

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

De l'utilisation de la décomposition modale pour la synthèse sonore temps réel : écueils et solutions

Philippe Guillemain¹ et Fabrice Silva¹

¹ LMA CNRS Marseille, guillemain,silva@lma.cnrs-mrs.fr

Un algorithme de synthèse compatible temps-réel, utilisant une décomposition modale ajustée sur les pics d'impédance d'entrée d'un instrument de type clarinette, est proposé. La comparaison avec la résolution effectuée hors temps-réel par un solveur à pas de temps adaptatif met en lumière une très bonne adéquation entre les méthodes en régime permanent. Une influence significative du nombre de modes pris en compte est observée pour les deux méthodes, imputable à la troncature des décompositions modales. Celle-ci a trois effets : un premier effet lié à la représentation d'un système propagatif par une somme finie de sous-systèmes à réponses instantanées, un deuxième concernant la valeur des pics d'admittance qui a donc une influence sur le taux d'harmoniques pairs de la pression interne, et un troisième effet lié à la valeur à haute fréquence de l'impédance modale tronquée qui tend par construction vers zéro donc vers un système non dissipatif. Plutôt qu'une augmentation du nombre de modes (peu intéressant d'un point de vue du coût de calcul), il est proposé d'ajouter un terme correctif permettant de simultanément rétablir une hauteur correcte des pics d'admittance en dessous de la fréquence de la troncature de la décomposition modale et d'assurer la décroissance à l'infini du coefficient de réflexion et l'absence de réflexion instantanée de la fonction de réflexion associés à la décomposition modale tronquée.

1 Introduction

Le résonateur est, dans de nombreux instruments de musique, le siège de propagation d'onde. La représentation mathématique de ce système propagatif, ainsi que sa mise en œuvre numérique, peut s'opérer de diverses manières, suivant qu'il est nécessaire ou non de connaître la valeur des grandeurs physiques en tout point du milieu de propagation. Lorsque les variables temps et espace sont séparables, on peut construire une base modale en espace sur laquelle on projette la cinématique des variables physiques [1]. La mise en œuvre numérique peut aussi reposer sur une discrétisation du problème à la fois en temps et en espace. Cette approche est largement utilisée en simulation, avec des modèles de type particuliers [2] équivalents à des chaînes de systèmes masse-ressort-amortisseur, ou des méthodes de type différences finies [3, 4] avec des conditions sur les pas de discrétisation spatiale et temporelle pour assurer la stabilité du schéma.

Un modèle de fonctionnement d'instrument de musique est généralement décrit par l'interaction quasi-ponctuelle entre un excitateur et les ondes dans le résonateur, n'exigeant alors que la connaissance du résultat de la propagation au point d'interaction. Le problème peut alors se formuler en terme de variables d'ondes [5], qui transcrivent la réflexion et la transmission d'ondes bidirectionnelles par exemple à un changement de section dans un conduit acoustique, ou en terme de variables de Kirchhoff qui permet d'assembler, en série et parallèle ou en utilisant le formalisme ligne de transmission, différents éléments décrits à partir de leur impédance. L'impédance d'entrée est fréquemment utilisée en acoustique des instruments à vent car elle fait appel

aux mêmes variables physiques que les autres éléments du problème. Elle est entièrement définie à partir de la perce de l'instrument. Or, dans l'étude du comportement d'un modèle complet d'instrument, il peut être intéressant de modifier – en fréquence, amplitude ou facteur de qualité – une résonance particulière du conduit se traduisant par un pic dans l'impédance d'entrée. Une telle représentation de l'impédance d'entrée sous forme d'une somme de sous-systèmes résonnants élémentaires permet de surcroît d'obtenir une formulation simple en terme d'équations différentielles ordinaires.

Formellement, un système propagatif peut s'écrire comme une somme infinie de systèmes résonnants élémentaires mais les nécessités du calcul numérique imposent de tronquer cette série. Ici, nous nous intéressons aux différents effets induits par cette troncature, tant dans une formulation à temps continu qu'à temps discret, compatible avec un schéma de résolution temps-réel. Nous commençons par présenter le problème physique considéré, en l'occurrence un modèle simplifié de fonctionnement de clarinette utilisant un cylindre parfait pour résonateur (Sec. 2). Deux méthodes, l'une à temps continu et l'autre à temps discret sont successivement présentées (Sec. 3) pour résoudre le problème complet en faisant appel à une décomposition modale de l'impédance d'entrée. Les problèmes liés à la troncature et leurs conséquences sur le fonctionnement sont présentés (Sec. 4) et une solution pour les pallier est proposée et discutée au travers d'un exemple (Sec. 5).

2 Modèle à temps continu

Le modèle classiquement retenu dans la littérature considère que le comportement mécanique de l'anche est décrit par un système linéaire du second ordre de pulsation propre ω_r et d'amortissement q_r soumis à une différence de pression entre les deux faces de l'anche avec une raideur apparente K :

$$\frac{1}{\omega_r^2} \frac{d^2 h}{dt^2} + \frac{q_r}{\omega_r} \frac{dh}{dt} + (h(t) - h_0) = -\frac{p_e(t) - p_m}{K}. \quad (1)$$

Le débit d'air entrant s'exprime en fonction de la différence de pression entre la bouche p_m et le bec p_e , et la section du canal d'anche Wh (comme justifié dans [6]) :

$$u_e(t) = Wh(t) \sqrt{2(p_m - p_e)/\rho}. \quad (2)$$

Le corps de l'instrument (remplacé ici par un tuyau cylindrique sans rayonnement) agit comme un résonateur acoustique de longueur L caractérisé par son impédance d'entrée :

$$Z_e(\omega) = \frac{P_e(\omega)}{U_e(\omega)} = jZ_c \tan(kL - \eta\sqrt{jk}) \quad (3)$$

où Z_c , $k = \omega/c$ et η sont respectivement l'impédance caractéristique, le nombre d'onde et un facteur modélisant les pertes visco-thermiques dans le conduit cylindrique [7]. La base modale associée à ce résonateur conduit à une expression modale de l'impédance d'entrée sous la forme [8] :

$$Z_e(\omega) = \sum_{n \neq 0} \frac{C_n}{j\omega - s_n}. \quad (4)$$

3 Calcul des auto-oscillations

3.1 Résolution à temps continu

Afin de fournir une solution de référence, nous cherchons dans un premier temps à résoudre le système d'équations sous sa forme analogique, c'est-à-dire à temps continu. Nous utilisons pour cela un solveur à pas de temps auto-adaptatif qui, à la différence des schémas usuels de différences finies, adapte les instants d'évaluation à la régularité du problème, notamment en présence de phénomènes très fortement non linéaires comme par exemple le battement de l'anche contre la table du bec. Ceci permet d'éviter une gestion particulière des non linéarités (cf [9] pour le cas des barres frottées) ou l'utilisation d'une trop grande fréquence d'échantillonnage. L'algorithme `lsode` (*Livermore Solver for Ordinary Differential Equations*) distribué au sein de la librairie fortran `odepack` exploite une formulation du problème sous la forme classique $dX/dt = F(X, t)$ où $X(t)$ est un vecteur d'état et F la fonction décrivant la dynamique du système dont on veut suivre l'évolution temporelle. L'expression de l'impédance d'entrée du résonateur sous forme modale induit la définition des composantes complexes p_n de pression :

$$Z_e(\omega)U_e(\omega) = P_e(\omega) = \sum_{n \neq 0} P_n(\omega) \quad (5)$$

$$\forall n \neq 0, P_n(\omega) = Z_n(\omega)U_e(\omega) = \frac{C_n}{j\omega - s_n}U_e(\omega)$$

dont l'évolution temporelle obéit à une équation différentielle du 1^{er} ordre (à coefficients complexes). Par symétrie hermitienne, il vient :

$$p_e(t) = 2 \sum_{n>0} \Re(p_n(t)). \quad (6)$$

L'équation de la dynamique d'anche est transformée sous la forme équivalente :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} h \\ \dot{h} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{h} \\ -q_a\omega_a\dot{h} - \omega_a^2(h - h_0) + \frac{\omega_a^2}{K_a}(p_e - p_m) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

Le débit entrant est modélisé par une fonction instantanée de la pression et de l'ouverture, son évolution temporelle est déduite de celles de ces grandeurs. Le vecteur d'état complet est par conséquent constitué des composantes de pression (limitées à celles associées aux N premières fréquences de résonance positives), de l'ouverture du canal d'anche et de la vitesse d'ouverture :

$$X = (\underline{p_1}, \underline{p_2}, \dots, \underline{p_N}, h, \frac{dh}{dt})^T. \quad (8)$$

Il est important de souligner que la formulation modale permet d'éviter les problèmes liés à l'utilisation de convolution avec une fonction de réflexion mal définie [10] ou les allers-retours entre les domaines temporel et fréquentiel [11]. D'autre part, les variables habituellement utilisées en physique des instruments à vent p_e, u_e (et aussi l'ouverture h dans le cas de l'anche sans masse) ne sont ici que des observables du système dynamique et ne figurent pas de manière explicite dans le vecteur d'état mais sont des variables intermédiaires dans le calcul de la fonction F qui est détaillée dans l'algorithme 1 et correspond au système suivant :

$$\forall n \in [1, N], \quad \dot{X}_n = C_n u_e + s_n X_n, \quad (9)$$

$$\dot{X}_{N+1} = X_{N+2}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{X}_{N+2} = & -q_a\omega_a X_{N+2} - \omega_a^2(X_{N+1} - h_0) \\ & + \frac{\omega_a^2}{K_a} \left(2 \sum_{n=1}^N \Re(X_n) - p_m \right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{avec } u_e = f \left(p = 2 \sum_{n=1}^N \Re(X_n), p_m, h = X_{N+1} \right).$$

La fonction peut bien évidemment prendre en compte d'autres paramètres dont l'évolution temporelle est connue comme par exemple la pression dans la bouche, la pince, la masse volumique de l'air et la célérité acoustique.

Algorithme 1 Fonction $\dot{X} = F(X, t)$

Évaluation à l'instant t des paramètres de contrôle
 Reconstruction de la pression $p(t) = 2 \sum_{n=1}^N \Re(p_n)$
 Calcul du débit $u = f(p, p_m, h)$

Pour n de 1 à N :

 Calcul de $\dot{p}_n = C_n u + s_n p_n$

$\dot{X}_{N+1} = \dot{h}(t) = X_{N+2}$

Calcul de $\dot{X}_{N+2}$ (équation de dynamique d'anche).

3.2 Résolution a temps discret

Une version modifiée de l'algorithme proposé par Guillemain *et coll.* [12] est utilisée ici. Ce schéma résoud analytiquement le système d'équations constitué de la dynamique d'anche, de la relation d'impédance d'entrée du résonateur et de la caractéristique non linéaire de débit. Il s'agit de transposer dans le domaine numérique en z les équations fréquentielles de comportement de l'anche (cf [12]) et de l'acoustique du résonateur. Les équations aux différences régissant le comportement des composantes de pression sont obtenues par la méthode de l'invariance de la réponse impulsionnelle. Chaque composante modale (paire s_n - s_n^*) contribue à la réponse impulsionnelle de l'impédance par une sinusoïde amortie causale :

$$\forall n > 0, z_n[k] = 2\alpha_n^k |C_n| \cos(k\Omega_n + \arg C_n) \quad (12)$$

avec

$$\alpha_n = e^{T_e \Re(s_n)} \text{ et } \Omega_n = T_e \Im(s_n) \quad (13)$$

de sorte que le filtre numérique obtenu en calculant la transformée en z de ce signal est :

$$P_n(z) = \frac{2 \Re(C_n) - 2z^{-1}\alpha_n \cos(\Omega_n - \arg C_n)}{1 - 2\alpha_n z^{-1} \cos(\Omega_n) + \alpha_n^2 z^{-2}} \quad (14)$$

et que l'équation aux différences permettant de calculer la réponse de la composante $p_n[k]$ à une excitation en débit $u[k]$ s'écrit :

$$\begin{aligned} p_n[k] = & 2\alpha_n \cos(\Omega_n) p_n[k-1] - \alpha_n^2 p_n[k-2] \\ & + 2 \Re((C_n)) u_e[k] \\ & - 2\alpha_n |C_n| \cos(\Omega_n - \arg C_n) u_e[k-1]. \end{aligned} \quad (15)$$

L'algorithme proposé dans [12] exploite la réponse impulsionnelle de l'impédance d'entrée sous la forme numérique scalaire $p[k] = b_{c_0} u[k] + V$ où V est un terme connu représentant l'historique des variables p et u . La représentation modale de la pression sous forme de composantes p_n implique de construire un vecteur « historique » V_n (vérifiant $V = \sum V_n$) que l'on utilise ensuite :

$$p_n[k] = b_{c_{0,n}} u[k] + V_n \text{ et } p[k] = \sum p_n[k], \quad (16)$$

les expressions de $b_{c_{0,n}}$ et V_n étant déduites de l'Eq. (15)

4 Problèmes liés à la troncature de la décomposition modale. Solutions pour le cylindre

4.1 Pics d'admittance

La connaissance de la physique des instruments à anche simple indique que ce sont les résonances de l'impédance d'entrée qui interviennent de manière prépondérante dans l'apparition des auto-oscillations. Ceci incite à opérer une décomposition de l'impédance $Z_e(\omega)$ sur ses pôles. Cette opération, en théorie équivalente à la décomposition de l'admittance d'entrée $Y_e(\omega) = 1/Z_e(\omega)$, aboutit néanmoins à un mauvais ajustement des antirésonances de l'impédance, car la décomposition modale n'est exacte (avec l'hypothèse que

les expressions compacte sont analytiques) que si l'on prend en compte l'ensemble complet des pôles, une infinité dans le cas d'un cylindre idéal. Si un unique pôle est prépondérant au voisinage de chacune des résonances avec un facteur de qualité dépendant de la proximité du pôle concerné à l'axe fréquentiel $s = j\omega$, c'est la somme de contributions du même ordre de grandeur qui donne les valeurs loin des pôles et notamment aux antirésonances. Tronquer la décomposition modale, c'est-à-dire couper la somme à un nombre N de termes afin de ne chercher à restituer que les N résonances les plus importantes ou celles de plus basses fréquences, revient à ignorer l'apport des termes non pris en compte, et donc à déséquilibrer les antirésonances ce qui aura un effet dans la génération d'harmoniques pairs des signaux de pression en auto-oscillation.

4.2 Coefficient de réflexion en hautes fréquences

Cette mauvaise restitution est aussi visible sur le coefficient de réflexion dont le module présente des oscillations autour du module de référence, tout en ayant la bonne valeur aux fréquences de résonance. Un autre problème est lié à la décroissance vers 0 en hautes fréquences de l'impédance, ce qui implique que le coefficient de réflexion tend vers -1 et l'admittance vers de grandes valeurs, soit un résonateur n'absorbant pas d'énergie en hautes fréquences. Dans les systèmes usuels, les divers phénomènes dissipatifs (viscosité, chaleur, relaxation) ont des effets de plus en plus importants avec la fréquence et entraînent que l'énergie injectée dans le processus est dissipée dans cette bande spectrale, de sorte que le coefficient de réflexion décroisse vers 0 et l'impédance d'entrée tende vers l'impédance caractéristique $Z_c = \rho c/S$. Une manifestation de ce problème de modélisation surgit lors de la synthèse sonore numérique en résolvant le système d'équations adaptées au domaine numérique avec une fréquence d'échantillonnage F_e . Si l'impédance tend vers 0 à la fréquence de Nyquist $F_e/2$, alors l'admittance diverge, ce qui donne naissance à des instabilités numériques sous forme d'oscillations à la fréquence $F_e/2$ dans les signaux de débit en particulier.

4.3 Réponse à $t=0$

Les représentations temporelles apportent une vision complémentaire des problèmes qui peuvent intervenir lorsque l'on cherche à modéliser un système propagatif avec des conditions aux limites données par une combinaison d'oscillateurs harmoniques, c'est-à-dire par une somme finie de systèmes à réponse instantanée. Chaque paire de pôles conjugués apporte à la réponse impulsionnelle $h(t)$ (c'est-à-dire la transformée de Fourier inverse de l'impédance d'entrée) une contribution dont la forme est donnée dans l'équation (12). Dans le cas d'un système non dispersif comme dans le cas d'un modèle de pertes indépendantes de la fréquence (*modèle de Raman*), la réponse impulsionnelle est un peigne de Dirac dont les amplitudes successives forment une série géométrique dont la raison dépend du coefficient de pertes (cf Fig. 1). La méthode de décomposition modale revient à approcher ce peigne de Dirac par sa série de

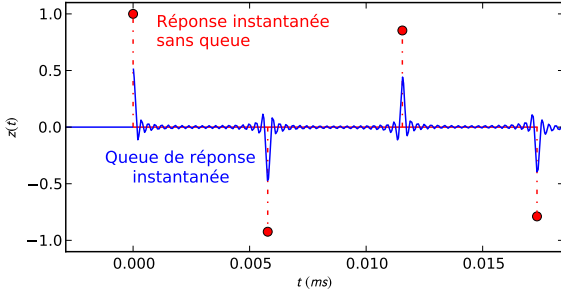


FIGURE 1 – Réponse impulsionnelle d'un cylindre (modèle de Raman, marqueurs o et pointillés) et son approximation modale (20 modes pris en compte, trait plein).

Fourier tronquée : les impulsions successives sont transformées en lobes dont la largeur est inversement proportionnelle à la fréquence du dernier mode considéré. C'est en quelque sorte un fenêtrage fréquentiel de l'impédance qui est fait lors de la troncature, qui devient en temporel une convolution des impulsions par des fonctions de type sinc. D'une part, la réponse instantanée ($t = 0$) ne doit pas présenter de queue du fait de la propagation dans un guide avant le retour d'un front d'onde (sauf en cas de réflexion instantanée comme par exemple dans un saxophone). Avec l'approche modale, une queue suit l'impulsion initiale. D'autre part, la troncature de la décomposition modale modifie l'amplitude des impulsions (qui sont devenues des lobes) en oubliant la contribution des modes supérieurs dans la reconstruction des impulsions. En particulier, dans le cas d'un système sans réflexion instantanée, l'impulsion initiale de la réponse $h(t)$ devrait être d'amplitude unité. La troncature écrête cette impulsion, créant de manière artificielle une réflexion instantanée.

4.4 Terme correctif résolvant ces 3 problèmes

Nous appelons pour la suite *bande piquée* la bande de fréquence dans laquelle se trouvent les pics d'impédance qui sont pris en compte, et *bande tronquée* la bande de fréquence contenant les résonances qui sont ignorées et donc tronquées dans la série modale. Il s'agit ici de définir un terme complémentaire de la série modale tronquée tel que :

1. l'impulsion initiale de la réponse impulsionnelle de l'impédance totale soit d'amplitude unité.
2. l'impédance converge vers l'impédance caractéristique Z_c dans la *bande tronquée*,
3. la contribution des modes supérieurs dans la *bande piquée* basses fréquences restitue les premiers pics d'admittance,

Les contraintes énoncées ci-dessus amènent à quatre équations (justification ci-après) ce qui a motivé la recherche d'un terme correcteur de la forme :

$$C(\omega) = \frac{c_1 j\omega - c_2 \omega^2}{1 + c_3 j\omega - c_4 \omega^2} \quad (17)$$

avec une transposition dans le domaine numérique par le filtre

$$C(z) = \frac{b_0 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2}}{1 - a_1 z^{-1} - a_2 z^{-2}} \quad (18)$$

à ajouter à l'impédance modale tronquée :

$$Z_e(\omega) \simeq \sum_{n=1}^N Z_n(\omega) + C(\omega). \quad (19)$$

Les exigences impliquent au niveau des coefficients a_i et b_i les relations suivantes :

1. Réponse impulsionnelle instantanée d'amplitude unité :

$$1 = \sum_{n=1}^N z_n[0] + b_0. \quad (20)$$

Il est important de noter que la valeur de b_0 et donc aussi des autres coefficients dépend de la manière dont sont transposées dans le domaine en z les équations modales de comportement acoustique. Le critère concernant l'amplitude de la réponse instantanée justifie ici le choix de la méthode de l'invariance de la réponse impulsionnelle.

2. Comportement asymptotique en *bande tronquée* :

$$C(z = -1) = \frac{b_0 - b_1 + b_2}{1 + a_1 - a_2} = 1, \quad (21)$$

ce qui correspond à une convergence de l'impédance corrigée vers l'impédance caractéristique Z_c (1 en impédance réduite) quand la fréquence numérique approche la fréquence de Nyquist $F_e/2$ soit $z \rightarrow -1$.

3. Ajustement du correcteur sur le comportement du reste de la troncature dans la *bande piquée* :

$$\left| Z_e(\omega) - \sum_{n=1}^N Z_n(\omega) \right| \simeq 0 + P_1 \omega + P_3 \omega^3 \quad (22)$$

$$\simeq \left| C(z = e^{j \frac{\omega}{F_e}}) \right|.$$

Le comportement approché en basses fréquences du module d'un filtre passe-haut ne contient que des termes de puissance impaire en ω (puissances paires pour un filtre passe-bas, avec un raisonnement limité aux coefficients a_i et b_i réels). Ceci justifie le choix de l'approximation $P_1 \omega + P_3 \omega^3$. Les valeurs numériques de P_1 et P_3 sont estimées par ajustement de cette approximation sur le module du reste de la troncature (terme de gauche dans l'Eq. (22)).

L'ensemble de ces contraintes aboutit à un système dont les inconnues sont les coefficients a_i et b_i du terme correcteur et qui peut être résolu analytiquement. La figure 2 montre le comportement du terme correcteur dans l'intervalle fréquentiel où les résonances sont prises en compte : $C(z)$ apporte le terme dérivateur qui manque à la décomposition modale tronquée. Ceci est confirmé par la figure 3 : en bande piquée, les résonances et les antirésonances de l'impédance d'entrée du résonateur cylindrique sont mieux restituées, ce qui se traduit par des oscillations plus faibles du module du coefficient de réflexion. De plus, le comportement asymptotique vers l'impédance caractéristique en bande tronquée assure la décroissance de $|R(\omega)|$ en accord avec un modèle de pertes augmentant avec la fréquence.

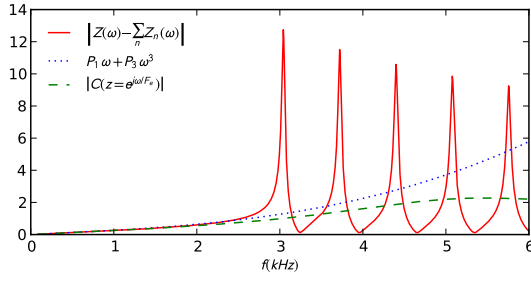


FIGURE 2 – Interpolation (courbe en pointillés) du module du reste de la troncature de la décomposition modale à 4 modes (courbe en trait plein) et comportement du terme correcteur dans la *bande piquée* (courbe en trait discontinu).

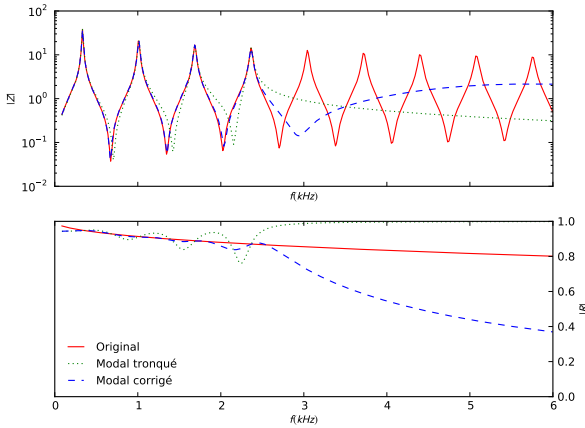


FIGURE 3 – Modules de l'impédance d'entrée et du coefficient de réflexion : expressions analytique (trait plein), modale tronquée (pointillés), et modale avec terme correcteur (trait discontinu).

5 Exemple

L'exemple ci-dessous illustre, sur le fonctionnement total du modèle, le rôle joué par le terme correctif introduit précédemment. En effet, l'impédance d'entrée n'en constitue qu'un des éléments et il est impossible *a priori* d'évaluer le rôle introduit par une modification d'un des éléments du modèle. Nous comparons donc ici les pressions internes calculées avec ou sans terme correctif en utilisant l'algorithme à temps discret introduit précédemment. Les figures (4) et (5) présentent les spectrogrammes des signaux de pression interne. L'axe horizontal est le temps et l'axe vertical est la fréquence. Les différents harmoniques apparaissent sous forme de bandes horizontales sombres. La commande en pression utilisée est de type porte. La figure (4) comparée à la figure (5) montre que, comme cela a été expliqué plus haut, le signal de pression interne comporte, pour les fréquences inférieures à celles du dernier pic d'impédance pris en compte (sept modes considérés ici dans la bande piquée) un taux d'harmoniques pairs très important dû aux trop grandes valeurs de l'admittance à ces fréquences. La possibilité offerte au système de convertir d'avantage d'énergie injectée sous forme d'oscillations induit également une différence au niveau du temps

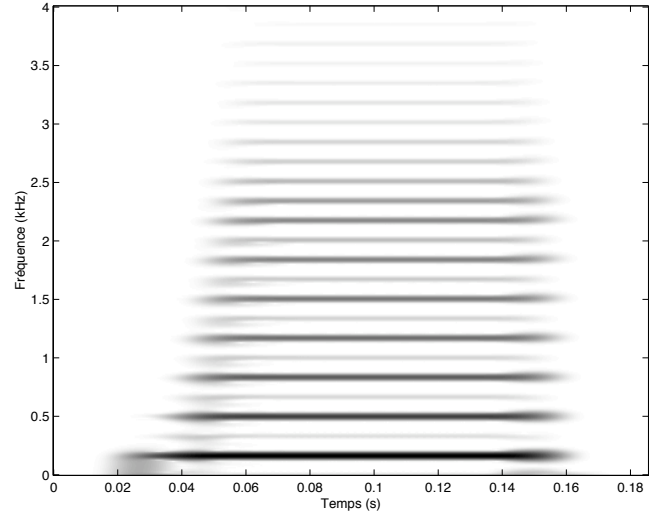


FIGURE 4 – Spectrogramme de la pression interne sans terme correctif.

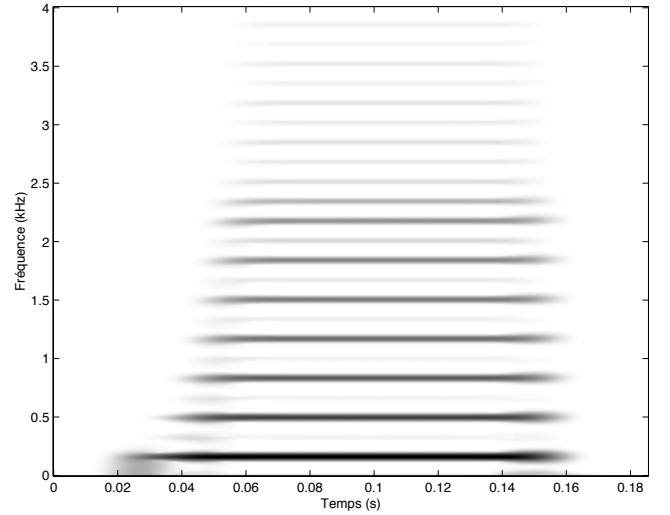


FIGURE 5 – Spectrogramme de la pression interne avec terme correctif.

d'établissement du régime stationnaire, plus rapide en l'absence de terme correctif, ce qui laisse également supposer une influence de la troncature sur le seuil d'oscillation. Avec ou sans terme correctif, on peut noter qu'au delà de l'harmonique treize, le taux d'harmoniques pairs est similaire. Ceci est dû à l'absence de résonances et d'antirésonances dans les impédances d'entrée.

6 Conclusion

La décomposition modale de l'impédance d'entrée d'un résonateur est une méthode offrant une grande souplesse dans sa modélisation et sa transformation. La nécessaire troncature de cette décomposition pour qu'elle reste exploitable numériquement présente un nombre important d'inconvénients que nous avons soulignés et tentés de corriger. Dans un modèle simplifié d'impédance d'entrée d'un cylindre, bien que l'on s'intéresse uniquement à une interaction localisée, il est possible de reconstruire l'ensemble du champ de pression. L'intérêt de la troncature et de la méthode de correction proposées mérite d'être étudiés en présence no-

tamment d'un réseau de trous latéraux ouverts qui crée physiquement et non plus artificiellement une fréquence de coupure au delà de laquelle il ne peut plus subsister de pics d'impédance.

Références

- [1] Adrien J.M. "The Missing Link : Modal Synthesis". De Poli G., Piccialli A., Roads C., eds., *Representations of Musical Signals*, 269–297. MIT Press, Cambridge, MA (1991).
- [2] Florens J.L., Cadoz C. "Synthesizing The Physical Model : Modeling and Simulating the Instrumental Universe". De Poli G., Piccialli A., Roads C., eds., *Representations of Musical Signals*, 227–268. MIT Press, Cambridge, MA (1991).
- [3] Doutaut V., Matignon D., Chaigne A. "Numerical simulations of xylophones. II. Time-domain modeling of the resonator and of the radiated sound pressure". *J. Acous. Soc. Am.* 104 (3), 1633–1647 (1998).
- [4] Bilbao S. "Direct Simulation for Wind Instrument Synthesis". *Proc. 11th Int. Conf. on Digital Audio Effects*, Madrid , Spain (2008).
- [5] Smith J.O.I. "Physical Modeling Using Digital Waveguides". *Comp. Music Journal* 16 (4), 74–91 (1992).
- [6] Hirschberg A., Gilbert J., Wijnands A.P.J., Valkering A.M.C. "Musical aero-acoustics of the clarinet". *J. Phys. IV, Colloque C5 4*, C5–559–568 (1994).
- [7] Chaigne A., Kergomard J. *Acoustique des instruments de musique*. Belin (2008).
- [8] Silva F. "Emergence des auto-oscillations dans un instrument de musique à anche simple". Thèse LMA (2009).
- [9] Inácio O., Henrique L., Antunes J. "Simulation of the oscillation regimes of bowed bars : a non-linear modal approach". *Comm. in Nonlinear Science and Numerical Simulation* 8 (2), 77 – 95 (2003).
- [10] Gazengel B., Gilbert J., 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* 3 (5), 445–472 (1995).
- [11] Farner S., Vergez C., Kergomard J., Lizée Deblevid A. "Contribution to harmonic balance calculations of self-sustained periodic oscillations with focus on single-reed instruments". *J. Acous. Soc. Am.* 119 (3), 1794–1804 (2006).
- [12] Guillemain P., Kergomard J., Voinier T. "Real-time synthesis of clarinet-like instruments using digital impedance models". *J. Acous. Soc. Am.* 118 (1), 483–494 (2005).