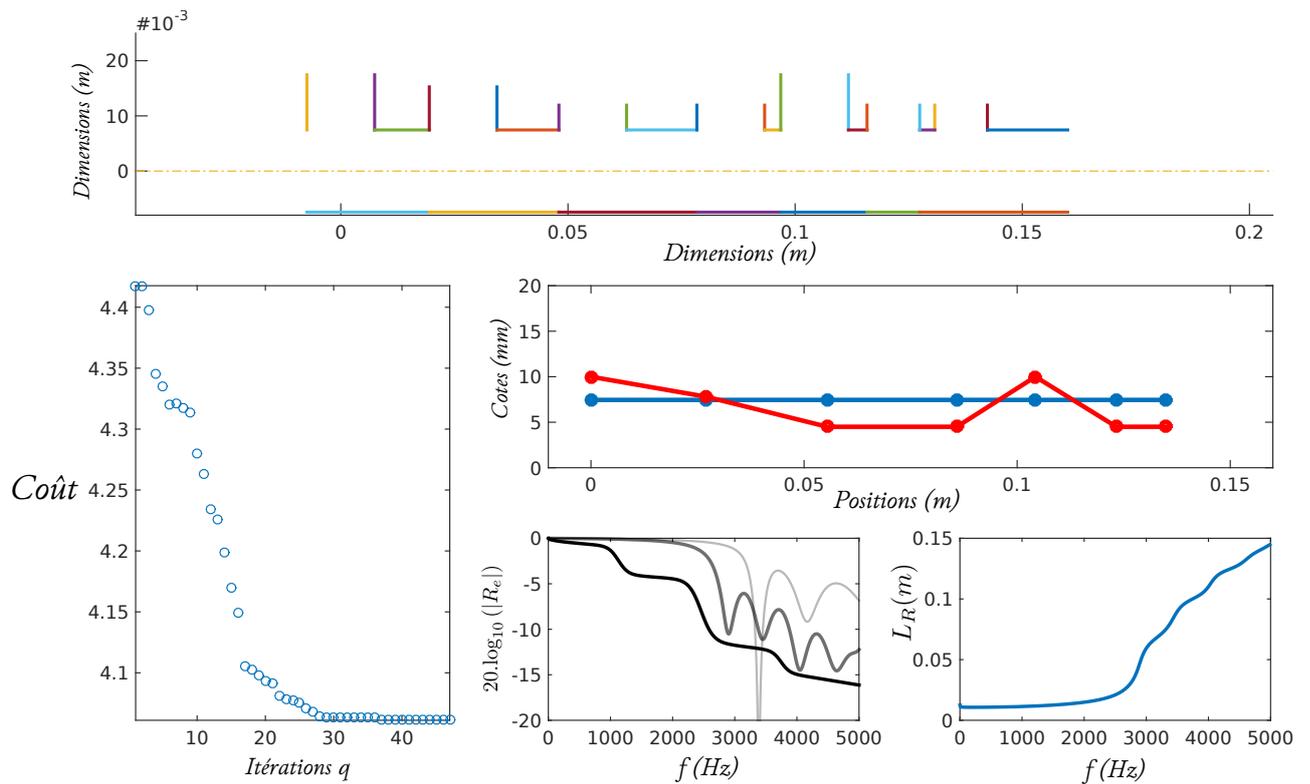


FIGURE 5.8: Résumé de la première étape d'optimisation d'un pavillon à trou. Le logarithme du module du coefficient de réflexion est représenté dans le graphe au centre en bas. La cible approchée est représentée en noir, le résultat optimisé en gris et l'initialisation en gris clair. La longueur de phase est représentée en bas à droite. On remarque que la distance où se produit la réflexion dans le pavillon croît avec la fréquence pour tendre vers la distance maximale du réseau qui est de 16 cm. Ce pavillon, après la seconde étape de correction de la longueur de phase, fait environ 20 cm, il est donc le plus long de la série des 6 pavillons.

Cependant, le nombre de trous latéraux optimal n'est pas connu *a priori* et il est alors nécessaire de compléter l'heuristique de résolution de ce problème pour ces variables discrètes. La stratégie utilisée est simple : on lance la première étape ci-dessus en commençant avec un seul trou latéral et le coût optimal est gardé en mémoire puis un trou supplémentaire est ajouté pour une nouvelle optimisation, jusqu'à ce que la différence entre les coûts soit inférieure à une valeur seuil. Cette valeur est déterminée empiriquement de sorte que l'adaptation d'impédance soit correcte sans qu'il y ait trop de trous latéraux superposés. La dernière configuration pour une longueur de 20 cm est représentée dans la figure 5.8. Cette figure

montre également que le rayon optimal colle toujours à la contrainte maximale, $r_n = a_0$, et ceci pour toutes les tailles des pavillons réalisés.

Ensuite, comme le montre la figure 5.9, la longueur totale d'un pavillon à trous a une grande influence sur la fréquence de coupure du coefficient de réflexion. C'est pour cette raison que la contrainte de longueur totale maximum est toujours atteinte à l'issue de l'optimisation. Il a alors été choisi de réaliser 6 pavillons entre 10 et 20 cm afin de vérifier, auprès de clarinettistes, quelle serait la meilleure adaptation selon leurs critères d'appréciation.

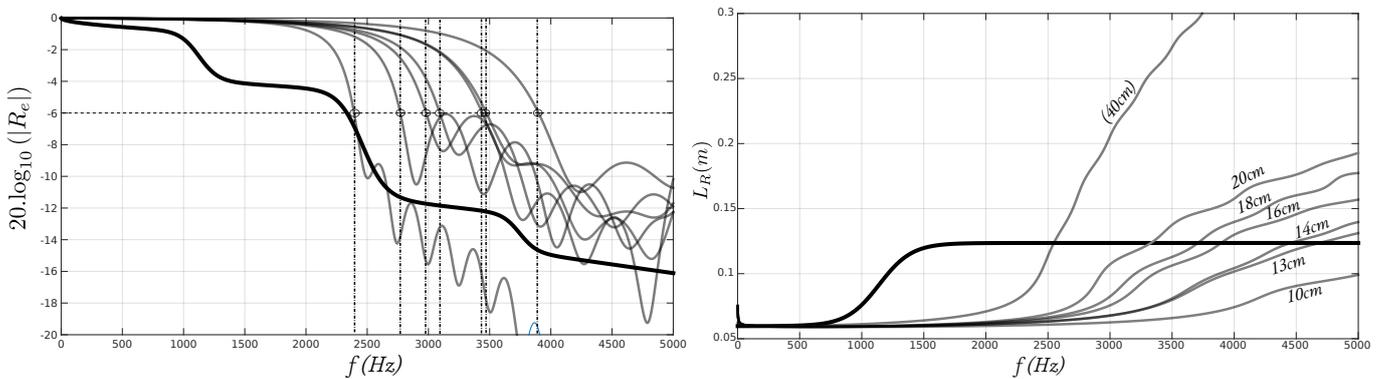


FIGURE 5.9: Module (à gauche) et longueur de phase (à droite) des pavillons à trous pour différentes longueurs maximales. La cible est représentée en noir. Une version anecdotique de pavillon de 40 cm et 27 trous latéraux a la plus basse fréquence de coupure, ≈ 2400 Hz (ce pavillon n'a pas été réalisé). Les 6 autres pavillons de 20 à 10 cm ont été réalisés et on observe une augmentation de la fréquence de coupure à -6 dB à mesure que la longueur du pavillon décroît. La longueur de phase tend vers la longueur totale du pavillon aux hautes fréquences.

Validation expérimentale Les 6 pavillons de 20 à 10 cm ont ensuite été réalisés en prototypage rapide à l'aide d'une méthode de fabrication additive (cf. figure 5.11). Comme la contrainte de non superposition a été retirée, certains trous sont placés dans l'axe opposé à l'axe principal.

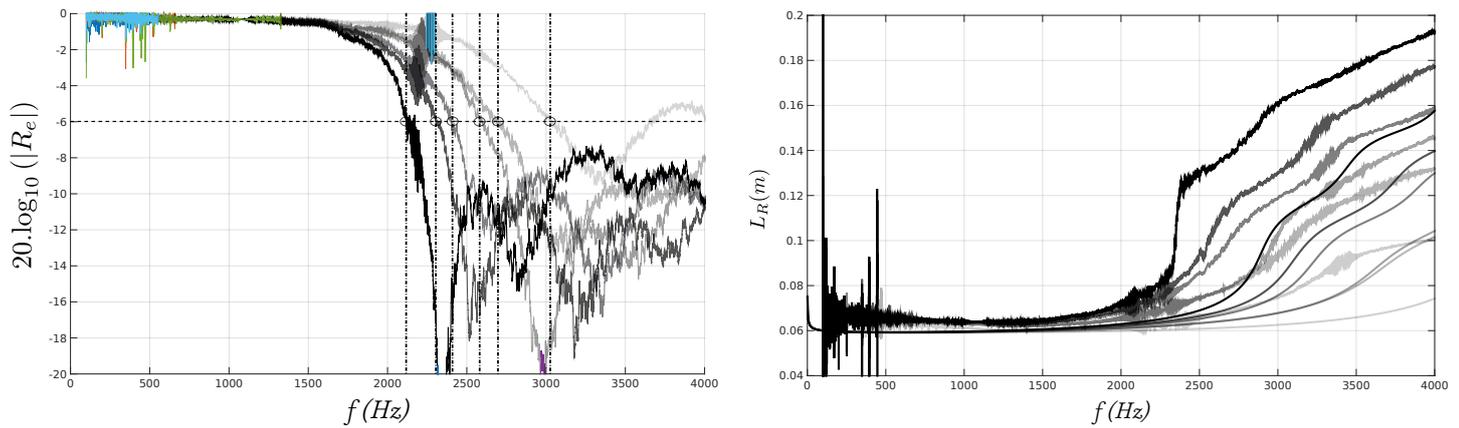


FIGURE 5.10: Module (à gauche) et longueur de phase du coefficient de réflexion (à droite) mesuré sur les 6 pavillons à trous réalisés. La fréquence de coupure à -6 dB du coefficient de réflexion est plus basse de 800 Hz environ que la prédiction (cf. figure 5.9). Cela semble venir de l'interaction du champ externe avec le champ interne qui n'est pas prise en compte dans les modèles et favorise ainsi le rayonnement.



FIGURE 5.11: Réalisation des 6 pavillons à trous latéraux de 20 à 10 cm (de gauche à droite). En bas, le pavillon à fente longitudinale et en haut un pavillon cylindrique permettant simplement d'ajuster la fréquence de résonance de la première note de chaque registre.

La figure 5.10 représente le module et la longueur de phase du coefficient de réflexion. On remarque que les fréquences de coupure de ces pavillons évoluent de manière identique aux modèles : la longueur totale du pavillon est inversement proportionnelle à la fréquence de coupure à -6 dB. Les fréquences de coupure sont presque 800 Hz plus basses que la prédiction, peut-être à cause des interactions du champ externe avec le champ interne qui ont tendance à favoriser le rayonnement. À l'analyse de la longueur de phase, bien que la mesure soit bruitée en basse fréquence, on estime $L_R(f_{c1,1}) = 6.5 \pm 0.2$ cm en moyenne sur les 6 pavillons. Soit presque 0.55 cm de plus que ne le prédisaient les modèles et qui peuvent être attribués au rayonnement qui n'est pas bien connu pour ce type de terminaison (trou de cheminée dépassant le cylindre extérieur, comme le montrent les photos 5.11).

La longueur de phase est extraite en déroulant la phase du coefficient de réflexion, φ_R , et de l'éq. (5.2). Cependant, il faut s'assurer que la phase tende bien vers π à fréquence nulle, car un décalage de quelques dixièmes de radians peut apporter une erreur de plusieurs millimètres, surtout en basse fréquence. De plus, le bruit de mesure en basse fréquence n'avantage pas ce mode de représentation qui s'avère pourtant très pratique pour bien des aspects de la facture des instruments de musique.

5.2.1.3 Pavillon à fente longitudinale

À ce jour, il n'y pas de modèle simple pour une fente longitudinale. L'idée de la réalisation d'un pavillon à fente, vient de l'expérience de pensée qui consiste à mettre bout à bout un nombre infini de trous latéraux sur une longueur finie de tube. Comme nous l'avons défini précédemment, un réseau infini et sans pertes présente une bande passante distincte et une bande d'arrêt nette après laquelle l'adaptation est parfaite. Une fente longitudinale autorise alors à se rapprocher de la condition asymptotique de cette définition.

Pour la conception de ce pavillon à fente longitudinale, nous nous appuyons sur l'expérience et l'outil de mesure d'impédance à notre disposition. La géométrie d'une fente est définie par 3 paramètres : la longueur de la fente, la largeur et la hauteur (définie par l'épaisseur du matériau). Ensuite, nous choisissons de réaliser un dispositif modulable et simple permettant de mesurer des fentes de longueurs

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

et largeurs choisies (cf. figure 5.12). Ce dispositif n'est rien d'autre qu'une fente la plus large possible, ici 12 mm, usinée dans un tube de rayon interne σ_0 . La dimension souhaitée est ensuite obtenue en remplissant les interstices de pâtes à modeler restant autour de gabarits.



FIGURE 5.12: De gauche à droite. Fente réalisée avec un gabarit de 3 mm. Dispositif avant le retrait du second gabarit, la pâte vient combler l'espace libre entre le premier gabarit et le dispositif. Utilisation du premier gabarit cylindrique pour recréer la colonne d'air. Dans le cas où la largeur de la fente souhaitée correspond à la largeur de celle du dispositif (12 mm), un troisième gabarit (gris) peut être utilisé pour recréer un début de fente circulaire. À droite, mesure d'impédance du dispositif pour une fente de 12 mm de large.

Le premier gabarit est un cylindre plein de rayon σ_0 , et de la longueur de la fente, qui, inséré dans l'axe du dispositif, comble la colonne d'air principale (cf. figure 5.12). Il sert à mettre en forme la perce interne cylindrique autour du second gabarit, une fois retiré. Ce second gabarit est un parallélépipède rectangle, ou tige de section rectangulaire, dont la plus petite des dimensions correspond à la largeur de la fente souhaitée. Celle-ci, centrée à la fente du dispositif et appuyée contre le premier gabarit, va prendre la forme laissée par la pâte à modeler et donc notre fente longitudinale. Il existe donc plusieurs largeurs pour ce second gabarit.

Une fois le dispositif mis en place une mesure d'impédance est réalisée, et comme la fente ne commence par exactement à l'entrée du dispositif, une correction de longueur numérique est réalisée sur la mesure pour la faire correspondre à l'entrée de la fente. Nous avons choisi ensuite de réaliser un ensemble de mesures sur 3 largeurs de fentes 12, 6 et 3 mm et pour 6 longueurs de fente, environ de 3 à 15 cm (cf. figure 5.12). L'épaisseur du matériau de la fente du dispositif est de 7 mm et ne peut pas être modifiée.

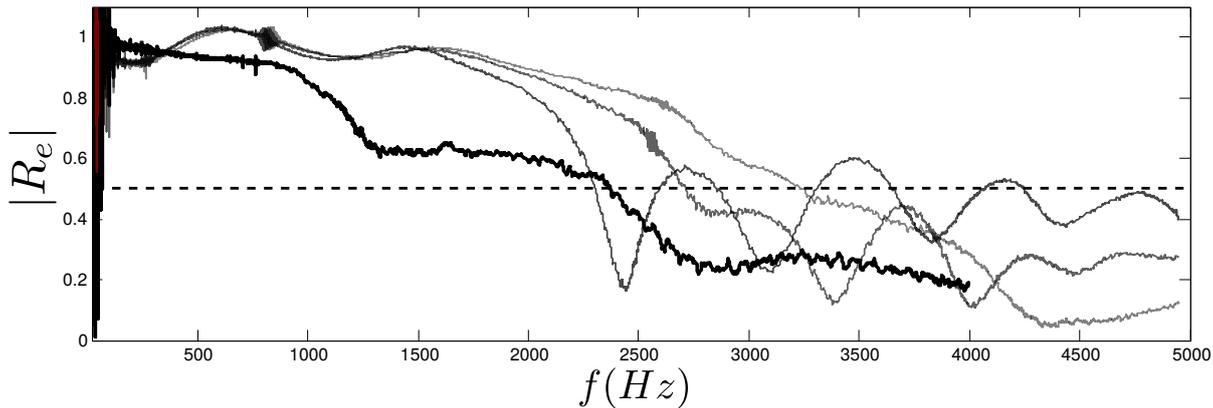


FIGURE 5.13: Comparaison des modules du coefficient de réflexion des fentes de longueur 15 cm pour 3 largeurs de fentes : 3, 6 et 12 mm (de gris foncé à gris clair). La mesure en noir correspond à celle du pavillon de référence. Plus la largeur de la fente est grande et plus la fréquence de coupure de la fente est grande. Néanmoins, on peut observer que l'affaissement de la bande d'arrêt après la fréquence de coupure est plus marqué lorsque la fente est large.

A l'issue de ces séries de mesures, nous remarquons que plus la longueur de la fente est grande et plus la bande d'arrêt du coefficient de réflexion est nette. La figure 5.13, représente le module du coefficient de réflexion pour les fentes de longueurs maximums et pour les 3 largeurs prédéfinies (3 mm, 6 mm et 12 mm). Les 3 fréquences de coupures se situent entre 2200 Hz et 2800 Hz dans l'ordre croissant de la largeur de fente. La fréquence de coupure (à 0.5 du module), apparaît alors plus basse pour des fentes étroites. Nous en déduisons alors que nous souhaitons réaliser une fente la plus longue possible et de largeur intermédiaire (6 mm) pour obtenir un équilibre entre bon affaissement de la bande d'arrêt et fréquence de coupure basse. La contrainte de conception pour ce pavillon est que la longueur totale ne doit pas dépasser 15 cm, nous décidons alors d'attribuer la même longueur de phase à une fente de 6 mm de large (quelle que soit sa longueur totale) et de

procéder ensuite de manière identique à la seconde phase des pavillons à trous. La fente à réaliser doit alors débuter à 3.7 cm de l'entrée du pavillon et se terminer à 15 cm de l'entrée (cf. figure 5.11 en bas). Une fois la fente réalisée, les résultats de mesure sont affichés sur la figure 5.14. On note que la fréquence de coupure du coefficient mesuré sur la fente réalisée pour le prototype est de 2800 Hz environ et pareille à la fente équivalente mesurée sur le dispositif modulaire (cf. figure 5.13). On retrouve cependant un léger décalage entre leurs longueurs de phase à basse fréquence. La fente réalisée semble être trop longue de 0.5 cm environ.

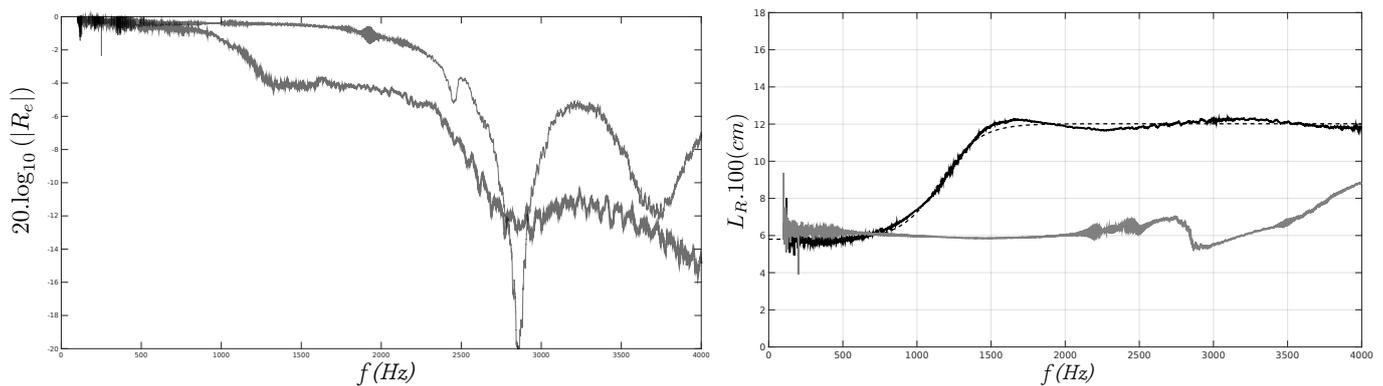


FIGURE 5.14: *Module (à gauche) et longueur de phase (à droite) de la fente longitudinale réalisée. La fente débute à 3.7 cm de l'entrée et se termine à 15 cm de l'entrée. La longueur de phase montre un décalage de 2 cm environ entre le pavillon de référence et la fente à basse fréquence. La fréquence de coupure à -6 dB est proche de la fente de 15 cm de long et 6 mm de large représentée sur la figure 5.13, soit 2600 Hz.*

5.2.2 Le corps de l'instrument

L'optimisation du réseau principal de trous, reprend la stratégie exposée pour le second prototype. Les fréquences cibles ont été redéfinies et ne font plus référence à un instrument existant. L'impédance terminale du réseau est issue de l'approximation de la mesure d'impédance du pavillon cible et ne dépend plus de la position de trous de pavillon. Pour ce troisième prototype, les hauteurs de cheminées et un second trou de registre sont les degrés de liberté supplémentaires, ce qui amène le nombre de variables d'optimisation à 63.

Dans un premier temps, nous discutons de la prise en compte des sous-coupages dans les modèles d'impédance d'entrée après avoir exposé leurs géométries. Nous

avons défini 3 types de sous-coupages différents en fonction des rayons des trous latéraux. Ensuite, le résultat d'optimisation est exposé et comparé aux mesures d'impédance.

5.2.2.1 Géométrie et modélisation des sous-coupages

Nous avons déduit du précédent prototype que l'arête vive créée à l'embase des trous latéraux cylindriques favorise la production de dissipation supplémentaire due au décollement des couches limites. Afin de limiter ces effets, il est commun en facture instrumentale d'adoucir le profil de chaque trou à leur embase. La figure 5.15, représente la vue de deux plans de coupe superposés d'un trou sous-coupé. L'outil est conique de demi-angle au sommet θ_{cut} , et entre en contact d'abord avec l'arête du plan de coupe B avant d'atteindre la partie strictement cylindrique du trou latéral. À l'heure actuelle, nous ne connaissons pas de modèles capables de décrire le comportement acoustique pour la partie du profil qui n'est pas une surface de révolution et qui est délimité par la distance $e_{re} - e_{ef}$. Bien que cette partie de la géométrie à l'embase d'un trou sous-coupé, puisse être traitée à l'aide de l'équation des pavillons (qui ne nécessite pas qu'un conduit soit à symétrie de révolution), cela n'aurait pas réellement de sens car cet espace se mélangerait à celui de la perce de l'instrument, qui est déjà traitée dans le calcul d'impédance (cf. volumes de raccordement, ci-dessous).

Le suffixe ef signifie enfoncement efficace qui est en opposition à e_{re} pour enfoncement réel (cf. figure 5.15). Il est important de distinguer ces deux notions pour pouvoir ensuite donner des cotes correctes à la fabrication. En effet, ce qui intéresse le facteur est la distance que doit parcourir son outil pour créer le profil souhaité (e_{re}) alors que nous nous intéressons seulement à la partie qui est à symétrie de révolution (e_{ef}). Ces deux distances sont liées par la relation,

$$e_{re} - e_{ef} = a_0 - \sqrt{a_0^2 - r_n^2}, \quad (5.4)$$

qui ne dépend pas de la géométrie de l'outil.

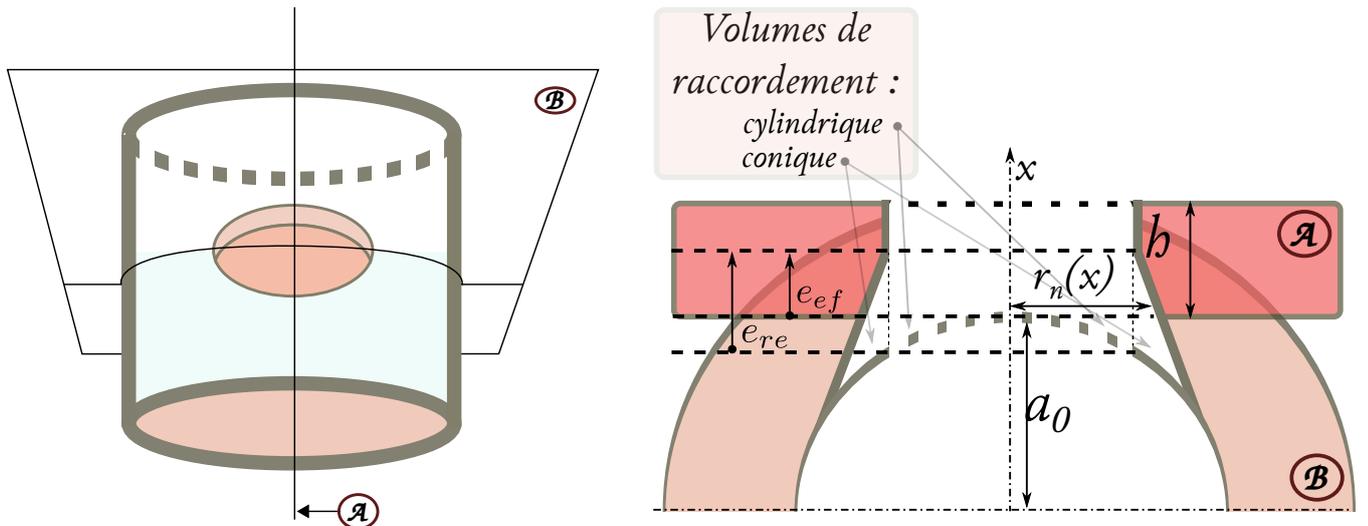


FIGURE 5.15: Superposition des deux plans de coupes d'un trou sous-coupé par un outil conique.

Le volume, laissé vacant par le passage de l'outil, qui n'est pas à symétrie de révolution est interprété par un volume de raccordement défini par l'éq. (2.38), pour un trou purement cylindrique. Dans le cas, d'une embase sous-coupée ce volume de raccordement doit être complété par un second volume, comme le montre la figure 5.15. Ce volume pourrait également être réparti dans la section principale de la perce. Cependant, nous pensons que son effet est négligeable comparé à la variation de masse acoustique due au sous-coupage de la partie à symétrie de révolution.

Lorsque le trou est ouvert et aux basses fréquences, la masse acoustique d'un guide à section variable s'exprime à partir de l'approximation de l'équation des pavillons,

$$M_t = \rho \int_0^h S^{-1}(x) dx \quad (5.5)$$

où $S(x)$ correspond à la variation de section le long du trou latéral. L'impédance du trou latéral devient alors,

$$Z_m = j\omega M_t + Z_{ch} \Re(\Gamma h), \quad (5.6)$$

où le terme dissipatif est issu de l'approximation de l'éq. 2.9. L'impédance d'entrée s'écrit alors comme la somme des impédances en série $Z_t = Z_m + Z_r(r(h))$ à laquelle il faut ajouter l'effet de l'impédance interne et du volume de raccordement. L'impédance caractéristique correspond au rayon d'entrée du trou sous-coupé, d'après

$Z_{ch} = (\rho c)/(\pi.r(0)^2)$ et

$$r(0) = r(h) + e_{ef} \cdot \tan(\theta_{cut}) \text{ ou bien } r(0) = \sqrt{R_{cut}^2 - \left(\sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} - e_{ef} \right)^2}, \quad (5.7)$$

lorsque le sous-coupage est réalisé par un outil sphérique de rayon R_{cut} . La dissipation due aux effets visco-thermiques dans le trou latéral est choisie égale à celle d'un trou cylindrique de rayon d'entrée $r(0)$. Bien que cette expression ne soit pas des plus rigoureuses, elle offre l'avantage de surestimer la dissipation, ce qui semblait faire défaut lors de la validation expérimentale du second prototype.

La masse acoustique d'un trou sous-coupé conique, s'écrit ensuite,

$$M_{t_{cone}} = \frac{\rho}{\pi} \left(\frac{e_{ef}}{r(h) \cdot (r(h) + e_{ef} \cdot \tan(\theta_{cut}))} + \frac{h - e_{ef}}{r(h)^2} \right). \quad (5.8)$$

Et dans le cas d'un sous-coupage sphérique, la masse acoustique prend la forme suivante,

$$M_{t_{sph}} = \frac{\rho}{\pi 2 R_{cut}} \cdot \left[-\ln \left(\left| R_{cut} - e_{ef} + \sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} \right| \right) + \ln \left(\left| R_{cut} + \sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} \right| \right) \right] \\ + \frac{\rho}{\pi 2 R_{cut}} \cdot \left[\ln \left(\left| -R_{cut} - e_{ef} + \sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} \right| \right) - \ln \left(\left| -R_{cut} + \sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} \right| \right) \right]. \quad (5.9)$$

Pour chaque dimension de l'outil de sous-coupage, il existe un enfoncement maximum pour lequel le contour du plan de coupe \mathcal{B} présente une non dérivabilité supplémentaire. C'est pour cette raison que nous utilisons différents types d'outils à mesure que le rayon du trou s'agrandit. Pour les trous de rayon inférieur à 2 mm (destinés aux trous de registre) nous nous sommes inspiré de la dimension du sous-coupage existant sur une clarinette actuelle (angle et enfoncement). Pour les autres sous-coupages, le rapport e_{ef}/h a été défini arbitrairement, car sur une clarinette il n'est pas constant d'un trou latéral à l'autre.

Ensuite, lorsque le trou est fermé il faut estimer sa compliance qui est définie par,

$$C_t = \frac{1}{\rho c^2} \int_0^h S(x) dx = \frac{V}{\rho c^2}, \quad (5.10)$$

où V est le volume et l'admittance en parallèle devient $Y_t = j\omega C_t$. Le volume d'un trou sous-coupé conique, s'écrit alors,

$$V_{cone} = \pi \left[e_{ef} \left(r(h)^2 + r(h) \cdot \tan(\theta_{cut}) \cdot e_{ef} + (\tan(\theta_{cut})^2) \cdot e_{ef}^2 \right) + (h - e_{ef}) \cdot r(h)^2 \right]. \quad (5.11)$$

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

Ensuite, pour calculer la compliance acoustique d'un sous-coupage sphérique, il reste à définir le volume d'une tranche de sphère, d'après,

$$V_{sph} = \frac{-\pi \cdot e_{ef}^3}{3} + \pi \cdot e_{ef} \cdot r(h)^2 + \pi \cdot e_{ef}^2 \cdot \sqrt{R_{cut}^2 - r(h)^2} \quad (5.12)$$

avec $R_{cut} > r(h)$.

Ensuite, une simple étude expérimentale permet de valider ces résultats théoriques. Nous avons mesuré l'impédance d'entrée de plusieurs trous latéraux placés aux mêmes endroits d'un tube fermé à l'extrémité à l'aide d'un système de trou latéral interchangeable. Les rayons des trous de notes sont 2.5, 3.3, 4.35 et 4.9 mm pour une hauteur de cheminée fixée à 7 mm. À chaque rayon, la masse acoustique est extraite pour sa version sous-coupée et non sous-coupée, à partir d'une méthode d'ajustement. Les résultats des masses acoustiques obtenues par l'expérience et la théorie sont comparés dans le tableau 5.1, ci-dessous.

Tableau 5.1: Masses acoustique théoriques et mesurées pour 4 largeurs de trous latéraux (sans et avec sous-coupage).

Rayon (mm)	M_{th}	M_{exp}
2.5	840.9	617.6
2.5 (sous-coupé)	520.8	579.0
3.3	537.6	416.3
3.3 (sous-coupé)	309.9	372.2
4.35	330.0	263.9
4.35 (sous-coupé)	173.8	217.8
4.9	264.7	239.9
4.9 (sous-coupé)	137.3	212.3

5.2.2.2 Résultat de l'optimisation

La stratégie d'optimisation du second prototype est conservée : la première phase vise à minimiser les écarts des fréquences de résonance par rapport aux fréquences cibles définies ci-dessus et la seconde prend en compte la jouabilité du second registre. Ce dernier critère a été légèrement modifié afin que la cible soit plus réaliste que celle du second prototype. Nous nous sommes basé sur l'évolution des rapports d'amplitude mesurés sur le second registre d'un instrument existant (cf. figure 4.6). Cette fois-ci la tablature n'a plus de trous de pavillon, qui sont remplacés par les pavillons équivalents définis dans la section 5.2.1. Cependant, un second trou de registre est inclus et le basculement se réalise à la note Fa_4 ou au numéro de doigté 26 (cf. figure 5.16). L'ajout de ce second trou de registre en deuxième position s'est réalisé après quelques essais par tâtonnements. En effet, le trou de registre destiné à faciliter le jeu dans le bas du second registre pourrait être situé en troisième ou quatrième position, par exemple. Mais à l'issue des deux phases d'optimisation, ce trou de registre touchait la contrainte de non superposition du trou juxtaposé, ce qui nous a conduit à converger vers cette structure pour les trous de registre.

La première phase f_{mincon} est alors lancée avec les mêmes conditions initiales que pour le V2. Les contraintes linéaires sont conservées ainsi que la valeur du critère d'arrêt. Cette fois l'optimisation converge plus vite que pour le précédent prototype mais reste assez éloignée des fréquences cibles. Ceci peut s'expliquer par la faible inharmonicité des cibles que nous savons plus difficile d'atteinte (cf. figure 4.16). De plus, la longueur de phase du pavillon de référence est assez grande, $\simeq 6$ cm, pour réaliser seulement un intervalle de demi-ton. En effet, on voit que la note de pavillon n'est pas atteinte correctement par l'optimiseur. Ceci peut perturber le reste de la géométrie de l'instrument, qui doit alors trouver un équilibre pour permettre de réaliser ce demi-ton entre la note de pavillon et les autres premières notes du registre. Ceci peut d'ailleurs expliquer le fait que les cheminées augmentent et les rayons diminuent vers le bas du registre afin que leurs masses acoustiques respectives augmentent. Les deux trous de registre présentent cette fois-ci des hauteurs de cheminées très grandes et l'optimisation converge avec une jouabilité au second registre qui semble moindre que pour le V2, à cause des amplitudes des seconds pics d'impédance toujours plus faibles que les premiers.

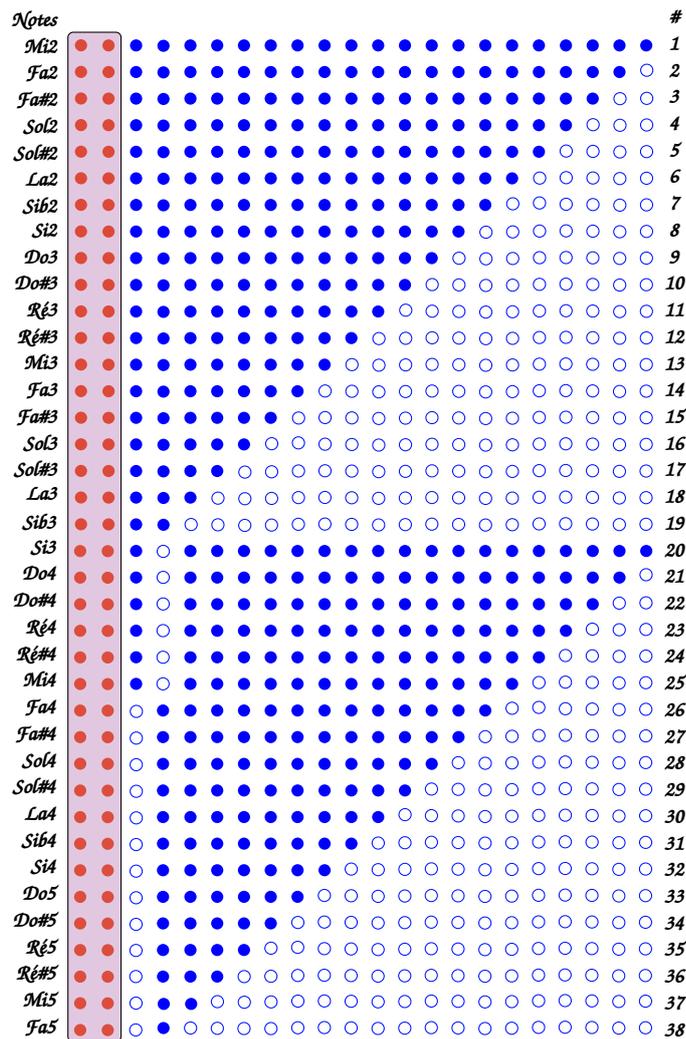


FIGURE 5.16: Tablature du troisième prototype (V3) avec 2 trous de registre. Les ● correspondent aux discontinuités du barillet. Les trous de pavillon sont retirés et un trou de registre est ajouté. Le basculement de trou de registre se fait à la note 26 ou F_4 .

Ensuite, ce résultat d'optimisation sert de condition initiale à la phase d'optimisation multicritères basée sur l'optimiseur `fgoalattain`. Il faut cette fois-ci faire tourner deux fois l'optimiseur, en modifiant la valeur de l'objectif pour le second critère, pour aboutir au résultat présenté dans la figure 5.18 et qui donne la géométrie de notre troisième prototype. Ce résultat est obtenu après un temps de tâtonnement important : un bon réglage des pondérations et des objectifs (goal) se fait de manière empirique. De plus, la première phase ne peut se faire avec l'aide

du gradient semi-analytique car l'ajout des cheminées variables apporte quelques difficultés d'implémentation supplémentaires qui n'ont pas pu être résolues. Cette fois la cible du second critère est beaucoup plus réaliste et la sensibilité plus importante permet à l'algorithme de converger presque parfaitement vers la cible demandée.

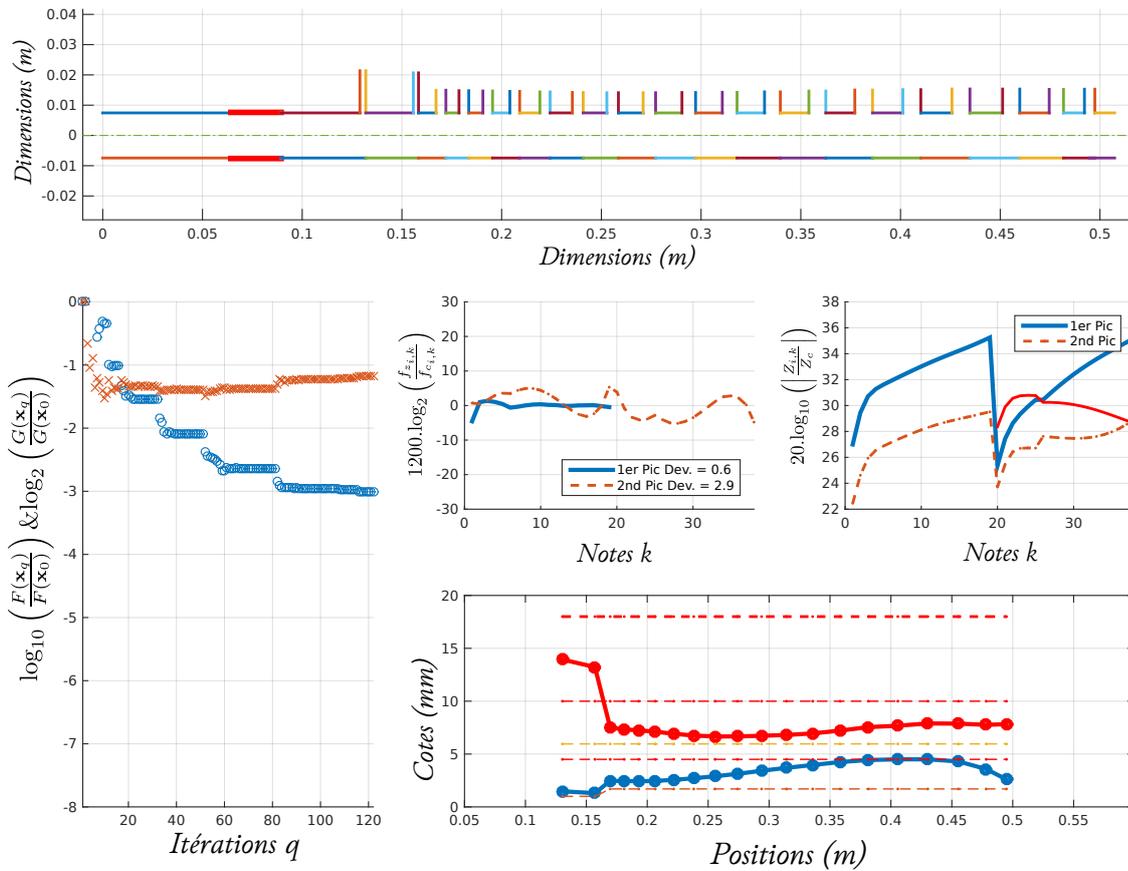


FIGURE 5.17: Résultat d'optimisation issu de la première phase *fmincon*. Les fréquences cibles sont plus difficiles à atteindre que pour le V2. Il semble que ce soit à cause de leurs inharmonicités plus faibles et d'un pavillon très long. On observe que les contraintes géométriques ne sont pas atteintes et un profil de rayon similaire au V2 : les trous étroits dans le haut du registre augmentent vers le bas du registre pour diminuer légèrement. On notera également que la cible du critère de jouabilité a été modifiée pour correspondre à un instrument réel (trait rouge de l'encadré au milieu à droite).

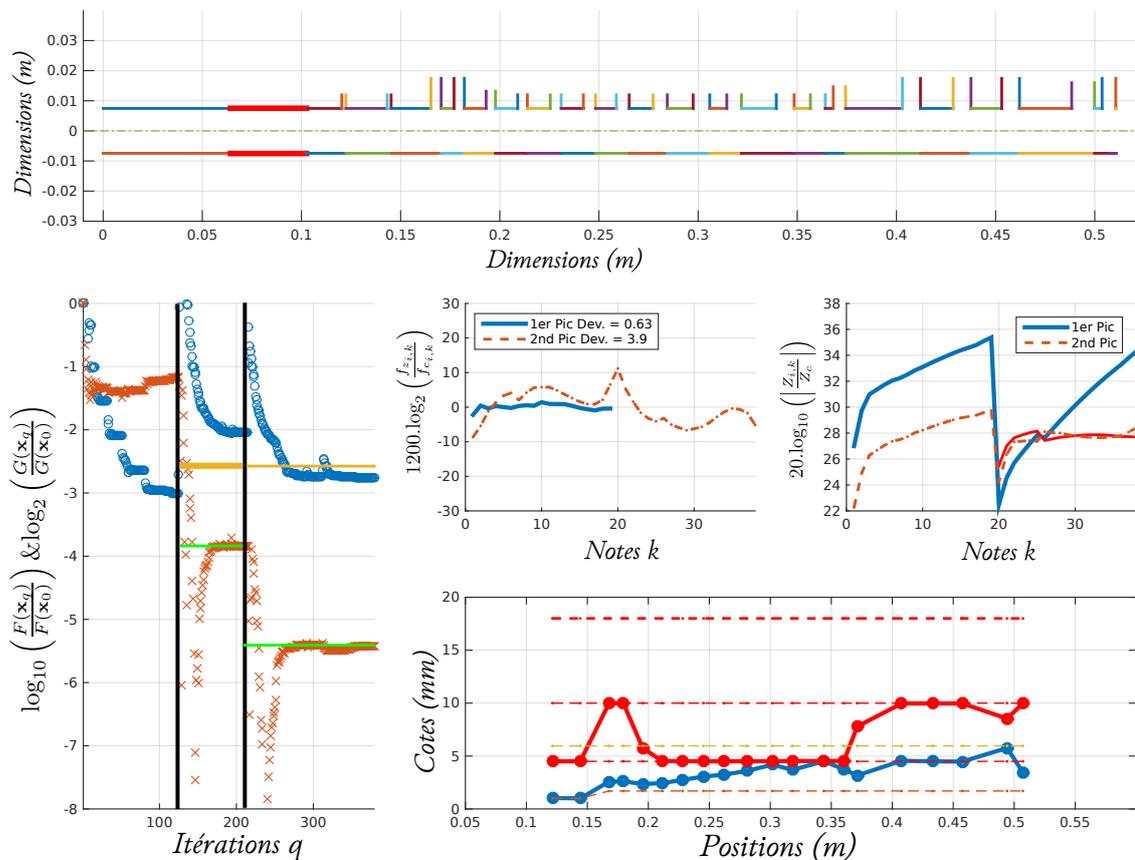


FIGURE 5.18: Résultat de la seconde phase d'optimisation qui nécessite le lancement de 2 phases multicritères (séparées par le trait noir vertical). L'objectif pour le second critère est alors abaissé entre les deux phases. L'optimiseur converge cette fois quasiment sur la cible du second critère (en rouge encadré du milieu à droite).

A l'issue de cette phase multicritères, les fréquences de résonance du premier pic sont quasiment atteintes avec un écart RMS de 0.63 cents. Les seconds pics sont quant à eux, plus éloignés mais avec une déviation moyenne inférieure à 4 cents, ce qui peut sembler acceptable. Les 2 trous de registre touchent les limites inférieures de hauteur et de rayon et montreront ensuite une réelle efficacité d'utilisation. Ceci semble contredire la croyance qu'un trou de registre efficace doit être étroit et long. Sa longueur servirait avant tout à corriger une certaine inharmonie dans le bas et le haut du registre comme nous avons pu le voir avec le V2. Ce troisième prototype de clarinette logique (pavillons compris) est alors fabriqué par un procédé de stéréolithographie ayant une précision de 0.1 mm (cf. figure 5.19).



FIGURE 5.19: *Troisième prototype réalisé par un procédé de prototypage rapide. A gauche, le prototype est associé au pavillon évasé. Les deux photos de droite correspondent aux pavillons à trous (14 cm) et à fente longitudinale.*

5.3 Analyse expérimentale

5.3.1 Validation expérimentale des modèles d'impédance d'entrée

Les mesures d'impédance d'entrée sont réalisées avec le même dispositif et dans des conditions similaires qu'à celle du V2 (cf. 4.5.5.1). Cependant, la prédiction ayant été réalisée à une température de 28°C, toutes les mesures sont normalisées à cette température. Malgré tout, nous retrouvons exactement la même tendance des écarts de fréquence aux modèles (cf. figure 5.20).

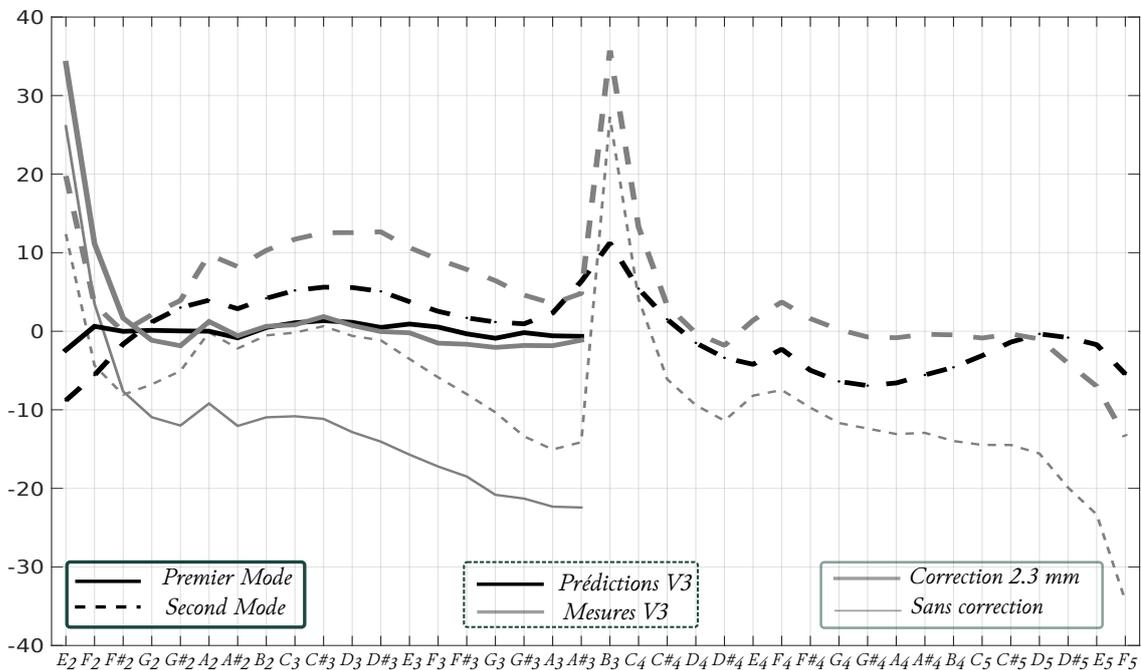


FIGURE 5.20: Déviation des fréquences de résonance mesurées comparées aux fréquences prédites. Nous remarquons une déviation similaire à celles du second prototype, typique d'une longueur additionnelle située à l'entrée de l'instrument. En réalisant une correction de longueur numérique de 2.3 mm à l'entrée de l'instrument, les fréquences mesurées se stabilisent autour des prédictions. Ces écarts peuvent aussi bien venir des modèles, car la forme de l'écran que constitue l'instrument influe sur la partie réactive de l'impédance de rayonnement. Ils peuvent aussi venir du dispositif de mesure qui présente un biais en basse fréquence.

Cette fois, il est difficile de prévoir la forme de l'écran, étant donné la variabilité des hauteurs des cheminées (cf. figure 5.3 et 5.19). Le modèle de rayonnement a été conservé identique à sa version sans écran, ce qui peut encore expliquer ces écarts à mesure que l'on remonte le registre. Rappelons que l'écart sur les parties réactives entre les modèles de rayonnement (écran cylindrique et sans écran) augmente avec la diminution du rayon. Néanmoins, après correction on observe des tendances assez similaires aux prédictions avec cette fois une évolution très régulière du premier pic. En analysant les inharmonicités de la figure 5.21, on s'aperçoit que les tendances des données expérimentales correspondent aux prédictions, avec des écarts ne dépassant pas 15 cents. L'inharmonicité mesurée au milieu de registre est très faible. Ensuite, on note que comme sur le V2 (cf. 4.22), l'affaissement du premier pic est plus important au second registre que la prédiction, ce qui pourrait améliorer significativement la jouabilité.

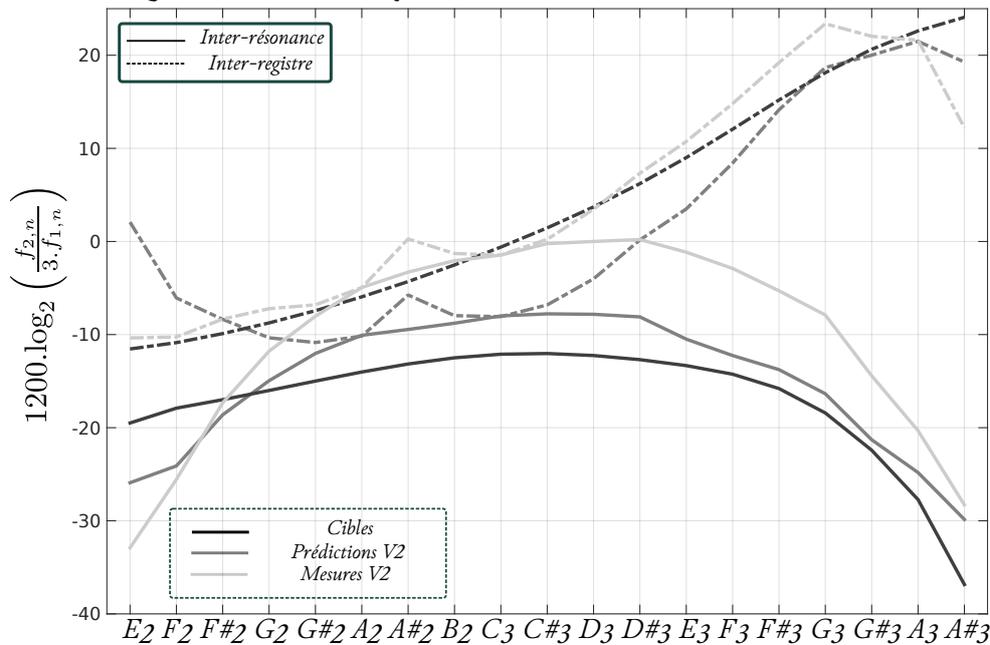


FIGURE 5.21: Inharmonicité inter-résonance et inter-registre des fréquences cibles comparées aux résultats d'optimisation et aux mesures d'impédance. La tendance globale reste identique sur les 3 phases avec un écart à la cible ne dépassant pas 15 cents. On remarque que le prototype mesuré présente une inharmonicité très faible au milieu du registre.

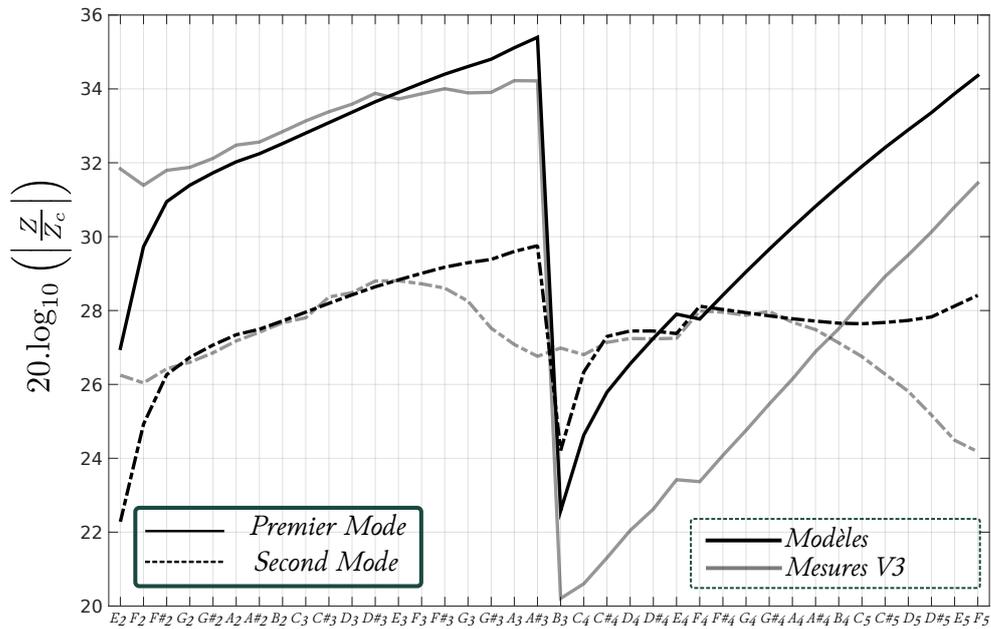


FIGURE 5.22: Évolution des amplitudes de résonance des deux premiers modes sur les deux registres. A une moindre mesure que sur le V2, les pertes semblent être sous-estimées par les modèles dans le haut de chaque registre. Le premier pic d'impédance au second registre est nettement plus bas, ce qui pourrait avoir des répercussions positives sur la jouabilité du second registre.

5.3.2 Analyse des fréquences de jeu à l'aide de la simulation numérique

Nous réalisons une analyse similaire à celle de la section 4.5.5.2 et l'étendons aux mesures d'impédance d'entrée réalisées sur le prototype V3 (cf. figure 5.23). Le paramétrage de l'embouchure est identique à la précédente analyse. On remarque alors que la jouabilité au second registre prédite à partir des mesures est nettement améliorée par rapport à celle prédite par les calculs d'impédance. On suppose que le conduit vocal du musicien a déjà commencé à jouer un rôle sur la jouabilité bien avant cette note (autour de la note 28) et que la jouabilité du second registre complet est assuré. Pour une même configuration, les écarts de fréquence entre mesure et modèle n'excèdent pas 10 cents, mises à part les 2 premières notes de chaque registre qui sont influencées par le pavillon réalisé trop court. Ensuite, on remarque que les valeurs extrêmes de ζ englobent la condition de justesse et on peut alors supposer que le musicien pourra jouer et s'approcher de la justesse pour

des configurations d'embouchure intermédiaires.

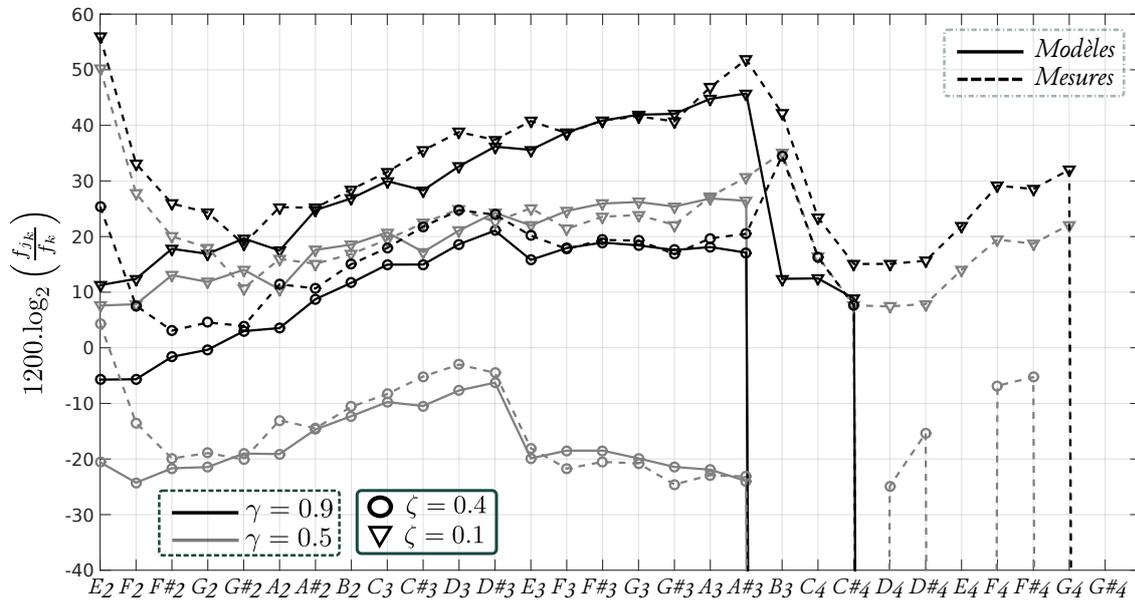


FIGURE 5.23: Fréquence de jeu estimée à partir de l'outil de simulation numérique pour les impédances calculées (trait plein) et les impédances mesurées (tirets). A chaque fois 4 configurations d'embouchure sont choisies, pour 2 valeurs de γ et ζ différentes et $q_r = 0.4$. On s'aperçoit alors que la jouabilité du régime périodique au second registre est nettement améliorée à partir des mesures et s'étend pour les plus petits ζ (ouverture faible) jusqu'à la trentième note (G_4).

5.3.3 Étude comparative des prototypes à la bouche artificielle

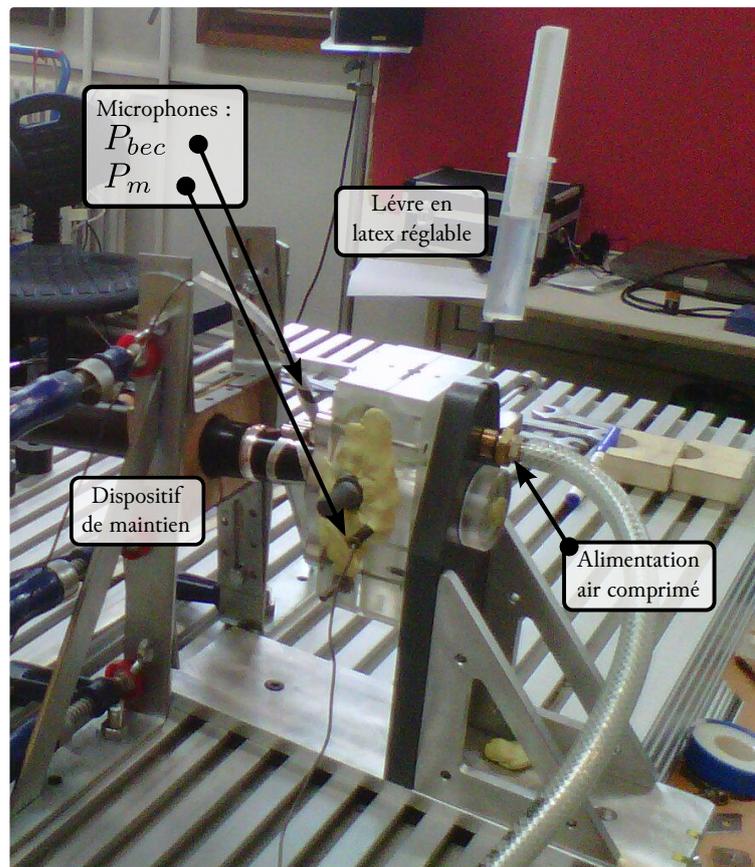
Pour ce dernier prototype, nous sommes parti de l'hypothèse que la facilité d'émission pouvait en partie être décrite par la distance inter-seuils (distance entre seuils d'émergence et d'extinction du régime périodique). Le prototype V2 a été identifié pour contenir des notes vraiment difficiles d'émission, surtout la note la plus grave (E_2) pour laquelle un trou trop étroit et non sous-coupé semblait en être la cause. Sur le V3, cette dernière note n'est pas transmise par un trou latéral mais par le pavillon dont l'émission est plus efficace. À l'aide d'une bouche artificielle, dont le principe de fonctionnement et le dispositif sont décrits dans [Ferrand and Vergez, 2008] et la figure 5.24, nous avons cherché à comparer la plage d'existence du régime périodique sur cette même note et pour les deux prototypes. La pièce de maintien du bec devant être démontée pour passer d'un

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

instrument à l'autre, nous cherchons à nous assurer de la similarité des configurations d'embouchure en mesurant la caractéristique non linéaire au début de chaque mesure.

La figure 5.25, représente le niveau de pression dans le bec moyenné sur 250 ms, et afin d'obtenir un axe d'affichage similaire entre débit et niveau, la pression est rapportée à 1kPa et non à la pression acoustique de référence, $P_0 = 2.10^{-5}Pa$. Pressions dans la bouche et dans le bec sont mesurées à l'aide de microphones Endevco (5 psi). Le niveau de pression est ensuite représenté en fonction de la différence des pressions statiques de chaque coté de l'embouchure. Le débit moyen est exprimé en dm^3/min et est extrait par une sonde Buckert dont la limite de saturation est de $80 dm^3/min$. L'interface d'acquisition synchrone est réalisée par une station dSpace et une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz. L'acquisition logiciel est réalisée par la combinaison d'un patch Simulink de Matlab et de ControlDesk qui permet l'enregistrement stream-to-disk en direct et sans limite de

FIGURE 5.24: Photographie d'un instrument monté sur la bouche artificielle. La cavité buccale y est asservie en pression et l'ouverture de l'anche au repos est contrôlable par gonflement/dégonflement de la lèvre en latex remplie d'eau. L'anche utilisée est en composite synthétique et de force moyenne. Chaque changement d'instrument implique le démontage de la pièce de maintien et de l'embouchure.



temps. Néanmoins, les rampes de pressions statiques dans la bouche sont pilotées par l'intermédiaire de Control Desk et fixées à une pente la plus faible possible de $15 \text{ kPa}/\text{min}$. L'acquisition dure 2 minutes en comptant 1 minute pour chaque phase de la rampe (montante et descendante).

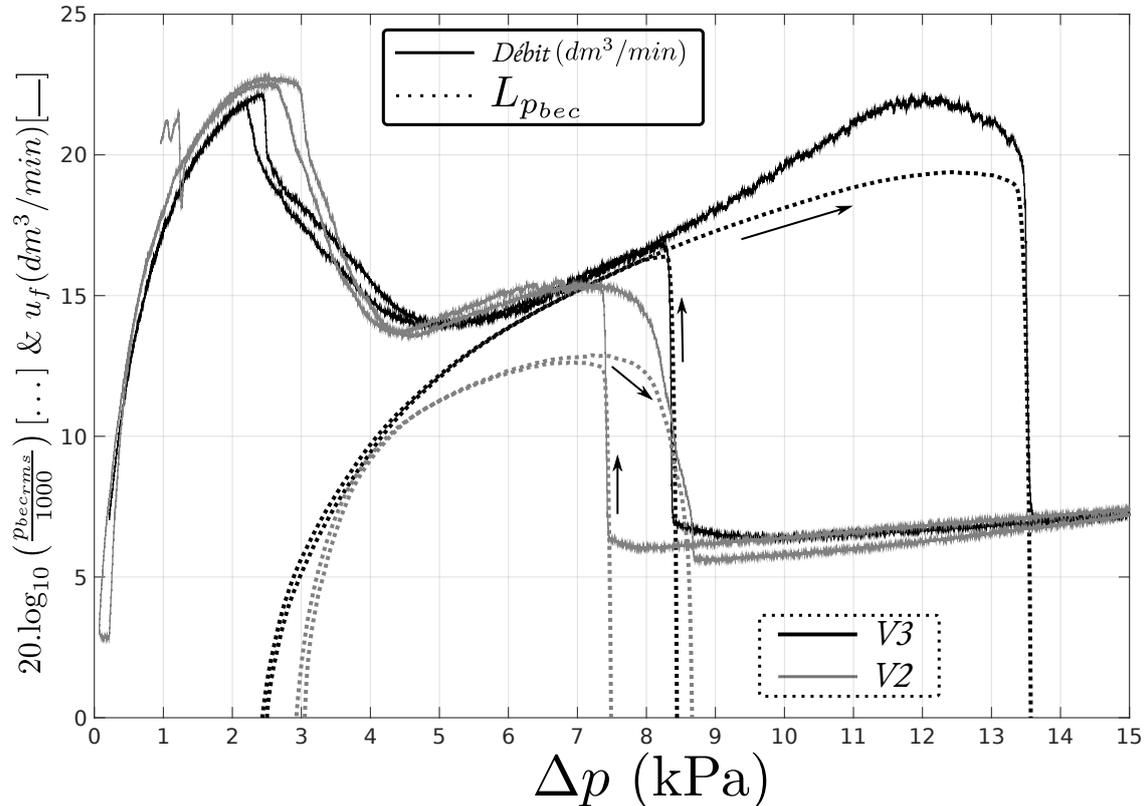


FIGURE 5.25: Diagramme de bifurcation mesuré à la bouche artificielle pour la note la plus grave (note de pavillon) de chaque prototype. La distance inter-seuils pour le V3 est nettement plus élevée que sur le V2, dont on se souvient du défaut d'émission spécifique aux notes de pavillon. La mesure de l'écoulement moyen avant la bifurcation permet de régler et retrouver des configurations d'embouchure similaires entre les prototypes.

Le débit mesuré, montré sur la figure 5.25, sert alors à évaluer le début de la caractéristique non linéaire quasi-statique de l'anche, afin de retrouver une embouchure la plus proche d'une configuration à l'autre. Le repère est ici, lors du réglage de l'appui de la lèvre en latex sur l'anche, d'obtenir un débit et un Δp identique lorsque sa pente s'annule, soit aux environs de $23 \text{ dm}^3/\text{min}$ et 2.5 kPa .

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

Une fois ce réglage obtenu, après une longue phase de tâtonnement, l'acquisition peut être lancée. Pour la figure 5.25, la note la plus grave du premier registre est jouée sur les deux prototypes et on observe très nettement les différences entre le seuil d'émergence et d'extinction, surtout pour la rampe montante. La distance inter-seuils pour la rampe montante du V2 est de 5.8 kPa alors que pour le V3 elle est de 11 kPa. L'évolution du niveau de pression dans le bec est aussi nettement plus régulière que pour le V2 qui atteint très vite la saturation. On peut noter un écart d'environ 6 dB (SPL) à cet endroit. De plus, au seuil d'émergence, la pente est plus douce, et commence en avance de 500 Pa pour le V3 ce qui signifie que le contrôle des nuances faibles pourrait être amélioré. Enfin, on peut supposer qu'un des rôles principaux du pavillon est, en plus de réaliser une adaptation d'impédance à l'extrémité du réseau, de limiter les pertes non linéaires, dont on peut observer l'importance en terme de contrôle de la dynamique musicale.

Ensuite, dans le but de valider l'aspect bénéfique de l'introduction des sous-coupages, nous nous proposons de réaliser la même expérience pour un trou de note du réseau ayant la même dimension sur les deux prototypes (cf. figure 5.26). Pour la note 7 ($A\sharp_2$), dont le premier trou a un rayon de 4.1 mm, nous observons également une plus grande distance inter-seuils entre les prototypes, qui est cependant de moindre importance que pour la note la plus grave. Pour le V2, cette distance est de 6.6 kPa et elle est de 8 kPa sur le V3. Cette différence d'à peine 1.4 kPa semble être ressentie par des musiciens et on note qu'au moment où le V2 a atteint la saturation (vers 7.5 kPa) la pression dans le bec augmente encore d'environ 2 dB pour le V3 avant d'atteindre une saturation à 9.5 kPa. Cette extension de la plage de jouabilité se retrouve également au niveau du seuil d'émergence où on observe presque 700 Pa d'écart.

L'étude à la bouche artificielle aurait pu être étendue aux petits trous latéraux du haut de registre, afin de vérifier la variation de fréquence imputable aux pertes non linéaires et à l'effet de *vena contracta*. Bien que l'air expulsé par ce dispositif soit sec et à température ambiante, la variation de fréquence due à cet effet pourrait être observée. D'ailleurs, il pourrait être intéressant d'étendre l'asservissement de cette bouche artificielle à la température et l'hygrométrie de l'air ainsi que le pourcentage de CO_2 , afin de recréer le gradient de température le long de l'instrument.

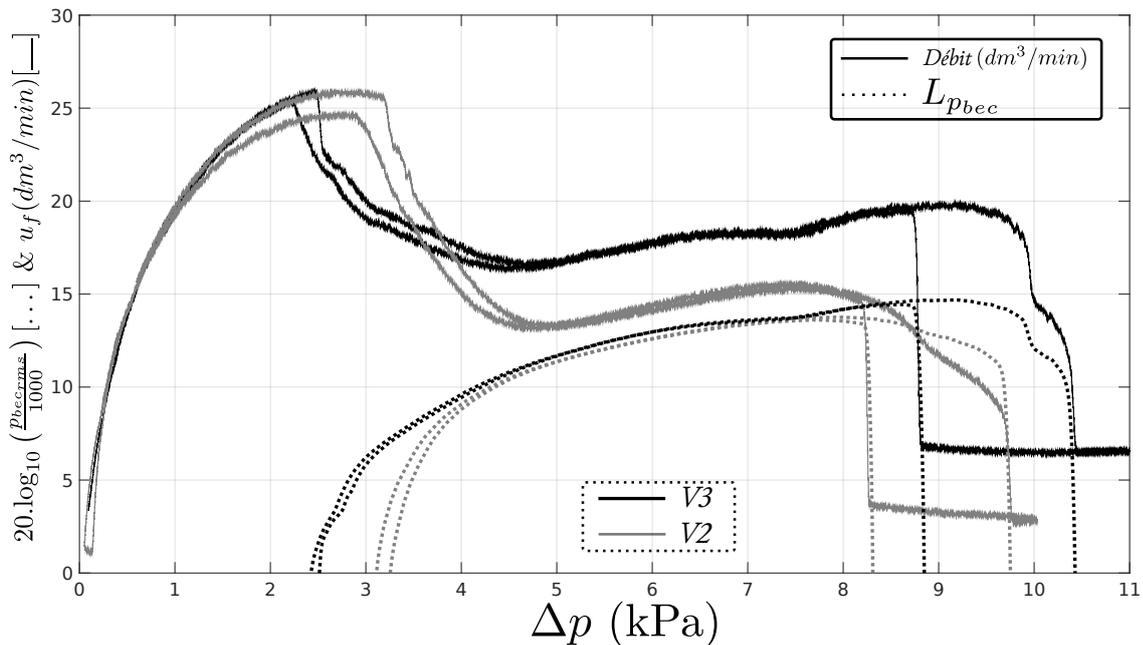


FIGURE 5.26: Diagramme de bifurcation mesuré pour la note 7 ($A\sharp_2$) de chaque prototype. Le premier trou du réseau de chaque instrument a un rayon identique (4.1 mm) afin que seul l'effet du sous-coupage soit en partie responsable de la diminution des pertes non linéaires et de l'augmentation de la distance inter-seuils.

Enfin, l'homogénéité de la facilité d'émission d'un instrument est autant recherchée par les clarinettes que la facilité elle-même. En effet, lors d'enchaînements de notes ou d'arpèges rapides, ils leur est difficile de modifier leur embouchure et de l'adapter afin de faire correspondre nuance et justesse souhaitées. De plus, pour le cas particulier d'arpèges répétés, c'est la constance de la dynamique qui est remarquable, car une note singulièrement facile ou difficile se démarque tout de suite des autres et le compromis que doit réaliser le musicien pour niveler chaque nuance est d'autant plus complexe, car elle doit, et ne peut que, rester quasiment identique si la rapidité des enchaînements augmente.

C'est pour cette raison que nous nous proposons d'étudier à la bouche artificielle le passage de liaison entre les deux premières notes du premier registre. Si on se réfère à la géométrie finale du prototype (cf. 5.18), on remarque que le passage de la note de pavillon (E_2) au demi-ton supérieur peut être inhomogène, de par l'étroitesse du premier trou de note. En effet, lors de l'optimisation ce trou

a vu augmenter sa masse acoustique (grande longueur de cheminée et petit rayon) pour réaliser la transition d'un demi-ton, car la longueur de phase du pavillon est particulièrement grande, $\simeq 6$ cm (cf. figure 5.4). Ceci peut avoir pour principal effet de favoriser les pertes non linéaires et ainsi rendre l'émission plus difficile et donc inhomogène entre ces deux notes.

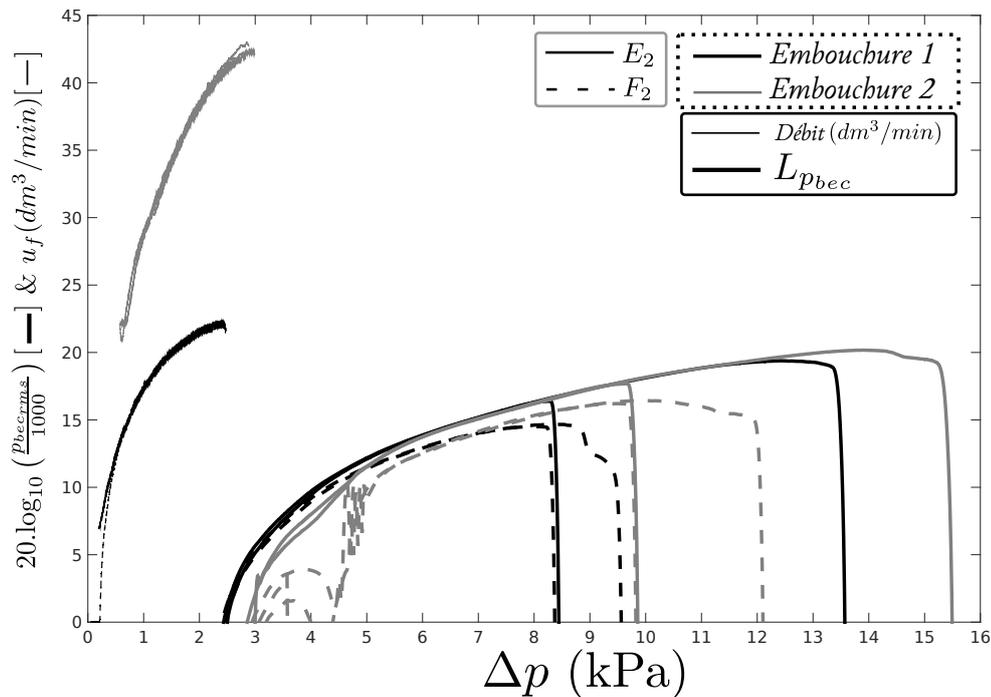


FIGURE 5.27: Mesure du niveau de pression interne sur le V3 réalisée à la bouche artificielle pour les deux premiers doigtés du premier registre et pour deux embouchures différentes. Sur cette figure le débit n'est pas représenté lors du régime périodique, par souci de clarté. La distance inter-seuil de la note de pavillon E_2 est nettement plus importante que celle du doigté supérieur ce qui peut générer de l'inhomogénéité sur cette transition. Afin d'équilibrer les distance inter-seuils il pourrait être intéressant de proposer un pavillon avec une longueur de phase plus faible car elle est d'environ 6 cm pour notre pavillon de référence.

C'est ce que nous cherchons alors à démontrer en mesurant le diagramme de bifurcation (cf. figure 5.27) pour ces deux notes du V3 (E_2 et F_2) comparées pour deux configurations d'embouchure. La première embouchure est très proche de celle utilisée dans les figures précédentes. La seconde configuration correspond à une embouchure beaucoup plus ouverte, l'anche et le bec sont identiques à la première,

seul l'appui sur l'anche est relâché ainsi que son ouverture au repos, H_0 , ce qui permet d'atteindre un débit maximal presque 2 fois plus important à $42 \text{ dm}^3/\text{min}$ vers 3 kPa. L'ouverture de l'embouchure influe alors sur la distance inter-seuils, ce qui était déjà prédit par les formulations analytiques pour un résonateur linéaire (cf. 3.2 et figure 5.1). Cependant, on observe que les pertes non linéaires sont plus importantes pour la note F_2 avec des écarts sur la distance inter-seuils de 3 à 4 kPa à embouchure identique.

En conclusion, afin d'ajuster l'homogénéité d'émission dans le bas du registre, il pourrait être intéressant de chercher à diminuer la longueur de phase du pavillon à la fréquence des notes correspondantes. Ceci aurait sans doute pour conséquence de diminuer la hauteur de cheminées et d'augmenter le rayon des premiers trous de notes dans ce bas de registre. Le défi de conception d'un pavillon semble à présent de le rendre tout aussi efficace dans son rayonnement mais avec cette fois une longueur de phase, aux fréquences d'intérêt, la plus proche de la longueur de tube équivalent pour réaliser la transition d'un demi-ton.

5.3.4 Commentaires des musiciens et résultats d'intonation

5.3.4.1 Prototype complet

Pour valider les choix de conception de ce dernier prototype, nous avons réalisé une séance de tests sur 3 musiciens professionnels les 12 et 13 Mai 2015 à l'IRCAM. Seules deux musiciens avaient déjà réalisés les tests sur le précédent prototype et étaient alors en capacité d'apporter des éléments de comparaison. Le déroulement des séances est identique à celles pour le précédent prototype et leurs impressions ont été recueillies. Un résumé de chacun des clarinettes a alors été réalisé :

- **Clarinettiste 1** : "L'instrument est très sympathique, il fonctionne beaucoup mieux que le V2. A première vue il semble jouer juste, il est plus facile d'émission. Il est facile à jouer, précis. Il a une sonorité sympathique, qui ressemble à celle d'une clarinette."
- **Clarinettiste 2** : "Agréablement surpris par la justesse qui varie très peu entre les nuances au contraire d'une clarinette classique. L'instrument retient pas mal, surtout dans l'aigu, ça demande plus d'effort que normalement. Le timbre n'est pas du tout homogène, on observe des notes claires puis d'autres

plus bouchées. On reconnaît un son de clarinette, mais il n'est pas très sophistiqué. Les trous de registres fonctionnent bien, l'instrument est précis à l'attaque."

- **Clarinettiste 3** : "Sur certaines notes cela ressemble vraiment à une clarinette, mais pas sur toutes. C'est assez facile à jouer, au niveau de l'émission. Cependant la facilité d'émission est à peu près similaire à celle du V2. Les trous de registre fonctionnent bien. Dans le suraigu, à la clarinette classique on n'utilise plus le trou de registre, ici, avec le deuxième trou de registre, ça marche bien. Le timbre n'est pas du tout homogène, mais c'est pareil pour une clarinette classique."

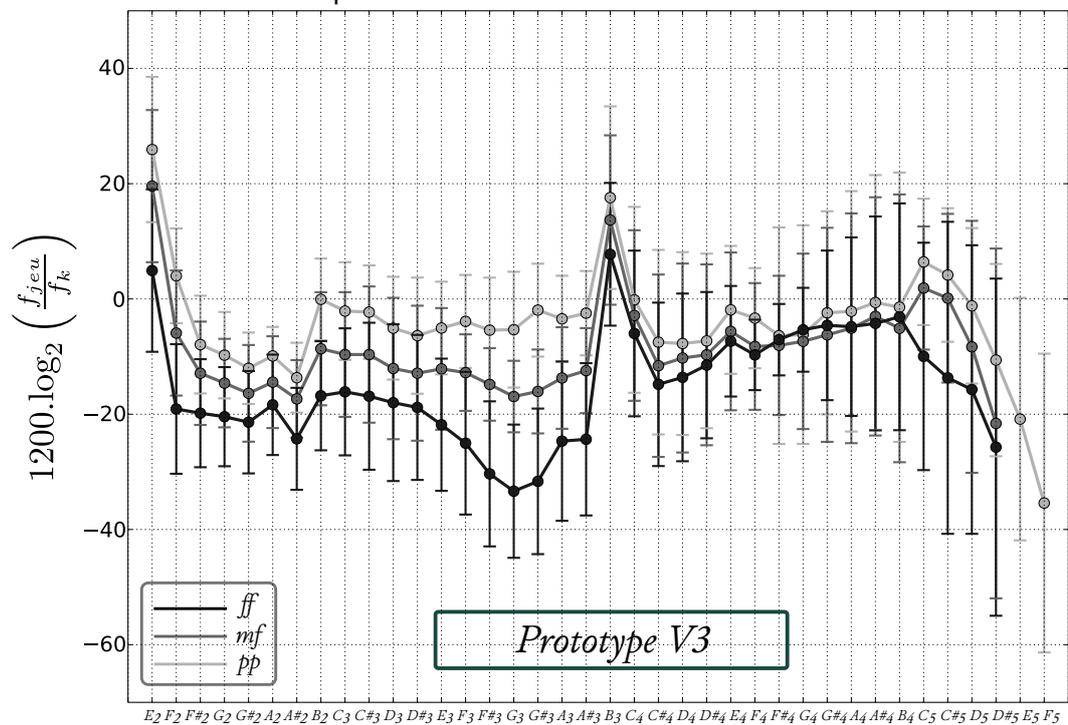


FIGURE 5.28: Écart moyen des fréquences de jeu par rapport à la gamme tempérée pour 3 nuances et les 3 clarinettiste. Mise à part la note de pavillon, qui est d'environ 30 cents plus hautes que les autres notes, l'intonation est plutôt stable sur les deux registres et centrée autour de -15 cents. La variation de l'intonation entre nuances est moins importante que sur le second prototype et équivalente à l'instrument de référence (cf. 4.25)

Cette synthèse de commentaires fait apparaître l'absence de consensus entre les 3 musiciens à propos de la facilité d'émission. Ceci signifie sans doute qu'un protocole de mesure psycho-physique devrait être engagé pour identifier plus clairement cet aspect. En effet, nous ne savons pas s'ils apprécient la facilité d'émission globale, locale ou encore son homogénéité pour en arriver à leur conclusion. Comme première étape, et afin d'identifier l'apport des sous-coupages en terme de facilité d'émission sur une note (facilité d'émission locale), il aurait peut-être fallu faire un ensemble de tests à l'aveugle sur plusieurs résonateurs ayant la même impédance d'entrée et avec différentes valeurs de distance inter-seuils mesurées à la bouche artificielle. Ce qui autoriserait ensuite à identifier l'inhomogénéité d'émission sur un instrument complet.

Néanmoins, la jouabilité du second registre semble cette fois très appréciée, et nettement améliorée par l'apport du second trou de registre, voire dépasser celle d'une clarinette système Boehm si on se reporte aux commentaires du clarinettiste 3. Rappelons, que ce genre de modifications peut être adapté sur un instrument à vent sans avoir de conséquences sur sa table des doigtés. À l'instar du saxophone, il existe des systèmes de clés permettant un basculement automatique d'un trou de registre à un autre.

Étonnamment, la justesse bien que légèrement décalée d'environ 15 cents vers les graves, est jugée bonne par l'ensemble. Le clarinettiste 2 en particulier, semble apprécier les précautions que nous avons prises pour générer l'ensemble des fréquences cibles du prototype (cf. section 5.1) et valider l'apport des sous-coupages afin de limiter la variation de fréquence en fonction de la nuance demandée. Sur le second prototype, cette variation pouvait alors atteindre 50 cents entre nuances alors que sur la clarinette de référence elle ne dépassait pas 30 cents. On peut apprécier que cette variation est nettement réduite surtout dans le grave (< 15 cents) et entre le *pp* et *mf*. La variation inter-nuance n'excède pas 25 cents sur le premier registre.

Il y a un saut d'intonation au niveau de la première note de chaque registre (dans une moindre mesure pour la seconde) à cause du pavillon évasé dont la longueur de phase est trop faible. Il génère une variation de + 30 cents environ avant que l'intonation se stabilise (au $F\sharp_2$). Néanmoins, on remarque que l'intonation est stable autour de la valeur de -15 cents au premier registre. Ceci signifie alors que

la température de 28° C définie dans les modèles de comportement acoustique est légèrement trop importante. Si on souhaite remonter simplement la courbe d'intonation de 15 cents, il faut alors reprendre chaque étape de conception de ce prototype, à partir de la définition des fréquences cibles, et considérer une température efficace de 25.2° C. Cependant, ceci reste de l'empirisme car la cause de ce désaccord de 15 cents peut aussi bien venir de la validité des modèles de prédiction des fréquences de jeu que de la non prise en compte du gradient de température dans la colonne d'air de l'instrument, comme le préconise les auteurs de [Coyle et al., 2014]. Il serait alors nécessaire de vérifier l'intonation dans l'espace de contrôle du clarinettiste (P_m, H) à l'aide d'un bec instrumenté, ou d'une bouche artificielle asservie en pression et température d'air expulsé, pour vérifier l'exactitude des modèles prédictifs.

5.3.4.2 Évaluation des pavillons

Ensuite, l'ensemble des pavillons ont été joués dans le but d'évaluer leur sonorité et facilité d'émission. Ils ont été numérotés de 1 à 6 pour les pavillons à trous (du plus long au plus court), la fente correspond au numéro 7. Les pavillons ne sont pas jugés pour leur justesse. Néanmoins, mis à part le pavillon évasé, tous ne sont pas identifiés comme faux par les 3 clarinettistes. Il leur a été demandé d'évaluer la facilité d'émission et la sonorité de chacun et ensuite de réaliser un bref classement ou au moins de préciser leur pavillon préféré :

— **Clarinettiste 1 :**

- Pavillon 1 : Intéressant, relativement puissant, mais un timbre pas forcément agréable.
- Pavillon 2 : L'instrument perd en puissance, on dirait qu'il sonne moins, il retient plus.
- Pavillon 3 : Il rayonne moins puissamment mais ce n'est pas forcément agréable.
- Pavillon 4 : -
- Pavillon 5 : Il est très intéressant, il sonne bien. On entend très peu les bruits d'anches parasites, contrairement au pavillon évasé. Il retient plus, mais c'est intéressant, il est plus tenu, ce qui le rend agréable. La note est centrée très rapidement, l'attaque est beaucoup plus facile, ainsi que l'émission.

— Pavillon 6 : -

— Pavillon 7 : Ce n'est pas le plus puissant, mais l'émission est facile, le son est plus compact. Il est moins bien que le 5 mais le son est très agréable.

⇒ Le pavillon 5 est très agréable à jouer. Le timbre est agréable et il est facile d'émission. Il est mieux que le pavillon évasé et c'est le meilleur pavillon testé ce jour. La fente (pavillon 7) est également intéressante mais reste en dessous du pavillon 5. Il reste quand même mieux que le pavillon évasé.

— **Clarinettiste 2** :

— Pavillon 1 : Il est le plus timbré et plus puissant que le pavillon évasé. Son timbre est plus riche.

— Pavillon 2 : Assez semblable au pavillon 1.

— Pavillon 3 : Il retient plus, c'est moins bien que les précédents.

— Pavillon 4 : Il retient également.

— Pavillon 5 : Pas très agréable, cela retient de plus en plus.

— Pavillon 6 : Il retient le plus c'est le plus dur à jouer.

— Pavillon 7 : Ce n'est pas mal du tout, le timbre est plus riche que les précédents, il est intéressant.

⇒ Les pavillons préférés sont dans l'ordre des pavillons 1, 2, évasé puis 7.

— **Clarinettiste 3** :

— Pavillon 1 : Il est plus homogène que le pavillon évasé, mais le timbre est moins bien, on y perd.

— Pavillon 2 : Même timbre que le précédent.

— Pavillon 3 : Il est bien en termes d'homogénéité et de volume, mais on a un timbre nasillard ce qui n'est pas agréable.

— Pavillon 4 : Le Mi_2 est toujours assez différent des autres notes, très nasillard.

— Pavillon 5 : Très semblable au précédent.

— Pavillon 6 : Idem

— Pavillon 7 : L'émission est moins bien que les autres, et le timbre est semblable aux autres, on y perd sur tous les tableaux.

⇒ Aucun pavillon ne sort du lot, le pavillon évasé serait celui utilisé, il n'est pas parfait, mais plus agréable. Les autres sont intéressants en termes de développement de son mais pas de timbre.

Chapitre 5. Conception d'un troisième prototype

Encore une fois, on remarque nettement l'absence de consensus entre les musiciens pour l'évaluation des différents pavillons. En effet, ces tests n'ont pas été réalisés à l'aveugle et chaque musicien n'a eu à tester qu'une fois le pavillon. Aussi, cacher un pavillon sur un instrument à trous latéraux est difficile car mettre un simple écran entre le pavillon et l'instrument perturberait le rayonnement et les interactions des champs interne et externe. Il s'avère alors indispensable de faire le test les yeux fermés ou dans le noir. Un clarinettiste est très sensible à la répartition du poids sur sa clarinette il est alors indispensable que chaque pavillon réalisé soit de la même masse. En plus de la facilité d'émission, on observe des remarques intéressantes quant à la sonorité de l'instrument qui pourrait être associée à la fréquence de coupure de coefficient de réflexion. Pour pouvoir affirmer cela, cette étude devrait être réalisée à l'aveugle et mettre en avant la reproductibilité des clarinettistes. Ce genre de tests sur un ensemble de descripteurs de sonorité, pourraient être réalisés sur de simples auditeurs.

Conclusion Générale

L'objectif principal de cette thèse a été de fournir des éléments de compréhension de la qualité de fonctionnement d'un instrument à trous latéraux à doigté logique, et en particulier, du développement d'une méthode numérique permettant de relier les propriétés acoustiques du résonateur, dans son fonctionnement linéaire, à une géométrie équivalente du réseau de trous. Bien qu'il reste encore à identifier l'étendue complète des critères acoustiques subjectifs d'appréciation, nous avons pu, semble-t-il, en identifier quelques-uns dans cette étude. On citera par exemple, le contrôle de la justesse, la jouabilité des registres, l'homogénéité de dynamique et facilité d'émission et peut-être enfin l'efficacité de rayonnement et/ou la sonorité de l'instrument. Évidemment, certains de ces critères sont inter-dépendants, comme c'est le cas du contrôle de la justesse et la dynamique qui peuvent être représentés dans un même espace de contrôle simplifié à deux dimensions (P_m, H). Dans ce cas, il apparaît indispensable qu'un jeu de ces paramètres corresponde à une réponse équivalente quel que soit le doigté, dans le but de minimiser les efforts du musicien lors d'un phrasé surtout s'il contient des enchaînements rapides. Il devrait en être de même pour le contrôle de l'ensemble des critères d'appréciations d'un musicien quelle que soit sa pratique. L'enjeu est à présent d'identifier et étendre les dimensions de l'espace de contrôle des critères d'appréciation, afin de les relier de manière objective aux propriétés acoustiques de l'instrument.

Le contrôle de la justesse, en particulier, a été introduit dans la conception du prototype V2 à partir de l'analyse d'un instrument de référence existant. Ceci autorisait alors à garder des distances sur la participation du système excitateur dans le processus d'estimation de la fréquence de jeu. Ces fréquences régularisées ne sont cependant pas adaptées à la perce cylindrique et produisent un résultat composé de trous latéraux trop étroits, ce qui favorise ainsi la génération des pertes non linéaires. Afin de palier ce problème, il aurait pu être envisagé d'introduire des de-

grés de liberté supplémentaires pour le réglage de l'inharmonicité des résonances, tel que les portions de tubes à variations lentes de section. Néanmoins, l'inharmonicité ciblée est très importante dans le haut du registre, principalement à cause de l'utilisation du trou de registre dual sur la clarinette système Boehm (qui a servi de référence). C'est en partie pour cette raison que nous nous sommes intéressé en amont à la génération de fréquences cibles, directement à partir de modèles de prédiction du régime périodique d'un résonateur simplifié. Pour le prototype V3, l'hypothèse de construction de la condition de justesse à l'intérieur de la zone de jouabilité, pour définir le jeu de fréquences cibles, a semble-t-il apporté une réelle amélioration en terme de contrôle de justesse, si on se réfère aux résultats d'intonation et aux dires des musiciens. Néanmoins, on peut aisément reconnaître le caractère encore très approximatif de cette méthode, qui mériterait d'être étoffée, entre autres, de données expérimentales, comme par exemple la variation de la dynamique de l'anche à mesure que sa géométrie et la nature de sa fixation le long de la table du bec varie avec l'action du musicien.

À propos de la conception méthodique

Chacune des stratégies mises en œuvre pour concevoir les prototypes, V2 et V3, ont pour point commun une procédure d'optimisation en deux phases qui montre sa pleine efficacité. La prise en compte des contraintes de conception et la rapidité de convergence permet d'atteindre une solution géométrique toujours réalisable et suffisamment proche des cibles considérées. De plus, l'ajout d'un second critère d'affaissement du premier pic d'impédance au second registre est un réel apport en terme de jouabilité. Même si la fonction de coût de ce critère a été définie arbitrairement, par l'analyse de mesures d'impédance d'un instrument existant, il reste à identifier quel rapport d'amplitudes des deux premiers pics autorise le jeu d'un registre à l'autre. Comme le précisent les clarinettes, le conduit vocal joue un rôle non négligeable dans le haut du second registre (cf. par exemple [Fritz and Wolfe, 2005]).

La seconde phase d'optimisation multicritères ne peut pour l'instant pas être automatisée à cause de paramètres (valeurs des objectifs et leurs pondérations) nécessairement ajustables par l'opérateur. En effet, certains jeux de paramètres, trop exigeants, ne permettent pas à l'algorithme de converger. Afin de rendre cet aspect plus stable, il pourrait alors être envisagé de détecter ce genre de cas et ainsi proposer une redéfinition automatique de ces jeux de paramètres. Ceci revient en

quelque sorte à prendre ces paramètres comme variables d'une optimisation dont la fonction de coût serait alimentée par la réussite ou l'échec du solveur. Ceci autoriserait, par exemple, un ensemble de solutions géométriques que l'opérateur n'aurait plus qu'à sélectionner.

Les éléments de structure dans l'optimisation

D'après l'analyse du prototype V2, il semble souhaitable que l'inharmonicité inter-résonance soit plus faible que celle mesurée sur la clarinette de référence. Dans ce sens, la perce cylindrique limite grandement les possibilités, surtout aux extrémités du premier registre. Ainsi, on peut supposer que les éléments de structure sont insuffisants et qu'il est nécessaire d'ajouter des degrés de liberté pour se rapprocher des cibles considérées. On peut citer par exemple, la prise en compte de portion à profils doux comme c'est déjà le cas sur la clarinette actuelle. Aussi, bien qu'il n'existe pas encore de forme de tampon adéquate pour réaliser une différence de cotes entre les trous fermé et ouvert, l'apport de ces variables additionnelles semble devoir être étudié afin de favoriser la présence de trous larges dans le haut du registre.

Tout comme l'apport bénéfique du second trou de registre, beaucoup de choix d'organisation de structure ont été faits de manière quelque peu arbitraire. Par exemple, le numéro de doigté de transition entre second et premier trou de registre (ici fixé au doigté 26). De plus, pourquoi serait-il nécessaire d'utiliser complètement le second registre ? Une utilisation anticipée du troisième registre, comme cela se fait sur la clarinette actuelle, pourrait permettre de se rapprocher des cibles définies. Ceci signifie qu'il existe un grand nombre de possibilités de modulations de la structure d'un instrument logique, que des méthodes d'optimisation combinatoires, de type branch and bound par exemple, permettraient de résoudre. Mais avant cela, la tablature, qui permet de transposer les informations de la structure vers le calcul d'impédance, ainsi que l'algorithme de transcription doivent pouvoir assimiler tous les éléments pré-cités. D'ailleurs, un premier exercice de conception d'un saxophone logique à partir de portions coniques entre chaque trous latéraux pourrait être envisagé aisément.

Analyse expérimentale d'un instrument à trous latéraux

Au cours de ce travail, nous avons tenté de valider par l'expérience des calculs d'impédance d'entrée. Il s'est avéré que dans une configuration géométrique simple la validation expérimentale est plutôt correcte au delà de 200 Hz (cf. Annexe B). Cependant, pour un réseau de trous latéraux complet on observe quelques écarts, notamment sur les aspects réactifs. Nous ne savons toujours pas comment éclaircir ce point faible, mais le problème est vaste. Rappelons que la mesure sur l'instrument n'a été réalisée qu'une seule fois et donc les biais mesurés peuvent aussi bien venir d'une mauvaise étanchéité du dispositif, un tenon mal emboîté par exemple, que de l'imprécision des modèles. Bien que des modèles d'interaction entre le champ externe et le champ interne existent et ont été implémentés, nous les avons retirés dans cette étude afin d'alléger le temps de calcul de la fonction de coût et ainsi favoriser les essais d'optimisation. De plus, l'implémentation des interactions des champs acoustiques n'est pas encore compatible avec le calcul du gradient et encore moins avec le planning de cette thèse. Un aspect encore inconnu des modèles correspond à la partie imaginaire de l'impédance de rayonnement adaptée à l'écran spécifique des cheminées, et en particulier pour le prototype V3. Seulement, la forme peu commune aurait dû être analysée à l'aide de calculs numériques par éléments finis, un outil que nous n'avions pas encore à disposition. Enfin, on sait que l'interaction des modes évanescents est plus importante lorsque les trous latéraux sont proches, ce qui correspond à la configuration du haut de registre, là où l'on observe le plus d'écart aux modèles.

Néanmoins, et malgré tout ces écarts entre modèles et mesures, nous nous sommes concentré sur un volume de bec fixe alors que les volumes de becs peuvent varier d'un modèle à l'autre. Ceci signifie que le musicien a aussi une amplitude de contrôle de son intonation suffisamment importante pour pouvoir la corriger afin de ne pas faire apparaître autant de désaccords que ne le supposaient la validation expérimentale de l'impédance d'entrée.

Enfin, les mesures de distance entre les seuils réalisées à bouche artificielle semblent être un bon indicateur de ce que les musiciens appellent la facilité d'émission locale (note à note) d'un instrument et qui semble dépendre de la prédominance des effets dissipatifs par décollement des couches limites. Il serait cependant nécessaire de mettre à l'épreuve ce critère objectif dans le cadre de tests psycho-

acoustiques.

Qu'en est-il de l'ergonomie de l'instrument ?

Dans ce manuscrit nous n'avons que très peu abordé la question de l'ergonomie du clétage et surtout de la manière de l'introduire dans une méthode de conception d'une clarinette. En effet, nous nous sommes concentré sur la tablature logique car elle présente bien des avantages pour commencer à comprendre l'interaction entre les propriétés acoustiques du résonateur et les différents critères d'appréciation du musicien de manière plus simple que sur un clétage complexe comme celui du système Boehm. Cependant, cet instrument logique a posé quelques problèmes aux musiciens lors des séances de tests et, bien qu'ils aient pris le temps de s'acclimater à ce nouvel objet d'étude, il n'en reste pas moins que sa manipulation a dû modifier sensiblement leurs perceptions. Un clétage n'est rien d'autre qu'un système logique (cette fois-ci dans le sens que donne la théorie de l'information) permettant à un ensemble d'ergot (nos dix doigts) d'actionner une mécanique particulière afin de boucher ou ouvrir un ensemble de trous latéraux. Parfois, l'action combinée de deux clés peut avoir une répercussion différente sur l'état du trou latéral. Ceci est le cas, par exemple, de la clé de registre de saxophone qui réalise de manière automatique la permutation d'un trou de registre à l'autre. On voit apparaître dans ce système mécanique des structures conditionnelles très proches d'un programme informatique. Il serait alors envisageable de réaliser une optimisation sur cet élément particulier à une échelle antérieure à l'optimisation sur la tablature et encore à une échelle supplémentaire de la géométrie du résonateur. Il existe en effet un domaine particulier de l'optimisation dont nous n'avons pas eu l'occasion de parler auparavant, la méthode Multidisciplinary design optimization (ou MDO) est une méta-heuristique qui pourrait-être adaptée à l'optimisation d'une clarinette complète.

En attendant d'explorer ce genre de méthodes, il nous est tout de même possible de réaliser une optimisation sur une tablature équivalente à celle d'une clarinette système Boehm et avec la même stratégie de conception que le prototype V3 (cf. Annexe D.3, pour une tablature Boehm simplifiée de manière à éliminer l'ensemble des doigtés redondants, cf. figure 1.5). Ce prototype à clés est en cours de réalisation et utilise des trous sous-coupés et les mêmes fréquences cibles que le V3. La

Conclusion Générale

géométrie est très dissemblable car il ne peut y avoir qu'un seul trou de registre sur cet instrument. De plus, l'ajout de trou fermé en aval du premier trou ouvert a tendance à rendre la géométrie du réseau de trous latéraux plus irrégulière (cf. Annexe [D.3](#)).

Annexes

Post-traitement du capteur d'impédance

A.1 Matrice de transfert entre les 2 microphones et l'impédance d'entrée

Dans cette section on cherche à déterminer le couplage entre pression P_0 et débit U_0 dans le plan de référence du résonateur et 2 mesures de pression dans le capteur P_1 et P_2 (cf. figure A.1).

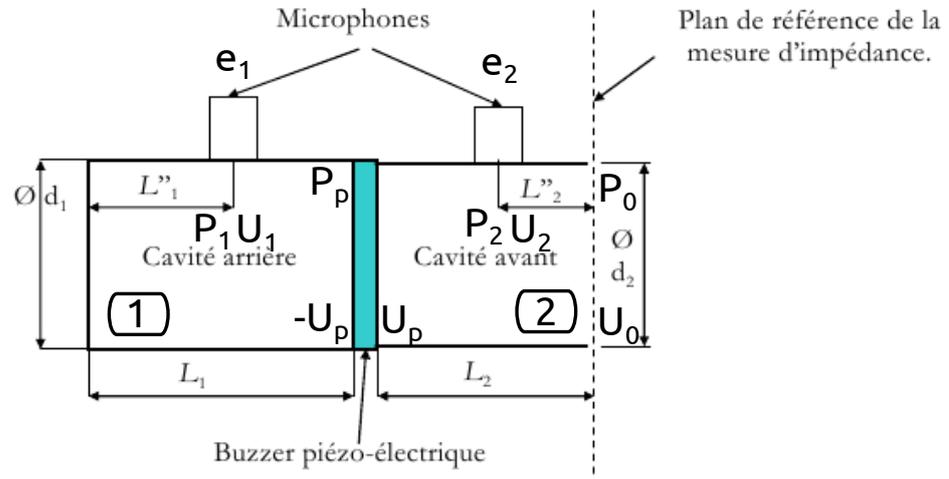


FIGURE A.1: Schéma de fonctionnement du capteur d'impédance du CTTM.

Pression P_0 et débit U_0 dans le plan de référence s'expriment à partir de deux mesures (P_1 et P_2) de pression dans le capteur en ramenant, tout d'abord, le débit injecté par la source U_p et P_2 dans le plan de référence,

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ U_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kL_2'') & jZ_{c2}\sin(kL_2'') \\ jZ_{c2}^{-1}\sin(kL_2) & \cos(kL_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_0 \\ U_0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

Annexe A. Post-traitement du capteur d'impédance

Ensuite, la relation entre P_1 et U_p s'écrit,

$$P_1 = -jZ_{c1}U_p \frac{\cos(kL_1'')}{\sin(kL_1)}. \quad (\text{A.2})$$

À partir des deux dernières relations, la matrice de transfert du capteur s'obtient enfin,

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ P_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kL_2'') & jZ_{c2}\sin(kL_2'') \\ \frac{Z_{c1}\sin(kL_2)\cos(kL_1'')}{Z_{c2}\sin(kL_1)} & -j\frac{Z_{c1}\cos(kL_1'')\cos(kL_2)}{\sin(kL_1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_0 \\ U_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

La fonction de transfert H_{12} s'exprime alors en fonction de l'impédance d'entrée Z ,

$$H_{12} = \frac{e_2}{e_1} = \frac{P_2 s_2}{P_1 s_1} = K \frac{Z + \beta}{1 + \delta Z}, \quad (\text{A.4})$$

avec

$$K = -j \frac{s_2}{s_1 Z_{c1}} \frac{\sin(kL_1)\cos(kL_2'')}{\cos(kL_2)\cos(kL_1'')}, \quad (\text{A.5})$$

$$\beta = jZ_{c2}\tan(kL_2''), \quad (\text{A.6})$$

et

$$\delta = -j \frac{\tan(kL_2)}{Z_{c2}}. \quad (\text{A.7})$$

En découle l'impédance d'entrée normalisée,

$$Z = \frac{\frac{H_{12}}{K} - \beta}{1 - \frac{H_{12}\delta}{K}}. \quad (\text{A.8})$$

Avec S la section d'entrée de la charge acoustique. Les 3 paramètres K , β et δ dépendent des caractéristiques géométriques du capteur et du rapport des sensibilités des microphones qui reste à être évalué lors de la phase de calibration partielle couvercle fermé.

A.2 Phase de calibration couvercle fermé

A.2.1 Comparaison expérience-théorie

Lorsque Z tend vers ∞ , H_{12} devient,

$$H_\infty = \frac{K}{\delta} = \frac{S_1 s_1 \sin(kL_1)\cos(kL_2'')}{S_2 s_2 \sin(kL_2)\cos(kL_1'')}. \quad (\text{A.9})$$

Ensuite les trois paramètres de calibration extraits, par CapteurZ (K_r , τ_1 , τ_2), sont une régression de la courbe mesurée (sous la forme d'un filtre coupe-bande). Dans la figure A.2, on peut voir une comparaison de H_∞ sous les trois formes décrites (théorique, expérimentale et filtrée). Le traitement réalisé sur H_∞ se fait alors,

$$H_{\infty\text{filt}} = \frac{H_\infty}{B}, \quad (\text{A.10})$$

avec B le filtre dont les paramètres sont extraits à partir de la courbe mesurée (cf. [Le Roux et al., 2008]). La figure A.2 représente $H_{\infty\text{filt}}$ pour les valeurs de τ_1 et τ_2 issues de [Le Roux and Portier, 2008]. La courbe filtrée s'éloigne déjà grandement de la mesure avec un écart quadratique moyen de 4 %.

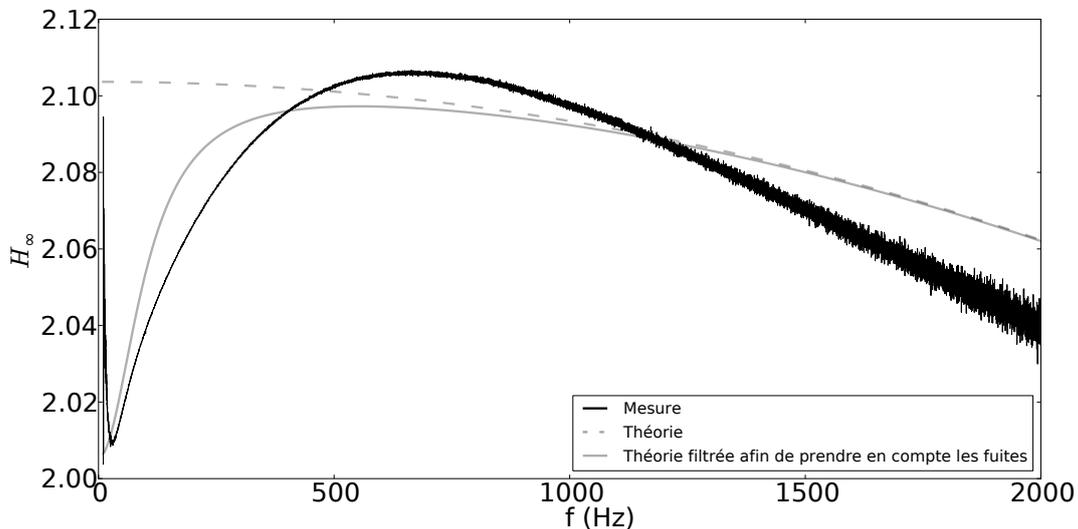


FIGURE A.2: Comparaison des courbes de calibration H_∞ , (bleue) mesurée, (vert) théorique avec la valeur s_1/s_2 de la courbe mesurée, (rouge) théorique filtrée afin de se rapprocher de la mesure. La courbe en rouge est utilisée lors du post-traitement et permet ainsi de prendre en compte les fuites au niveau des microphones et les défauts d'étanchéité entre les deux cavités séparées par la cellule piézo-electrique.

A.2.2 Influence de l'opérateur sur la phase de calibration

Ici, il est question de comparer les fonctions de transfert obtenues lors de la phase de calibration pour un ensemble de possibilités de fermeture du couvercle. En se plaçant dans des conditions de répétabilité (ces mesures sont réalisées dans

Annexe A. Post-traitement du capteur d'impédance

un laps de temps très court - 30 mins) la température ne varie pas de manière significative. Les paramètres influant alors sur la "qualité" de la calibration (bonne étanchéité et surface parfaitement réfléchissante) peuvent être assimilés au couple de serrage appliqué aux 3 vis et à la quantité de graisse appliquée au niveau de l'interface métallique. On considère ici 3 types de graissage de l'interface : graisse absente, graisse en quantité normale, beaucoup "trop" de graisse (même sur la surface du couvercle supposée réfléchissante). La figure A.3, montre les allures des courbes de calibration mesurées pour les 9 configurations (et 2 en sus). On y voit clairement que dans des conditions de graissage normales, il y a une très grande variabilité des mesures de calibration vis-à-vis du couple de serrage (environ 10 % entre 0.3 N.m et 1 N.m). Et donc, le serrage du couvercle est important seulement dans les cas où de la graisse est appliquée. Finalement, à mesure que l'on serre le couvercle et que l'on réduit la quantité de graisse les courbes de calibration semblent converger vers le comportement "réel" à mesurer.

A présent, que l'on connaît les meilleures conditions pour réaliser la calibration. Il reste à évaluer la répétabilité (qui semble déjà très satisfaisante) et la reproductibilité afin d'évaluer le caractère strictement dépendant de la température sur le rapport des sensibilités des microphones (s_2/s_1).

A.3 De H_{12} vers Z en passant par H_∞

En reprenant les équations (A.8) et (A.9) l'impédance normalisée s'exprime finalement,

$$\frac{ZS}{\rho c} = \frac{S}{S_2} \frac{\frac{H_{12}}{H_\infty \delta_r} - \beta_r}{1 - \frac{H_{12}}{H_\infty}}, \quad (\text{A.11})$$

avec les paramètres de calibration adimensionnés $K_r = K^*Z_{c1}$, $\beta_r = \beta/Z_{c2}$ et $\delta_r = \delta^*Z_{c2}$. Dans cette équation, on peut voir directement comment intervient la fonction de transfert de la courbe de calibration qui elle seule dépend de la température (par l'intermédiaire du rapport de sensibilité des microphones).

Ensuite, la stratégie adoptée pour le post-traitement consiste alors à approcher la courbe H_∞ mesurée avec la courbe théorique filtrée afin de prendre en compte les fuites. Il peut être alors intéressant de considérer l'incertitude sur la phase d'estimation des paramètres du filtre (K_r , τ_1 et τ_2). Cette phase revient à remplacer la courbe mesurée, à l'approximation près, dans (A.11). Un des avantages de cette

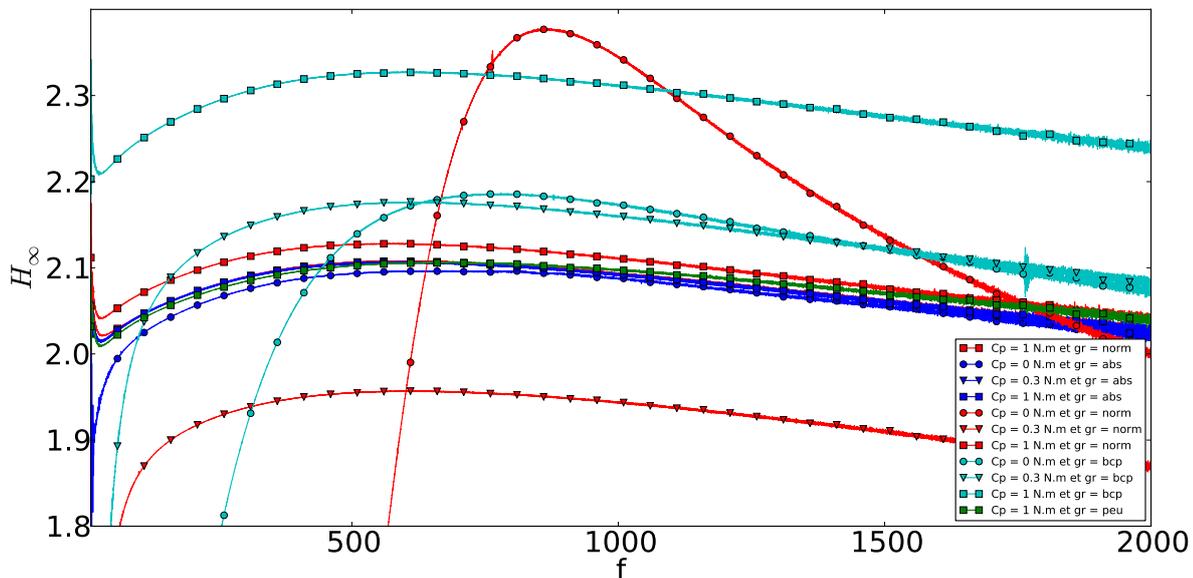


FIGURE A.3: 11 allures de courbes de calibration pour différents types de graissage et 3 différents couples de serrage. Cp correspond aux valeurs des couples de serrage en N.m (rond : 0 N.m, triangle : 0.3 N.m, carré : 1 N.m). Gr correspond aux différents niveaux de graisse : abs (absent - bleue), norm (normal - rouge), bcp (beaucoup - cyan) et peu (un peu - vert). Moins il y a de graisse et plus on serre (même 0.3 N.m semble être suffisant avec gr = abs) et plus la courbe de calibration tend vers un comportement "réel".

approximation est que la calibration est recrée avec seulement 3 paramètres. La figure A.4 montre l'erreur relative des impédances calculées grâce à (A.11) en appliquant les trois types de courbes de calibration évoquées ci-dessus et l'impédance par CapteurZ directement. La procédure utilisée pour le filtrage ne doit pas clairement correspondre car c'est avec la courbe de calibration filtrée qu'il y a le plus de désaccord avec le procédé utilisé par le logiciel CapteurZ. En appliquant la courbe mesurée directement, l'erreur est plus faible surtout pour les résonances. L'erreur est quasiment nulle au niveau des résonances, lorsque l'on applique la courbe théorique issue de (A.9). Il reste ensuite à comparer ces résultats à un modèle de tube afin de vérifier quelle allure génère le moins d'erreurs systématiques.

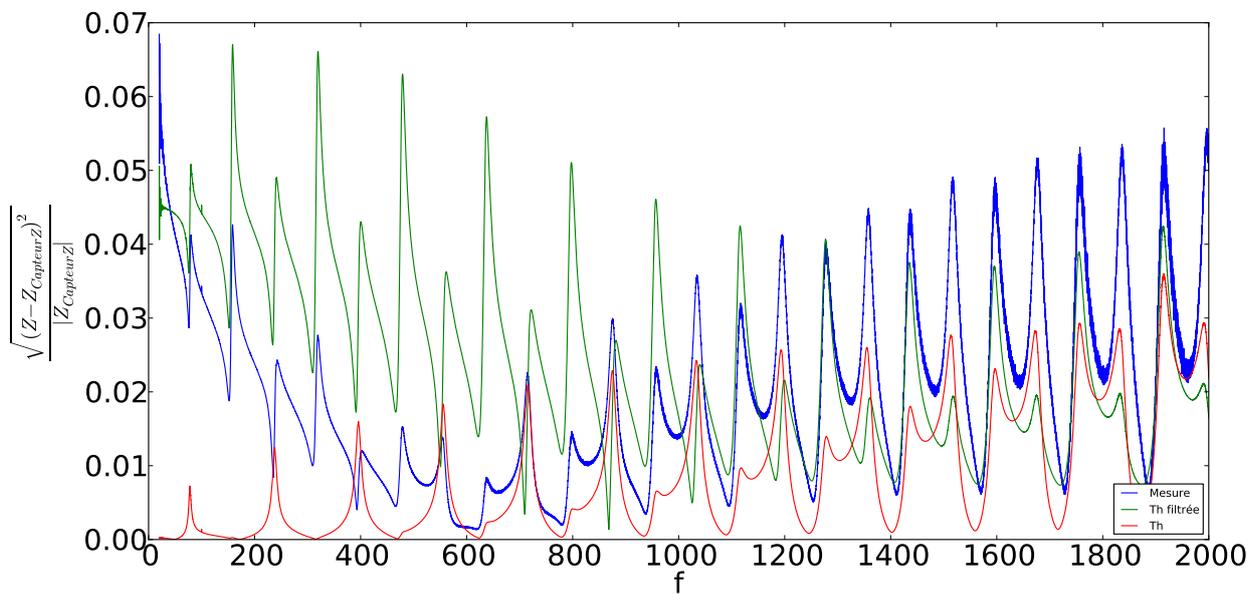


FIGURE A.4: Erreur relative entre les impédances de tube obtenues avec (A.11) pour les trois allures de courbes de calibration et l'impédance donnée par CapteurZ. (rouge) Courbe de calibration théorique, (vert) courbe théorique filtrée, (bleu) mesure. On obtient l'erreur la plus faible avec la courbe non-filtrée. Ne dépasse pas 2% et proche de 0 aux résonances.

Protocole expérimental et précision du capteur d'impédance

B.1 Description du dispositif expérimental



FIGURE B.1: *Dispositif expérimental de mesure d'impédance d'entrée d'un tube ouvert. L'étanchéité de la connexion entre le tube et le capteur d'impédance se fait par l'intermédiaire d'une pièce adaptatrice et d'un joint torique.*

La phase de calibration est réalisée couvercle fermé (cavité avant fermée) avant chaque mise en service de l'appareil. Le nombre de moyennes est fixé à 20, et le niveau d'excitation de l'amplificateur à 5. Ce réglage permet de s'écarter des phénomènes parasites à la calibration (bruit, saturation des microphones, distorsion de la

Annexe B. Protocole expérimental et précision du capteur d'impédance

cellule piézoélectrique). Le couvercle est bien fermé afin d'assurer l'étanchéité de la cavité. La fixation du tube dans le plan de référence du capteur est réalisée à l'aide d'une pièce adaptatrice et d'un joint torique (figure B.1). Les dimensions du tube pour l'étalonnage sont : $l = 1.09$ cm de long, $a = 7$ mm de rayon interne et $b = 13$ mm de rayon externe. La mesure d'impédance d'entrée du tube est ensuite réalisée sur une gamme fréquentielle de 25 à 2000 Hz à partir de signaux glissants de 10 secondes, et sur 10 moyennes. Ceci est réalisé afin d'inclure le deuxième pic de résonance du Sib3, note la plus aigüe du premier registre de la clarinette, situé à 1250 Hz et qui constitue la limite supérieure minimum de l'étude sur cet instrument.

L'influence de la température sur la vitesse de propagation apporte des écarts de 3 cents pour chaque variation de 1°C. Les mesures sont alors normalisées à 20°C par dilatation de l'axe des fréquences d'un coefficient $a = c(20)/c(t)$ correspondant au rapport des vitesses aux différentes températures. La relation, $c(t) = 331,45 * \sqrt{(t + T_0)/T_0}$, qui lie vitesse et température, permet alors de réaliser cette normalisation sur l'impédance mesurée,

$$Z(\omega_{20^\circ}) = Z(\omega_t \cdot a), \quad (\text{B.1})$$

où $T_0 = 273.16$ K, et t la température (en °Celsius) à laquelle est effectuée la mesure d'impédance.

La température influe également sur l'amplitude des modes de vibration car elle intervient dans la partie réelle de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique dans le résonateur. La variation de ces pertes avant 2000 Hz est inférieure à 0.16 % pour un écart de 1°C, et peut donc être négligée. Seulement, l'impédance caractéristique est inversement proportionnelle à la racine carrée d'une dilatation de température. On a pu constater un écart maximum de 8°C sur les différentes séances de mesure. Ce qui correspond à une variation d'environ 1 dB sur l'impédance caractéristique. Une normalisation à 20°C de l'impédance caractéristique peut donc être envisageable, mais n'a pas été appliquée aux mesures considérées lors de cette étude.

Ensuite les 25 résonances et antirésonances comprises dans la bande fréquentielle d'étude sont localisées en recherchant les minimums de la valeur absolue de la partie imaginaire de chaque mesure d'impédance. La précision fréquentielle de la mesure étant de l'ordre de 0.1 Hz et la partie imaginaire ayant une pente suffi-

sante aux résonances et aux antirésonances, cette méthode de localisation permet d'obtenir une précision de l'ordre du pas fréquentiel.

Dans les deux sections suivantes on cherche à évaluer la répétabilité du capteur d'impédance. Ce qui correspond à l'estimation de la variance des résultats d'amplitude et de fréquence des résonances et antirésonances du tube, sur un ensemble de séries de mesures nécessitant la recalibration du dispositif. Un protocole expérimental est donc fixé et permet de s'assurer de la bonne reproductibilité du capteur et ainsi de faire le moins possible varier les conditions de mesure (opérateur et température).

B.2 Ecarts intra-calibrations et inter-calibrations

Dans ce paragraphe deux niveaux d'excitation de la source sont pris en compte : un réglage à 5 de l'amplificateur et un réglage à 7. La comparaison des écarts intra-calibration permet d'évaluer la variance des résultats obtenus au sein d'une série de mesures réalisée sans prendre en considération l'influence de la phase de calibration du capteur. Ici, 5 mesures d'impédance ont été réalisées à chaque recalibration du capteur. 4 recalibrations ont été réalisées à un réglage de 5 de l'amplification lors des mesures et 3 recalibrations à un réglage de 7. Des valeurs des amplitudes $Z_{i,j,k}$ et fréquences $F_{i,j,k}$ des résonances et antirésonances est déduite la variance intra-calibration (d'après [Wonnacott and Wonnacott, 1990]),

$$S_{p_{X_k}}^2 = \frac{1}{J(I-1)} \sum_{j=1}^J \left(\sum_{i=1}^I X_{i,j,k} - \bar{X}_{j,k} \right)^2, \quad (\text{B.2})$$

où k correspond aux modes résonants et antirésonants, dans l'ordre croissant d'apparition sur l'axe des fréquences, détectées pour la mesure i de la calibration j . J correspond au nombre total de calibrations pour lesquels I mesures sont réalisées. La quantité $\bar{X}_{j,k}$ correspond à la moyenne de $X_{i,j,k}$ sur les i . Cette variance intra-calibration revient au calcul de la variance sur un nombre $I * J$ de mesures. Seulement pour des raisons pratiques elles ont été réalisées en plusieurs fois. Elle correspond à la moyenne des variances des résultats obtenus sur chaque série, et ne prend donc pas en compte l'influence de la recalibration du capteur effectuée entre les séries de mesures. L'écart-type relatif sur l'amplitude en pour cent et l'écart sur la fréquence en cents sont déduits de cette variance puis affichés dans la figure B.2.

Annexe B. Protocole expérimental et précision du capteur d'impédance

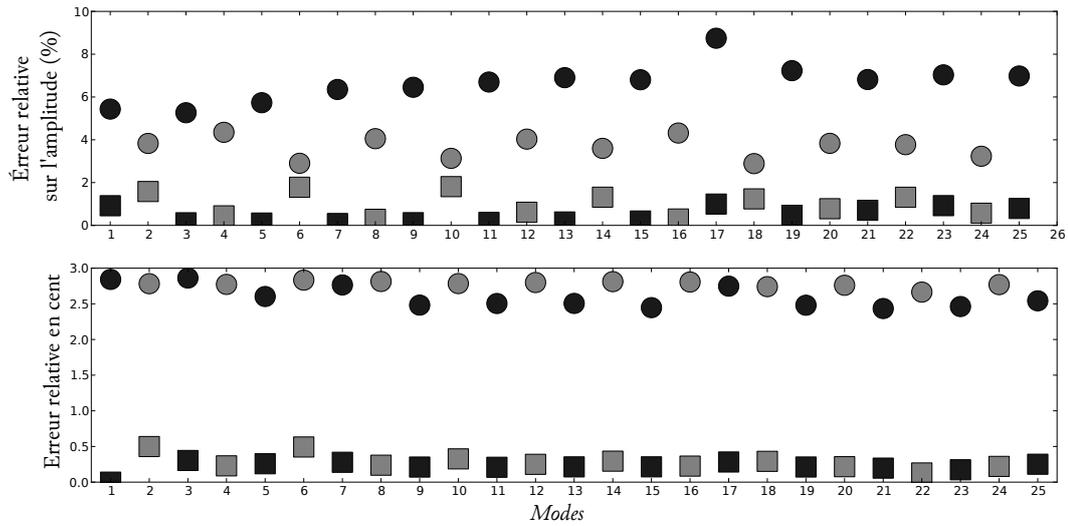


FIGURE B.2: Écarts relatifs intra (carrés) et extra-calibration (ronds). Ces écarts sont représentés sur les amplitudes (en haut) et fréquences (en bas) des 25 premières résonances (en noir) et anti-résonances (en gris).

Les écarts sur les résultats au sein des séries de mesures pour chaque calibration du capteur sont très faibles (autour de 1 % sur l'amplitude et 0.5 cents sur la fréquence) sur toute la bande d'étude, excepté pour les mesures réalisées à une amplification de 5 où ces écarts atteignent presque 4 % sur les premières résonances et antirésonances. D'après ces résultats le niveau d'excitation à privilégier pour les mesures sur le tube correspond à un réglage de 7 de l'amplificateur, et constitue ainsi le meilleur rapport signal sur bruit possible d'atteindre avec l'appareil. A un niveau légèrement au dessus le signal émis par la source se distord et fausse ainsi les mesures. En respectant cela une seule mesure réalisée par calibration partielle est suffisamment représentative de la qualité de cette dernière.

L'influence de la phase de calibration sur les résultats de mesures peut alors être identifiée avec l'étude des écarts inter-calibrations. La variance inter-calibrations s'écrit,

$$S_{\bar{X}_k}^2 = \frac{1}{J-1} \sum_{j=1}^J (\bar{X}_{j,k} - \bar{\bar{X}}_k)^2, \quad (\text{B.3})$$

avec $\bar{X}_{j,k} = X_{i,j,k}$ car une seule mesure par calibration est suffisamment représentative de la qualité de sa réalisation. L'écart-type relatif en pour cent sur les amplitudes et l'écart en cents sur les fréquences des résonances et antirésonances

sont ensuite déduits de (B.3) et affichés dans la figure B.2, pour 8 recalibrations du capteur.

La reproductibilité des résultats de mesures du capteur d'impédance et pour ce protocole expérimental est de 8 % (0.7 dB) sur l'amplitude des résonances, de 4 % pour les antirésonances et de 3 cents sur les fréquences. Ceci semble correct dans le cadre d'une étude sur la clarinette.

B.3 Biais de mesure

À partir des précédents résultats de reproductibilité, nous cherchons à présent à vérifier les éventuels biais de mesure par rapport à une référence théorique (cf. [\(2.9\)](#) avec une impédance terminale idéale infinie d'un tube fermé). Ensuite, en se basant sur la précision des paramètres géométriques et environnementaux, définie dans les sections précédentes, on estime l'incertitude du modèle d'impédance d'entrée de ce tube fermé. L'incertitude sur les fréquences des modes de résonance est légèrement plus importante en basse fréquence à cause de la dispersion, mais ne dépasse pas 5 cents. L'incertitude sur les amplitudes est estimée à 6 %. L'analyse des biais de mesure est alors représentée dans la figure B.3 sur les 25 modes de résonances et d'antirésonances que contient la plage fréquentielle d'analyse (< 3000 Hz). Le premier mode d'antirésonance est écarté de l'analyse car il est situé à trop basse fréquence ($\simeq 75$ Hz) dans la bande bruitée du dispositif. On remarque alors un biais en fréquence sur le second mode (résonant) d'environ -15 cents, pour une fréquence de 150 Hz environ. Ce biais disparaît sur le reste de la plage d'analyse pour se confondre dans l'incertitude des modèles. L'analyse des amplitudes de chaque mode ne montre pas de biais particulier.

Annexe B. Protocole expérimental et précision du capteur d'impédance

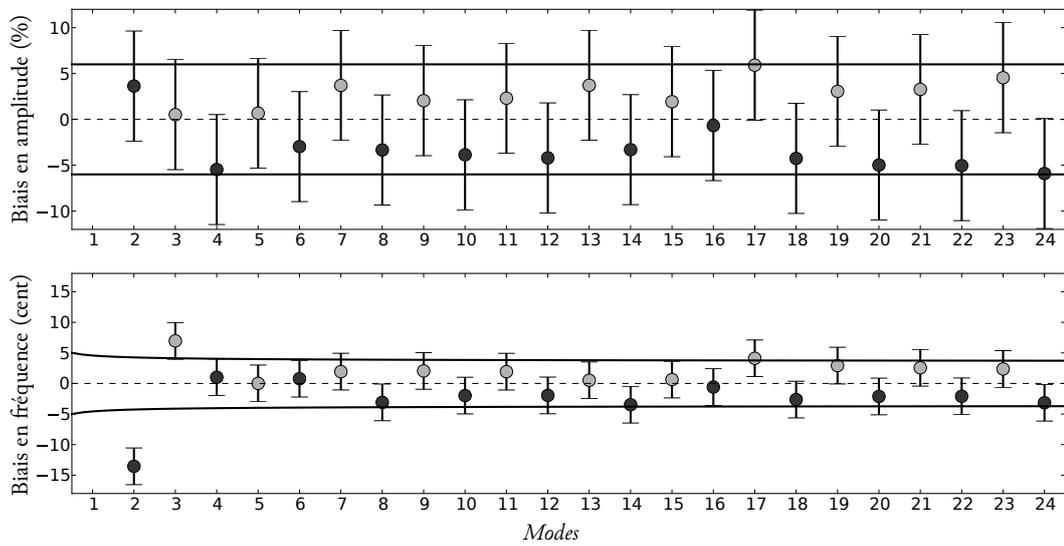


FIGURE B.3: Analyse du biais expérimental comparée à l'incertitude des modèles d'impédance d'entrée pour les 25 modes de vibrations du tube fermé à son extrémité. Le capteur semble alors présenter un biais fréquentiel en basse fréquence en dessous de 200 Hz d'environ -15 cents.

Tablature des doigtés de la clarinette

TABLATURE CHROMATIQUE DE LA CLARINETTE

12 : Clé de registre activée

● : Clé ou position activée

○ : Clé ou position désactivée

* : Doigté principal

E_2 : Nom de la note écrite pour l'instrument
146,8Hz et sa fréquence associée (en gras pour les notes des deux registres complets).

□ : doigté encadré préféré au doigté principal car joue sur le second registre

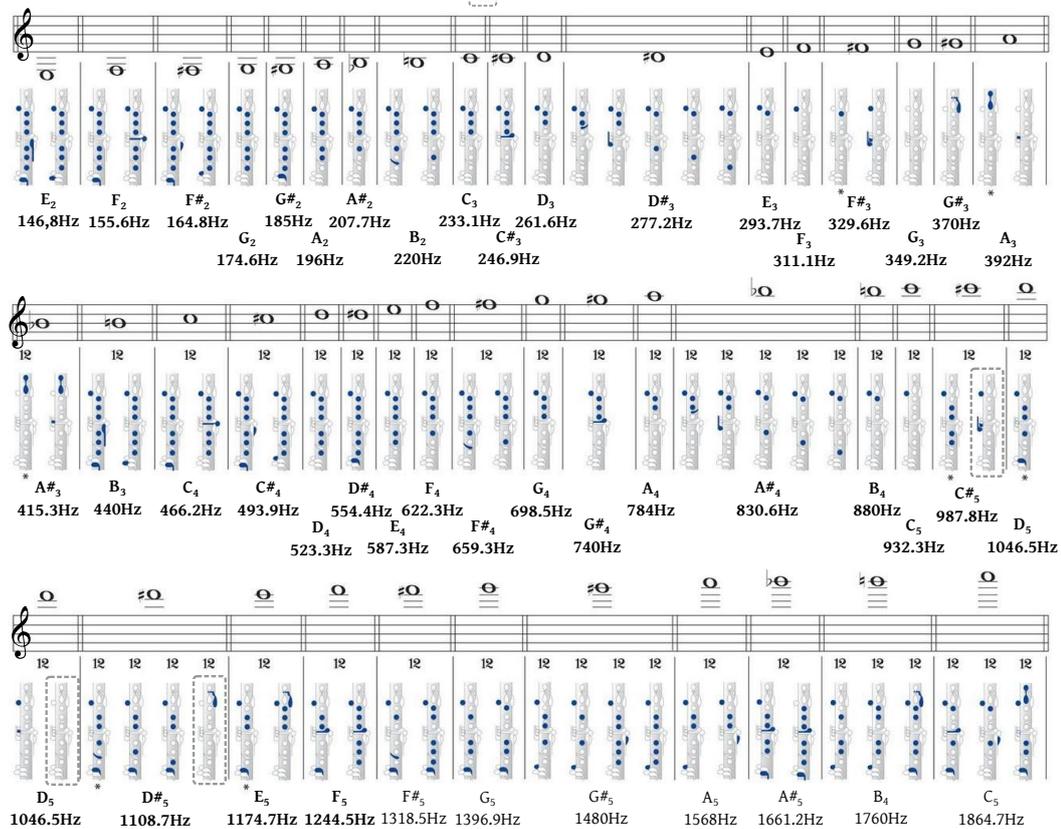


FIGURE C.1: Tablature chromatique des doigtés de la clarinette soprano de type Boehm, dite "clarinette française". Les notes écrites en gras correspondent aux doigtés maximums pouvant être joués sur les deux premiers registres seulement. Les doigtés alternatifs en encadrés ont été préférés aux doigtés principaux qui utilisent déjà le troisième registre.

Quelques exemples de tablatures logiques

D.1 Tablature logique à second registre minimal

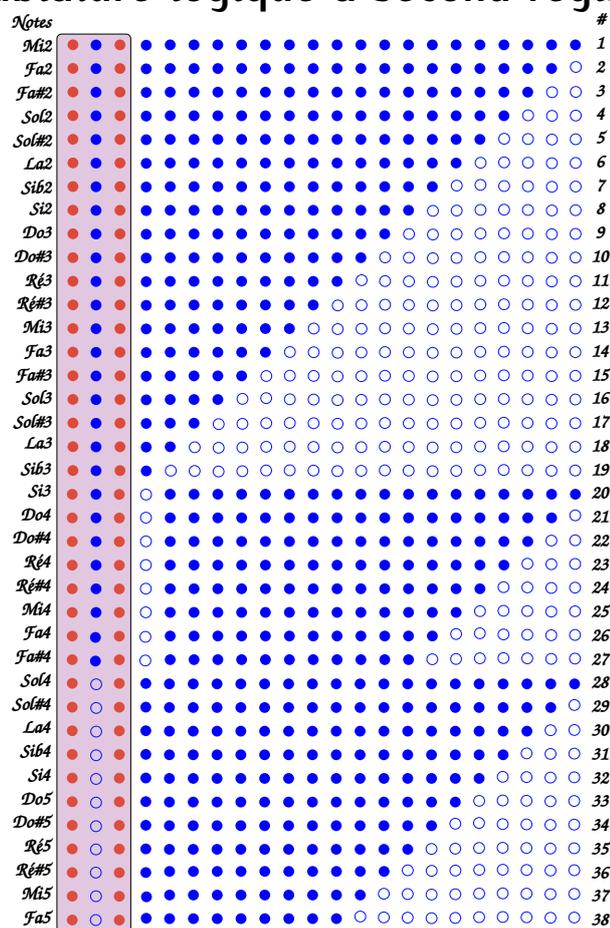


FIGURE D.1: Exemple de tablature logique avec un second registre minimal. Tous les trous de notes sont bouchés à partir du G_4 qui correspond au troisième pic d'impédance de la note la plus grave du premier registre E_2 . Le système Mazzeo utilise une clé de 17^{ème} où le trou de registre correspondant est situé dans le barillet (comme dans cet exemple).

D.2 Tablature logique avec recouvrement des registres

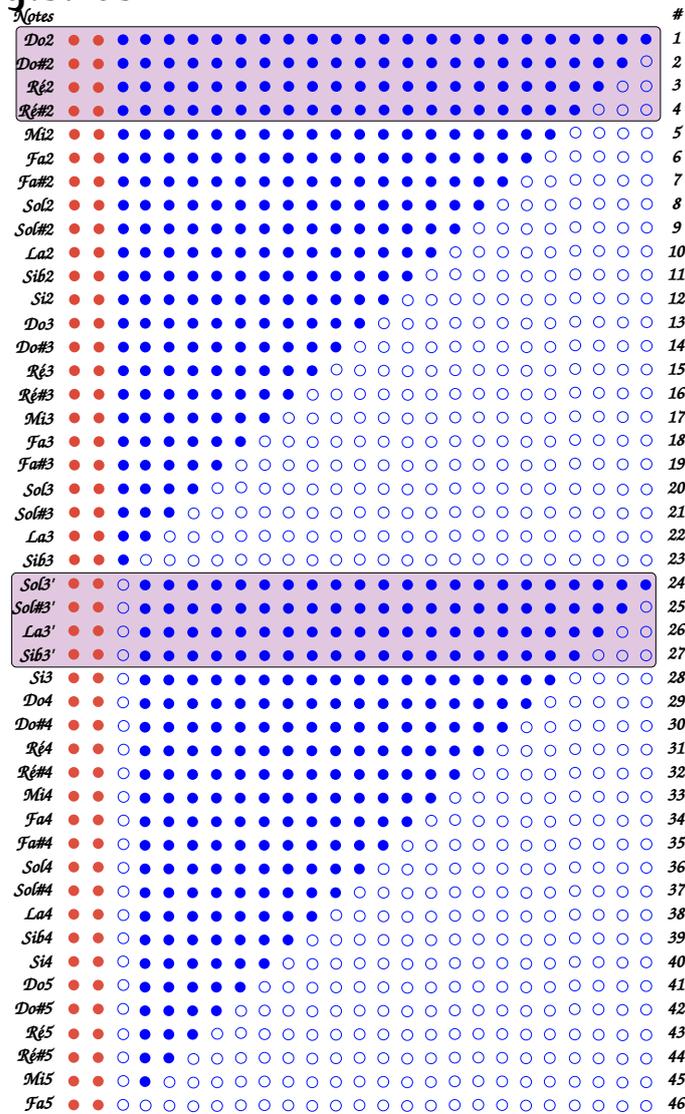


FIGURE D.2: Exemple de tablature logique avec doigté de recouvrement (inspiré du saxophone). Des trous et doigtés supplémentaires sont ajoutés afin d'étendre le registre vers le grave (sur le saxophone l'extension du registre est dans les deux sens). Ceci permet d'obtenir deux doigtés équivalents pour la même note lorsque l'on passe dans le second registre. L'intérêt acoustique de ce type de tablature resterait à démontrer, cependant un tel registre accompagné d'un cléage adéquat fournit une amélioration de l'ergonomie en donnant deux possibilités pour une note possible.

Un essai de prototype avec clétage Boehm simplifié

Plan CAO du prototype



FIGURE D.4: Exemple de plan de réalisation du clétage Boehm simplifié appliqué à une géométrie issue de l'optimisation. A noter que le plan, ici n'est pas complet car il manque encore les leviers du petit doigt de la main gauche.

Bibliographie

- [Atig, 2004] Atig, M. (2004). *Non-linéarité acoustique localisée à l'extrémité ouverte d'un tube. Mesure, modélisation et application aux instruments à vent*. PhD thesis, Université du Maine. 46
- [Atig et al., 2004] Atig, M., Dalmont, J.-P., and Gilbert, J. (2004). Saturation mechanism in clarinet-like instruments, the effect of the localised non-linear losses. *Applied Acoustics*, 65(12) :1133–1154. 46, 74
- [Avanzini and Rocchesso, 2002] Avanzini, F. and Rocchesso, D. (2002). Efficiency, accuracy, and stability issues in discrete-time simulations of single reed wind instruments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(5) :2293–2301. 69
- [Avanzini and van Walstijn, 2004] Avanzini, F. and van Walstijn, M. (2004). Modelling the mechanical response of the reed-mouthpiece-lip system of a clarinet. part i. a one-dimensional distributed model. *Acta Acustica united with Acustica*, 90(3) :537–547. 65, 70, 120
- [Baermann, 1864] Baermann, C. (1864). *Vollständige clarinett-schule*. Frankfurt/Offenbach (1864-1875). 24
- [Barthet et al., 2010] Barthet, M., Guillemain, P., Kronland-Martinet, R., and Ystad, S. (2010). From clarinet control to timbre perception. *Acta Acustica united with Acustica*, 96(4) :678–689. 63
- [Benade and Keefe, 1996] Benade, A. and Keefe, D. (1996). The physics of a new clarinet design. *The Galpin Society Journal*, 49 :113–142. 27, 66
- [Benade and Kouzoupis, 1988] Benade, A. and Kouzoupis, S. (1988). The clarinet spectrum : Theory and experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83 :292. 66

Bibliographie

- [Benade, 1960] Benade, A. H. (1960). On the mathematical theory of woodwind finger holes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 32(12) :1591–1608. 28, 53
- [Benade, 2012] Benade, A. H. (2012). *Fundamentals of Musical Acoustics : Second edition*. Dover Books on Music. 54, 109
- [Benade and Murday, 1967] Benade, A. H. and Murday, J. (1967). Measured end corrections for woodwind tone-holes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 41(6) :1609–1609. 42
- [Bergeot et al., 2013] Bergeot, B., Almeida, A., Vergez, C., and Gazengel, B. (2013). Prediction of the dynamic oscillation threshold in a clarinet model with a linearly increasing blowing pressure. *Nonlinear Dynamics*, 73(1-2) :521–534. 73
- [Bodén and Åbom, 1986] Bodén, H. and Åbom, M. (1986). Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 79(2) :541–549. 48
- [Boutillon, 1991] Boutillon, X. (1991). Analytical investigation of the flattening effect : the reactive power balance rule. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90 :754. 71
- [Bruneau, 1998] Bruneau, M. (1998). *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes. 34, 57
- [Byrd et al., 1999] Byrd, R. H., Hribar, M. E., and Nocedal, J. (1999). An interior point algorithm for large-scale nonlinear programming. *SIAM Journal on Optimization*, 9(4) :877–900. 95
- [Caussé et al., 1984] Caussé, R., Kergomard, J., and Lurton, X. (1984). Input impedance of brass musical instruments – comparison between experiment and numerical models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75 :241. 32
- [Chaigne and Kergomard, 2008] Chaigne, A. and Kergomard, J. (Belin, 2008). *Acoustique des instruments de musique*. 33, 35, 37
- [Coltman, 1979] Coltman, J. W. (1979). Acoustical analysis of the boehm flute. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 65(2) :499–506. 34
- [Coyle et al., 2015] Coyle, W., Kergomard, J., Guillemain, P., and Dalmont, J.-P. (2015). Predicting playing frequencies for clarinets : a comparison between numerical simulations and simplified analytical formulas. *Submitted to The Journal of the Acoustical Society of America*. 70

- [Coyle et al., 2014] Coyle, W. L., Kergomard, J., and Guillemain, P. (2014). Clarinet playing frequency predictions : Comparison between analytic and numerical simulations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(4) :2184–2184. 170
- [da Silva et al., 2012] da Silva, A. R., Mareze, P. H., and Lenzi, A. (2012). Approximate expressions for the reflection coefficient of ducts terminated by circular flanges. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 34(2) :219–224. 42
- [da Silva et al., 2007] da Silva, A. R., Scavone, G. P., and van Walstijn, M. (2007). Numerical simulations of fluid–structure interactions in single-reed mouthpieces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(3) :1798–1809. 67
- [Dalmont et al., 1995] Dalmont, J., Gazengel, B., Gilbert, J., and Kergomard, J. (1995). Some aspects of tuning and clean intonation in reed instruments. *Applied acoustics*, 46(1) :19–60. 39, 62, 68, 72, 79, 112
- [Dalmont et al., 2001] Dalmont, J., Nederveen, C., and Joly, N. (2001). Radiation impedance of tubes with different flanges : Numerical and experimental investigations. *Journal of sound and vibration*, 244(3) :505–534. 41, 42
- [Dalmont and Frappe, 2007] Dalmont, J.-P. and Frappe, C. (2007). Oscillation and extinction thresholds of the clarinet : Comparison of analytical results and experiments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(2) :1173–1179. 72, 74, 75, 76
- [Dalmont et al., 2005] Dalmont, J.-P., Gilbert, J., Kergomard, J., and Ollivier, S. (2005). An analytical prediction of the oscillation and extinction thresholds of a clarinet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(5) :3294–3305. 72, 74
- [Dalmont et al., 2003] Dalmont, J.-P., Gilbert, J., and Ollivier, S. (2003). Nonlinear characteristics of single-reed instruments : Quasistatic volume flow and reed opening measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(4) :2253–2262. 66, 67, 68
- [Dalmont et al., 2002] Dalmont, J.-P., Nederveen, C. J., Dubos, V., Ollivier, S., Meserette, V., and te Sligte, E. (2002). Experimental determination of the equivalent circuit of an open side hole : linear and non linear behaviour. *Acustica united with, Acta Acustica*, 88(4) :567–575. 48, 51, 53, 56, 127

Bibliographie

- [Debut et al., 2005] Debut, V., Kergomard, J., and Laloë, F. (2005). Analysis and optimisation of the tuning of the twelfths for a clarinet resonator. *Applied Acoustics*, 66(4) :365–409. 29, 39, 50, 71, 81, 84, 109
- [Dickens et al., 2007] Dickens, P. A. et al. (2007). *Flute acoustics : measurements, modelling and design*. PhD thesis, PhD Thesis, University of New South Wales. 49
- [Disselhorst and Wijngaarden, 1980] Disselhorst, J. and Wijngaarden, L. V. (1980). Flow in the exit of open pipes during acoustic resonance. *Journal of Fluid Mechanics*, 99(02) :293–319. 45, 46
- [Doc and Vergez, 2015] Doc, J.-B. and Vergez, C. (2015). Oscillation regimes produced by an alto saxophone : Influence of the control parameters and the bore inharmonicity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(4) :1756–1765. 80
- [Doc et al., 2014] Doc, J.-B., Vergez, C., and Missoum, S. (2014). A minimal model of a single-reed instrument producing quasi-periodic sounds. *Acta Acustica united with Acustica*, 100(3) :543–554. 39
- [Dubos et al., 1999] Dubos, V., Kergomard, J., Khettabi, A., Dalmont, J., Keefe, D., and Nederveen, C. (1999). Theory of sound propagation in a duct with a branched tube using modal decomposition. *Acta Acustica united with Acustica*, 85(2) :153–169. 47
- [Eveno, 2012] Eveno, P. (2012). *L'impédance d'entrée pour l'aide à la facture des instruments de musique à vent : mesures, modèles et lien avec les fréquences de jeu*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI. 33, 42, 49
- [Eveno et al., 2012] Eveno, P., Curtit, M., Dalmont, J.-P., and Caussé, R. (2012). The acoustical effect of the pad resonator in the saxophone. In *Acoustics 2012*. 23
- [Ferrand and Vergez, 2008] Ferrand, D. and Vergez, C. (2008). Blowing machine for wind musical instrument : toward a real-time control of the blowing pressure. *Control and Automation, 2008 16th Mediterranean Conference on*, pages 1562–1567. 73, 161
- [Fletcher, 1978] Fletcher, N. (1978). Mode locking in nonlinearly excited inharmonic musical oscillators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 64(6) :1566–1569. 80

- [Fox, 2010] Fox, S. (2010). The design and construction of bohlen–pierce clarinets and other wind instruments, available at. [The Bohlen pierce symposium website](#). 62
- [Fritz and Wolfe, 2005] Fritz, C. and Wolfe, J. (2005). How do clarinet players adjust the resonances of their vocal tracts for different playing effects? *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118(5) :3306–3315. 174
- [Fuks, 1996] Fuks, L. (1996). Prediction of pitch effects from measured co2 content variations in wind instrument playing. *KTH, TMH-QPSR*, 4(1996) :37–43. 34, 59
- [Gazengel et al., 2007] Gazengel, B., Guimezanes, T., Dalmont, J.-P., Doc, J. B., Fagart, S., and Léveillé, Y. (2007). Experimental investigation of the influence of the mechanical characteristics of the lip on the vibrations of the single reed. In *Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics, Barcelona, Spain*. 65
- [Gilbert et al., 2010] Gilbert, J., Libouban, L., and Dalmont, J.-P. (2010). La clarinette cuivre-t-elle ? pertinence de la prise en compte des phénomènes de propagation non-linéaire pour la modélisation de la clarinette. In *10ème Congrès Français d'Acoustique*. 58
- [Gilbert et al., 2006] Gilbert, J., Ruiz, L. L., and Gougeon, S. (2006). Influence de la température sur la justesse d'un instrumenta vent. In *Proceedings of Congrès Français d'Acoustique 2006, Tours*. 59, 135
- [Grand et al., 1997] Grand, N., Gilbert, J., and Laloë, F. (1997). Oscillation threshold of woodwind instruments. *Acustica*, 83(1) :137–151. 80
- [Guillemain et al., 2005] Guillemain, P., Kergomard, J., and Voinier, T. (2005). Real-time synthesis of clarinet-like instruments using digital impedance models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 118 :483. 69, 121
- [Guillemain and Silva, 2010] Guillemain, P. and Silva, F. (2010). De l'utilisation de la décomposition modale pour la synthèse sonore temps réel : écueils et solutions. In *10ème Congrès Français d'Acoustique*. 69
- [Guilloteau et al., 2015] Guilloteau, A., Guillemain, P., Kergomard, J., and Jousserand, M. (2015). The effect of the size of the opening on the acoustic power radiated by a reed woodwind instrument. *Journal of Sound and Vibration*, 343 :166–175. 43

Bibliographie

- [Hartmann, 1996] Hartmann, W. M. (1996). Pitch, periodicity, and auditory organization. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(6) :3491–3502. 62
- [Hirschberg, 1995] Hirschberg, A. (1995). *Mechanics of musical instruments; Ed. by A. Hirschberg ea.* Springer Wien. 57
- [Hirschberg et al., 1996] Hirschberg, A., Gilbert, J., Msallam, R., and Wijnands, A. (1996). Shock waves in trombones. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(3) :1754–1758. 57
- [Hirschberg et al., 1990] Hirschberg, A., Van de Laar, R., Marrou-Maurieres, J., Wijnands, A., Dane, H., Kruijswijk, S., and Houtsma, A. (1990). A quasi-stationary model of air flow in the reed channel of single-reed woodwind instruments. *Acta Acustica united with Acustica*, 70(2) :146–154. 66, 67
- [Hoeprich, 1981] Hoeprich, T. E. (1981). A three-key clarinet by jc denner. *The Galpin Society Journal*, pages 21–32. 19, 20, 21
- [Horn et al., 1994] Horn, J., Nafpliotis, N., and Goldberg, D. E. (1994). A niched pareto genetic algorithm for multiobjective optimization. In *Evolutionary Computation, 1994. IEEE World Congress on Computational Intelligence., Proceedings of the First IEEE Conference on*, pages 82–87. Ieee. 100
- [Hélie, 2002] Hélie, T. (2002). *Modélisation physique d'instruments de musique en systèmes dynamiques et inversion.* PhD thesis, Université Paris Sud. 32, 37
- [Hélie, 2003] Hélie, T. (2003). Unidimensional models of acoustic propagation in axisymmetric waveguides. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 114(5) :2633–2647. 37
- [Hélie et al., 2014] Hélie, T., Gandolfi, G., and Hézard, T. (2014). Estimation paramétrique de la géométrie de la perce d'un instrument à vent à partir de la mesure de son impédance acoustique d'entrée. In *Congrès Français d'Acoustique*, pages 1–7. 137, 138
- [Ingard and Ising, 1967] Ingard, U. and Ising, H. (1967). Acoustic nonlinearity of an orifice. *The journal of the Acoustical Society of America*, 42 :6–17. 74
- [Karkar et al., 2012] Karkar, S., Vergez, C., and Cochelin, B. (2012). Oscillation threshold of a clarinet model : A numerical continuation approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(1) :698–707. 68, 80

- [Keefe, 1983] Keefe, D. H. (1983). Acoustic streaming, dimensional analysis of nonlinearities, and tone hole mutual interactions in woodwinds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 73(5) :1804–1820. 86
- [Keefe, 1990] Keefe, D. H. (1990). Woodwind air column models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(1) :35–51. 32
- [Kergomard, 1989] Kergomard, J. (1989). Tone hole external interactions in woodwind musical instruments. *Proceedings of the 1989 Congress on Acoustics, Belgrade, 1989*. 55
- [Kergomard and Garcia, 1987] Kergomard, J. and Garcia, A. (1987). Simple discontinuities in acoustic waveguides at low frequencies : critical analysis and formulae. *Journal of sound and vibration*, 114(3) :465–479. 34, 38
- [Kergomard et al.,] Kergomard, J., Moers, E., Dalmont, J.-P., and Guillemain, P. Cutoff frequencies of a clarinet. what is acoustical regularity ? In *Forum Acusticum 2011*, pages 533–538. 54
- [Kergomard et al., 2000] Kergomard, J., Ollivier, S., and Gilbert, J. (2000). Calculation of the spectrum of self-sustained oscillators using a variable truncation method : Application to cylindrical reed instruments. *Acustica united with Acta Acustica*, 86(4) :685–703. 69
- [Kirchhoff, 1868] Kirchhoff, G. (1868). Ueber den einfluss der wärmeleitung in einem gase auf die schallbewegung. *Annalen der Physik*, 210(6) :177–193. 35
- [Lawler and Wood, 1966] Lawler, E. L. and Wood, D. E. (1966). Branch-and-bound methods : A survey. *Operations research*, 14(4) :699–719. 83
- [Le Roux et al., 2008] Le Roux, J., Dalmont, J., and Gazengel, B. (2008). A new impedance tube for large frequency band measurement of absorbing materials. *Proceeding of the Acoustics08 congres*, 123(5) :3119. 55, 183
- [Le Roux and Portier, 2008] Le Roux, J. and Portier, E. (2008). *Capteur d'impédance, manuel d'utilisation*. Centre de Transfert et de Technologie du Mans. 183
- [Lefebvre and Scavone, 2012] Lefebvre, A. and Scavone, G. P. (2012). Characterization of woodwind instrument toneholes with the finite element method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(4) :3153–3163. 42, 47, 50, 118

Bibliographie

- [Lefebvre et al., 2013] Lefebvre, A., Scavone, G. P., and Kergomard, J. (2013). External tonehole interactions in woodwind instruments. *Acta Acustica united with Acustica*, 99(6) :975–985. 54, 55, 56
- [Levine and Schwinger, 1948] Levine, H. and Schwinger, J. (1948). On the radiation of sound from an unflanged circular pipe. *Physical Review*, 73(4) :383–406. 40
- [MacDonald, 2009] MacDonald, R. (2009). *Study of the undercutting of woodwind toneholes using particle image velocimetry*. PhD thesis, The University of Edinburgh. 48, 51, 52
- [Mahillon, 1874] Mahillon, V. C. (1874). *Éléments d'acoustique musicale & instrumentale : comprenant l'examen de la construction théorique de tous les instruments de musique en usage dans l'orchestration moderne*. Mahillon. 11
- [Marandas et al., 1994] Marandas, E., Gibiat, V., Besnainou, C., and Grand, N. (1994). Caractérisation mécanique des anches simples d'instruments à vent. *Le Journal de Physique IV*, 4(C5) :C5–633. 64
- [Mathews and Pierce, 1989] Mathews, M. V. and Pierce, J. R. (1989). The bohlen-pierce scale. In *Current directions in computer music research*, pages 165–173. MIT Press. 62
- [Mathews et al., 1988] Mathews, M. V., Pierce, J. R., Reeves, A., and Roberts, L. A. (1988). Theoretical and experimental explorations of the bohlen-pierce scale. *The journal of the Acoustical Society of America*, 84(4) :1214–1222. 62
- [Menguy and Gilbert, 2000] Menguy, L. and Gilbert, J. (2000). Weakly nonlinear gas oscillations in air-filled tubes; solutions and experiments. *Acta Acustica united with Acta Acustica*, 86(5) :798–810. 57
- [Moers and Kergomard, 2011] Moers, E. and Kergomard, J. (2011). On the cutoff frequency of clarinet-like instruments. geometrical versus acoustical regularity. *Acta Acustica united with Acustica*, 97(6) :984–996. 53, 54, 84, 120
- [Muller, 1825] Muller, I. (1825). *Anweisung zu der neuen Clarinette und der Clarinette-Alto*. Hofmeister Verlag, Leipzig. 23
- [Nederveen, 1964] Nederveen, C. (1964). Calculations on location and dimensions of holes in a clarinet. *Acta Acustica united with Acustica*, 14(4) :227–234. 127
- [Nederveen et al., 1998] Nederveen, C., Jansen, J., and Van Hassel, R. (1998). Corrections for woodwind tone-hole calculations. *Acta Acustica united with Acustica*, 84(5) :957–966. 13, 28, 42, 47, 49

- [Nomura et al., 1960] Nomura, Y., Yamamura, I., and Inawashiro, S. (1960). On the acoustic radiation from a flanged circular pipe. *Journal of the Physical Society of Japan*, 15(3) :510–517. 40
- [Noreland, 2013] Noreland, D. (2013). An experimental study of temperature variations inside a clarinet. In *Proceedings of the Stockholm Music Acoustics Conference*. 59
- [Noreland et al., 2013] Noreland, D., Kergomard, J., Laloë, F., Vergez, C., Guillemain, P., and Guilloteau, A. (2013). The logical clarinet : numerical optimization of the geometry of woodwind instruments. *Acta Acustica united with Acustica*, 99(4) :615–628. 13, 29, 79, 84, 92
- [Norris and Sheng, 1989] Norris, A. and Sheng, I. (1989). Acoustic radiation from a circular pipe with an infinite flange. *Journal of Sound and Vibration*, 135(1) :85–93. 40
- [Obataya and Norimoto, 1999] Obataya, E. and Norimoto, M. (1999). Acoustic properties of a reed (*arundo donax* L.) used for the vibrating plate of a clarinet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(2) :1106–1110. 64
- [Ollivier et al., 2005] Ollivier, S., Kergomard, J., and Dalmont, J.-P. (2005). Idealized models of reed woodwinds. part ii : On the stability of "two-step" oscillations. *Acta acustica united with acustica*, 91(1) :166–179. 69, 80
- [Papadrakakis et al., 2011] Papadrakakis, M., Stavroulakis, G., and Karatarakis, A. (2011). A new era in scientific computing : Domain decomposition methods in hybrid cpu–gpu architectures. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 200(13) :1490–1508. 98
- [Pierce et al., 1981] Pierce, A. D. et al. (1981). *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications*. McGraw-Hill New York. 33
- [Silva et al., 2008] Silva, F., Kergomard, J., Vergez, C., and Gilbert, J. (2008). Interaction of reed and acoustic resonator in clarinetlike systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(5) :3284–3295. 69
- [Silva et al., 2014] Silva, F., Vergez, C., Guillemain, P., Kergomard, J., and Debut, V. (2014). Moreesc : a framework for the simulation and analysis of sound production in reed and brass instruments. *Acta Acustica united with Acustica*, 100(1) :126–138. 120

Bibliographie

- [Stewart and Strong, 1980] Stewart, S. E. and Strong, W. J. (1980). Functional model of a simplified clarinet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(1) :109–120. 65
- [Taillard and Kergomard, 2015] Taillard, P.-A. and Kergomard, J. (2015). An analytical prediction of the bifurcation scheme of a clarinet-like instrument : Effects of resonator losses. *Acta Acustica united with Acustica*, 101(2) :279–291. 74, 75
- [Taillard et al., 2010] Taillard, P.-A., Kergomard, J., and Laloë, F. (2010). Iterated maps for clarinet-like systems. *Nonlinear dynamics*, 62(1–2) :253–271. 68
- [Tijdeman, 1975] Tijdeman, H. (1975). On the propagation of sound waves in cylindrical tubes. *Journal of Sound and Vibration*, 39(1) :1–33. 35
- [Timoshenko, 1937] Timoshenko, S. (1937). *Vibration problems in engineering*. D. Van Nostrand Company, New York. 65
- [van Walstijn and Avanzini, 2007] van Walstijn, M. and Avanzini, F. (2007). Modelling the mechanical response of the reed-mouthpiece-lip system of a clarinet. part ii : A lumped model approximation. *Acta Acustica united with Acustica*, 93(3) :435–446. 65, 66, 67
- [Van Zon et al., 1990] Van Zon, J., Hirschberg, A., Gilbert, J., and Wijnands, A. (1990). Flow through the reed channel of a single reed music instrument. *Le Journal de Physique Colloques*, 51(C2) :C2–821. 67
- [Vanderbei and Shanno, 1999] Vanderbei, R. J. and Shanno, D. F. (1999). An interior-point algorithm for nonconvex nonlinear programming. *Computational Optimization and Applications*, 13(1–3) :231–252. 95
- [Vauthrin, 2012] Vauthrin, C. (2012). *Influence de l'état de surface et des déformations géométriques sur les caractéristiques acoustiques des instruments à vent*. Rapport de stage M2-ATIAM, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI. 35
- [Webster, 1919] Webster, A. G. (1919). Acoustical impedance and the theory of horns and of the phonograph. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 5(7) :275–282. 37
- [Wilson and Beavers, 1974] Wilson, T. A. and Beavers, G. S. (1974). Operating modes of the clarinet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56 :653–658. 65, 66, 69

[Wonnacott and Wonnacott, 1990] Wonnacott, T. and Wonnacott, R. (1990). *Statistique*. Economica. 189

[Worman, 1971] Worman, W. (1971). *Self-Sustained Nonlinear Oscillations of Medium Amplitude in Clarinet-Like Systems*. PhD thesis, Case Western Reserve University. 66

[Zuckerwar, 2002] Zuckerwar, A. J. (2002). *Handbook of the Speed of Sound in Real Gases*, volume 3. Academic Press. 34

[Zwikker and Kosten, 1949] Zwikker, C. and Kosten, C. (1949). *Sound absorbing materials, Chap.7*. Elsevier, Amsterdam. 35

Résumé/Abstract

Résumé

Le processus de conception des instruments à anche simple, élaboré au fil des siècles par les facteurs, est essentiellement basé sur des lois de comportement empiriques qui résultent de l'arbitrage des clarinettes. Leurs critères subjectifs d'appréciation semblent être aussi bien alimentés par des descripteurs acoustiques (fréquence de jeu, spectre perçu, dynamique) que par l'aisance dans leur contrôle. Les connaissances actuelles en propagation guidée dans les réseaux de trous latéraux, offrent une base nécessaire à la prédiction du comportement acoustique linéaire du résonateur de l'instrument. Nous cherchons, à l'aide de ceux-ci, à proposer une méthode d'optimisation géométrique (positions et dimensions des trous latéraux) afin d'atteindre une retranscription objective, la plus proche possible, des critères d'appréciation du musicien. L'heuristique suivie au cours de cette étude vise à affiner les modèles de comportement ainsi que la construction des critères objectifs d'appréciation à l'issue de chaque réalisation d'un prototype de clarinette jusqu'à leur validation expérimentale. Avec l'aide d'un facteur d'instrument, deux prototypes ont été réalisés et nous exposerons les avantages et inconvénients des procédures d'optimisation appliquées à chacun d'eux. **Mots clés** : conception optimale, acoustique de la clarinette, facture instrumentale, optimisation non linéaire sous contrainte, contrôle de l'intonation et facilité de jeu, rayonnement et propagation acoustique des réseaux de trous latéraux.

Abstract

Single reed instruments conception process developed by instrument makers, is essentially based on empirical laws obtained from their interaction with musicians. Some of the subjective criteria seems to be defined by both acoustic descriptors (like playing frequency, radiating spectrum and musical dynamics for exemple) and the ease of their control. Present knowledges in guided wave propagation in tone hole lattice are a necessary background to explain linear behavior of the clarinet. We aim to develop an optimisation method for clarinet geometrical variables in a way to reach the best objective translation of the clarinetists appraisal criteria. Then, the followed heuristic in this study consist in the enhancement of the acoustic behavior laws in parallel with the development of objective criteria after each logical clarinet making, until their experimental validation. The collaborative work with an instrument maker, helps us to make 2 prototypes with each specific procedure depicted in this document. **Keywords** : optimal design, clarinet acoustics, instrument making, constrained nonlinear optimization, tuning control and ease of play, guided wave propagation with localized elements, acoustic radiation.