

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :

MÉCANIQUE ET ACOUSTIQUE

présentée

par M. **Laurent MILLOT**

pour obtenir le grade de **DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6**

Sujet de la thèse :

ÉTUDE DES INSTABILITÉS DES VALVES :

APPLICATION À L'HARMONICA DIATONIQUE

soutenue le 02/12/99

devant le jury composé de :

M. André Zarembowitch	Président
M. Jean-Louis Guyader	Rapporteur
M. Jean Kergomard	Rapporteur
M. Joël Gilbert	Examineur
M. Nacer Hamzaoui	Examineur
M. Abraham Hirschberg	Examineur
M. Claude Valette	Examineur

Remerciements

Cette étude n'aurait jamais pu voir le jour sans l'attribution d'une bourse MENRT dans le cadre du DEA d'Acoustique Traitement du Signal et Informatique Appliqués à la Musique (ATIAM) par M. Jean-Claude Risset. Ce travail a été l'occasion de riches discussions avec de nombreux interlocuteurs qui ont à chaque fois manifesté de l'intérêt pour l'étude de l'harmonica diatonique. Je tiens par conséquent à exprimer toute ma gratitude à l'ensemble des personnes qui ont permis que cette étude existe sous la forme que j'ai désirée :

MM. Jean Kergomard et Jean-Louis Guyader qui ont bien voulu accepter de juger ce travail et d'en être les rapporteurs ;

M. Abraham Hirschberg pour l'aide apportée concernant l'élaboration du modèle et pour avoir bien voulu être membre du Jury ;

MM. André Zarembowitch, Nacer Hamzaoui et Joël Gilbert pour avoir accepté de faire partie du Jury ;

Joël Hanriot qui est venu souffler à chaque fois avec entrain dans des harmonicas martyrisés pour les besoins de nos expériences et donc sonnait faux ;

Claude Valette, mon directeur, pour m'avoir permis d'entreprendre une thèse au Laboratoire d'Acoustique Musicale, pour m'avoir donné l'occasion de dispenser des cours à l'École Nationale Supérieure Louis Lumière et pour m'avoir accordé sa confiance ;

Christian Cuesta pour le temps consacré en ma compagnie à la conception, la réalisation, puis l'utilisation des montages expérimentaux et ainsi que pour ses précieux conseils concernant les problèmes informatiques ;

M. Shinji Maeda qui a bien voulu me consacrer du temps et qui m'a si gentiment procuré des articles et des programmes ;

M. Vincent Gibiat qui m'a permis d'utiliser sa balance modifiée pour la calibration des anches et qui a fait réaliser un pointeau spécial pour les anches d'harmonica ;

Michel Pietermann pour les discussions à l'occasion du Quatrième Congrès de la Société Française d'Acoustique puis par emails sur la production des fricatives ainsi que pour m'avoir communiqué les noms des personnes travaillant sur ces problèmes ;

Pierre-Yves Lagrée pour les discussions sur les problèmes d'écoulement au voisinage d'une anche ou dans une conduite cylindrique pouvant se déformer localement ;

toute l'équipe du Laboratoire d'Acoustique Musicale qui m'a offert de passer ces trois années dans une ambiance joyeuse et folklorique, et qui m'a fait découvrir la multitude des domaines de l'Acoustique Musicale ;

mes parents et ma grand-mère sans qui ce travail n'aurait pu être possible ;

Annie pour son soutien actif de tous les instants et pour sa grande patience face à ma très faible disponibilité ;

enfin, l'ensemble de mes amis qui ont contribué à rendre encore plus folles ces trois dernières années : musiciens, danseurs et danseuses, les Poupettes, les petits PGs, Delphine et Stéphanie, ainsi que la Famille 1 pour ses encouragements nombreux bien qu'humoristiques.

Table des symboles principaux utilisés dans le manuscrit

α	coefficient de <i>vena contracta</i>
α_0	coefficient d'amortissement global pour le son
β_n	niveau relatif de l'amplitude des oscillations de l'anche n par rapport à h_{n0}
$B_b(t)$	bruit blanc d'amplitude unité
B_{rn}	largeur de l'anche n
c_0	vitesse moyenne de l'air (340 m.s^{-1})
$\Delta\phi_n$	différence de potentiels des vitesses entre l'entrée et la sortie de l'élément n
Δp_4	différence de pression entre l'amont et l'aval de l'anche
Δp_{40}	surpression moyenne amont/aval
$\Delta p'_4$	surpression acoustique amont/aval
ΔP_4	amplitude de la surpression acoustique amont/aval
$\Delta p_{\text{closing}}$	surpression amont/aval de fermeture
Δp_r	surpression amont/aval réduite
Δp_{r0}	surpression moyenne amont/aval réduite
Δp_s	surpression minimale de seuil
η	partie réelle de $j\omega$
E	module d'Young du matériau
e_{rn}	épaisseur de l'anche n
e_s	épaisseur des plaques supportant les anches
f_{jeu}	fréquence de jeu de la note produite
f_{rn}	fréquence propre de l'anche n (pincée)
f_s	fréquence de seuil
h_n	déplacement de l'extrémité libre de l'anche n
h'_n	oscillations acoustiques de l'anche n autour de l'ouverture moyenne
H_n	amplitude des oscillations acoustiques de l'anche n
h_{n0}	ouverture moyenne en cours de jeu de l'anche n
h_{n00}	offset de l'anche n
$h_{n,\text{per}}$	ouverture de l'anche n en régime permanent
H_t	fonction de transfert du filtre équivalent à l'harmonica
I_n	moment quadratique transversal de l'anche n
$\text{Im}(A)$	partie imaginaire de la quantité A
j	nombre imaginaire pur ($\sqrt{-1}$)
$K_{cal,n}$	raideur en bout d'anche déterminée par calibration
K_n	raideur équivalente de l'anche n
L_n	longueur de l'élément n
L_{rn}	longueur de l'anche n
M_n	masse équivalente de l'anche n
$Mach_n$	nombre de Mach pour l'élément n
ν	fréquence de jeu réduite
ν_s	fréquence de seuil réduite
ω	pulsation variable
p_{atm}	pression atmosphérique moyenne de l'air (100 kPa)
p_n	pression dans l'élément n
p_{n0}	pression moyenne dans l'élément n
p'_n	pression acoustique dans l'élément n

Table des symboles principaux utilisés dans le manuscrit

p_{ref}	pression de référence (20 μ Pa)
Φ_h	flux volumique total sortant de l'instrument
Φ_{h0}	flux volumique moyen total sortant de l'instrument
Φ'_h	flux volumique acoustique total sortant de l'instrument
Φ_{hn}	flux volumique sortant par l'anche n
Φ_{hn0}	flux volumique moyen sortant par l'anche n
Φ'_{hn}	flux volumique acoustique sortant par l'anche n
Φ_p	flux volumique total entrant dans l'instrument
Q_n	coefficient de qualité de l'anche n
Q_{voy}	coefficient de qualité du son
R_n	coefficient de perte équivalent de l'anche n
$Re(A)$	partie réelle de la quantité A
ρ_0	masse volumique moyenne de l'air (1,3 kg.m ⁻³)
ρ_n	masse volumique de l'air dans l'élément n
ρ_{n0}	masse volumique moyenne de l'air dans l'élément n
ρ'_n	masse volumique acoustique de l'air dans l'élément n
S_n	aire de l'élément n
s_n	sensibilité de l'anche n
S_r	surface utile de l'anche
S_t	nombre de Strouhal pour l'élément 4
S_{t51}	nombre de Strouhal au travers de l'anche 1
S_{t52}	nombre de Strouhal au travers de l'anche 2
son(t)	expression du son de synthèse
T_{deb}	transitoire d'attaque du son
T_{fin}	transitoire de fin du son
t_{fin}	instant où le transitoire de fin commence
t_{total}	temps total de la durée du son 2
u_n	vitesse dans l'élément n
u_{n0}	vitesse moyenne dans l'élément n
u'_n	vitesse acoustique dans l'élément n
V_n	volume de l'élément n
V_{ser}	volume de la seringue
W	périmètre d'échappement de l'air entre l'anche et son support
x	position de la constriction palatale
Y_e	admittance équivalente pour les deux anches
Y_{en}	admittance équivalente pour l'anche n
Y_{vt}	admittance du conduit vocal
ζ_n	amplitude relative du bruit blanc par rapport à h_{n0}
Z_{vt}	impédance du conduit vocal

Table des matières

Introduction générale	9
I Description de l’harmonica diatonique et de ses possibilités musicales	13
1.1 Quelques mots sur l’histoire de l’harmonica	16
1.2 Description de l’harmonica diatonique	17
1.2.1 Harmonicas chromatiques et diatoniques	17
1.2.2 Les différents organes constituant un harmonica diatonique	18
1.3 Possibilités musicales de l’harmonica diatonique	22
1.3.1 Modes de base	22
1.3.2 Le bend ou l’altération	23
1.3.3 Overblows et overdraws	26
1.3.4 Harmonicas diatonique ou chromatique?	27
1.4 Conclusions	31
II Expérimentations sur l’harmonica diatonique	33
2.1 Dispositif expérimental	36
2.1.1 Introduction	36
2.1.2 Réalisation	36
2.1.3 Calibration	41
2.2 Étude expérimentale du fonctionnement de l’harmonica	48
2.2.1 Conventions	48
2.2.2 Caractère sinusoïdal du mouvement de l’anche	48
2.2.3 Étude du canal 4	49
2.2.4 Étude du canal 7	63
2.2.5 Cas d’un fonctionnement avec une anche bloquée	65
2.2.6 Remarques sur l’utilisation de jauges	66
2.3 Étude du rôle de la cavité buccale	68
2.3.1 Richesse harmonique de l’harmonica	68
2.3.2 Symétrie soufflé/aspiré	68
2.3.3 Étude du canal 4	69
2.3.4 Étude du canal 3	71
2.3.5 Utilisation d’une cavité buccale artificielle	73
2.3.6 Variation du volume d’une seringue	73
2.4 Particularité des transitoires d’extinction	76
2.5 Conclusions	78

III	Modèle d'harmonica	81
3.1	Hypothèses générales	84
3.1.1	Cadre de l'étude	84
3.1.2	Justification du caractère unidimensionnel du modèle	84
3.1.3	Notations	85
3.2	Équations utilisées liées au fluide	86
3.2.1	Hypothèses	86
3.2.2	Nature de la transformation	86
3.2.3	Relation de Bernoulli dans le cas des tubes étroits	87
3.2.4	Conservation de la masse dans le cas des grands volumes	87
3.3	Modélisation de l'anche	88
3.3.1	Hypothèse de modélisation	88
3.3.2	Déformation initiale de l'anche	89
3.3.3	Classification adoptée	90
3.4	Modélisation du conduit vocal	93
3.4.1	Constats préalables	93
3.4.2	Modélisation préalable	93
3.4.3	Modélisation adoptée finalement	94
3.4.4	Choix de trois paramètres géométriques	95
3.4.5	Détermination des autres paramètres	96
3.5	Modèle de l'harmonica : équations de départ (cas soufflé)	98
3.5.1	Amont de la constriction palatale (1)	98
3.5.2	Constriction palatale (2)	98
3.5.3	Cavité avant (3)	98
3.5.4	Canal lèvres/harmonica (4)	99
3.5.5	Au niveau des anches (5)	99
3.6	Modèle de l'harmonica : équations de départ (cas aspiré)	101
3.7	Détermination de l'équilibre moyen	102
3.7.1	Cas soufflé	102
3.7.2	Cas aspiré	102
3.8	Équations linéarisées autour de la position d'équilibre moyen	103
3.8.1	Cas soufflé	103
3.8.2	Cas aspiré	103
3.9	Conclusions	104
IV	Étude des instabilités de l'équilibre moyen	105
4.1	Résultats des trois méthodes pour le calcul du seuil d'instabilité	108
4.1.1	Méthode de l'équation caractéristique	108
4.1.2	Méthode fondée sur la phase de la surpression amont/aval $\Delta p'_4$	115
4.1.3	Méthode des admittances acoustiques équivalentes	118
4.2	Comparaison de notre modèle avec les modèles existants	122
4.2.1	Différences globales	122
4.2.2	Modèles basés sur l'équation caractéristique	123
4.2.3	Méthode basée sur $\delta p'_4$	126
4.2.4	Méthode des admittances équivalentes	128
4.3	Influence des paramètres	130

4.3.1	Étude de la configuration de référence et influence de x	130
4.3.2	Influence des autres paramètres	134
4.4	Conclusions	136
V	Pistes pour une synthèse par modèle physique	139
5.1	Première piste pour un modèle de synthèse	142
5.1.1	Point de départ	142
5.1.2	Principe	142
5.1.3	Calcul d'un soufflé sur le canal 4	144
5.2	Seconde piste pour un modèle de synthèse	146
5.2.1	Point de départ	146
5.2.2	Calcul de u_5	147
5.2.3	Calcul des h_n	148
5.2.4	Calcul d'un soufflé sur le canal 4	151
5.3	Conclusions	154
	Conclusion générale	155
	Annexes	159
A	Détermination de l'oscillateur équivalent	159
A.1	Quelques précisions	159
A.2	Détermination des deux raideurs	160
A.2.1	Calcul de K_n	160
A.2.2	Calcul de $K_{cal,n}$	161
A.2.3	Lien entre les deux raideurs	161
A.3	Calcul de S_r	161
A.4	Résumé	162
B	Compléments du chapitre 2 de la partie 2	163
B.1	Résultats complémentaires pour le canal 7	163
B.1.1	Note soufflée	163
B.1.2	Note aspirée	166
B.1.3	Bend soufflé	168
B.1.4	Overdraw	170
B.2	Cas d'un fonctionnement avec une seule bloquée	172
B.2.1	Anche inférieure bloquée	172
B.2.2	Anche supérieure bloquée	172
B.3	Exemple de transitoires d'attaque	173
C	Comparaison entre les notes justes et l'utilisation des voyelles habituelles	175
C.1	Note normale aspirée	176
C.2	Premier bend	177
C.3	Second bend	177
C.4	Troisième bend	178

D	Expressions et calcul des équations caractéristiques	179
D.1	Déterminants des systèmes linéaires	179
D.1.1	Quantités utiles	179
D.1.2	Expressions des déterminants	180
D.2	Équations caractéristiques	181
D.2.1	Forme des équations caractéristiques	181
D.2.2	Expressions des coefficients β_k	181
E	Sensibilité du modèle aux différents paramètres	185
E.1	Configuration de référence et influence de x	185
E.1.1	Soufflé sur le canal 4	186
E.1.2	Overblow sur le canal 4	186
E.1.3	Aspiré sur le canal 4	187
E.1.4	Overdraw sur le canal 4	187
E.2	Influence des autres paramètres	188
E.2.1	Soufflé sur le canal 4	188
E.2.2	Overblow sur le canal 4	190
E.2.3	Aspiré sur le canal 4	192
E.2.4	Overdraw sur le canal 4	193

Introduction générale

Objectif

Que ce soit d'un point de vue musical ou d'un point de vue industriel, l'étude des instabilités et des auto-oscillations des valves dans les conduites ou des anches dans les instruments à vent est un problème qui n'a pas encore été complètement résolu, bien que cette étude soit en cours depuis longtemps [1, 2, 3, 4].

D'un point de vue industriel, le problème abordé consiste à étudier les conditions d'instabilité du système suivant : deux poutres encastrees-libres, montées de manière différentes, par lesquelles s'échappe un écoulement d'air produit par un réservoir de pression constante et dispensé par l'intermédiaire d'une succession de conduites cylindriques, dont les caractéristiques géométriques peuvent être modifiées.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement aux problèmes d'instabilités linéaires existant lors de l'utilisation de l'harmonica diatonique, instrument correspondant parfaitement à la description du problème décrit précédemment.

Cette étude vise, d'une part, à montrer qu'il est possible d'obtenir de manière contrôlée des modes de vibration très variés des deux poutres et, d'autre part, à déterminer l'existence et l'influence des paramètres de contrôle. Elle a aussi pour objectif d'apporter des réponses aux questions des musiciens relatives à l'utilisation chromatique de l'harmonica diatonique et aux phénomènes physiques à l'œuvre à cette occasion.

Position de ce travail

La comparaison détaillée de cette étude par rapport aux travaux existants fait l'objet du chapitre 2 de la partie 4, une fois que tous les éléments nécessaires à la description et à l'utilisation du modèle ont été établis (partie 3 et premier chapitre de la partie 4). Nous ne donnerons ici que quelques-uns des éléments permettant d'apprécier la pertinence de notre étude.

Contrairement aux études entreprises par exemple à l'Université du Maine sur le saxophone [5, 6, 7, 8] ou par Fletcher et Rossing [9] notre étude ne prend pas en compte l'existence de non-linéarités dans les perturbations de l'équilibre. Nous ne nous intéressons donc qu'à des problèmes d'instabilité d'équilibre et nous ne traitons pas des mécanismes d'auto-oscillations. La justification de ce choix se trouve dans l'observation expérimentale du caractère remarquablement sinusoïdal du mouvement des anches de l'harmonica en cours de jeu, et dans la demande

des musiciens qui souhaitent principalement cerner les conditions d'instabilité (possibilité ou non de tel ou tel mode de jeu).

Par contre, par rapport à ces travaux et à nombre d'autres travaux [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19], ce sont des anches libres, et non des anches battantes, qui sont considérées ici. De plus, par rapport à St-Hilaire, Wilson et Beavers [20] nous tenons aussi compte de la dynamique des anches dans notre modèle.

De même, nous prenons en compte deux anches et une cavité buccale non limitée à un simple tube cylindrique de longueur variable, ce qui tranche soit par rapport aux autres articles sur l'harmonica [21, 22, 23, 24, 25, 26], soit sur ceux traitant de l'étude d'une anche contrôlée par un tube cylindrique [12, 27]. De plus, nous étudions les différents types d'excitation possibles: l'aspiration et l'expiration.

Filiation et origine du travail

Ce manuscrit s'inscrit dans la suite logique des travaux de Christian Cuesta et Claude Valette [22, 23], qui ont débuté avec la visite au Laboratoire d'Acoustique Musicale en 1993 de Joël Hanriot, harmoniciste professionnel, venu poser des questions sur les phénomènes physiques qui se produisent en cours de jeu sur l'harmonica diatonique.

Avant d'être poursuivie dans le cadre du travail dont ce manuscrit rend compte, cette étude a donné lieu à trois stages consécutifs de DEA [28, 29, 30].

Plan du manuscrit

Le manuscrit comporte cinq parties s'attachant chacune à traiter l'un des aspects du problème envisagé.

La première partie de ce texte est consacrée à l'introduction de toutes les données relatives à la facture de l'instrument, nécessaires à l'élaboration de la modélisation du couple joueur/instrument. Cette partie décrit aussi l'ensemble des modes de jeu utilisés par les harmonicistes afin de jouer chromatiquement sur un harmonica diatonique, ainsi que le fonctionnement des anches que l'on peut supposer pour chacun de ces modes de jeu.

La seconde partie recense l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus concernant ces modes de jeu. On s'y intéresse aussi à une exploration des sons que les musiciens utilisent pour obtenir et contrôler ces différents modes de jeu. On teste également la pertinence d'une cavité buccale artificielle dans le but de s'affranchir de la non-répétabilité des expériences liée à l'utilisation d'un joueur réel d'harmonica.

Sur la base des résultats expérimentaux de la partie 2 et d'hypothèses sur l'écoulement, on propose dans la troisième partie une modélisation tenant compte de la présence des deux anches et de la cavité buccale du joueur, organe de contrôle du mode de jeu utilisé. Cette partie se conclut par l'écriture des équations non linéaires déterminant l'équilibre moyen ainsi que du jeu d'équations linéarisées permettant le calcul des instabilités de cet équilibre.

La quatrième partie est consacrée à l'étude et à la détermination des conditions d'instabilité de l'équilibre moyen dans le cadre d'une approche linéaire. On y décrit les résultats obtenus à partir du modèle proposé pour les trois méthodes utilisées dans la littérature. C'est aussi dans cette partie que l'on étudie la pertinence, les apports et les filiations de notre modèle par rapport aux modèles d'harmonica que l'on peut trouver dans les revues spécialisées, et par rapport aux modèles d'autres instruments à anches tels que la clarinette ou le saxophone. Enfin, à l'aide des données expérimentales rassemblées en partie 2, on teste l'influence des paramètres de contrôle du modèle sur les instabilités de l'équilibre, dans le cadre de l'utilisation du canal 4.

Deux pistes de synthèse par modèle physique sont proposées sur la base du modèle d'harmonica élaboré dans la cinquième partie. On calcule, pour ces deux modèles de synthèse, un soufflé sur le canal 4 en utilisant les données expérimentales collectées pour ce mode de jeu, et on compare les résultats issus du calcul avec ceux obtenus expérimentalement.

Première partie

Description de l'harmonica diatonique et de ses possibilités musicales

Cette première partie vise à présenter l'instrument, l'harmonica diatonique, qui sert de support à l'étude expérimentale puis théorique des instabilités de deux valves. Ces valves peuvent osciller sans venir battre contre une paroi : elles se comportent comme des anches libres. De plus, elles sont couplées acoustiquement par le biais d'un résonateur complexe (le conduit vocal).

Après un premier chapitre proposant quelques courts éléments historiques, on se penche dans le cadre du second chapitre sur la construction de l'instrument. Dans le troisième chapitre, on décrit les différents modes de jeu existant pour l'harmonica diatonique, qui utilisent un couplage entre les deux valves (anches) et un contrôle fin réalisé par le biais de modifications de la cavité buccale pratiquées par le joueur.

La proposition d'explications des modifications de configuration buccale, utilisées pour obtenir les différents modes de jeu, ne figure pas dans la partie 1 mais dans les parties 2 et 4. Cette première partie s'attache juste à décrire l'instrument, les phénomènes se produisant au niveau des anches et à définir les différents modes de fonctionnement des valves rencontrés lors des expériences et du jeu des harmonicistes.

1.1 Quelques mots sur l'histoire de l'harmonica

Si dès le XXVII^e siècle avant J-C on trouve en Asie des instruments à anches libres métalliques, tels que le Cheng¹, ce n'est qu'à partir du XIX^e siècle que ce type d'instrument apparaît en Europe. Aujourd'hui, les seuls instruments à anches libres, toujours fabriqués et utilisés couramment en Europe, sont l'accordéon, l'harmonica et certains des tuyaux d'harmonium.

Selon Albert Raisner [31], c'est à Frederic Buschmann, constructeur, réparateur et accordeur d'instruments de musique à Vienne en 1821, que l'on doit vraisemblablement l'invention de l'harmonica, destiné à servir à accorder orgues et piano dans le but de gagner un peu d'argent de poche. Or l'harmonica ne développe pas assez de puissance sonore pour rivaliser avec les cordes, les cuivres ou les cymbales dans l'exécution de la valse. Par conséquent, il ne prend pas son essor à Vienne avec Buschman² mais à Trossingen, en Allemagne, avec Matthias Hohner qui entreprend sa fabrication et sa vente à échelle industrielle. Aujourd'hui, la société Hohner reste l'un des grands acteurs du monde de l'harmonica, même si cette société a été rachetée dernièrement.

Les marques et les modèles d'harmonica que l'on trouve chez les marchands d'instruments de musique sont légions, à tel point que les harmonicistes débutants ne savent quelle marque ou quel modèle choisir. Cet instrument, qui a le bon goût de tenir dans une poche, revient en effet à l'honneur, notamment aux Etats-Unis. Pour s'en convaincre, il suffit de chercher sur Internet les sites qui lui sont dévolus et à ce titre, un forum de discussion très couru et très populaire, Harp-List [32], démontre que les questions et les centres d'intérêts sont nombreux et variés: les sujets vont des questions d'ordre musical (techniques de jeu, harmonie, discographie) à de nombreuses interrogations sur les phénomènes physiques à l'œuvre dans l'instrument.

Cette demande d'explications physiques du fonctionnement est due au fait que la technique de l'harmonica s'acquiert encore essentiellement de manière empirique: chaque nouvel harmoniciste doit expérimenter et tâtonner longuement avant de réussir à exprimer la pleine mesure de son instrument.

Avant de décrire les possibilités musicales de l'harmonica, nous allons donner les informations nécessaires concernant sa fabrication.

1. Le Cheng se compose d'une petite calebasse creusée sur laquelle viennent se greffer 12 tiges de bambou, évidées et dépourvues de nœuds qui sont de longueurs différentes, percées d'un trou près de leur base (partie emboîtée dans la calebasse) et implantées circulairement. Dans chacun de ces tubes, une petite languette est découpée dans le bambou, au voisinage de la base du tube. C'est cette languette qui vibre librement lorsque le musicien, soufflant ou aspirant dans un orifice percé dans la calebasse, obture avec un de ses doigts le trou du tube où se trouve la languette. Cette languette ne peut auto-osciller quand le trou est ouvert.

2. La majorité des quelques harmonicas fabriqués à Vienne à l'époque, sert d'ornement pour cannes ou pour colliers.

1.2 Description de l'harmonica diatonique

1.2.1 Harmonicas chromatiques et diatoniques

1.2.1.1 Convention

Pour chiffrer les notes, nous utiliserons la notation standard internationale : aux notes la, si, do, ré, mi, fa et sol correspondent respectivement les lettres A, B, C, D, E, F et G. De même, on utilisera le tempérament égal, ce qui signifie par exemple que les notes C^\sharp et D^\flat seront considérées comme identiques. L'indication de la hauteur des notes sera donnée explicitement le moment venu par leur fréquence en Hertz, afin d'éviter toute ambiguïté, puisque deux conventions utilisant le même chiffrage coexistent dans le monde de la musique.

1.2.1.2 Gammes chromatiques et diatoniques

La figure 1.1 représente les deux principales familles d'harmonica (diatoniques et chromatiques³) construites à partir des deux gammes qui nous serviront de référence.



FIG. 1.1 – Les deux principales familles d'harmonicas : diatonique (à gauche) et chromatique (à droite).

Notre première gamme de référence est la gamme chromatique de do. Les **12** notes qui la composent sont : C, C^\sharp , D, D^\sharp , E, F, F^\sharp , G, G^\sharp , A, A^\sharp , B et C. Ce sont quasiment les notes que l'on retrouve sur trois octaves dans le cas de l'harmonica chromatique en do.

Notre seconde gamme de référence est la gamme diatonique majeure de do, que l'on désigne la plupart du temps sous le nom de gamme majeure de do. C'est une restriction de la gamme chromatique de do aux **sept** notes suivantes : C, D, E, F, G, A, B et C. Le terme diatonique indique que cette gamme ne comporte que **sept notes**.

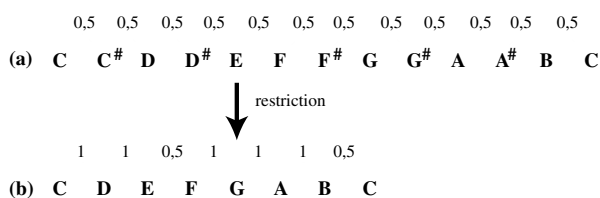


FIG. 1.2 – Passage de la gamme chromatique en do (a) à la gamme majeure de do (b) par restriction.

3. L'harmonica chromatique est construit à partir de deux diatoniques (en C et en C^\sharp) entremêlés. Une tige située sur le côté droit de l'instrument, reliée à un cache percé de trous, permet par une simple translation de venir boucher alternativement les canaux de l'un ou l'autre des diatoniques.

La figure 1.2 montre que d'une succession d'intervalles d'un demi-ton, pour la gamme chromatique (a), on passe à une autre construction utilisant deux intervalles d'un demi-ton et cinq intervalles d'un ton pour la gamme (diatonique) majeure (b).

Pour chacune des douze gammes majeures, on trouvera toujours la même construction : le premier demi-ton entre la tierce et la quarte de la gamme (E et F en do majeur) et le second entre la septième majeure et l'octave (B et C en do majeur). Les autres gammes diatoniques (mineure naturelle, mineure harmonique et mineure mélodique) sont obtenues en déplaçant ou en modifiant les intervalles entre chacun des huit degrés de la gamme.

Comme il existe peu de différences entre les différents harmonicas diatoniques (accordage d'au plus cinq anches), nous ne nous intéressons plus qu'au diatonique majeur. Mais, pour autant, tous les résultats établis pour le fonctionnement de l'harmonica diatonique majeur pourront être transposés aux autres diatoniques. Par conséquent, à partir de maintenant, nous ne précisons plus que l'harmonica est un diatonique majeur mais nous emploierons le terme « harmonica diatonique ».

Dans toute la suite, nous ne nous intéressons qu'à l'harmonica diatonique et aux techniques permettant de jouer chromatiquement sur un diatonique.

1.2.2 Les différents organes constituant un harmonica diatonique

1.2.2.1 Éclaté d'un harmonica diatonique

Le démontage d'un harmonica diatonique s'effectue en démontant des systèmes vis-écrous⁴. Le démontage est indispensable pour procéder au réglage et à la maintenance des anches. Une fois l'instrument démonté, on a alors en main les différentes composantes représentées en figure 1.3.

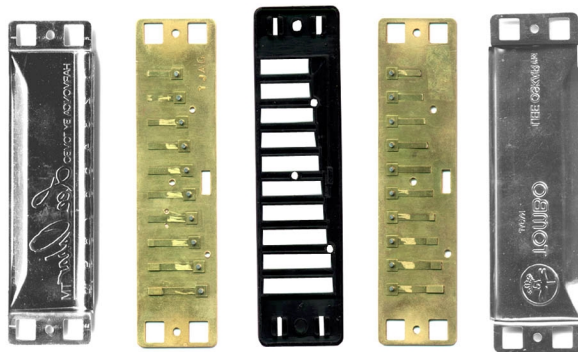


FIG. 1.3 – Les composantes de l'harmonica diatonique : capots, corps et plaques.

4. Il existe des harmonicas où le maintien est assuré par des clous, mais le moindre démontage introduit des défauts d'étanchéité dégradant très fortement les performances de l'instrument. Puisque leur réglage est très difficile, ces instruments ne sont pas destinés à un usage professionnel mais plutôt ludique.

1.2.2.2 Les capots

Les premiers organes que l'on doit démonter sont les couvercles, encore appelés capots, qui sont en acier de faible épaisseur et assument plusieurs fonctions :

- ils protègent les anches de tout risque de contact avec les doigts, ce qui pourrait endommager les anches ou entraver leur libre vibration ;
- ils guident les lèvres de l'harmonicien ;
- ils permettent une prise en main efficace de l'instrument, les mains placées en pince ne gênant pas l'accès de la bouche aux différents trous, ce qui favorise des translations rapides de l'instrument devant les lèvres pour accéder à n'importe quel groupe de canaux ;
- ils constituent un pavillon qui devrait, *a priori*, assurer une directivité du son vers l'arrière de l'instrument, donc vers l'auditeur. (figure 1.4).

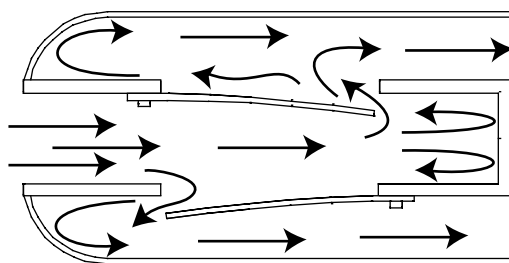


FIG. 1.4 – Hypothèse sur le rôle des capots dans la directivité du son : les flèches schématisent l'écoulement tel qu'il est supposé *a priori*.

1.2.2.3 Le corps

Les capots enlevés, on accède au corps⁵, en démontant un couple de plaques métalliques maintenu par des vis. Les deux principales réalisations adoptées pour les corps sont illustrées sur la figure 1.5 :

- en bois où chaque canal est creusé en fonction de la longueur de l'anche, afin de minimiser l'usinage ;
- en plastique moulé, avec des canaux de longueur adaptée aux deux anches présentes.

Sur les corps en plastique moulé des harmonicas Lee OsKarTM, nous avons effectué des mesures pour les tonalités do, ré^b et sol qui montrent que les corps sont identiques quelle que soit la tonalité⁶ : chacun des dix canaux fait 6 mm de hauteur et 5 mm de largeur pour des profondeurs respectives indiquées par la table 1.1.

5. On rencontre aussi les appellations «sommier», ou «peigne» par référence à la forme des premiers corps.

6. Les corps des différentes tonalités des harmonicas Lee OsKarTM ne diffèrent en fait que par l'inscription peinte de la tonalité, et on suspecte qu'il en est de même pour les autres modèles des différents fabricants. En effet, n'utiliser qu'un seul modèle de corps permet de réaliser des économies importantes du point de vue de la fabrication, que le corps soit en bois ou bien en plastique.

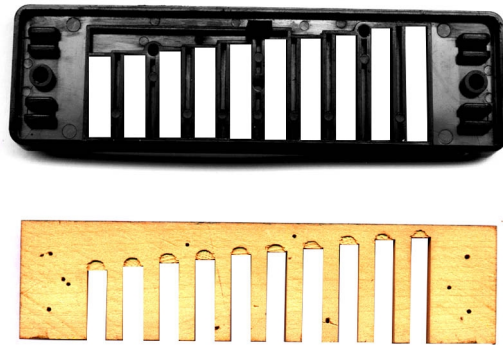


FIG. 1.5 – Exemples de deux réalisations de corps d'harmonica.

canal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
L (mm)	24,5	24	22,5	21,5	21	20	19	18,5	17,5	17

TAB. 1.1 – Longueurs des dix canaux pour les harmonicas diatoniques majeurs Lee OskarTM.

Il ne semble pas que la dimension des canaux soit reliée à un accordage de ces derniers pour modifier le comportement des anches, mais plutôt à une conception économique de l'instrument. Nous aurons l'occasion de revenir sur le rôle du canal lors de l'étude d'un modèle d'harmonica.

1.2.2.4 Les plaques et les anches

En s'intéressant à la photographie d'une plaque (figure 1.6), on constate que chacune des anches est rivetée à une extrémité sur la plaque et libre à l'autre ; les anches constituent ainsi une rangée de fines poutres encastrées-libres dont les longueurs vont en diminuant à mesure que la fréquence de la note augmente. Afin de permettre le libre passage des anches au travers de son épaisseur, les deux plaques sont chacune percées par un réseau de 10 fentes de dimensions légèrement supérieures à celles des anches qui leur font face. Ces fentes, pratiquées dans chaque plaque, sont appelées lumières dans toute la suite.

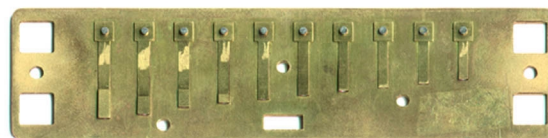


FIG. 1.6 – Implantation des anches sur une des plaques musicales.

Nous avons pu faire des mesures sur les plaques, pour les tonalités de sol, do et re^b sur des harmonicas Lee OsKarTM. Ces mesures montrent que les plaques sont de dimensions identiques quelle que soit la tonalité :

- épaisseur de 0,9 mm ;
- longueur de 102,6 mm ;
- largeur de 27,6 mm.

Sur les canaux 4 et 7, ceux qui serviront à nos expériences, la seule dimension constante d'une tonalité à l'autre est la largeur des lumières dans les plaques : 2,15 mm pour le canal 4 et 1,85 mm pour le canal 7. Seules les dimensions des lumières des plaques supérieures sont données dans les trois tonalités (table 1.2 et figure 1.7), puisque les lumières des plaques supérieures et inférieures sont identiques pour chacun des canaux⁷.

canal	tonalité	longueur (mm)	largeur (mm)
4	sol	13	2,15
	do	13,1	2,15
	ré ^b	12,2	2,15
7	sol	10,6	1,95
	do	10,6	1,95
	ré ^b	9,85	1,95

TAB. 1.2 – Dimensions des lumières dans les plaques supérieures sur les canaux 4 et 7 pour les tonalités de sol, do et ré^b majeurs.

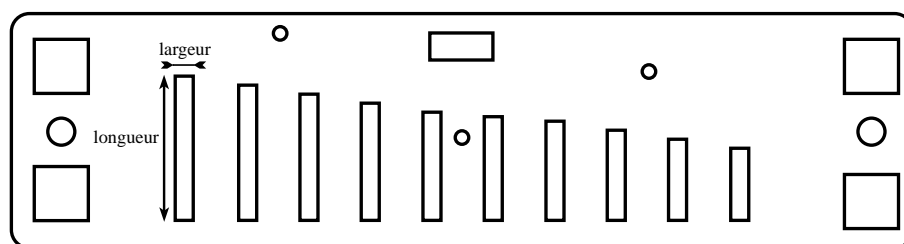


FIG. 1.7 – Schéma d'une plaque support non équipée d'anches : mise en évidence de la longueur et de la largeur de la première lumière (la plus grande).

Nous indiquerons dans la partie expérimentale (partie 2) les dimensions des anches des canaux 4 et 7 uniquement⁸, pour la tonalité de sol.

7. Les dispositions adoptées pour les différents organes sont rationnelles du point de vue économique car les seuls changements introduits, d'une tonalité à l'autre, concernent la longueur des lumières dans les plaques et les dimensions des anches. D'ailleurs, pour les harmonicas diatoniques Lee OskarTM, il n'existe qu'un seul modèle de corps et un seul couple de capots comme pièces de rechange, tandis que pour les anches, on trouve un couple de plaques par tonalité [33].

8. Comme la mesure de l'épaisseur nécessite le découpage de l'anche, par exemple à l'aide d'un cutter, nous n'avons effectué cette opération que pour les anches des canaux qui ont été équipés en jagues.

1.3 Possibilités musicales de l'harmonica diatonique

1.3.1 Modes de base

La figure 1.8 donne l'ensemble des notes que l'on peut obtenir⁹, en soufflant ou en aspirant naturellement à partir d'un harmonica diatonique en tonalité de do.

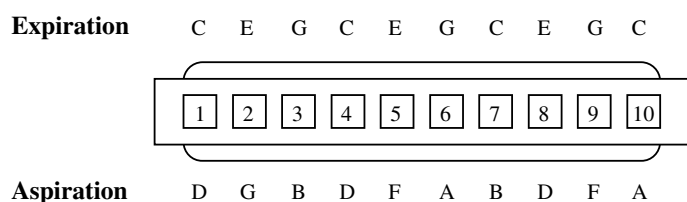


FIG. 1.8 – *Éventail des notes qui sont prévues par le constructeur.*

On constate que l'harmonica diatonique a une tessiture de trois octaves mais que trois notes manquent pour pouvoir disposer de trois octaves complètes :

- F dans la première octave ;
- A toujours dans la première octave ;
- B dans la troisième octave.

Il est important de noter que la disposition des notes, qui offre tout un choix d'accords parfaits tant à l'expiration qu'à l'inspiration, n'est pas la même sur les dix canaux de l'harmonica. En effet, si sur les canaux 1 à 6 l'anche supérieure est la plus grave des deux notes, sur les canaux 7 à 10 elle est au contraire la plus aiguë. Ce détail est d'une importance capitale parce qu'il explique pourquoi les modes avancés ne se produiront pas pour la même excitation (expiration ou aspiration) suivant que l'on s'intéresse aux canaux 1 à 6 ou aux canaux 7 à 10.

9. Ce choix de notes et leur agencement en tierces semble bien convenir aux musiques traditionnelles puisqu'on retrouve, par exemple, une disposition très similaire pour la valiha [34]. Cet instrument malgache se compose d'un tube de bambou percé d'une longue fente et de quinze cordes disposées de part et d'autre d'une corde grave implantée au-dessus de la fente. On joue de la valiha la fente dirigée vers soi, et les notes alors disponibles respectivement en main gauche et main droite autour de la note centrale sont :

main droite	C	E	G	B	D	F	A	C
main gauche	D	F	A	C	E	G	B	

Par rapport à l'harmonica diatonique, on dispose sur la valiha des notes des canaux 4 à 10, ce qui correspond exactement à une utilisation du diatonique sur la deuxième position, désignée sous le nom de « cross harp key » : une gamme diatonique de sol.

Lorsque l'on souffle (resp. aspire) dans un des canaux de l'harmonica diatonique, de manière naturelle, les phénomènes suivants se produisent¹⁰:

- l'anche supérieure (resp. inférieure) auto-oscille et est à l'origine de la note entendue ;
- l'anche inférieure (resp. supérieure) est forcée à osciller et ne participe pratiquement pas à l'émission de la note.

Les figures 1.9 et 1.10 illustrent ce qui se passe pour le canal 1 d'un harmonica en do :

- en soufflant, on obtient un C à 261,6 Hz (C) ;
- en aspirant, on obtient un D à 294,7 Hz (D).

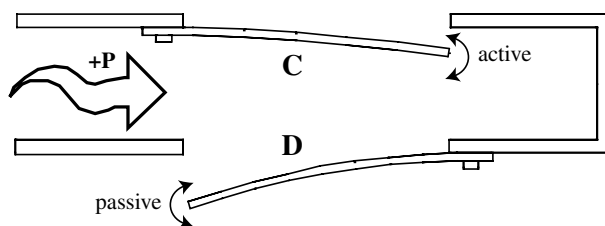


FIG. 1.9 – Vibration des anches lorsque l'on souffle sur le canal 1 d'un harmonica en do.

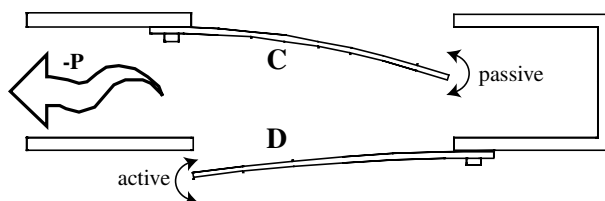


FIG. 1.10 – Vibration des anches pour le canal 1 d'un harmonica en do lors de l'aspiration.

À ce stade, il n'est pas possible de jouer complètement les trois octaves et il est hors de question de jouer chromatiquement sur un diatonique. Par conséquent, pour étendre les possibilités musicales de l'instrument, d'autres modes de jeu sont nécessaires.

1.3.2 Le bend ou l'altération

La figure 1.11, illustre le comportement des anches tel que nous le supposons *a priori* pendant les bends, dans le cas d'un bend aspiré sur le canal 1 d'un harmonica en do :

- les deux anches auto-oscillent, avec des amplitudes de vibration conséquentes, à la même fréquence ;
- les deux anches participent activement à la production de la note ;
- la fréquence fondamentale de la note émise est comprise entre les deux fréquences propres des anches ;

10. Pour s'en convaincre, il suffit de souffler dans l'instrument, capots enlevés, tout en bloquant avec le doigt l'une puis l'autre des anches du canal utilisé. L'anche supérieure bloquée aucun son ne sort, tandis que lorsque l'on fixe avec le doigt l'anche inférieure, le son continue à être émis sans modification sensible. La même démarche adoptée à l'aspiration confirme que c'est l'anche inférieure qui est à l'origine du son entendu et non pas l'anche supérieure.

- dans le cas considéré, on obtient un bend d'un demi-ton, un D^b , qui est bien compris entre le C soufflé et le D aspiré.

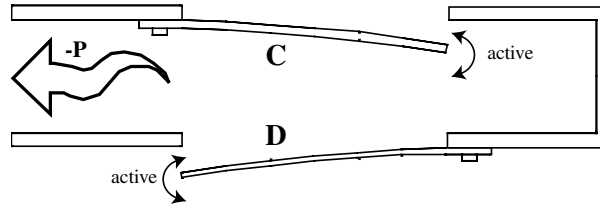


FIG. 1.11 – *Vibration respective des anches lors d'un bend sur le canal 1 d'un harmonica en do.*

Le bend, ou altération, est donc la première piste pour augmenter le registre de l'instrument. Mais avant de dire quelles sont les notes apportées par les altérations, nous devons discuter de la pertinence des termes « bend » et « altération ».

Aux Etats-Unis et dans une grande partie du monde, c'est plutôt le terme de bend qui est utilisé. Or, le bend fait référence à une technique de guitare permettant d'obtenir une augmentation de la fréquence de la note, avec une sonorité différente de celle obtenue par simple pincement de la corde. Il se pratique le plus souvent sur les cordes aiguës et consiste à tirer la corde jouée dans la direction des cordes graves, ce qui provoque une augmentation continue de la tension de la corde jouée, donc de la fréquence¹¹.

Ce terme de bend rend assez bien compte du phénomène se produisant sur un harmonica diatonique, et ce pour 3 raisons :

- on modifie le comportement vibratoire de l'anche ;
- on peut aussi obtenir directement la note du bend ;
- il est également possible de partir du bend pour revenir vers la note normale, exactement comme sur une guitare.

En France, les musiciens emploient aussi le terme d'altération, mais ce terme peut prêter à confusion car, du point de vue de l'harmonie classique, l'altération est un accident temporaire pour une note. Or, si dans l'harmonica on modifie bien la hauteur de quelques demi-tons, ce n'est pas par rapport à la tonalité du morceau joué mais par rapport à la tonalité originelle de l'instrument. Ceci prête à confusion, car une note altérée pour l'instrument peut être une note de la tonalité du morceau, tandis qu'une note normale de l'instrument peut être une altération pour le morceau...

Une autre appellation existe, employée notamment par Cuesta, Valette, Goy et Millot [22, 29, 23, 30, 35], celle de glissando. Or, si la notion de glissando rend bien compte du glissement continu de fréquences qui est réalisable pendant un bend, elle n'évoque pas, par contre, la possibilité de jouer directement la note altérée sans jouer la note normale. Comme, de plus, l'usage de ce terme n'est pas très répandu chez les musiciens professionnels, nous emploierons plus volontiers

11. On peut bien entendu partir de la corde tirée puis la relâcher brusquement pour obtenir un bend inversé. L'écart entre la note normale et la note tirée peut aller du demi-ton à un ton et demi, voire deux, suivant le tirant des cordes utilisées.

les termes « bend » et « altération » que « glissando » afin d'utiliser le même vocabulaire que les musiciens.

Les notes qu'il est possible d'obtenir¹² en conjuguant bends et modes normaux sur un harmonica en do sont présentées sur la figure 1.12.

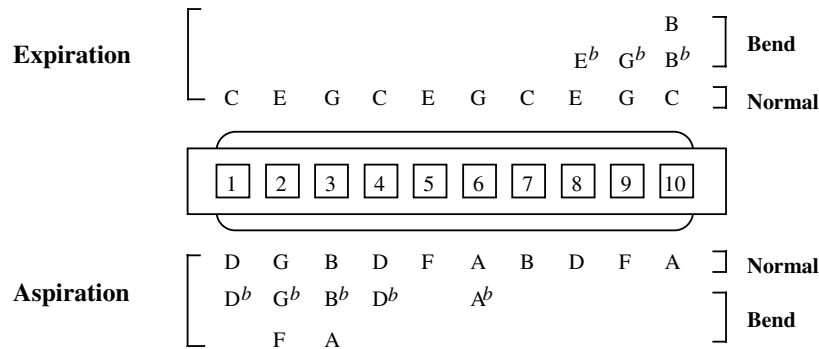


FIG. 1.12 – Ensemble des notes qui peuvent être jouées avec les modes normaux et les bents.

Le premier constat que l'on peut faire concerne le comportement différent des canaux 1 à 6 et des canaux 7 à 10 :

- sur les canaux 1 à 6, les altérations sont obtenues à l'aspiration ;
- sur les canaux 7 à 10, elles sont produites en soufflant.

Avec la technique des bents, les trois notes qui manquaient pour compléter les trois octaves de la gamme majeure sont présentes. Par contre, cinq notes font toujours défaut pour réaliser une gamme chromatique sur trois octaves :

- D[#] pour la première octave ;
- D[#], F[#] et A[#] pour la seconde ;
- C[#] et G[#] pour la troisième.

On peut remarquer que des bents d'un ton sont possibles sur les canaux 2 et 10, et qu'une altération d'un ton et demi existe pour le canal 3, ce qui tient au fait que l'ensemble des notes réalisables sur un canal dépend des fréquences propres de deux lames en regard. Ainsi, on peut produire avec le bend et le mode normal associé (aspiration pour les canaux 1 à 6, expiration pour les canaux 7 à 10) toutes les hauteurs comprises entre la note aiguë et approximativement un demi-ton au-dessus de la note grave.

Fletcher [13] fournit une explication théorique pour une anche unique sur laquelle nous reviendrons, tandis que Johnston [21], à partir d'études expérimentales, montre la dépendance des notes obtenues vis-à-vis des hauteurs des deux anches. En effet, en réduisant l'écart entre les

12. Sur la figure 1.12, nous n'avons fait figurer que des altérations d'un demi-ton à un ton et demi, celles qui vont servir à réaliser une gamme chromatique, mais par un contrôle fin de la cavité buccale on peut obtenir des quarts de tons. Pour autant, nous nous limiterons aux intervalles multiples de demi-ton, en gardant à l'esprit que l'on peut accéder si besoin est à plus de notes et d'intervalles.

deux hauteurs, il démontre expérimentalement que l'on réduit la plage des fréquences altérées possibles.

Pour vérifier que la vibration des deux anches est nécessaire, il suffit là encore de bloquer successivement l'une et l'autre des anches et de constater la diminution importante de l'intensité de la note émise, voire l'impossibilité d'en émettre une. Bahnson et coll. [25] illustrent cette intervention des deux anches dans le bend en étudiant quelles sont les notes que l'on peut produire avec les deux anches, puis avec une seule, et ils montrent que le bend d'un demi-ton n'est pas possible si l'anche aiguë est bloquée.

En utilisant les modes normaux et les bends, la gamme chromatique n'est toujours pas complète sur les trois octaves. Il faut donc encore trouver d'autres modes de jeu pour la compléter.

1.3.3 Overblows et overdraws

Pour réussir à jouer au moins chromatiquement sur un diatonique, il faut utiliser l'overblow et l'overdraw. Comme dans le cas des bends, les overblows et les overdraws ne concernent pas les mêmes canaux :

- on pratique l'overblow sur les canaux 1 à 6 ;
- l'overdraw sur les canaux 7 à 10.

Les figures 1.13 et 1.14 illustrent respectivement le comportement des anches pendant un overblow sur le canal 1 et un overdraw sur le canal 7.

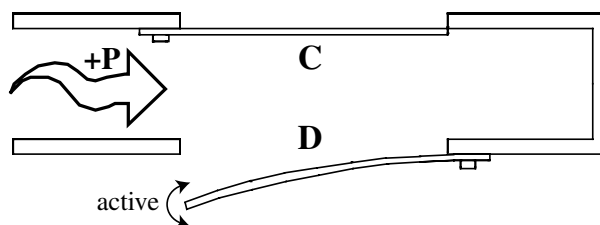


FIG. 1.13 – *Vibration des anches pendant un overblow sur le canal 1 d'un harmonica en do.*

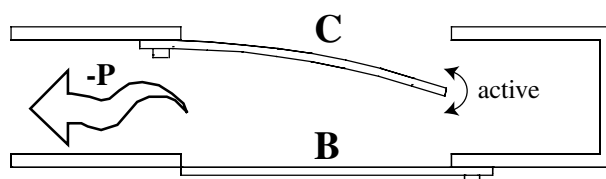


FIG. 1.14 – *Vibration des anches pour l'overdraw du canal 7 d'un harmonica en do.*

Que ce soit pour l'overblow ou l'overdraw, on constate qu'excepté le mode de sollicitation du canal (soufflé ou aspiré) le phénomène reste le même :

- l'anche qui devrait être active ne bouge pratiquement plus et obture ainsi sa lumière ;
- l'anche qui ne devrait pas bouger est active et émet une note au-dessus de sa hauteur originelle.

Pour vérifier qu'il en est ainsi pour les deux anches, il suffit une fois encore de bloquer les deux anches successivement et on observe alors qu'en empêchant la vibration de la lame soufflée (respectivement aspirée), on obtient un overblow (respectivement un overdraw) plus juste mais que, par contre, aucune note n'est produite si l'on bloque l'autre anche.

Ces termes américains d'overblows et d'overdraws, s'ils sont traduits mot à mot, signifient respectivement « sursoufflé » et « suraspiré ». Cette traduction suggère la nécessité de souffler ou d'aspirer plus fort pour obtenir ces modes, ce qui n'est pas suffisant car en soufflant très fort on n'obtient plus aucun son dans la majorité des cas. Ce constat souligne le fait que le processus à l'œuvre est beaucoup plus complexe. Ainsi, de nouveaux termes ne seraient probablement pas mieux adaptés, alors que les termes « overblow » et « overdraw » sont couramment utilisés par les musiciens [36]. On pourrait néanmoins, pour souligner que ces deux phénomènes sont proches, utiliser la notion de « suraigus ». Mais, afin de garder le même vocabulaire que les musiciens, nous n'emploierons que les termes « overblow » et « overdraw ».

Les notes obtenues grâce aux overblows, aux overdraws et aux modes de base sont données par la figure 1.15.

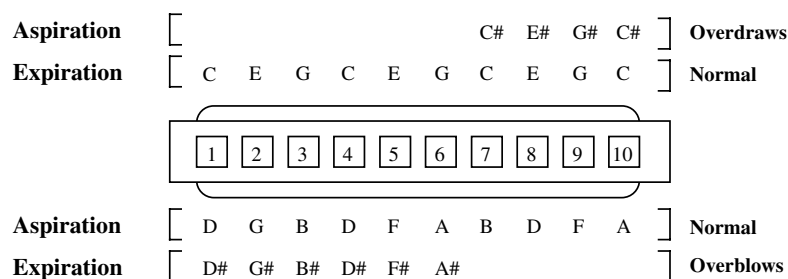


FIG. 1.15 – Notes pour un harmonica en do que l'on peut produire en utilisant les modes normaux, les overblows et les overdraws.

On remarque que toutes les notes qui faisaient défaut pour compléter la gamme chromatique sont maintenant présentes. D'autres notes supplémentaires sont disponibles, mais elles viennent doubler des notes déjà présentes : avec un overblow sur le canal 3, on produit un C déjà présent sur le canal 4, tandis que l'overdraw du canal 8 donne un F déjà présent sur le canal 9¹³.

Précisons que les bons joueurs parviennent à monter les overblows et les overdraws au-delà du demi-ton. On peut cependant se demander ce qui justifie l'utilisation d'un harmonica diatonique pour jouer chromatiquement.

1.3.4 Harmonicas diatonique ou chromatique ?

Même si cela semble plus naturel *a priori* de se munir d'un harmonica chromatique pour jouer chromatiquement, utiliser des modes de jeu complexes sur un harmonica diatonique, se justifie amplement.

13. Néanmoins, on pourrait imaginer utiliser ces overblows supplémentaires pour éviter de changer de canal, ou pour changer de timbre lorsque ces notes sont répétées dans une formule rythmique.

Une première raison, économique, peut être avancée : la différence de prix. En effet, pour fabriquer un chromatique, il faut entrelacer deux diatoniques, ajouter une grille permettant de boucher l'un ou l'autre des diatoniques et une lamelle en plastique, de dimensions supérieures à la lumière pour chaque anche, qui agit de la même manière qu'un clapet anti-retour¹⁴ (figure 1.16). Ceci explique qu'un harmonica chromatique de bonne facture soit plus de quatre fois plus cher qu'un diatonique.

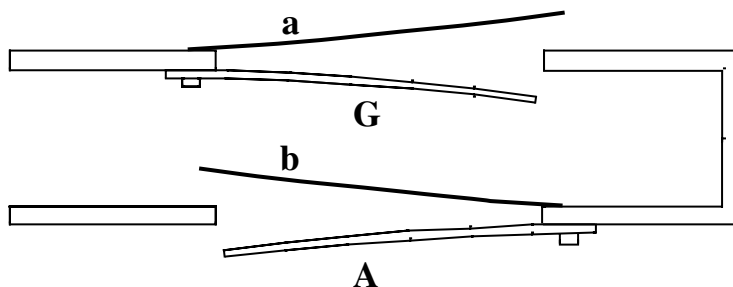


FIG. 1.16 – Schéma illustrant l'implantation de fines lamelles de plastique pour désolidariser les deux anches du canal.

Or les anches s'usent et l'opération qui consiste à n'en remplacer qu'une seule, lorsque c'est possible (disponibilité d'anches de rechange), demande un savoir-faire important qui n'est pas à la portée de l'harmoniciste moyen. C'est ce qui explique que l'on trouve la plupart du temps des jeux de lames de rechange plutôt que des anches au détail. De plus, toutes les interventions sur les anches, notamment pour les régler, demandent un tour de main et mettent, au moins pour les débutants, les anches sérieusement en péril : il n'est pas rare de briser une anche quand on essaie de la régler en la déformant pour lui donner une allure de premier mode de vibration de poutre encastrée-libre, ou en la limant pour modifier son accordage.

Une autre raison est sans doute la différence de taille : les chromatiques sont plus grands et plus gros que les diatoniques... et ne tiennent pas par conséquent dans toutes les poches !

En fait, la principale raison est toute autre : le son des modes avancés (bends, overblows et overdraws) que les chromatiques ne peuvent produire puisque des lamelles viennent supprimer le couplage entre les anches. En effet, les sonorités des mêmes notes jouées sur un harmonica chromatique de manière normale et sur un diatonique en utilisant les modes avancés sont très différentes¹⁵. De plus, les notes avancées ne sont pas les mêmes d'une tonalité à l'autre, ce qui augmente encore les possibilités de jeu des diatoniques, donc la richesse de l'expression musicale.

Comparaison entre deux notes : Pour illustrer ce propos, nous proposons les signaux et les spectres de puissance jusqu'à 8 kHz de la pression interne pour deux notes *a priori* identiques réalisées (par J. Hanriot) sur un diatonique : un overblow sur le canal 3 (G à 384 Hz) et la même

14. Si en soufflant l'anche supérieure peut vibrer librement, l'anche inférieure ne le peut pas car le clapet vient boucher sa lumière. L'inverse se produit à l'aspiration.

15. Pour le chromatique toutes les notes ont un timbre similaire, puisque toutes obtenues de manière normale, tandis que les notes du diatonique n'ont pas du tout le même timbre suivant leur mode d'obtention, ce qui permet au musicien de mettre en relief les notes obtenues par modes avancés.

note réalisée en soufflant normalement sur le canal 4 (G à 393 Hz) d'un même harmonica en sol. L'étude du spectre de puissance des deux signaux de pression conduit au tableau 1.3 où chacun des huit premiers harmoniques est donné avec son niveau relatif en dB par rapport au niveau de l'harmonique de plus forte puissance.

harmonique	F_{blow_4} (Hz)	P_{blow_4} (dB)	F_{over_3} (Hz)	P_{over_3} (dB)
1	393	-0,06	384	0
2	786	-1,6	768	-24,9
3	1179	0	1152	-15,2
4	1572	-16	1536	-24,1
5	1965	-3,6	1920	-17,8
6	2358	-8,5	2304	-28,2
7	2751	-16,7	2689	-23
8	3144	-11,5	3073	-28,5

TAB. 1.3 – Tableau des harmoniques et de leurs amplitudes en dB par rapport au niveau du plus fort harmonique.

On remarque tout d'abord une différence des fréquences fondamentales de 40 cents : 35 cents en dessous du sol 392 Hz pour l'overblow et 5 cents au-dessus du sol 392 Hz pour le soufflé du canal 4. Cette différence pourrait peut-être s'expliquer par le fait que cet overblow est plus difficile à obtenir¹⁶ à cause des fuites introduites par le jeu existant entre le capteur de pression et son logement (1/100 de mm).

Le deuxième constat concerne les signaux de pression interne : ils sont, en effet, différents, même si on note la présence de deux pics par période pour les deux notes. Tout d'abord, pour le soufflé du quatrième trou c'est le premier pic qui est prédominant, tandis que pour l'overblow c'est le second. Ensuite, le creux entre les deux pics est très marqué pour le soufflé, avec une baisse de la pression conséquente (600 Pa), alors que la baisse pour l'overblow est relativement faible par comparaison (100 Pa). Enfin, on peut noter que la pression pour l'overblow du canal 3 n'est pas beaucoup plus importante que pour le soufflé¹⁷. On peut supposer que cette augmentation peu conséquente de pression pour l'overblow du canal 3 tient au fait que cette note est inhabituelle et peu ou pas travaillée par les harmonicistes : elle ne « sort » pas aussi juste et puissante qu'un autre overblow.

Par contre, les spectres de puissances mettent en évidence beaucoup de différences entre le soufflé 4 et l'overblow 3 :

- pour l'overblow 3, le fondamental écrase toutes les autres harmoniques puisque le deuxième partiel en importance est l'harmonique 3 avec un niveau de -15,2 dB par rapport au fondamental alors que, pour le soufflé 4, c'est cet harmonique qui a le plus grand niveau (0 dB) suivi du fondamental (-0,06 dB) ;

16. Notons aussi que cet overblow n'est pratiquement jamais joué par J. Hanriot puisqu'il dispose de la même note plus facile à obtenir en soufflant normalement sur le canal suivant. De plus, il faut tenir compte de la fatigue de J. Hanriot, l'enregistrement ayant été fait à la fin de la journée d'expérimentation.

17. Par contre, pour les overblows du canal 4, les expériences montrent que l'augmentation de pression est conséquente (de 500 Pa pour le soufflé 4 normal on passe à 1600-2200 Pa pour l'overblow 4).

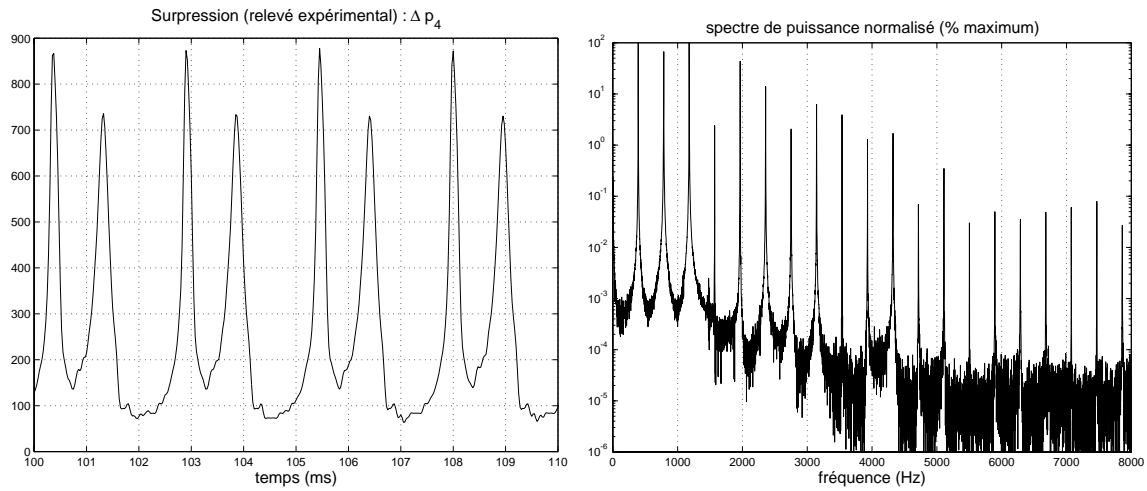


FIG. 1.17 – Signal et spectre de puissance pour la pression interne ; cas de la note soufflée du canal 4 d'un harmonica en sol.

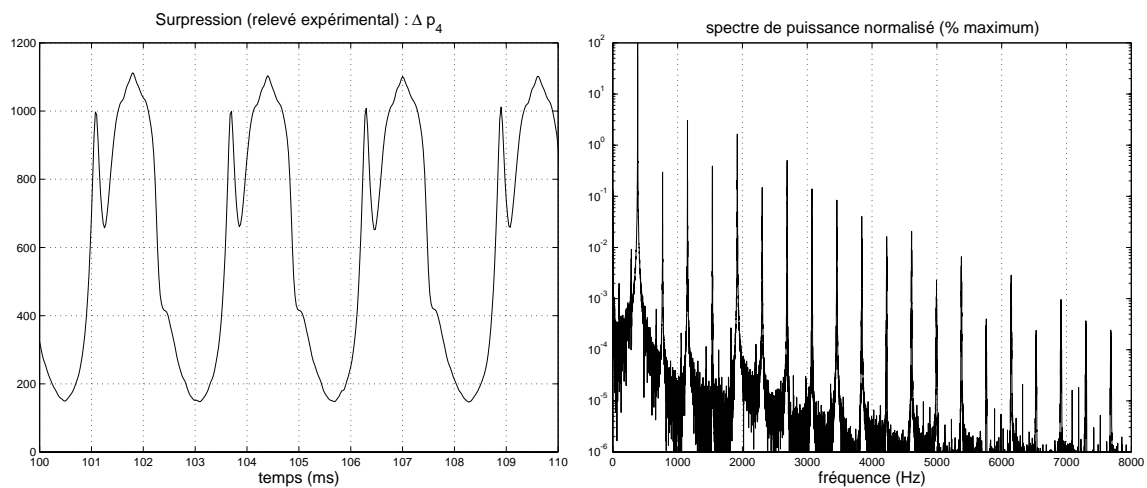


FIG. 1.18 – Signal et spectre de puissance pour la pression interne ; cas de l'overblow du canal 3 d'un harmonica en sol.

- alors que seul le fondamental a un niveau supérieur à -13 dB pour l'overblow 3, six des huit harmoniques ont un niveau supérieur pour le soufflé 4 et quatre des cinq premiers harmoniques dépassent le seuil des -4 dB.

1.4 Conclusions

En définitive, l'harmonica diatonique offre de nombreuses possibilités musicales qui justifient pleinement que l'on cherche à l'utiliser pour jouer chromatiquement plutôt que de prendre un harmonica chromatique.

À partir de simples expériences qualitatives (blocage successif des anches), on a mis en évidence l'existence de trois modes de sollicitation différents pour chaque anche (sollicitation normale, bend et overnote) qui correspondent tous à un fonctionnement différent de l'anche. On a postulé la « symétrie »¹⁸ des phénomènes rencontrés sur les quatre derniers canaux par rapport aux phénomènes se produisant sur les six premiers canaux lors de l'utilisation de l'excitation inverse, compte tenu de la disposition inversée des anches pour les quatre derniers canaux (les anches les plus aiguës sont maintenant les anches soufflées).

Mais il convient de donner une explication quantitative de ces phénomènes et de vérifier les postulats établis qualitativement. Pour cela, nous allons, dans la seconde partie, recenser les principaux résultats expérimentaux concernant tous les modes de jeu de l'harmonica diatonique.

Ces résultats expérimentaux permettront de poser et de justifier les hypothèses nécessaires à la conception d'une modélisation de l'harmonica (partie 3) tenant compte de la présence des deux anches en regard et de l'influence du conduit vocal.

18. Les modes aspirés sur les 4 derniers canaux 7 à 10 correspondent aux modes soufflés sur les canaux 1 à 6, et réciproquement.

Deuxième partie

Expérimentations sur l'harmonica diatonique

Cette deuxième partie est consacrée à une synthèse des différents résultats expérimentaux obtenus sur l'harmonica diatonique.

Dans le cadre du premier chapitre, on s'attache à décrire succinctement les différents organes du dispositif expérimental utilisé lors des expériences, que ce soit avec un vrai joueur d'harmonica ou à l'aide d'une bouche artificielle primitive. On trouve aussi dans ce chapitre le relevé des caractéristiques géométriques et mécaniques des anches des canaux 4 et 7 une fois équipées de jauges, caractéristiques qui seront utilisées dans le cadre des simulations numériques (partie 4) et de la synthèse (partie 5).

Le second chapitre fournit les résultats obtenus à l'aide d'un joueur réel pour les différents modes de jeu réalisables sur les canaux 4 et 7 une fois les anches équipées. C'est dans ce chapitre que l'on vérifie la pertinence des hypothèses théoriques sur la contribution respective des deux anches aux différents modes de jeu. Les résultats décrits servent aussi à justifier les hypothèses de modélisation utilisées dans la partie 3. Ces résultats sont, de plus, comparés à ceux obtenus par Bahnson [25] à l'aide d'un capteur de position capacitif.

Dans le troisième chapitre, on donne un aperçu des sons utilisés pour produire les différents modes de jeu : des voyelles fricativées. On met aussi en évidence la symétrie, d'une part, des phénomènes soufflés sur le canal 4 avec les phénomènes aspirés sur le canal 7 et, d'autre part, des phénomènes aspirés sur le canal 4 avec les phénomènes soufflés sur le canal 7.

Le quatrième chapitre est l'occasion de regarder dans quelle mesure une cavité buccale artificielle primitive, analogue à celle employée par Johnston [21] ou Bahnson [25], permet la production des modes soufflés. C'est aussi l'occasion de tester avec une cavité contrôlée la possibilité d'obtenir de manière reproductible les modes soufflés (modes normaux, overblows et bends).

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Introduction

Nous ne donnons que les informations de base sur le montage, celles qui sont nécessaires pour aborder le chapitre 2. Le lecteur qui souhaite en savoir plus sur les conditionneurs et sur le montage pourra consulter la thèse de Christian Cuesta [37] ou rechercher d'autres informations dans [38] (p. 70-82 sur les ponts de Wheastone, p. 393-422 sur les jauges et p. 587-599 sur les capteurs de pression).

Notre dispositif, outre un souffleur, est constitué d'un harmonica que l'on équipe sur un canal de jauges de contrainte pour connaître les déplacements des jauges, d'un capteur de pression que l'on vient glisser à l'intérieur du canal et d'un système d'acquisition et de traitement. Nous avons aussi réalisé des expériences à l'aide d'une cavité buccale artificielle : une seringue alimentée par une bonbonne de gaz.

2.1.2 Réalisation

2.1.2.1 L'harmonica

a) Choix du modèle

Comme dans les expériences et études précédentes [22, 23, 29, 30] nous utilisons des harmonicas diatoniques de modèle Lee Oskar TM. La première raison de ce choix est que Joël Hanriot, notre «cobaye», utilisait ce modèle d'harmonicas au moment où nous avons arrêté notre décision. De plus, Joël Hanriot nous a fourni à l'occasion des harmonicas pour les expériences. La seconde raison tient à la modularité de ce modèle qui permet un démontage et un remontage faciles, un échange standard de pièces ainsi qu'un accès pratique aux anches.

b) Choix de la tonalité et des canaux

Nous avons adopté la tonalité la plus grave existante dans ce modèle, celle de sol majeur, pour plusieurs raisons :

- les anches de cette tonalité sont *a priori* celles ayant les plus grandes dimensions et seront, par conséquent, les moins sensibles à l'implantation de jauges ;
- l'utilisation des fréquences les plus basses possibles permet d'être dans la plage optimale de fonctionnement des appareils de mesure (linéarité, déphasage) afin d'observer le maximum de composantes ;
- l'utilisation des fréquences les plus basses améliore la validité d'une modélisation unidimensionnelle, puisque les dimensions des différentes parties du modèle seront d'autant plus petites devant les longueurs d'ondes rencontrées que les fréquences propres des anches seront faibles.

Nous avons décidé d'équiper de jauges et d'étudier les canaux 4 et 7 parce qu'ils permettent de réaliser facilement tous les modes de jeu évoqués :

- soufflé, aspiré, bend aspiré et overblow pour le canal 4 ;
- soufflé, aspiré, overdraw pour le canal 7 et un bend soufflé d'un quart de ton.

canal	mode	note jouée	fréquence théorique (Hz)
4	soufflé	G	392
	bend aspiré	A^b	417
	aspiré	A	442
	overblow	B^b	468
7	aspiré	$F^\#$	738
	bend soufflé	quart de ton	760
	soufflé	G	784
	overblow	$G^\#$	830

TAB. 2.1 – Notes et fréquences que l'on peut obtenir sur les canaux 4 et 7 d'un harmonica diatonique en sol majeur.

Le fait de choisir des canaux qui permettent d'obtenir les overblows et les overdraws assez facilement est très important car, une fois les anches équipées de jauges, la perturbation apportée rend difficile, voire impossible dans certains cas, l'obtention de ces notes.

Pour ces deux canaux, l'éventail des notes que l'on peut obtenir en principe, sans jauges et dans les différents modes de jeu, est donné par la table 2.1, tandis que les dimensions des deux anches des canaux 4 et 7 sont indiquées dans la table 2.2.

canal	anche	longueur L_{rn} (mm)	largeur B_{rn} (mm)	épaisseur e_{rn} (mm)
4	supérieure	12,95	2,10	0,13
	inférieure	12,95	2,10	0,11
7	supérieure	10,55	1,87	0,10
	inférieure	10,55	1,87	0,09

TAB. 2.2 – Dimensions des anches supérieures et inférieures pour les canaux 4 et 7 d'un harmonica diatonique en sol majeur.

2.1.2.2 Les jauges

a) Implantation

Nous avons équipé de jauges deux harmonicas sur le canal 4 et deux autres sur le canal 7. Pour chaque anche, la jauge est collée le plus près possible de l'encastrement, sur la face qui ne pénètre pas dans l'épaisseur du support : face amont pour l'anche supérieure et face aval pour l'anche inférieure. De plus, une jauge témoin est collée à proximité de la lumière, sur la face aval des plaques, afin d'assurer la meilleure compensation thermique possible.

Sur chacune des deux plaques-support, ce sont donc deux jauges de contrainte de référence PA XX 050 BA 120 qui ont été collées à froid, avec une couche protectrice de barylène, par la société SEEA. La figure 2.1 donne le détail de l'implantation des deux jauges sur une plaque.

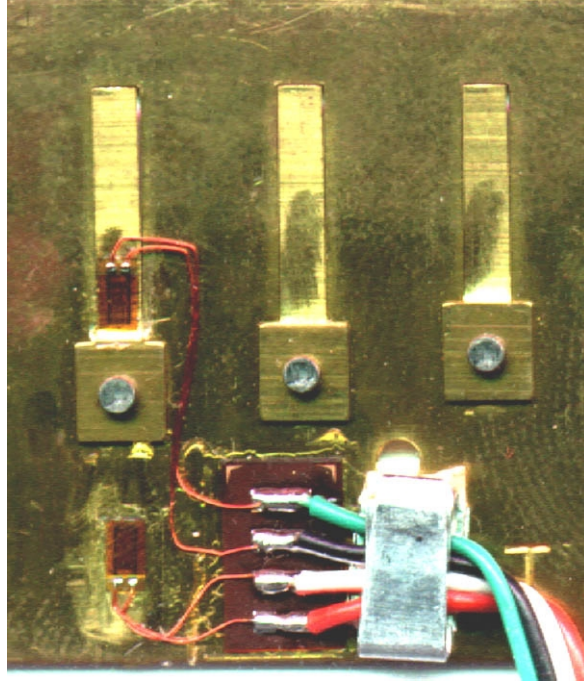


FIG. 2.1 – Vue agrandie de la portion de plaque, où est implantée une jauge témoin, et de l'anche équipée d'une jauge.

b) Principe de mesure

La mesure des déplacements des lames est effectuée en utilisant le principe du pont de Wheatstone (figure 2.2) et la propriété des résistances des jauges de contrainte de varier proportionnellement à la déformation qui leur est imposée [37, 38].

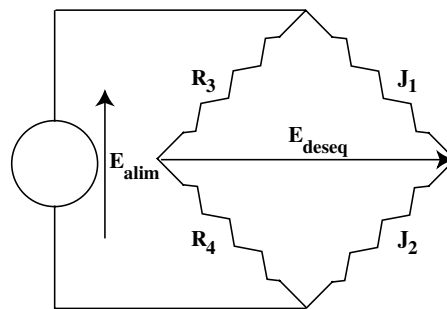


FIG. 2.2 – Pont de Wheatstone utilisé pour accéder à la vibration des anches.

D'après [37], la tension de déséquilibre E_{deseq} dépend des résistances J_1 , J_2 , R_3 , R_4 et de la tension d'alimentation E_{alim} :

$$E_{\text{deseq}} = \frac{J_2 R_4 - J_1 R_3}{(J_1 + J_2)(R_3 + R_4)} E_{\text{alim}} \quad (2.1)$$

Comme les jauges J_1 (active, collée sur l'anche) et J_2 (passive, collée sur le support pour la compensation thermique) ont des résistances de 121Ω , nous utilisons aussi des résistances de 121Ω pour R_3 et R_4 afin de satisfaire la condition d'équilibrage du pont ($J_1 R_3 = J_2 R_4$). Puisqu'une seule des jauges est active, le montage fonctionne en quart de pont et, ΔJ_1 désignant la variation de résistance de J_1 due au déplacement de l'anche, on mesure alors une tension de déséquilibre E_{deseq} donnée par :

$$E_{\text{deseq}} = \frac{\Delta J_1}{2J_1} E_{\text{alim}} \quad (2.2)$$

Puisque les résistances ne peuvent supporter des puissances supérieures au quart de Watt, le pont est alimenté par une tension E_{alim} de 4 V. Le signal récupéré aux bornes du pont est trop faible¹. Il est donc amplifié à l'aide des boîtiers réalisés par Cuesta [37], qui permettent une amplification de gain 250, 500, 1000 ou 2000.

c) Problèmes rencontrés avec les jauges

Les montages réalisés par la société SEEA ne nous ont pas donné satisfaction. Nous avons en effet rencontré de nombreux problèmes : rupture immédiate d'anches au moindre souffle, collage des jauges et des anches empêchant la libre vibration de celle-ci, problèmes de faux-contacts dans le câblage des anches, augmentation brutale de plusieurs Ohms de la résistance nominale, etc. Ainsi, seulement 3 des 4 harmonicas ont pu être calibrés et la moitié des jauges ont rendu l'âme pendant la journée d'expérimentation avec Joël Hanriot. Mais, avec les anches ayant subsisté, nous avons réussi à reconstituer un harmonica complet (canal 4) pour les autres expériences. Précisons que l'équipement de deux nouveaux harmonicas, en pont complet avec des jauges de $1 \text{ k}\Omega$ collées à chaud, est en cours de réalisation par la société Vishay Measurements.

2.1.2.3 Le capteur de pression

Pour le capteur de pression, nous avons un cahier des charges très strict :

- capteur de petites dimensions pour pouvoir être logé dans tous les canaux de l'harmonica ;
- gamme de fréquences pour laquelle le capteur est linéaire la plus grande possible afin d'observer le maximum d'harmoniques ;
- capteur supportant de grandes pressions acoustiques.

Le seul capteur satisfaisant ce cahier des charges que nous avons pu trouver est le capteur de pression 8507 C-2 de la société Endevco. Il s'agit d'un capteur de pression différentielle (relative à la pression atmosphérique) piezorésistif réalisant un pont complet à quatre branches actives (chaque branche est constituée d'une jauge de contrainte) diffusé dans un diaphragme en silicone sculpté. Son diamètre extérieur est de 2,34 mm et les caractéristiques utiles sont :

- étendue de mesure de 0 à 14 kPa (0 à 2 psi) ;
- fréquence de résonance F_r de 70 kHz, ce qui donne une bande passante (hypothèse basse pour la limite supérieure d'utilisation : cinquième de F_r) de 0 à 14 khz ;
- sensibilité, sous alimentation stabilisée de 10 V, de $160,8 \text{ mV}\cdot\text{psi}^{-1}$ soit $23,32 \mu\text{V}\cdot\text{Pa}^{-1}$;
- tension de sortie pleine échelle de 322 mV ;

1. La variation de résistance d'une jauge en cours de déformation est au maximum de l'ordre du pour cent de sa valeur nominale.

- défauts cumulés de non-linéarité, d'hystérésis et de non-répétabilité égaux à 0,82% de la tension de sortie pleine échelle.

2.1.2.4 Cavité buccale artificielle

Suivant l'exemple de Johnston [21] et Bahnson [25], nous utilisons en guise de cavité buccale des seringues de 10 et 50 ml dont les caractéristiques géométriques, une fois leur col recoupé, sont données par la table 2.3. L'alimentation de la bouche artificielle est réalisée à l'aide d'une bonbonne de 10 m³ de mélange azote-oxygène sous 200 bars. La solution retenue pour alimenter la seringue est de percer le piston de celle-ci pour laisser passer soit un tube en plastique (tube de 1,5 mm de diamètre intérieur pour la seringue de 10 ml et de 3 mm pour la seringue de 50 ml), soit un fragment d'aiguille (figure 2.4). La figure 2.3 donne une idée de la taille du capteur et de la seringue de 10 ml par rapport à l'harmonica.

modèle	diamètre de corps (mm)	diamètre de col (mm)	hauteur du col (mm)
10 ml	14	2,7	5
50 ml	26,7	2,7	5,28

TAB. 2.3 – Données sur les seringues utilisées en guise de cavité buccale.

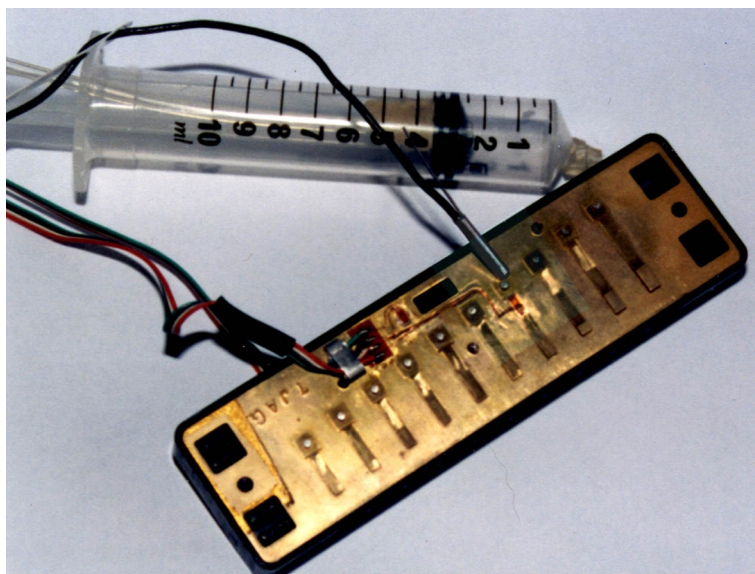


FIG. 2.3 – Seringue et capteur de pression posé sur une plaque d'anches.

2.1.2.5 Acquisition et traitement des données

L'acquisition puis le traitement des données se font en utilisant LabView 5.0.1, une carte National Instrument PCI-MI0-16E-4 et un boîtier National Instrument BNC-2090 qui permet de relier des prises BNC à la carte, le tout fonctionnant avec un ordinateur équipé d'un processeur Pentium 200 MMX sous Windows 95.

Les possibilités de la carte d'acquisition sont les suivantes :

- fréquence d'échantillonnage de 250 kHz, à diviser par le nombre de voies utilisées ;



FIG. 2.4 – Trois exemples du dispositif retenu pour alimenter en pression le corps de la seringue : soit des tubes de plastique, soit un fragment d'aiguille.

- 16 voies référencées à la masse ou 8 voies différentielles ;
- un écart dû au multiplexage entre deux voies de $4 \mu\text{s}$;
- une dynamique de 12 bits soit 4096 niveaux.

Pour utiliser au mieux la dynamique de la carte, il convient de spécifier, suivant les cas et la nature des voies, la gamme des tensions utilisées pour chacun des signaux mesurés.

La programmation graphique (langage G) a permis de réaliser entièrement sous LabView les modules permettant l'acquisition et l'enregistrement sur disque, la détermination des décroissances des anches pincées, l'analyse complète des signaux et les tracés des signaux et des spectres de puissance donnés dans ce texte.

2.1.3 Calibration

2.1.3.1 Calibration des anches

La calibration des anches a été effectuée grâce à la balance modifiée de Vincent Gibiat à l'ESPCI et à la réalisation par son technicien d'un nouveau pointeau.

L'ensemble du dispositif est présenté en figure 2.5. Il est fondé sur la modification d'une balance électronique de précision Mettler permettant de mesurer de $0,1 \mu\text{g}$ à 400 g. Le plateau de la balance est remplacé par le pointeau qui vient soulever l'extrémité libre de l'anche lorsqu'on le déplace verticalement grâce à un vernier au $1/50^{\text{e}}$ mm, la plaque étant fixée sur un support réglable en position suivant les deux axes horizontaux.

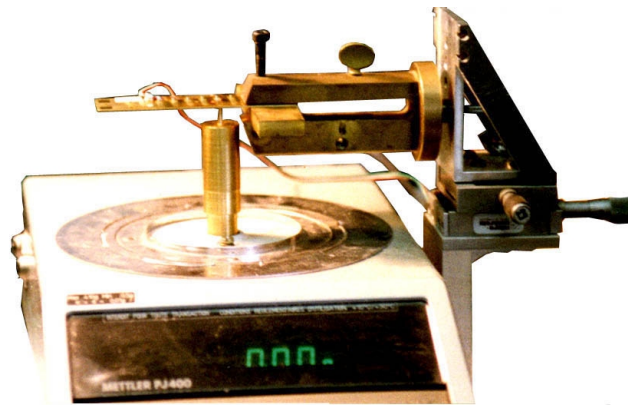


FIG. 2.5 – Balance modifiée pour pouvoir calibrer les anches: un pointeau dont on connaît le déplacement applique une force connue (grâce à la mesure du poids) sur l'extrémité de l'anche.

Une fois la balance mise à niveau, la pointe alignée frôlant l'extrémité libre de l'anche et le pont de Wheastone équilibré, on peut commencer la calibration. Cette opération consiste à effectuer les mesures de tension de déséquilibre et de poids en fonction du déplacement imposé par le vernier, ce qui permet de tracer les courbes (déplacement, effort) et (déplacement, tension) pour chaque anche.

Cette opération, effectuée pour les six anches des trois harmonicas en état, conduit les six fois à des caractéristiques parfaitement rectilignes telles que celles de l'anche supérieure de l'harmonica 4a (figures 2.6 et 2.7).

L'ensemble des résultats de la calibration, raideur en bout de l'anche en N.m^{-1} , sensibilité en mm.V^{-1} et offset des anches en mm, est rassemblé dans le tableau 2.4.

À l'aide des résultats des études de décroissances et à partir des raideurs équivalentes en bout d'anche déterminées par la calibration, on peut déterminer les caractéristiques de l'oscillateur équivalent pour l'anche en utilisant les formules établies en annexe A. On trouve alors les caractéristiques rassemblées dans la table 2.5.

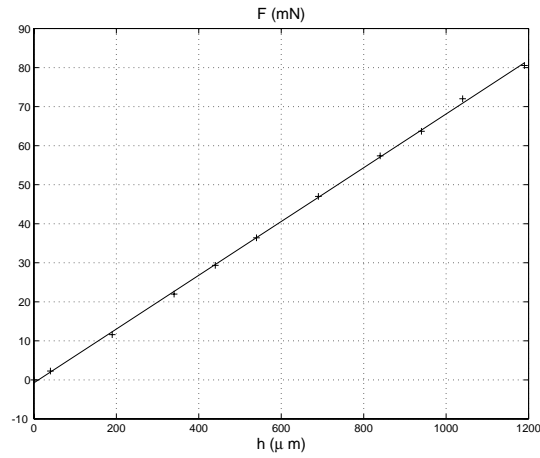


FIG. 2.6 – Tracé de la force imposée en fonction du déplacement ($h = h_{100} - h_{10}$) obtenu grâce à la calibration pour l'anche supérieure de l'harmonica 4a (canal 4).

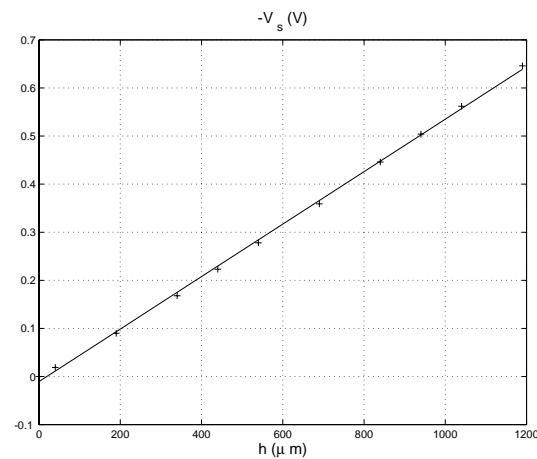


FIG. 2.7 – Tracé de l'inverse de la tension de déséquilibre (gain de 250) en fonction du déplacement ($h = h_{100} - h_{10}$) pour la calibration de l'anche supérieure de l'harmonica 4a (canal 4).

anche	$K_{cal,n}$ (N.m ⁻¹)	S_n (mm.V ⁻¹)	h_{n00} (μm)
4a supérieure	68,9	+457,82	-573,2
4a inférieure	45,6	-539,01	292,6
4b supérieure	72,7	+387,99	-528
4b inférieure	46,5	-373,45	286,5
7b supérieure	86,1	+293,38	-195
7b inférieure	65,2	-330,80	166,4

TAB. 2.4 – Résultats de la calibration des six anches : raideur en bout ($K_{cal,n}$), sensibilité (S_n) et offset (h_{n00}).

anche	f_{rn} (Hz)	K_n (N.m ⁻¹)	Q_n	M_n (mg)	R_n (Ns.m ⁻¹)	h_{n00} (μm)
4a sup	398	73,5	246	11,75	$1,19 \cdot 10^{-4}$	-573,2
4a inf	469	48,6	110	5,6	$1,5 \cdot 10^{-4}$	292,6
4b sup	405	77,5	177	11,98	$1,72 \cdot 10^{-4}$	-528
4b inf	455	49,6	95	6,07	$1,83 \cdot 10^{-4}$	286,5
7b sup	807	91,8	228	3,57	$7,94 \cdot 10^{-5}$	-195
7b inf	775	69,5	117	2,93	$1,22 \cdot 10^{-4}$	166,4

TAB. 2.5 – Caractéristiques mécaniques des six oscillateurs équivalents pour les six anches : fréquence propre, raideur, facteur de qualité, masse, coefficient de perte, offset.

L'implantation des jauges sur les anches influe sur le fonctionnement puisque, par exemple, Joël Hanriot n'a pu obtenir d'overblow sur l'harmonica 4b et n'en a obtenu un sur l'harmonica 4a qu'avec difficulté. En effet, le collage d'une jauge augmente la raideur de l'anche de manière importante et sa masse très faiblement. Il augmente donc aussi sa fréquence (cf. tableau 2.6). Cette augmentation de raideur rend l'anche beaucoup plus difficile à contrôler, ce qui peut expliquer les difficultés de production de certains modes². De plus, puisque l'accord et la dynamique des anches sont bouleversés par l'ajout de l'anche, on peut supposer que leur contrôle ne correspond plus à celui acquis par Joël Hanriot sur des harmonicas normaux. Ceci pourrait expliquer les difficultés rencontrées par le musicien, ne retrouvant plus ses repères sur les harmonicas équipés, pour produire les modes avancés.

canal	anche	harmonica	fréquence (Hz)	écart fréquentiel (Hz)
4	supérieure	théorie	392	
		4a	398	6
		4b	405	13
4	inférieure	théorie	442	
		4a	469	27
		4b	455	13
7	supérieure	théorie	784	
		7b	807	23
7	inférieure	théorie	734	
		7b	775	41

TAB. 2.6 – Fréquences théoriques et fréquences obtenues après l'implantation des anches, pour les canaux 4 et 7.

2.1.3.2 Le conditionneur des jauges

Afin de compléter le demi-pont de Wheastone, nous employons un boîtier réalisant pour chaque voie une amplification de gain 250, 500, 1000 et 2000.

Dans le but de quantifier les perturbations introduites par les boîtiers, le relevé du déphasage introduit et de la fonction de transfert ont été systématiquement effectués, mais seules les ca-

2. Avec les anciens montages, l'overblow était impossible à obtenir et le bend rarement réalisable.

ractéristiques obtenues pour le déphasage de la voie 2 et les fonctions de transfert des voies 1 à 4 sont données ici (figures 2.8 et 2.9 ; gain de 250).

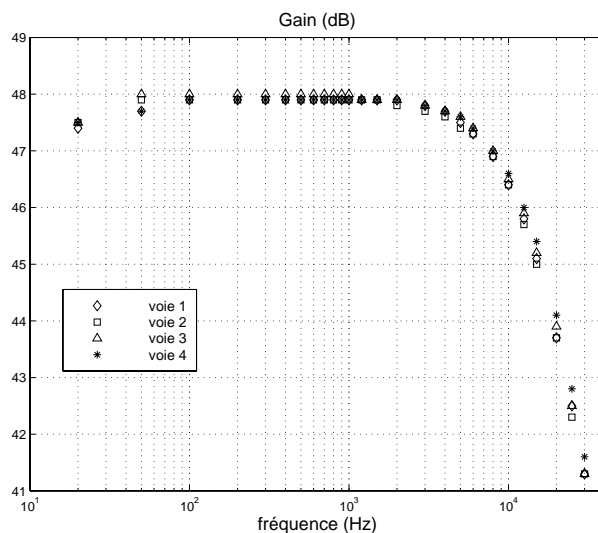


FIG. 2.8 – Gains en fonction de la fréquence des quatre voies dans le cas de l'amplification par un facteur 250.

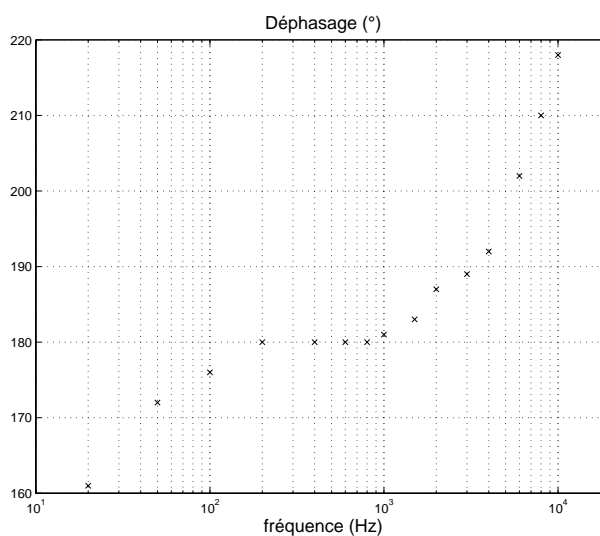


FIG. 2.9 – Relevé du déphasage en degrés introduit par le boîtier en fonction de la fréquence.

Le relevé des fonctions de transfert pour chacune des quatre voies et chacun des gains permet d'établir les résultats suivants :

- le comportement des quatre voies est le même pour tous les gains ;
- les bandes passantes respectives pour les gains 250, 500, 1000 et 2000 sont 0-16 kHz, 0-8 kHz, 0-4 kHz et 0-2 kHz (rapport gain/bande passante constant) ;
- le déphasage introduit pour chaque gain dans la bande passante est de 180° .

On a, par conséquent, intérêt à utiliser systématiquement le gain de 250 pour chaque pont afin d'obtenir le maximum d'informations sur le comportement des anches.

Remarque : la calibration des anches n'a été réalisée que pour la voie 2, mais les résultats sont utilisables pour les autres voies car les gains ont été réglés très précisément aux mêmes valeurs et la tension d'alimentation de toutes les voies fixée à 4 V, tout aussi précisément.

2.1.3.3 Le boîtier pour le capteur de pression

À la différence du boîtier des anches, nous avons réalisé nous-même un boîtier électrique spécialement pour le capteur de pression. Il en fallait un puisque celui-ci réalise un pont de Wheastone complet. Ce boîtier permet, d'une part, de régler à 10 V la tension d'alimentation du capteur de pression, tension pour laquelle nous connaissons la sensibilité ($160,8 \text{ mV.psi}^{-1}$) et, d'autre part, d'amplifier le signal d'un gain de 1, 10, 100 ou 1000.

Compte tenu des valeurs de signaux recueillis en sortie du capteur (322 mV au maximum), nous n'avons pas utilisé le gain de 1000, puisque la carte d'acquisition ne peut accepter en entrée que soit $\pm 5 \text{ V}$ ou soit 0-10 V.

Les relevés des déphasages introduits et des fonctions de transfert pour les gains 1, 10 et 100 ont été faits, mais nous ne donnons ici que la fonction de transfert pour le gain de 10 (figure 2.10) et les déphasages en degrés pour tous les gains (figure 2.11).

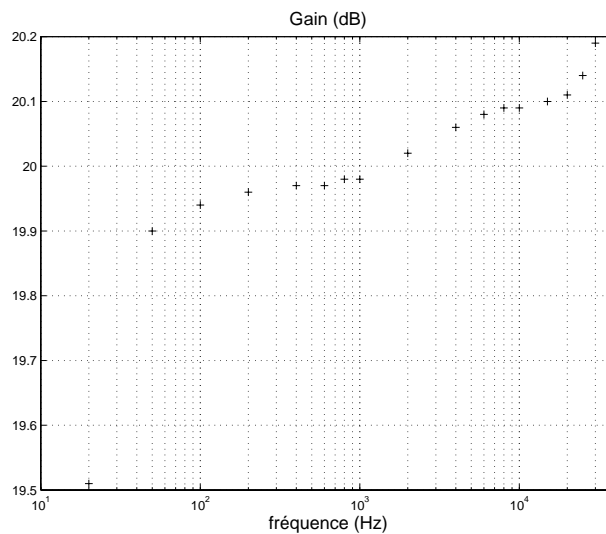


FIG. 2.10 – Gain en fonction de la fréquence pour une amplification de facteur 10.

Ce boîtier, au vu des mesures réalisées, permet de travailler pour tous les gains sans déphasage dans la gamme de fréquences de 100 à 20000 Hz.

2.1.3.4 Fréquence d'échantillonnage

Afin d'effectuer le maximum d'études avec le minimum de mesures, nous avons décidé d'utiliser les fréquences d'échantillonnage de 30 ou 40 kHz avec la carte. Elles correspondent au double

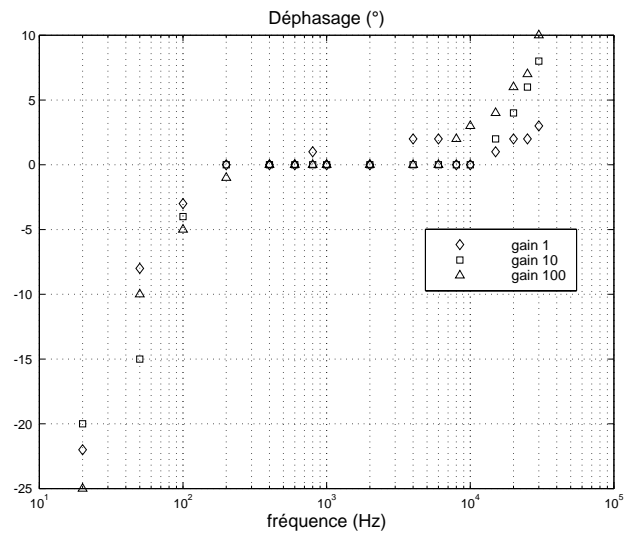


FIG. 2.11 – *Déphasage introduit par le boîtier du capteur de pression en fonction de la fréquence.*

des limites respectives du boîtier pour les jauges et du boîtier pour le capteur, ce qui permet d'utiliser ces deux boîtiers au maximum de leurs capacités.

Nous travaillons sur 1 à 3 voies en simultané (pression, déplacement des anches supérieure et inférieure), en essayant d'utiliser pour chacune des voies et des mesures la quasi-totalité de la dynamique offerte, soit 4096 niveaux en tout (12 bits de dynamique).

2.2 Étude expérimentale du fonctionnement de l'harmonica

2.2.1 Conventions

Nous rassemblons ici les conventions et les notations qui sont utilisées dans cette deuxième partie. La justification de ces conventions sera donnée dans le cadre de la troisième partie dédiée à la construction d'un modèle de l'harmonica.

Dans la suite, les grandeurs associées à l'anche supérieure du canal (anche soufflée) sont repérées à l'aide d'un indice 1 et celles associées à l'anche inférieure (anche aspirée) grâce à un indice 2. De plus, puisque lorsqu'on souffle l'anche supérieure se ferme tandis que l'anche inférieure s'ouvre, et que l'inverse se produit lorsque l'on aspire, on emploie respectivement les termes amont-fermante pour l'anche supérieure et amont-ouvrante pour l'anche inférieure. En outre, on distingue dans la suite pour l'anche n ($n = 1$ pour l'anche supérieure, $n = 2$ pour l'anche inférieure) l'ouverture au repos (ou offset) h_{n00} , l'ouverture moyenne en cours de jeu h_{n0} et les perturbations acoustiques de l'ouverture d'amplitude H_n notées h'_n .

L'ouverture de l'anche supérieure est négative par convention, tandis que celle de l'anche inférieure est positive. De même, on adopte le niveau 0 dB pour l'harmonique de plus forte puissance dans le calcul des spectres de puissance et on prend comme pression de référence $p_{\text{ref}} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa pour le calcul des niveaux de pression acoustique. De plus, on note Δp_4 la surpression entre l'amont et l'aval des anches, Δp_{40} la surpression moyenne amont/aval, $\Delta p'_4$ les perturbations acoustiques de cette surpression et ΔP_4 leur amplitude.

2.2.2 Caractère sinusoïdal du mouvement de l'anche

Compte tenu des problèmes rencontrés avec les jauges, les résultats présentés sont obtenus sur :

- l'harmonica 4b pour le soufflé et l'aspiré sur le canal 4 ;
- l'harmonica 4a pour l'overblow ;
- l'harmonica 4ba, reconstitué à partir de la plaque supérieure de l'harmonica 4b et de la plaque inférieure de l'harmonica 4a, pour le bend sur le canal 4 ;
- l'harmonica 7b pour le soufflé, l'aspiré, le bend et l'overdraw sur le canal 7.

Quel que soit le mode de jeu utilisé, nous avons mesuré des taux de distorsion harmonique toujours inférieurs à 4% sur le signal du mouvement des anches, comme le montre le tableau 2.7, et même inférieurs au pour cent dans le cas des anches actives lors de la production de la note! Nous considérons donc, dans la suite, que le mouvement des anches est parfaitement assimilable à une sinusoïde pure à laquelle s'ajoute une composante continue correspondant à l'ouverture moyenne de l'anche. Seul le spectre de puissance du mouvement de l'anche supérieure de l'harmonica 4ba à l'occasion d'un soufflé est donné ici (figure 2.12), puisqu'il illustre parfaitement l'allure de tous les autres spectres de mouvement des anches obtenus à l'occasion des différents modes de jeu étudiés. Par contre, pour la pression à l'intérieur du canal, qui n'est pas, elle, sinusoïdale, on donne dans chacun des cas les spectres de puissance et on indique les fréquences et les niveaux relatifs des premiers harmoniques.

anche	soufflé canal 4	aspiré canal 4	bend canal 4	overblow canal 4	soufflé canal 7	aspiré canal 7	bend canal 7	overdraw canal 7
supérieure	0,45%	0,47%	0,08%	-	1,06%	1,19%	2,69%	2,81%
inférieure	3,14%	0,98%	0,35%	2,01%	0,2%	0,27%	1,53%	-

TAB. 2.7 – Taux de distorsion harmonique obtenus pour l'anche supérieure et l'anche inférieure à l'occasion de l'étude des différents modes de jeu.

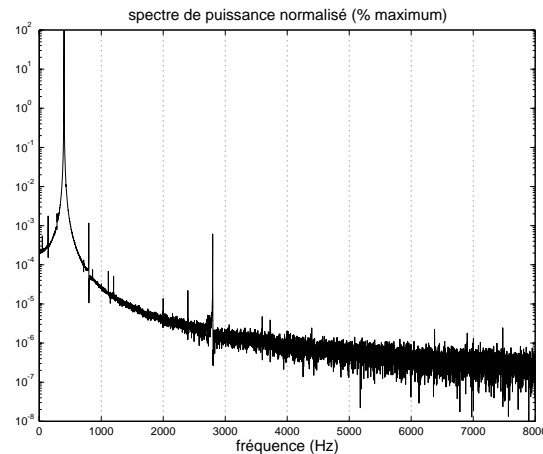


FIG. 2.12 – Spectre de puissance du signal mesuré pour le mouvement de l'anche supérieure; soufflé réalisé par J. Hanriot (canal 4 de l'harmonica 4ba).

Puisque nous avons un signal sinusoïdal pour le mouvement de l'anche à une fréquence proche de la fréquence propre de l'anche, l'hypothèse d'un fonctionnement des anches sur leur premier mode de poutre encastree-libre s'impose naturellement, et ce quel que soit le mode de jeu utilisé. Ce caractère sinusoïdal du mouvement des anches d'harmonica a déjà souligné par Cuesta et Valette [22, 23]. Ce comportement offre un contraste spectaculaire avec le mouvement des anches battantes, telles que celles rencontrées pour la clarinette ou le saxophone par exemple [39, 10, 40, 5, 6, 7, 8]. Nos observations viennent par ailleurs contredire les mesures de Bahnson, Antaki et Beery [25] : l'utilisation de capteurs de position à linéarité douteuse explique vraisemblablement ces observations erronées.

2.2.3 Étude du canal 4

2.2.3.1 Note soufflée

a) Résultats expérimentaux pour les anches

Le tableau 2.8 rassemble les résultats expérimentaux concernant les deux anches à l'occasion d'une note soufflée (obtenue par J. Hanriot) tandis que la figure 2.13 illustre le principe du fonctionnement.

On constate que la note est produite par l'anche supérieure, qui présente des vibrations beaucoup plus importantes que l'anche inférieure, vibrations qui se produisent à une fréquence (401 Hz) inférieure à la fréquence propre de l'anche supérieure lorsqu'elle est pincée (405 Hz).

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
4b sup	401	1493	57	-471
4b inf	401	67	34	320

TAB. 2.8 – Résultats trouvés à l'occasion du soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

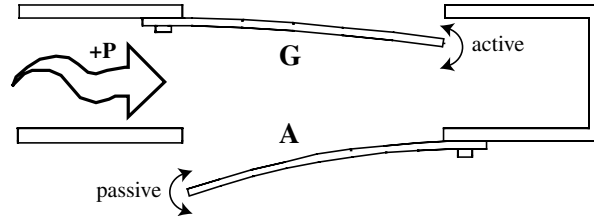


FIG. 2.13 – Fonctionnement envisagé pour le canal 4 dans le cas de la note soufflée.

D'ailleurs, les amplitudes des vibrations montrent qu'il y a auto-oscillation de l'anche supérieure et oscillation forcée de l'anche inférieure.

On observe une diminution de l'ouverture moyenne pour l'anche supérieure et une augmentation de l'ouverture moyenne de l'anche inférieure puisque $h_{10} - h_{100} > 0$ (avec h_{100} et h_{10} négatives) et $h_{20} - h_{200} > 0$. De plus, h_{n0} et H_n sont de même signe pour les deux anches. Nous verrons que le modèle rendra bien compte de ces observations.

Par contre, si pour l'anche inférieure l'amplitude des variations de l'ouverture est faible devant l'ouverture moyenne, ce n'est pas le cas pour l'anche supérieure : l'amplitude des variations est presque trois fois plus grande que l'ouverture moyenne. Pourtant, même si nous ne sommes pas dans le cas de faibles perturbations acoustiques d'une position d'équilibre, nous sommes quand même en présence d'oscillations sinusoïdales autour d'une position d'équilibre.

Enfin, notons que, puisque l'ouverture moyenne de l'anche supérieure est petite devant l'amplitude des oscillations, l'anche supérieure traverse le sommier pour déboucher de l'autre côté de la plaque métallique pendant son cycle de vibration. Par contre, l'anche inférieure n'a pas des variations d'amplitude suffisante pour pouvoir traverser la plaque.

b) Résultats expérimentaux pour la pression

L'analyse sous Labview fournit la surpression moyenne par rapport à la pression atmosphérique ainsi que l'amplitude équivalente des oscillations de la pression (hypothèse d'une seule composante) qui valent respectivement 219 Pa et 128 Pa. Par rapport à la pression moyenne (101 458 Pa), l'amplitude équivalente est faible même si cette amplitude est de l'ordre de la moitié de la surpression amont. En soufflant normalement, on relève un niveau de pression acoustique de 136,1 dB (pour une pression de référence $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa).

La table 2.9 rassemble les fréquences et les puissances relatives (par rapport à l'harmonique de plus forte puissance) pour les premiers pics (cf. figure 2.14) :

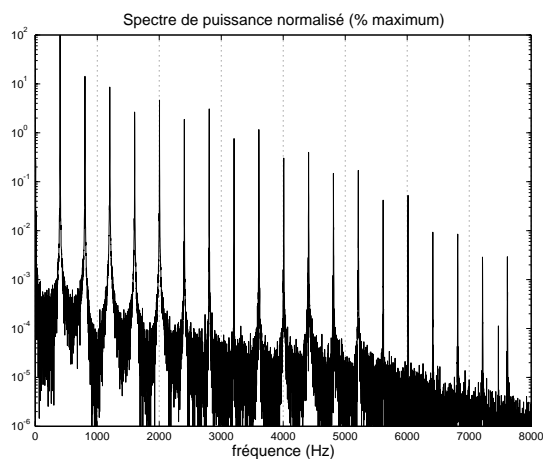


FIG. 2.14 – Spectre de puissance de la pression ; soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	401	802	1203	1603	2004	2405	2806	3207	3608
niveau relatif (dB)	0	-8,4	-10,6	-15,7	-13,2	-17,1	-14,8	-20,6	-18,5

TAB. 2.9 – Premiers harmoniques dans le cas d'un soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

L'analyse de ces résultats montre que :

- le fondamental est l'harmonique de plus fort niveau, puisque la différence avec les autres harmoniques est au moins de +8,4 dB ;
- les harmoniques 6 et 7, zone de fréquences associée au second mode de poutre encastree-libre, présentent une atténuation de l'ordre de 15 dB ;
- ce spectre est similaire à ceux trouvés pour les notes soufflées jouées par Joël Hanriot sur un harmonica non équipé de jauges.

Les figures 2.15, 2.16 et 2.17 permettent de mettre en évidence la dépendance des évolutions de la pression interne en fonction des ouvertures des deux anches du canal.

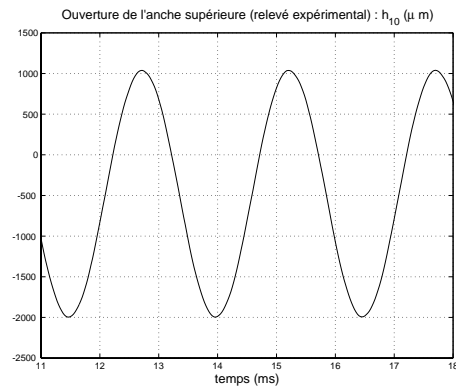


FIG. 2.15 – Signal de déplacement de l'anche supérieure; soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

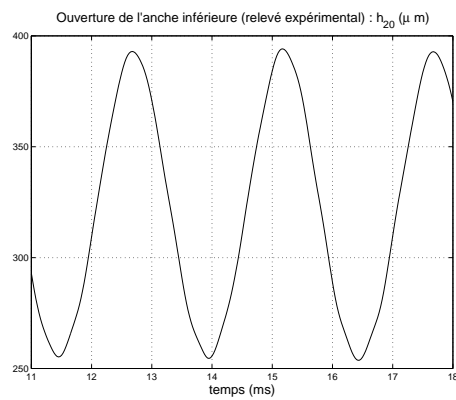


FIG. 2.16 – Signal de déplacement de l'anche inférieure; soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

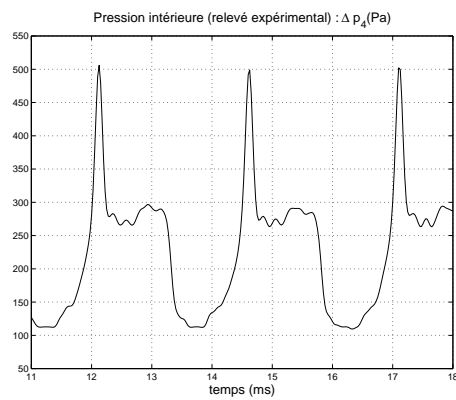


FIG. 2.17 – Signal de pression interne; soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

Dans le signal de pression interne, on constate la succession des évolutions suivantes :

- un palier de pression minimale qui correspond à la plus grande ouverture algébrique pour l'anche supérieure (ouverture négative par convention) ;
- une augmentation brutale de la pression lorsque l'anche supérieure ferme l'ouverture ;
- une dépression brutale lorsque l'anche supérieure, passée de l'autre côté de la plaque, permet à nouveau l'échappement de l'air ;
- un palier de pression avec une pente approximativement croissante à mesure que l'anche repart vers l'intérieur de l'instrument, le maximum étant obtenu lors de la refermeture ;
- une dépression brutale lorsque l'anche, revenue à l'intérieur du canal, permet à nouveau le passage de l'air ;
- un palier minimal associé à une grande ouverture de l'anche supérieure à l'intérieur du canal.

Il est à prévoir que le pic de pression très marqué dans le signal de pression, associé à la traversée de la plaque par l'anche supérieure, va engendrer de nombreux harmoniques dans le spectre de ce signal. La dépression brutale associée au retour de l'anche à l'intérieur du canal va générer elle aussi des harmoniques. Ces deux remarques expliquent la richesse du spectre observé. Les résultats expérimentaux ci-dessus montrent, du point de vue de la théorie, qu'un mouvement sinusoïdal de l'anche fournit néanmoins un champ acoustique riche en harmoniques, parce que la valve présente une non-linéarité marquée.

On peut remarquer que le rôle de l'anche inférieure est très limité, puisqu'elle n'intervient véritablement que lorsque l'anche supérieure est très ouverte à l'intérieur du canal. En effet, la pression minimale ne correspond pas à l'ouverture maximale de l'anche supérieure mais elle la précède, car l'ouverture de l'anche inférieure est quasiment minimale lorsque l'ouverture de l'anche supérieure est maximale. Ceci sera vérifié plus tard en regardant les notes que l'on peut produire en bloquant l'une puis l'autre des deux anches.

La dernière remarque concerne l'ouverture de l'anche supérieure qui correspond au pic de pression : cette ouverture n'est pas nulle. Ceci est normal puisque la calibration n'est pas effectuée pour le dos de l'anche, qui va fermer la lumière, mais pour le haut de l'extrémité libre de l'anche. Compte tenu de l'imprécision sur l'équilibrage des ponts de Wheastone et sur la connaissance des offsets, le pic de pression correspond à une ouverture de l'ordre de l'épaisseur de l'anche. De plus, comme l'épaisseur de l'anche ne peut être mesurée précisément qu'après découpage, nous ne la connaissons qu'approximativement (mesure réalisée sur une anche découpée d'un harmonica de même tonalité).

2.2.3.2 Note aspirée

a) Résultats expérimentaux pour les anches

Les résultats pour les anches (aspiré réalisé par J. Hanriot) sont rassemblés dans le tableau 2.10 tandis que le fonctionnement correspondant est résumé sur la figure 2.18.

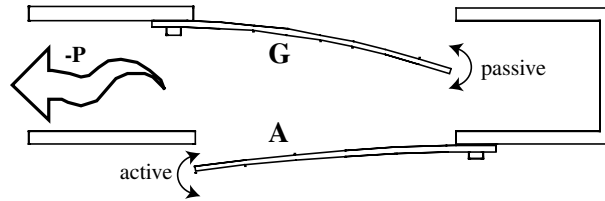


FIG. 2.18 – Fonctionnement envisagé pour le canal 4 dans le cas de la note aspirée.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
4b sup	445	104	-50	-578
4b inf	445	1530	-268	18

TAB. 2.10 – Résultats trouvés pour un aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

Les observations expérimentales sont les suivantes :

- la note est produite par l'anche inférieure puisque l'amplitude des oscillations de l'anche inférieure (1530 μm) est plus de 14 fois plus grande que celle trouvée pour l'anche supérieure (104 μm) ;
- l'auto-oscillation de l'anche inférieure se produit à 445 Hz, donc à une fréquence inférieure à celle de l'anche pincée (455 Hz) ;
- les oscillations forcées de l'anche supérieure se produisent à la fréquence d'auto-oscillation de l'anche inférieure ;
- à l'aspiration, l'anche inférieure est une amont-fermante, ce qui se traduit par une réduction de l'ouverture moyenne : $h_{20} - h_{200} < 0$;
- l'anche supérieure est une amont-ouvrante et on a $h_{10} - h_{100} < 0$ (augmentation de l'ouverture) ;
- l'ouverture moyenne h_n et l'amplitude des oscillations H_n sont toutes les deux positives.

b) Résultats expérimentaux pour la pression

La dépression moyenne est de -230 Pa pour une amplitude d'oscillations de 155 Pa, ce qui donne un niveau de pression acoustique égal à 137,8 dB. Le comportement spectral du signal de pression intérieure pour les neuf premiers harmoniques est donné par la table 2.11 et la figure 2.19.

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	445	890	1334	1779	2224	2669	3114	3558	4003
niveau relatif (dB)	0	-21	-13,8	-28,2	-27,8	-24,8	-25,5	-31,8	-24

TAB. 2.11 – Premiers harmoniques pour un aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

L'étude des valeurs mesurées permet de conclure que :

- le fondamental est, là aussi, l'harmonique de plus forte puissance, puisque le second harmonique en puissance est l'harmonique 3 avec un niveau de -13,8 dB ;
- les harmoniques 6 et 7 disposent d'une faible puissance ;
- le spectre ressemble à celui obtenu pour un [y] aspiré (voir chapitre suivant).

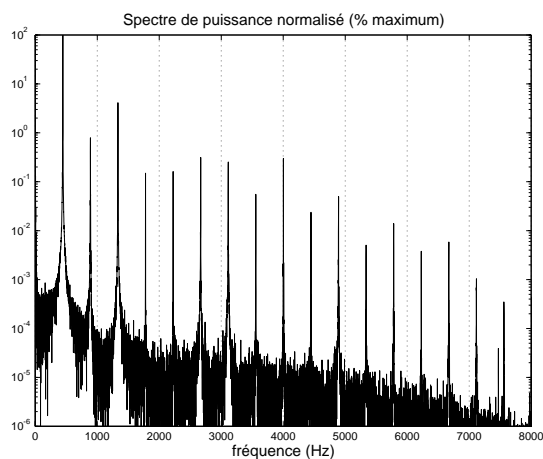


FIG. 2.19 – Spectre de puissance de la pression; aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

Comme dans le cas soufflé, les figures 2.20, 2.21 et 2.22 montrent la dépendance de la pression interne vis-à-vis des deux ouvertures d'anche. Nous pouvons distinguer dans les évolutions du signal de pression, les phases suivantes :

- une zone de dépression minimale associée à de grandes ouvertures de l'anche inférieure, avec un minimum associé à l'ouverture maximale de l'anche inférieure ;
- une augmentation brutale de la dépression liée à la fermeture de l'anche inférieure ;
- une diminution brutale de la dépression lorsque l'anche inférieure a une ouverture importante à l'intérieur du canal ;
- une réaugmentation de la dépression lorsque l'anche inférieure ferme la lumière avant de retraverser ;
- une diminution brutale de la dépression lorsque l'anche inférieure débouche à nouveau à l'extérieur du canal et que son ouverture augmente ;
- une zone de dépression minimale associée au début d'un nouveau cycle.

Les variations brutales de pression, liées maintenant à l'obturation de la lumière par l'anche inférieure, permettent ici encore de comprendre la richesse du spectre observé.

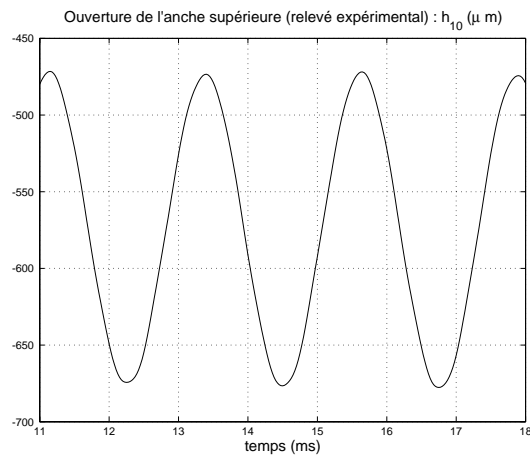


FIG. 2.20 – Signal de déplacement de l'anche supérieure; aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

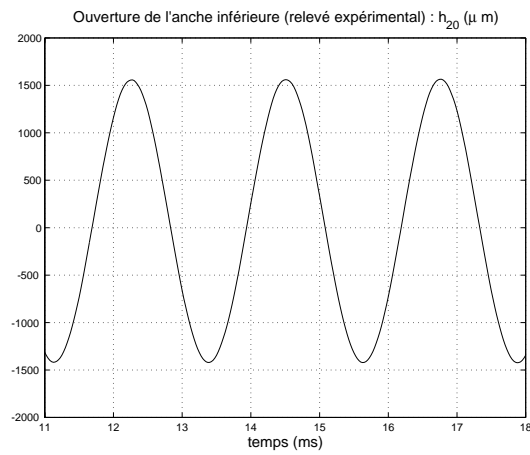


FIG. 2.21 – Signal de déplacement de l'anche inférieure; aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

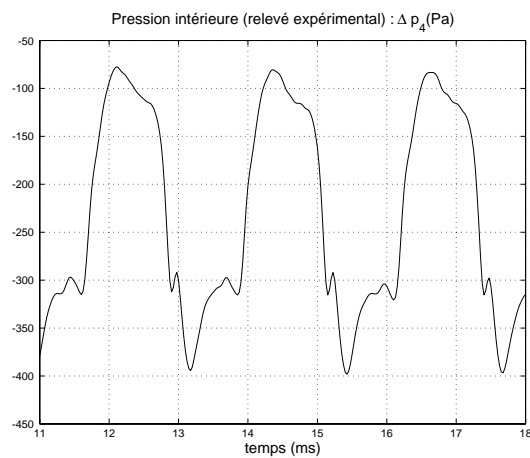


FIG. 2.22 – Signal de pression interne; aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4b.

2.2.3.3 Bend aspiré

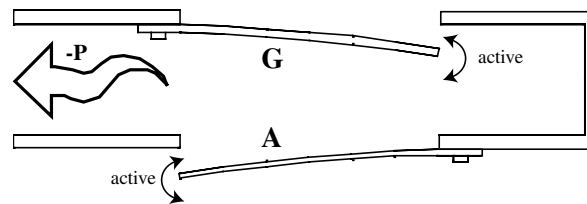


FIG. 2.23 – Fonctionnement envisagé pour le canal 4 lors du bend aspiré.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
4b sup	433	409	-114	-643
4a inf	433	762	-200	93

TAB. 2.12 – Résultats trouvés pour un bend sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

a) Résultats pour les anches

Les résultats obtenus pour les jauges (bend réalisé par J. Hanriot) sont rassemblés dans le tableau 2.12 et le fonctionnement correspondant est illustré par la figure 2.23. Nous résumons ci-dessous les principaux résultats expérimentaux :

- la note est produite par l'auto-oscillation simultanée des deux anches (409 μm d'amplitude pour l'anche supérieure et 762 μm pour l'anche inférieure) ;
- la note produite est comprise entre les deux fréquences pincées des anches et correspond à un abaissement de la fréquence par rapport à la note aspirée de l'ordre du demi-ton (433 Hz au lieu de 431 Hz dans le cas du demi-ton parfait à cause de l'implantation d'une jauge) ;
- les anches supérieure et inférieure sont respectivement amont-fermante et amont-ouvrante puisque l'on a $h_{10} - h_{100} < 0$ et $h_{20} - h_{200} < 0$;
- les ouvertures moyennes sont du même signe que les amplitudes des vibrations.

b) Résultats expérimentaux pour la pression

À une dépression moyenne de -635 Pa, qui est supérieure à celle utilisée pour la note aspirée normale (-230 Pa), correspond une amplitude de variations acoustiques de 397 Pa. Ceci donne un niveau de pression acoustique de 146 dB.

L'étude du contenu spectral du bend (figure 2.24 et table 2.13) montre que :

- le fondamental prédomine nettement, puisque le niveau du plus puissant des harmoniques suivants est de -22 dB (harmonique 3) ;
- les harmoniques 6 et 7 disposent d'une faible puissance ;
- le spectre ressemble à celui obtenu pour le premier bend par Joël Hanriot, bien que l'anche soit équipée d'une jauge ; notons que le contenu spectral est, dans l'ensemble, nettement moins riche que celui des notes soufflées ou aspirées.

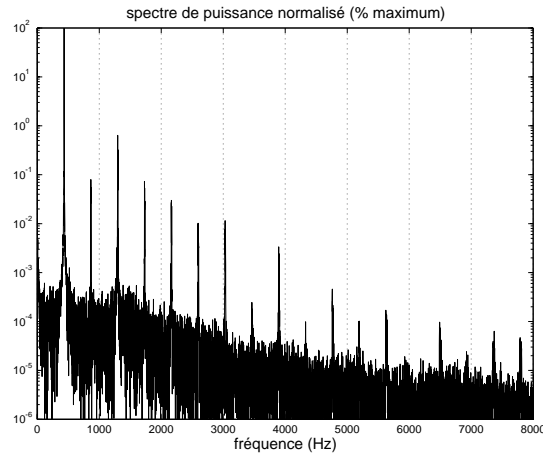


FIG. 2.24 – Spectre de puissance de la pression ; bend aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	433	866	1298	1731	2165	2597	3030	3462	3895
niveau relatif (dB)	0	-31	-22	-31,5	-35,7	-40	-39,2	-56	-44,7

TAB. 2.13 – Premiers harmoniques pour un bend sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

Par rapport à la note aspirée, nous avons quelques changements dans le signal de pression interne (figures 2.25, 2.26 et 2.27) car les oscillations de l'anche supérieure sont plus importantes. Ces changements interviennent dans chacune des phases de la période :

- l'augmentation de la dépression, consécutive à la fermeture de l'anche inférieure, est plus brutale et plus importante que dans le cas de l'aspiré ;
- les augmentations ou diminutions de pressions correspondent respectivement aux ouvertures/traversées de plaques et aux fermetures ; on remarque qu'elles sont sensiblement moins brutales que pour les notes soufflées ou aspirées, ce qui confirme la remarque sur le contenu spectral ;
- le premier pic de dépression correspond à la fermeture de la lumière pour l'anche inférieure ;
- la diminution de dépression qui suit ce pic reste faible car l'anche supérieure, en avance, voit son ouverture à l'intérieur diminuer ;
- juste après l'ouverture minimale à l'intérieur (maximum de l'ouverture algébrique) de l'anche supérieure, l'anche inférieure se referme pour retraverser la plaque, ce qui explique que le second pic de pression correspond à une dépression plus importante que pour le premier ;
- la diminution de dépression qui suit est plus longue que dans le cas de la note aspirée car les deux anches voient leurs ouvertures augmenter avec des amplitudes plus importantes que pour l'aspiré.

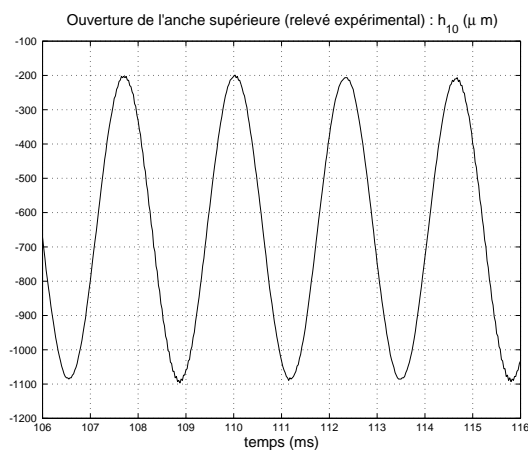


FIG. 2.25 – Signal de déplacement de l'anche supérieure; bend sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

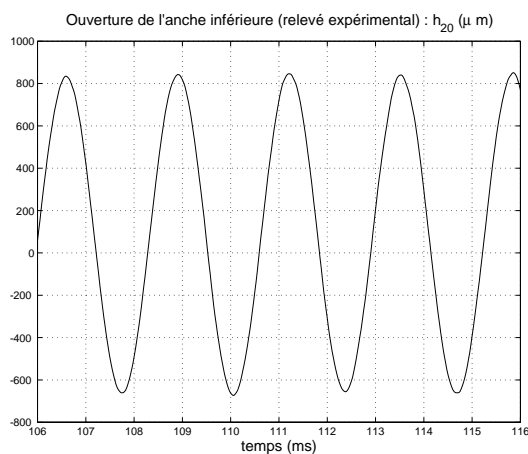


FIG. 2.26 – Signal de déplacement de l'anche inférieure; bend sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

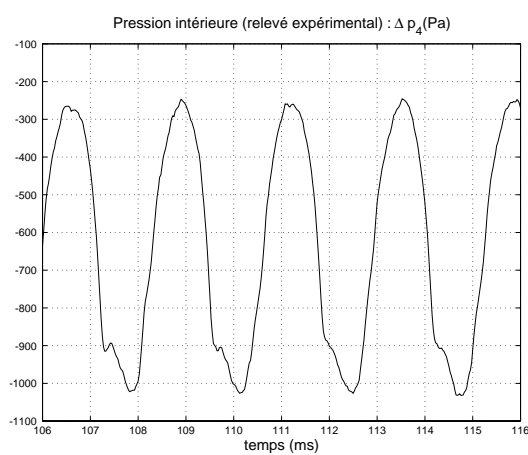


FIG. 2.27 – Signal de pression interne; bend sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

2.2.3.4 Overblow

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
4a inf	387	235	302	595

TAB. 2.14 – Résultats trouvés pour un overblow sur le canal 4 de l'harmonica 4a.

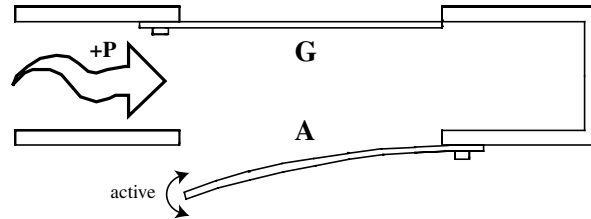


FIG. 2.28 – Fonctionnement envisagé pour le canal 4 lors de l'overblow.

a) Résultats pour les anches

Comme la jauge implantée sur l'anche supérieure a rendu l'âme juste avant cette mesure (réalisée par J. Hanriot), nous ne donnons les résultats expérimentaux (table 2.14) que pour l'anche inférieure. Nous n'avons, en effet, pas pu vérifier quantitativement que les vibrations de l'anche supérieure étaient minimales, comme nous le pressentons (figure 2.28). Cette vérification a été cependant faite qualitativement.

De plus, comme l'overblow sur l'harmonica 4a (équipé de jauges) est très difficile à produire, les résultats expérimentaux ne sont pas d'une précision parfaite :

- deux fréquences coexistent dans le signal d'anche inférieure : une fréquence à 387 Hz (0 dB) et une autre à 497 Hz (-2,4 dB) qui correspondrait à la hauteur de l'overblow ; on a une émission de type diphonique ;
- la première fréquence (387 Hz) est inférieure à celle de la fréquence de l'anche supérieure pincée (398 Hz) ;
- le son produit pourrait correspondre à la coexistence d'une note soufflée et de l'overblow ;
- la seconde fréquence correspond à un overblow d'un demi-ton au-dessus de la fréquence de l'anche inférieure pincée ;
- l'anche inférieure auto-oscille et, par conséquent, participe à la production de la note entendue puisque l'amplitude des oscillations est importante (235 μm) ;
- l'anche inférieure est bien une amont-ouvrante puisque $h_{20} - h_{200} < 0$;
- l'ouverture moyenne et l'amplitude des oscillations sont toutes deux positives.

b) Résultats pour la pression

La production de l'overblow nécessite effectivement une surpression plus importante (1012 Pa) que pour la note soufflée (185 Pa) mais conduit à des amplitudes d'oscillations plus conséquentes (557 Pa) que pour le soufflé : 55 % de la pression moyenne pour l'overblow au lieu de 46 % pour la note soufflée. De même, le niveau de pression acoustique (148,9 dB) est plus important que pour le soufflé (136,1 dB).

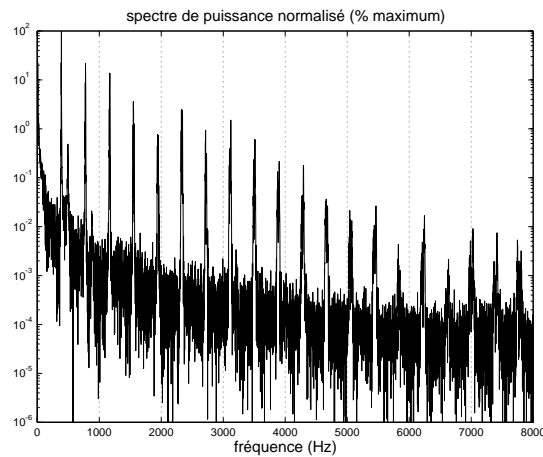


FIG. 2.29 – Spectre de puissance de la pression ; overblow sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

partiels	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	387	497	774	1161	1540	1934	2321	2709	3095
niveau relatif (dB)	0	-9,6	-5,8	-11,3	-24	-17,5	-13	-15,5	-19,4

TAB. 2.15 – Premiers harmoniques pour un overblow sur le canal 4 de l'harmonica 4a.

En étudiant le spectre de puissance de l'overblow (figure 2.29 et table 2.15), on constate la présence de deux séries harmoniques :

- celle de fondamental 387 Hz qui correspondrait à la présence d'un soufflé normal et qui est très riche en harmoniques ;
- celle de fondamental 497 Hz qui ne compte que deux composantes émergeant suffisamment du bruit pour être pris en compte (le fondamental et l'harmonique 1) et correspondrait à l'overblow.

Sur un harmonica non équipé, l'overblow est riche en harmoniques émergeant du bruit. Mais notre harmonica expérimental est équipé d'une jauge, ce qui change le comportement de l'anche, empêchant ainsi la production d'un overblow propre (on produit une émission de type diphonique, qui n'est pas souhaitée dans le contexte musical habituel). Pour autant, on peut remarquer que la fréquence fondamentale de la série harmonique de l'overblow correspond exactement à une augmentation d'un demi-ton.

Comme pour l'étude des résultats liés aux anches, nous ne disposons pas de données sur le mouvement de l'anche supérieure pendant l'overblow : nous ne nous fondons donc que sur les évolutions de l'anche inférieure (figure 2.30) pour étudier celles de la pression. Mais, on constate en fait que le signal de pression (figure 2.31) est semblable à celle obtenue pour la note soufflée avec seulement :

- un creux de pression plus prononcé après le pic de pression maximale ;
- une amplitude des variations beaucoup plus importante que pour la note soufflée ;
- la présence d'un creux de pression juste après la diminution brutale de la pression et non pas d'un pallier de pression minimale.

Malheureusement, rien de notable dans le signal de déplacement de l'anche inférieure ne permet d'expliquer ces changements.

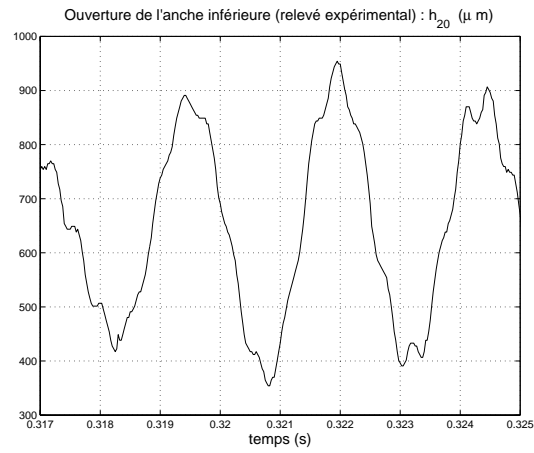


FIG. 2.30 – Signal de déplacement de l'anche inférieure ; overblow sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

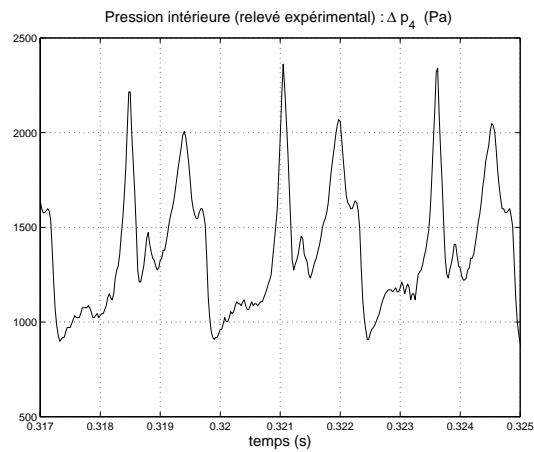


FIG. 2.31 – Signal de pression interne ; overblow sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

2.2.4 Étude du canal 7

Les résultats ressemblent à ceux du canal 4 mais l'anche supérieure a maintenant la fréquence propre la plus basse. Le bend s'obtient cette fois en soufflant, et l'overblow est remplacé par un overdraw. Les résultats pour la pression sont rassemblés en annexe B. Tous les notes étudiées ont été produites par J. Hanriot.

2.2.4.1 Note soufflée

Les résultats expérimentaux (table 2.16, figure 2.32 et annexe B) sont les suivants pour les anches :

- l'anche supérieure auto-oscille tandis que l'anche inférieure est forcée à osciller ;
- la fréquence de la note émise (798 Hz) se situe en dessous de la fréquence de la note de l'anche supérieure pincée (807 Hz) ;
- les déplacements d'équilibre indiquent que l'anche supérieure est une amont-fermante tandis que l'anche inférieure est une amont-ouvrante ($h_{10} - h_{100} > 0$ et $h_2 - h_{200} > 0$) ;
- l'ouverture moyenne et l'amplitude des oscillations sont toutes deux positives.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
7b sup	798	895	24	-171
7b inf	798	117	11	177

TAB. 2.16 – Résultats trouvés pour un soufflé sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

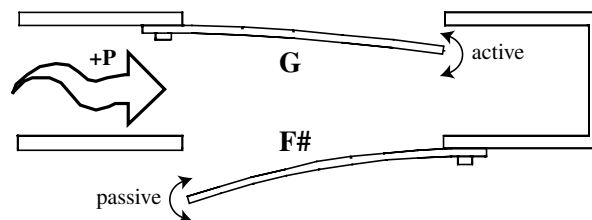


FIG. 2.32 – Fonctionnement envisagé pour le canal 7 lors d'un soufflé.

2.2.4.2 Note aspirée

Les résultats expérimentaux (table 2.17, figure 2.33 et annexe B) sont résumés ci-dessous pour les anches :

- l'anche inférieure auto-oscille ($H_2 = 888 \mu\text{m}$) tandis que l'anche supérieure est forcée à osciller ($H_1 = 63 \mu\text{m}$) ;
- la note jouée est donnée par l'anche inférieure et est de fréquence (760 Hz) inférieure à celle de l'anche inférieure pincée (775 Hz) ;
- les déplacements d'équilibre (respectivement $-20 \mu\text{m}$ et $-35 \mu\text{m}$) confirment que l'anche supérieure est une amont-ouvrante, tandis que l'anche inférieure est une amont-fermante ;
- l'amplitude des oscillations et l'ouverture moyenne sont toutes les deux positives pour chacune des anches.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
7b sup	760	63	-20	-215
7b inf	760	888	-35	132

TAB. 2.17 – Résultats trouvés pour un aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 7b.

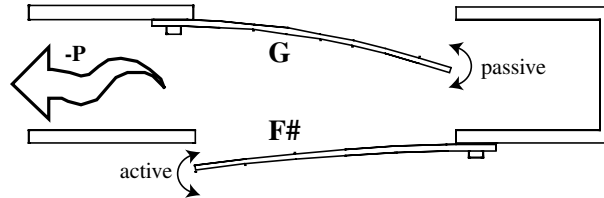


FIG. 2.33 – Fonctionnement envisagé pour le canal 7 lors d'un aspiré.

2.2.4.3 Bend soufflé

Les données observées pour les anches (table 2.18, figure 2.34 et annexe B) sont les suivantes :

- les deux anches auto-oscillent (amplitudes respectives de 567 μm et 890 μm) ;
- la fréquence de la note jouée correspond à une altération voisine du quart de ton (778 Hz au lieu de 775) de la note soufflée (l'écart entre les deux anches est de l'ordre du demi-ton) ;
- les deux anches participent à la production de la note ;
- les déplacements d'équilibre montrent que l'anche supérieure est une amont-fermante tandis que l'anche inférieure est une amont-ouvrante ;
- l'ouverture moyenne et l'amplitude des oscillations sont positives pour chaque anche.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
7b sup	778	567	162	-33
7b inf	778	890	106	273

TAB. 2.18 – Résultats trouvés pour un bend sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

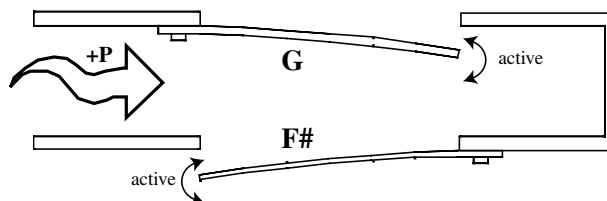
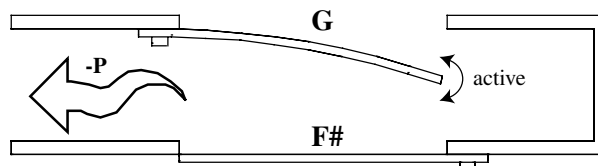


FIG. 2.34 – Fonctionnement envisagé pour le canal 7 lors d'un bend soufflé.

2.2.4.4 Overdraw

Comme pour l'overblow 4, nous ne disposons que des données pour la pression et l'anche supérieure puisque la jauge de l'anche inférieure a rendu l'âme juste avant ces mesures. Nous ne pouvons donc pas vérifier quantitativement que les oscillations de l'anche inférieure sont minimales.

anche	f_{jeu} (Hz)	H_n (μm)	$h_{n0} - h_{n00}$ (μm)	h_{n0} (μm)
7b sup	877	590	-241	-436

TAB. 2.19 – Résultats trouvés pour un *overdraw* sur le canal 7 de l'harmonica 7b.FIG. 2.35 – Fonctionnement envisagé pour le canal 7 lors de l'*overdraw*.

On constate (table 2.19, figure 2.35 et annexe B) que :

- l'anche supérieure auto-oscille (amplitude de $590 \mu\text{m}$) et est à l'origine de la note produite ;
- la note jouée (877 Hz) se situe entre le demi-ton (845 Hz) et le ton entier (896 Hz) par rapport à la note soufflée (798 Hz) ;
- l'anche supérieure est bien une amont-ouvrante puisque le déplacement d'équilibre se fait dans le sens d'une augmentation de l'ouverture ;
- l'ouverture moyenne est encore du même signe que l'amplitude des oscillations.

2.2.5 Cas d'un fonctionnement avec une anche bloquée

Nous avons réalisé deux expériences complémentaires sur l'harmonica reconstitué 4ba (réalisées par L. Millot). Elles consistent à obturer, successivement à l'aide de scotch, les lumières des anches inférieure et supérieure du canal 4 afin d'isoler l'anche supérieure puis inférieure, et à comparer les résultats obtenus à ceux trouvés sur le même harmonica lorsque les deux anches sont libres. Ceci nous a permis de voir quels sont les sons qui sont possibles avec une anche seule et quelles sont les modifications introduites par rapport au cas où les deux anches sont présentes. Les résultats quantitatifs figurent en annexe C et nous ne donnons ici que les tendances rencontrées.

2.2.5.1 Anche inférieure bloquée

Lorsque l'anche inférieure est bloquée, la seule note que l'on peut produire est le soufflé 4 : l'aspiré, le bend et l'*overblow* ne sont pas possibles. La fréquence de la note jouée est légèrement inférieure (-1 Hz) dans le cas où les deux anches sont mobiles.

Pour le soufflé, la fréquence de la note obtenue est sensiblement la même (écart de 1 Hz) mais on observe une amplitude des oscillations supérieure lorsque l'anche inférieure est bloquée ($+702 \mu\text{m}$) pour un déplacement de position d'équilibre moins important ($65 \mu\text{m}$ lorsque l'anche inférieure est bloquée au lieu de $190 \mu\text{m}$ lorsqu'elle est libre). L'ouverture moyenne, lorsque l'anche inférieure est bloquée, est similaire à celle lorsque l'anche inférieure est libre (écart de $-125 \mu\text{m}$).

La pression utilisée, anche inférieure bloquée, est plus importante ($+172 \text{ Pa}$) et conduit à un niveau de pression acoustique plus grand (écart de $+2,6 \text{ dB}$). L'amplitude des oscillations pour cette expérience est aussi plus grande (écart de $+115 \text{ Pa}$).

L'utilisation de la pression est meilleure lorsque l'anche inférieure est bloquée puisque l'amplitude des oscillations est de l'ordre de 56% de l'ouverture moyenne alors qu'elle n'est que de 46% lorsque les deux anches sont mobiles. Ceci semble logique puisque la totalité de l'énergie est disponible pour l'anche supérieure lorsque l'anche inférieure est bloquée.

2.2.5.2 Anche supérieure bloquée

Si c'est l'anche supérieure qui est bloquée, on peut produire l'aspiré 4 et vraisemblablement l'overblow (je n'y suis pas parvenu). Mais, par contre, ni le soufflé ni le bend ne sont possibles. Ceci montre que lorsque l'écart en fréquence est de l'ordre du ton, le bend fait intervenir les deux anches. Par contre, comme l'ont montré Bahnson et col. [25], lorsque cet écart est plus important seule l'anche de fréquence la plus aiguë participe au bend d'un demi-ton (par exemple, le premier bend du canal 3).

Comme pour le soufflé, anche inférieure bloquée, on constate pour l'aspiré, anche supérieure bloquée, un abaissement de la fréquence de la note jouée (-3 Hz). L'amplitude des oscillations de l'anche est plus grande lorsque l'anche inférieure est mobile, comme dans le cas précédent. Mais à la différence du soufflé (anche inférieure bloquée), l'ouverture moyenne diminue (-43 μm) lorsque l'on aspire avec l'anche supérieure bloquée.

La dépression utilisée est inférieure de 232 Pa lorsque l'anche supérieure est bloquée et cela conduit à une amplitude d'oscillations de la pression et des niveaux de pression moindres. Pour autant, comme dans le cas précédent (anche supérieure seule pendant un soufflé), la pression est mieux utilisée lorsque l'anche supérieure est bloquée : 63,3% au lieu de 45,5%.

2.2.6 Remarques sur l'utilisation de jauges

Nous avons déjà noté une augmentation de la fréquence des anches pincées par rapport aux fréquences théoriques du fait de la raideur ajoutée par les jauges. Nous constatons aussi que l'implantation de jauges gêne la production des notes, puisque l'utilisation de la pression est en général moins bonne avec les jauges que sans. Ainsi, alors que pour les harmonicas non équipés on trouve des niveaux d'amplitude par rapport à la pression moyenne de l'ordre de 90-100% (voir même plus de 100%), les niveaux obtenus pour les anches équipées de jauges sont la plupart du temps très inférieurs à 70%, même lorsque l'on bloque une des anches.

Ceci explique les difficultés rencontrées pour produire l'overblow (impossible sur l'harmonica 4b et dominé par le soufflé sur l'harmonica 4a). Il faudrait sans doute travailler sur des anches plus grandes afin que les modifications introduites par l'ajout de jauges soient moins importantes. En effet, comme il n'existe pas de jauges de taille nettement inférieure à un prix abordable, nous ne pouvons qu'augmenter la taille des anches pour minimiser l'influence des jauges. Ou alors, il faut recourir à des dispositifs optiques qui sont coûteux (un vibromètre laser pour chacune des anches).

L'ensemble des résultats de ce chapitre nous donne de précieux renseignements quant aux approximations et à la démarche que nous pourrions suivre pour construire le modèle. Nous verrons qu'une théorie relativement simple permet d'en rendre compte de façon très satisfaisante.

Mais, avant de proposer ce modèle, nous nous intéressons d'abord dans le chapitre suivant au rôle de la cavité buccale, qu'elle soit réelle (vrai joueur) ou simulée (utilisation d'une seringue).

2.3 Étude du rôle de la cavité buccale

2.3.1 Richesse harmonique de l'harmonica

Dans la suite, nous ne donnons que les résultats obtenus pour les premiers harmoniques, nous limitant ainsi aux fréquences comprises entre 0 et 8 kHz. Mais l'harmonica est un instrument très riche du point de vue harmonique puisque le spectre de puissance du son compte la plupart du temps des harmoniques jusqu'à 18 kHz. Cette richesse harmonique est parfaitement illustrée dans le cas d'un soufflé sur le canal 4 (réalisé par J. Hanriot) par la figure 2.36. Notre but étant de remonter au fonctionnement mécanique de l'instrument, nous présentons ci-dessous des mesures de champ interne obtenues par le capteur de pression.

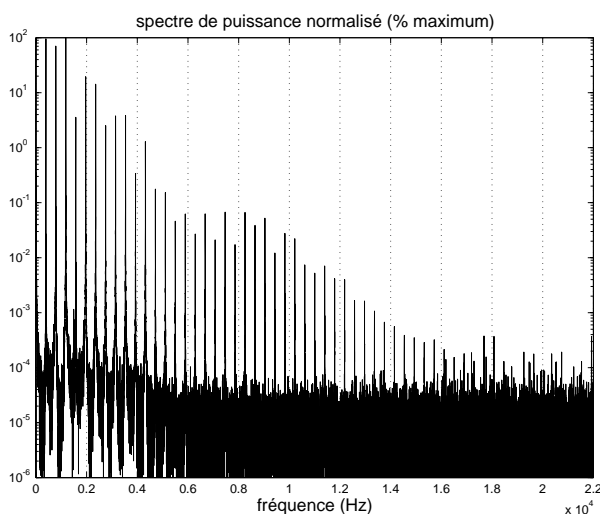


FIG. 2.36 – Spectre de puissance d'un soufflé sur le canal 4 (capteur de pression).

2.3.2 Symétrie soufflé/aspiré

Pour contrôler la note jouée, les harmonicistes [41] disent utiliser, entre autres, des sons voisins des voyelles [i], [y], [u] et [o]. En fait, une discussion à l'occasion du quatrième Congrès de la Société Française d'Acoustique avec Pitterman [42] nous a permis de conclure que les sons à l'origine du contrôle du jeu sur l'harmonica sont d'un point de vue phonétique des voyelles fricatives : voyelles non voisées avec une forte présence de turbulence dans le son.

La figure 2.37 rassemble le signal de pression interne obtenu pour un [y] soufflé et le tracé de la valeur absolue du signal de pression interne dans le cas d'un [y] aspiré, sur le canal 4 (réalisés par L. Millot). Les deux signaux ont des allures assez semblables compte tenu de la différence de fréquence fondamentale et des différences importantes des signaux associés aux autres modes de jeu :

- présence de deux pics principaux par période ;
- petit pic secondaire à la suite du premier pic principal ;
- bosse sur le second pic principal lors de l'augmentation de la pression.

Théoriquement, la configuration buccale est identique lors d'un [y] aspiré ou soufflé. Il est tout à fait vraisemblable que la configuration buccale utilisée pour réaliser le soufflé et l'aspiré sur le canal 4 ait été modifiée, néanmoins l'expérience menée illustre la symétrie (postulée en partie 1) existant entre les modes soufflés et aspirés. L'utilisation du [i] et du [u] aspirés et soufflés conduit aussi à la même symétrie des formes d'onde, même si seuls les résultats trouvés pour le [y] figurent ici.

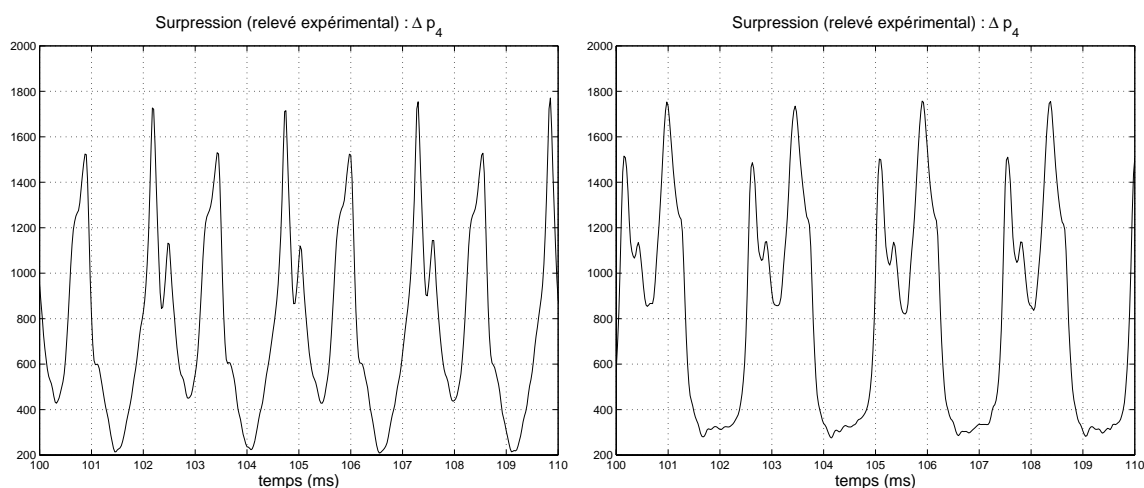


FIG. 2.37 – Signaux de pression interne pour un [y] soufflé (à gauche) et un [y] aspiré (à droite), pour lequel on a tracé la valeur absolue du signal de pression, obtenus sur le canal 4.

2.3.3 Étude du canal 4

2.3.3.1 Soufflé sur le canal 4

Les résultats concernant les fréquences et les niveaux de puissance des premiers harmoniques d'un [i] (son adopté comme référence), d'un [y] et d'un [u] soufflés (réalisés par L. Millot) sur le canal 4 sont rassemblés dans les tables 2.20 et 2.21.

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	392	783	1175	1567	1959	2350	2742	3134	3526
puissance (dB)	-4,6	0	-4	-19,6	-20	-17,4	-21,7	-13,2	-28,4

TAB. 2.20 – Fréquences et puissances (relatives) des neufs premiers harmoniques du son de référence à l'occasion d'un soufflé sur le canal 4.

sons	harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
[y] / [i]	fréquence (Hz)	0	1	1	2	2	3	3	3	3
	puissance (dB)	-0,5	0	-10,8	+6,5	+2,5	+5,1	+0,5	-0,5	+3
[u] / [i]	fréquence (Hz)	0	1	2	2	2	3	3	3	4
	puissance (dB)	-0,2	0	-0,2	+7,1	+13,7	+4,4	+4,4	-1,1	-2,8

TAB. 2.21 – Écart de fréquence et de puissance (relative) des neufs premiers harmoniques lorsqu'on compare les trois voyelles soufflées, sur le canal 4.

L'étude de ces résultats met en évidence le fait que les fréquences des harmoniques sont très proches, que la fréquence du fondamental est identique, que l'harmonique 2 dispose de plus de puissance que le fondamental et que seuls les niveaux de puissance des harmoniques diffèrent. Les différences de niveaux de puissance des harmoniques s'expliquent par le renforcement différent des fréquences suivant la voyelle utilisée (formants différents d'une voyelle à l'autre). Par contre, la similitude des fréquences des harmoniques s'explique par le fait que les seules notes soufflées qui peuvent être obtenues sont le G à 392 Hz et les overblows. Or, avec les configurations imposées et les niveaux de pression utilisés (cf. table 2.22), le seul son que l'on peut produire est le G soufflé, celui qui est effectivement obtenu dans les trois cas.

voyelle	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
[i]	819	617	149,8
[y]	699	523	148,3
[u]	892	613	149,7

TAB. 2.22 – Données pour la pression des trois voyelles soufflées sur le canal 4 (harmonica non équipé de jauges).

La table 2.22 montre que si les surpressions sont différentes, les pressions moyennes et les pressions maximales sont assez proches (écarts de 1,4 dB au maximum). Les taux d'efficacité de la pression (rapport de ΔP_4 sur Δp_{40} en pour cent) sont respectivement de 75,3%, 74,8% et 68,7%. Ceci montre que l'utilisation de la pression pour la production du son est moins bonne dans le cas du [u].

2.3.3.2 Aspiré sur le canal 4

Comme dans le cas du soufflé sur le canal 4, on rassemble les résultats des fréquences et des niveaux de puissance pour les premiers harmoniques dans les tables 2.23 et 2.24 pour les [i] (son de référence), [y] et [u] aspirés sur le canal 4 (réalisés par L. Millot).

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	436	871	1307	1743	2179	2614	3051	3485	3922
puissance (dB)	-1	0	-1,1	-19,6	-24,2	-35,1	-31,7	-27,2	-32,7

TAB. 2.23 – Fréquences et puissances (relatives) des neufs premiers harmoniques du son de référence à l'occasion d'un aspiré sur le canal 4.

sons	harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
[y] / [i]	fréquence (Hz)	-30	-59	-89	-120	-148	-176	-207	-237	-268
	puissance (dB)	+1	-10,5	-8,1	-5,5	-3,2	+13,3	+9,1	-3,3	+9,3
[u] / [i]	fréquence (Hz)	-34	-68	-102	-137	-171	-204	-240	-272	-308
	puissance (dB)	+1	-2,2	-0,8	+0,3	+14,1	+17,8	+7,5	+5,7	+8,2

TAB. 2.24 – Écarts de fréquence et de puissance (relative) des neufs premiers harmoniques entre les trois voyelles aspirées, sur le canal 4.

Contrairement au cas soufflé, les notes obtenues pour le [i], le [y] et le [u] sont différentes, ce qui s'explique par la possibilité sur le canal 4 d'obtenir un bend à l'aspiration puisque les anches supérieures et inférieures sont séparées en fréquence d'un ton. D'ailleurs, les sons obtenus à l'aide du [y] et du [u] sont respectivement 1,23 et 1,4 demi-ton en dessous de la note produite grâce au [i]. Les deux notes produites avec le [y] et le [u] sont certes trop basses par rapport au bend d'un demi-ton exactement, mais cette expérience montre, d'une part, que l'on peut abaisser la fréquence de la note produite par modification de la cavité buccale et, d'autre part, que les sons à utiliser pour obtenir le bend sont voisins du [y] ou du [u] aspirés. De plus, le passage du [i] au [y] puis au [u] est réalisé en déplaçant vers l'arrière la constriction palatale (réduction de section entre le palais et la langue), phénomène utilisé dans l'élaboration et l'utilisation du modèle d'harmonica en parties 3 et 4.

Par rapport au cas soufflé, le fondamental dispose quasiment dans chacun des trois cas de plus de puissance que l'harmonique 2 (écart de 1 dB en faveur de l'harmonique 2 dans le cas du [i]). La comparaison des résultats obtenus pour la pression (cf table 2.3.3.2) montre que la dépression moyenne baisse à mesure que la constriction palatale se déplace vers l'arrière de la cavité buccale, baisse que l'on retrouve sur la pression acoustique et la pression maximale. Par contre, le taux d'efficacité de la pression reste globalement constant d'une configuration buccale à une autre : 79,7%, 78,6% et 78,6% respectivement pour le [i], le [y] et le [u].

voyelle	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
[i]	-978	780	151,8
[y]	-785	617	149,8
[u]	-622	489	147,8

TAB. 2.25 – Données pour la pression des trois voyelles aspirées sur le canal 4 (harmonica non équipé de jauges).

2.3.4 Étude du canal 3

Le canal 3 fait aussi l'objet d'une étude car les fréquences des anches supérieure et inférieure sont séparées de deux tons, ce qui permet, dans le cadre d'une utilisation musicale, d'utiliser trois bends aspirés différents : bend d'un demi-ton (note F), bend d'un ton (note E) et bend d'un ton et demi (note E^b). Afin de chercher quels sont les voyelles permettant d'obtenir la note aspirée normale (note F[#]) et chacun des trois bends possibles, nous étudions les sons obtenus en utilisant un [i], un [y], un [u] et un [o] parfaitement formés³. Ces sons (réalisés par L. Millot) sont comparés aux bends et à l'aspiré produits par J. Hanriot sur le même canal et le même harmonica afin de voir si les voyelles permettent d'obtenir ces quatre sons.

La table 2.26 rassemble les écarts de fréquences et de puissance entre les sons obtenus grâce aux voyelles, et la note la plus proche de chacun de ces sons. On constate que la note normale (F[#]) est approchée grâce au [i] et au [y], que le second bend (E) est presque obtenu à l'aide d'un [u] et que le [o] s'approche sensiblement du troisième bend (E^b). Ces rapprochements entre les voyelles et les notes musicales sont aussi confirmés par la comparaison des formes d'ondes (cf. Annexe C). Par contre, les voyelles sous leur forme classique ne permettent pas d'obtenir

3. On s'attache à utiliser des voyelles parfaitement définies plutôt qu'à rechercher des notes parfaitement justes.

le premier bend (F). En fait, afin d'obtenir une note juste et non plus une voyelle parfaitement définie, il semble qu'il faille utiliser un [i] pour la note aspirée normale (F[#]) et presque un [y] pour le premier bend (F).

harmonique	[i] / F [#]	[y] / F	[u] / E	[o] / E ^b
1	-4 (0)	-3 (-0,7)	-5 (0)	+4 (0)
2	-6 (-0,8)	-4 (+4,2)	-7 (+2,6)	+10 (+0,6)
3	-8 (-5,3)	-6 (-1,7)	-13 (+7,3)	+13 (-2,9)
4	-17 (-2,4)	-9 (+5,2)	-15 (-0,8)	+12 (+0,3)
5	-14 (-2,9)	-11 (-1,3)	-19 (+3,7)	+15 (+3,4)
6	-27 (-5)	-13 (0)	-22 (+6,8)	+33 (-1,2)
7	-32 (-9,7)	-16 (-7,6)	-28 (+1,3)	+40 (+3,8)
8	-26 (-10)	-19 (-0,6)	-31 (+9,9)	+25 (+13,9)
9	-27 (-1,4)	-20 (-9,1)	-35 (-2)	+49 (+1,4)

TAB. 2.26 – Écart de fréquence et de puissance (relative) entre les notes obtenues grâce aux voyelles et celles produites par Joël (aspirations sur le canal 3).

La table 2.27 rassemble les résultats mesurés pour la pression pour les quatre notes musicales tandis que la table 2.28 établit les comparaisons entre les notes musicales et leur(s) voyelle(s) associée(s).

note	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
F [#] (aspiré)	-450	400	146
F (bend 1)	-875	922	153,3
E (bend 2)	-772	742	151,4
E ^b (bend 3)	-544	497	147,9

TAB. 2.27 – Résultats pour les pressions de l'aspiré et des trois bends du canal 3 (harmonica non équipé de jauges).

notes	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
[i] / F [#]	-618	+192	+9,8
[y] / F	-776	+432	+9,9
[u] / E	-574	+240	+12,2
[o] / E ^b	-661	+395	+7,1

TAB. 2.28 – Écart de pression entre les notes utilisant les voyelles et celles jouées par Joël Hanriot.

On constate que les notes jouées par Joël Hanriot nécessitent des dépressions plus faibles que celles produites à l'aide des voyelles parfaitement définies. Ceci peut s'expliquer par le fait que nous avons employé une dépression plus importante qu'en situation de jeu normal afin de former de manière précise les voyelles. Bien entendu, cette dépression plus importante, utilisée avec les voyelles, se traduit par des amplitudes de la pression acoustique et des niveaux de pression acoustique plus importants que pour les notes justes. Pour autant, les quatre taux d'efficacité

de la pression pour les notes justes sont respectivement 88,9%, 105,4%, 96,1% et 91,4% ce qui signifie que, même si les valeurs de dépressions moyenne et acoustique sont inférieures avec les notes justes, l'utilisation de la pression est nettement supérieure. En effet, dans le cas des voyelles sous leur forme classique, le meilleur taux d'efficacité n'est que de 74% (cas du [o]), contre 88,9% (cas de l'aspiré normal) pour le plus faible taux avec les notes justes.

Il est rassurant de constater de grandes différences en termes d'efficacité et de justesse entre les notes obtenues par Joël Hanriot et celles que nous avons obtenues. Ces différences tiennent certes, d'une part, au fait que les expériences portent sur la bonne définition des voyelles et non la justesse de la note mais, d'autre part, aussi au fait qu'un souffleur occasionnel sur des harmonicas équipés de jauges ne peut prétendre rivaliser avec un harmoniciste professionnel.

2.3.5 Utilisation d'une cavité buccale artificielle

Afin de s'affranchir des problèmes de répétabilité, nous utilisons une cavité buccale artificielle similaire à celles employées par Johnston [21] et Bahnson [25] : une seringue de 10 ml ou 50 ml alimentée en pression par un couple bonbonne/détendeur fournissant un mélange d'azote et d'oxygène.

Les expériences menées grâce à la seringue de 50 ml conduisent à des résultats analogues à ceux obtenus avec la seringue de 10 ml. Mais l'obtention de l'overblow est plus difficile avec la seringue de 50 ml.

Nous présentons deux expériences réalisées à l'aide de la seringue de 10 ml :

- étude des évolutions de la pression interne en fonction de la variation du volume de la seringue ;
- obtention d'un overblow et d'un soufflé pour un volume de seringue fixé.

Par contre, nous devons attirer l'attention du lecteur sur une particularité de l'utilisation d'une seringue : sa section de sortie. En effet, même si nous avons raccourci le col de sortie de la seringue, nous n'avons pu augmenter sensiblement sa section de sortie. Par conséquent, cette section reste plus faible que la section d'entrée du canal de l'harmonica. De plus, à la différence des lèvres, le plastique du col est rigide et possède des angles plus vifs, ce qui favorise la production d'un jet d'air en sortie. Nous pensons que ce dispositif d'alimentation n'est pas semblable à celui rencontré dans le cadre du jeu réel. Ceci peut expliquer les difficultés à produire artificiellement l'overblow.

2.3.6 Variation du volume d'une seringue

Dans cette expérience, on s'intéresse à l'évolution de la pression interne lorsque l'on modifie le volume de seringue utilisé, dans le cas de la seringue de 10 ml.

À mesure que le volume diminue, on constate une augmentation de la part de bruit présente dans le son, ce que confirment les analyses des spectres de puissance associés à chacune des valeurs de volume de seringue. De même, le spectre s'appauvrit à mesure que le volume de la seringue diminue comme l'illustre le tableau 2.29. De plus, ce tableau met aussi en évidence l'abaissement des fréquences des harmoniques lorsque l'on diminue le volume. On constate, de plus, qu'à partir

de $V_{ser} = 3$ ml, seuls les harmoniques 1, 2 et 4 ($V_{ser} = 1$ ml excepté) continuent à être présents. Pour le volume de 1 ml, deux partiels (10 et 11) réapparaissent, mais ne correspondent pas aux harmoniques 10 et 11. Sinon, on constate que tant qu'un harmonique subsiste, lorsque l'on fait varier V_{ser} , sa puissance ne change pas sensiblement (par exemple, lecture de la ligne associée à l'harmonique 4).

	10 ml	7 ml	5 ml	3 ml	2 ml	1 ml
1	388 (0 dB)	388 (0 dB)	387 (0 dB)	384 (0 dB)	383 (0 dB)	381 (0)
2	775 (-7,4)	775 (-4,2)	774 (-6,4)	768 (-7,5)	766 (-4,5)	762 (-6,1)
3	1162 (-22,9)	1162 (-19,2)	1162 (-10,6)	- (-)	- (-)	- (-)
4	1549 (-16,9)	1549 (-12,9)	1549 (-14,9)	1536 (-17,7)	1531 (-18,4)	- (-)
5	- (-)	1937 (-30,3)	1936 (-29)	- (-)	- (-)	- (-)
6	2323 (-20,8)	2325 (-20,9)	2324 (-25,2)	- (-)	- (-)	- (-)
7	2711 (-35,9)	2712 (-36,1)	2710 (-34,2)	- (-)	- (-)	- (-)
8	3097 (-27,1)	3100 (-28,3)	3097 (-27,1)	- (-)	- (-)	- (-)
9	3486 (-39,5)	3488 (-39,5)	3484 (-39)	- (-)	- (-)	- (-)
10	3874 (-32)	3875 (-34,3)	- (-)	- (-)	- (-)	3697 (-26,4)
11	- (-)	4624 (-43,5)	- (-)	- (-)	- (-)	4079 (-20,6)
11	- (-)	4650 (-38,8)	- (-)	- (-)	- (-)	- (-)

TAB. 2.29 – Fréquences et puissances relatives pour 6 volumes différents lors de l'utilisation de la seringue de 10 ml (canal 4 d'un harmonica non équipé de jauges).

Les résultats pour les pressions en fonction du volume (table 2.30) montrent que la surpression moyenne varie peu, tandis que l'amplitude de la pression acoustique diminue avec le volume. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que les faibles volumes correspondraient plutôt à la production des overblows que des notes soufflées. Enfin, on remarque que le niveau acoustique décroît lui-aussi avec le volume.

volume (ml)	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
10	960	308	143,7
7	939	285	143,1
5	973	251	142
3	1033	193	139,7
2	1020	193	139,7
1	1042	180	139,1

TAB. 2.30 – Données sur la pression pour six positions de la seringue en soufflant artificiellement.

Cette expérience confirme le contrôle de la cavité buccale sur le son produit puisque, suivant le volume de la cavité, la forme d'onde et le spectre changent : la configuration de la cavité buccale choisie permet, d'une part, d'enrichir ou d'appauvrir le timbre et, d'autre part, de jouer sur la justesse de la note. De plus, la diminution du volume sonore du son émis avec celle du volume utilisé de seringue est un indice supplémentaire pour la détermination des facteurs favorisant l'overblow. En effet, puisque la note soufflée devient moins facile à produire, ceci nous laisse

penser que c'est plutôt avec des faibles volumes de cavité buccale qu'il faut chercher à obtenir l'overblow.

2.3.6.1 Production de l'overblow

La production d'un overblow à l'aide de la seringue n'est possible qu'en imposant une surpression cinq fois supérieure à celle nécessaire pour obtenir un soufflé de puissance normale. De plus, cet overblow est à chaque fois émis pour des volumes de seringue compris entre 2 et 3 ml. Plus surprenant, le simple fait de changer l'inclinaison du col de la seringue, et donc du jet en entrée du canal, permet de passer de la note soufflée à l'overblow.

Par rapport à une sollicitation normale (avec joueur), les sons obtenus avec la seringue sont extrêmement bruités. Ceci peut provenir du fait que, dans le cas d'un usage normal de l'harmonica, le jet doit plutôt se produire au niveau de la constriction palatale qu'en sortie des lèvres. De plus, compte tenu de la texture des lèvres et de leur arrondi, le jet qui se forme en sortie doit être moins puissant qu'avec la seringue et son importance dans la production du son doit vraisemblablement être moindre.

son	Δp_{40} (Pa)	ΔP_4 (Pa)	niveau de pression acoustique (dB)
soufflé 4	2131	913	153,2
overblow 4	3863	1929	159,7

TAB. 2.31 – Données concernant la pression dans le cas du soufflé et de l'overblow obtenus à l'aide d'une seringue (volume 2 ml) sur le canal 4 d'un harmonica non équipé de jauges.

On constate que (table 2.31), malgré l'utilisation d'une alimentation identique, la pression moyenne, l'amplitude des variations de la pression acoustique et son niveau de pression acoustique sont très supérieurs dans le cas de l'overblow : un écart de +1732 Pa pour la pression moyenne, de +1016 Pa pour l'amplitude des oscillations, de +6,5 dB pour le niveau de pression acoustique. De plus, la pression moyenne pour le soufflé est déjà de l'ordre de deux fois la pression normale nécessaire lorsqu'on souffle normalement dans l'harmonica.

harmonique	soufflé 4	overblow 4
1	387 (-3,6 dB)	563 (0 dB)
2	773 (0)	1125 (-11,1)
3	1160 (-8)	1689 (-21,4)
4	1548 (-13,6)	2251 (-20,8)
5	- (-)	2813 (-32,7)
6	2324 (-18,2)	3376 (-33,8)
7	2709 (-26,1)	3939 (-31,9)
8	3097 (-20,9)	- (-)
9	3482 (-28,9)	- (-)

TAB. 2.32 – Fréquences et puissances relatives pour un soufflé et un overblow obtenus à l'aide d'une seringue (volume 2 ml) : canal 4 d'un harmonica non équipé de jauges.

De même, l'étude du spectre de puissance de ces deux sons (table 2.32) met en évidence des différences importantes avec les notes émises en soufflant. En effet, le nombre d'harmoniques est beaucoup plus restreint lorsqu'on utilise la seringue : 8 harmoniques pour le soufflé et seulement 6 pour l'overblow, alors que les notes normales comportaient beaucoup plus d'harmoniques, ne serait-ce que de 0 à 8 kHz.

Une autre différence entre l'overblow joué avec la seringue et celui obtenu normalement concerne la fréquence fondamentale : le fondamental de l'overblow de la seringue a pour fréquence 563 Hz tandis que celui de l'overblow normal est à 465 Hz. L'overblow normal correspond à une altération d'un demi-ton par rapport à la note aspirée tandis que celui produit artificiellement se situerait entre deux tons et deux tons et demi. Ceci démontre en tout cas que l'on peut monter considérablement un overblow.

Cette expérience m'a été très utile puisqu'elle m'a permis de réaliser mon premier overblow. En effet, ayant constaté que l'on obtenait l'overblow en changeant l'inclinaison du jet, j'ai embouché un des harmonicas (non équipé de jauges) et j'ai changé l'orientation de l'harmonica devant mes lèvres pour obtenir enfin un overblow.

Avec plus de recul et une investigation systématique de mes sensations au cours de la production des overblows, je pense que certaines conditions complémentaires peuvent faciliter sa production :

- écraser la lèvre inférieure entre la rangée inférieure des dents et le capot de l'harmonica ;
- ne pas hésiter à boucher partiellement avec la lèvre inférieure l'entrée du canal utilisé ;
- ne pas écraser la lèvre supérieure sur le capot (il arrive qu'elle vibre de manière intense pendant l'overblow) ;
- utiliser une configuration de cavité buccale entre le [y] et le [u] ;
- augmenter sensiblement la pression afin de disposer d'une colonne d'air stable et puissante ;
- au besoin, incliner l'harmonica de manière à diriger le flux d'air vers le haut de l'entrée du canal.

Mais, avant de chercher à produire un overblow, il convient d'avoir au préalable procédé au réglage de l'offset de l'anche supérieure : réduire la lumière suffisamment pour obtenir l'overblow mais pas trop pour ne pas empêcher l'obtention de la note soufflée [23, 36]. D'ailleurs, l'harmonica sur lequel j'arrive à produire des overblows a été réglé par Joël Hanriot.

2.4 Particularité des transitoires d'extinction

Un changement du signe de la pression interne se produit dans la plupart des cas étudiés, changement tel que celui illustré par la figure 2.40 pour un soufflé sur le canal 4 (réalisé par J. Hanriot).

Afin de comprendre et de proposer une explication de ce phénomène, les signaux de la pression intérieure et des deux mouvements d'anche au moment du changement de pression sont tracés pour un soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4ba (figures 2.38 à 2.40). Ces tracés montrent que le changement de signe intervient à l'apparition de battements dans le mouvement de l'anche qui ne contribue pas au son perçu : l'anche inférieure dans le cas du soufflé.

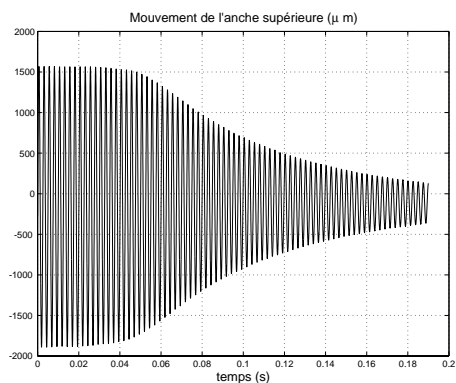


FIG. 2.38 – Signal de déplacement de l'anche supérieure, l'anche qui est active (une seule décroissance), lorsqu'on arrête de souffler sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

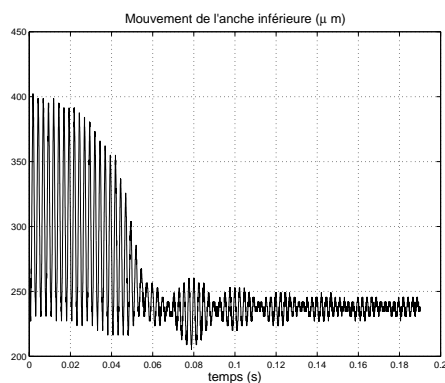


FIG. 2.39 – Signal de déplacement de l'anche inférieure, l'anche qui est passive (des battements), lorsqu'on arrête de souffler sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

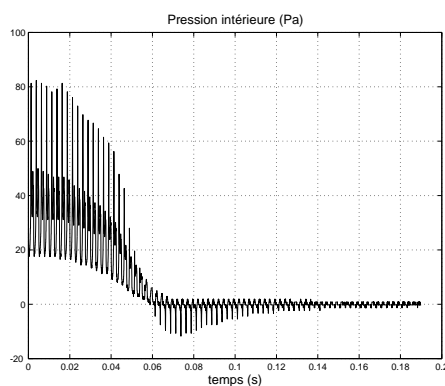


FIG. 2.40 – Signal de pression interne, lorsqu'on arrête de souffler sur le canal 4 de l'harmonica 4ba.

Ces battements correspondent aux oscillations libres sur les modes propres des anches lorsque les anches sont excitées au préalable au voisinage de la fréquence propre de l'anche active et lorsque l'amplitude d'oscillation de l'anche passive n'est pas suffisante pour influencer les oscillations de l'anche active.

Puisque la calibration des anches est effectuée pour le sommet de l'extrémité libre et non pas le dos de l'anche, le zéro des anches ne correspond pas à la fermeture de la lumière : un retard de l'ordre de l'épaisseur de chacune des anches est à prendre en compte. Par conséquent, l'inversion de pression se produit lors du changement de régime pour l'anche muette : la fermeture de la lumière a lieu juste avant la première période des battements.

2.5 Conclusions

Cette seconde partie permet de mettre en évidence un certain nombre de résultats expérimentaux très intéressants, notamment pour l'établissement d'un modèle d'harmonica et la recherche de pistes pour une synthèse par modèle physique :

- le mouvement des anches reste sinusoïdal quel que soit le type d'excitation qui leur est imposé ;
- les résultats des modes sont symétriques vis-à-vis de l'excitation ce qui signifie que l'on va retrouver pour l'aspiration (resp. l'expiration) sur les canaux 7 à 10 des résultats semblables à ceux observés sur les six premiers canaux à l'expiration (resp. l'aspiration) ;
- quel que soit le mode de jeu envisagé, les comportements observés dans les expériences sont cohérents avec la présentation que nous avons faite ; ils seront bien expliqués par la théorie ;
- les pressions à l'intérieur du canal sont très importantes (en moyenne des niveaux compris entre 140 et 160 dB)
- les évolutions de la pression interne sont directement reliées aux mouvements des deux anches ;
- le passage d'un mode de jeu à un autre se fait en modifiant la configuration de la cavité buccale, ce que confirme l'utilisation d'une seringue en guise de cavité buccale ;
- afin de produire les notes normales et les bends, les sons à utiliser sont proches des voyelles (voyelles fricatives [i], [y], [u], [o]) ;
- l'utilisation de la seringue laisse penser que l'inclinaison du jet en entrée peut participer au passage de la note normale à l'overblow.

Nous avons aussi, comme on le fait d'habitude, procédé à quelques études du son à l'extérieur de l'instrument, tant au moyen du capteur de pression que d'un microphone omnidirectionnel, son qui correspond à ce que l'auditeur entend. On se heurte aux difficultés habituelles : le son dépend de l'endroit où le microphone est placé et l'étude du signal ne donne que peu d'informations sur le processus mécanique qui l'a produit. Le capteur de pression donne accès au champ interne, réellement représentatif, au contraire, de l'instrument. On peut alors remonter au fonctionnement mécanique détaillé de l'instrument comme l'illustre la discussion sur les particularités des fins de signaux. Une fois compris et modélisé le fonctionnement mécanique, il est possible d'essayer d'en déduire le champ externe produit, alors que la méthode inverse se condamne à rester descriptive.

À partir des résultats expérimentaux collectés et décrits dans cette seconde partie, on peut entreprendre l'élaboration puis l'utilisation d'un modèle d'harmonica (parties 3 et 4) avant de rechercher des pistes pour une synthèse par modèle physique (partie 5).

Troisième partie
Modèle d'harmonica

L'objectif de cette partie est de détailler la construction d'un modèle d'harmonica. Ce modèle, qui sera fondé sur les hypothèses que nous avons émises à partir de l'étude expérimentale, servira à prédire une série de comportements que nous confronterons avec les comportements observés dans les expériences.

Les quatre premiers chapitres sont respectivement consacrés aux hypothèses et à la justification du caractère unidimensionnel du modèle, à l'introduction des équations de Mécanique des Fluides utilisées, à la modélisation de l'instrument et à celle de la cavité buccale du joueur.

Dans les chapitres 5 et 6, on explique quelles sont les équations du modèle de l'harmonica que l'on peut écrire à partir de la modélisation que nous adoptons, pour les deux excitations possibles : expiration (chapitre 5) et aspiration (chapitre 6).

À partir de ces deux jeux d'équations non linéaires on détermine l'écoulement moyen (chapitre 7), puis le système d'équations linéaires définissant les perturbations acoustiques de l'écoulement moyen¹ (chapitre 8).

1. On se place dans le cadre d'une hypothèse de petites oscillations sinusoïdales autour de l'équilibre.

3.1 Hypothèses générales

3.1.1 Cadre de l'étude

En général, les harmonicistes sont amenés à amplifier leur instrument pour pouvoir être entendus lorsqu'ils jouent avec des instruments amplifiés. Il est également très courant qu'ils emploient des générateurs d'effets. De plus, afin de modifier l'écoulement de l'air, ils peuvent utiliser leurs mains pour ajouter une cavité supplémentaire variable en aval de l'instrument.

Dans le cadre de cette étude, nous ne nous intéresserons qu'au jeu « classique » de l'harmonica. On ne considérera donc que les phénomènes se produisant en présence d'un joueur et d'un instrument, sans tenir compte des modifications du fonctionnement introduites par les capots.

3.1.2 Justification du caractère unidimensionnel du modèle

Nous ne travaillerons qu'en unidimensionnel mais nous montrerons que cette approche permet de proposer une explication des phénomènes physiques les plus marquants rencontrés au cours des expériences. Nous verrons aussi que cette approche répond également aux principales préoccupations des musiciens.

De plus, les dimensions de l'instrument et celles des grandeurs géométriques définissant la cavité buccale sont au plus de l'ordre de 15 cm, tandis que les longueurs d'onde considérées sont toutes supérieures à 34 cm². Dans ce cas, une description unidimensionnelle peut constituer une première approche acceptable.

Par ailleurs, les discussions et les prises de contact avec des professionnels ou des spécialistes de la simulation numérique d'écoulements en bidimensionnel ou tridimensionnel (Département Acoustique et Mécanique Vibratoire d'EDF, Division Acoustique de l'ONERA), à l'occasion du 4^e Congrès de la Société Française d'Acoustique en 1997, ont fait état de l'impossibilité, pour l'instant, de traiter un problème d'écoulement similaire à celui que l'on rencontre dans l'harmonica³.

Deux raisons principales peuvent être avancées pour expliquer l'impossibilité actuelle du calcul de l'écoulement dans le cas de l'harmonica en cours de jeu :

- l'implantation des obstacles, ici les anches, non pas transversalement mais parallèlement à la direction de l'écoulement ;
- la nécessité d'introduire, pour tenir compte de l'ouverture variable dans le temps des anches, un maillage adaptatif allant de positions extrêmes (ouvertures maximales) à une fermeture complète, sans parler de couplage éventuel entre les deux maillages associés aux deux anches d'un même canal.

2. fréquences fondamentales inférieures à 1 kHz

3. Pour donner une idée de la difficulté de ce problème, les personnes rencontrées n'envisageaient qu'avec circonspection la possibilité de traiter le cas d'une anche unique qui ne vibrerait même pas.

Pour autant, nous savons que l'écoulement n'est pas unidimensionnel⁴. En effet, St Hilaire, Wilson et Beavers [20] ont montré, grâce à des visualisations, que l'écoulement est bidimensionnel au voisinage de l'anche. Ils ont aussi mis en évidence le fait que le jet, qui se forme en aval de l'anche, ne participe pas à l'entretien du mouvement de celle-ci. Enfin, ils ont proposé un modèle hybride bidimensionnel/tridimensionnel pour le fonctionnement d'une anche se fermant sous l'effet d'une surpression imposée en amont. Mais, Van Hassel et Hirschberg [43] ont démontré le caractère arbitraire du raccordement bidimensionnel/tridimensionnel du modèle de St Hilaire, Wilson et Beavers. Ils suggèrent d'ailleurs que la complexité du modèle de St Hilaire est similaire à celle du calcul tridimensionnel et qu'il conviendrait, par conséquent, de développer plutôt celui-ci. De plus, les résultats prédits sont, pour l'essentiel, qualitativement les mêmes que ceux obtenus pour un modèle unidimensionnel beaucoup plus simple.

Notons enfin que les descriptions adoptées pour l'anche sont unidimensionnelles dans le modèle de St Hilaire et celui de Van Hassel :

- deux fentes de largeur variable dans le temps, situées dans le plan du sommier, pour St Hilaire ;
- une seule fente uniforme par laquelle s'échappe un jet d'air à vitesse variable, pour Van Hassel.

Comme deux anches et la cavité buccale sont à prendre en compte afin d'établir le modèle, ces remarques confortent la décision de ne considérer qu'une description unidimensionnelle.

3.1.3 Notations

Dans le cadre de l'établissement du modèle d'harmonica, on utilisera les notations suivantes :

- p_n : pression dans la section de l'élément n ;
- u_n : vitesse dans la section de l'élément n ;
- h_n : déplacement de l'extrémité libre de l'anche n ($n = 1$ pour l'anche supérieure et $n = 2$ pour l'anche inférieure) ;
- Φ_h : flux volumique sortant de l'instrument.

Dans cette étude, nous supposons que l'on fonctionne en régime quasi-statique et que, par conséquent, l'écoulement de l'air est constitué d'un écoulement moyen que vient perturber un écoulement acoustique.

Puisque les phénomènes acoustiques sont considérés en tant que perturbations des phénomènes moyens, on ajoutera pour les distinguer un prime pour les grandeurs acoustiques et un zéro en indice pour les grandeurs moyennes. Ceci permet d'écrire, par exemple, pour la pression p_n , la vitesse u_n , le flux volumique Φ_h ainsi que l'ouverture de l'anche h_n les relations suivantes :

- $p_n = p_{n0} + p'_n$;
- $u_n = u_{n0} + u'_n$;
- $\Phi_h = \Phi_{h0} + \Phi'_h$;
- $h_n = h_{n0} + h'_n$.

4. Le constat de l'influence de l'inclinaison du jet, pour passer de la note normale à l'overblow dans le cas de l'utilisation de la seringue, montre bien l'une des limites de la description unidimensionnelle, qui ne peut rendre compte de ce phénomène.

Puisque les hypothèses de base sont posées, on peut maintenant recenser les équations de Mécanique des Fluides qui seront utilisées dans le cadre du modèle.

3.2 Équations utilisées liées au fluide

3.2.1 Hypothèses

Pour établir le modèle, nous écrirons des équations de conservation de la masse, des relations de Bernoulli, des équations d'état en utilisant la modélisation illustrée par la figure 3.1, modélisation qui sera justifiée dans la suite. Précisons simplement que chacun des éléments du conduit vocal est assimilé à un tube cylindrique (éléments référencés 1 à 4). Nous supposons aussi que l'air peut être assimilé à un gaz parfait pour lequel les forces de pesanteur ne jouent qu'un rôle négligeable.

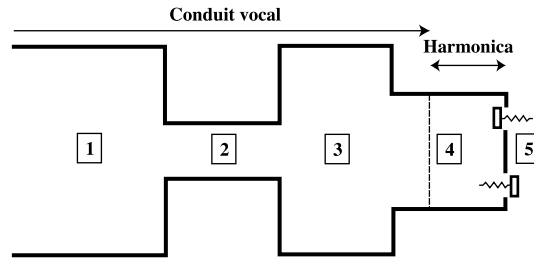


FIG. 3.1 – Modélisation adoptée pour l'ensemble conduit vocal et harmonica.

3.2.2 Nature de la transformation

Nous supposons que la transformation thermodynamique subie par l'écoulement obéit à la loi de l'adiabatique écrite de la manière suivante :

$$\rho = \rho_0 + \frac{p - p_{atm}}{c_0^2} \quad (3.1)$$

avec

- ρ_0 : densité moyenne de l'air ;
- c_0 : vitesse moyenne du son dans l'air (qui sera prise égale à 340 ms^{-1}) ;
- p_{atm} : pression atmosphérique moyenne (prise égale à 100 kPa).

Si nous supposons, de plus, des nombres de Mach très petits devant 1 dans chacune des sections considérées⁵, on peut adopter dans le cadre d'une première approche l'hypothèse d'un écoulement moyen incompressible de densité moyenne égale à ρ_0 .

Concernant la partie variable de la densité, c'est-à-dire sa partie acoustique, nous retrouvons alors l'approximation classique de l'Acoustique Linéaire :

$$\rho' = p' c_0^2 \quad (3.2)$$

5. Cette hypothèse sera systématiquement vérifiée lors des simulations numériques.

3.2.3 Relation de Bernoulli dans le cas des tubes étroits

Pour les éléments 2 et 4, constitués par des tubes étroits, nous supposons que l'utilisation d'une relation de Bernoulli obtenue dans le cas d'écoulements instationnaires, irrotationnels et incompressibles pour l'air supposé être un gaz parfait constitue une première approche raisonnable. Dans ce cas, la relation de Bernoulli que nous utiliserons par la suite s'écrit alors :

$$\rho_0 \frac{\partial \varphi_e}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho_0 u_e^2 + p_e = \rho_0 \frac{\partial \varphi_s}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho_0 u_s^2 + p_s \quad (3.3)$$

où les grandeurs indicées e sont relatives à l'entrée du tube et celles indicées s à sa sortie.

On décomposera (3.3) en une relation non linéaire d'équilibre et une équation linéaire de perturbation acoustique :

$$\frac{1}{2} \rho_0 u_{e0}^2 + p_{e0} = \frac{1}{2} \rho_0 u_{s0}^2 + p_{s0} \quad (3.4)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \varphi'_e}{\partial t} + \rho_0 u_{e0} u'_e + p'_e = \rho_0 \frac{\partial \varphi'_s}{\partial t} + \rho_0 u_{s0} u'_s + p'_s \quad (3.5)$$

De plus, puisque la section des deux éléments considérés (éléments 2 et 4) est à chaque fois uniforme sur toute la longueur de l'élément, nous supposerons que la différence de potentiel $\varphi_s - \varphi_e$, entre l'entrée et la sortie (où la vitesse vaut u_s) de l'élément de longueur L , s'écrit :

$$\varphi_s - \varphi_e = L u_s \quad (3.6)$$

Nous utiliserons dorénavant ce résultat pour décrire les termes d'inertie chaque fois qu'ils apparaîtront.

3.2.4 Conservation de la masse dans le cas des grands volumes

Nous utiliserons l'équation de conservation de la masse sous forme intégrale pour des volumes cylindriques V (volumes de l'élément 3 et de l'élément 4) où la masse volumique ρ ainsi que la pression p seront supposées homogènes dans tout le volume :

$$V \frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho_e u_e S_e - \rho_s u_s S_s \quad (3.7)$$

L'équation (3.7) peut être décomposée en un problème d'équilibre et un problème de perturbation :

$$\rho_{e0} u_{e0} S_e = \rho_{s0} u_{s0} S_s \quad (3.8)$$

$$V \frac{\partial \rho'}{\partial t} = S_e \left(\rho_{e0} u'_e + \rho'_e u_{e0} \right) - S_s \left(\rho_{s0} u'_s + \rho'_s u_{s0} \right) \quad (3.9)$$

À l'aide de ces équations de base, nous allons maintenant nous occuper de la modélisation de l'instrument et du joueur, modélisation qui va débiter par celle de l'instrument et plus précisément des anches en présence dans chacun des canaux de l'harmonica.

3.3 Modélisation de l'anche

3.3.1 Hypothèse de modélisation

Les résultats expérimentaux font apparaître que le mouvement des anches est presque parfaitement sinusoïdal (taux de distorsion harmonique au plus égal à 5% et la plupart du temps inférieur ou de l'ordre de 1%) et de fréquence voisine à la fréquence propre de l'anche pincée. Par conséquent, l'anche fonctionne principalement sur son premier mode de vibration transversale, similaire au premier mode de poutre encastrée-libre.

De plus, contrairement à la clarinette ou au saxophone, les anches dans l'harmonica ne sont pas battantes mais libres. Rien ne vient arrêter leur vibration et elles peuvent donc vibrer sinusoïdalement⁶.

Puisque les mouvements des anches ne font intervenir que leur premier mode de vibration, on choisit d'adopter comme modélisation de chacune des anches un oscillateur équivalent à un degré de liberté : un système masse-ressort-amortisseur (calcul des caractéristiques de cet oscillateur équivalent en Annexe A), où le degré de liberté retenu est le déplacement de l'extrémité libre de l'anche mesuré dans le cadre des expériences.

L'illustration de la modélisation par un oscillateur équivalent pour chacune des deux anches est donnée en figure 3.2. Cette figure illustre aussi la convention choisie pour le signe des ouvertures des anches : l'ouverture est choisie positive lorsque l'anche se trouve à l'extérieur de l'instrument.

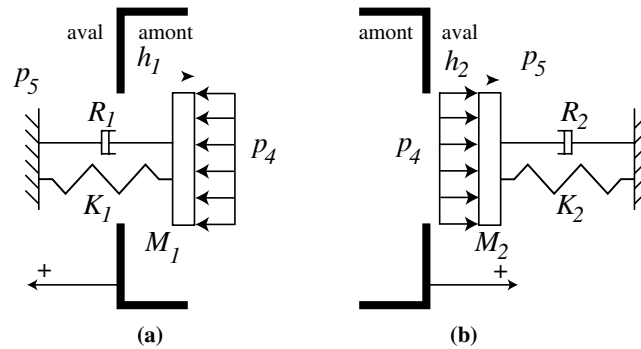


FIG. 3.2 – Modélisations à l'aide d'oscillateurs équivalents pour l'anche supérieure (a) et l'anche inférieure (b).

Dans ces conditions, l'équation de l'oscillateur équivalent pour l'anche n est alors :

$$M_n \frac{d^2 h_n}{dt^2} + R_n \frac{dh_n}{dt} + K_n (h_n - h_{n0}) = S_r (p_4 - p_5) \quad (3.10)$$

où

- M_n , R_n et K_n désignent les caractéristiques mécaniques de l'oscillateur équivalent ;

6. A la différence du saxophone ou de la clarinette, il n'y a pas de non-linéarité du mouvement de l'anche. La non-linéarité, comme l'a montrée l'étude expérimentale, réside principalement dans la description de l'écoulement au travers de l'anche (relation de Bernoulli) et du flux sortant.

- S_r désigne la surface utile de l'oscillateur équivalent ;
- h_n correspond à l'ouverture de l'anche n en cours de jeu ;
- h_{n00} représente la valeur de l'ouverture au repos (offset) définissant la déformation initiale donnée à l'anche.

Nous supposons que les deux anches sont en parallèle du point de vue acoustique et qu'elles sont, par conséquent, soumises exactement aux mêmes pressions en amont (p_4) et en aval (p_5). Nous supposons aussi que la pression en aval de chacune des anches, p_5 est égale à la pression atmosphérique. Ceci revient à ne pas prendre en compte, dans le modèle, le rayonnement acoustique⁷. En fait, la pression acoustique externe a en moyenne un niveau inférieur de 80 dB au niveau de la pression acoustique interne d'après nos mesures, ce qui justifie l'hypothèse d'une pression acoustique en aval négligeable dans le cadre de l'étude des instabilités.

3.3.2 Déformation initiale de l'anche

Dans le but de l'inciter à fonctionner de manière préférentielle sur son premier mode de vibration, Cuesta et Valette ont indiqué [23] qu'il faut donner à l'anche une déformation initiale plastique de type premier mode de déformation de poutre encastrée-libre tel qu'illustré sur la figure 3.3 dans la configuration (b). En effet, l'anche passe alors en position droite en cours de vibration, ce qui assure une fermeture optimale de la valve.

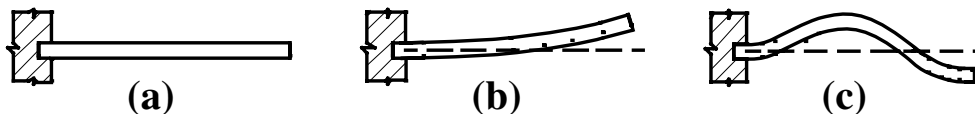


FIG. 3.3 – Trois configurations pour la déformation au repos de l'anche peuvent être envisagées : (a) pas de déformation, (b) déformation initiale de type premier mode d'une poutre encastrée-libre, (c) déformation initiale de type second mode d'une poutre encastrée-libre.

Notons que si l'on impose à l'anche une déformation initiale de type second mode de déformation de poutre encastrée-libre, telle que pour la configuration (c) de la figure 3.3, il n'est alors plus possible d'entendre le moindre son. Notons aussi qu'il est de même la plupart du temps impossible d'obtenir une note si on décide d'adopter la configuration (a).

Il est intéressant de faire le parallèle avec le cas de la clarinette ou du saxophone, puisque dans ces instruments c'est l'embouchure, qui joue le même rôle que le corps dans l'harmonica. Cette embouchure est courbée, tandis que l'anche présente un profil presque rectiligne. Mais si, par le biais d'une transformation géométrique, nous nous amusons à nous placer dans un espace où le « sommier » de la clarinette que constitue le bec serait rectiligne, nous aurions alors une courbure initiale pour l'anche de clarinette similaire à celle de l'anche d'harmonica. On peut aussi noter que la courbure choisie pour le « sommier » de la clarinette ou du saxophone influe fortement sur la sonorité, ce qui nous rapproche encore un peu plus du cas de l'harmonica.

7. C'est une hypothèse classique en Acoustique Musicale lorsqu'on ne s'intéresse qu'aux conditions du fonctionnement de l'instrument (par exemple, hypothèse d'une pression constante dans la bouche dans le cas d'une clarinette ou d'un saxophone).

3.3.3 Classification adoptée

On trouve plusieurs classifications dans la littérature (Helmholtz [1], Bouasse [3], Fletcher [44]) mais aucune n'est vraiment adaptée au cas de l'harmonica. Fletcher [44] donne une classification ne permettant pas de distinguer quelle est l'origine du courant d'air (aspiration ou expiration?). Cette classification n'est valable que pour le cas des anches simples : celles dont les oscillations peuvent être décrites par un modèle à un seul degré de liberté, par exemple l'ouverture de l'extrémité libre de l'anche. La classification de Fletcher va nous servir à en établir une autre plus adaptée à l'harmonica.

Cette classification est basée sur l'étude des effets sur l'anche de l'ajout d'une faible surpression statique en amont puis en aval de l'anche et elle utilise un couple de paramètres, (σ_1, σ_2) , qui permet de rendre compte des effets de cette surpression sur l'anche : en amont de l'anche pour σ_1 et en aval pour σ_2 . Le paramètre σ_i prend respectivement la valeur $+1$ ou -1 suivant que la surpression, ajoutée à l'endroit considéré (amont ou aval), provoque une ouverture ou une fermeture de l'anche.

Quatre cas de figure sont alors envisageables :

- anche $(+,+)$: l'anche s'ouvre si on augmente la pression en amont ou en aval ;
- anche $(+,-)$: l'anche s'ouvre si on augmente la pression en amont et se ferme si on augmente la pression en aval ;
- anche $(-,+)$: l'anche se ferme si on augmente la pression en amont et s'ouvre si la pression augmente en aval ;
- anche $(-,-)$: l'anche se ferme dès que l'on augmente la pression en amont ou en aval.

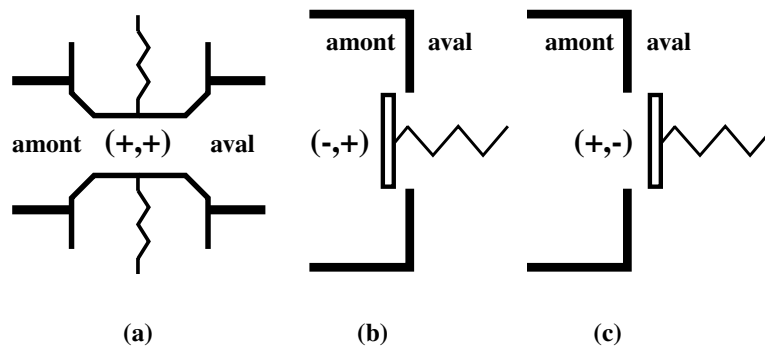


FIG. 3.4 – Trois des configurations d'anches proposées par Fletcher dans le cadre de sa classification : (a) anche battant sur les côtés, (b) anche battant à l'intérieur et (c) anche battant à l'extérieur.

Nous donnons en figure 3.4 les modélisations schématiques pour les anches $(+,+)$, $(+,-)$ et $(-,+)$. On trouve, entre autres, des anches $(+,-)$ dans les instruments de musique tels que les clarinettes, les saxophones, les harmoniums ou l'harmonica, tandis que les anches $(-,+)$ peuvent être utilisées pour modéliser les lèvres dans les cuivres (à anche lippale) ; nous verrons qu'elles existent dans l'harmonica⁸.

8. Fletcher introduit les anches $(+,+)$ pour rendre compte des valves participant à l'émission du chant de certains oiseaux. Par contre, aucun exemple d'anche $(-,-)$ n'a été jusqu'à présent proposé.

Fletcher, dans le dessein d'employer une terminologie similaire à celle de Helmholtz, ajoute le terme « striking sideways » (battant sur les côtés) pour désigner les anches (+,+) afin de se rapprocher des termes « striking inwards » (battant à l'intérieur) pour les anches (-,+) et « striking outwards » (battant à l'extérieur) pour les anches (+,-) introduits par Helmholtz et qui sont communément employés. Or, pour l'harmonica, on ne rencontre que des anches se comportant en (+,-) ou (-,+) mais, comme ces anches sont libres, elles ne peuvent certainement pas être qualifiées de battantes. Nous utiliserons donc une terminologie différente.

Cuesta et Valette [22, 23], ainsi que tous ceux qui ont travaillé avec eux [29, 30, 35, 45, 46], ont utilisé les termes de fonctionnement en type I pour les anches (-,+) et fonctionnement en type II pour les anches (+,-). Mais cette terminologie a le désavantage de ne pas permettre de rapprochement immédiat avec les caractéristiques de fonctionnement de l'anche, puisqu'elle n'est pas imagée. D'un autre côté, comme nous ne rencontrerons que des anches (-,+) ou (+,-), l'information est redondante puisque, si l'anche se ferme (resp. s'ouvre) sous l'effet d'une surpression amont, elle s'ouvre (resp. se ferme) sous l'effet d'une surpression aval. Les anches de l'harmonica vérifient donc toujours la relation $\sigma_2 = -\sigma_1$. De plus, dans l'harmonica, on a la chance de n'avoir qu'une seule possibilité (classique) de jouer de l'instrument car le côté où placer la bouche est fixé par la présence des trous des canaux! La source est, par conséquent, obligatoirement placée en amont de l'anche et il ne reste donc plus qu'à spécifier si on souffle ou si on aspire.

En définitive, la classification⁹ que nous utiliserons pour définir de manière précise le comportement des anches est la suivante :

- « amont » désigne l'intérieur du canal (intérieur de l'instrument) ;
- « fermante » ou « ouvrante » désigne ce qui se passe pour l'anche si on introduit une surpression en amont de l'anche ;
- « soufflée » ou « aspirée » indique si on souffle ou si on aspire dans l'harmonica ;
- l'ouverture de l'anche reste positive tant que l'anche se trouve à l'extérieur du canal de l'instrument.

Les deux seuls couples de type d'anches que nous rencontrerons pour l'harmonica¹⁰ sont donnés par la figure 3.5, ainsi que l'illustration de la convention pour les ouvertures d'anches.

Ainsi, à l'expiration, l'anche supérieure sera une anche amont-fermante soufflée et l'anche inférieure une anche amont-ouvrante soufflée, tandis que pour l'aspiration l'anche supérieure sera une amont-fermante aspirée et l'anche inférieure une amont-ouvrante aspirée.

9. Cette classification pourrait être aussi appliquée aux anches battantes, puisque pour tenir compte des anches (+,+) et (-,-) introduites par Fletcher, on peut introduire les deux termes « côté-fermante » et « côté-ouvrante », afin d'indiquer que les anches de ce type s'ouvrent ou se ferment lorsqu'une pression normale leur est imposée. On pourrait de même envisager d'introduire un adjectif « amont » ou « aval » devant le mode de production (soufflée ou aspirée) dans le cas où une anche, ou une valve, pourrait être soumise à deux sources de courant d'air : une source située en amont et l'autre en aval. Une anche « côté-fermante amont-soufflée » correspondrait ainsi à une anche qui se fermerait sous l'effet d'une surpression amont ou aval et qui serait sollicitée par une surpression créée en amont en soufflant.

10. Avec cette désignation, nous ne retenons en fait que l'information sur σ_1 de la classification de Fletcher et on peut remarquer qu'il est inutile d'introduire les termes aval-ouvrante et aval-fermante, puisque ces cas de figures correspondent respectivement à amont-fermante et amont-ouvrante.

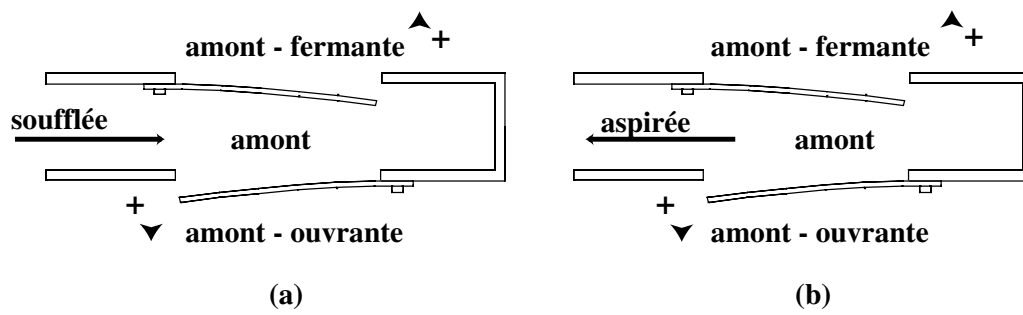


FIG. 3.5 – Illustration de notre classification pour les deux anches d'un canal: aspiration (a) et expiration (b).

Disposant d'une modélisation de l'instrument, nous avons maintenant besoin de modéliser le joueur ou plus exactement son conduit vocal.

3.4 Modélisation du conduit vocal

3.4.1 Constats préalables

Les premiers modèles élaborés au laboratoire [22, 29, 23] ne prennent pas en compte la cavité buccale et prédisent que l'obtention des overblows et des overdraws, modes de jeux pourtant utilisés par les meilleurs des harmonicistes professionnels, serait impossible! Hirschberg [19] propose un modèle d'anche implantée au bout d'un tuyau et alimentée par un réservoir de pression constante, mais il conclut que seules les anches amont-fermantes peuvent avoir un équilibre instable (conclusion étudiée dans le cas des anches d'harmonica en partie 4), pouvant conduire, entre autres, à une auto-oscillation de l'anche.

L'introduction d'un simple volume en amont de l'harmonica [30] permet de mettre en évidence des termes rendant possible l'instabilité des anches amont-ouvrantes. Cette idée d'introduire un volume a été évoquée par Bouasse [3], Fletcher [13, 14] et beaucoup de gens y ont pensé¹¹. De plus, Johnston [21] (dans une publication difficile à trouver car parue dans un journal australien, *Acoustics Australia*; nous l'avons trouvée grâce à un extrait de discussion sur le forum électronique Harp-L [32]) et Bahnson [25] appliquent cette idée dans des publications dont nous n'avons pas connaissance au moment des premières ébauches de modèle unidimensionnel tenant compte des deux anches: ils utilisent des dispositifs expérimentaux analogues à des corps de vérin pour illustrer les différents modes de jeu de l'harmonica.

La source qui montre de la façon la plus évidente la nécessité d'introduire la cavité buccale dans la modélisation est une cassette vidéo d'Howard Levy [41] où il expose tous les modes de jeu de l'harmonica diatonique et dans laquelle des radiographies aux rayons X (pratiquées par Bahnson) de la bouche de Levy montrent l'importance des variations de configuration buccale nécessaires pour obtenir ces modes.

D'autres indications sur l'importance de la cavité buccale figurent dans l'article d'Hanriot [36], ou tout simplement sur la notice d'utilisation fournie avec tout harmonica Lee OskarTM [33], dans laquelle les conseils donnés au débutant pour l'obtention du bend indiquent que l'attention doit être portée sur le débit de l'air, l'ajustement de la cavité buccale, ainsi que le positionnement de la langue :

« Bending creates an expressive, bluesy sound and is achieved by using a certain amount of air, adjustment of the oral/throat cavity shape and tongue positioning. **This technique takes time and practise to master.** »

3.4.2 Modélisation préalable

Dans un premier temps [35, 45], nous avons adopté la modélisation illustrée en figure 3.6, qui permet de mettre déjà en évidence l'importance de certains des paramètres de contrôle : position et aire de la constriction palatale. Pour représenter la cavité buccale, nous avons eu recours à un simple résonateur de Helmholtz et, comme en cours de jeu la langue du musicien a tendance

11. Par exemple, Claude Valette [47] (p. 206-207) montre que la fermeture des « fausses cordes » vocales avant la phonation provoque la présence d'un volume d'air enclos en aval des cordes vocales, les ventricules de Morgani, volume qui facilite l'instabilité des cordes vocales en introduisant un retard adéquat de la pression sur leur position.

à se coller ou se rapprocher du palais [41], nous avons décidé de placer le col du résonateur en amont et le volume en aval¹².

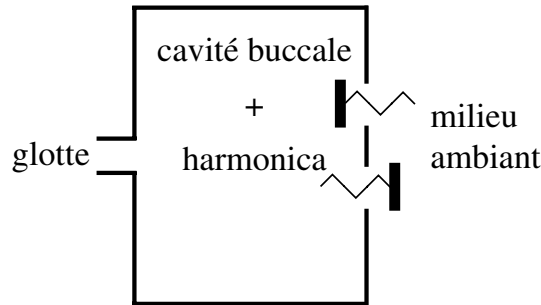


FIG. 3.6 – Modélisation de la cavité buccale envisagée dans un premier temps.

Il est intéressant de noter que les paramètres de contrôle trouvés par une étude de sensibilité de ce premier modèle, font partie des paramètres de contrôle de l'articulation des voyelles et de ceux nécessaires à la production des fricatives [42].

3.4.3 Modélisation adoptée finalement

Suite à de fructueuses discussions avec Maeda [48] et Pitterman [42] sur les mécanismes de production des voyelles et des fricatives, nous avons pris comme base de départ pour la seconde modélisation le modèle quatre tubes cylindriques, modèle classique pour l'étude de l'articulation des voyelles¹³ ([50, 51, 49, 52]).

Mais comme les sons utilisés dans le contrôle du jeu de l'harmonica ne sont pas voisés, la glotte ne participe pas à la production de ces sons (hypothèse classique de glotte ouverte pendant le jeu pour un instrument à vent). Par conséquent, par rapport au modèle classique à quatre tubes, il n'y a plus lieu de distinguer la cavité arrière (située entre la glotte et la constriction palatale) du conduit vocal sub-glottique (des poumons à la glotte).

Dans la modélisation adoptée et illustrée grâce à la figure 3.7, on distingue deux parties : le conduit vocal depuis les poumons jusqu'aux lèvres et le canal étudié de l'harmonica. Dans cette modélisation, on suppose, d'une part, que le canal lippal et le canal de l'harmonica forment un seul et même canal (repéré 4) et, d'autre part, que les anches sont implantées en bout de ce canal. Nous supposons aussi que les longueurs effectives pour les deux éléments 2 et 4 sont égales aux longueurs de ces éléments.

12. Ce positionnement du résonateur obéit à des considérations physiques réelles : en effet, dans cette première modélisation, nous supposons la constriction palatale modélisée par le col du résonateur tandis que la cavité avant, les lèvres et le canal de l'harmonica sont représentés par son volume. Cette hypothèse revient à supposer que nous ayons greffé les anches directement sur les lèvres de l'harmoniciste.

13. Notons qu'un résonateur comprenant deux masses acoustiques constitue un système à deux degrés de liberté, donc à deux fréquences propres, bien adapté pour décrire l'influence des deux premiers formants, dont on sait qu'ils jouent un rôle déterminant dans la production des voyelles. D'ailleurs, la prise en compte d'une seule masse et d'une seule cavité ne permet pas de distinguer les voyelles [i] et [u] car le premier formant de ces deux voyelles est identique [49], alors qu'elles se distinguent nettement dans le jeu de l'harmonica.

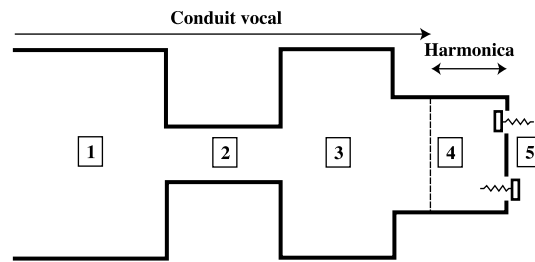


FIG. 3.7 – Modélisation adoptée pour l'ensemble conduit vocal et harmonica.

Dans la modélisation adoptée, cinq parties sont différenciées et repérées de 1 à 5 :

élément 1 conduit vocal en amont de la constriction palatale, supposé constituer un grand réservoir de pression constante (la pression d'alimentation), supérieure à la pression atmosphérique si on souffle mais inférieure si on aspire ;

élément 2 constriction palatale¹⁴ ;

élément 3 cavité buccale avant ;

élément 4 canal lèvres/harmonica ;

élément 5 aval des anches où règne la pression atmosphérique.

3.4.4 Choix de trois paramètres géométriques

Puisque nous modélisons le conduit vocal à l'aide de sections cylindriques, seules la connaissance de sa longueur et de sa section sont nécessaires pour définir complètement chacun des éléments. L'ensemble des paramètres à définir pour déterminer complètement le modèle est illustré sur la figure 3.8.

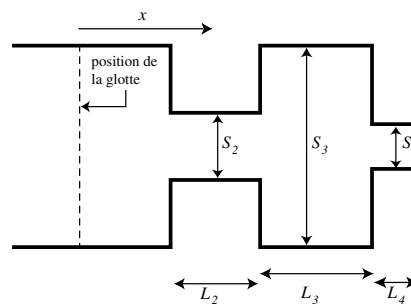


FIG. 3.8 – Conduit post-glottique.

À l'exception des effets rythmiques, qui nécessitent l'utilisation de consonnes non voisées, mais qui sortent du cadre de l'étude, nous avons montré expérimentalement que les notes tenues utilisent des voyelles non voisées. Or, pour décrire les mécanismes à l'origine des voyelles, les travaux de Dunn [50], Stevens et House [51], Fant [49] et Flanagan [52] montrent que seuls trois paramètres suffisent.

14. zone où la langue vient se rapprocher le plus du palais, créant ainsi une réduction de section

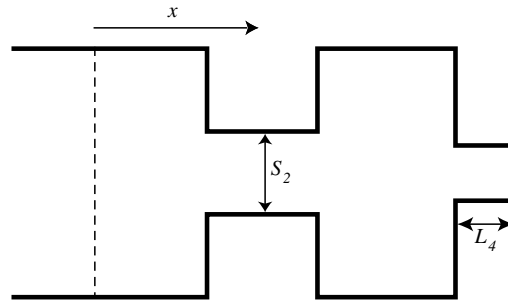


FIG. 3.9 – Explicitation des trois paramètres principaux du modèle de conduit vocal adopté.

Pour l'harmonica les paramètres buccaux choisis sont respectivement (figure 3.9) :

- x : distance de la glotte au centre (longitudinal) de la constriction palatale ;
- S_2 : section de passage de l'air dans la constriction palatale ;
- L_4 : longueur du canal lippal¹⁵.

3.4.5 Détermination des autres paramètres

Comme Fant [49], nous supposons que l'aire de la cavité buccale avant est égale à 8 cm^2 .

Nous avons déjà supposé que l'aire de sortie par les lèvres doit être la même que l'air d'entrée du canal. Or, sur les harmonicas utilisés pour les expériences, elle est identique pour tous les canaux : un carré de 5 mm de côté.

Comme on considère une longueur du canal lippal variable suivant les besoins du joueur, la longueur totale du conduit post-glottique ne sera pas de 16 cm telle que dans [49] ou [52] mais de 15 cm plus L_4 .

Les lois (en centimètres) pour L_2 et L_3 sont celles du modèle classique à trois paramètres en production de la parole :

$$\bullet L_2 = \begin{cases} 2x & \text{si } x \leq 2,5 \\ 5 & \text{si } x \in [2,5 ; 12,5] \\ 2.(15 - x) & \text{si } x \in [12,5 ; 15] \end{cases}$$

$$\bullet L_3 = \begin{cases} 15 - 2x & \text{si } x \leq 2,5 \\ 12,5 - x & \text{si } x \in [2,5 ; 12,5] \\ 0 & \text{si } x \in [12,5 ; 15] \end{cases}$$

15. Originellement, pour l'étude de l'articulation des voyelles, le troisième paramètre est une mesure de l'arrondi des lèvres tel que le rapport de l'aire A_4 à la longueur L_4 mais, pour des raisons de recherche d'étanchéité maximale entre les lèvres et l'harmonica, étanchéité nécessaire pour l'obtention d'une note unique, les joueurs adaptent leur canal lippal à la géométrie du trou d'entrée du canal utilisé. Ainsi, notre troisième paramètre n'est pas l'arrondi des lèvres mais L_4 , puisque l'on supposera l'aire A_4 imposée par l'aire du canal utilisé.

Par rapport aux dispositifs expérimentaux employés par Johnston [21] ou Bahnson [25], la géométrie retenue correspond mieux aux dimensions d'une bouche humaine moyenne. De plus, ces deux dispositifs ne permettent la variation que du seul paramètre L_3 . Néanmoins, ils permettent d'obtenir avec plus ou moins de facilité tous les modes de jeu, ce que nous avons pu vérifier.

À ce stade, les modélisations de l'instrument et du joueur, ainsi que les hypothèses les justifiant, ont été étudiées. On peut donc maintenant s'intéresser à l'élaboration du modèle unidimensionnel de l'harmonica.

3.5 Modèle de l'harmonica : équations de départ (cas soufflé)

3.5.1 Amont de la constriction palatale (1)

Toute cette partie du conduit vocal est supposée équivalente à un grand réservoir de pression et masse volumique constantes où la vitesse est négligeable. Nous avons alors les six relations suivantes :

- $p_1 = p_{10}$;
- $p'_1 = 0$;
- $\rho_1 = \rho_{10}$;
- $\rho'_1 = 0$;
- $u_{10} = 0$;
- $u'_1 = 0$.

3.5.2 Constriction palatale (2)

Dans le cas de l'expiration, nous supposons la formation d'un jet en sortie de constriction 2. Ceci signifie que, juste à l'entrée de la constriction, la pression est prise égale à p_1 tandis que la vitesse est supposée négligeable. À la sortie de la constriction, par contre, la pression dans le jet est identique à la pression environnante (soit p_2) et la vitesse est u_2 .

En tenant compte d'un terme d'inertie lié à la longueur L_2 , l'écriture de la relation de Bernoulli entre l'entrée et la sortie de la constriction palatale donne :

$$L_2 \frac{du_2}{dt} + \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_0} = \frac{p_1}{\rho_0} \quad (3.11)$$

Puisque la pression dans le jet se formant en sortie de la constriction est supposée identique à la pression environnante, on a :

$$p_2 = p_3 \quad (3.12)$$

De plus, d'après nos hypothèses sur la nature des transformations, on peut écrire pour la densité ρ_2 :

$$\rho_2 = \rho_0 + \frac{p_2 - p_{atm}}{c_0^2} \quad (3.13)$$

3.5.3 Cavité avant (3)

La pression p_3 et la densité ρ_3 sont supposées uniformes dans la cavité avant 3. La vitesse dans la cavité est supposée négligeable, ce qui se traduit par $u_{30} = 0$ et $u'_3 = 0$.

La conservation de la matière pour la cavité avant donne :

$$V_3 \frac{d\rho_3}{dt} = S_2 \rho_2 u_2 - S_4 \rho_4 u_4 \quad (3.14)$$

Pour la densité ρ_3 on écrit :

$$\rho_3 = \rho_0 + \frac{p_3 - p_{atm}}{c_0^2} \quad (3.15)$$

3.5.4 Canal lèvres/harmonica (4)

Nous rappelons que la longueur L_4 , pour le canal lèvres/harmonica, est donnée par la somme de la longueur du canal lippal (1 cm) et de la longueur du canal d'harmonica L_h .

Nous supposons que les termes d'énergie cinétique sont négligeables devant les termes d'inertie ou de pression ce qui nous conduit, pour la relation de Bernoulli entre la cavité avant 3 et l'amont des anches 4, à écrire :

$$L_4 \frac{du_4}{dt} + \frac{p_4}{\rho_0} = \frac{p_3}{\rho_0} \quad (3.16)$$

Pour la densité ρ_4 , nous écrivons la même loi que pour les densités précédentes :

$$\rho_4 = \rho_0 + \frac{p_4 - p_{atm}}{c_0^2} \quad (3.17)$$

Pour la conservation de la matière, nous supposons que le terme de variation de densité est négligeable et nous introduisons Φ_t le flux volumique au travers de l'anche, considéré en aval de l'anche, et Φ_a le débit volumique « pompé » par les anches, considéré ici en amont des anches soit à l'intérieur de l'instrument. La conservation de la matière pour le canal 4 s'écrit alors :

$$S_4 \rho_4 u_4 = \rho_0 \Phi_t + \rho_4 \Phi_a \quad (3.18)$$

3.5.5 Au niveau des anches (5)

L'écoulement au travers des anches est supposé irrotationnel et incompressible, et l'énergie cinétique amont négligeable, par conséquent la relation de Bernoulli entre l'amont (face de l'anche donnant sur l'intérieur de l'instrument) et l'aval des anches (face donnant sur l'extérieur de l'instrument), où se forment les jets, devient :

$$\frac{p_4}{\rho_0} = \frac{p_{atm}}{\rho_0} + \frac{u_5^2}{2} \quad (3.19)$$

Le flux total sortant de l'harmonica est égal à la somme :

- des flux sortant au travers de chacune des anches qui s'échappent à la fois sur les côtés et par l'extrémité libre des anches, ce qui nous conduit à considérer un périmètre de sortie utile égal à deux fois la longueur de l'anche plus une fois sa largeur ;
- et des flux « pompés » par les anches qui sont entraînés par le déplacement des anches et que nous considérons respectivement égaux au produit de la section hydraulique S_r par la vitesse de déplacement de l'anche considérée : le débit d'anche total est alors donné par $\Phi_a = S_r \left(\frac{dh_1}{dt} + \frac{dh_2}{dt} \right)$.

Puisque les anches peuvent, au cours de leur mouvement, traverser leur plaque support, il existe pour chaque anche une phase du mouvement pendant laquelle le flux sortant par l'anche est égal au flux pompé. En effet, pendant cette phase, aucun flux ne peut passer au travers de l'anche puisqu'il n'y a plus de lumière entre l'anche et son support lorsque l'anche se trouve dans l'épaisseur de son support. D'autre part, pendant les deux autres phases du mouvement, le signe du flux au travers de chaque anche ne dépend pas de celui de l'ouverture de l'anche mais du signe de la vitesse du jet.

Le flux sortant total Φ_h est égal à la somme des flux sortant par chacune des deux anches, Φ_{h_1} et Φ_{h_2} , qui valent respectivement :

$$\Phi_{h_1} = \begin{cases} \alpha W |h_1| u_5 + S_r \frac{dh_1}{dt} & \forall h_1 \notin [-e_s - e_{r1}, 0] \\ S_r \frac{dh_1}{dt} & \forall h_1 \in [-e_s - e_{r1}, 0] \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\Phi_{h_2} = \begin{cases} \alpha W |h_2| u_5 + S_r \frac{dh_2}{dt} & \forall h_2 \notin [-e_s, e_{r2}] \\ S_r \frac{dh_2}{dt} & \forall h_2 \in [-e_s, e_{r2}] \end{cases} \quad (3.21)$$

avec :

- α : coefficient de *vena contracta* ;
- W : périmètre d'échappement de l'air entre l'anche et son support ;
- h_1 et h_2 : les ouvertures des anches ;
- u_5 : vitesse du jet se formant en aval des anches ;
- S_r : surface équivalente hydraulique (voir Annexe A pour sa définition et son calcul) ;
- e_s : épaisseur des plaques-supports sur lesquelles les anches sont implantées ;
- e_{r1} et e_{r2} : les épaisseurs respectives des deux anches.

Mais nous supposons, afin de simplifier le modèle¹⁶, que la phase de fermeture peut être négligée dans le cadre de l'étude des instabilités de l'équilibre¹⁷ et nous utiliserons pour Φ_h l'expression :

$$\Phi_h = \alpha W (|h_1| + |h_2|) u_5 + S_r \left(\frac{dh_1}{dt} + \frac{dh_2}{dt} \right) \quad (3.22)$$

La description des anches par un système masse-ressort-amortisseur équivalent permet d'écrire les équations du mouvement des deux anches :

$$M_1 \frac{d^2 h_1}{dt^2} + R_1 \frac{dh_1}{dt} + K_1 (h_1 - h_{100}) = S_r (p_4 - p_{atm}) \quad (3.23)$$

$$M_2 \frac{d^2 h_2}{dt^2} + R_2 \frac{dh_2}{dt} + K_2 (h_2 - h_{200}) = S_r (p_4 - p_{atm}) \quad (3.24)$$

16. Nous utiliserons les expressions (3.20) et (3.21) dans le cas de la prospection d'un modèle de synthèse afin de tenir compte de la phase de fermeture des lumières des anches.

17. Ceci se justifie, d'une part, théoriquement parce que nous allons travailler en petites oscillations autour de la position d'équilibre et, d'autre part, expérimentalement car dans tous les cas observés, les positions moyennes restent du même côté du support que la position de repos.

3.6 Modèle de l'harmonica : équations de départ (cas aspiré)

Dans ce paragraphe, nous ne donnons en fait que les équations qui changent, par rapport au cas soufflé, lorsque l'on aspire.

À l'inspiration, la formation d'un jet est supposée s'effectuer en entrée de constriction palatale. Nous avons alors en entrée de constriction, la pression p_2 et une vitesse de jet u_2 . Par contre, la vitesse est supposée négligeable en sortie de constriction et la pression égale à p_3 .

En tenant compte du terme d'inertie, au lieu de (3.11), nous obtenons pour la relation de Bernoulli entre l'entrée et la sortie de la constriction palatale :

$$L_2 \frac{du_2}{dt} + \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_0} = \frac{p_3}{\rho_0} \quad (3.25)$$

La pression, dans le jet se formant en entrée de la constriction, est supposée identique à la pression environnante. Au lieu de (3.12) on a alors dans le cas aspiré :

$$p_2 = p_1 \quad (3.26)$$

Concernant le canal lèvres/harmonica, on continue à supposer les termes d'énergie cinétique négligeables devant les termes d'inertie ou de pression. La relation de Bernoulli entre la cavité avant et l'amont des anches ne change donc pas. Par contre, l'expression de la conservation de la matière change, puisque le flux sortant est maintenant à considérer plutôt du côté amont de l'anche. L'équation (3.18) est alors remplacée par :

$$S_4 \rho_4 u_4 = \rho_4 \Phi_h \quad (3.27)$$

Au niveau des anches, contrairement au cas soufflé, c'est maintenant l'énergie cinétique aval qui est supposée négligeable, puisque le jet se forme en amont de l'anche¹⁸. Supposant que la vitesse de jet en amont des anches est u_5 , on remplace alors (3.19) par :

$$\frac{p_4}{\rho_0} + \frac{u_5^2}{2} = \frac{p_{atm}}{\rho_0} \quad (3.28)$$

Par contre, comme les changements occasionnés par l'aspiration ne concernent que le signe des vitesses, l'expression du flux sortant total ne change pas par rapport au cas soufflé. De même, puisque, d'une part, la description des anches grâce à des oscillateurs équivalents reste valable dans le cas aspiré et que, d'autre part, seul le signe des quantités change, les équations du mouvement restent identiques à celles du cas soufflé.

18. Il conviendrait de distinguer, pour le canal 4, une zone de mélange où les deux jets entrant dans l'harmonica se mélangent à l'air ambiant. Mais, dans le cadre de ce premier modèle, on a décidé de ne pas tenir compte de l'existence de cette zone.

3.7 Détermination de l'équilibre moyen

Comme nous supposons que l'écoulement peut être considéré composé d'un écoulement moyen que vient perturber un écoulement acoustique, nous devons commencer par déterminer les équations définissant cet écoulement moyen. De manière analogue à la démarche adoptée pour les équations du modèle, nous commençons par donner les équations dans le cas soufflé, puis nous indiquons quels sont les changements qui interviennent lorsque l'on aspire.

3.7.1 Cas soufflé

À partir des équations (3.11) à (3.24), nous obtenons les équations de l'équilibre moyen dans le cas soufflé, en introduisant $\Delta p_{40} = p_{40} - p_{atm}$ et $\Delta p_{10} = p_{10} - p_{atm}$:

$$u_{50} = \text{sign}(\Delta p_{40}) \sqrt{\frac{2|\Delta p_{40}|}{\rho_0}} \quad (3.29)$$

$$h_{10} = h_{100} + \frac{S_r}{K_1} \Delta p_{40} \quad (3.30)$$

$$h_{20} = h_{200} + \frac{S_r}{K_2} \Delta p_{40} \quad (3.31)$$

$$\Phi_{h0} = \alpha W (|h_{10}| + |h_{20}|) u_{50} \quad (3.32)$$

$$u_{40} = \frac{\Phi_{h0}}{S_4} \quad (3.33)$$

$$u_{20} = \frac{S_4}{S_2} u_{40} \quad (3.34)$$

$$\Delta p_{10} = \frac{\rho_0}{2} u_{20}^2 + \Delta p_{40} \quad (3.35)$$

3.7.2 Cas aspiré

Dans le cas aspiré, toutes les vitesses et flux volumiques sont maintenant négatifs, et seule l'équation (3.35) change :

$$\Delta p_{10} = \Delta p_{40} - \frac{\rho_0}{2} u_{20}^2 \quad (3.36)$$

3.8 Équations linéarisées autour de la position d'équilibre moyen

Pour étudier l'instabilité de l'équilibre moyen, nous ne retenons que les termes variables du premier ordre pour les perturbations acoustiques, ce qui revient aussi à se placer dans le cadre de l'Acoustique Linéaire. Afin de limiter le nombre d'équations à utiliser, nous éliminons toutes les densités variables en les exprimant en fonction des pressions acoustiques (utilisation de l'hypothèse adiabatique dans le cadre de l'Acoustique Linéaire).

3.8.1 Cas soufflé

Dans le cas soufflé, les équations définissant le problème des perturbations acoustiques sont alors obtenues en linéarisant les équations (3.11) à (3.24) et en ne retenant que les termes de perturbation du premier ordre¹⁹ :

$$\rho_0(j\omega L_2 + u_{20})u'_2 + p'_2 = 0 \quad (3.37)$$

$$p'_2 = p'_3 \quad (3.38)$$

$$j\omega \frac{V_3}{c_0^2} p'_3 = S_2 \left(\frac{u_{20}}{c_0^2} p'_2 + \rho_0 u'_2 \right) - S_4 \left(\frac{u_{40}}{c_0^2} p'_4 + \rho_0 u'_4 \right) \quad (3.39)$$

$$j\omega \rho_0 L_4 u'_4 + p'_4 = p'_3 \quad (3.40)$$

$$p'_4 = \rho_0 u_{50} u'_5 \quad (3.41)$$

$$S_4 \left(\frac{u_{40}}{c_0^2} p'_4 + \rho_0 u'_4 \right) = \rho_0 \frac{\Phi_{h0}}{u_{50}} u'_5 + \rho_0 \left(\frac{\Phi_{h10}}{h_{10}} + j\omega S_r \right) h'_1 + \rho_0 \left(\frac{\Phi_{h20}}{h_{20}} + j\omega S_r \right) h'_2 \quad (3.42)$$

$$(K_1 - M_1 \omega^2 + jR_1 \omega) h'_1 = S_r p'_4 \quad (3.43)$$

$$(K_2 - M_2 \omega^2 + jR_2 \omega) h'_2 = S_r p'_4 \quad (3.44)$$

où $\Phi_{hn0} = \alpha W |h_{n0}| u_{50}$

3.8.2 Cas aspiré

Par rapport au cas soufflé, les équations (3.38), (3.37), (3.41) et (3.42) deviennent :

$$p'_2 = 0 \quad (3.45)$$

$$\rho_0(j\omega L_2 + u_{20})u'_2 = p'_3 \quad (3.46)$$

$$p'_4 + \rho_0 u_{50} u'_5 = 0 \quad (3.47)$$

$$S_4 \left(\frac{u_{40}}{c_0^2} p'_4 + \rho_0 u'_4 \right) = \rho_0 \frac{\Phi_{h0}}{u_{50}} u'_5 + \rho_0 \left(\frac{\Phi_{h10}}{h_{10}} + j\omega S_r \right) h'_1 + \rho_0 \left(\frac{\Phi_{h20}}{h_{20}} + j\omega S_r \right) h'_2 + \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} p'_4 \quad (3.48)$$

19. Puisqu'il s'agit de perturbations on suppose que $|h'_n| = \frac{h_{n0}}{|h_{n0}|} h'_n$.

3.9 Conclusions

Nous disposons à présent de la définition, pour les deux types d'excitation possibles (expiration et aspiration), des équations non linéaires définissant l'équilibre moyen et du système d'équations linéarisées permettant la détermination des perturbations acoustiques.

Puisque nous nous plaçons dans le cadre d'une hypothèse de perturbations acoustiques sinusoïdales, nous n'aurons accès ni aux amplitudes des grandeurs acoustiques, ni aux harmoniques des signaux acoustiques. Pour obtenir ces informations, il serait nécessaire d'étudier les perturbations acoustiques en conservant les non linéarités, par exemple de manière analogue aux études faites sur la clarinette ou le saxophone [53, 5, 6, 54, 7, 55, 8]

Dans la partie suivante, nous étudions les conditions d'instabilité de l'équilibre moyen, pour les différentes configurations de jeu, et nous regardons quelle est l'influence des paramètres de contrôle sur le seuil d'instabilité.

Quatrième partie

Étude des instabilités de l'équilibre moyen

À la fin de la partie 3, nous avons établi les systèmes d'équations linéaires des perturbations acoustiques, ainsi que les équations définissant complètement l'équilibre moyen, tant dans le cas soufflé que dans le cas aspiré. Dans cette quatrième partie, nous étudions les conditions d'instabilité de l'équilibre moyen pour chaque surpression amont/aval Δp_{40} .

Le premier chapitre est consacré à la description des résultats du modèle que nous proposons pour les trois méthodes utilisées dans la littérature, afin de déterminer, dans le cadre d'un modèle linéaire, les instabilités de l'équilibre. Ces résultats seront exploités dans le second chapitre et dans le troisième pour la méthode retenue, celle de l'équation caractéristique.

Le second chapitre s'intéresse à la comparaison de notre modèle avec les modèles existants. Chaque étude comparative part des expressions de notre modèle correspondant à la méthode de détermination du seuil d'instabilité utilisée.

Le troisième chapitre traite de la sensibilité du seuil d'instabilité aux paramètres de contrôle suivant le mode d'excitation utilisé. Pour ce faire, on décrit en détail l'évolution des résultats obtenus pour le soufflé du canal 4 lorsque l'on change la configuration buccale, puis on donne les principaux résultats obtenus dans les autres modes de jeu. L'objectif de cette étude est de déterminer quels sont les paramètres de contrôle prépondérants et comment se manifeste leur influence.

4.1 Résultats des trois méthodes pour le calcul du seuil d'instabilité

Dans ce chapitre, nous rappelons de manière synthétique le principe de chacune de ces trois méthodes et nous donnons les résultats obtenus grâce au modèle proposé, résultats qui serviront principalement à la comparaison du modèle proposé et des autres modèles existants.

Il existe trois méthodes principales pour déterminer le seuil d'instabilité de l'équilibre moyen dans le cadre de l'hypothèse de perturbations acoustiques linéaires :

- la méthode de l'équation caractéristique [10, 12] ;
- la méthode de la part de la surpression amont/aval en phase avec la vitesse de déplacement de l'anche [20, 43, 19] ;
- la méthode de l'admittance acoustique équivalente [13, 14, 15, 21, 22, 6, 47, 23, 9, 44].

Points communs des trois méthodes

Le point de départ des trois méthodes est identique puisqu'il s'agit du système des équations linéaires de perturbations acoustiques : équations (3.37) à (3.44) dans le cas soufflé, équations (3.45) à (3.48), (3.39) et (3.40), ainsi que (3.43) et (3.44) dans le cas aspiré. Notons que si l'on ne considère qu'une seule des deux anches, il suffit de supprimer les termes et les équations qui ne se rapportent pas à l'anche étudiée.

La première étape est commune à chacune de ces trois méthodes puisqu'il s'agit de la détermination, pour la surpression Δp_{40} étudiée, de toutes les caractéristiques de l'équilibre moyen (u_{50} , h_{10} , h_{20} , Φ_{h0} , u_{40} , u_{20} et Δp_{10}) à partir des équations (3.29) à (3.35) si on souffle, et de (3.29) à (3.34) plus (3.36) si on aspire.

L'objectif de ces trois méthodes est aussi le même puisque, supposant que les perturbations acoustiques sont sinusoïdales, on recherche les pulsations complexes pouvant conduire à des instabilités durables : si les perturbations dépendent de $e^{j\omega t}$ et que $j\omega = \alpha_{\text{jeu}} + j2\pi f_{\text{jeu}}$, alors on aura des instabilités durables si $\alpha_{\text{jeu}} \geq 0$.

Seuil d'instabilité :

Dans la suite, lorsque c'est possible, nous adoptons comme seuil d'instabilité la première surpression Δp_{40} qui conduit à l'existence d'un $\alpha_{\text{jeu}} \geq 0$.

4.1.1 Méthode de l'équation caractéristique

Bien que peu utilisée par rapport aux autres, c'est cette méthode que nous adoptons comme référence, et qui est mise en œuvre lors de l'étude de la sensibilité du seuil d'instabilité aux paramètres de contrôle. En effet, cette méthode a le mérite de permettre le calcul de f_{jeu} et de α_{jeu} et ce que l'on prenne en compte une anche ou deux anches.

4.1.1.1 Principe de la méthode

Afin de déterminer les $j\omega$, on calcule l'expression du déterminant du système linéaire, ce qui nous donne un polynôme de degré 7 en $j\omega$ si on tient compte des deux anches, de degré 5 si on ne prend en compte qu'une seule des deux anches. Vu leur complexité, les expressions des déterminants et des polynômes associés à chacun des quatre cas de figure sont données en Annexe D. Les $j\omega$ correspondent aux racines du polynôme¹ et, comme les coefficients du polynôme sont toujours réels, on a systématiquement une solution réelle et trois couples de solutions complexes conjuguées (seulement deux couples de solutions complexes conjuguées dans les cas une seule anche). Les tests d'instabilité portent sur les solutions à fréquence de jeu f_{jeu} positive ou nulle.

Pour une configuration buccale donnée, on trace les courbes donnant l'évolution des fréquences de jeu f_{jeu} et de α_{jeu} en fonction de la surpression amont/aval Δp_{40} . Mais, afin de pouvoir comparer les résultats obtenus dans le cas d'anches ou de canaux différents, on trace en fait des quantités rendues adimensionnelles :

- surpression amont/aval réduite $\Delta p_{r0} = \frac{\Delta p_{40}}{\Delta p_{\text{closing}}}$ où la surpression de fermeture $\Delta p_{\text{closing}}$ est respectivement égale à $\frac{K_1|h_{10}|}{S_r}$ si on souffle et $\frac{K_2 h_{20}}{S_r}$ si on aspire ;
- fréquence de jeu réduite $\nu = \frac{f_{\text{jeu}}}{f_{\text{reed}}}$ avec $f_{\text{reed}} = f_{r1}$ si on souffle et $f_{\text{reed}} = f_{r2}$ si on aspire ;
- $\eta = \frac{\alpha_{\text{jeu}}}{\alpha_{\text{reed}}}$ avec $\alpha_{\text{reed}} = \frac{R_1}{2M_1}$ si on souffle et $\alpha_{\text{reed}} = \frac{R_2}{2M_2}$ si on aspire².

Comme les anches considérées sont libres, la surpression amont/aval maximale est liée à la surpression d'alimentation maximale que peut fournir le joueur ou le dispositif d'alimentation de pression dans le cas de l'utilisation d'une bouche artificielle, ce qui explique que l'on aille au-delà de 1 pour les surpressions amont-aval réduites Δp_{r0} .

4.1.1.2 Illustration de la méthode

Pour illustrer les trois méthodes, nous utilisons en aspiration et en expiration le canal 4 avec la même configuration buccale dans chacun des cas :

- $x = 11$ cm ;
- $S_2 = 0.3$ cm² ;
- $L_4 = 1$ cm.

Soufflé sur le canal 4 : comme première illustration de la méthode, on donne les courbes $(\Delta p_{r0}, \nu)$ et $(\Delta p_{r0}, \eta)$ pour le canal 4 lorsque l'on souffle (figures 4.1 à 4.4).

1. Comme le système linéaire est à second membre nul, il ne peut y avoir d'instabilité que si le déterminant du système s'annule. En effet, si le déterminant ne s'annule pas, le système admet pour unique solution la solution triviale nulle qui correspond à un équilibre stable.

2. En fait α_{reed} correspond à l'amortissement de la seule anche active quand il n'y a pas de couplage : anche soufflée ou aspirée selon le cas.

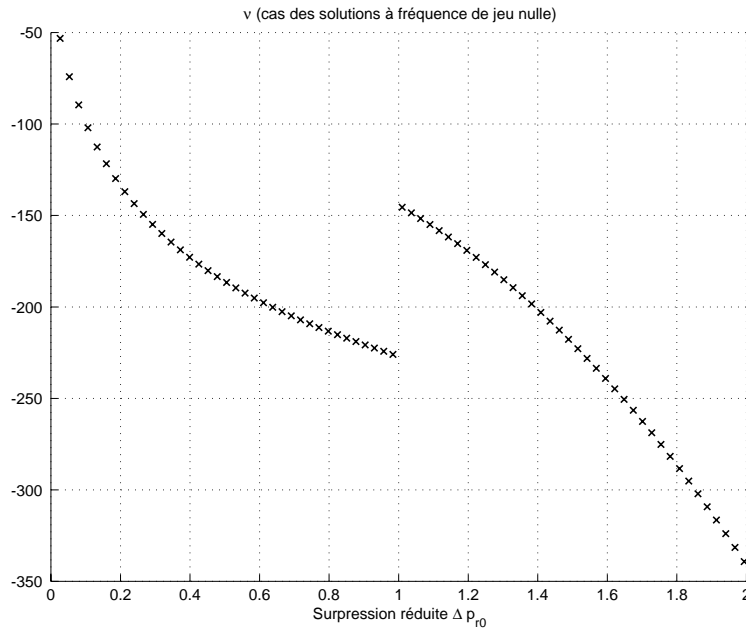


FIG. 4.1 – Courbe d'évolution de η en fonction de la surpression réduite amont/aval Δp_{r0} dans le cas d'un soufflé sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu nulle).

Dans le cas des solutions à fréquence de jeu nulle (figure 4.1), trois constats peuvent être faits :

- η est négatif dès la première surpression réduite Δp_{r0} testée ce qui signifie que l'équilibre est toujours stable et qu'il n'existe pas de seuil d'instabilité pour ces solutions ;
- la courbe présente une discontinuité pour $\Delta p_{r0} = 1$, discontinuité que nous retrouvons dans la plupart des autres courbes, et qui correspond au moment où Δp_{40} est égale à la surpression de fermeture de l'anche soufflée ;
- sur les deux tronçons de la courbe (avant et après $\Delta p_{r0} = 1$) η diminue à mesure que Δp_{r0} augmente.

La figure 4.2 illustre les évolutions de η dans le cas des solutions à fréquence de jeu strictement positive. On constate qu'il existe de nombreuses solutions, mais que toutes ne conduisent pas à des instabilités de l'équilibre. Afin de pouvoir déterminer les solutions instables, nous utilisons la figure 4.3 qui réalise un zoom de la figure 4.2 pour les η voisins de 0. Ce zoom nous permet de constater qu'avec la configuration adoptée :

- le seuil d'instabilité est $\Delta p_{40} = 20$ Pa ;
- les instabilités n'ont lieu qu'à des fréquences supérieures à la fréquence de l'anche soufflée f_{r1} (modes de fonctionnement en overblow) ;
- toutes les courbes présentent une discontinuité pour la surpression réduite $\Delta p_{r0} = 1$;
- les modes de types overblow ne se produisent que pour une gamme de Δp_{r0} restreinte, phénomène que l'on retrouve expérimentalement (souffler trop fort ne permet plus de produire un overblow).

La figure 4.4 illustre les évolutions de la fréquence réduite de jeu ν associées aux évolutions de η :

- on retrouve les discontinuités en $\Delta p_{r0} = 1$;

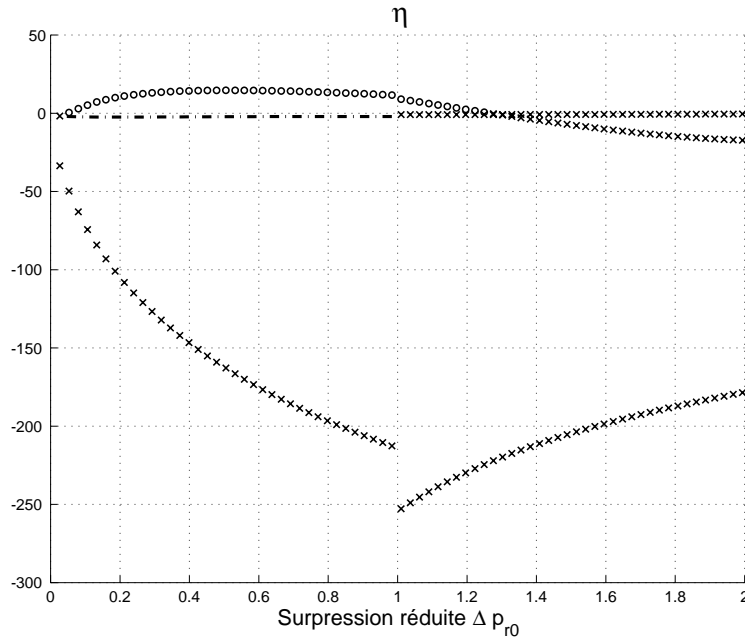


FIG. 4.2 – Courbe d'évolution de η en fonction de Δp_{r0} pour un soufflé sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu strictement positive). \circ : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta \geq 0$ (équilibre instable), $-.$: cas $f_{\text{jeu}} < f_{r1}$ et $\eta < 0$, \times : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta < 0$.

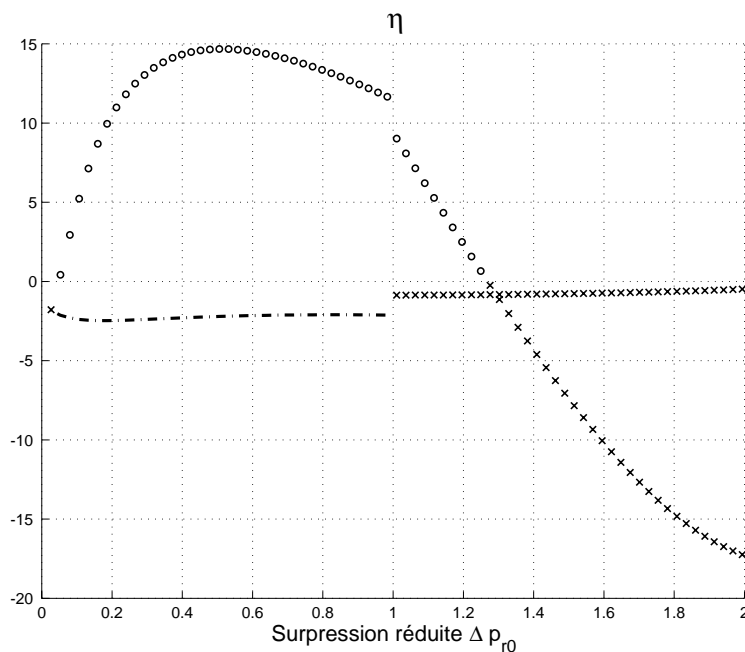


FIG. 4.3 – Zoom sur la partie proche de zero de la courbe d'évolution de η en fonction de Δp_{r0} pour un soufflé sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu strictement positive). \circ : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta \geq 0$ (équilibre instable), $-.$: cas $f_{\text{jeu}} < f_{r1}$ et $\eta < 0$, \times : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta < 0$.

- on vérifie que les instabilités se produisent pour les fréquences supérieures à f_{r1} (courbes utilisant les \circ) ;
- on constate que la fréquence de jeu pour les solutions instables augmente avec Δp_{r0} .

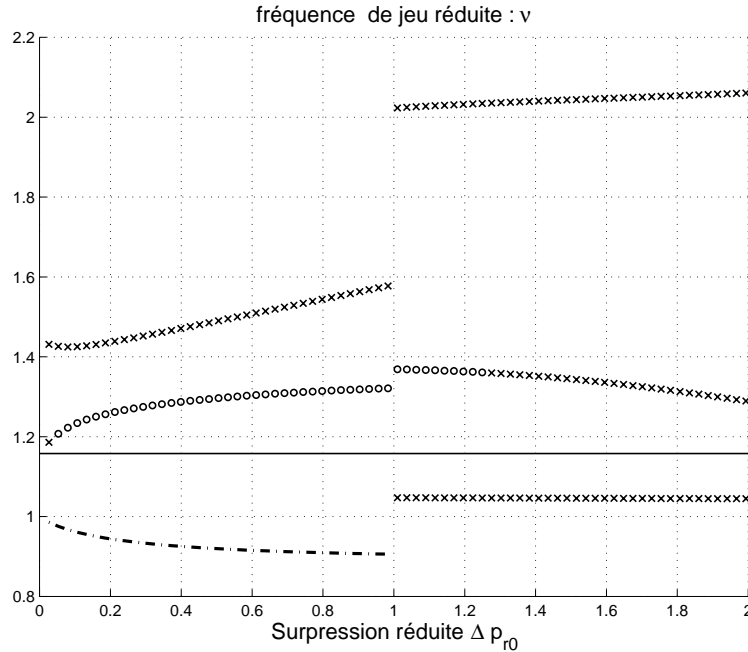


FIG. 4.4 – Courbe d'évolution de la fréquence réduite ν en fonction de Δp_{r0} pour un soufflé sur le canal 4. \circ : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta \geq 0$ (équilibre instable), $-.$: cas $f_{\text{jeu}} < f_{r1}$ et $\eta < 0$, x : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r1}$ et $\eta < 0$.

Aspiré sur le canal 4 : comme seconde illustration de cette méthode, on donne les courbes $(\Delta p_{r0}, \nu)$ et $(\Delta p_{r0}, \eta)$, toujours pour le canal 4 mais maintenant lorsque l'on aspire (figures 4.5 et 4.7).

Par rapport au cas soufflé, on observe des évolutions différentes de η dans le cas aspiré pour les solutions à fréquence de jeu nulle :

- instabilités dès la première dépression testée ce qui conduit à un seuil d'instabilité égal à $\Delta p_{40} = 10$ Pa ;
- discontinuité en $\Delta p_{r0} = 1$;
- augmentation de η sur chacun des tronçons lorsque Δp_{r0} diminue.

Grâce aux figures 4.6 et 4.7, dans le cas des solutions à fréquence de jeu strictement positive, on constate que :

- le seuil d'instabilité est égal à $\Delta p_{40} = -10$ Pa ;
- seules les solutions dont les fréquences de jeu sont comprises entre f_{r1} et f_{r2} sont instables, ce qui correspond bien à des bords aspirés ou à des notes aspirées normales ;
- la discontinuité pour $\Delta p_{r0} = 1$ est toujours présente ;
- la fréquence de jeu fluctue légèrement lorsque la dépression réduite augmente ;

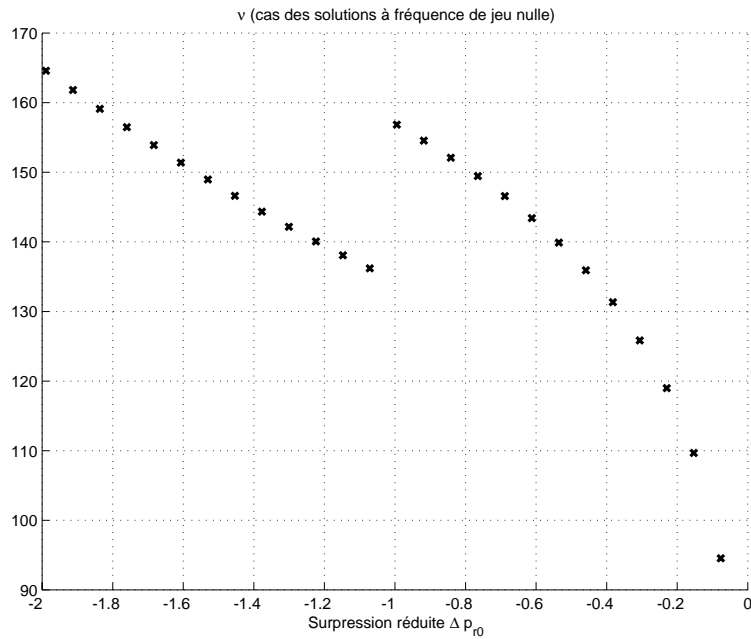


FIG. 4.5 – Courbe d'évolution de η en fonction de Δp_{r0} pour un aspiré sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu nulle).

- la gamme des dépressions Δp_{r0} conduisant à des instabilités de l'équilibre est limitée aux dépressions supérieures à la dépression de fermeture de l'anche inférieure ($\Delta p_{r0} = -1$).

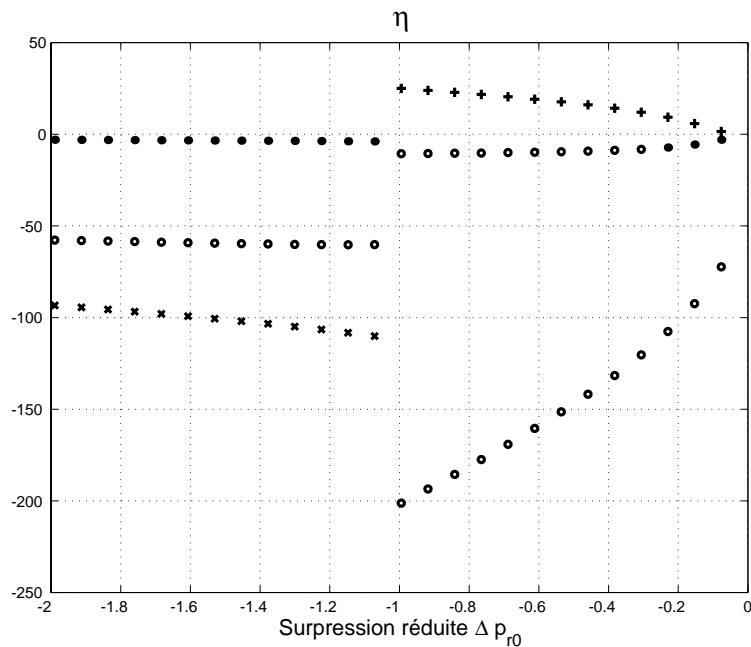


FIG. 4.6 – Courbe d'évolution de η en fonction de Δp_{r0} pour un aspiré sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu strictement positive). $+$: cas $f_{\text{jeu}} \in [f_{r1}, f_{r2}]$ et $\eta \geq 0$ (équilibre instable), \bullet : cas $f_{\text{jeu}} \in [f_{r1}, f_{r2}]$ et $\eta < 0$, \circ : cas $f_{\text{jeu}} \in]0, f_{r1}[$ et $\eta < 0$, \times : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r2}$ et $\eta < 0$.

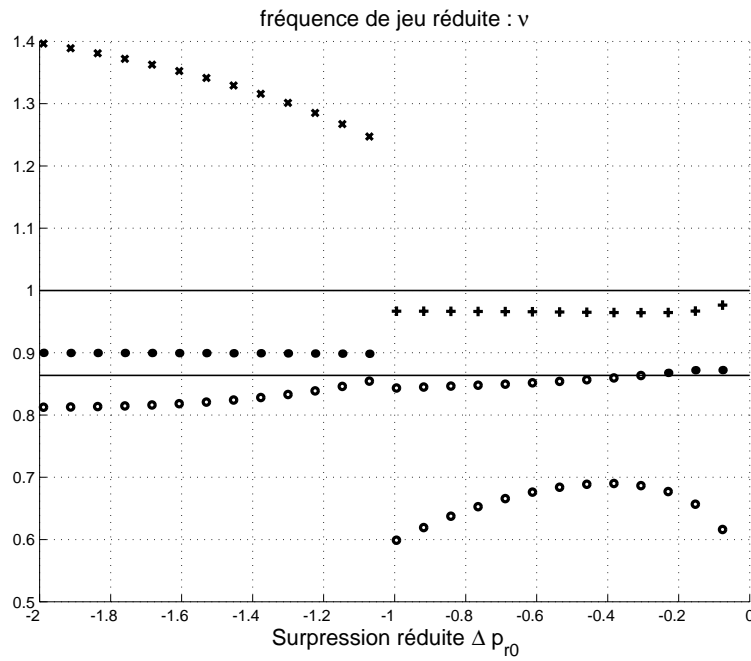


FIG. 4.7 – Courbe d'évolution de la fréquence réduite ν en fonction de Δp_{r0} pour un aspiré sur le canal 4 (étude des solutions à fréquence de jeu strictement positive). $+$: cas $f_{\text{jeu}} \in [f_{r1}, f_{r2}]$ et $\eta \geq 0$ (équilibre instable), \bullet : cas $f_{\text{jeu}} \in [f_{r1}, f_{r2}]$ et $\eta < 0$, \circ : cas $f_{\text{jeu}} \in]0, f_{r1}[$ et $\eta < 0$, \times : cas $f_{\text{jeu}} > f_{r2}$ et $\eta < 0$.

Les changements dus aux variations de configuration buccale sont abordés au chapitre 3 de cette partie 4, chapitre dans lequel nous nous limitons à l'étude des cas conduisant à une instabilité. Précisons cependant que les courbes obtenues pour les autres configurations buccales sont assez similaires à celles données à titre d'illustration dans ce paragraphe.

4.1.2 Méthode fondée sur la phase de la surpression amont/aval $\Delta p'_4$

4.1.2.1 Principe de la méthode

Cette méthode repose sur l'étude de la partie de la surpression acoustique amont/aval $\Delta p'_4$ qui est en phase avec la vitesse acoustique de déplacement de l'anche n , $j\omega h'_n$. Nous notons $\delta p'_{4n}$ cette partie de $\Delta p'_4$ et nous précisons que l'étude ne porte que sur l'anche n .

Puisque l'anche n'est sollicitée que sur son premier mode de vibration, décrit à l'aide d'un oscillateur équivalent, l'équation acoustique du mouvement de l'anche n s'écrit :

$$(K_n - M_n\omega^2)h'_n + j\omega R_n h'_n = S_r \Delta p'_4 \quad (4.1)$$

Par conséquent, pour que l'équilibre moyen puisse être instable durablement, $\Delta p'_4$ doit compenser le terme d'amortissement, $j\omega R_n h'_n$. Or la partie de $\Delta p'_4$ qui peut s'opposer au terme d'amortissement est $\delta p'_{4n}$. On constate alors, afin d'observer un équilibre instable, que $\delta p'_{4n}$ doit impérativement vérifier la condition :

$$\frac{\delta p'_{4n}}{j\omega h'_n} \geq \frac{R_n}{S_r} \quad (4.2)$$

Tous calculs effectués, à partir du système des équations linéarisées, on trouve pour $\delta p'_{4n}$ l'expression :

$$\delta p'_{4n} = \frac{\rho_0}{G^2 + H^2} (S_r I + \frac{\Phi_{hn0}}{h_{n0}} J) j\omega h'_n \quad (4.3)$$

avec :

- $S_t = \frac{\omega L_4}{u_{50}}$ (le nombre de Strouhal associé au canal qui est toujours petit devant 1 dans tous les cas étudiés)
- $\text{Mach}_5 = \frac{u_{50}}{c_0}$ (le nombre de Mach pour l'écoulement au travers des anches, lui aussi toujours petit devant 1 dans les cas testés)
- $F = \begin{cases} 1 - \text{Mach}_5^{-2} & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ \text{Mach}_5^{-2} & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$
- $V = \begin{cases} V_3 - S_2 L_2 & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ V_3 & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$
- $D = \begin{cases} 1 - \frac{u_{20}^2}{c_0^2} & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ -1 & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$
- $G = -S_4 (D S_2 - S_t^2 \frac{V_3 L_2}{L_4^2} \text{Mach}_5^2) - S_t^2 \text{Mach}_5^2 \frac{V F \Phi_{h0} u_{20}}{L_4 c_0^2} + S_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} (F - 1) u_{20}$
- $H = -S_4 \frac{u_{20} V}{c_0^2} + (D S_2 - S_t^2 \frac{V_3 L_2}{L_4^2} \text{Mach}_5^2) F L_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} + S_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} L_2 (F - 1)$
- $I = (S_4 u_{20} - S_t^2 \text{Mach}_5^2 \frac{V u_{20}}{L_4}) G + S_t^2 \text{Mach}_5^2 (S_4 L_2 + D S_2 L_4 - \frac{V_3 L_2}{L_4} S_t^2 \text{Mach}_5^2) H$
- $J = (S_4 L_2 + D S_2 L_4 - \frac{V_3 L_2}{L_4} S_t^2 \text{Mach}_5^2) G - (S_4 u_{20} - S_t^2 \text{Mach}_5^2 \frac{V u_{20}}{L_4}) H$

En pratique, puisque S_t et Mach_5 sont toujours petits devant 1, $\delta p'_{4n}$ varie très peu avec la fréquence et on utilise en fait l'approximation de $\delta p'_{4n}$ pour $S_t \mapsto 0$. On a alors pour les quantités G , H , I et J les expressions suivantes :

- $G = -S_4 D S_2 + S_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} (F - 1) u_{20}$
- $H = -S_4 \frac{u_{20} V}{c_0^2} + D S_2 F L_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} + S_4 \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} L_2 (F - 1)$
- $I = S_4 u_{20} G$
- $J = (S_4 L_2 + D S_2 L_4) G - S_4 u_{20} H$

4.1.2.2 Illustrations de la méthode

Les courbes $\left(\Delta p_{r0}, \frac{\delta p'_{4n}}{j\omega h'_n} - \frac{R_n}{S_r} \right)$ illustrant la méthode sont obtenues en utilisant la même configuration buccale que pour la méthode de l'équation caractéristique. On se place dans le cas de l'approximation des faibles nombres de Strouhal.

Comme, dans le chapitre 2, nous établissons les comparaisons à partir de modèles une anche et que, dans le chapitre 3, nous utilisons la première méthode pour l'étude de sensibilité, nous nous limitons pour l'illustration de la seconde méthode à la partie liée à l'anche étudiée.

Soufflé sur le canal 4 : La figure 4.8 montre ce qui se passe pour l'anche supérieure et l'anche inférieure lorsque l'on souffle dans le canal 4 :

- les deux courbes présentent une discontinuité en $\Delta p_{r0} = 1$;
- l'équilibre de l'anche supérieure est instable tant que la surpression réduite est inférieure à 1 puis redevient instable pour les surpressions réduites supérieures à 2 ;
- l'équilibre de l'anche inférieure n'est instable que pour des Δp_{r0} supérieurs à 2 ;
- l'instabilité de l'anche supérieure croît sur les deux tronçons quand Δp_{r0} augmente ;
- l'instabilité de l'anche inférieure décroît sur le premier tronçon puis augmente sur le second.

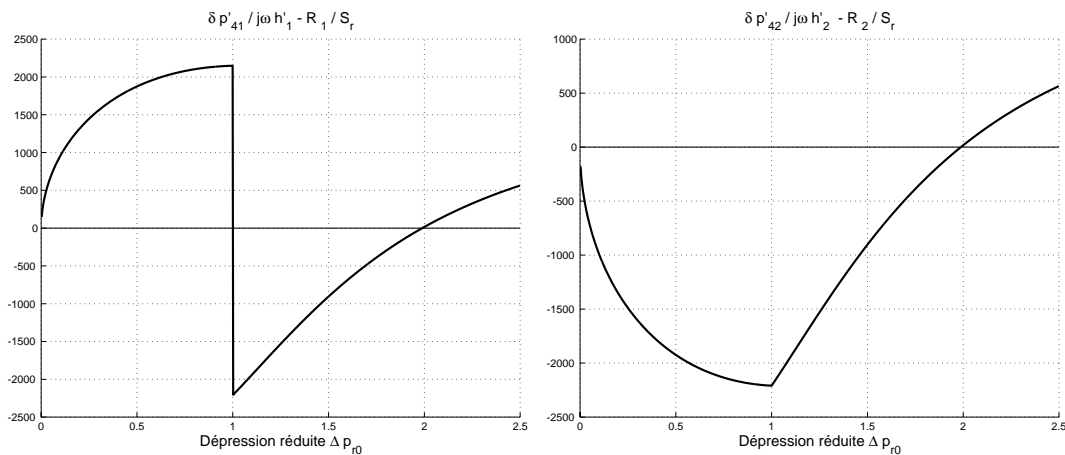


FIG. 4.8 – Courbes de $\frac{\delta p'_{41}}{j\omega h'_1} - \frac{R_1}{S_r}$ pour l'anche supérieure (à gauche) et $\frac{\delta p'_{42}}{j\omega h'_2} - \frac{R_2}{S_r}$ (à droite) pour l'anche inférieure en fonction de Δp_{r0} lorsqu'on souffle dans le canal 4.

Les différences (absence de prédiction d'instabilité pour l'anche inférieure à faible surpression Δp_{r0}) que l'on observe par rapport à la première méthode peuvent s'expliquer. En effet, si dans la première méthode on tient compte des deux anches tout au long du calcul, dans la seconde méthode on ne trace en fait que la partie intéressante de la pression liée à l'anche considérée. On ignore donc la partie de la pression qui est proportionnelle à l'ouverture et la vitesse de l'autre anche. Pour obtenir des résultats analogues à la première méthode, il faudrait exprimer l'ouverture de l'anche laissée de côté (h'_m) en fonction de l'anche prise en considération (h'_n). Ceci peut être fait en utilisant l'hypothèse d'anches en parallèle du point de vue acoustique, ce qui se traduit par la relation :

$$T_{r1}h'_1 = T_{r2}h'_2 \quad (4.4)$$

où $T_{rn} = K_n - M_n\omega^2 + j\omega M_n$.

Il conviendrait alors d'ajouter dans l'expression de $\delta p'_{4n}$ le terme suivant :

$$\text{Im} \left(\rho_0 \left(\frac{\Phi_{hm0}}{h_{m0}} + j\omega S_r \right) \frac{T_{r1}}{T_{r2}} \frac{I + j\omega}{G^2 + H^2} \right) \quad (4.5)$$

Aspiré sur le canal 4 : la figure 4.9 illustre les résultats obtenus par la seconde méthode pour l'anche supérieure et l'anche inférieure lorsque l'on aspire sur le canal 4 :

- discontinuité des courbes en $\Delta p_{r0} = 1$;
- instabilité de l'anche supérieure dès la première dépression testée et qui augmente avec la dépression ;
- instabilité de l'anche inférieure uniquement pour les dépressions réduites inférieures à -1 ;
- instabilité de l'anche inférieure qui, lorsqu'elle existe, augmente avec la dépression.

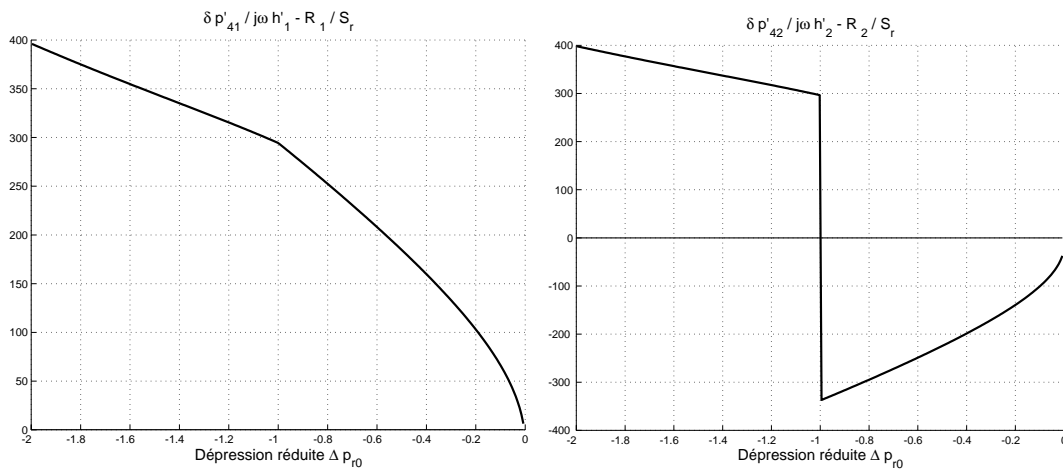


FIG. 4.9 – Courbes de $\frac{\delta p'_{41}}{j\omega h'_1} - \frac{R_1}{S_r}$ pour l'anche supérieure (à gauche) et de $\frac{\delta p'_{42}}{j\omega h'_2} - \frac{R_2}{S_r}$ pour l'anche inférieure (à droite) en fonction de Δp_{r0} à l'aspiration sur le canal 4.

4.1.3 Méthode des admittances acoustiques équivalentes

4.1.3.1 Principe de la méthode

L'introduction de la notion de flux sortant Φ_h nous permet de déterminer une admittance équivalente Y_e pour le générateur constitué par les anches, définie par la relation :

$$Y_e = \frac{\Phi'_h}{p'_4 - p'_5} \quad (4.6)$$

où p'_5 désigne la pression acoustique en aval des anches, que nous supposons dans la suite négligeable devant la pression acoustique p'_4 en amont des anches.

Nous introduisons aussi l'impédance équivalente Z_{vt} afin de décrire ce qui se passe dans l'ensemble conduit vocal/canal d'harmonica, ce qui permet d'écrire l'expression liant p'_4 à Φ'_h :

$$p'_4 = Z_{vt}\Phi'_h \quad (4.7)$$

À l'aide de Y_e et Z_{vt} , on peut schématiser le comportement linéaire de l'harmonica à l'aide du système bouclé asservi de la figure 4.10. Cette schématisation est identique à celle employée pour d'autres instruments par Gazengel [6] et d'autres avant lui (entre autres Benade et Gans [11], Elliot et Bowsher [56]).

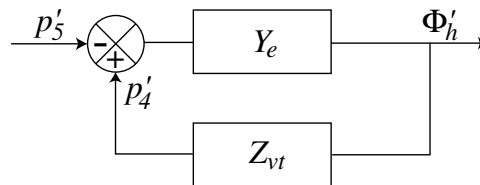


FIG. 4.10 – Modèle d'harmonica vu, une fois linéarisé, comme un système asservi.

La fonction de transfert H_t du filtre linéaire équivalent à celui défini en figure 4.10, d'entrée p'_5 et de sortie Φ'_h , est donnée par la formule de Black :

$$H_t = \frac{-Y_e}{1 - Z_{vt}Y_e} \quad (4.8)$$

On constate que, si une entrée nulle est imposée, le filtre ne peut être instable que si sa fonction de transfert H_t a un gain infini. Ceci se traduit par une annulation obligatoire de son dénominateur, ce qui entraîne la condition d'instabilité suivante :

$$1 - Z_{vt}Y_e = 0 \quad (4.9)$$

Ainsi que l'a fait remarquer Gazengel [6], les auteurs des modèles qui suivent cette méthode [21, 13, 14, 12] préfèrent utiliser une version modifiée de la condition d'instabilité (4.9). Afin de faciliter les comparaisons avec ces travaux, nous exploiterons nous aussi la version modifiée du critère qui fait intervenir l'admittance du conduit vocal Y_{vt} :

$$Y_e - Y_{vt} = 0 \quad (4.10)$$

Dans la suite, nous donnons les expressions des admittances équivalentes Y_e et Y_{vt} , valables quel que soit le mode d'excitation utilisé.

Tous calculs faits, l'admittance équivalente Y_e s'écrit :

$$Y_e = \frac{\Phi'_h}{p'_4 - p'_5} = \text{signe}(\Delta p_{40}) \frac{\Phi_{h0}}{2\Delta p_{40}} + \left(\frac{\Phi_{h10}}{h_{10}} + j\omega S_r \right) \frac{S_r}{T_{r1}} + \left(\frac{\Phi_{h20}}{h_{20}} + j\omega S_r \right) \frac{S_r}{T_{r2}} \quad (4.11)$$

avec :

- $\Phi_{hn0} = \alpha W |h_{n0}| u_{50}$
- $T_{rn} = K_n - M_n \omega^2 + j\omega R_n$

Introduisons l'admittance équivalente pour l'anche n (hypothèse une seule anche prise en compte) :

$$Y_{en} = \text{signe}(\Delta p_{40}) \frac{\Phi_{hn0}}{2\Delta p_{40}} + \left(\frac{\Phi_{hn0}}{h_{n0}} + j\omega S_r \right) \frac{S_r}{T_{rn}} \quad (4.12)$$

On constate que l'équation (4.11) s'écrit encore :

$$Y_{e1} + Y_{e2} - Y_{vt} = 0 \quad (4.13)$$

Cette dernière équation met en évidence l'hypothèse des deux anches en parallèle du point de vue acoustique. Remarquons que le passage du cas deux anches au cas une anche se fait simplement en supprimant de (4.13) l'admittance de l'anche dont on ne désire pas tenir compte.

L'expression de l'admittance équivalente du conduit vocal Y_{vt} est donnée par la relation :

$$Y_{vt} = \frac{\Phi'_h}{p'_4} = - \frac{B(\omega)S_4 + \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} E(\omega)}{\rho_0(j\omega L_4 B(\omega) + S_4(u_{20} + j\omega L_2))} \quad (4.14)$$

avec :

- $B(\omega) = (j\omega)^2 \frac{V_3 L_2}{c_0^2} + j\omega \frac{u_{20} V}{c_0^2} + D S_2$
- $V = \begin{cases} V_3 - S_2 L_2 & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ V_3 & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$
- $D = \begin{cases} 1 - \frac{u_{20}^2}{c_0^2} & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ -1 & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$
- $E(\omega) = \begin{cases} -j\omega L_4 B(\omega) & \text{si } \Delta p_{40} \geq 0 \\ S_4(u_{20} + j\omega L_2) & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$

Y_e et Y_{vt} sont des admittances équivalentes et ne sont donc pas mesurables. À titre de comparaison, nous donnons l'expression de l'admittance du conduit vocal vue depuis l'amont des anches :

$$\frac{S_4 u'_4}{p'_4} = - \frac{B(\omega)S_4 + \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} S_4 (u_{20} + j\omega L_2)}{\rho_0(j\omega L_4 B(\omega) + S_4 (u_{20} + j\omega L_2))} \quad (4.15)$$

Si l'expression de cette admittance est identique à celle de Y_{vt} dans le cas aspiré, il n'en est pas de même dans le cas soufflé³.

4.1.3.2 Illustrations de la méthode

Sur chacune des figures qui suivent, on trace deux lignes verticales (en gras) qui représentent les fréquences propres réduites des deux anches étudiées (f_{r1} et f_{r2}). Ces deux lignes constituent pour chaque cas un repère utile à la détermination du ou des modes de jeu susceptibles de se produire.

Soufflé sur le canal 4 : la figure 4.11 illustre pour la configuration buccale adoptée ce que donnent les courbes $\text{Re}(Y_e - Y_{vt})$ et $\text{Im}(Y_e - Y_{vt})$ si on souffle dans le canal 4. Puisque les instabilités ne peuvent se produire que lorsque la condition $\text{Re}(Y_e - Y_{vt}) < 0$ est vérifiée, on constate que deux zones potentielles d'instabilité existent :

- une zone où les fréquences sont inférieures à la fréquence propre f_{r1} de l'anche inférieure, qui correspond à un fonctionnement en mode soufflé normal ;
- une zone où les fréquences sont supérieures à la fréquence propre f_{r2} de l'anche supérieure, qui correspond à un fonctionnement en mode overblow.

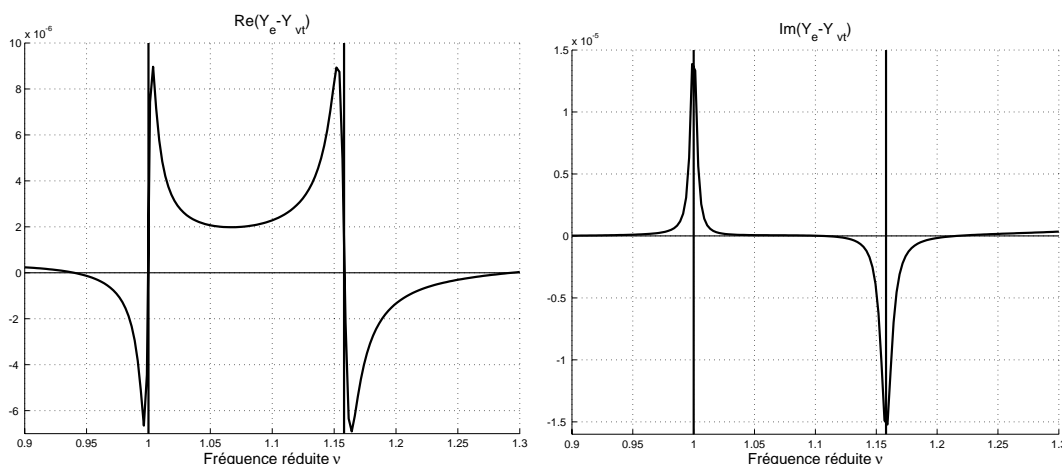


FIG. 4.11 – Courbes de $\text{Re}(Y_e - Y_{vt})$ (à gauche) et de $\text{Im}(Y_e - Y_{vt})$ (à droite) en fonction de la fréquence réduite ν pour un soufflé sur le canal 4.

3. Cette différence des deux expressions dans le cas soufflé est due au fait que les jets se forment en aval des anches lorsque l'on souffle alors qu'ils se forment en amont si on aspire : la masse volumique à considérer, en écrivant la conservation de la masse pour le canal est différente d'un cas à l'autre.

Aspiré sur le canal 4 : le cas de l'aspiré sur le canal 4 est illustré grâce à la figure 4.12.

Contrairement au cas soufflé, il n'existe plus qu'une seule zone d'instabilité potentielle, la zone des fréquences supérieures à f_{r1} et inférieures à f_{r2} . Cette zone d'instabilité correspond tout à fait aux deux modes de jeu possibles à l'aspiration sur le canal 4 : le mode aspiré normal et le bend.

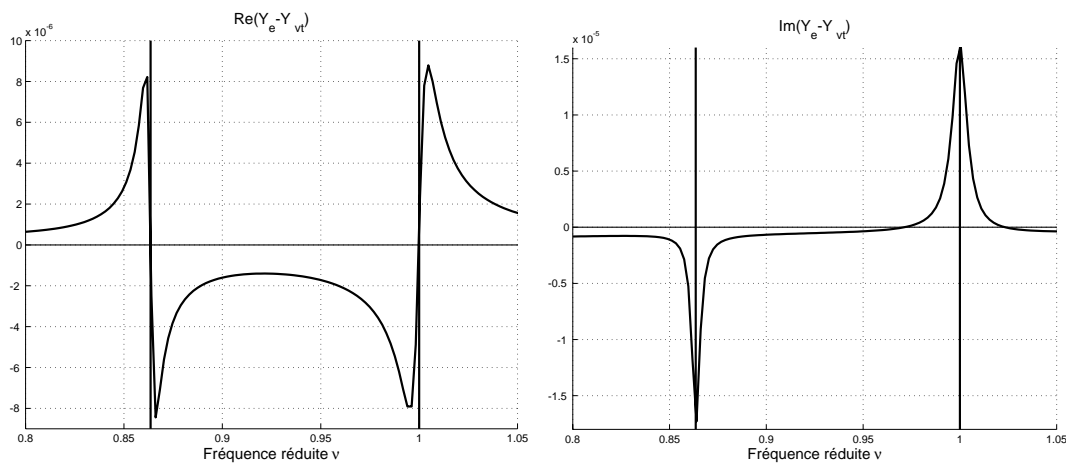


FIG. 4.12 – Courbes de $\text{Re}(Y_e - Y_{vt})$ (à gauche) et de $\text{Im}(Y_e - Y_{vt})$ (à droite) en fonction de la fréquence réduite ν pour un aspiré sur le canal 4.

Remarque 1 : comme le note Fletcher [14, 9], les courbes $\text{Re}(Y_e - Y_{vt})$ et $\text{Im}(Y_e - Y_{vt})$ sont respectivement analogues aux courbes $\text{Im}(Y_m)$ et $\text{Re}(Y_m)$ d'un oscillateur mécanique du second ordre (Y_m désigne l'admittance mécanique). Les différences tiennent, d'une part, au fait que dans Y_e on a au numérateur le flux acoustique Φ'_h qui est proportionnel à l'ouverture de l'anche tandis que pour Y_m on a la vitesse de l'anche⁴ et, d'autre part, au fait que l'une des deux ouvertures est négative.

Remarque 2 : les courbes trouvées sont similaires à celles de Johnston [21] et démontrent que les zones fréquentielles d'instabilités sont liées aux modes possibles sur le canal : modes normaux, bend et overnote.

4. Ceci explique l'interversion des courbes $\text{Re}(Y_e - Y_{vt})$ et $\text{Im}(Y_e - Y_{vt})$ par rapport au cas de l'oscillateur mécanique puisque l'ouverture acoustique et la vitesse acoustique de l'anche sont en quadrature de phase.

4.2 Comparaison de notre modèle avec les modèles existants

Dans le premier paragraphe, nous donnons les différences les plus importantes entre le modèle proposé et ceux que l'on trouve dans la littérature et nous précisons les caractéristiques de notre modèle utilisées dans le cadre de cette confrontation.

Dans les trois paragraphes suivants, nous étudions les différences entre les modèles dans le cadre de chacune des trois méthodes recensées de détermination des instabilités.

4.2.1 Différences globales

Premièrement, contrairement aux autres (Johnston [21] excepté), le modèle proposé tient compte de deux anches et non d'une seule.

Deuxièmement, nous modélisons le joueur et sa cavité buccale à l'aide de 4 tubes tandis que les autres modèles incluent au mieux un seul tube.

Troisièmement, les modèles courants utilisent une impédance ou une admittance d'entrée (relation linéaire) pour décrire le comportement acoustique du résonateur, tandis que nous décrivons le conduit vocal à l'aide d'équations de conservations de la matière (relations linéaires) et de relations de Bernoulli (relations non linéaires, même si nous linéarisons ensuite ces équations lors de l'étude des instabilités). La description du « résonateur » est donc plus complexe dans le cadre de notre modèle. Remarquons que, à la différence des descriptions acoustiques du tuyau (résonateur), la description du conduit vocal ne fait pas apparaître explicitement les pertes (elles ne sont d'ailleurs pas vraiment connues pour le conduit vocal), mais notons qu'elles sont prises en compte lorsque l'on suppose la formation de jets.

Quatrièmement, nous étudions deux modes d'excitation possibles, aspiration et expiration, tandis que les autres modèles ne tiennent compte que de l'expiration, excepté Singhal [27] qui considère une valve soumise à une dépression amont.

Cinquièmement, nos anches sont libres et à ce titre peuvent traverser leur support ce qui nous conduit à introduire le signe des ouvertures et à distinguer, lors de l'étude de pistes pour une synthèse par modèle physique, jusqu'à trois phases pour le flux sortant (anche ouverte en amont du support, anche dans le support et anche ayant traversé son support).

Sixièmement, dans le cas de l'harmonica, le mouvement des anches est sinusoïdal quelle que soit l'amplitude de la vibration, alors que pour les anches battantes ceci n'est vrai que pour les sons obtenus à faible amplitude.

Septièmement, en étudiant les configurations de l'anche pour les instruments tels que la clarinette, on constate une analogie avec le cas d'un canal d'harmonica ne comportant qu'une anche, l'anche amont-fermante, et sollicité en aspiration. On retrouve, en effet, une pression d'alimentation constante (analogue à l'hypothèse d'une pression p_5 constante) et une pression à l'intérieur du résonateur variable (analogue à la pression p_4). Par contre, on est amené à considérer, pour ces instruments, le débit entrant Φ_p au lieu de débit algébrique sortant Φ_h . En fait le débit entrant Φ_p et le débit sortant Φ_h sont liés par la relation $\Phi_h = -|\Phi_h|$. Nous effectuons donc les

comparaisons entre modèles sur la base du cas une seule anche, en général l'anche supérieure, excitée à l'aspiration.

4.2.2 Modèles basés sur l'équation caractéristique

4.2.2.1 Modèle de Backus

Backus [10, 57] s'est attaché à étudier le fonctionnement de la clarinette pour des sons doux pour lesquels la vibration de l'anche peut être supposée sinusoïdale (modélisation de l'anche par un oscillateur équivalent). Il suppose que la pression d'alimentation est constante, néglige les problèmes de rayonnement, utilise un modèle 1D et suppose que le résonateur équivalent au corps de la clarinette peut être modélisé par un tube avec des pertes.

La première différence, notable par rapport au modèle que nous proposons, tient à ce que Backus considère la propagation avec pertes d'ondes planes dans un tube ouvert à une extrémité et fermé à l'autre (du côté de l'anche), ce qui lui permet de déterminer une admittance d'entrée fonction de $\tan(kL_4)$, L_4 désignant la longueur de son résonateur.

La deuxième différence est liée à l'utilisation d'une expression empirique du flux entrant, mise en défaut par Hirschberg d'une part, [19] et, d'autre part, ne tenant pas compte du débit pompé par l'anche :

$$\Phi_p = 37(\Delta p_4)^{\frac{3}{2}} h^{\frac{4}{3}} \quad (4.16)$$

À comparer avec

$$\Phi_h = \text{sign}(\Delta p_{40}) \alpha W |h| \sqrt{\frac{2|\Delta p_4|}{\rho_0}} + S_r \frac{dh}{dt} \quad (4.17)$$

De plus, Backus ne considère pas un écoulement quasi-stationnaire au travers de l'anche puisqu'il tient compte, dans l'équation de Bernoulli entre l'amont et l'aval de l'anche, de l'inertie de la masse d'air dans le canal de l'anche. Pour notre part, nous utilisons le modèle préconisé par Hirschberg [17] pour décrire l'écoulement au travers de l'anche au vu des connaissances actuelles : une équation de Bernoulli quasi-stationnaire ne tenant compte que de l'énergie cinétique du jet et de la surpression amont/aval.

Sinon, Backus décompose l'équation caractéristique en partie réelle et en partie imaginaire, ce qui lui permet de déterminer la surpression d'alimentation de seuil et l'écart relatif de la fréquence de jeu par rapport à la fréquence de résonance du tuyau utilisée.

4.2.2.2 Modèle de Wilson et Beavers

Le modèle proposé par Wilson et Beavers [12] s'appuie sur celui de Backus.

En effet, Wilson et Beavers utilisent une modèle 1D, reprennent l'admittance d'entrée du tuyau déterminée par Backus ainsi que la modélisation de l'anche par un oscillateur équivalent. Ils considèrent aussi des vibrations de petites amplitudes, une pression dans la bouche constante et une pression variable dans le tuyau.

Par contre, ils ne retiennent pas l'expression semi-empirique du débit entrant mais une relation conforme à celle préconisée par Hirschberg, en ne tenant pas compte du débit pompé. De même, ils utilisent la même relation de Bernoulli au niveau de l'anche que nous, qu'ils justifient par l'hypothèse d'un nombre de Strouhal faible pour l'anche.

À partir de la décomposition de l'équation caractéristique en partie réelle et partie imaginaire, ils étudient l'évolution suivant la longueur du résonateur (analogue au paramètre L_4) du seuil linéaire (fréquence de jeu et pression d'alimentation de seuil associée) pour des anches amont-fermantes plus ou moins amorties.

Le cas de l'anche supérieure aspirée correspond à celui de l'anche faiblement amortie qu'ils considèrent (figure 2 p 655). Mais, compte tenu des dimensions du conduit post-glottique et des fréquences utilisées, nous nous situons sur le premier tronçon des deux courbes de la figure 2 puisque nous avons $k_0 L_4 < \pi$.

Les courbes qu'ils tracent ne concernent que les instabilités à fréquence non nulle. Nous aurons l'occasion de discuter les évolutions des instabilités qu'ils prédisent et qu'ils ont mesurées expérimentalement dans le troisième chapitre de cette partie, lors de l'étude de la sensibilité du modèle aux paramètres de contrôle.

Notons cependant que, puisque nous nous trouvons sur le premier tronçon des courbes proposées par Wilson et Beavers, il ne doit exister qu'une seule position de la constriction palatale permettant d'obtenir chaque fréquence possible. Notons aussi que les courbes de l'évolution de la fréquence en fonction de L_4 mesurées par Johnston [21] à l'aide d'une cavité buccale artificielle sont analogues à celles calculées et mesurées par Wilson et Beavers.

4.2.2.3 Modèle de Singhal

Dans sa thèse [27], contrairement à Backus ou Wilson et Beavers, Singhal s'intéresse à une valve amont-ouvrante sollicitée en aspiration et fixée au bout d'un tube cylindrique. Ceci signifie que la valve de Singhal est analogue à une anche inférieure d'harmonica excitée à l'aspiration.

Singhal considère un modèle 1D, un oscillateur équivalent pour l'anche, une impédance équivalente d'entrée du tuyau sous forme d'un nombre complexe fonction de la fréquence de fonctionnement, de la longueur et de la résistance acoustique effective terminale du tube.

Il tient compte du débit d'anche, mais il n'utilise pas la relation de Bernoulli amont/aval. En effet, considérant que la variation de flux massique liée à la variation de la pression est négligeable devant celle liée au déplacement de la valve, il n'écrit qu'une équation de conservation de la masse pour la valve.

À l'aide de son expression polynomiale en $j\omega$ de l'admittance d'entrée du tuyau, il obtient pour équation caractéristique une équation d'oscillateur effectif. Singhal met en évidence des termes analogues à des raideurs supplémentaires impliquant un fonctionnement à une fréquence inférieure à la fréquence propre de la valve. Etudiant le terme de résistance effective, il déduit une condition de stabilité et un paramètre d'instabilité η pour la valve.

Comme pour les courbes données par Wilson et Beavers, l'anche d'harmonica ne correspond qu'au premier tronçon des courbes du paramètre η ou de la fréquence réduite en fonction du nombre sans dimension K_0L_4 .

Les courbes pour la fréquence réduite sont similaires à celles de Wilson et Beavers, ce qui montre la symétrie de fonctionnement des cas de l'anche supérieure soufflée et de l'anche inférieure aspirée.

Par contre, comme nous ne connaissons pas, entre autres, la valeur de la résistance effective terminale dans le cas du conduit vocal, nous ne pouvons pas utiliser le paramètre d'instabilité adopté par Singhal.

4.2.2.4 Modèle de Saneyoshi et coll., Hirschberg et Gazengel

Ces trois études utilisent des hypothèses voisines et une modélisation très proche du modèle une anche que nous proposons. En effet, la seule vraie différence concerne l'impédance d'entrée du résonateur qui est soit supposée calculée et/ou mesurée [19, 6] soit modélisée comme une association en parallèle d'oscillateurs du second ordre [16] (un oscillateur du second ordre par mode de résonance pris en compte).

Pour Saneyoshi et coll. [16], l'obtention de l'équation caractéristique se fait en adoptant une démarche analogue à l'étude des systèmes bouclés, tandis que pour Hirschberg [19] et Gazengel [6] elle est obtenue par combinaison des équations.

Au final, pour chacun de ces trois modèles, l'équation obtenue est analogue à celle supposée dans la méthode des admittances (en remarquant que l'admittance d'entrée du tuyau Y_p est l'opposé de l'admittance du conduit vocal Y_{vt}):

$$Y_e - Y_{vt} = 0 \quad (4.18)$$

avec bien entendu dans le cas une anche

$$Y_e = \text{sign}(\Delta p_{40}) \frac{\Phi_{h0}}{2\Delta p_{40}} + \left(\frac{\Phi_{h0}}{h_0} + j\omega S_r \right) \frac{S_r}{T_r}$$

4.2.2.5 Modèle de Chang

Par rapport au modèle de Saneyoshi et coll. [16], Chang [18] adopte pour le tuyau en aval de l'anche une modélisation par un seul oscillateur du second ordre au lieu d'une association en parallèle de plusieurs oscillateurs. Pour le reste les hypothèses et les équations de son modèle sont similaires à celles utilisées par Saneyoshi et coll., Hirschberg ou Gazengel.

La principale différence réside dans le traitement de l'équation caractéristique, puisqu'au lieu de chercher les pulsations solutions de cette équation, Chang utilise le critère de Routh [58] pour déterminer si la valve est ou non stable.

Dans le cas traité par Chang, le critère de Routh se révèle très efficace car un seul des coefficients à étudier est de signe variable, ce qui donne une unique condition d'instabilité à étudier.

Malheureusement, dans le cadre du modèle que nous proposons, le critère de Routh ne conduit pas au même résultat. En effet, nous avons une description du résonateur plus compliquée et éventuellement la présence de deux anches, ce qui donne une équation caractéristique polynomiale de degré supérieur à celle de Chang, avec des coefficients beaucoup plus compliqués. De plus, la plupart des coefficients du critère de Routh sont de signe variable pour l'harmonica, y compris dans le cas une anche. Ceci se traduit par une étude d'autant de conditions que de coefficients dans le critère de Routh, au lieu d'une seule condition pour Chang . . .

Ceci explique pourquoi nous ne retenons pas l'utilisation du critère de Routh lors de l'étude des instabilités de l'équilibre.

4.2.3 Méthode basée sur $\delta p'_4$

4.2.3.1 Modèle de St-Hilaire, Wilson et Beavers

Le modèle de St-Hilaire, Wilson et Beavers [20] laisse complètement de côté la dynamique de l'anche puisque celle-ci est assimilée à deux fentes dans le plan du sommier (les côtés de l'anche) dont la largeur varie dans le temps. Cela signifie que St-Hilaire et coll. ne tiennent pas compte du flux sortant en bout d'anche, là où l'ouverture est la plus grande. Par contre, ils considèrent le débit pompé par l'anche.

Leur modèle repose sur un découpage du voisinage de l'anche en 5 zones où agissent des potentiels de vitesses différents. Les écoulements dans les zones les plus proches de l'anche sont supposés bidimensionnels et ceux dans les zones les plus lointaines tridimensionnels. St-Hilaire, Wilson et Beavers introduisent un raccordement 2D/3D à une distance égale à la demi-longueur de l'anche.

Van Hassel et Hirschberg [43] montrent le caractère arbitraire du raccordement et, de plus, suggèrent d'utiliser un modèle complètement tridimensionnel vu la complexité du modèle proposé par St-Hilaire, Wilson et Beavers.

Néanmoins, le modèle de St-Hilaire et coll. est intéressant puisqu'il prédit que la partie en phase de la surpression amont/aval en phase avec la vitesse de l'anche, $\delta p'_4$ peut-être positive et venir compenser l'amortissement. Ce modèle montre que, si pour les faibles flux sortants, $\delta p'_4$ se comporte de manière analogue à un amortissement supplémentaire, $\delta p'_4$ vient diminuer l'amortissement effectif pour les valeurs de flux sortants plus importantes. De plus, la comparaison entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux n'est pas mauvaise, surtout lorsque l'on précise que le modèle théorique ne décrit que l'aspect écoulement du problème et ne tient pas compte de la dynamique de l'anche.

4.2.3.2 Modèle de Hirschberg

Hirschberg [19] étudie les instabilités d'anches battantes amont-fermantes et amont-ouvrantes lorsqu'elles sont fixées au bout d'un tuyau cylindrique connecté à son autre extrémité à un énorme réservoir de pression constante. Ceci signifie que, par rapport à la modélisation du conduit vocal que nous avons adoptée, Hirschberg ne distingue pas le conduit arrière (1), la constriction palatale (2) et la cavité avant (3) : (1), (2) et (3) forment pour lui une unique entité. Par rapport au modèle une anche que nous proposons, deux autres différences existent puisqu'il

se place uniquement dans les cas soufflés et qu'il tient compte de l'énergie cinétique amont, que nous négligeons.

Dans le cadre de l'hypothèse de faibles nombres de Strouhal pour l'écoulement, il détermine l'expression équivalente pour $\delta p'_4$ fonction du type de l'anche considérée. Avec nos notations, cette expression est traduite par la relation :

$$\frac{\delta p'_4}{\rho_0 u_{50} j \omega} \approx \frac{L_4 W}{S_4} \left(-\frac{S_4 h_0}{S_r L_4} - 1 + \left(\frac{h_0 W}{S_r} \right)^2 \right) \quad (4.19)$$

Hirschberg conclut que, comme la quantité $\left(\frac{h_0 W}{S_r} \right)^2$ est petite dans le cas des anches d'harmonium, l'anche amont-ouvrante ne peut pas être instable ($h_0 > 0$), tandis que l'anche amont-fermante ($h_0 < 0$) peut être instable si $-\frac{S_4 h_0}{S_r L_4} \geq 1$.

Or, nous avons tracé la quantité définie par l'équation 4.19 pour les anches du canal 4 et du canal 7 de l'harmonica en fonction de la seule grandeur qui peut varier suivant la pression d'alimentation imposée : l'ouverture moyenne h_0 de l'anche considérée. On constate alors, que les anches amont-fermantes peuvent être instables à partir d'une valeur seuil d'offset (cas $\delta p'_4 > 0$) mais qu'il en est de même pour les anches amont-ouvrantes dans le cas de l'harmonica à condition d'imposer une ouverture moyenne h_0 importante à l'anche, ce qui est le cas par exemple de l'overblow. Les figures (4.13) et (4.14), pour lesquelles la ligne verticale en gras représente l'offset h_{00} de l'anche considérée, illustrent ce phénomène.

Notons cependant que le modèle proposé par Hirschberg ne met en jeu qu'un seul des paramètres articulatoires L_4 , celui dont l'influence n'est pas la plus importante et pour lequel la plage de variation n'est pas très grande (1 à 2 cm pour l'écrasement des lèvres à comparer aux 15 cm de variation pour le paramètre x).

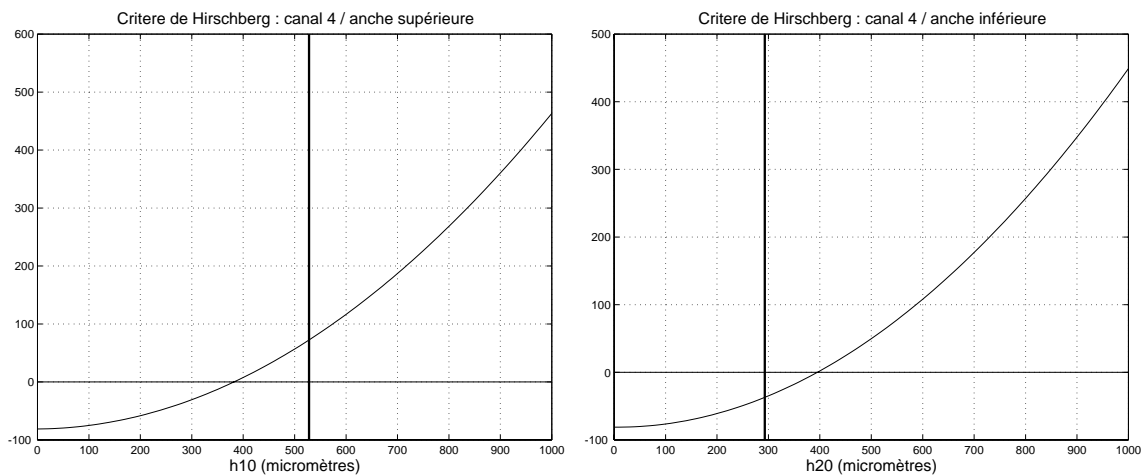


FIG. 4.13 – Tracé de $\frac{\delta p'_4}{\rho_0 u_{50} j \omega}$ en fonction de l'ouverture moyenne h_{n0} pour chaque anche : anche supérieure (amont-fermante, à gauche) et anche inférieure (amont-ouvrante, à droite) du canal 4

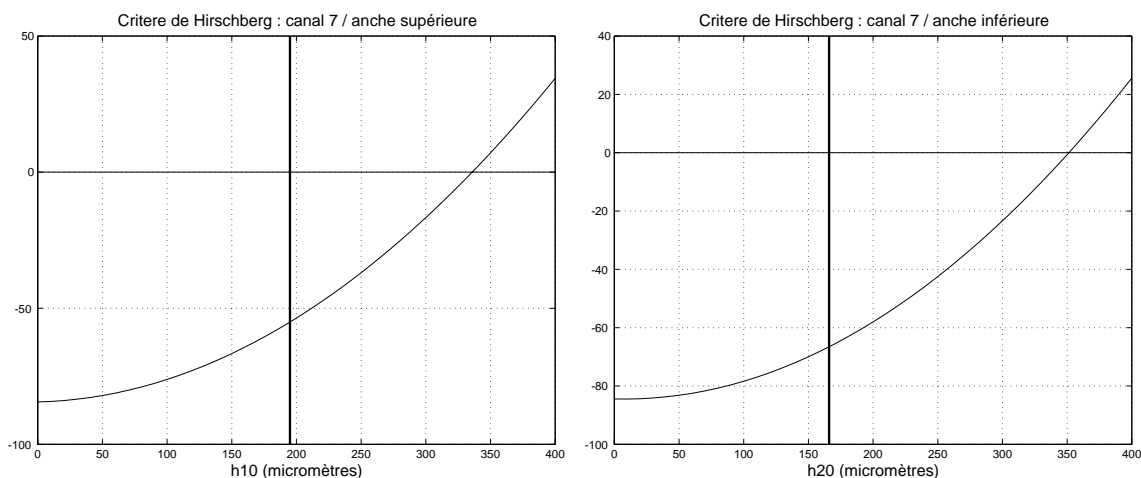


FIG. 4.14 – Tracé de $\frac{\delta p'_4}{\rho_0 u_{50} j \omega}$ en fonction de l'ouverture moyenne h_{n0} pour chaque anche : anche supérieure (amont-fermante, à gauche) et anche inférieure (amont-ouvrante, à droite) du canal 7 .

4.2.4 Méthode des admittances équivalentes

4.2.4.1 Modèle de Fletcher

Fletcher [13, 14, 15, 9] considère un modèle unidimensionnel analogue à notre cas d'anche aspiré. Il ne considère pas le débit pompé mais reprend comme Backus la masse d'air dans le canal sous l'anche et adopte des exposants variables dans la définition du flux entrant (1 ou $\frac{4}{3}$ pour la puissance de h et $\frac{1}{2}$ ou $\frac{2}{3}$ pour la puissance de Δp_4). Fletcher calcule le déphasage ψ entre le flux volumique acoustique Φ'_p et la pression acoustique p'_4 puis calcule l'expression de Y_r , l'admittance équivalente de l'anche, en fonction de ψ . Notons que ces expressions sont beaucoup plus complexes que celles que nous proposons du fait de l'utilisation du déphasage ψ .

À partir de Y_r , il trace en fonction de la fréquence les courbes $\text{Re}(Y_r)$ et $\text{Im}(Y_r)$, ou directement les courbes de Y_r , pour étudier les possibilités d'instabilités (recherche des zones où $\text{Re}(Y_r) < 0$) et ce pour les anches amont-ouvrantes et amont-fermantes. Il précise aussi que la pression de seuil est donnée par la résolution de $\text{Re}(Y_r + Y_p) = 0$ et que la fréquence de seuil associée vérifie $\text{Im}(Y_r + Y_p) = 0$.

Dans [30] nous montrons que les expressions de Fletcher conduisent au même résultat que celles de notre modèle une anche à condition de remplacer, dans son modèle, la largeur de l'anche B_r par le périmètre effectif W . En effet, la sortie du flux s'opère aussi sur les deux côtés de l'anche et non pas seulement en bout d'anche.

Le modèle de Fletcher est intéressant car les courbes $\text{Re}(Y_r)$ illustrent les zones d'instabilités de l'anche quel que soit son type : gamme de fréquences de jeu inférieures à la fréquence propre f_r de l'anche considérée si l'anche est une amont-fermante, gamme de fréquences de jeu supérieures à f_r si l'anche est une amont-ouvrante. Néanmoins, ces conditions sur la fréquence de jeu n'apparaissent pas aussi facilement dans ses expressions de $\text{Re}(Y_r)$ que dans notre modèle (expressions de $\text{Re}(Y_e)$).

En outre, ce modèle sert de référence aux articles sur l'harmonica de Johnston [21], de Bahnson et coll. [25] et de Cottingham et coll. [26]. Signalons que Johnston utilise les expressions trouvées par Fletcher pour les deux types d'anches afin de mettre en évidence le phénomène du bend soufflé (figure 8 p 72) et de l'existence du couple soufflé normal/overblow (figure 9 p 73). Johnston suppose que les deux anches sont en parallèle du point de vue acoustique (comme nous), ce qui se traduit par une admittance équivalente égale à la somme des admittances des deux anches ($Y_r = Y_{r1} + Y_{r2}$). Notons que Johnston ne traite que des cas soufflés et qu'il intervertit simplement les fréquences propres des deux anches pour passer du cas bend soufflé au cas blow/overblow.

Par contre, même si Fletcher et Johnston donnent les expressions théoriques de l'admittance du tuyau, Y_p , ils ne la calculent pas et se contentent de tracer les résultats pour Y_r . Il n'est donc pas question, dans ces conditions, de déterminer les seuils d'instabilités. L'objet de leurs études ne porte que sur les possibilités pour l'anche, ou les deux anches, de se comporter en générateur de puissance acoustique (si $\text{Re}(Y_r) < 0$).

4.2.4.2 Modèle Cuesta et Valette

Nous abordons le modèle de Cuesta et Valette [22, 23, 47] car il a servi de point de départ aux études sur l'harmonica au LAM et donc à nos travaux.

L'obtention de ce modèle, à partir du nôtre, se fait en ne considérant qu'une seule des deux anches et en assimilant la cavité buccale à un immense réservoir de pression constante. De plus, ce modèle s'en tient au seul cas soufflé, ne considère pas de contraction de veine éventuelle pour l'écoulement au travers de l'anche et ne prend pas en compte la traversée du sommier par les anches.

Par contre, les deux types d'anches sont considérés et l'expression de l'admittance équivalente de l'anche trouvée permet de retrouver pour chaque type d'anche les conditions d'instabilités mises en évidence par Helmholtz [1, 2] ($f < f_r$ si l'anche est une amont-fermante et $f > f_r$ si l'anche est une amont-ouvrante).

En définitive, ce modèle est une version simplifiée du nôtre ne permettant pas de mettre en évidence les phénomènes se produisant à l'occasion des différents modes de jeu ni d'étudier le contrôle du joueur sur la note produite.

4.3 Influence des paramètres

Dans ce chapitre, nous étudions les sensibilités des instabilités de l'équilibre aux différents paramètres du modèle afin de déterminer les paramètres les plus influents. Comme les résultats sont très variables d'une configuration (bouche/canal/sollicitation) à l'autre, on se limite à donner une synthèse des résultats de l'observation du canal 4. Pour autant, les études de sensibilité ont aussi été menées pour le canal 7, mais afin d'alléger le texte nous avons choisi de ne donner que les résultats trouvés pour le canal 4.

Dans le premier paragraphe, nous donnons les résultats pour une configuration de référence dans le cas d'un soufflé, d'un overblow, d'un aspiré et d'un «overdraw» sur le canal 4, afin de mettre en évidence l'influence du paramètre x (position de la constriction palatale).

Dans le second paragraphe, nous regardons les changements introduits par la variation des autres paramètres (S_2 , h_{100} , h_{200} et L_4) pour $x = 12$ cm dans le cas du soufflé, de l'aspiré, de l'overblow et de l'overdraw sur le canal 4. En fait, nous partons de la configuration de référence du premier paragraphe pour laquelle nous ne retenons que le cas $x = 12$ cm.

4.3.1 Étude de la configuration de référence et influence de x

4.3.1.1 Configuration de référence

On adopte comme configuration de référence dans le cadre de l'étude du canal 4, les valeurs de paramètres suivantes :

- $S_2 = 0,3 \text{ cm}^2$ (section de la constriction palatale) ;
- $h_{100} = -528 \text{ } \mu\text{m}$ (offset de l'anche supérieure) ;
- $h_{200} = 292,6 \text{ } \mu\text{m}$ (offset de l'anche inférieure) ;
- $L_4 = 3,15 \text{ cm}$ (canal lippal de 1 cm associé au canal 4 de l'harmonica).

Dans la suite, l'étude des différents paramètres du modèle se fait en faisant varier le paramètre considéré à partir de sa valeur de référence. Par soucis de concision, seuls les résultats globaux sont décrits dans ce paragraphe, mais les tableaux détaillés des résultats figurent en annexe E.

4.3.1.2 Soufflé sur le canal 4

Il existe des instabilités de l'équilibre à fréquence nulle pour les x compris entre 12,5 et 14,5 cm, qui se produisent pour une surpression minimale Δp_s égale à 10 Pa, ce qui laisse penser que l'équilibre est instable dès que l'on souffle (le pas de calcul est de 10 Pa). Ces instabilités s'accompagnent de nombres de Mach faibles pour chacun des trois éléments 2, 4 et 5 ($\text{Mach}_2 = 6 \cdot 10^{-3}$, $\text{Mach}_4 = 7 \cdot 10^{-3}$ et $\text{Mach}_5 = 12 \cdot 10^{-3}$), ce qui correspond aux hypothèses retenues pour l'écoulement dans le cadre du modèle proposé.

Concernant les instabilités d'équilibre à fréquence non nulle, nous ne donnons que les courbes d'évolution de Δp_s et de ν_s en fonction de x (figure 4.15), mais les résultats pour les autres grandeurs intéressantes sont rassemblés dans un tableau en annexe E.

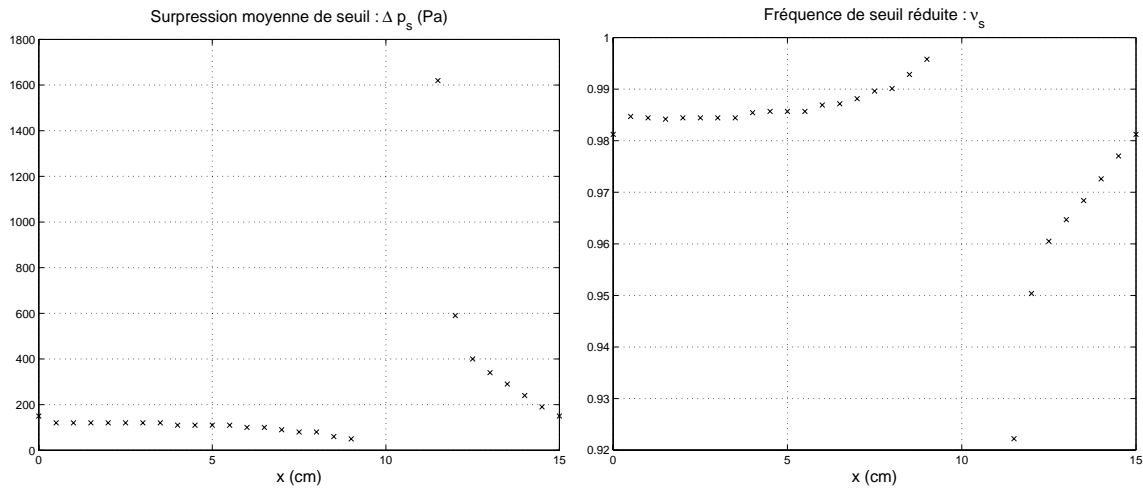


FIG. 4.15 – Évolutions de Δp_s (à gauche) et de ν_s (à droite) en fonction de x dans le cas d'un soufflé sur le canal 4

En étudiant les évolutions de Δp_s et de ν_s , on constate que les fluctuations sont très importantes lorsque x change :

- pas d'instabilité d'équilibre pour les x compris entre 9,5 et 11 cm ;
- des instabilités faciles à produire ($\Delta p_s < 200$ Pa) pour $x < 9,5$ cm, avec une fréquence réduite ν_s très proche de 1 ;
- une instabilité à $x = 11,5$ cm relativement difficile à obtenir ($\Delta p_s > 1600$ Pa) donnant une fréquence réduite de 0,922 ($F_s = 373,5$ Hz) ;
- pour les x supérieurs à 11,5 cm, une surpression minimale accessible ($\Delta p_s < 600$ Pa) qui diminue lorsque x augmente, tandis que la fréquence réduite augmente tout en restant inférieure à 0,98.

Les évolutions de Δp_s et de ν_s sont opposées sur chacun des tronçons : Δp_s diminue (par tronçon) quand x augmente, tandis que ν_s augmente avec x .

Les autres grandeurs suivent soit les évolutions de Δp_s (Φ_{h0} , h_{10} , h_{20} , Mach_2 , Mach_4 et Mach_5), soit celles de ν_s (St_{51} et St_{52} , les nombres de Strouhal au travers des anches). De plus, les nombres de Mach trouvés sont effectivement faibles, ce qui justifie les hypothèses du modèle ($\text{Mach}_2 < 0,09$, $\text{Mach}_4 < 0,1$ et $\text{Mach}_5 < 0,16$), et il en est de même pour les nombres de Strouhal au travers des anches ($St_{51} < 0,16$ et $St_{52} < 0,09$).

4.3.1.3 Overblow sur le canal 4

Les instabilités d'équilibre ne se produisent que pour les x compris entre 10,5 et 12 cm ainsi que pour $x = 15$ cm. Mais le cas $x = 15$ cm reste très improbable à obtenir en cours de jeu, car la surpression minimale Δp_s doit être supérieure à 14 kPa : si un harmoniciste parvenait à développer une telle surpression d'alimentation, il ne pourrait certainement pas la maintenir suffisamment longtemps pour que la note produite soit musicalement utilisable. De plus les valeurs trouvées pour les autres grandeurs sont beaucoup trop grandes pour être réalistes : on écarte donc cette valeur de x dans la suite de la discussion sur l'overblow.

On observe que l'augmentation de x se traduit par une augmentation de la fréquence f_s (de 474,8 Hz à 10,5 cm jusqu'à 766,8 Hz à 12 cm), mais aussi de la surpression minimale. À ce titre, la surpression minimale à fournir pour le cas $x = 12$ cm est importante (3770 Pa), mais c'est pour cette valeur de x que l'on a un overblow presque idéal puisque l'ouverture moyenne de l'anche supérieure est quasiment nulle (1,2 μm).

Les écarts fréquentiels en demi-tons sont respectivement supérieurs à 2 pour $x = 10,5$ cm, à 3 pour $x = 11$ cm, à 4 pour $x = 11,5$ cm et à 11 pour $x = 12$ cm. On constate que l'on peut obtenir une instabilité se produisant presque sur l'octave de la fréquence propre de l'anche supérieure ($x=12$ cm), ce qui démontre que l'overblow peut être réalisé sur une grande plage de fréquence pour une même anche. Néanmoins, dans le cadre d'une utilisation normale, un harmoniciste ne parvient à monter l'overblow que jusqu'à deux tons ou deux tons et demi au-dessus de la fréquence de la note aspirée. Notons que l'overblow est obtenu, dans le cas de la configuration testée, avec des positions avancées de la constriction palatale, ce que confirme l'expérience (cas de la seringue notamment). Toutes ces considérations sont conformes à ce que savent les musiciens, du moins ceux qui maîtrisent bien la difficile technique des overblows.

Sinon, les autres grandeurs suivent pour la plupart la même évolution que Δp_s (Φ_{h_0} , h_{10} , h_{20} , Mach_2 , Mach_4 et Mach_5) et les nombres de Mach restent relativement faibles ($\text{Mach}_2 < 0,149$, $\text{Mach}_4 < 0,178$ et $\text{Mach}_5 < 0,233$), ce qui correspond aux hypothèses sur l'écoulement. Les nombres de Strouhal sont eux aussi faibles puisque respectivement inférieurs à 0,143 et 0,085.

4.3.1.4 Aspiré sur le canal 4

La figure 4.16 illustre respectivement les évolutions de Δp_s et de ν_s en fonction de x . On constate alors que, hormis deux points particuliers ($x=12,5$ cm et $x=13$ cm) :

- la dépression $|\Delta p_s|$ diminue lorsque x augmente pour le premier tronçon ($x < 11,5$ cm), tandis que la fréquence réduite augmente et reste supérieure à 0,965 ;
- la dépression augmente avec x sur le second tronçon ($x > 12$ cm), tandis que la fréquence réduite diminue en restant cependant supérieure à 0,965.

Puisque le rapport de la fréquence propre de l'anche supérieure (f_{r1}) à la fréquence de l'anche inférieure (f_{r2}) est égal à 0,863, on constate qu'excepté pour $x = 11,5$ cm et $x = 12$ cm l'instabilité d'équilibre correspond à une note aspirée normale, tandis que les deux valeurs $x = 11,5$ cm et $x = 12$ cm correspondent à des bends aspirés. Par conséquent, suivant la valeur de x , on obtient soit un aspiré normal soit un bend : le modèle suggère que, pour la configuration étudiée, il faille déplacer légèrement la langue vers l'arrière, ce que confirment les expériences (passage du [i] avant au [y] un peu en arrière). Là aussi, ces observations sont conformes à ce que disent les harmonicistes.

Notons que les dépressions minimales pour obtenir des instabilités sont très faciles à produire (inférieures à 160 Pa) ce qui signifie que l'obtention de la note aspirée normale ou du bend est aisée.

Pour les autres grandeurs, on observe les résultats suivants :

- Φ_{h_0} , h_{10} , h_{20} , St_{51} et St_{52} suivent les mêmes évolutions que Δp_s ;

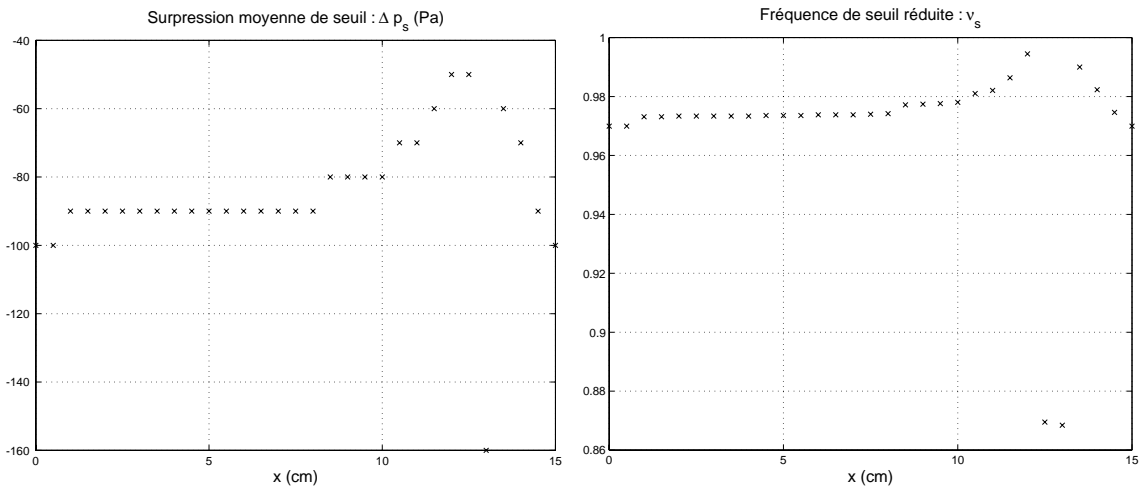


FIG. 4.16 – Evolutions de Δp_s (à gauche) et de ν_s (à droite) en fonction de x dans le cas d'un aspiré sur le canal 4

- $Mach_2$, $Mach_4$ et $Mach_5$ suivent les évolutions inverses ce qui est normal puisque l'on prend les valeurs absolues des vitesses pour le calcul des nombres de Mach ;
- les nombres de mach sont faibles ($Mach_2 < 0,022$, $Mach_4 < 0,028$ et $Mach_5 < 0,05$) ce qui correspond bien aux hypothèses avancées concernant l'écoulement ;
- les nombres de Strouhal au travers des anches sont eux aussi petits puisque respectivement inférieurs à 0,18 et 0,09.

4.3.1.5 Overdraw sur le canal 4

Pour la configuration testée, on constate l'existence d'instabilités à une fréquence supérieure à f_{r2} pour $x = 12,5$ cm et $x = 13$ cm, instabilités correspondant à des écarts fréquentiels supérieurs au demi-ton. Notons que la dépression minimale nécessaire est importante, puisque supérieure à 1310 Pa, mais elle est vraisemblablement accessible à un harmoniciste.

Ces « overdraws » sont obtenus avec des nombres de mach faibles (respectivement inférieurs à $6 \cdot 10^{-3}$, à $7 \cdot 10^{-3}$ et à 0,137), ce qui conforte les hypothèses formulées concernant l'écoulement. De plus, les nombres de Strouhal au travers des anches sont eux aussi petits, puisqu'inférieurs à 0,05.

On peut donc dire qu'il existe, pour la configuration testée, la possibilité de produire des overdraws si la constriction palatale est située en avant et si la dépression est importante. L'existence d'overdraws est cohérente avec les mesures expérimentales réalisées par Johnston [21] en utilisant un système d'alimentation et une cavité buccale artificiels. Il serait intéressant de vérifier systématiquement l'existence de ces overdraws sur les canaux 1 à 6, ce qui n'est pas possible pour le moment puisque seul le canal 4 a été équipé de jauges.

À ce stade, les études de la configuration retenue démontrent l'importance du placement de la constriction palatale (paramètre x) sur le son produit, et ce quelle que soit la sollicitation

utilisée. Il reste maintenant à étudier quelle est l'influence des autres paramètres de contrôle du modèle : h_{100} , h_{200} , S_2 et L_4 .

4.3.2 Influence des autres paramètres

Dans ce paragraphe, on donne un aperçu synthétique de l'influence des autres paramètres en se focalisant sur les conditions facilitant ou compliquant l'obtention de la note désirée. Tous les tableaux décrivant les résultats pour chaque note et chaque paramètre figurent en annexe E.

4.3.2.1 Soufflé sur le canal 4

Le premier résultat concerne l'absence de cas d'instabilité à fréquence nulle, ce qui signifie que les seuils d'instabilité trouvés sont tous reliés à une fréquence.

Dans le cadre des valeurs des paramètres testées, aucun problème n'est apparu concernant les nombres de Mach pour les éléments 2, 4 et 5 ainsi que les nombres de Strouhal au travers de chacune des anches. Ceci signifie que les hypothèses des faibles nombres de Mach et des faibles nombres de Strouhal au travers des anches sont vérifiées numériquement.

On constate que, pour minimiser la surpression de seuil Δp_s , il convient d'augmenter S_2 et h_{100} (réduction de l'offset comme $h_{100} < 0$), de choisir h_{200} plutôt faible et de limiter au maximum L_4 (écrasement des lèvres sur l'instrument).

En adoptant ces recommandations pour les quatre paramètres, on observe que la fréquence de jeu de seuil f_s se rapproche aussi de la fréquence f_{r1} . Ceci se traduit par un accord de la note produite plus proche de la note idéale.

4.3.2.2 Overblow sur le canal 4

Au vu des résultats trouvés pour l'overblow sur le canal 4, on peut proposer les recommandations suivantes dans le but d'obtenir cet overblow le plus facilement et avec la meilleure justesse possible :

- chercher à adopter un petit S_2 , car sinon la surpression minimale nécessaire devient très grande, mais en testant l'effet d'une faible augmentation de S_2 car elle conduit à une augmentation de f_s ;
- adopter un petit offset h_{100} pour l'anche supérieure, car Δp_s augmente avec l'offset, même si diminuer h_{100} diminue la fréquence f_s ;
- imposer un petit offset h_{200} à l'anche inférieure, car augmenter l'offset induit une diminution de f_s sans rien changer à la valeur de la surpression minimale (pas d'influence de h_{200} sur Δp_s) ;
- choisir d'écraser les lèvres car augmenter L_4 entraîne la diminution de f_s , sans influence sur Δp_s .

De même que dans le cas du soufflé, les hypothèses sur les nombres de Mach et de Strouhal sont satisfaites dans le cas des valeurs des paramètres testées.

4.3.2.3 Aspiré sur le canal 4

Pour l'aspiré sur le canal 4, on observe que la variation des paramètres n'a aucune influence sur le cas des instabilités à fréquence nulle. En effet, une solution est systématiquement trouvée pour une dépression de seuil de -10 Pa avec des nombres de Mach faibles.

Pour les instabilités à fréquence non nulle, on observe l'émission soit de la note aspirée normale, soit du bend.

Les influences constatées sur la note normale sont les suivantes :

- $S_2 > 0,3 \text{ cm}^2$: augmentation de la dépression de seuil (augmentation de $|\Delta p_s|$) avec l'augmentation de S_2 , mais avec des dépressions de seuil restant très faciles à produire ;
- augmentation de la dépression et de la fréquence f_s lorsque h_{100} croît, mais avec des dépressions restant très faciles à obtenir ;
- fréquence f_s diminuant lorsque h_{200} augmente, tandis que la dépression augmente tout en restant cependant très facile à produire ;
- production de la note normale pour les canaux lippaux supérieurs à 1 cm avec une augmentation de la dépression, restant cependant très accessible quand L_4 augmente, mais avec dans le même temps une diminution de la fréquence f_s .

Les configurations de paramètres permettant l'accès au bend aspiré sont :

- très faibles valeurs de S_2 (0,1 et 0,2 cm^2) se traduisant par une quasi-fermeture de la constriction palatale et une diminution de la dépression minimale lorsque S_2 augmente (augmenter S_2 permet d'aspirer moins fort pour produire le bend) ;
- écrasement maximal des lèvres sur l'instrument avec une fréquence f_s augmentant avec l'écrasement, tandis que la dépression de seuil reste constante.

Comme les nombres de Mach et les nombres de Strouhal au travers des anches restent petits, les hypothèses de faibles nombres de Mach et de Strouhal sont satisfaites.

4.3.2.4 Overdraw sur le canal 4

On constate qu'il existe des instabilités à fréquence de seuil soit inférieures à f_{r1} (« underdraw »), soit supérieures à f_{r2} (« overdraw »). Ces modes semblent accessibles en utilisant des S_2 très faibles (0,1 et 0,2 cm^2) et un écrasement maximal des lèvres. Mais ils nécessitent des dépressions minimales très importantes (-920 Pa), les rendant difficiles à obtenir (cf. annexe E).

Il ne semble pas que ces modes soient utilisés par les harmonicistes. Par contre leur existence a déjà été mise en évidence par Johnston [21].

4.4 Conclusions

Dans le cadre d'une approche linéaire, nous avons montré la pertinence du modèle proposé et donné toutes les informations nécessaires à son utilisation.

À partir de la comparaison avec les modèles existants, on constate que notre modèle permet la prise en compte d'une cavité buccale minimale et des deux anches présentes sur chacun des canaux. Il vérifie les hypothèses émises concernant le fonctionnement de l'instrument au cours des différents modes de jeu et fournit des résultats en bon accord avec toutes les expérimentations menées et décrites en partie 2.

À l'occasion des simulations numériques, on constate que les hypothèses concernant l'écoulement, sur lesquelles repose le modèle, ne sont pas mises en défaut : les nombres de Mach restent faibles dans chacune des sections et il en est de même pour les nombres de Strouhal au travers des anches. On constate aussi que les résultats numériques obtenus sont semblables à ceux trouvés expérimentalement : fréquence de la note, évolution de l'ouverture des anches, nature de l'anche, réglage des offsets, évolution et importance des paramètres de contrôle.

Des trois méthodes utilisées, la méthode de l'équation caractéristique s'avère la plus facile à interpréter en matière d'instabilités d'équilibres, bien que les expressions des coefficients de cette équation soient relativement complexes.

L'étude des sensibilités de l'équilibre aux variations des paramètres permet de mettre en évidence l'importance de la position de la constriction palatale (x), de confirmer celle de l'offset des anches (h_{100} et h_{200} ; cf. [22, 23, 36]) et de découvrir celle de la section de la constriction palatale (S_2) suivant les modes de jeu. Par contre, on constate que le paramètre L_4 semble être un peu moins influent que les autres.

Il s'avère impossible de donner des conseils généraux sur les valeurs à adopter pour chacun des paramètres, puisque les mêmes réglages n'ont pas les mêmes répercussions sur les différents canaux ou les différents modes de jeu. Il conviendrait en fait, pour les harmonicistes, de tester les paramètres pour chacune des configurations désirées et pour cela une version plus conviviale des logiciels mis au point dans l'étude des sensibilités pourrait constituer un outil intéressant. Dans le cas des overblows et de overdraws en particulier, un tel logiciel pourrait avoir de réelles vertus pédagogiques.

Le modèle proposé pourrait également servir à l'étude des instabilités de valves industrielles dans des conduites lorsqu'il existe en aval de ces valves d'autres conduites. La démarche proposée met, de plus, en évidence les possibilités d'influence sur l'écoulement de deux anches de caractères différents : une anche amont-ouvrante et une anche amont-fermante. Ce constat pourrait peut-être donner des idées concernant la régulation de débit dans les conduites.

Par contre, il s'avère nécessaire d'envisager dans la suite une étude non-linéaire du modèle afin de déterminer non plus les instabilités de l'équilibre mais les conditions d'auto-oscillations des anches suivant les sollicitations et, de plus, d'avoir accès au calcul de tous les paramètres (notamment aux signaux de pression interne et externe, à la vitesse et au débit au travers des anches).

Il pourrait être, de même, nécessaire d'étudier la possibilité d'utiliser un modèle tridimensionnel afin de pouvoir tenir compte, entre autres, de l'influence de l'inclinaison du jet en entrée du canal sur la production de l'overblow (constat expérimental, cf. partie 2). En effet, le modèle unidimensionnel proposé n'est évidemment pas à même de tenir compte ou de prédire une telle influence.

Bien que l'étude linéaire ne permette pas la détermination de tous les paramètres, notamment des amplitudes acoustiques, on étudie dans la partie 5 les possibilités de réaliser une synthèse sonore intéressante à partir du modèle proposé.

Cinquième partie

Pistes pour une synthèse par modèle physique

Cette courte cinquième partie rassemble les pistes que nous suggérons dans le cadre de la recherche d'un modèle physique de synthèse des sons d'harmonica. Idéalement, ce modèle de synthèse devrait utiliser comme paramètres les résultats prédits par l'analyse non linéaire du comportement de l'instrument. Mais comme cette démarche n'est pas possible pour l'instant, on utilise en fait les valeurs expérimentales afin de déterminer le maximum de paramètres et on choisit arbitrairement les valeurs des paramètres inconnus. Ceci signifie donc que les synthèses abordées ici sont des synthèses partielles, synthèses servant à vérifier l'importance du flux volumique dans l'émission du son.

Dans le premier chapitre, on rassemble les principes du premier modèle de synthèse utilisé ainsi que son application à un soufflé sur le canal 4. On met aussi en évidence, dans ce chapitre, les limitations et les problèmes liés à l'utilisation de ce premier modèle de synthèse, même s'il fournit des résultats très intéressants perceptivement.

Dans le second chapitre, on construit un second modèle à partir des critiques formulées à l'encontre du premier modèle. Ce modèle est lui aussi testé à l'aide d'un soufflé sur le canal 4. Et, comme pour le signal calculé dans le cadre du premier modèle, on compare le signal calculé à celui enregistré pendant les expériences.

Enfin, on recense les voies à explorer pour des évolutions et des modifications à introduire dans le modèle afin d'améliorer, d'une part, la qualité de la synthèse sonore et d'autre part, le respect des phénomènes physiques se produisant lors de l'obtention d'une note.

5.1 Première piste pour un modèle de synthèse

5.1.1 Point de départ

L'idée à l'origine de ce premier modèle est apparue à l'issue d'une expérience sur le mouvement des anches de l'harmonica. Cette expérience se déroule de la façon suivante :

1. on enlève le capot supérieur qui protège les anches soufflées ;
2. on vient poser à plat un réglet métallique sur le côté extérieur du sommier supérieur, au niveau de l'extrémité libre de l'anche que l'on désire tester ;
3. on souffle dans le canal hébergeant l'anche à tester et on observe ce qui se passe.

Lorsque l'on procède à cette expérience sur les dix canaux de l'harmonica, on constate que s'il n'y a aucune modification du son pour les lames aiguës (canaux 6 à 10), le son est radicalement changé pour les lames graves. En effet, puisque les lames graves sont suffisamment longues, leur extrémité libre peut traverser le support et venir déboucher du côté extérieur du sommier. Or, comme le réglet constitue un obstacle, si l'anche traverse son support elle vient périodiquement heurter cet obstacle. Le son obtenu est alors percussif et de fréquence supérieure à celui obtenu sans obstacle, ce qui paraît normal puisque l'on limite, à l'aide du réglet, la course de l'anche et donc la période de sa vibration. De plus, on constate qu'en alternant la présence ou l'absence du réglet on obtient, respectivement, un son percussif plus aigu ou le son normal.

Cette expérience nous a donné l'idée de programmer et d'écouter une quantité analogue au débit sortant pour une anche. En effet, nous supposons que la pression sonore rayonnée, celle que l'auditeur perçoit, est directement reliée au flux sortant (amplitude et phase différentes).

5.1.2 Principe

Dans le cadre de ce premier modèle de synthèse, nous utilisons l'expression du flux volumique dans le cas une anche, l'anche supposée active pour la production du son, en tenant compte du caractère sinusoïdal du mouvement permanent de l'anche, mais sans prise en compte du débit pompé. Contrairement aux expressions utilisées dans l'étude du seuil d'instabilité (cf. partie 4), nous tenons compte de la phase de fermeture de l'anche, quand celle-ci se trouve dans l'épaisseur du sommier. Avec ces hypothèses, les expressions des flux sortants par chacune des anches sont alors :

$$\Phi_{h_1} = \begin{cases} \alpha W |h_1| u_5 & \forall h_1 \notin [-e_{r1}, e_s] \\ 0 & \forall h_1 \in [-e_{r1}, e_s] \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\Phi_{h_2} = \begin{cases} \alpha W |h_2| u_5 & \forall h_2 \notin [-e_s, e_{r2}] \\ 0 & \forall h_2 \in [-e_s, e_{r2}] \end{cases} \quad (5.2)$$

où :

- e_s désigne l'épaisseur des plaques support des anches ;
- e_{rn} représente l'épaisseur de l'anche n .

Afin de simplifier l'étude, on suppose que la vitesse u_5 est une constante. Nous ne programmons sous Matlab et nous ne faisons alors écouter que la quantité $\frac{\Phi_{hn}}{W u_5}$, que nous notons dans la suite $\text{son}(t)$.

Rappelons que le mouvement permanent de l'anche est composé d'oscillations sinusoïdales, à une fréquence que l'on suppose égale à F_{jeu} , autour d'une position moyenne. Aussi, l'expression de l'ouverture de l'anche n dans le cadre du régime permanent s'écrit-elle simplement :

$$h_{n,\text{per}}(t) = h_{n0} + \beta_n |h_{n0}| \sin(\omega t) \quad (5.3)$$

avec :

- h_{n0} : position moyenne en cours de jeu de l'extrémité libre de l'anche n ;
- β_n : niveau relatif de l'amplitude des oscillations sinusoïdales par rapport à l'ouverture moyenne h_{n0} ;
- f_{jeu} : fréquence fondamentale de vibration de l'anche ;
- $\omega = 2\pi f_{\text{jeu}}$.

À cette ouverture en régime transitoire, nous ajoutons un bruit blanc $B_b(t)$, d'amplitude relative ζ_n par rapport à h_{n0} déterminée arbitrairement, afin de tenir compte de la présence de bruit dans le son. De plus, nous supposons que les transitoires d'attaque, T_{deb} , et de fin, T_{fin} , sont respectivement définis par les relations :

$$T_{\text{deb}} = (1 - e^{-\alpha_0 t}) \text{ech}(t) \quad (5.4)$$

$$T_{\text{fin}} = (-1 + e^{-\alpha_0(t-t_{\text{fin}})}) \text{ech}(t - t_{\text{fin}}) \quad (5.5)$$

avec :

- t_{fin} : temps correspondant à l'instant où l'on cesse de souffler dans le canal et où le transitoire d'attaque débute ;
- $\alpha_0 = \frac{\pi F_{\text{jeu}}}{Q_{\text{voy}}}$: coefficient d'amortissement supposé pour le son.

Pour des questions de programmation, on suppose que les régimes transitoires durent le temps nécessaire à une augmentation ou une réduction de l'amplitude des oscillations de 99,99% (amplification ou atténuation de 60 dB). De plus, comme il s'avère plus logique, du point de vue de la programmation, de retenir la durée totale du son t_{total} comme paramètre, on calcule le temps t_{fin} en fonction de la durée totale du son et du facteur de qualité apparent Q_{voy} du son utilisé :

$$t_{\text{fin}} = t_{\text{total}} - \frac{Q_{\text{voy}}}{\pi F_{\text{jeu}}} \cdot \ln(1000) \quad (5.6)$$

Avec ces hypothèses et en ne retenant que l'anche supérieure (cas d'un soufflé), l'expression à programmer de $\text{son}(t)$ devient :

$$\text{son}(t) = \begin{cases} \left(|h_{1,\text{per}}(t)| + \zeta_1 B_b(t) \right) \cdot \left(T_{\text{deb}}(t) + T_{\text{fin}}(t) \right) & \forall h_{1,\text{per}}(t) \notin [-e_{r1}, e_s] \\ \zeta_1 B_b(t) \left(T_{\text{deb}}(t) + T_{\text{fin}}(t) \right) & \forall h_{1,\text{per}}(t) \in [-e_{r1}, e_s] \end{cases} \quad (5.7)$$

5.1.3 Calcul d'un soufflé sur le canal 4

5.1.3.1 Valeurs des paramètres

Les valeurs retenues des paramètres pour l'application du modèle de synthèse au cas d'un soufflé sur le canal 4 (harmonica 4b) sont :

- $t_{\text{total}} = 4,5$ s ;
- $f_{\text{jeu}} = 401$ Hz ;
- $Q_{\text{voy}} = 40$ (choisi arbitrairement) ;
- $\zeta_1 = 0,01$ (choisi arbitrairement).
- $h_{10} = -471$ μm ;
- $\beta_1 = \frac{1493}{471}$;

5.1.3.2 Sonogrammes et signaux calculés

Les sonogrammes du son calculé et du son réel, calculés et tracés avec les mêmes paramètres (échelle des gris, largeur de fenêtre, . . .) sont donnés en figure 5.1. De même, la figure 5.2 représente respectivement le signal en régime établi de son(t) et celui de la pression interne expérimentale.

La comparaison des sonogrammes du son de synthèse et du son réel fait apparaître quelques différences :

- le transitoire du son de synthèse est moins long que celui de la pression interne mesurée expérimentalement ;
- les harmoniques 8 et 16 ne sont présents dans le signal de synthèse que de manière discontinue contrairement au cas du son réel ;
- les harmoniques d'ordre supérieur à deux disposent de trop de puissance dans le cas du son de synthèse.

Les deux grandeurs étudiées ne sont pas de même nature, par conséquent les signaux présentent de grandes différences. Ces différences sont vraiment très importantes par rapport à ce que l'on aurait pu attendre. En effet, le premier pic est beaucoup plus étroit dans le cas de la pression interne que dans le son calculé. De même, il existe une zone où le signal est quasiment nul entre les deux pics de la forme d'onde dans le cas du son calculé, zone qui est absente dans le cas de la pression expérimentale. De plus, les transitions du second pic sont trop brutales pour être naturelles.

On peut supposer que ces différences s'expliquent en partie par le fait que les deux grandeurs comparées ne sont pas de même nature : le flux sortant, supposé relié à la pression rayonnée et la pression interne. Mais, puisque l'écoute de la pression interne donne une idée de ce que l'auditeur entend, cette comparaison présente un intérêt : le signal de pression interne n'est pas sujet à l'influence de la position du microphone contrairement au signal de pression externe. La simplicité du modèle de synthèse peut aussi contribuer à l'explication des différences mais, pour autant, le résultat sonore est intéressant car ce son de synthèse peut tromper l'oreille de l'auditeur de passage (même averti).

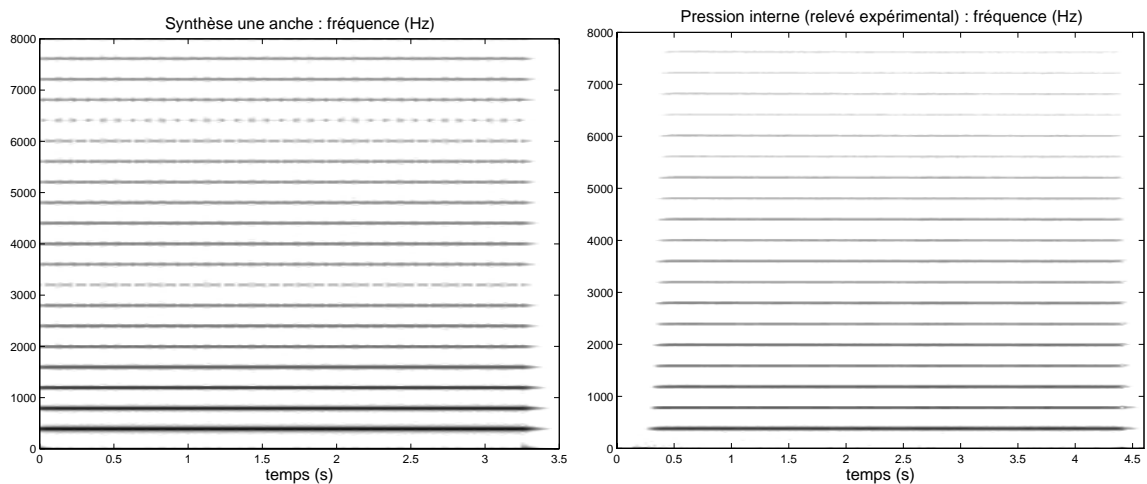


FIG. 5.1 – Sonagrammes du son calculé à l'aide du premier modèle de synthèse (à gauche) et du son réel enregistré (à droite).

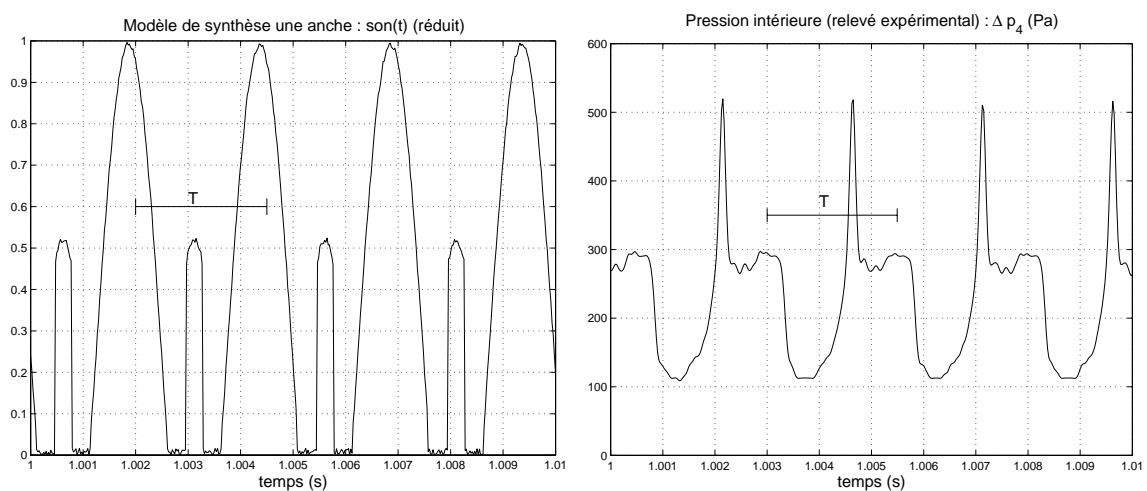


FIG. 5.2 – Signaux en régime établi dans le cas du son calculé à l'aide du premier modèle de synthèse (à gauche) et dans le cas du son réel (à droite); soufflé sur le canal 4.

5.1.3.3 Constats

Bien que certains des paramètres soient choisis de manière arbitraire, ce modèle de synthèse très simple permet d'obtenir un son vraiment intéressant perceptivement. En effet, ce son joué sur le haut-parleur de l'ordinateur ayant servi à le calculer a trompé des oreilles averties puisque leurs possesseurs ont cru qu'il s'agissait d'un son réel enregistré. Pour autant ce premier modèle n'est pas satisfaisant d'un point de vue physique.

Tout d'abord, on peut critiquer l'utilisation de l'ouverture de l'anche en régime permanent sur toute la durée du signal car cela revient à négliger les transitoires de l'anche. Or, ces transitoires peuvent jouer un rôle dans la nature du son (cf. en partie 2 le phénomène d'inversion du signe de la pression interne).

Ensuite, l'ajout d'un terme de bruit au même niveau que $|h_{1,\text{per}}|$ revient à considérer qu'il existe une part de bruit dans le mouvement permanent de l'anche. Or, les expériences montrent que ce mouvement est presque exclusivement constitué d'oscillations sinusoïdales autour d'une position moyenne. Il paraît donc plus naturel de chercher à introduire le bruit dans les termes liés à l'écoulement plutôt que dans ceux liés au mouvement de l'anche.

De plus, l'hypothèse d'une vitesse u_5 constante n'est pas très réaliste, surtout lorsque l'on garde à l'esprit le fait que les sons utilisés pour le contrôle sont des voyelles fricatives.

Enfin, une seule anche est considérée dans ce modèle alors que les expériences montrent que la prise en compte des deux anches est nécessaire pour expliquer les évolutions de la pression interne.

Le fait que les résultats obtenus par ce premier modèle de synthèse soient perceptivement étonnants prouve que l'hypothèse de base d'un mouvement sinusoïdal de l'anche associé à une non-linéarité de l'écoulement est très pertinente du point de vue de la perception. À partir des carences constatées de ce premier modèle de synthèse, il s'avère indispensable d'étudier un second modèle plus apte à rendre compte des phénomènes physiques se produisant effectivement lors de la production d'une note.

5.2 Seconde piste pour un modèle de synthèse

5.2.1 Point de départ

Dans le cadre du second modèle, on adopte comme point de départ les expressions des flux volumiques Φ_{h1} et Φ_{h2} , sortant respectivement par chacune des anches. Ces expressions intègrent les zones de fermeture respectives pour chacune des anches et les débits d'anche :

$$\Phi_{h1} = \begin{cases} \alpha W |h_1| u_5 + S_r \frac{dh_1}{dt} & \forall h_1 \notin [-e_{r1}, e_s] \\ S_r \frac{dh_1}{dt} & \forall h_1 \in [-e_{r1}, e_s] \end{cases} \quad (5.8)$$

$$\Phi_{h_2} = \begin{cases} \alpha W |h_2| u_5 + S_r \frac{dh_2}{dt} & \forall h_2 \notin [-e_s, e_{r2}] \\ S_r \frac{dh_2}{dt} & \forall h_2 \in [-e_s, e_{r2}] \end{cases} \quad (5.9)$$

Bien entendu, on suppose encore que le flux total Φ_h est donné par la somme des deux flux sortants :

$$\Phi_h = \Phi_{h_1} + \Phi_{h_2} \quad (5.10)$$

À ce stade, il reste à préciser les hypothèses retenues pour le calcul de h_1 , h_2 et u_5 , avant d'utiliser les équations (5.8) à (5.10) afin de calculer $\Phi_h(t)$.

5.2.2 Calcul de u_5

Nous supposons, pour simplifier, que l'on peut distinguer trois contributions à l'écoulement permanent :

- celle de l'écoulement moyen permanent u_{50} ;
- celle des variations périodiques de l'écoulement permanent, u'_5 , supposées être décrites par $\eta |u_{50}| \sin(\omega t)$ (η représente le niveau relatif des oscillations de u'_5 par rapport à u_{50}) ;
- celle du bruit que nous prenons égale à un bruit blanc $B_b(t)$ d'amplitude unité et de niveau relatif par rapport à u_{50} égal à ζ .

On suppose que les transitoires de u_5 sont les transitoires globaux utilisés dans le cadre du premier modèle (liés à Q_{voy}). En adoptant ces hypothèses, l'expression définissant u_5 s'écrit alors :

$$u_5 = \left[u_{50} + |u_{50}| \left(\eta \sin(\omega t) + \zeta B_b(t) \right) \right] \cdot \left[T_{\text{deb}}(t) + T_{\text{fin}}(t) \right] \quad (5.11)$$

où :

- $\alpha_0 = \frac{\pi f_{\text{jeu}}}{Q_{\text{voy}}}$;
- $t_{\text{fin}} = t_{\text{total}} - \frac{Q_{\text{voy}}}{\pi f_{\text{jeu}}} \ln(1000)$, temps au bout duquel on cesse de souffler ;
- $T_{\text{deb}}(t) = (1 - e^{-\alpha_0 t}) \text{ech}(t)$;
- $T_{\text{fin}}(t) = (-1 + e^{-\alpha_0(t-t_{\text{fin}})}) \text{ech}(t - t_{\text{fin}})$.

Notons qu'il conviendrait d'insérer non pas un bruit blanc dans l'expression de u_5 mais l'expression d'un bruit correspondant au filtrage par exemple d'un bruit blanc par la réponse impulsionnelle de la voyelle fricativée. Or, en l'absence de données suffisantes pour le calcul de cette réponse impulsionnelle¹, nous nous limitons à la prise en compte du bruit sous forme d'un bruit blanc.

1. En effet, comme les voyelles fricativées ne sont pas des sons d'usage courant, il n'existe pas à notre connaissance de travaux publiés se rapportant à leur étude.

De même, les variations périodiques ou quasi-périodiques de u_5 ne se réduisent vraisemblablement pas à une unique sinusoïde de pulsation ω . À l'aide d'une étude non-linéaire, on devrait être en mesure d'introduire les variations quasi-périodiques de u_5 sous une forme analogue à :

$$u_5' = u_{50} \sum_{p=0}^N \eta_p \sin(p\omega t + \epsilon_p) \quad (5.12)$$

5.2.3 Calcul des h_n

Nous partons de l'équation mécanique du mouvement de l'oscillateur équivalent à l'anche n :

$$M_n \frac{d^2 h_n}{dt^2} + R_n \frac{dh_n}{dt} + K_n (h_n - h_{n00}) = S_r \Delta p_4^0 \quad (5.13)$$

où nous supposons la surpression amont/aval Δp_4^0 donnée par la relation :

$$\Delta p_4^0 = \left[\Delta p_{40}^0 + \chi |\Delta p_{40}^0| \sin(\omega t) \right] \cdot \left[T_{\text{deb}}(t) + T_{\text{fin}}(t) \right] \quad (5.14)$$

Par commodité, on distingue sept contributions différentes dans l'expression de $h_n(t)$, contributions que nous notons $h_{n,q}$ où q désigne le numéro de la contribution. De même, afin de simplifier les écritures des définitions des angles intervenant dans chacune des contributions, nous utilisons la convention des expressions logiques propre à Matlab : (condition) vaut 1 si condition est vérifiée, 0 sinon. On utilisera aussi les notations suivantes :

- $\Phi = \omega t_{\text{fin}}$;
- $\omega_{rn}^2 = \frac{K_n}{M_n}$;
- $\alpha_n = \frac{R_n}{2M_n}$;
- $\omega_{an}^2 = \omega_{rn}^2 - \alpha_n^2$;
- $\Delta t = t - t_{\text{fin}}$.

5.2.3.1 Première contribution

Dans ces conditions, la première des contributions a pour expression :

$$h_{n,0}(t) = h_{n00} + G_0 \left[1 - F_0 e^{-\alpha_n t} \sin(\omega_{an} t + \psi_0) \right] \text{ech}(t) \quad (5.15)$$

où :

- $G_0 = \frac{S_r \Delta p_{40}^0}{K_n}$;
- $F_0 = \sqrt{\frac{\omega_{an}^2 + \alpha_n^2}{\omega_{an}^2}}$;
- $\psi_0 = \arctan\left(\frac{\omega_{an}}{\alpha_n}\right)$.

5.2.3.2 Seconde contribution

La seconde contribution s'écrit :

$$h_{n,2}(t) = -G_1 \left[e^{-\alpha_0 t} - F_1 e^{-\alpha_n t} \sin(\omega_{an} t + \psi_1) \right] \text{ech}(t) \quad (5.16)$$

où :

- $G_1 = \frac{Sr \Delta p_{40}^0}{M_n (\omega_{an}^2 + (\alpha_n - \alpha_0)^2)}$;
- $F_1 = \sqrt{\frac{\omega_{an}^2 + (\alpha_n - \alpha_0)^2}{\omega_{an}^2}}$;
- $\psi_1 = \arctan\left(\frac{\omega_{an}}{\alpha_n - \alpha_0}\right) + \pi.(\alpha_n - \alpha_0 < 0)$.

5.2.3.3 Troisième contribution

La troisième contribution vaut :

$$\begin{aligned} h_{n,2}(t) = & -G_0 \left[1 - F_0 e^{-\alpha_n \Delta t} \sin(\omega_{an} \Delta t + \psi_0) \right] \text{ech}(\Delta t) \\ & + G_1 \left[e^{-\alpha_0 \Delta t} - F_1 e^{-\alpha_n \Delta t} \sin(\omega_{an} \Delta t + \psi_1) \right] \text{ech}(\Delta t) \end{aligned} \quad (5.17)$$

5.2.3.4 Quatrième contribution

Pour la quatrième contribution, on a :

$$h_{n,3}(t) = G_3 \left[E_3 \sin(\omega t + \psi_3) + F_3 e^{-\alpha_n t} \sin(\omega_{an} t + \theta_3) \right] \text{ech}(t) \quad (5.18)$$

où :

- $G_3 = \frac{\chi Sr |\Delta p_{40}^0|}{M_n ((\omega^2 - \omega_{rn}^2)^2 + 4\alpha_n^2 \omega^2)}$;
- $E_3 = \sqrt{(\omega^2 - \omega_{rn}^2)^2 + 4\alpha_n^2 \omega^2}$;
- $F_3 = \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_{an}^2} (\omega^2 - \omega_{rn}^2 + 2\alpha_n^2)^2 + 4\alpha_n^2 \omega^2}$;
- $\psi_3 = -\arctan\left(\frac{2\alpha_n \omega}{\omega_{rn}^2 - \omega^2}\right) + \pi.(\omega_{rn}^2 - \omega^2 < 0)$;
- $\theta_3 = \arctan\left(\frac{2\alpha_n \omega}{\omega^2 - \omega_{rn}^2 + 2\alpha_n^2}\right) + \pi.(\omega^2 - \omega_{rn}^2 + 2\alpha_n^2 < 0)$.

5.2.3.5 Cinquième contribution

La cinquième contribution a pour expression :

$$h_{n,4}(t) = -G_4 \left[E_4 e^{-\alpha_0 t} \sin(\omega t + \psi_4) + F_4 e^{-\alpha_n t} \sin(\omega_{an} t + \theta_4) \right] \text{ech}(t) \quad (5.19)$$

où :

- $G_4 = \frac{\chi Sr |\Delta p_{40}^0|}{M_n [(\omega_{rn}^2 - \alpha_0^2 - \omega^2)^2 + 4(\alpha_0 - \alpha_n)(\alpha_0 \omega_{rn}^2 - \alpha_n(\alpha_0^2 + \omega^2))]}$;

- $E_4 = \sqrt{(\omega_{rn}^2 + \alpha_0^2 - \omega^2 - 2\alpha_0\alpha_n)^2 + 4\omega^2(\alpha_0 - \alpha_n)^2}$;
- $F_4 = \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_{an}^2}(\alpha_0^2 + 2\alpha_n(\alpha_0 - \alpha_n) + \omega^2 - \omega_{rn}^2)^2 + 4\omega^2(\alpha_0 - \alpha_n)^2}$;
- $\psi_4 = \arctan\left(\frac{2(\alpha_0 - \alpha_n)\omega}{\omega_{rn}^2 + \alpha_0^2 - \omega^2 - 2\alpha_0\alpha_n}\right) + \pi \cdot (\omega_{rn}^2 + \alpha_0^2 - \omega^2 - 2\alpha_0\alpha_n < 0)$;
- $\theta_4 = \arctan\left(\frac{2(\alpha_n - \alpha_0)\omega_{an}}{\alpha_0^2 + 2\alpha_n(\alpha_n - \alpha_0) - \omega_{rn}^2 + \omega^2}\right) + \pi \cdot (\alpha_0^2 + 2\alpha_n(\alpha_n - \alpha_0) - \omega_{rn}^2 + \omega^2 < 0)$.

5.2.3.6 Sixième contribution

Pour la sixième contribution, on peut écrire :

$$h_{n,5}(t) = -G_5 \left[E_5 \sin(\omega\Delta t + \psi_5) - F_5 e^{-\alpha_n \Delta t} \sin(\omega_{an}\Delta t + \theta_5) \right] \text{ech}(\Delta t) \quad (5.20)$$

où :

- $A_5 = (\omega_{rn}^2 - \omega^2) \sin \Phi - 2\alpha_n \omega \cos \Phi$;
- $B_5 = 2\alpha_n \omega \sin \Phi + (\omega_{rn}^2 - \omega^2) \cos \Phi$;
- $C_5 = \alpha_n(\omega_{rn}^2 + \omega^2) \sin \Phi + \omega(\omega_{rn}^2 - \omega^2 - 2\alpha_n^2) \cos \Phi$;
- $G_5 = \frac{\chi Sr |\Delta p_{40}^0|}{M_n((\omega_{rn}^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha_n^2 \omega^2)}$;
- $E_5 = \sqrt{A_5^2 + B_5^2}$;
- $F_5 = \sqrt{A_5^2 + \frac{1}{\omega_{an}^2} C_5^2}$;
- $\psi_5 = \arctan\left(\frac{A_5}{B_5}\right) + \pi \cdot (B_5 < 0)$;
- $\theta_5 = \arctan\left(\frac{A_5}{C_5}\right) + \pi \cdot (C_5 < 0)$.

5.2.3.7 Septième contribution

Enfin, la dernière contribution s'écrit :

$$h_{n,6}(t) = G_6 \left[E_6 e^{-\alpha_0 \Delta t} \sin(\omega\Delta t + \psi_6) + F_6 e^{-\alpha_n \Delta t} \sin(\omega_{an}\Delta t + \theta_6) \right] \text{ech}(\Delta t) \quad (5.21)$$

où :

- $\Delta = \omega[(\omega_{rn}^2 - \alpha_0^2 - \omega^2)^2 + 2(\alpha_0 - \alpha_n)(2\alpha_0\omega_{rn}^2 - 2\alpha_n(\alpha_0^2 + \omega^2))]$;
- $A_6 = \frac{1}{\Delta}[\omega(\omega_{rn}^2 - \alpha_0^2 - \omega^2) \sin \Phi - 2(\alpha_n - \alpha_0)(\alpha_0 \sin \Phi + \omega \cos \Phi)]$;
- $B_{61} = (\omega_{rn}^2 - \alpha_0^2 - \omega^2 + 2\alpha_0(\alpha_0 - \alpha_n))(\alpha_0 \sin \Phi + \omega \cos \Phi)$;
- $B_{62} = -(\alpha_0(\omega_{rn}^2 + \alpha_0^2 + \omega^2) - 2\alpha_n(\alpha_0^2 + \omega^2)) \sin \Phi$;
- $B_6 = \frac{1}{\Delta}(B_{61} + B_{62})$;
- $C_6 = -A_6$;
- $D_6 = -\frac{1}{\omega_{an}}[(\alpha_n - \alpha_0)A_6 + \omega B_6]$;
- $E_6 = \sqrt{A_6^2 + B_6^2}$;

- $F_6 = \sqrt{C_6^2 + D_6^2}$;
- $\psi_6 = \arctan\left(\frac{A_6}{B_6}\right) + \pi(B_6 < 0)$;
- $\theta_6 = \arctan\left(\frac{C_6}{D_6}\right) + \pi(D_6 < 0)$;
- $G_6 = \frac{\chi Sr |\Delta p_{40}^0|}{M_n}$.

Il ne reste à ce stade plus qu'à calculer la dérivée des ouvertures $h_n(t)$ puis à utiliser les définitions des flux partiels pour calculer et jouer le flux total.

5.2.4 Calcul d'un soufflé sur le canal 4

Afin d'illustrer ce second modèle de synthèse, nous l'appliquons au cas d'un soufflé sur le canal 4. Les caractéristiques géométriques et mécaniques pour les anches sont encore celles trouvées expérimentalement (cf. partie 2) et on utilise alors les valeurs de paramètres suivantes :

- $t_{\text{total}} = 4,5$ s ;
- $f_{\text{jeu}} = 401$ Hz ;
- $Q_{\text{voy}} = 40$;
- $\zeta = 0,01$.
- $\Delta p_{40}^0 = 219$ Pa ;
- $\Delta P_4 = 128$ Pa ;
- $u_{50} = \sqrt{\frac{2\Delta p_{40}^0}{\rho_0}}$;
- $\chi = \frac{\Delta P_4}{\Delta p_{40}^0}$;
- $\eta = \frac{2\Delta P_4}{\Delta p_{40}^0}$;

On obtient alors le sonogramme de la figure 5.3 à comparer avec celui du signal de pression interne.

Comme pour le premier modèle de synthèse envisagé, nous donnons l'allure du signal calculé du débit sortant (figure 5.4) et nous rappelons celle trouvée expérimentalement pour la pression interne.

Tout comme dans le cas du premier modèle de synthèse envisagé, les deux sonogrammes sont différents.

On note tout d'abord la différence dans les transitoires d'attaque puisqu'en effet le transitoire du son de synthèse semble plus court et beaucoup plus « chahuté » (rupture de la présence de puissance sur les harmoniques). Ceci laisse penser que le transitoire envisagé pour le son et l'hypothèse retenue pour la pression ne sont peut-être pas suffisamment proches de la réalité.

À la différence du spectrogramme obtenu à partir du premier modèle de synthèse, celui obtenu avec le second modèle comporte moins d'harmoniques de puissance surévaluée. De plus, on ne retrouve pas, dans le cas du second modèle de synthèse, le phénomène de disparition périodique des harmoniques 8 et 16. Pour autant, on constate la présence de bruit en excès dans le son calculé avec le second modèle par rapport à celui de la pression interne.

Concernant les formes d'ondes, on constate qu'elles sont très différentes. En effet, alors que dans le son réel on observe un premier pic très fin suivi d'une seconde bosse précédant une chute importante de la pression, la forme d'onde du débit fait apparaître deux bosses larges suivies d'une chute conséquente de débit interrompues un instant par une troisième petite bosse. Nous pensons qu'il est absolument nécessaire lors des expériences futures d'essayer de calculer les champs de pression interne et externe associés au débit, afin de déterminer quantitativement la qualité des modèles de synthèse proposés.

Pour autant, nous devons souligner que le son de synthèse obtenu est cette fois encore très intéressant perceptivement, surtout si l'on garde à l'esprit le fait que ce second modèle rend mieux compte des phénomènes physiques que le premier. De plus, il convient de souligner que, d'une part, certains des paramètres utilisés ont été déterminés arbitrairement puisque le modèle d'harmonica développé en partie 2 ne permet pas leur calcul et que, d'autre part, la description de l'écoulement et du son de contrôle utilisé reste très grossière.

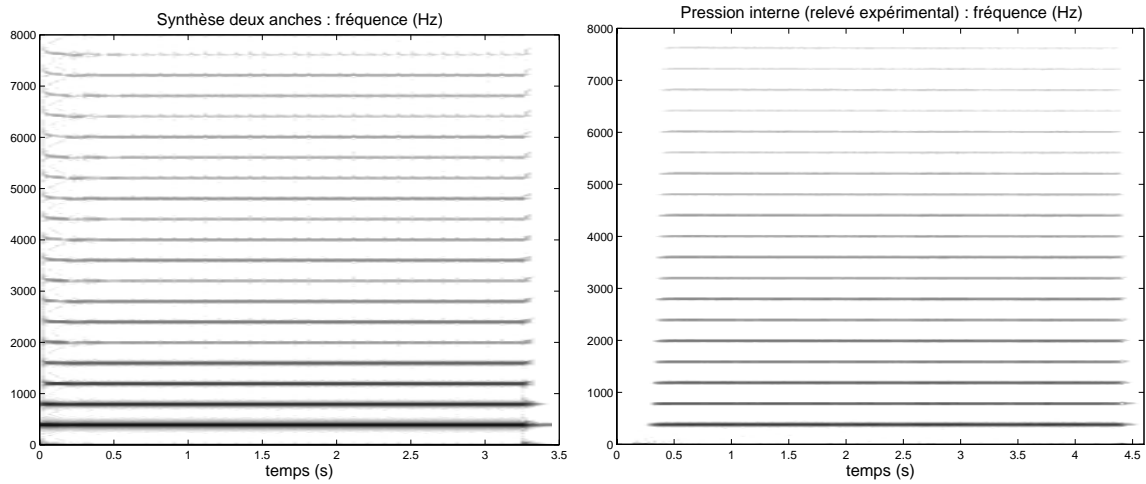


FIG. 5.3 – Tracés du sonogramme associé au soufflé sur le canal 4 calculé à partir du modèle de synthèse proposé (à gauche) et de celui associé au soufflé réel (à droite).

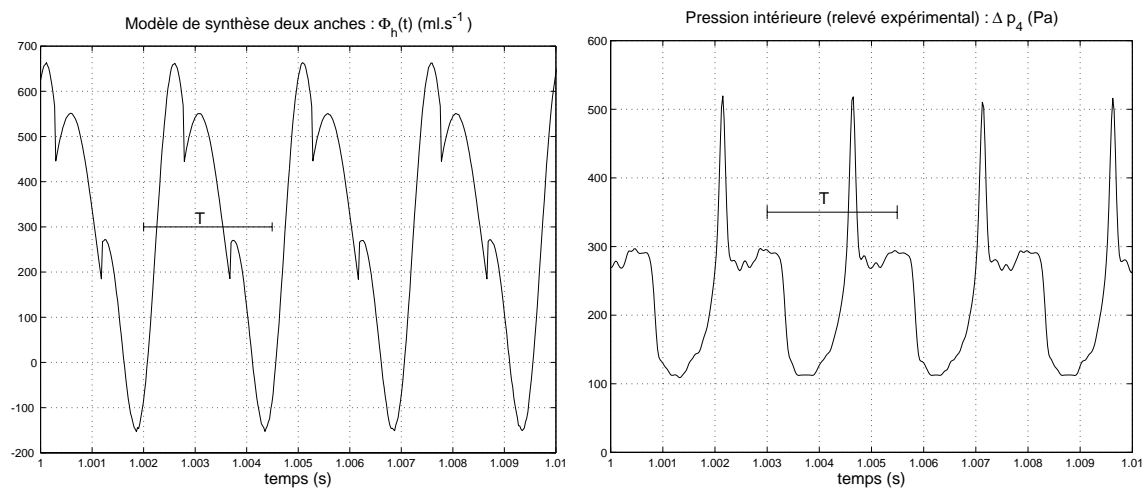


FIG. 5.4 – Signaux en régime établi pour le son calculé à l'aide du second modèle de synthèse (à gauche) et pour le son réel (à droite); soufflé sur le canal 4).

5.3 Conclusions

Les deux pistes proposées pour une synthèse par modèle physique se révèlent toutes deux intéressantes. En effet, si l'on fait abstraction de ses manques, le premier modèle proposé conduit avec un minimum de calculs à des sons intéressants. Il montre donc la pertinence, sur le plan auditif, de l'hypothèse de base (mouvement sinusoïdal de l'anche avec non-linéarité de l'écoulement). Par contre, le second modèle s'avère beaucoup plus réaliste quant à la prise en compte des phénomènes physiques à l'œuvre et plus prometteur pour une synthèse de qualité. Mais, les calculs mis en œuvre dans ce second modèle ne sont pas très simples, même dans le cadre de nos hypothèses simplificatrices (hypothèse sur la pression entre autres).

Pour autant, la modélisation de l'écoulement et du contrôle sur le son est très simplifiée dans les modèles que nous proposons. Il conviendrait en effet de chercher à calculer l'écoulement sur la base des voyelles fricatives qui sont utilisées pour le contrôle de l'instrument plutôt que de supposer la superposition d'un écoulement moyen, de perturbations sinusoïdales et de bruit blanc. Mais, comme les voyelles fricatives ne sont pas des sons présents dans les langues couramment étudiées, il n'existe pas actuellement à notre connaissance de modèles pour ces sons. Afin d'obtenir une synthèse de qualité, il conviendrait certainement de chercher à établir un modèle pour la production des voyelles fricatives à partir des travaux existants sur les fricatives, notamment la thèse de Shadle [59] et celle de Pham Thi Ngoc [60].

Certains des paramètres ne peuvent être déterminés à partir de l'étude des instabilités de l'équilibre et ils ne pourront l'être que grâce à une étude non-linéaire de l'harmonica. Avec une telle étude, il serait alors possible de lier le calcul des auto-oscillations et le calcul des sons de synthèse (lier débit et pressions interne et externe). L'étape de la synthèse constituerait ainsi l'aboutissement et la suite logique des calculs non-linéaires et non plus un module de calcul à part comme actuellement. Cette étude devrait, par conséquent, prendre en compte le rayonnement acoustique de l'harmonica ainsi que l'influence sur le son de la présence des capots et éventuellement des mains de l'harmoniciste.

Conclusion générale

Ce travail permet de mettre en évidence ou de confirmer de nombreux résultats expérimentaux et d'illustrer les phénomènes physiques se produisant à l'occasion des modes normaux (soufflés et aspirés) et des modes avancés (bends, overblows et overdraws). À l'aide des expériences menées, on démontre notamment le caractère sinusoïdal du mouvement des anches et la forte dépendance de la pression interne vis-à-vis des mouvements respectifs des deux anches. De plus, les expériences portant sur les sons employés pour la réalisation des différents modes de jeu montrent que les harmonicistes utilisent des voyelles fricatives ([i], [y], [u], [o] entre autres). Ceci démontre non seulement le lien existant entre le contrôle du jeu sur l'harmonica et les mécanismes de production de la parole, mais aussi la nécessité de tenir compte de la cavité buccale dans le modèle pour être à même de rendre compte de tous les modes de jeu.

Le modèle proposé s'avère très intéressant car il permet de rendre compte de tous les modes de jeu possibles sur l'harmonica diatonique, et ce quelle que soit l'excitation utilisée (aspiration ou expiration). Ce modèle, qui constitue une généralisation des modèles existants, fournit des prédictions théoriques qui sont en très bon accord avec l'expérimentation. De plus, il permet de mettre en évidence les paramètres de contrôle mécaniques (forme des déformées des anches au repos et réglage des offsets) ou physiologiques (pression, constriction palatale ou position de la langue dans la bouche, ou bien encore positionnement des lèvres), ainsi que leur influence sur les différents modes de jeu. Il apparaît que les paramètres les plus influents, pression d'alimentation exceptée, sont la position et l'aire de la constriction palatale, tandis que les offsets des anches jouent un rôle moins important et, de plus, limité suivant le mode de jeu utilisé. Quant à la longueur du canal lippal, il s'avère que son influence ne se manifeste que pour certains modes, l'overblow notamment. Dans une version rendue plus conviviale, le logiciel pourrait constituer un outil instructif entre les mains d'harmonicistes professionnels ou d'amateurs avertis comme moyen d'évaluer ce qui est possible ou pas théoriquement, notamment dans les techniques d'overblows ou d'overdraws. En tout état de cause, ce travail permet de répondre aux interrogations des musiciens, ce qui était un des buts recherchés.

Notre étude permet aussi de proposer deux voies pour une synthèse d'harmonica par modèle physique, voies qui donnent des résultats très intéressants perceptivement. Mais l'étude linéaire réalisée ne permet pas de déterminer toutes les données nécessaires au calcul d'un son de synthèse, données qui ne pourront être calculées qu'à partir d'une étude non linéaire des équations du modèle. Avec l'étude linéaire actuelle, nous n'avons accès qu'aux conditions d'instabilité de l'équilibre, alors que c'est une étude des conditions d'auto-oscillation qui permettrait de déterminer complètement les conditions réelles de jeu. Or cette étude ne peut se faire que dans le cadre d'une résolution non linéaire du problème, ce qui rend l'approche non linéaire indispensable dans l'avenir. Signalons que cette étude non-linéaire est actuellement en cours.

Afin d'améliorer la réalité et la pertinence du modèle de synthèse, il serait souhaitable d'envisager la possibilité d'une étude des voyelles fricatives, sur la base des travaux existants sur les fricatives, afin d'essayer d'obtenir une modélisation plus réaliste des conditions de l'écoulement.

Lors des expériences menées à l'aide de la seringue, nous avons constaté que l'inclinaison du col en entrée du canal de l'harmonica permet de passer de la note soufflée normale à l'overblow. Or le modèle proposé, parce qu'il est unidimensionnel, ne peut rendre compte de ce phénomène. Il serait donc intéressant d'envisager la possibilité de construire un modèle tridimensionnel afin de rendre compte du jet qui se forme au col.

De plus, il conviendrait d'étudier les pressions de seuil pour chacun des modes de jeu, puisque cette étude n'a pu être menée faute de temps.

Les expériences menées montrent combien il est difficile d'aller implanter des jauges sur les anches, ou un capteur de pression dans le canal, sans modifier de manière sensible ou complète le comportement des anches. Un autre montage est en cours de réalisation. Mais nous pensons qu'il serait intéressant à terme, pour étudier la mécanique des anches libres, de réaliser un dispositif expérimental différent ou à plus grande échelle, même si on risque de se heurter à de gros problèmes de similitude. L'utilisation d'anches d'accordéon pourrait en effet constituer une solution puisqu'elle permettrait, d'une part, tout en gardant les mêmes jauges, de diminuer considérablement leur influence sur le comportement des anches et, d'autre part, d'envisager un montage modulaire des anches. On pourrait ainsi, non seulement changer simplement les anches en présence sur le canal, mais aussi choisir de modifier librement leur implantation (orientation de l'extrémité libre et/ou de la face à l'intérieur). Afin de s'affranchir des phénomènes de non-répétabilité, mais aussi parce qu'un harmoniciste serait vraisemblablement incapable de souffler dans un harmonica géant, la réalisation d'une bouche artificielle à l'échelle correspondante serait nécessaire.

Sinon, si le respect des conditions de similitude entre l'harmonica normal et l'harmonica géant s'avère trop difficile à établir, une autre solution consisterait en l'utilisation d'un harmonica normal et de deux vibromètres laser. En effet, ces deux vibromètres donneraient accès aux mouvements respectifs des anches sans les perturber contrairement au cas des jauges collées sur les anches.

Une dernière perspective suggérée par ce travail, consisterait à chercher à réaliser une anche libre dont on pourrait modifier le comportement en temps réel (utilisation d'un capteur-actuateur implanté dans l'anche). On pourrait ainsi observer s'il est possible de faciliter l'obtention des modes de jeu anormaux et si cela peut donner accès à de nouvelles sonorités pour l'instrument. Ceci pourrait par exemple, constituer le prélude à l'élaboration d'un harmonica midi ou d'un harmonica ne comptant qu'un seul et unique canal avec deux anches (ou plus) d'écart fréquentiel important, anches dont le comportement vibratoire pourrait être modifié à volonté dans une large plage de fréquences.

Annexes

Annexe A

Détermination de l'oscillateur équivalent

A.1 Quelques précisions

Modéliser l'anche n par le biais d'un système masse-ressort-amortisseur demande la connaissance de trois grandeurs mécaniques : la masse, la raideur et le coefficient d'amortissement équivalents que nous noterons respectivement M_n , K_n et R_n . Il faut aussi calculer la surface équivalente S_r à prendre en compte dans le calcul de la force qui résulte de la pression appliquée à l'anche.

Puisque, par l'étude de la décroissance d'amplitude du mouvement de l'anche, nous pouvons déterminer sa fréquence propre f_{rn} et son facteur de qualité Q_n , seule la détermination de K_n et de S_r est nécessaire, M_n et R_n pouvant être déduits des relations [47] :

$$M_n = \frac{K_n}{(2\pi f_{rn})^2} \quad (\text{A.1})$$

$$R_n = \frac{K_n}{2\pi f_{rn}} Q_n^{-1} \quad (\text{A.2})$$

Or, la calibration nous permet de déterminer la raideur vue de l'extrémité libre de l'anche, que nous notons $K_{cal,n}$. Mais cette quantité n'est pas la raideur K_n recherchée, puisque celle-ci correspond à un chargement uniforme (pression) de l'anche. Par conséquent, il nous faut déterminer l'expression en fonction des propriétés mécaniques de l'anche de deux raideurs bien distinctes :

- K_n : la raideur équivalente pour notre modélisation, qui correspond à un chargement uniforme de l'anche ;
- $K_{cal,n}$: la raideur vue de l'extrémité libre de l'anche, qui correspond à un chargement ponctuel à l'extrémité de l'anche.

A.2 Détermination des deux raideurs

A.2.1 Calcul de K_n

A.2.1.1 Expression de la déformée

Ce calcul est identique à celui effectué par Gazengel [6], par conséquent nous n'en rappelons que les grandes lignes.

La déformée statique d'une poutre de section constante soumise à un chargement uniforme de densité surfacique q a pour équation d'après Timoshenko [61] :

$$EI_n \frac{d^4 y}{dx^4} = q \quad (\text{A.3})$$

avec :

- E : module d'Young du matériau ;
- I_n : moment quadratique transversal de l'anche n ;
- y : déformée statique pour une section ;
- x : coordonnée de la section considérée.

Notre anche est une poutre encastree-libre encastree en $x = 0$ et libre en $x = L_{rn}$, ce qui nous donne comme conditions aux limites :

- $y(0) = 0$ (pas de déplacement à l'encastrement) ;
- $\frac{dy(0)}{dx} = 0$ (tangente horizontale à l'encastrement) ;
- $EI_n \frac{d^2 y(L_{rn})}{dx^2} = 0$ (pas de moment fléchissant appliqué à l'extrémité libre) ;
- $EI_n \frac{d^3 y(L_{rn})}{dx^3} = 0$ (pas d'effort tranchant pour l'extrémité libre).

Après quatre intégrations successives de (A.3) et l'utilisation des quatre conditions aux limites, on trouve pour la déformée statique, dans le cadre d'un chargement uniforme, mais variable dans le temps, $q(t)$ l'expression :

$$y(x,t) = \frac{q(t)}{24EI_n} \left[x^4 - 4L_{rn}x^3 + 6L_{rn}^2x^2 \right] \quad (\text{A.4})$$

A.2.1.2 Détermination de la raideur K_n

Afin de déterminer la raideur équivalente K_n , il suffit d'écrire l'énergie de déformation de la poutre sous deux formes différentes :

- une description locale à l'extrémité libre de l'anche : $V = \frac{1}{2}Ky^2(L_{rn})$;
- une description intégrale prenant en compte l'énergie de déformation de chacune des sections : $V = \frac{1}{2} \int_0^{L_{rn}} EI_n \left(\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} \right)^2 dx$.

En injectant l'expression de la déformée statique (A.4) dans chacune des deux définitions de l'énergie totale de déformation T , on trouve l'expression recherchée de K_n :

$$K_n = \frac{16EI_n}{5L_{rn}^3} \quad (\text{A.5})$$

A.2.2 Calcul de $K_{cal,n}$

Pour déterminer $K_{cal,n}$, on procède de la même manière que pour K_n , mais en considérant un chargement ponctuel de la poutre à l'extrémité libre de l'anche.

L'expression de la déformée statique pour une charge F appliquée à l'extrémité s'écrit maintenant :

$$y(x) = \frac{FL_{rn}^3}{6EI_n} \left(\frac{3x^2}{L_{rn}^2} - \frac{x^3}{L_{rn}^3} \right) \quad (\text{A.6})$$

En calculant les deux nouvelles valeurs de l'énergie totale de déformation V , on obtient l'expression de la raideur apparente cherchée :

$$K_{cal,n} = \frac{3EI_n}{L_{rn}^3} \quad (\text{A.7})$$

A.2.3 Lien entre les deux raideurs

$K_{cal,n}$ est déterminée par la calibration des anches. Comme les grandeurs E , I_n et L_{rn} sont indépendantes de l'hypothèse de chargement, on peut exprimer K_n directement en fonction de $K_{cal,n}$. En effet, à partir de (A.5) et de (A.7), on trouve pour K_n :

$$K_n = \frac{16}{15} K_{cal,n} \quad (\text{A.8})$$

À ce stade, la seule expression manquante est celle donnant la section d'application des forces de pression pour notre modèle : S_r .

A.3 Calcul de S_r

Nous utilisons encore les résultats trouvés par Gazengel pour la section de l'anche S_r , dont nous ne donnons que les grandes lignes du calcul.

Nous connaissons l'expression (A.4) de la déformée statique de l'anche dans le cas d'un chargement uniforme q . Or il correspond à la répartition linéique de la force de pression, qui vaut $B_{rn} \cdot \Delta p$, où B_{rn} désigne la largeur de l'anche. De même, nous connaissons la valeur de la raideur apparente K_n de l'anche et nous savons que l'expression liant la pression Δp à K_n est :

$$S_r \cdot \Delta p_{40} = K_n \cdot y(L_{rn}) \quad (\text{A.9})$$

Puisque nous connaissons l'expression de $y(x)$ en fonction de Δp , (A.9) permet de trouver l'expression de S_r en fonction de B_{rn} et L_{rn} :

$$S_r = \frac{2B_{rn}L_{rn}}{5} \quad (\text{A.10})$$

À noter qu'il est inutile d'introduire, comme Thompson [62], une section apparente pour le flux déplacé par l'anche différente de S_r (la section hydraulique), puisque, pour une poutre de section constante, ces deux sections ont la même expression.

A.4 Résumé

Nous rassemblons ici toutes les expressions nécessaires à la détermination de l'oscillateur équivalent :

- $K_n = \frac{16}{15} K_{cal,n}$
- $M_n = \frac{K_n}{(2\pi f_{rn})^2}$
- $R_n = \frac{K_n}{2\pi f_{rn}} Q_n^{-1}$
- $S_r = \frac{2B_{rn}L_{rn}}{5}$

Annexe B

Compléments du chapitre 2 de la partie 2

Dans cette annexe, on rassemble tous les résultats concernant la pression interne qui ne figurent pas dans le chapitre 2 de la partie 2. Dans le premier chapitre de cette annexe, on complète les résultats concernant le canal 7 (sons réalisés par J. Hanriot) tandis que dans le second chapitre on rassemble les résultats concernant le canal 4 dans les cas où une seule anche reste mobile (sons produits par L. Millot). Enfin, dans le troisième chapitre on donne les résultats pour le transitoire d'attaque d'un bend soufflé sur le canal 7, réalisé par J. Hanriot.

B.1 Résultats complémentaires pour le canal 7

B.1.1 Note soufflée

B.1.1.1 Résultats pour la pression

La surpression moyenne nécessaire pour émettre la note est de 150 Pa tandis que l'amplitude des oscillations de pression est de 123 Pa (82% de la surpression moyenne). Ceci nous donne un niveau de pression acoustique de 135,8 dB.

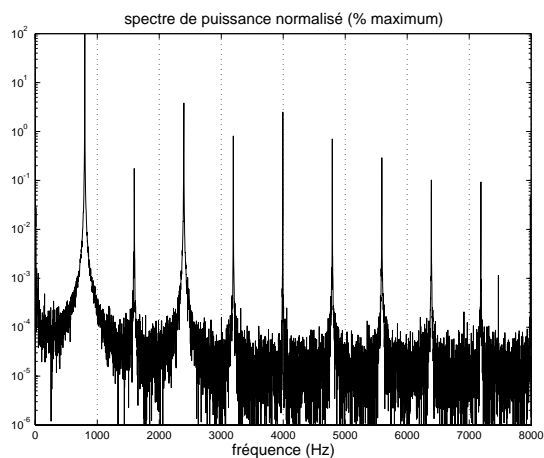


FIG. B.1 – Spectre de puissance de la pression lorsque l'on souffle (canal 7 de l'harmonica 7b).

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	798	1597	2397	3195	3994	4792	5591	6390	7189
niveau relatif (dB)	0	-27,6	-14,2	-21	-16	-21,5	-25,4	-29,9	-30,3

TAB. B.1 – Pressions relatives en dB ; soufflé sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

En analysant le spectre (figure B.1) à l'aide de la table B.1, on constate que :

- le fondamental est l'harmonique de plus forte puissance avec un écart d'au moins 16 dB par rapport aux autres harmoniques ;
- l'harmonique 2 est très atténué par rapport au soufflé du canal 4 puisqu'il est de puissance inférieure aux harmoniques 3 à 7 ;
- les harmoniques 6 et 7 n'ont pratiquement pas de puissance ;
- le spectre est relativement semblable à celui trouvé pour l'aspiré du canal 4.

Les figures B.2, B.3 et B.4 permettent de mettre en évidence la dépendance des évolutions de la pression interne en fonction des ouvertures des deux anches du canal. Comme le déphasage entre les deux signaux est beaucoup plus important dans le cas du soufflé du canal 7 que pour celui du canal 4, le signal de pression change : il n'y a plus un pic très étroit suivi d'un autre pic large mais un seul pic de pression avec une petite bosse correspondant au maximum de pression.

Les évolutions de la pression sont les suivantes :

- une augmentation brutale de la pression correspondant à la diminution des ouvertures des deux anches ;
- un pic de pression maximale qui correspond à la fermeture de la lumière pour l'anche supérieure ;
- une légère diminution de pression car l'anche supérieure a traversé la plaque, tandis que l'ouverture de l'anche inférieure se réduit ;
- une faible augmentation de pression (bosse) parce que l'anche inférieure a atteint son ouverture minimale ;
- une première diminution de pression progressive car si l'anche inférieure s'ouvre à nouveau, l'anche supérieure se referme pour retraverser la plaque ;
- une chute brutale de pression lorsque l'anche supérieure a traversé la plaque ;
- une zone où la pression diminue plus doucement, puis réaugmente lentement car les ouvertures des anches atteignent leur maxima, ce qui donne la pression minimale, puis recommencent à diminuer pour débiter un nouveau cycle.

Remarque : Les évolutions sont semblables à celles rencontrées pour l'aspiré du canal 4, mais elles se produisent pour des pressions positives. Ceci est compréhensible puisque, par rapport aux canaux 1 à 6, les rôles des anches sont inversés. Il est, par conséquent, tout à fait normal que le soufflé du canal 7 corresponde à l'aspiré du canal 4. Il suffirait de prendre la valeur absolue du signal de pression pour l'aspiré 4 pour retrouver un signal similaire au soufflé 7.

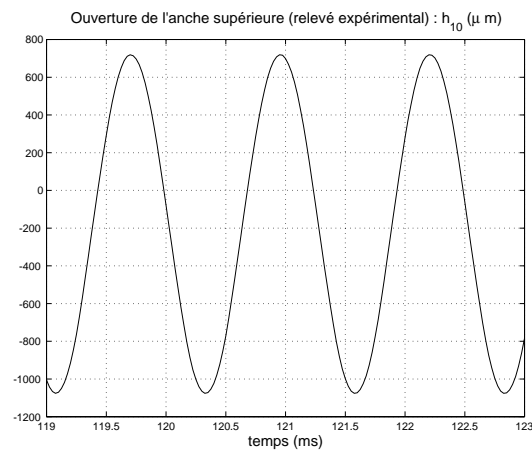


FIG. B.2 – Signal de déplacement de l'anche supérieure; soufflé sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

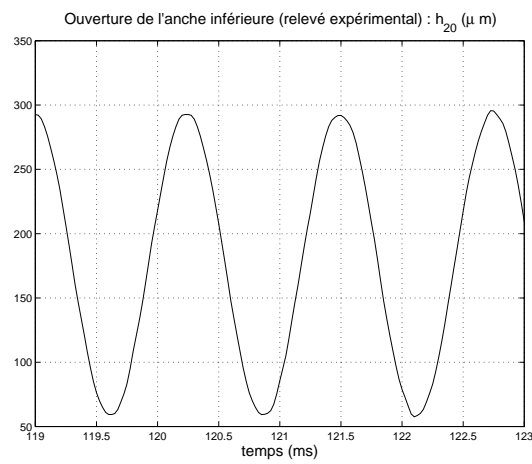


FIG. B.3 – Signal de déplacement de l'anche inférieure; soufflé sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

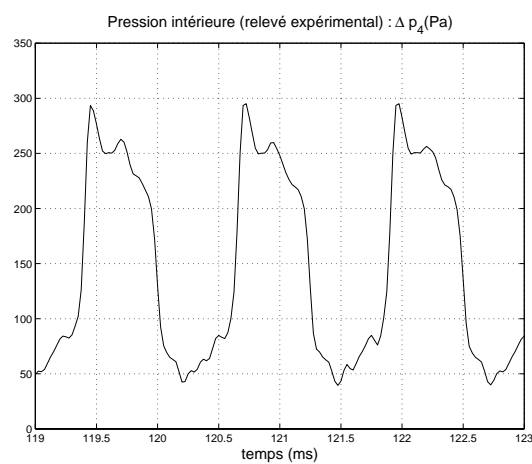


FIG. B.4 – Signal de pression interne; soufflé sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

B.1.2 Note aspirée

B.1.2.1 Résultats pour la pression

La dépression moyenne est de 208 Pa pour une amplitude des oscillations de 92 Pa (44,2% de la dépression moyenne). Le niveau de pression acoustique vaut 133,2 dB.

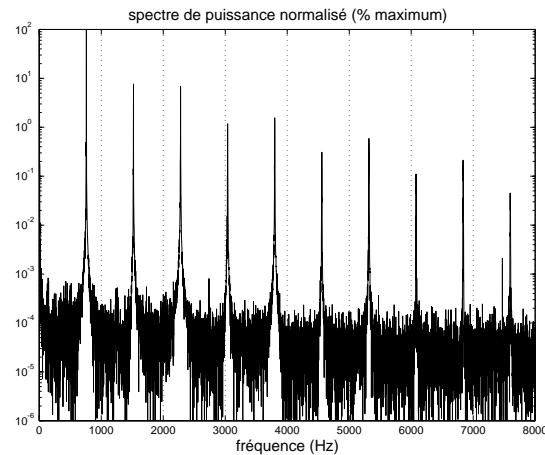


FIG. B.5 – Spectre de puissance de la pression lors que l'on aspire (canal 7 de l'harmonica 7b).

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	760	1520	2280	3040	3799	4559	5317	6077	6837
niveau relatif (dB)	0	-11,1	-11,6	-19,3	-18,1	-25,1	-22,3	-29,6	-26,7

TAB. B.2 – Puissances relatives en dB ; aspiré sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

Pour le spectre (figure B.5), nous remarquons à l'aide de la table B.2 que :

- le fondamental domine de plus de 11 dB tous les autres harmoniques ;
- peu de puissance pour les harmoniques 6 et 7 ;
- ce spectre ressemble à celui obtenu pour le soufflé du canal 4.

Le signal de la pression interne (figures B.6 à 2.22) est très similaire à celui obtenu pour le soufflé du canal 4. En effet, on retrouve les mêmes évolutions dans un ordre identique, mais sur un intervalle de temps plus petit puisque la fréquence est plus importante pour l'aspiré 7 que pour le soufflé 4. Étant donné que seul le signe de la pression change par rapport au cas du soufflé 4, nous ne redonnons pas la succession des évolutions puisqu'il suffit de penser « diminution de pression » là où on rencontre le terme « augmentation de pression » dans la description des évolutions de la pression lors du soufflé 4.

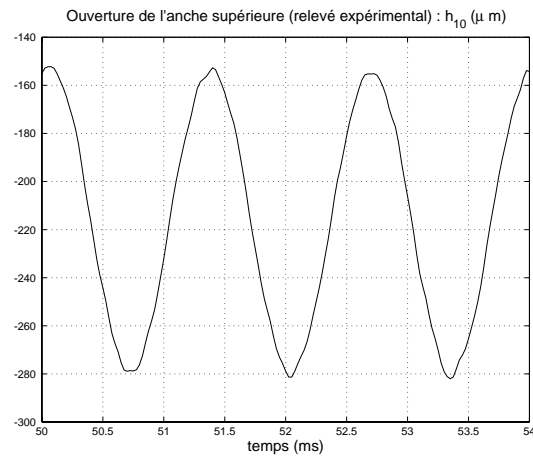


FIG. B.6 – Signal de déplacement pour l'anche supérieure; aspiré sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

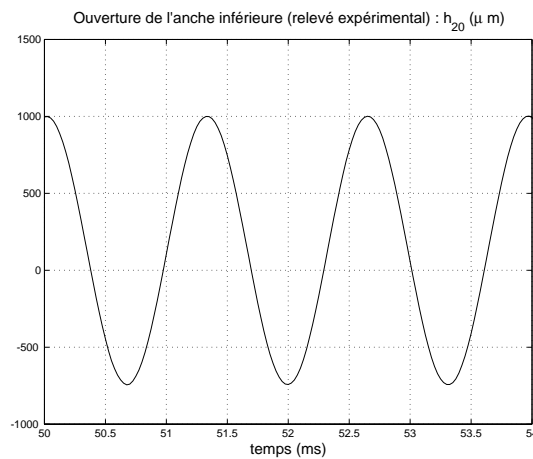


FIG. B.7 – Signal de déplacement pour l'anche inférieure; aspiré sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

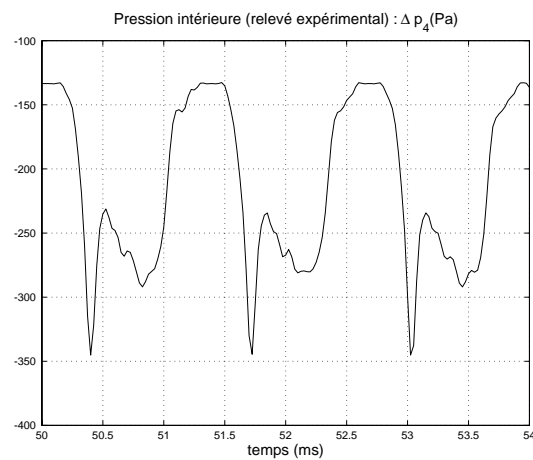


FIG. B.8 – Signal de pression interne; aspiré sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

B.1.3 Bend soufflé

B.1.3.1 Résultats pour la pression

Le niveau de pression acoustique est de 145,4 dB et il est associé à une surpression moyenne de 1094 Pa et une amplitude des oscillations de 374 Pa (34,2% de la surpression moyenne).

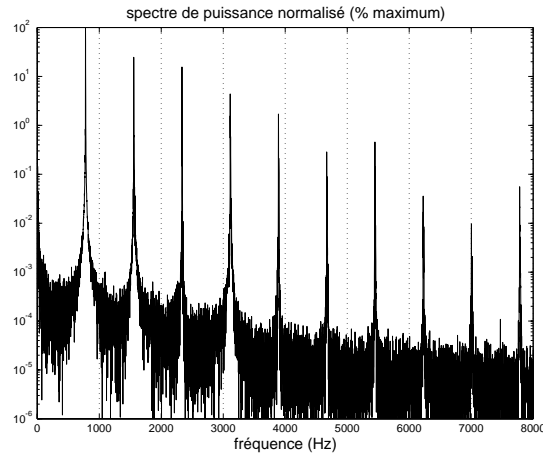


FIG. B.9 – Spectre de puissance de la pression lorsque l'on pratique un bend sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

harmonique	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	778	1557	2335	3113	3891	4670	5448	6226	7004
niveau relatif (dB)	0	-6,1	-8,1	-13,6	-17,7	-25,4	-23,4	-34,4	-40,1

TAB. B.3 – Puissances relatives en dB : bend sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

L'étude du contenu spectral (figure B.9 et table B.3) montre quelques petites différences avec celui du bend du canal 4 concernant l'harmonique 1 (faible pour le bend 4) et l'écart entre le fondamental et les autres harmoniques (supérieur à 22 dB pour le bend 4) :

- le fondamental est encore l'harmonique le plus puissant (écart supérieur à 6 dB avec les autres harmoniques) ;
- les harmoniques 2 et 3 dominent les suivants (écart supérieur à 5,5 dB) mais c'est maintenant l'harmonique 2 qui dispose de plus de puissance que la 3 ;
- pas ou peu de puissance sur les harmoniques 6 et 7.

Par rapport aux évolutions de la pression dans le cas du bend 4, on note d'une part que la surpression utilisée est beaucoup plus importante et d'autre part que les pics semblent plus marqués (figures B.10 à B.12). Ceci s'explique par le fait que les deux anches traversent maintenant leurs plaques et sont moins déphasées que dans le cas du bend 4. Par conséquent, les trois pics correspondent respectivement :

- à la fermeture des lumières et la traversée de leur plaque pour les deux anches ;
- la refermeture et la retraversée de l'anche supérieure ;
- la refermeture et la retraversée de l'anche inférieure (en retard).

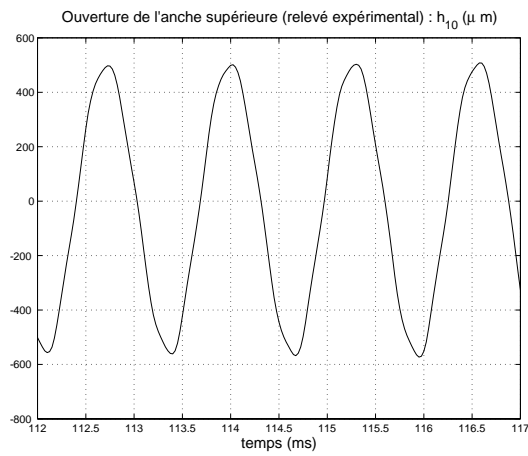


FIG. B.10 – Signal de déplacement de l'anche supérieure ; bend sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

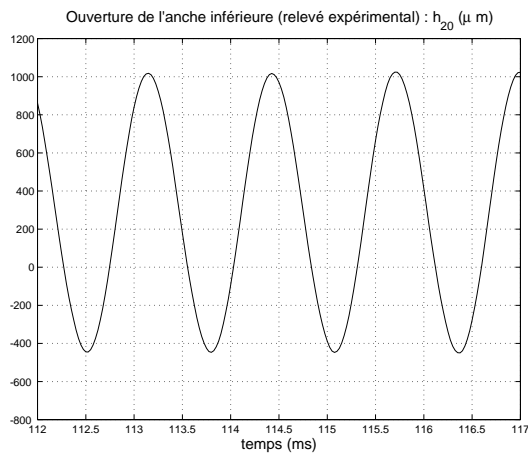


FIG. B.11 – Signal de déplacement de l'anche inférieure ; bend sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

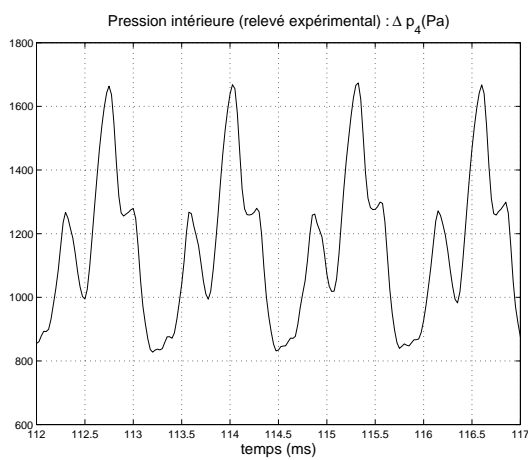


FIG. B.12 – Signal de pression interne ; bend sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

B.1.4 Overdraw

B.1.4.1 Résultats pour la pression

Comme pour l'overblow 4, la production de l'overdraw nécessite une pression plus importante que pour les notes normales : dépression de 2400 Pa. Elle donne lieu à des oscillations de 1042 Pa d'amplitude (43,4% de la dépression moyenne), ce qui entraîne un niveau de pression acoustique de 154,3 dB.

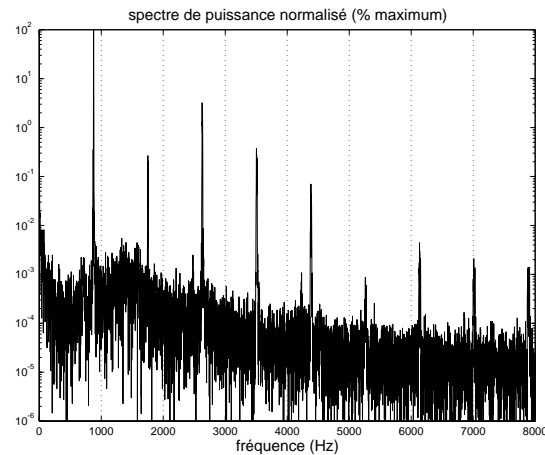


FIG. B.13 – Spectre de puissance de la pression pour l'overblow du canal 7 de l'harmonica 7b.

partiels	1	2	3	4	5	6	7	8	9
fréquence (Hz)	877	1753	2627	3504	4382	5261	6135	7010	7887
niveau relatif (dB)	0	-25,7	-14,9	-24,3	-31,5	-50,5	-43,6	-46,8	-48,5

TAB. B.4 – Puissances relatives en dB ; overdraw sur le canal 7 de l'harmonica 7b.

Contrairement à l'overblow 4, nous avons un overdraw parfaitement formé, puisqu'il n'y a pas de série harmonique associée à l'aspiré 7 présente dans le signal (figure B.13 et table B.4). De plus, les harmoniques de l'overblow sont plus nombreux et émergent davantage du bruit que pour l'overblow 4, ce qui nous permet de les étudier :

- le fondamental domine les autres harmoniques (écart supérieur à 14,9 dB) ;
- la puissance disponible sur les harmoniques 6 et 7 est faible ;
- les harmoniques supérieurs à 5 sont très faibles (atténuation d'au moins 43,6 dB), ce qui se retrouve pour les overblows ou les overdraws réalisés sur des harmonicas non équipés.

Nous ne pouvons pas comparer les signaux de pression interne pour l'overblow 4 et l'overdraw 7 puisque l'overblow 4 n'est pas vraiment formé. Par contre, on constate dans le signal de pression interne pour l'overdraw 7 (figures B.14 et B.15), la présence de deux creux de pression unis dans une large bosse. Or l'overblow du canal 3, étudié au chapitre 3 de la partie 1, présentait lui aussi une bosse large qui comptait deux pics (l'un fin et l'autre plus large), avec une chute de pression faible entre eux. Ceci montre une fois de plus, la similarité des modes aspirés pour les canaux 7 à 10 par rapport aux modes soufflés des canaux 1 à 6, et des modes soufflés sur les canaux 7 à 10 par rapport aux modes aspirés sur les canaux 1 à 6.

L'étude des variations de la pression interne par rapport à celles de l'anche supérieure permet de proposer une explication pour la plupart des parties du cycle :

- des pics de dépressions qui correspondent aux fermetures successives de l'anche supérieure, fermetures rapprochées puisque l'anche débouche peu et pendant un très court instant à l'extérieur de l'instrument ;
- des chutes ou des augmentations brutales de la dépression liées respectivement aux ouvertures et aux fermetures de l'anche supérieure ;
- des zones de dépression minimale associées aux grandes ouvertures de l'anche supérieure à l'intérieur du canal.

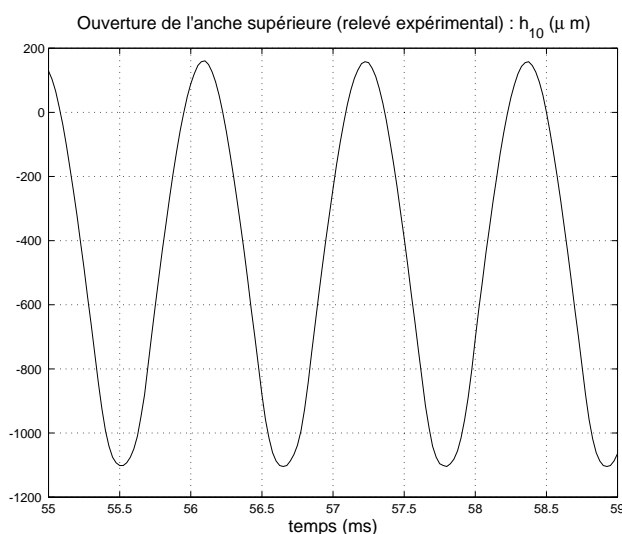


FIG. B.14 – Signal de déplacement de l'anche supérieure ; un *overdraw* sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

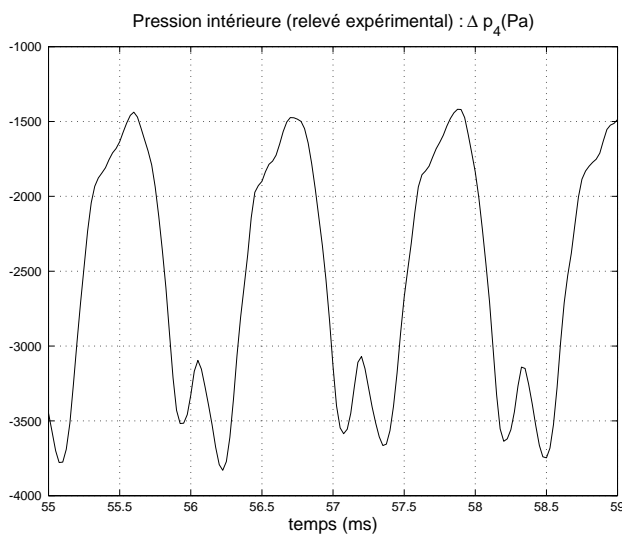


FIG. B.15 – Signal de pression interne ; *overdraw* sur le canal 7 de l'harmonica 7a.

B.2 Cas d'un fonctionnement avec une seule bloquée

B.2.1 Anche inférieure bloquée

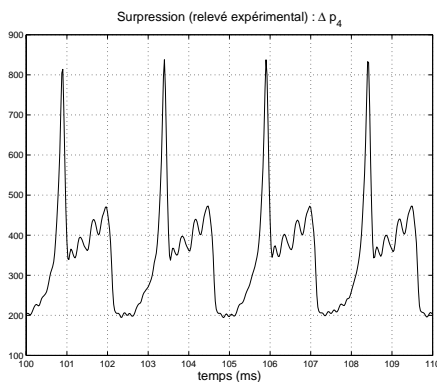


FIG. B.16 – *Signal de pression interne ; soufflé sur le canal 4 de l'harmonica 4ba, anche inférieure bloquée.*

Pour le signal de pression interne (figure B.16) on constate quelques modifications :

- le pic de pression est plus marqué que lorsque les deux anches sont mobiles ;
- dans la bosse de pression, on note la présence de trois autres pics de moindre importance plus marqués que lorsque les deux anches sont mobiles.

L'étude des variations introduites dans le spectre montre un abaissement des fréquences lorsque l'anche inférieure est bloquée, accompagné d'un renforcement de la puissance des harmoniques (jusqu'à +7,5 dB), sauf pour les harmoniques 3 et 5 pour lesquels on observe une baisse très légère (-0,2 dB et -0,1 dB).

B.2.2 Anche supérieure bloquée

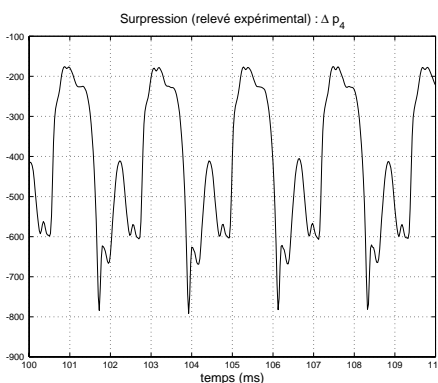


FIG. B.17 – *Signal de pression interne ; aspiré sur le canal 4 de l'harmonica 4ba, anche supérieure bloquée.*

Comme pour le soufflé (anche inférieure bloquée), le pic de dépression maximale est plus saillant dans la forme d'onde (figure B.17) que lorsque les deux anches sont mobiles.

Du point de vue spectral, on note là aussi une diminution sensible des fréquences associée à un renforcement des niveaux des harmoniques par rapport au fondamental (de +4,6 dB à +15,1 dB).

B.3 Exemple de transitoires d'attaque

On donne ici les transitoires d'attaque pour les signaux de déplacement des anches et de pression interne à l'occasion d'un bend soufflé sur le canal 7 (figures B.18) . Afin de mettre en évidence l'allure sinusoïdale des signaux de déplacements et celle du signal de pression interne, on donne aussi un zoom sur les trois signaux (figures B.19).

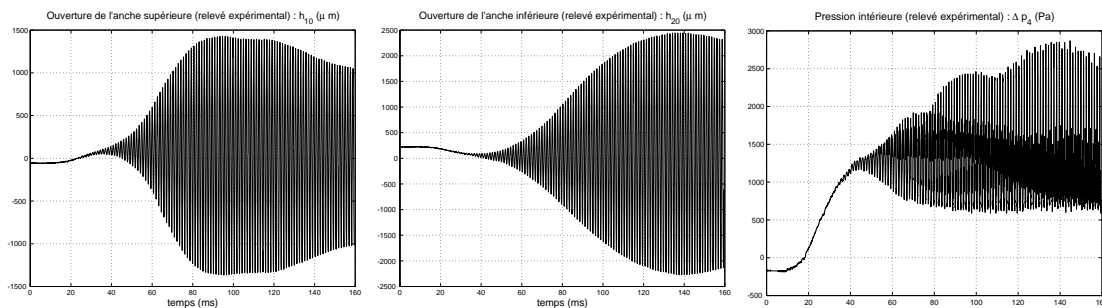


FIG. B.18 – Signaux de déplacement pour les anches (supérieure à gauche, inférieure au centre) et signal de pression (à droite); bend soufflé sur le canal 7.

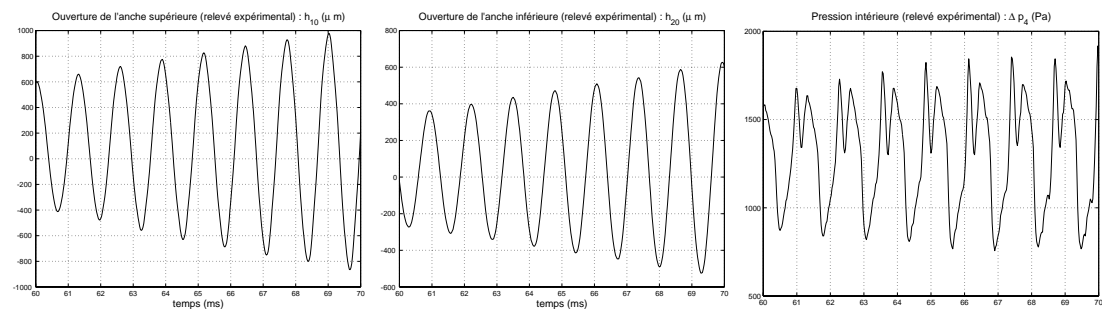


FIG. B.19 – Zooms des signaux de déplacement pour les anches (supérieure à gauche, inférieure au centre) et du signal de pression (à droite); bend soufflé sur le canal 7.

Annexe C

Comparaison entre les notes justes et l'utilisation des voyelles habituelles

Dans cette annexe, on rassemble les signaux de pression des notes dont la hauteur est bien juste, produites par J. Hanriot, et celles que nous avons obtenues en utilisant des voyelles fricatives, à l'aspiration sur le canal 3 d'un harmonica non équipé de jauges (tonalité de G majeur).

On donne pour chacune des notes justes de J. Hanriot le signal de pression enregistré, et quand elles existent le signal de pression associé aux voyelles s'approchant au mieux de la note juste.

Comme indiqué au chapitre 3 de la partie 2, on constate des similitudes importantes entre les notes justes et certaines des voyelles fricatives.

C.1 Note normale aspirée

Dans le cas de la note normale aspirée (note $F^\#$ sur le canal 3), les voyelles donnant un son approchant sont le [i] et le [y].

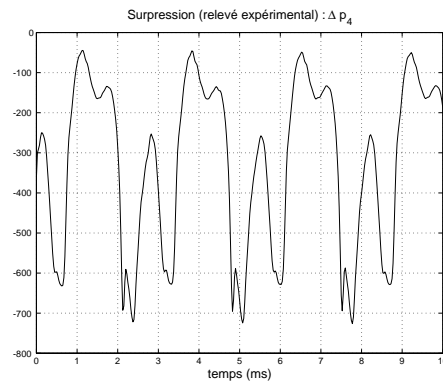


FIG. C.1 – Signal de pression interne pour un $F^\#$ (aspiré), réalisé par J. Hanriot.

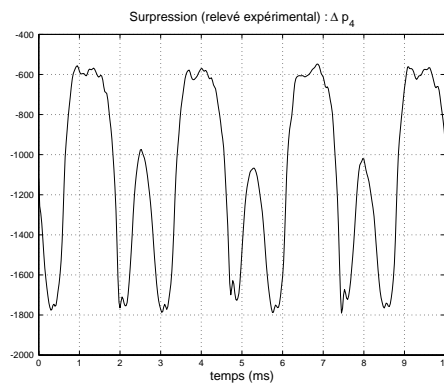


FIG. C.2 – Signal de pression interne pour un [i] aspiré.

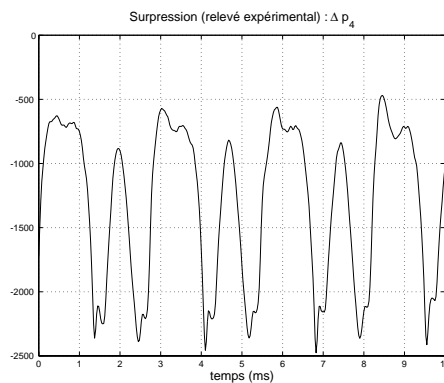


FIG. C.3 – Signal de pression interne pour un [y] aspiré.

C.2 Premier bend

Aucune des quatre voyelles habituelles que nous avons utilisées n'a permis de produire un son voisin du premier bend (F sur le canal 3).

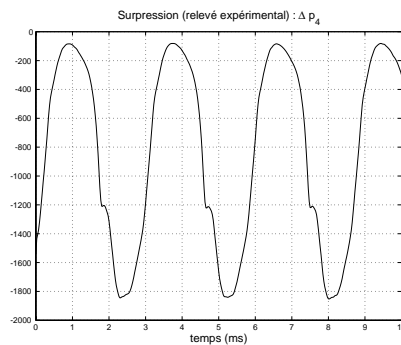


FIG. C.4 – *Signal de pression interne pour un F (bend simple), réalisé par J. Hanriot.*

C.3 Second bend

La voyelle permettant d'approcher le second bend (note E sur le canal 3) est le [u].

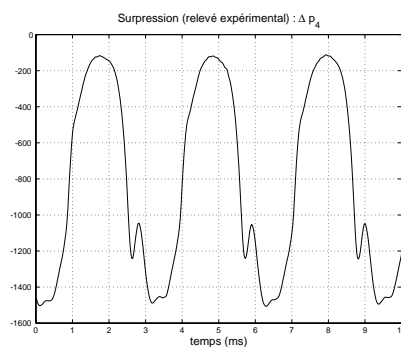


FIG. C.5 – *Signal de pression interne pour un E (bend double), réalisé par J. Hanriot.*

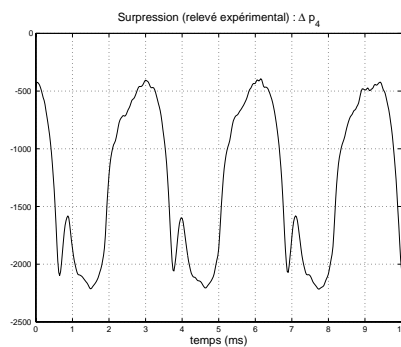


FIG. C.6 – *Signal de pression interne pour un [u] aspiré.*

C.4 Troisième bend

En utilisant un [o], on a réussi à approcher le troisième bend (note E^b sur le canal 3).

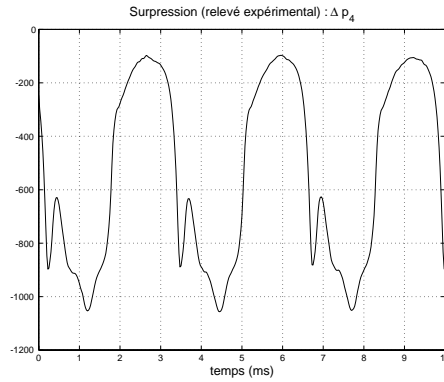


FIG. C.7 – Signal de pression interne pour un E^b (bend triple), réalisé par J. Hanriot.

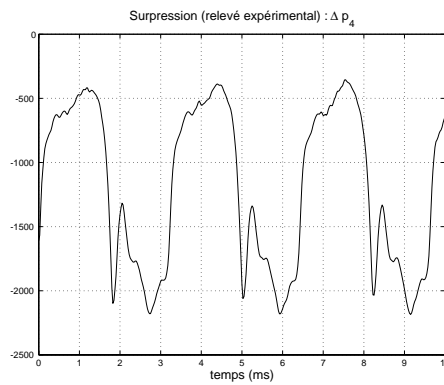


FIG. C.8 – Signal de pression interne pour un [o] aspiré.

Annexe D

Expressions et calcul des équations caractéristiques

Dans cette seconde annexe, on définit les quantités nécessaires au calcul des équations caractéristiques pour la détermination des seuils d'instabilité.

On donne pour chaque cas (soufflé une anche, soufflé deux anches, aspiré une anche et aspiré deux anches) l'expression du déterminant à calculer et des quantités présentes dans ce déterminant, ainsi que la forme du polynôme obtenu et l'expression de ses coefficients.

Ces polynômes ont été déterminés pour moitié grâce à un logiciel de calcul symbolique, MuPad, et pour moitié manuellement (à cause des factorisations des déterminants que MuPad ne pouvait pas faire).

D.1 Déterminants des systèmes linéaires

D.1.1 Quantités utiles

Pour que le calcul, sous MuPad ou à la main, soit plus facile, nous avons introduit des quantités simplificatrices. Ces quantités sont respectivement définies par¹ :

$$\begin{aligned}
 & \bullet a_1 = \rho_0 u_{20} & \bullet b_1 = \rho_0 L_2 \\
 & \bullet a_2 = \rho_0 S_2 & \bullet b_2 = \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} & \bullet c_2 = -\frac{V_3}{c_0^2} & \bullet d_2 = -\rho_0 S_4 \\
 & \bullet a_3 = \rho_0 L_4 \\
 & \bullet a_4 = -\rho_0 S_4 & \bullet b_4 = \Delta \text{Mach}_5 \frac{\Phi_{h0}}{u_{50}^2} - \frac{\Phi_{h0}}{c_0^2} & \bullet c_4 = \frac{\Phi_{h10}}{h_{10}} & \bullet d_4 = \rho_0 S_r & \bullet e_4 = \frac{\Phi_{h20}}{h_{20}} \\
 & \bullet a_5 = S_r & \bullet b_5 = -K_1 & \bullet c_5 = -R_1 & \bullet d_5 = -M_1 \\
 & & \bullet b_6 = -K_2 & \bullet c_6 = -R_2 & \bullet d_6 = -M_2
 \end{aligned}$$

1. Si on se place dans un cas une anche, Φ_{h0} ne tient compte que de l'anche considérée pour le calcul.

$$\text{avec } \Delta\text{Mach}_5 = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta p_{40} > 0 \\ \frac{u_{50}^2}{c_0^2} - 1 & \text{si } \Delta p_{40} < 0 \end{cases}$$

D.1.2 Expressions des déterminants

On posera Δ_{cas} pour désigner le déterminant correspondant au cas étudié. La variable *cas* prend donc une des valeurs suivantes : «1,*souf*», «2,*souf*», «1,*asp*» ou «2,*asp*». On donne les expressions des quatre déterminants associés à chacun des quatre cas.

D.1.2.1 Cas une anche soufflé

$$\Delta_{1,souf} = \begin{vmatrix} a_1 + b_1 j\omega & 1 & 0 & 0 & 0 \\ a_2 & b_2 + c_2 j\omega & d_2 & -b_2 & 0 \\ 0 & -1 & a_3 j\omega & 1 & 0 \\ 0 & 0 & a_4 & b_4 & c_4 + d_4 j\omega \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & b_5 + c_5 j\omega + d_5 (j\omega)^2 \end{vmatrix} \quad (\text{D.1})$$

D.1.2.2 Cas deux anches soufflé

$$\Delta_{1,souf} = \begin{vmatrix} a_1 + b_1 j\omega & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_2 & b_2 + c_2 j\omega & d_2 & -b_2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & a_3 j\omega & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_4 & b_4 & c_4 + d_4 j\omega & e_4 + d_4 j\omega \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & b_5 + c_5 j\omega + d_5 (j\omega)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & 0 & b_6 + c_6 j\omega + d_6 (j\omega)^2 \end{vmatrix} \quad (\text{D.2})$$

D.1.2.3 Cas une anche aspiré

$$\Delta_{1,souf} = \begin{vmatrix} a_1 + b_1 j\omega & -1 & 0 & 0 & 0 \\ a_2 & c_2 j\omega & d_2 & -b_2 & 0 \\ 0 & -1 & a_3 j\omega & 1 & 0 \\ 0 & 0 & a_4 & b_4 & c_4 + d_4 j\omega \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & b_5 + c_5 j\omega + d_5 (j\omega)^2 \end{vmatrix} \quad (\text{D.3})$$

D.1.2.4 Cas deux anches aspiré

$$\Delta_{1,souf} = \begin{vmatrix} a_1 + b_1 j\omega & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ a_2 & c_2 j\omega & d_2 & -b_2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & a_3 j\omega & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_4 & b_4 & c_4 + d_4 j\omega & e_4 + d_4 j\omega \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & b_5 + c_5 j\omega + d_5 (j\omega)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_5 & 0 & b_6 + c_6 j\omega + d_6 (j\omega)^2 \end{vmatrix} \quad (\text{D.4})$$

D.2 Équations caractéristiques

D.2.1 Forme des équations caractéristiques

Pour chacun des cas, l'équation caractéristique, qui permet de trouver les seuils d'instabilité de l'équilibre moyen, correspond à l'annulation du déterminant du système.

Compte tenu de l'allure des déterminants, les équations caractéristiques sont des polynômes en $j\omega$ de degré 5 pour les cas une anche et de degré 7 pour les cas deux anches, dont nous noterons le coefficient associé à $(j\omega)^k$ sous la forme β_k .

Les équations caractéristiques seront alors toutes de la forme :

$$\sum_{k=0}^{5 \text{ ou } 7} \beta_k (j\omega)^k = 0 \quad (\text{D.5})$$

D.2.2 Expressions des coefficients β_k

D.2.2.1 Cas 1 anche soufflé

$$\beta_0 = a_2 a_4 b_5 - a_1 a_5 d_2 c_4 + a_1 b_4 d_2 b_5$$

$$\begin{aligned} \beta_1 = & a_2 a_4 c_5 - a_1 a_4 c_2 b_5 + a_2 a_3 a_5 c_4 - a_2 a_3 b_4 b_5 - a_1 a_5 d_2 d_4 + a_1 b_4 d_2 c_5 \\ & - b_1 a_5 d_2 c_4 + b_1 b_4 d_2 b_5 - a_1 a_3 b_2 a_5 c_4 + a_1 a_3 b_2 b_4 b_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_2 = & a_2 a_4 d_5 - a_1 a_4 c_2 c_5 - b_1 a_4 c_2 b_5 + a_2 a_3 a_5 d_4 - a_2 a_3 b_4 c_5 \\ & + a_1 b_4 d_2 d_5 - b_1 a_5 d_2 d_4 + b_1 b_4 d_2 c_5 - a_1 a_3 b_2 a_5 d_4 + a_1 a_3 b_2 b_4 c_5 \\ & - a_1 a_3 c_2 a_5 c_4 + a_1 a_3 c_2 b_4 b_5 - b_1 a_3 b_2 a_5 c_4 + b_1 a_3 b_2 b_4 b_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & -a_1 a_4 c_2 d_5 - b_1 a_4 c_2 c_5 - a_2 a_3 b_4 d_5 + b_1 b_4 d_2 d_5 + a_1 a_3 b_2 b_4 d_5 - a_1 a_3 c_2 a_5 d_4 \\ & + a_1 a_3 c_2 b_4 c_5 - b_1 a_3 b_2 a_5 d_4 + b_1 a_3 b_2 b_4 c_5 - b_1 a_3 c_2 a_5 c_4 + b_1 a_3 c_2 b_4 b_5 \end{aligned}$$

$$\beta_4 = -b_1 a_4 c_2 d_5 + a_1 a_3 c_2 b_4 d_5 + b_1 a_3 b_2 b_4 d_5 - b_1 a_3 c_2 a_5 d_4 + b_1 a_3 c_2 b_4 c_5$$

$$\beta_5 = b_1 a_3 c_2 b_4 d_5$$

D.2.2.2 Cas 2 anches soufflé

$$\beta_0 = a_2 a_4 b_5 b_6 - a_1 d_2 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4)$$

$$\begin{aligned} \beta_1 = & a_4 (a_2 (b_5 c_6 + b_6 c_5) - a_1 c_2 b_5 b_6) \\ & - a_1 d_2 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & + (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) (a_3 (a_2 - a_1 b_2) - b_1 d_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_2 = & a_4 (a_2 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6) - b_1 c_2 b_5 b_6 - a_1 c_2 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & - a_1 d_2 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & + a_3 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) (-a_1 c_2 - b_1 b_2) \\ & + a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5) (a_3 (a_2 - a_1 b_2) - b_1 d_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & a_4 (a_2 (c_5 d_6 + c_6 d_5) - b_1 c_2 (b_5 c_6 + b_6 c_5) - a_1 c_2 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & - b_1 a_3 c_2 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) \\ & - a_1 d_2 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) \\ & + a_3 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) (-a_1 c_2 - b_1 b_2) \\ & + (a_3 (a_2 - a_1 b_2) - b_1 d_2) a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_4 = & a_1 b_4 d_2 d_5 d_6 - b_1 a_3 c_2 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & + a_4 (a_2 d_5 d_6 - a_1 c_2 (c_5 d_6 + c_6 d_5) - b_1 c_2 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & + (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) (a_3 (a_2 - a_1 b_2) - b_1 d_2) \\ & + a_3 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) (-a_1 c_2 - b_1 b_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_5 = & a_4 (-a_1 c_2 d_5 d_6 - b_1 c_2 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) \\ & - b_1 a_3 c_2 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & - b_4 d_5 d_6 (a_3 (a_2 - a_1 b_2) - b_1 d_2) + a_3 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) (-a_1 c_2 - b_1 b_2) \end{aligned}$$

$$\beta_6 = -b_1 a_4 c_2 d_5 d_6 - b_1 a_3 c_2 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) - a_3 b_4 d_5 d_6 (-a_1 c_2 - b_1 b_2)$$

$$\beta_7 = b_1 a_3 c_2 b_4 d_5 d_6$$

D.2.2.3 Cas 1 anche aspiré

$$\beta_0 = a_1 b_2 a_4 b_5 - a_2 a_4 b_5 + a_1 b_4 d_2 b_5 - a_1 a_5 d_2 c_4$$

$$\begin{aligned} \beta_1 = & -a_2 a_4 c_5 + a_1 b_2 a_4 c_5 - a_1 a_4 c_2 b_5 + b_1 b_2 a_4 b_5 - a_2 a_3 a_5 c_4 + a_2 a_3 b_4 b_5 \\ & - a_1 a_5 d_2 d_4 + a_1 b_4 d_2 c_5 - b_1 a_5 d_2 c_4 + b_1 b_4 d_2 b_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_2 = & -a_2 a_4 d_5 + a_1 b_2 a_4 d_5 - a_1 a_4 c_2 c_5 + b_1 b_2 a_4 c_5 - b_1 a_4 c_2 b_5 - a_2 a_3 a_5 d_4 \\ & + a_2 a_3 b_4 c_5 + a_1 b_4 d_2 d_5 - b_1 a_5 d_2 d_4 + b_1 b_4 d_2 c_5 - a_1 a_3 c_2 a_5 c_4 + a_1 a_3 c_2 b_4 b_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & -a_1 a_4 c_2 d_5 + b_1 b_2 a_4 d_5 - b_1 a_4 c_2 c_5 + a_2 a_3 b_4 d_5 + b_1 b_4 d_2 d_5 \\ & - a_1 a_3 c_2 a_5 d_4 + a_1 a_3 c_2 b_4 c_5 - b_1 a_3 c_2 a_5 c_4 + b_1 a_3 c_2 b_4 b_5 \end{aligned}$$

$$\beta_4 = -b_1 a_4 c_2 d_5 + a_1 a_3 c_2 b_4 d_5 - b_1 a_3 c_2 a_5 d_4 + b_1 a_3 c_2 b_4 c_5$$

$$\beta_5 = b_1 a_3 c_2 b_4 d_5$$

D.2.2.4 Cas 2 anches aspiré

$$\beta_0 = a_4 b_5 b_6 (a_1 b_2 - a_2) - a_1 d_2 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4)$$

$$\begin{aligned} \beta_1 = & a_4 (b_5 b_6 (b_1 b_2 - a_1 c_2) + (b_5 c_6 + b_6 c_5) (a_1 b_2 - a_2)) \\ & - a_1 d_2 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & + (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) (-a_2 a_3 - b_1 d_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_2 = & (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) (-a_2 a_3 - b_1 d_2) \\ & - a_1 a_3 c_2 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) \\ & - a_1 d_2 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & + a_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5) (b_1 b_2 - a_1 c_2) - b_1 c_2 b_5 b_6 + (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6) (a_1 b_2 - a_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) (-a_2 a_3 - b_1 d_2) \\ & - b_1 a_3 c_2 (a_5 c_4 b_6 - b_4 b_5 b_6 + a_5 b_5 e_4) - a_1 d_2 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) \\ & - a_1 a_3 c_2 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & + a_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5) (a_1 b_2 - a_2) - b_1 c_2 (b_5 c_6 + b_6 c_5) + (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6) (b_1 b_2 - a_1 c_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_4 = & a_1 b_4 d_2 d_5 d_6 - b_1 a_3 c_2 (a_5 (b_5 d_4 + c_5 e_4) + a_5 (c_4 c_6 + b_6 d_4) - b_4 (b_5 c_6 + b_6 c_5)) \\ & - a_1 a_3 c_2 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & + (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) (-a_2 a_3 - b_1 d_2) \\ & + a_4 d_5 d_6 (a_1 b_2 - a_2) - b_1 c_2 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6) + (c_5 d_6 + c_6 d_5) (b_1 b_2 - a_1 c_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_5 = & a_4 (d_5 d_6 (b_1 b_2 - a_1 c_2) - b_1 c_2 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) - a_1 a_3 c_2 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5)) \\ & - b_1 a_3 c_2 (a_5 (c_5 d_4 + d_5 e_4) + a_5 (c_4 d_6 + d_4 c_6) - b_4 (b_5 d_6 + b_6 d_5 + c_5 c_6)) \\ & - b_4 d_5 d_6 (-a_2 a_3 - b_1 d_2) \end{aligned}$$

$$\beta_6 = a_1 a_3 c_2 b_4 d_5 d_6 - b_1 a_4 c_2 d_5 d_6 - b_1 a_3 c_2 (a_5 d_4 d_5 + a_5 d_4 d_6 - b_4 (c_5 d_6 + c_6 d_5))$$

$$\beta_7 = b_1 a_3 c_2 b_4 d_5 d_6$$

Annexe E

Sensibilité du modèle aux différents paramètres

Dans cette annexe, on rassemble les tableaux de résultats des études de sensibilité du modèle aux différents paramètres, études effectuées pour le canal 4. L'analyse de ces résultats figure dans le troisième chapitre de la partie 4.

Dans le premier paragraphe, on donne les résultats pour la configuration adoptée comme référence lorsque x varie.

Dans le second paragraphe, on observe les influences des autres paramètres sur les instabilités en partant de la configuration de référence et en se limitant au cas $x = 12$ cm pour la position de la constriction.

Dans ces deux paragraphes, les nombres de Strouhal St_{51} et St_{52} sont respectivement définis par :

- $St_{51} = \frac{2\pi F_s |h_{10}|}{|u_{50}|}$;
- $St_{52} = \frac{2\pi F_s |h_{20}|}{|u_{50}|}$.

E.1 Configuration de référence et influence de x

E.1.0.5 Configuration de référence

On adopte comme configuration de référence, dans le cadre de l'étude du canal 4, les valeurs de paramètres suivantes :

- $S_2 = 0,3 \text{ cm}^2$ (section de la constriction palatale) ;
- $h_{100} = -528 \text{ } \mu\text{m}$ (offset de l'anche supérieure) ;
- $h_{200} = 292,6 \text{ } \mu\text{m}$ (offset de l'anche inférieure) ;
- $L_4 = 3,15 \text{ cm}$ (canal lippal de 1 cm associé au canal 4 de l'harmonica).

E.1.1 Soufflé sur le canal 4

x (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	150	397.4	221.3	-506.9	326.2	0.022	0.026	0.047	0.080	0.052
.5	120	398.8	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
1	120	398.7	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
1.5	120	398.6	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
2	120	398.7	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
2.5	120	398.7	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
3	120	398.7	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
3.5	120	398.7	197.3	-511.2	319.5	0.019	0.023	0.042	0.091	0.057
4	110	399.1	188.8	-512.6	317.2	0.019	0.022	0.040	0.095	0.059
4.5	110	399.2	188.8	-512.6	317.2	0.019	0.022	0.040	0.095	0.059
5	110	399.2	188.8	-512.6	317.2	0.019	0.022	0.040	0.095	0.059
5.5	110	399.2	188.8	-512.6	317.2	0.019	0.022	0.040	0.095	0.059
6	100	399.7	179.8	-514.0	315.0	0.018	0.021	0.038	0.100	0.061
6.5	100	399.8	179.8	-514.0	315.0	0.018	0.021	0.038	0.100	0.061
7	90	400.2	170.4	-515.4	312.7	0.017	0.020	0.036	0.106	0.064
7.5	80	400.8	160.5	-516.8	310.5	0.016	0.019	0.034	0.113	0.068
8	80	401.0	160.5	-516.8	310.5	0.016	0.019	0.034	0.113	0.068
8.5	60	402.1	138.7	-519.6	306.0	0.014	0.016	0.029	0.131	0.077
9	50	403.3	126.5	-521.0	303.8	0.012	0.015	0.027	0.145	0.084
11.5	1620	373.5	834.4	-300.6	655.2	0.082	0.098	0.153	0.014	0.030
12	590	384.9	458.2	-445.2	424.7	0.045	0.054	0.092	0.034	0.033
12.5	400	389.0	370.4	-471.9	382.1	0.036	0.044	0.076	0.045	0.036
13	340	390.7	339.5	-480.3	368.7	0.033	0.040	0.070	0.050	0.038
13.5	290	392.2	312.0	-487.3	357.5	0.031	0.037	0.065	0.055	0.040
14	240	393.9	282.5	-494.3	346.3	0.028	0.033	0.059	0.061	0.043
14.5	190	395.7	250.1	-501.3	335.1	0.025	0.029	0.052	0.070	0.047
15	150	397.4	221.3	-506.9	326.2	0.022	0.026	0.047	0.080	0.052

E.1.2 Overblow sur le canal 4

x (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
10.5	70	474.8	150.0	-518.2	308.3	0.015	0.018	0.032	0.143	0.085
11	190	488.2	250.1	-501.3	335.1	0.025	0.029	0.052	0.086	0.058
11.5	770	529.9	532.5	-419.9	464.9	0.052	0.063	0.105	0.039	0.043
12	3770	766.8	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
15	13760	805.2	12150.4	1403.4	3372.5	1.191	1.429	0.445	0.047	0.113

E.1.3 Aspiré sur le canal 4

x (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	-100	454.9	-176.2	-542.0	270.2	0.017	0.021	0.038	0.120	0.060
.5	-100	454.9	-176.2	-542.0	270.2	0.017	0.021	0.038	0.120	0.060
1	-90	456.4	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
1.5	-90	456.4	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
2	-90	456.5	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
2.5	-90	456.5	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
3	-90	456.5	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
3.5	-90	456.5	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
4	-90	456.5	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
4.5	-90	456.6	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
5	-90	456.6	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
5.5	-90	456.6	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
6	-90	456.7	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
6.5	-90	456.7	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
7	-90	456.7	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
7.5	-90	456.8	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
8	-90	456.9	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
8.5	-80	458.3	-157.9	-539.2	274.7	0.015	0.019	0.034	0.134	0.068
9	-80	458.4	-157.9	-539.2	274.7	0.015	0.019	0.034	0.134	0.069
9.5	-80	458.5	-157.9	-539.2	274.7	0.015	0.019	0.034	0.135	0.069
10	-80	458.7	-157.9	-539.2	274.7	0.015	0.019	0.034	0.135	0.069
10.5	-70	460.1	-147.8	-537.8	276.9	0.014	0.017	0.032	0.144	0.074
11	-70	460.6	-147.8	-537.8	276.9	0.014	0.017	0.032	0.144	0.074
11.5	-60	462.6	-137.0	-536.4	279.2	0.013	0.016	0.029	0.156	0.081
12	-50	466.4	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.172	0.090
12.5	-50	407.8	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.150	0.079
13	-160	407.3	-221.5	-550.5	256.8	0.022	0.026	0.048	0.086	0.040
13.5	-60	464.3	-137.0	-536.4	279.2	0.013	0.016	0.029	0.156	0.081
14	-70	460.7	-147.8	-537.8	276.9	0.014	0.017	0.032	0.144	0.074
14.5	-90	457.1	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064
15	-100	454.9	-176.2	-542.0	270.2	0.017	0.021	0.038	0.120	0.060

E.1.4 Overdraw sur le canal 4

x (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
12.5	-1310	511.2	-559.3	-711.9	-0.6	0.055	0.066	0.137	0.049	0.000
13	-1310	499.4	-559.3	-711.9	-0.6	0.055	0.066	0.137	0.048	0.000

E.2 Influence des autres paramètres

E.2.1 Soufflé sur le canal 4

E.2.1.1 Influence de S_2

S_2 (cm ²)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0.3	590	384.9	458.2	-445.2	424.7	0.045	0.054	0.092	0.034	0.033
0.4	400	389.0	370.4	-471.9	382.1	0.027	0.044	0.076	0.045	0.036
0.5	320	391.2	328.7	-483.1	364.2	0.019	0.039	0.068	0.051	0.039
0.6	280	392.4	306.3	-488.7	355.3	0.015	0.036	0.064	0.056	0.041
0.7	260	393.1	294.6	-491.5	350.8	0.012	0.035	0.061	0.058	0.042
0.8	240	393.7	282.5	-494.3	346.3	0.010	0.033	0.059	0.061	0.043
0.9	230	394.1	276.2	-495.7	344.1	0.009	0.032	0.058	0.063	0.044
1.0	220	394.5	269.9	-497.1	341.8	0.008	0.032	0.056	0.064	0.044

E.2.1.2 Influence de h_{100}

h_{100} (μm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
-50	190	387.7	107.2	-23.3	335.1	0.011	0.013	0.052	0.003	0.046
-100	230	387.1	135.5	-67.7	344.1	0.013	0.016	0.058	0.008	0.043
-150	270	386.6	165.8	-112.1	353.0	0.016	0.020	0.062	0.013	0.040
-200	300	386.7	194.5	-157.9	359.7	0.019	0.023	0.066	0.017	0.039
-250	340	386.3	228.3	-202.3	368.7	0.022	0.027	0.070	0.021	0.038
-300	380	386.1	264.0	-246.7	377.7	0.026	0.031	0.074	0.024	0.036
-350	430	385.6	305.1	-289.6	388.8	0.030	0.036	0.079	0.026	0.035
-400	470	385.5	344.1	-334.0	397.8	0.034	0.040	0.082	0.029	0.034
-450	510	385.4	384.6	-378.4	406.8	0.038	0.045	0.086	0.031	0.034
-500	560	385.1	430.8	-421.4	417.9	0.042	0.051	0.090	0.033	0.033
-528	590	384.9	458.2	-445.2	424.7	0.045	0.054	0.092	0.034	0.033
-550	610	384.8	478.6	-464.4	429.1	0.047	0.056	0.094	0.035	0.033
-600	660	384.6	528.0	-507.4	440.3	0.052	0.062	0.098	0.037	0.032

E.2.1.3 Influence de h_{200}

h_{200} (μm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	330	386.4	218.9	-481.7	73.9	0.021	0.026	0.069	0.050	0.008
50	370	386.1	254.0	-476.1	132.8	0.025	0.030	0.073	0.047	0.013
100	410	385.9	290.8	-470.5	191.8	0.029	0.034	0.077	0.044	0.018
150	460	385.5	333.2	-463.4	253.0	0.033	0.039	0.081	0.041	0.022
200	500	385.4	373.3	-457.8	311.9	0.037	0.044	0.085	0.038	0.026
250	550	385.1	419.1	-450.8	373.1	0.041	0.049	0.089	0.036	0.030
293	590	384.9	458.2	-445.2	424.7	0.045	0.054	0.092	0.034	0.033
300	600	384.8	466.5	-443.8	434.3	0.046	0.055	0.093	0.034	0.033
350	650	384.6	515.5	-436.8	495.5	0.051	0.061	0.097	0.032	0.036
400	700	384.4	566.0	-429.7	556.7	0.055	0.067	0.100	0.030	0.039
450	750	384.2	618.1	-422.7	617.9	0.061	0.073	0.104	0.029	0.042
500	810	383.9	676.3	-414.3	681.3	0.066	0.080	0.108	0.027	0.045
550	870	383.7	736.1	-405.9	744.7	0.072	0.087	0.112	0.026	0.047
600	930	383.4	797.4	-397.5	808.2	0.078	0.094	0.116	0.024	0.049

E.2.1.4 Influence de L_4

L_4 (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
2.15	500	386.8	418.2	-457.8	404.5	0.041	0.049	0.085	0.039	0.034
2.65	540	385.9	436.3	-452.2	413.5	0.043	0.051	0.088	0.037	0.033
3.15	590	384.9	458.2	-445.2	424.7	0.045	0.054	0.092	0.034	0.033
3.65	640	383.9	479.6	-438.2	435.8	0.047	0.056	0.096	0.032	0.032
4.15	690	383.0	500.3	-431.2	447.0	0.049	0.059	0.100	0.031	0.032
4.65	640	383.9	479.6	-438.2	435.8	0.047	0.056	0.096	0.032	0.032
5.15	690	383.0	500.3	-431.2	447.0	0.049	0.059	0.100	0.031	0.032
5.65	740	382.2	520.6	-424.1	458.2	0.051	0.061	0.103	0.029	0.031
6.15	800	381.2	544.4	-415.7	471.7	0.053	0.064	0.107	0.027	0.031

E.2.2 Overblow sur le canal 4

E.2.2.1 Influence de S_2

S_2 (cm ²)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μ m)	h_{20} (μ m)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0.1	640	522.2	479.6	-438.2	435.8	0.141	0.056	0.096	0.044	0.044
0.2	2250	595.1	1037.4	-212.2	796.2	0.153	0.122	0.180	0.013	0.049
0.3	3770	766.8	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
0.4	3770	803.9	1514.9	1.2	1136.4	0.111	0.178	0.233	0.000	0.072
0.5	11140	765.3	8748.4	1035.6	2786.0	0.515	1.029	0.401	0.037	0.098
0.6	14100	769.3	12618.5	1451.1	3448.6	0.619	1.485	0.451	0.046	0.109
0.8	13260	1321.4	11472.9	1333.2	3260.5	0.422	1.350	0.437	0.074	0.182
0.9	11630	1385.4	9356.1	1104.4	2895.7	0.306	1.101	0.409	0.069	0.181
1.0	10410	1440.5	7868.6	933.2	2622.6	0.231	0.926	0.387	0.064	0.180

E.2.2.2 Influence de h_{100}

h_{100} (μ m)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μ m)	h_{20} (μ m)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	2350	695.2	1207.5	329.8	818.6	0.118	0.142	0.184	0.023	0.057
-50	1950	697.1	912.5	223.7	729.1	0.089	0.107	0.168	0.017	0.056
-100	1510	698.0	625.8	111.9	630.6	0.061	0.074	0.148	0.010	0.055
-150	1080	698.3	382.0	1.6	534.3	0.037	0.045	0.125	0.000	0.055
-200	1430	719.6	503.1	0.7	612.7	0.049	0.059	0.144	0.000	0.057
-250	1790	733.7	637.3	1.2	693.3	0.062	0.075	0.161	0.000	0.059
-300	2140	743.7	774.5	0.4	771.6	0.076	0.091	0.176	0.000	0.060
-350	2500	751.2	925.1	0.9	852.2	0.091	0.109	0.190	0.000	0.062
-400	2850	757.0	1077.4	0.0	930.5	0.106	0.127	0.203	0.000	0.064
-450	3210	761.5	1243.1	0.6	1011.1	0.122	0.146	0.215	0.000	0.066
-500	3570	765.1	1416.1	1.1	1091.7	0.139	0.167	0.227	0.000	0.068
-550	3920	768.0	1589.1	0.2	1170.0	0.156	0.187	0.238	0.000	0.070
-600	4280	770.1	1775.5	0.7	1250.6	0.174	0.209	0.248	0.000	0.072

E.2.2.3 Influence de h_{200}

h_{200} (μm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	3770	800.0	1125.3	1.2	843.8	0.110	0.132	0.233	0.000	0.054
50	3770	794.4	1191.9	1.2	893.8	0.117	0.140	0.233	0.000	0.056
100	3770	788.8	1258.4	1.2	943.8	0.123	0.148	0.233	0.000	0.059
150	3770	783.2	1325.0	1.2	993.8	0.130	0.156	0.233	0.000	0.062
200	3770	777.5	1391.6	1.2	1043.8	0.136	0.164	0.233	0.000	0.064
250	3770	771.7	1458.2	1.2	1093.8	0.143	0.172	0.233	0.000	0.067
300	3770	765.9	1524.8	1.2	1143.8	0.149	0.179	0.233	0.000	0.069
350	3770	760.1	1591.4	1.2	1193.8	0.156	0.187	0.233	0.000	0.072
400	3770	754.2	1657.9	1.2	1243.8	0.163	0.195	0.233	0.000	0.074
450	3770	748.3	1724.5	1.2	1293.8	0.169	0.203	0.233	0.000	0.077
500	3770	742.5	1791.1	1.2	1343.8	0.176	0.211	0.233	0.000	0.079
550	3770	736.6	1857.7	1.2	1393.8	0.182	0.219	0.233	0.000	0.081
600	3770	730.8	1924.3	1.2	1443.8	0.189	0.226	0.233	0.000	0.084

E.2.2.4 Influence de L_4

L_4 (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
2.15	3770	773.2	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.070
2.65	3770	769.9	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
3.15	3770	766.8	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
3.65	3770	763.9	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
4.15	3770	761.2	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.069
4.65	3770	758.6	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.068
5.15	3770	756.2	1514.9	1.2	1136.4	0.149	0.178	0.233	0.000	0.068

E.2.3 Aspiré sur le canal 4

E.2.3.1 Influence de S_2

S_2 (cm ²)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μ m)	h_{20} (μ m)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0.1	-80	411.0	-157.9	-539.2	274.7	0.046	0.019	0.034	0.121	0.061
0.2	-50	407.5	-125.2	-535.0	281.4	0.018	0.015	0.027	0.150	0.079
0.3	-50	466.4	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.172	0.090
0.4	-50	463.9	-125.2	-535.0	281.4	0.009	0.015	0.027	0.171	0.090
0.5	-60	462.1	-137.0	-536.4	279.2	0.008	0.016	0.029	0.156	0.081
0.6	-70	460.6	-147.8	-537.8	276.9	0.007	0.017	0.032	0.144	0.074
0.7	-70	460.2	-147.8	-537.8	276.9	0.006	0.017	0.032	0.144	0.074
0.8	-80	458.8	-157.9	-539.2	274.7	0.006	0.019	0.034	0.135	0.069
0.9	-80	458.6	-157.9	-539.2	274.7	0.005	0.019	0.034	0.135	0.069
1.0	-80	458.5	-157.9	-539.2	274.7	0.005	0.019	0.034	0.135	0.069

E.2.3.2 Influence de h_{100}

h_{100} (μ m)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μ m)	h_{20} (μ m)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0	-30	467.3	-34.5	-4.2	285.9	0.003	0.004	0.021	0.002	0.119
-50	-30	467.2	-40.4	-54.2	285.9	0.004	0.005	0.021	0.023	0.119
-100	-30	467.1	-46.3	-104.2	285.9	0.005	0.005	0.021	0.043	0.119
-150	-30	467.0	-52.3	-154.2	285.9	0.005	0.006	0.021	0.064	0.119
-200	-40	466.8	-67.1	-205.6	283.6	0.007	0.008	0.024	0.074	0.102
-250	-40	466.8	-74.0	-255.6	283.6	0.007	0.009	0.024	0.092	0.102
-300	-40	466.7	-80.8	-305.6	283.6	0.008	0.010	0.024	0.110	0.102
-350	-40	466.7	-87.7	-355.6	283.6	0.009	0.010	0.024	0.128	0.102
-400	-50	466.5	-105.6	-407.0	281.4	0.010	0.012	0.027	0.131	0.090
-450	-50	466.5	-113.2	-457.0	281.4	0.011	0.013	0.027	0.147	0.090
-500	-50	466.4	-120.9	-507.0	281.4	0.012	0.014	0.027	0.163	0.090
-528	-50	466.4	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.172	0.090
-550	-50	466.4	-128.6	-557.0	281.4	0.013	0.015	0.027	0.179	0.090
-600	-60	466.2	-149.1	-608.4	279.2	0.015	0.018	0.029	0.178	0.082

E.2.3.3 Influence de h_{200}

h_{200} (μm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
50	-40	466.8	-78.8	-533.6	41.0	0.008	0.009	0.024	0.192	0.015
100	-40	466.7	-85.7	-533.6	91.0	0.008	0.010	0.024	0.192	0.033
150	-40	466.7	-92.5	-533.6	141.0	0.009	0.011	0.024	0.192	0.051
200	-50	466.5	-111.0	-535.0	188.8	0.011	0.013	0.027	0.172	0.061
250	-50	466.4	-118.7	-535.0	238.8	0.012	0.014	0.027	0.172	0.077
293	-50	466.4	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.172	0.090
300	-50	466.4	-126.3	-535.0	288.8	0.012	0.015	0.027	0.172	0.093
350	-60	466.2	-146.7	-536.4	336.6	0.014	0.017	0.029	0.157	0.099
400	-60	466.2	-155.1	-536.4	386.6	0.015	0.018	0.029	0.157	0.113
450	-60	466.2	-163.5	-536.4	436.6	0.016	0.019	0.029	0.157	0.128
500	-70	466.0	-185.5	-537.8	484.3	0.018	0.022	0.032	0.146	0.131
550	-70	466.0	-194.6	-537.8	534.3	0.019	0.023	0.032	0.146	0.145
600	-70	466.0	-203.6	-537.8	584.3	0.020	0.024	0.032	0.146	0.158

E.2.3.4 Influence de L_4

L_4 (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
2.15	-50	407.5	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.150	0.079
2.65	-50	406.2	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.150	0.079
3.15	-50	466.4	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.172	0.090
3.65	-50	463.9	-125.2	-535.0	281.4	0.012	0.015	0.027	0.171	0.090
4.15	-70	460.9	-147.8	-537.8	276.9	0.014	0.017	0.032	0.144	0.074
4.65	-80	458.9	-157.9	-539.2	274.7	0.015	0.019	0.034	0.135	0.069
5.15	-90	457.0	-167.3	-540.6	272.5	0.016	0.020	0.036	0.127	0.064

E.2.4 Overdraw sur le canal 4**E.2.4.1 Influence de S_2**

S_2 (cm^2)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
0.1	-920	404.9	-489.3	-657.1	86.7	0.144	0.058	0.115	0.043	0.006
0.1	-1310	536.3	-559.3	-711.9	-0.6	0.165	0.066	0.137	0.051	0.000
0.2	-1310	494.8	-559.3	-711.9	-0.6	0.082	0.066	0.137	0.047	0.000

E.2.4.2 Influence de h_{100}

Pas d'instabilité d'équilibre pour $x = 12$ cm

E.2.4.3 Influence de h_{200}

h_{200} (μm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
550	-9780	626.9	-7592.4	-1900.7	-1639.0	0.744	0.893	0.376	0.059	0.051
550	-9920	628.4	-7648.6	-1920.4	-1620.4	0.750	0.900	0.378	0.059	0.050

E.2.4.4 Influence de L_4

x (cm)	D_{ps} (Pa)	F_s (Hz)	Φ_{h0} (ml)	h_{10} (μm)	h_{20} (μm)	Mach ₂	Mach ₄	Mach ₅	St_{51}	St_{52}
2.1	-1230	405.0	-546.1	-700.6	17.3	0.054	0.064	0.133	0.039	0.001
2.1	-1310	491.4	-559.3	-711.9	-0.6	0.055	0.066	0.137	0.047	0.000

Bibliographie

- [1] von HELMHOLTZ, H. *Théorie physiologique de la musique*. Paris : Jacques Gabay, 1990.
- [2] von HELMHOLTZ, H. *On The Sensations Of Tone: The theory of pipes (App. vii)*. 2d English edition. New York : Dover Publications, 1954.
- [3] BOUASSE, H. *Instruments à vents, Tome 1 : Anches métalliques et membraneuses, tuyaux à anche et à bouche - orgue, instruments à embouchure de cor*. Paris : Librairie Scientifique et Technique, 1986.
- [4] ROCARD, Y. Les phénomènes d'auto-oscillation dans les installations hydrauliques. *Actualités Scientifiques et Industrielles*. Paris : Herman et Cie, 1937.
- [5] GILBERT, J. (1991) *Étude des instruments à anche simple : extension de la méthode d'équilibrage harmonique, rôle de l'inharmonicité des résonances, mesure des grandeurs d'entrée* (Doctorat - Université du Maine).
- [6] GAZENGEL, B. (1994) *Caractérisation objective de la qualité de justesse, de timbre et d'émission des instruments à anche simple* (Doctorat - Université du Maine).
- [7] GRAND, N. (1994) *Étude du seuil d'oscillations des systèmes acoustiques non-linéaires de type instrument à vent* (Doctorat - Université Paris 7).
- [8] KERGOMARD, J. Elementary considerations on reed-instrument oscillations. edited by A. Hirschberg / J. Kergomard/ G. Weinreich, *Mechanics of musical instruments, CISM Courses and Lectures*. Wien-New York : Springer-Verlag, 1995, vol. 335, p. 229–290.
- [9] FLETCHER, NH. and ROSSING, TD. *The Physics of Musical Instruments*. New-York : Springer-Verlag, 1991.
- [10] BACKUS, J. Small-vibration theory of the clarinet. *J. Acoust. Soc. Am.* 1963, vol. 35, no. 3, p. 305–313.
- [11] BENADE, AH. and GANS, DJ. Sound production in wind instruments. *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 1968, vol. 155, p. 247–263.
- [12] WILSON, TA. and BEAVERS GS. Operating modes of the clarinet. *J. Acoust. Soc. Am.* 1974, vol. 56, no. 2, p. 653–658.
- [13] FLETCHER, NH. Excitation mechanisms in woodwind and brass instruments. *Acustica*. 1979, vol. 43, p. 63–72.
- [14] FLETCHER, NH., SILK, RK. and DOUGLAS, LM. Acoustic admittance of air-driven reed generators. *Acustica*. 1982, vol. 50, p. 155–159.
- [15] FLETCHER, NH. Air flow and sound generation in musical wind instruments. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1979, vol. 11, p. 123–146.
- [16] SANEYOSHI, J., TERAMURA, H. and YOSHIKAWA, S. Feedback oscillations in reed woodwind and brasswind instruments. *Acustica*. 1987, vol. 62, no. 3, p. 194–210.
- [17] HIRSCHBERG, A. *et al.* A quasi-stationary model of air flow in the reed channel of single-reed woodwind instruments. *Acustica*. 1990, vol. 70, p. 146–154.

- [18] CHANG, YM. Reed stability. *Journal of Fluids and Structures*. 1994, vol. 8, p. 771–783.
- [19] HIRSCHBERG, A. Wind instruments (chapter from c.i.s.m. course: Mechanics of musical instruments). Eindhoven: Eindhoven University of Technology, 1994. Vakgroep Transportfysica Report R-1290-D.
- [20] ST HILAIRE, AO., WILSON, TA. and BEAVERS, GS. Aerodynamic excitation of the harmonium reed. *J. Fluid Mech.* 1971, vol. 49, p. 803–818.
- [21] JOHNSTON, R. Pitch control in harmonica playing. *Acoustics Australia*. 1987, vol. 15, no. 3, p. 69–75.
- [22] CUESTA, C. and VALETTE, C. Auto-oscillation d'une anche en mécanisme I ou II: glissando et note overblown dans l'harmonica diatonique. *Actes du 11ème Congrès Français de Mécanique*. Lille: Société Française de Mécanique, 1993, p. 133–136.
- [23] CUESTA, C. and VALETTE, C. Playing chromatically on a diatonic harmonica: An investigation of the mechanisms. *Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics*. Dourdan: Société Française d'Acoustique, 1995, p. 107–113.
- [24] KOOPMAN, PD. and COTTINGHAM, JP. Acoustical properties of free reeds. *Reed Organ Society Bulletin*. 1997, vol. 15, no. 3, p. 17–23.
- [25] BAHNSON, HT., ANTAKI, JF. and BEERY, QC. Acoustical and physical dynamics of the diatonic harmonica. *J. Acoust. Soc. Am.* 1998, vol. 103, no.4, p. 2134–2144.
- [26] COTTINGHAM, JP., REED, CH. and BUSH, M. Variation of frequency with blowing pressure for an air-driven free reed. to be edited. *Proceeding of the Joint Meeting ASA/EAA/DEGA*, Berlin: DEGA, 1999.
- [27] SINGHAL, VK. (1976) *Acoustics of ducts with flow and its relation to acoustically induced valve-pipe instabilities* (PhD Thesis - Massachusetts Institute of Technology).
- [28] DEBOST, S. (1993) *Aérodynamique de l'anche d'harmonica* (DEA d'Acoustique du Mans - Laboratoire d'Acoustique Musicale).
- [29] GOY, E. (1994) *Mécanismes d'auto-oscillation des valves, aérodynamique: application à l'harmonica diatonique* (DEA de Mécanique de l'UTC - Laboratoire d'Acoustique Musicale).
- [30] MILLOT, L. (1995) *Auto-oscillation des valves: rôle de la cavité buccale* (DEA ATIAM, Laboratoire d'Acoustique Musicale).
- [31] RAISNER, A. *Le livre de l'harmonica*. Paris: Presses du Temps Présent, 1961.
- [32] Harp-L. forum de discussion consacré à l'harmonica. <http://www.garply.com/harp-l/>, 1999.
- [33] *Experiment with new tunings!* (notice technique fournie avec les harmonicas). Lee Oskar Enterprises Inc., 1994.
- [34] RAZAFINDRAKOTO, J. (1997) *La valiha de Madagascar: tradition et modernité en Imerna de 1820 à 1995* (Doctorat de Musicologie - Paris IV-La Sorbonne).
- [35] MILLOT, L., CUESTA C. and VALETTE, C. Rôle de la cavité buccale dans le fonctionnement de l'harmonica diatonique. *Proceedings of the 4th French Congress on Acoustics*. Marseille: Société Française d'Acoustique, 1997, vol. 1, p. 637–640.
- [36] HANRIOT, J. Overblows, *France Harmonica*. 1994, vol. 11.
- [37] CUESTA, C. (1990) *Corde vibrante isolée mécaniquement, amortissements, non-linéarités; application au clavecin et à la tampoura* (Doctorat - Université du Maine).
- [38] ASCH, G. *Les capteurs en instrumentation industrielle*. 5th edition. Paris: Dunod, 1998.
- [39] BACKUS, J. Vibrations of the reed and the air column in the clarinet. *J. Acoust. Soc. Am.* 1961, vol. 6, p. 806–809.

- [40] GILBERT, J. and KERGMARD, J. Méthodes de calcul des oscillations d'instruments à vent à partir des modèles physiques. *Modèles physiques, création musicale et ordinateur*. Grenoble: La Maison des Sciences de l'Homme, 1990, vol. 1, p. 181–193.
- [41] LEVY, H. *New directions for harmonica* (commercial videotape). Woodstock: Homespun Tapes, 1992.
- [42] PITTERMAN, M. communication privée. 1997.
- [43] VAN HASSEL, RR. and HIRSCHBERG, A. Comments on linear theory of harmonium reed oscillation. *Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics*. Dourdan: Société Française d'Acoustique, 1995, p. 130–133.
- [44] FLETCHER, NH. Autonomous vibration of simple pressure-controlled valves in gas flow. *J. Acoust. Soc. Am.* 1993, vol. 93, no. 4, p. 2172–2180.
- [45] MILLOT, L., CUESTA, C. and VALETTE, C. Interactions of both reeds in a channel of a diatonic harmonica, *Proceedings of the International Symposium on Musical Acoustics*. Edinburgh: Institute of Acoustics, University of Edinburgh, 1997, vol. 2, p. 261–266.
- [46] LOCHARD, J. (1997) L'harmonica diatonique: étude des sensibilités aux paramètres de jeu; synthèse (Maîtrise de Physique, Laboratoire d'Acoustique Musicale).
- [47] VALETTE, C. (1994) Oscillateurs mécaniques, ondes et vibrations, mécanique des vibrations. (Cours du DEA ATIAM, Laboratoire d'Acoustique Musicale).
- [48] MAEDA, S. communication privée. 1997.
- [49] FANT, G. *Acoustic Theory of Speech Production: With Calculations based on X-Ray Studies of Russian Articulations*. 2d edition. Paris: Mouton, 1970.
- [50] DUNN, HK. The calculation of vowel resonances, and an electrical vocal tract. *J. Acoust. Soc. Am.* 1950, vol. 22, no. 6, p. 740–753.
- [51] STEVENS, KN. Airflow and turbulence noise for fricative and stop consonants: static considerations. *J. Acoust. Soc. Am.* 1971, vol. 50, no.4, p. 1180–1192.
- [52] FLANAGAN, JL. *Speech Analysis, Synthesis and Perception*. Berlin: Springer-Verlag, 1965.
- [53] GILBERT, J. and KERGMARD, J. Calculation of the steady-state oscillations of a clarinet using the harmonic balance technique. *J. Acoust. Soc. Am.* 1989, vol. 86, no. 1, p. 34–41.
- [54] GAZENGEL, B., GILBERT, J., and AMIR, N. Time domain simulation of single reed wind instrument. From the measured input impedance to the synthesis signal. Where are the traps? *Acta Acustica*. 1995, vol. 3, p. 445–472.
- [55] GRAND, N., GILBERT, J. and LALOE, F. Oscillation threshold of woodwind instruments. *Acustica*. 1996, vol. 82, p. 137–151.
- [56] ELLIOT, SJ. and BOWSER, JM. Regeneration in brass wind instruments. *Journal of Sound and Vibration*. 1982, vol. 83, no. 2, p. 181–217.
- [57] BACKUS, J. Erratum: Small-vibration theory of the clarinet [J. Acoust. Soc. Am. 35, 305–313 (1963)] and a discussion of air-column parameters. *J. Acoust. Soc. Am.* 1977, vol. 61, no. 5, p. 1381–1383.
- [58] THOMAS, Y. Signaux et systèmes linéaires. *Enseignement de la Physique: Électronique - Automatique*. 2d edition. Paris: Masson, 1995.
- [59] SHADLE, CH. (1986) *The acoustics of fricative consonants* (PhD Thesis - Massachusetts Institute of Technology).

- [60] PHAM THI NGOC, Y. (1995) *Caractérisation acoustique du conduit vocal: Fonctions de transfert acoustiques et sources de bruit , étude des voyelles chuchotées et des consonnes fricatives non voisées* (Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble).
- [61] TIMOSHENKO, SP. *Résistance des matériaux: 1ère partie, théorie élémentaire et problèmes*. Paris: Librairie Polytechnique Ch. Béranger, 1947, vol. 1.
- [62] THOMPSON, SC. The effect of the reed resonance on woodwind production, *J. Acoust. Soc. Am.* 1979, vol. 66, p. 1299–1307.

Résumé :

L'étude expérimentale (en collaboration avec l'harmoniciste J. Hanriot), qui utilise des jauges de déformation, un capteur de pression ainsi qu'une cavité buccale artificielle, a permis de comprendre les différents régimes d'auto-oscillation mis en œuvre dans les modes de jeu contemporains sur l'harmonica diatonique (bends, overblows et overdraws). La modélisation de l'aérodynamique inclut une description unidimensionnelle qui tient compte des deux anches, de leurs interactions et du contrôle exercé par la cavité buccale sur le jeu. La mise en évidence du caractère sinusoïdal du mouvement des anches a permis de discuter les conditions d'instabilité dans une théorie linéarisée. Le modèle est en très bon accord avec les expériences, il rend compte de tous les modes de jeu et permet de prescrire quel geste buccal (voyelle fricativée) l'harmoniciste doit réaliser pour produire telle note dans tel mode de jeu. Des pistes pour une synthèse par modèle physique sont données.

Mots-clés :

valve	anche libre	cavité buccale	harmonica diatonique
aéroacoustique	instabilité	modélisation	simulation numérique

Abstract :

Using strain gauges, a pressure sensor and an artificial mouth cavity for our experimental study (collaboration with J. Hanriot, professional harmonicist), we are able to understand the different auto-oscillation regimes used in the contemporary playing modes on a diatonic harmonica (bends, overblows and overdraws). The modelling of the aerodynamics includes a one-dimensional description taking both reeds into account, with their interactions and with the control exerted by the oral cavity when playing. The experimental proof of the sinusoidal character of the reed motion allows us to discuss the instability conditions in a linearised theory. The model is in very good agreement with experiments, it explains all the playing modes and allows to prescribe which oral action (fricativated vowel) the harmonicist has to do in order to produce a given note in a given playing mode. Some clues for a synthesis by physical model are given.

Keywords :

valve	free reed	oral cavity	diatonic harmonica
aeroacoustics	instability	modelisation	numerical simulation