

CFA/VISHNO 2016

Évolution du contenu spectral du son au cours d'un transitoire d'attaque d'instrument de type flûte

A. Ernoult, A. Hajczak et B. Fabre

Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, UMR 7190, LAM-IJLRA, 4 Place Jussieu,
75005 Paris, France
ernoult@lam.jussieu.fr



LE MANS

Les instruments de type flûte regroupent les instruments dont le son provient d'une interaction entre un jet et un biseau placé dans le prolongement d'un résonateur acoustique. Les quelques études menées sur les transitoires d'attaques de ces instruments ont mis en évidence que lors de certains transitoires d'attaques, l'un des régimes associés aux modes élevés du résonateur prédomine, avant de disparaître au profit du régime fondamental. L'étude expérimentale d'un grand nombre de transitoires d'attaque générés sur un tuyau d'orgue avec un contrôleur de débit, permet d'établir un lien entre l'évolution de la vitesse de jet et la présence d'une oscillation sur la deuxième fréquence du résonateur au cours du transitoire. Pour interpréter ces résultats le diagramme de l'évolution de l'amplitude acoustique en fonction de la vitesse de jet est découpé en zones de stabilité pour chacune des fréquences d'oscillations. En traçant les trajectoires suivit par le système au cours d'un transitoire, cela permet d'identifier les attaques présentant ces oscillations et de déterminer les stratégies possible pour un musicien pour favoriser ou éviter la présence des ces fréquences au cours d'une attaque.

1 Introduction

Les instruments de type flûte regroupent les instruments dont le son provient d'une interaction entre un jet et un biseau placé dans le prolongement d'un résonateur acoustique. Pour les flûtes à bec et les tuyaux d'orgues, le canal qui crée le jet et sa position par rapport au biseau est fixé par le facteur. Le musicien a alors un nombre limité de paramètres pour contrôler le son de l'instrument, principalement la pression d'alimentation, ce qui en facilite l'étude. En musique, l'attaque de la note est connue pour influencer grandement la perception. Le bon contrôle de ces attaques constitue par ailleurs un enjeu important pour la technique des instrumentistes et pour la fabrication de ces instruments.

Le transitoire d'attaque d'un instrument auto-entretenu peut être globalement décrit par l'initiation, la croissance puis la saturation de l'oscillation acoustique. Le résonateur de ces instruments étant multimodale, ces étapes peuvent se dérouler simultanément pour différents modes du résonateur. Chacun des régimes peut alors croître à des vitesses différentes. De plus, le fonctionnement non-linéaire de ces instruments permet des transferts d'énergie entre ces fréquences. L'évolution spectrale au cours des transitoires d'attaque résulte donc d'une association de phénomènes complexes ce qui la rend difficile à prévoir et analyser.

Malgré ces difficultés, certaines études se sont attachées à décrire les différents aspects des transitoires, principalement en décrivant qualitativement les phénomènes observés sur des mesures acoustiques [1, 2, 3], mais parfois, également en tentant de modéliser certaines attaques en modifiant les modèles valables en régime stationnaire [4, 5]. Chacune de ses études s'intéresse à des aspects différents des attaques. Cependant il en ressort, qu'en générale, une montée de pression rapide favorise l'apparition des fréquences correspondant aux modes élevés du résonateur avant la stabilisation de l'oscillation sur la fréquence fondamentale (f_1) du résonateur. Un exemple d'un transitoire d'attaque avec la présence d'une oscillation à la deuxième fréquence de résonance du résonateur (f_2) pendant l'attaque est donné sur la figure 1.

Les modèles actuels, valables a priori uniquement en régime quasi-stationnaire, ne prévoient pas la présence de ces hautes fréquences pendant les transitoires, sauf en donnant des valeurs extrême aux différents paramètres (instabilité du jet notamment). Dans ce travail, uniquement les transitoires d'attaques présentant des oscillations à la deuxième fréquence de résonance (f_2) seront étudiés. Afin de comprendre les conditions d'apparition de cette oscillation, une caractérisation expérimentale des transitoires est menée

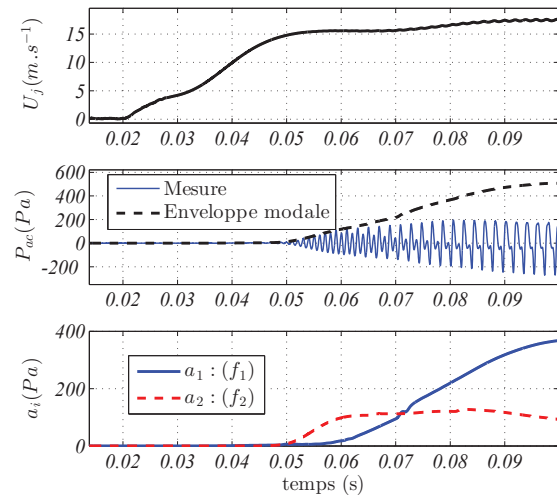


FIGURE 1 – Exemple de transitoire présentant une oscillation à la deuxième fréquence de résonance du résonateur (f_2) pendant le transitoire.

sur un tuyau d'orgue de laboratoire dont la géométrie est connue. Dans une première partie, le protocole expérimental est détaillé. Dans un deuxième temps, une caractérisation du comportement en régime stationnaire est menée afin de guider le reste de l'étude. Ensuite une relation empirique entre la pression d'alimentation et la présence de la fréquence f_2 dans le transitoire d'attaque sera établie. Enfin cette relation sera interprétée, notamment en terme de *stratégie* du musicien pour éviter ou favoriser la présence de cette fréquence dans le transitoire.

2 Protocole expérimental

Les mesures sont faites sur un tuyau d'orgue à section carrée déjà utilisé dans différentes études [6, 7]. Le résonateur a une section carrée de 2cm de côté et une longueur de 30cm. Le canal a une hauteur de 1mm et la pointe du biseau est placée à une distance $W = 4,7mm$ de la sortie du canal en prenant en compte les chanfreins. La fréquence de jeux de ce tuyau lorsqu'il sonne sur le premier régime du résonateur est $f_1 \approx 523Hz$. Un capteur de pression (Endevco) est placé dans la cavité amont au canal (appelé le pied du tuyau) et permet de mesurer la pression d'alimentation p_m . Un microphone (B&K) est placé à travers la paroi de l'instrument, sous le biseau pour mesurer la pression acoustique dans le résonateur p_{ac} (fig.2). La fréquence d'échantillonnage d'acquisition de ces signaux

est de $f_e = 51,2kHz$.

La pression cible est contrôlée via un contrôleur de débit (Brooks) placé en sortie d'un compresseur d'air. Uniquement des échelons de débit peuvent être utilisés comme consigne du contrôleur. Le transitoire du contrôleur de débit ne peut être contrôlé directement, mais l'ajout d'un volume V entre le contrôleur et le tuyaux d'orgue permet d'ajouter une inertie choisie au système et donc d'influencer le transitoire d'attaque (fig.2). Trois volumes tampons sont utilisés : 1L, 2L et 5L. Ce système permet de générer des montées de pression d'une durée de 10ms à 30ms pour des pressions cibles allant de 20Pa à 400Pa.

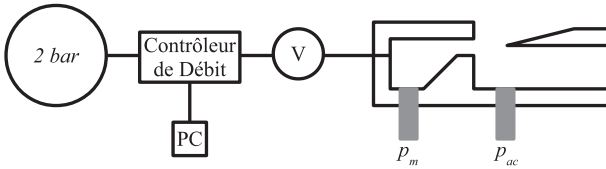


FIGURE 2 – Schéma du montage expérimental.

Il a été montré [8] que pour les instruments de type flûte, la vitesse du jet U_j est un paramètre de contrôle plus pertinent que la pression d'alimentation pour étudier le fonctionnement de l'instrument. Pour les transitoires d'attaques, il est important de prendre en compte les effets d'inertie liés au canal à travers l'équation de Bernoulli non stationnaire :

$$\rho l_c \frac{dU_j}{dt} + \frac{\rho}{2} U_j^2 = p_m - p_{ac} \quad (1)$$

où ρ est la masse volumique de l'air et l_c la longueur effective du canal, évaluée à $l_c = 2,7cm$ pour le tuyau d'orgue de l'étude par Verge [5]. En numérique on obtient :

$$U_j(n) = -l_c f_e + \left((l_c f_e)^2 + 2l_c f_e U_j(n-1) + \frac{2(p_m(n) - p_{ac}(n))}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

où n est le numéro de l'échantillon et f_e la fréquence d'échantillonnage. Cette vitesse est ensuite adimensionnée afin de permettre la comparaison des instruments entre eux : $\theta = U_j / (W f_1)$ [8].

L'amplitude des différentes composantes fréquentielles au cours du temps est estimée par un algorithme de transformé de Fourier à court terme. La fenêtre glissante est pondérée par une fonction de Hann. La largeur de la fenêtre correspond à 4 périodes du fondamental f_1 afin de permettre la séparation des différentes fréquences d'intérêt : $f_1 = 523Hz$ et $f_2 \approx 2f_1$, soit une fenêtre de $M = f_e / f_1$ échantillons. Le décalage entre deux fenêtres successives est fixé à 10% de la largeur de la fenêtre. Enfin le spectre est normalisé par $M/4$ afin que l'amplitude p_i des maxima du spectre correspondent aux amplitudes des signaux sinusoïdaux correspondant. Cet algorithme induit un lissage temporel sur une durée de l'ordre de $4/f_1$, due à la taille de la fenêtre utilisée. Il est alors important d'observer l'erreur induite sur l'évaluation de l'amplitude des fréquences f_1 et f_2 . Pour cela, cet algorithme est utilisé sur un transitoire d'attaque présentant une oscillation quasi monochromatique à la fréquence f_2 avant d'osciller à la fréquence f_1 . En superposant l'amplitude estimée par la transformée de Fourier à court terme au signal de pression mesuré, on vérifie bien que l'algorithme permet de mesurer l'évolution

des amplitudes des fréquences d'intérêts sur les temps typiques d'un transitoire (fig.3).

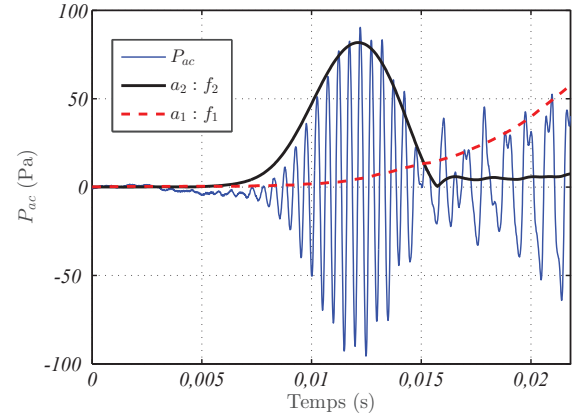


FIGURE 3 – Comparaison entre les amplitudes estimées par transformée de Fourier à court terme et le signal acoustique lors d'un transitoire d'attaque.

La mesure de la pression acoustique est faite près d'un nœud de pression du résonateur (fig.2). Afin de comparer les amplitudes des oscillations aux différentes fréquences entre elles, il est important d'estimer l'amplitude du mode a_i correspondant :

$$a_i = \frac{p_i}{\left| \sin\left(\frac{2\pi f_i L_{end}}{c}\right) \right|} \quad (3)$$

avec $i = 1, 2$ l'indice du mode considéré, c la vitesse du son dans l'air et L_{end} la distance entre le capteur et l'extrémité du résonateur, incluant la correction de longueur liée au rayonnement. On peut estimer alors l'amplitude acoustique correspondante en sommant ces amplitudes modales : $P_{ac} = \sum a_i$. Dans cette étude, on se limite à la prise en compte des deux premiers modes qui sont les modes principaux pendant les transitoires d'attaque étudiés.

Il est finalement possible d'avoir à chaque instant du transitoire, une évaluation de la vitesse du jet, de l'amplitude de l'oscillation acoustique et de l'amplitude des différents modes considérés, comme illustré pour un transitoire d'attaque sur le figure 1. Ceci permet d'étudier l'importance de la présence de la deuxième fréquence de résonance du résonateur en fonction des conditions d'alimentation pour de nombreux transitoires d'attaque.

3 Étude du comportement en régime stationnaire

Avant de s'intéresser aux attaques, il est important de bien comprendre le comportement en régime stationnaire de l'instrument considéré. En régime stationnaire, les instruments de type flûte sont caractérisés par la présence d'une valeur de vitesse de jet adimensionnée critique, au-delà de laquelle, l'instrument sonne sur le deuxième mode du résonateur ($\theta_{1 \rightarrow 2}$). Si l'instrument sonne sur le deuxième régime (f_2) et que la vitesse de jet diminue jusqu'à passer en-dessous d'un second seuil ($\theta_{2 \rightarrow 1}$) l'instrument sonnait sur le premier régime (f_1). En général $\theta_{2 \rightarrow 1} < \theta_{1 \rightarrow 2}$ ce qui donne lieu à un phénomène d'hystérésis (fig.4).

Lors de l'étude des transitoires d'attaque il est important d'avoir une estimation de ces seuils qui donne des informations sur les stabilités des différents régimes d'oscillation en fonction de la vitesse de jet. Afin de les estimer, des rampes lente de pression (environ $5Pa.s^{-1}$) croissante puis décroissante sont imposées au tuyau d'orgue. On obtient alors le diagramme de bifurcation en fréquence (fig.4), en estimant la fréquence par transformée de Fourier. L'estimation expérimentale de ces seuils est assez grossière car leur valeurs dépendent fortement de la vitesse à laquelle la pression d'alimentation varie [9] et des perturbations extérieures que peut subir l'instrument.

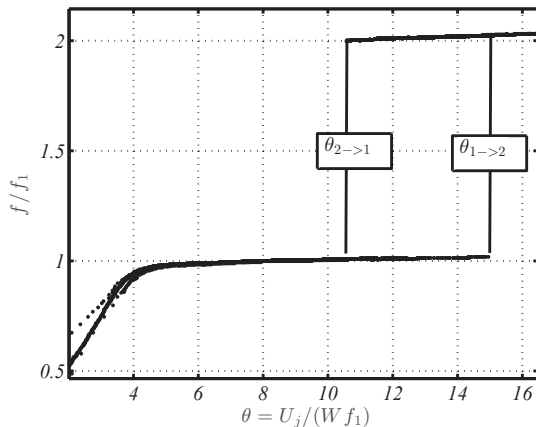


FIGURE 4 – Diagramme de bifurcation en fréquence.

Il est aussi possible de tracer l'évolution de l'amplitude de l'oscillation acoustique en régime stationnaire en fonction de la vitesse de jet adimensionnée (fig.7). Comme proposé par Auvray[8], l'amplitude de l'oscillation acoustique est normalisée par $(U_j \rho c_0)$. Ces deux diagrammes permettent de connaître pour chaque vitesse de jet, la (ou les) fréquence(s) et l'amplitude(s) associée(s) qui stabilisent l'oscillation. En régime stationnaire l'oscillation n'est pas une sinusoïde pure, mais possède une certaine richesse spectrale liée principalement aux non-linéarités de la source. Un diagramme de l'évolution des amplitudes des différentes fréquences en fonction de la vitesse de jet peut également être tracé (fig.8). On observe bien l'enrichissement progressif du spectre avec la croissance de l'amplitude a_2 jusqu'au changement de régime aux niveaux des seuils.

Les instruments de type flûte comme tous les instruments à son entretenus sont assimilables à des oscillateurs auto-entretenus. D'après le critère de Barkhausen, une oscillation est stable si le déphasage global est multiple de 2π pour la fréquence considérée et si le gain équilibre les pertes. Si le gain est supérieur aux pertes, l'amplitude de l'oscillation augmente et inversement. Sur le diagramme de bifurcation en amplitude (fig.7), pour une vitesse donnée, si l'amplitude acoustique est inférieure à celle mesurée en régime stationnaire (en dessous de la courbe) le gain est supérieur aux pertes. L'amplitude acoustique augmente alors jusqu'à atteindre la courbe sur laquelle gain et pertes s'équilibrent. Si au contraire l'amplitude acoustique est supérieure à celle mesurée en régime stationnaire, les pertes sont supérieures au gain et l'amplitude décroît.

Dans les instruments de type flûte, le gain est associé au jet, qui converti une partie de son énergie mécanique associé à la vitesse de jet en énergie acoustique à travers sont

interaction avec le biseau. Pour de faibles amplitudes, ce gain peut être supposé linéaire. Il dépend uniquement de la vitesse de jet et est indépendant pour chacune des fréquences i mises en jeu : $G_L^{(i)}(U_j)$. Pour de plus grandes amplitudes d'oscillation, des effets non linéaires transfèrent l'énergie vers les harmoniques élevées. Pour la fréquence f_2 cela donne : $G_{NL}^{(2)}(U_j, a_1)$. Les pertes quant à elle, sont associées principalement à l'oscillation acoustique. Elles sont liées au rayonnement, aux pertes visco-thermique lors de la propagation dans le résonateur et à la formation de vortex au niveau du biseau [10]. En première approximation les pertes de rayonnement sont linéaires et dépendent pour chaque fréquence uniquement de la géométrie du résonateur : $P_L^{(i)}$. Les pertes visco-thermique et celles liées aux vortex sont intrinsèquement non linéaires. L'importance de ces pertes pour chacune des oscillations considérées dépend donc, a priori, des amplitudes de chacune des fréquences : $P_{NL}^{(i)}(a_i, a_j, \dots)$. En supposant, dans un premier temps, que seules les oscillations aux fréquences f_1 et f_2 sont présentes, on peut écrire sous une forme simplifiée :

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dt} = G_L^{(1)}(U_j) - P_L^{(1)} - P_{NL}^{(1)}(a_1, a_2) \\ \frac{da_2}{dt} = G_L^{(2)}(U_j) - P_L^{(2)} + G_{NL}^{(2)}(U_j, a_1) - P_{NL}^{(2)}(a_1, a_2) \end{cases} \quad (4)$$

4 Analyse des mesures

Le protocole expérimental présenté précédemment est utilisé pour générer différents transitoires d'attaque. Les pressions cibles choisies, correspondent aux vitesses de jet adimensionnées pour lesquelles l'oscillation sur le premier régime est stable ($0 < \theta < \theta_{1 \rightarrow 2}$).

En observant l'ensemble des transitoires ainsi générés, il ressort différents éléments :

- une oscillation à la fréquence f_2 peut se développer pendant le transitoire même lorsque cette oscillation n'est pas stable en régime stationnaire ($\theta < \theta_{2 \rightarrow 1}$),
- il existe un seuil que la vitesse adimensionnée doit dépasser au cours d'un transitoire pour que l'oscillation à la fréquence f_2 soit possible : $\theta \approx 6$,
- l'amplitude atteinte par l'oscillation à la fréquence f_2 est d'autant plus importante que la pression cible est élevée et que la montée de pression est rapide (volume tampon faible).

Ces différentes observations sont en accord avec les observations des études précédentes qui reliaient la présence de cette oscillation à la fréquence f_2 à la vitesse de la montée de pression.

Pour les transitoires présentant cette oscillation à la fréquence f_2 (par exemple fig.1 et 3), l'amplitude commence à croître indépendamment des autres fréquences. Le gain linéaire est donc initialement supérieur aux pertes linéaires pour cette fréquence ($G_L^{(2)}(\theta) > P_L^{(2)}$). Les effets prennent ensuite vite de l'importance et ralentissent la croissance de l'oscillation. L'amplitude a_2 atteint un maximum lorsque pertes et gain s'équilibrent. Enfin l'amplitude a_2 diminue : les pertes sont alors supérieures les gains. Les pertes continuent ici d'augmenter alors que l'amplitude a_2 décroît. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle les pertes ne peuvent ici être considérées indépendamment pour chaque composante fréquentielle : il s'agit donc bien de mécanismes

non-linéaires de pertes qui affectent l'amplitude globale de l'oscillation. Dans un deuxième temps l'amplitude à cette fréquence f_2 évolue pour atteindre son niveau en régime stationnaire. Cette amplitude est, cette fois-ci, une conséquence des non-linéarités de la source qui transfèrent un part de l'énergie de l'oscillation à la fréquence f_1 vers les hautes fréquences ($G_{NL}^{(2)}(\theta, a_1)$).

Afin de simplifier l'étude du problème les pertes non linéaires sont supposées être liées uniquement à l'amplitude de l'oscillation acoustique total $P_{ac} = \sum a_i$. Cette hypothèse est cohérente avec la formulation proposée par Fabre [10], pour les pertes associées aux vortex. Pour la majorité des transitoires étudiés, pendant la croissance de l'oscillation à la fréquence f_2 , l'amplitude a_1 de l'oscillation à la fréquence f_1 est très faible : $P_{ac} \approx a_2$. On supposera donc que les non-linéarités de la source sont négligeables ($G_{NL}^{(2)}(\theta, a_1) \ll G_L^{(2)}(\theta)$). Cette approximation ne peut pas être appliquée aux pertes, notamment lorsque le maximum est atteint ($t = t_{maxf_2}$) car, comme discuté précédemment, les pertes continuent d'augmenter alors que l'amplitude a_2 décroît. En utilisant les grandeurs adimensionnées définies précédemment, l'équation 4 s'écrit finalement :

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dt} = G_L^{(1)}(\theta) - P_L^{(1)} - P_{NL}^{(1)} \left(\frac{P_{ac}}{\rho c U_j} \right) \\ \frac{da_2}{dt} = G_L^{(2)}(\theta) - P_L^{(2)} - P_{NL}^{(2)} \left(\frac{P_{ac}}{\rho c U_j} \right) \end{cases} \quad (5)$$

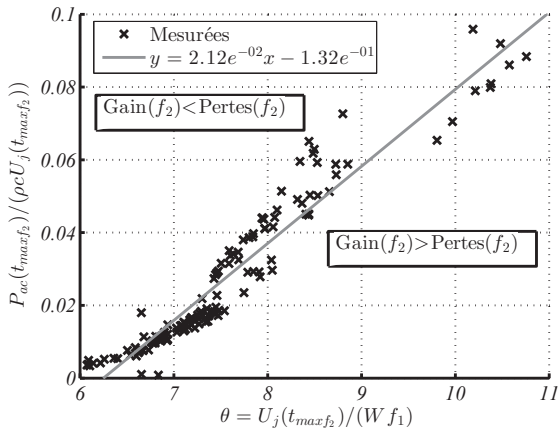


FIGURE 5 – Relation entre l'amplitude adimensionnée de l'oscillation acoustique $P_{ac}/(\rho c U_j)$ et la vitesse de jet adimensionnée θ à l'instant du transitoire d'attaque auquel l'amplitude a_2 de l'oscillation à la fréquence f_2 est maximale : t_{maxf_2} .

A partir de ces hypothèses, il convient d'étudier la relation entre la vitesse de jet adimensionnée θ , associée au gain, et l'amplitude de l'oscillation acoustique P_{ac} , associée aux pertes non linéaires, à l'instant où le maximum de l'amplitude a_2 de l'oscillation à la fréquence f_2 est atteint : $t = t_{maxf_2}$. Ces deux grandeurs sont fortement corrélées pour l'ensemble des attaques générées expérimentalement, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.95 (fig.5). Sur la droite estimée à partir des mesures, le gain équilibre donc les pertes pour l'oscillation à la fréquence f_2 . A l'instar du diagramme de bifurcation en amplitude présenté en section 3, cette droite sépare différentes zones de stabilité pour la fréquence f_2 . Pour une vitesse de jet donnée, si l'amplitude acoustique est inférieure au point correspondant de la

droite, le gain est supérieur aux pertes pour la fréquence f_2 . L'amplitude a_2 croît, jusqu'à ce que l'amplitude acoustique atteigne la droite. Si l'amplitude acoustique passe au-dessus de la courbe, les pertes seront supérieures au gain pour cette fréquence f_2 , et l'amplitude a_2 décroît. La différence, c'est qu'ici, l'amplitude acoustique global P_{ac} ne se stabilise pas sur la droite, car l'oscillation à la fréquence f_1 n'est pas stable.

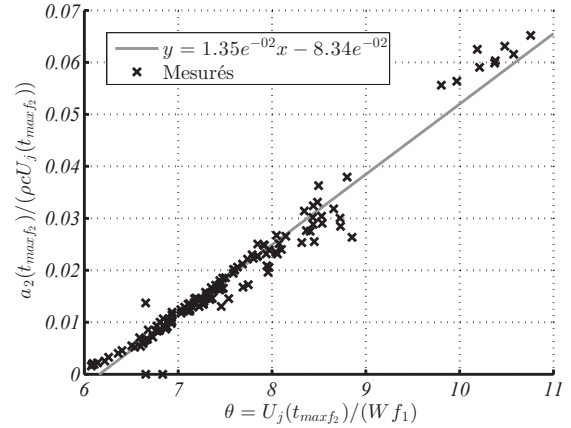


FIGURE 6 – Relation entre le maximum de l'amplitude adimensionnée de l'oscillation à la fréquence f_2 pendant le transitoire $a_2/(\rho c U_j)$ et la vitesse de jet adimensionnée θ au même instant : t_{maxf_2} .

Il existe une corrélation plus marquée entre l'amplitude a_2 à la fréquence f_2 maximale pendant le transitoire et la vitesse de jet à cet instant $U_j(t_{maxf_2})$ (fig.6). Cette relation est plus compliquée à interpréter en terme de gain et pertes du système. En effet l'importance des effets non linéaires pour expliquer la décroissance de cette oscillation a déjà été discuté. La relation entre les pertes non linéaires et les amplitudes des différents modes semble plus complexe que celle supposée dans l'équation 5. Fort de ces relations empiriques entre amplitude acoustique, vitesse de jet et amplitude de l'oscillation à la fréquence f_2 , il est possible d'interpréter les stratégies qui favorisent ou évitent l'apparition de ces oscillations pendant les transitoires d'attaque.

5 Interprétation

Un transitoire d'attaque peut être représenté par une trajectoire dans l'espace : amplitude acoustique, vitesse adimensionnée de jet. Si cette trajectoire reste au dessus de la droite décrite précédemment (fig.5), pour la fréquence f_2 les pertes restent supérieures au gain et cette fréquence n'apparaît pas dans le transitoire d'attaque. Si au contraire, la trajectoire passe sous cette droite, le gain sera supérieur aux pertes et cette fréquence se développera.

En superposant cette droite au diagramme de bifurcation décrit dans la section 3, on fait apparaître les zones de stabilité des différents régimes d'oscillation (fig.7). Pour l'oscillation à la fréquence f_1 la courbe du régime stationnaire jusqu'au seuil de bifurcation $\theta_{1 \rightarrow 2}$ est assimilable à la courbe de stabilité de l'oscillation : sous la courbe, l'amplitude a_1 croît et au dessus, elle décroît. Si $\theta > \theta_{1 \rightarrow 2}$ l'oscillation à la fréquence f_1 n'est plus stable.

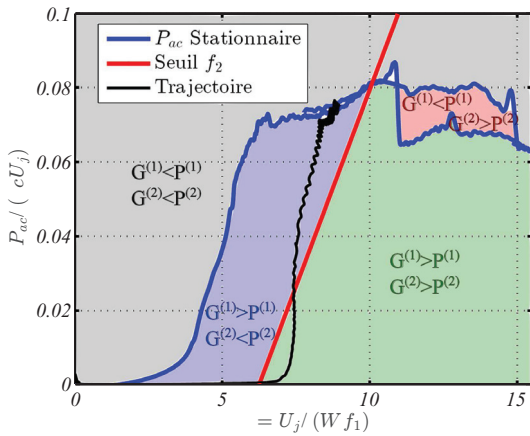


FIGURE 7 – Diagramme de bifurcation en amplitude du tuyau d’orgue auquel est superposée la droite obtenue à partie de la figure 5 et la trajectoire correspondant au transitoire d’attaque de la figure 1.

Pour l’oscillation à la fréquence f_2 , la courbe des amplitudes en régime stationnaire est équivalente à la courbe de stabilité si la vitesse est supérieure au seuil : $\theta > \theta_{2 \rightarrow 1}$. Elle sépare alors la zone où le gain est supérieur aux pertes (sous la courbe) de la zone où les pertes sont supérieures au gain (au dessus de la courbe). Pour les vitesses de jet plus faible ($\theta < \theta_{2 \rightarrow 1}$), c’est la droite obtenue sur la figure 5 qui sépare les zones. Elle est alors assimilable à une courbe de stabilité hypothétique. Elle décrirait l’amplitude de la fréquence f_2 en régime stationnaire si seul ce mode existait. On peut vérifier, qu’aux erreurs sur l’estimation de la droite et des seuils près, la droite coupe la courbe d’amplitude en régime stationnaire aux environs du seuil $\theta_{2 \rightarrow 1}$.

On remarque que les courbes de stabilité finalement obtenues pour les fréquences f_1 et f_2 sont très similaires et seulement translattées selon θ . Auvray[8] a montré que le modèle actuel ne permet pas de simuler l’oscillation en régime stationnaire pour les faibles vitesses de jet ($\theta < 6$). Il n’est alors pas étonnant que le modèle actuel ne décrive pas l’apparition de l’oscillation à la fréquence f_2 pendant le transitoire qui semble lié aux mêmes propriétés du système.

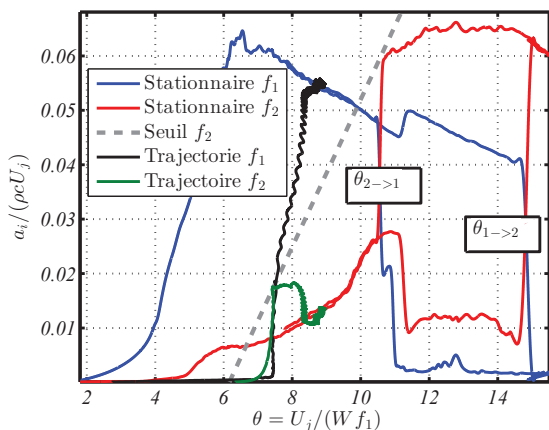


FIGURE 8 – Évolution des amplitudes des fréquences f_1 et f_2 en fonction de la vitesse de jet en régime stationnaire auxquelles est superposée la droite obtenue à partie de la figure 6 et les trajectoire des amplitudes a_1 et a_2 correspondants au transitoire d’attaque de la figure 1.

Le même type de graphique peut être tracé en prenant en compte l’évolution des composantes fréquentielles du son en fonction de la vitesse de jet en régime stationnaire (fig.8). En superposant la droite trouvée sur la figure 6, on retrouve que la droite coupe l’amplitude de la fréquence f_2 au niveau du seuil de bifurcation $\theta_{2 \rightarrow 1}$.

La superposition des trajectoires décrites par le transitoire d’attaque sur ces diagrammes donne une première vision des conditions conduisant à l’apparition de l’oscillation à la fréquence f_2 . Les trajectoires correspondantes au transitoire présenté en figure 1 sont représentées sur les graphiques 7 et 8. A l’instant initial, la vitesse de jet et l’amplitude acoustique sont nulles. Ensuite seule la vitesse acoustique augmente : la trajectoire est quasiment horizontale. Après un certain temps de réponse de l’instrument, l’oscillation acoustique croit. Dans le cas présenté, la vitesse de jet a dépassé le seuil d’apparition de la fréquence f_2 . Les deux fréquences se développent donc simultanément. La vitesse de croissance d’une oscillation étant en partie liée à sa fréquence, la fréquence f_2 croit plus vite que f_1 (fig.8 et 1). Au bout d’un certain temps, l’amplitude acoustique rejoint la droite de stabilité de la fréquence f_2 . L’amplitude a_2 de cette oscillation décroît jusqu’à atteindre son amplitude en régime stationnaire, alors que l’amplitude de la fréquence f_1 continue d’augmenter pour atteindre son amplitude finale (fig.8).

Pour favoriser la présence d’une oscillation à la fréquence f_2 , le musicien doit donc passer sous la droite de stabilité de cette fréquence. Pour cela il doit augmenter la vitesse de jet plus rapidement que le temps de réponse de l’instrument. La trajectoire passe alors sous la droite avant que l’oscillation acoustique ne commence à croître. Comme observé antérieurement, une montée de pression rapide favorise donc la présence de cette fréquence. Pour éviter la présence de cette oscillation le musicien doit veiller au contraire, à rester au-dessus de la droite. Pour cela, il peut réguler la montée de pression afin “d’attendre” la réponse de l’instrument. Une autre possibilité serait d’accélérer le temps de réponse de l’instrument, par exemple en injectant de l’énergie acoustique dans le système à l’instant initial (grâce à un coup de doigt, ou coup de langue par exemple).

6 Conclusions et Perspectives

Cette étude a permis de caractériser expérimentalement la présence d’oscillation à la deuxième fréquence de résonance du résonateur pendant le transitoire d’attaque en fonction de l’évolution de la vitesse de jet. Pour que cette oscillation soit possible, il faut que la vitesse de jet augmente plus rapidement que l’oscillation acoustique afin que le gain soit supérieur aux pertes pour cette fréquence pendant une certaine durée. Différents types d’attaques peuvent être lus à la lumière de ce graphique. Par exemple, les attaques présentant un *overshoot* pour la vitesse de jet favorisent grandement la présence de fréquences élevées pendant le transitoire.

Lors de certaines attaques pour des pressions cibles élevées, il apparaît parfois un pic d’une oscillation correspondant à la troisième fréquence de résonance du résonateur. En étudiant ces attaques il est possible de trouver également une droite reliant l’amplitude acoustique et la vitesse de jet au moment où ces pics sont atteints. On obtient

alors un diagramme plus complexe que ceux présentés, mais permettant de comprendre l'ensemble des évolutions fréquentielles au cours des transitoire d'attaque sur ce tuyau d'orgue.

Afin d'aller vers une compréhension des phénomènes physique sous-jacents à la présence de ces zones de stabilités il faudrait comprendre la relation entre les coefficient des droites évoquées et les paramètres physique de l'instrument. La symétrie du biseau par rapport au jet à déjà été identifiée comme étant un paramètre influant sur la richesse spectrale du son en régime stationnaire [11], et doit surement avoir une importance sur la présence de ces oscillations. Certains travaux ont également, déjà souligné un lien entre la présence des ces fréquences élevées pendant les transitoires d'attaques et la longueur du canal, connu pour modifier le profil de vitesse du jet[7, 12]. L'étude de ces phénomènes dans les transitoires d'attaque suggèrent qu'une reformulation globale des modèles actuellement utilisés en régime stationnaire est nécessaire pour comprendre les différents phénomènes présent lors des attaques de notes.

Références

- [1] J. Keeler, "The attack transients of some organ pipes," *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, vol. 20, pp. 378–391, Dec. 1972.
- [2] M. Castellengo, "Acoustical analysis of initial transients in flute like instruments," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 85, no. 3, pp. 387–400, 1999.
- [3] A. Miklós and J. Angster, "Properties of the Sound of Flue Organ Pipes," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 86, pp. 611–622, July 2000.
- [4] A. W. Nolle and T. L. Finch, "Starting transients of flue organ pipes in relation to pressure rise time," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, pp. 2190–2202, Apr. 1992.
- [5] M. P. Verge, B. Fabre, W. E. A. Mahu, A. Hirschberg, R. R. v. Hassel, A. P. J. Wijnands, J. J. d. Vries, and C. J. Hogendoorn, "Jet formation and jet velocity fluctuations in a flue organ pipe," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 95, pp. 1119–1132, Feb. 1994.
- [6] M.-P. Verge, *Aeroacoustics of confined jets : with applications to the physical modeling of recorder-like instruments*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 1995.
- [7] C. Ségoufin, *Production du son par interaction écoulement / résonateur acoustique : influence du système amont : application à la flûte à bec*. PhD thesis, Paris 6, Jan. 2000.
- [8] R. Auvray, B. Fabre, and P.-Y. Lagrée, "Regime change and oscillation thresholds in recorder-like instruments," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 131, pp. 1574–1585, Feb. 2012.
- [9] S. Terrien, R. Blandin, C. Vergez, and B. Fabre, "Regime Change Thresholds in Recorder-Like Instruments : Influence of the Mouth Pressure Dynamics," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 101, pp. 300–316, Mar. 2015.
- [10] B. Fabre, A. Hirschberg, and A. P. J. Wijnands, "Vortex Shedding in Steady Oscillation of a Flue Organ Pipe," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 82, pp. 863–877, Nov. 1996.
- [11] N. H. Fletcher and L. M. Douglas, "Harmonic generation in organ pipes, recorders, and flutes," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, no. 3, pp. 767–771, 1980.
- [12] P. de La Cuadra, *The sound of oscillating air jets : Physics, modeling and simulation in flute-like instruments*. PhD thesis, 2006.