



HAL
open science

Seuils d'oscillation de la clarinette : validité de la représentation excitateur-résonateur

Didier Ferrand, Fabrice Silva, Christophe Vergez

► To cite this version:

Didier Ferrand, Fabrice Silva, Christophe Vergez. Seuils d'oscillation de la clarinette : validité de la représentation excitateur-résonateur. 10ème Congrès Français d'Acoustique, Apr 2010, Lyon, France. CD-ROM (6 p.). hal-00475593

HAL Id: hal-00475593

<https://hal.science/hal-00475593v1>

Submitted on 22 Apr 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Seuils d'oscillation de la clarinette : validité de la représentation excitateur-résonateur

Didier Ferrand¹, Christophe Vergez¹, Fabrice Silva¹

¹ LMA CNRS Marseille, {ferrand,vergez,silva}@lma.cnrs-mrs.fr

Depuis Helmholtz, le fonctionnement des instruments entretenus est représenté par un système bouclé faisant apparaître un bloc excitateur et un bloc résonateur. Dans le cas de la clarinette étudiée ici, l'excitateur désigne l'anche modulant le débit d'air entrant et le résonateur le corps de l'instrument. Si cette représentation est communément admise, se pose la question de la séparabilité de ces deux blocs et de l'observabilité des grandeurs physiques qui les lient. Dans le cadre de l'étude du seuil d'oscillation, nous inspectons la validité de cette représentation indépendamment de toute modélisation des blocs : les seuils mesurés sont comparés avec ceux obtenus par la théorie des oscillateurs dans laquelle sont introduites les valeurs expérimentales des paramètres du modèle.

Les pressions de seuil et les fréquences émergentes obtenues en (3) et (4) sont comparées. L'interprétation des différences fait intervenir les difficultés d'accéder exactement expérimentalement au point de bifurcation (indépendamment de la qualité du contrôle), la caractérisation expérimentale incomplète du système excitateur (en particulier, le débit d'anche n'est pas mesuré), et les incertitudes qui pèsent sur la mesure d'impédance d'entrée d'une clarinette du fait de la géométrie du bec. Toutefois, l'exploitation directe des mesures permet de s'affranchir d'incertitudes qui seraient introduites par une modélisation paramétrique des éléments excitateur et résonateur.

1 Introduction

Le principe de fonctionnement de la clarinette a été l'objet de nombreux travaux. En particulier, les conditions de mise en auto-oscillation (désignées par la suite comme "seuil d'oscillation"), ont été étudiées [1] et des comparaisons entre modèle et expérience sont disponibles [2]. Ce dernier travail fait apparaître des écarts jusqu'à 50% dont l'origine reste inexpliquée. De plus, Silva *et coll.* [3] montrent que la prise en compte de phénomènes supplémentaires dans les modèles ne permet pas d'expliquer pleinement l'écart.

Ce travail est consacré aux difficultés liées à la comparaison entre seuils d'oscillations mesurés et déduits d'un modèle. Les difficultés sont de natures différentes :

- Difficultés d'estimation de paramètres élémentaires constituant le modèle mathématique (ouverture au repos, la raideur et l'amortissement de l'anche, l'influence du débit d'anche, l'impédance du résonateur).

- Difficultés d'exploitation d'un modèle : l'écart entre seuils mesurés et estimés devrait idéalement être évalué en fonction de deux éléments, d'une part la sensibilité du seuil estimé en fonction des paramètres du modèle, d'autre part les incertitudes partielles associées aux estimations de chaque paramètre.

- Difficulté d'accéder expérimentalement au point

de bifurcation, indépendamment de la qualité du pilotage de l'expérience (notion de ralentissement critique à la bifurcation, [4]).

Dans cet article, nous présentons d'abord en section 2 le modèle de clarinette considéré et rappelons comment trouver les seuils d'oscillation. Seuil mesuré sur bouche artificielle et seuil donné par le modèle à partir de l'estimation des paramètres sont comparés en section 3. Nous montrons enfin en section 4 comment une approche par blocs du fonctionnement de l'instrument permet de mieux prévoir le seuil d'oscillation.

2 Modèle et seuils d'oscillation

Il est possible de représenter le fonctionnement d'une clarinette par la mise en série avec rétroaction d'un excitateur et d'un résonateur, ou, en séparant comportement mécanique de l'anche et écoulement, par un schéma à trois blocs (Fig. 1).

2.1 Modélisation

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

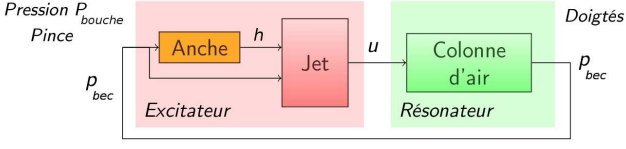


FIG. 1: Schéma bloc : fonctionnement de la clarinette.

pulsation propre ω_r et d'amortissement q_r soumis à une différence de pression entre les deux faces de l'anche (on pose $p = p_{bouche} - p_{bec}$) avec une raideur apparente K :

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

soit, en fréquentiel, $H(\omega) = -D(\omega)P(\omega)/K$. Le débit d'air entrant s'exprime en fonction de la différence de pression p entre la bouche et le bec, et la section du canal d'anche Wh (comme justifié dans [5]) :

$$u(t) = Wh(t)\sqrt{2p/\rho}. \quad (2)$$

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

$$P_{bec}(\omega) = U(\omega)Z_c(\omega). \quad (3)$$

et son impédance caractéristique Z_c (ondes planes).

2.2 Conditions d'auto-oscillation

On s'intéresse ici à la condition (ponctuelle) de mise en auto-oscillation. La pression minimale pour qu'un son puisse émerger de l'état d'équilibre correspond, pour les systèmes à oscillations entretenues, au seuil d'instabilité du régime statique (associé ici au seuil d'oscillation). Cette condition, connue sous le nom de critère de Barkhausen en théorie des oscillateurs, s'exprime par la relation suivante qui fait intervenir l'impédance du résonateur $Z_c(\omega)$ et l'admittance de l'excitateur linéarisé $Y_a(\omega)$ dépendante du point de fonctionnement [1] :

$$1 = Z_c(\omega)Y_a(\omega) \quad (4)$$

Avec le modèle présenté ci-dessus, on a :

$$Y_a(\omega) = \zeta\sqrt{\gamma} \left(D(\omega) - \frac{1-\gamma}{2\gamma} \right) \quad (5)$$

avec $\zeta = Z_c W \sqrt{\frac{2h_0}{\rho K}}$, et $\gamma = p_{bouche}/Kh_0$ paramètre de bifurcation dans cette étude.

3 Aspects expérimentaux

3.1 Mesure du seuil (bouche artificielle)

On utilise une bouche artificielle asservie en pression [6] pour détecter la bifurcation du régime statique

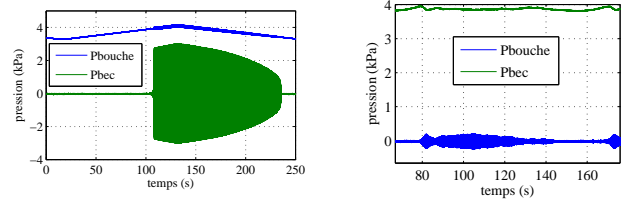


FIG. 2: Mesure de seuil : par rampes de p_{bouche} (à gauche) ou asservissement de p_{bec} (à droite).

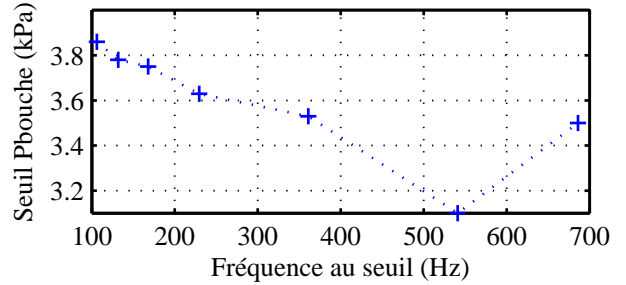


FIG. 3: Seuils d'oscillation pour différentes longueurs de résonateur

vers le régime oscillant selon deux approches : augmentation quasi-statique de la pression bouche p_{bouche} asservie jusqu'à détection de l'émergence puis diminution (le tout en 250s), ou alors régulation de l'amplitude des oscillations de la pression dans le bec p_{bec} sur de faibles valeurs conduisant p_{bouche} à se placer automatiquement au voisinage du seuil d'oscillation. Le seuil absolu est inaccessible à la mesure (les constantes de temps y sont infinies) mais l'intérêt de l'utilisation d'une bouche artificielle asservie est manifeste car on peut piloter des trajectoires aussi lentes et régulières que souhaitées. La première approche (Fig 2, gauche) fournit des seuils de $3.8kPa$ en montée et $3.4kPa$ en descente, tandis que la seconde (Fig 2, droite) conduit à un seuil voisin de celui constaté en rampe ascendante.

La différence entre seuils en montée et en descente peut être associée à l'hystérésis d'ouverture du canal (Fig 4), au temps caractéristique de croissance de l'oscillation qui tend vers l'infini au seuil, ou à l'existence éventuelle de deux seuils distincts pour les régimes statique et oscillant. On considère une marge d'erreur de l'ordre de $0.4kPa$ sur la mesure du seuil effectif.

La figure 3 montre les résultats de mesures de seuils pour diverses longueurs de résonateurs cylindriques. Le seuil diminue avec la longueur du résonateur car les pertes visco-thermiques se réduisent. Pour la plus petite longueur de résonateur, le seuil est plus élevé à cause de l'influence de l'anche [2, 3].

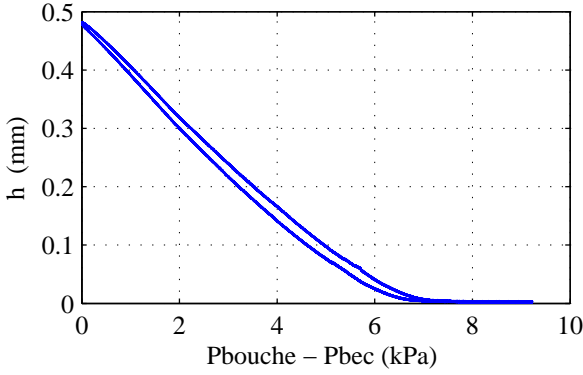


FIG. 4: Hauteur du canal d'anche lors d'un cycle quasi-statique de la pression dans la bouche

3.2 Identification paramétrique

Pour la confrontation théorie/expérience, les paramètres à injecter dans le modèle sont estimés par l'exploitation de la section d'ouverture du canal, de la caractéristique débit-pression, ainsi que de la dynamique de l'anche et de l'impédance du résonateur.

3.2.1 Excitateur : comportement quasi-statique

Le bec est équipé d'un phototransistor (associé à une source lumineuse en regard, pour évaluer la section d'ouverture du canal d'anche) et d'un débitmètre.

La figure 4 montre la caractéristique mécanique $h = f(p)$ obtenue pour des rampes de montée et de descente de pression dans la bouche d'une durée totale de 250 s, manifestant un hystérésis. La valeur maximale donne une ouverture au repos correspondant à $h_0 = 0.48 \text{ mm}$. L'hystérésis introduit une incertitude sur l'ouverture au repos et sur la raideur de l'anche, ce qui contribue à des écarts sur la valeur estimée du seuil. Cependant on considère une loi quasi-statique linéaire, avec une raideur K constante avant placage (pour $p_{\text{bouche}} \sim 6 \text{ kPa}$).

Sur la figure 5, on présente pour une montée quasi-statique de pression le signal d'ouverture issu du phototransistor, en haut, et plusieurs versions du débit, en bas : mesure, Eq. (2) avec ouverture donnée par le phototransistor, Eq. (2) avec pour pression de placage 7kPa et $W = 11\text{mm}$ mesuré (courbe notée "fit 1") et Eq. (2) avec pour pression de placage 6kPa et $W = 11.6\text{mm}$ ajusté pour avoir un débit maximum de 12.9 l/mn au tiers de la pression de placage (courbe notée "fit 2"). On constate un écart entre la mesure et le modèle donné par Eq.(2) plus important semble-t'il que celui constaté par Dalmont *et coll.* [7]. Si l'on suppose un comportement basses fréquences de l'excitateur (modèle dit *d'anche sans masse*), l'admittance $Y_a(\omega)$ s'identifie à l'opposé de la pente de cette caractéristique débit-pression (et est indépendant de la fréquence). Aussi selon que l'on ex-

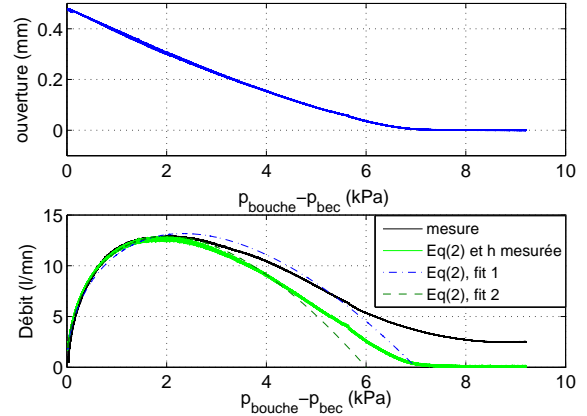


FIG. 5: Caractéristiques statiques ouverture-pression et débit-pression.

ploite directement les valeurs mesurées ou l'ajustement sur un des modèles présentés, on constate un écart pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents, avec une forte répercussion sur le seuil estimé théoriquement.

3.2.2 Dynamique de l'anche

La fonction de transfert $D(\omega)$ entre pressions et ouverture du canal peut être obtenue en utilisant une excitation indépendante [8, 10] (avec l'inconvénient d'une faible amplitude de la pression injectée dans le bec) ou à partir des signaux $p(t)$ et $h(t)$ mesurés en cours de jeu (un point de $D(\omega)$ par fréquence de jeu). La réponse fréquentielle de l'anche avec lèvres ne présentant que des résonances faibles en module, l'estimation des paramètres ω_r et q_r d'un oscillateur à 1 ddl s'avère plus aisée à partir de la courbe de déphasage de $D(\omega)$ (cf Fig. 6). En pratique, compte tenu des fréquences émergentes constatées lors de la mise en auto-oscillation, on ne considère le comportement dynamique que dans une bande de fréquences autour de la première fréquence de résonance acoustique, où un modèle d'oscillateur à 1 ddl est ajusté. Cette méthode est néanmoins insuffisamment robuste et aboutit à des fréquences de résonance $f_r = \omega_r/2\pi$ comprises entre 1000 et 1900 Hz. Une conclusion importante est que l'anche est loin d'être un simple système du 2nd ordre et que cette divergence laisse pressentir la présence d'autres modes de déformation [9].

3.2.3 Impédance d'entrée du résonateur

Le pont d'impédance [11] fournit une mesure de l'impédance d'entrée du corps de l'instrument (avec bec équivalent, cf Fig. 7 avec pour référence l'impédance $1 \text{ kPa}/1 \text{ l.mn}$, unités utilisées par le reste de la chaîne d'acquisition) sur laquelle est ajusté un modèle de lo-

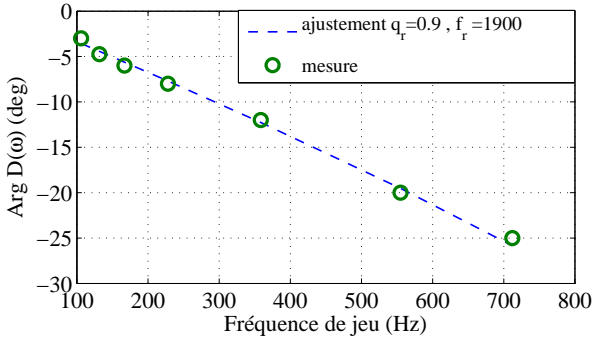


FIG. 6: Estimation du modèle (ω_r, q_r) à partir du déphasage entre $p(t)$ et $h(t)$ mesuré à différentes fréquences de jeu.

rentziennes :

$$Z_e(\omega) = \Sigma \frac{Z_n}{1 + jQ_n(\omega/\omega_n - \omega_n/\omega)}. \quad (6)$$

Cependant la mesure de l'impédance d'entrée ne peut être réalisée à l'heure actuelle qu'avec un volume équivalent au bec ce qui diffère de la situation de jeu, et qui est une première source d'erreur.

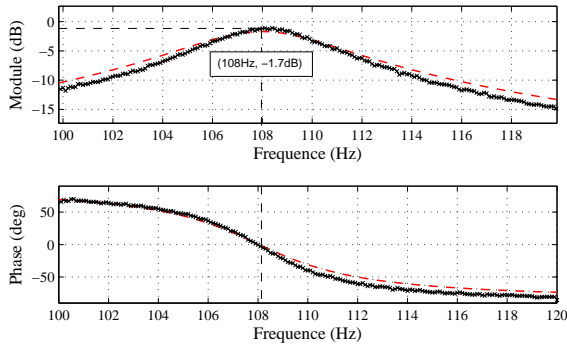


FIG. 7: Impédance dimensionnée du résonateur, autour du 1^{er} pic de résonance (mesure 'x', modèle '- -').

3.3 Confrontations modèle/expérience

L'utilisation du modèle avec les valeurs numériques obtenues expérimentalement (correspondant à la courbe notée "fit 2" en figure 5 et aux paramètres d'anche estimés en figure 6, Z_e donnée par Eq. (6)) conduit à un seuil d'oscillation de 2.4 kPa, bien inférieur au seuil mesuré (entre 3.4 et 3.8kPa). L'écart entre seuil mesuré et estimé est dû à la fois aux incertitudes sur les valeurs des paramètres estimés et à la pertinence du modèle. Une étude de sensibilité aux paramètres reliant incertitude sur les paramètres à l'incertitude du seuil estimé par le modèle permet de faire le bilan des diverses contributions et concentrer les efforts sur les sources d'erreur les

plus importantes. À défaut d'informations supplémentaires, on adopte pour les paramètres une distribution de probabilité uniforme entre des valeurs extrêmes estimées. La propagation des incertitudes amène à une incertitude relative sur le résultat de l'ordre de 50%. La valeur annoncée d'un seuil à 2.4 kPa n'est donc pas très significative. D'autre part, la sous-estimation systématique du seuil estimé suggère que les modélisations partielles adoptées sont inadaptées. Dans la suite, on adopte une approche "boîte noire", afin de valider la représentation excitateur/résonateur tout en évitant les erreurs liées à la modélisation simplifiée des phénomènes intrinsèques aux éléments.

4 Représentation par blocs

On se pose maintenant la question de la validation de la représentation excitateur/résonateur (cf Fig. 1) avec un nombre minimal d'hypothèses sur le modèle sous-jacent.

4.1 Principe général

On cherche à égaliser, en module et en phase, les quantités représentatives des deux blocs globalement selon la condition de Barkhausen (Eq. (4)), c'est-à-dire rechercher les valeurs de p_{bouche} et ω qui assurent $Y_a(p_{bouche}, \omega)Z_e(\omega) = 1$, après identification non paramétrique des blocs. Cela est fait grâce à une résolution graphique qui consiste à tracer dans le diagramme de Bode (module/phase) l'impédance d'entrée mesurée $Z_e(\omega)$ ainsi qu'un réseau de courbes $Y_a(p_{bouche}, \omega)$ paramétré en p_{bouche} . L'intersection, à la fois en module et en phase, donne les valeurs ω_{seuil} et $p_{bouche_{seuil}}$.

4.2 Difficultés pratiques de la méthode

L'application de ce principe nécessite d'avoir une connaissance suffisamment précise de $Y_a(p_{bouche}, \omega)$ et $Z_e(\omega)$. Outre les limitations déjà évoquées liées à la mesure d'impédance, la caractérisation de $Y_a(p_{bouche}, \omega)$ est également partielle :

- la faible bande passante du capteur de débit ne permet pas d'accéder au comportement fréquentiel de l'excitateur complet. Seule la dynamique de l'anche est mesurable.
- le module statique de l'excitateur est obtenu par mesure de la pente de la caractéristique débitpression.

Le problème est de savoir comment réinjecter la dynamique d'anche dans la mesure de l'excitateur. Une solution est proposée en 4.3.

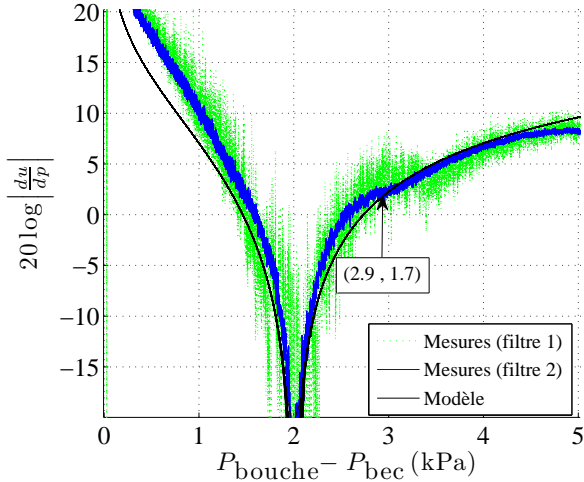


FIG. 8: Gain statique équivalent de l'excitateur (Eq. 8)

4.3 Exploitation des mesures

4.3.1 Gain statique équivalent de l'excitateur

Une expression ad-hoc de la relation débit-pression est ajustée au voisinage du seuil mesuré :

$$u \sim \alpha h \sqrt{p} + \theta \text{ avec } h = h_0 - \kappa p \quad (7)$$

avec les valeurs numériques $\alpha = 3$, $h_0 = 3$, $\kappa = 0.5$ et $\theta = 4.5$ (cf Fig 8), et le gain équivalent de la partie excitateur (exprimé en dB par rapport à la référence $1 \text{ kPa}/(\text{l.mn}^{-1})$) est obtenu par différentiation de cette expression

$$Y_a = -\frac{du}{dp} = \alpha \kappa \sqrt{p} - \frac{\alpha(h_0 - \kappa p)}{2\sqrt{p}}. \quad (8)$$

L'application du critère de Barkhausen avec une approximation statique de l'excitateur, qui a alors une phase nulle ou égale à π , implique que le seuil soit atteint à une des fréquences où le résonateur est purement résistif, soit 108 Hz pour la plus forte résonance qui a ici un module de -1.7 dB (cf. Fig 7). La pente $+1.7 \text{ dB}$ de l'excitateur est quant à elle obtenue pour une pression d'alimentation de 2.9 kPa (cf. Fig. 8), soit une réduction de l'écart de 100 Pa par rapport à l'estimation du seuil par modèles physiques.

4.3.2 Introduction de la dynamique de l'anche

L'admittance de l'excitateur a toutefois été estimée ci-dessus de manière quasi-statique soit en-dehors de la bande de fréquence intervenant dans la déstabilisation du régime statique. Si on introduit le comportement fréquentiel de l'anche dans l'expression (7) par

$$h = h_0 - \kappa(d * p) \text{ soit } H(\omega) = -\kappa D(\omega)P(\omega), \quad (9)$$

la linéarisation du couplage non linéaire (oscillations de p_{bec} de faible amplitude comparées à p_{bouche}) donne une admittance de l'excitateur sous la forme :

$$Y_a(\omega) = G_1 D(\omega) - G_2 \text{ avec} \quad (10)$$

$$G_1 = \alpha \kappa \sqrt{p_{bouche}} \quad \text{et} \quad G_2 = \frac{\alpha(h_0 - \kappa p_{bouche})}{2\sqrt{p_{bouche}}} \quad (11)$$

Des exemples de valeur sont données ci-dessous :

p_{bouche} (kPa)	G_1	G_2
3.8	5.85	0.85
3.0	5.20	1.30

Avec un oscillateur à 1 ddl pour l'anche ($q_r = 1$ et $f_r = 1 \text{ kHz}$), la valeur du paramètre de bifurcation p qui vérifie le critère de Barkhausen avec dynamique d'anche est de 3 kPa , soit un gain de 2.3 dB pour l'excitateur. Il est intéressant de noter que le déphasage introduit par l'anche (de l'ordre de 10°) implique que le seuil d'oscillation est atteint à une fréquence de 107.5 Hz qui n'est pas une fréquence de résonance acoustique et que le gain de l'excitateur est supérieur à la valeur estimée dans le cas statique. La prise en compte du comportement dynamique de l'excitateur réduit encore l'écart entre seuil mesuré et seuil théorique de 100 Pa , mais sans l'annuler.

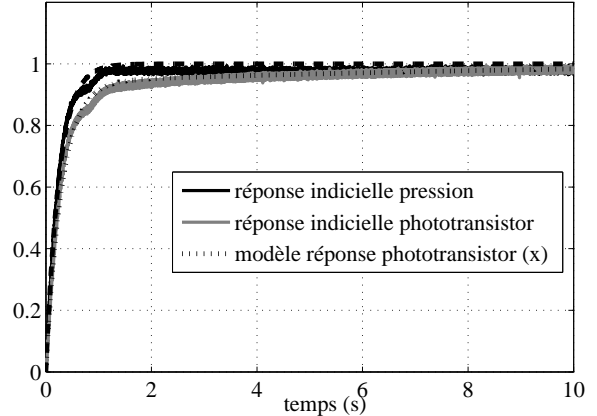


FIG. 9: Réponses indicielles en pression et en ouverture.

4.3.3 Dynamique basse fréquence de l'excitateur

Dans cette section, la dynamique basse fréquence de l'excitateur est identifiée sans référence explicite à un modèle physique. Les réponses indicielles en pression et en ouverture sont présentées en figure 9, et la fonction de transfert basse fréquence $D_{bf}(\omega)$ du rapport $H(\omega)/P(\omega)$ est identifiée sous la forme d'une fraction à 2 zéros et 3 pôles. Cette fonction de transfert traduit correspond à des temps de relaxation (grands devant la période de la

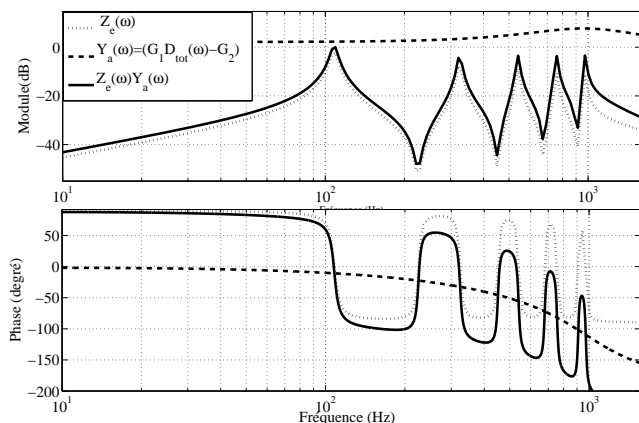


FIG. 10: Diagramme de Bode et critère de Barkhausen : cas avec dynamique d'anche pour $p = 3.6\text{kPa}$ (ce qui correspond au seuil d'oscillation)

note) relatifs à l'anche mais aussi à la lèvre de la bouche artificielle.

La fonction de transfert mécanique $D_{tot}(\omega)$ est alors le produit de $D_{bf}(\omega)$ et de la fonction de transfert $D(\omega)$. L'application du critère de Barkhausen conduit alors à un seuil estimé $p = 3.6\text{kPa}$ pour une fréquence émergente de 107.4Hz (cf. Fig. 10). L'apport principal de la fonction de transfert $D_{bf}(\omega)$ est une réduction de 3dB environ du gain dans une bande de fréquence autour de la fréquence de jeu, ce qui explique le seuil plus élevé (et plus conforme au seuil mesuré sur bouche artificielle) auquel aboutit l'application du critère de Barkhausen.

5 Conclusion

L'exercice qui consiste à prévoir la pression à partir de laquelle une clarinette se met à jouer est ardu. Mieux vaut minimiser le nombre de paramètres à estimer dans un modèle, sinon des écarts du même ordre de grandeur que ceux obtenus par Wilson et Beavers sont observés [2]. En revanche, en caractérisant indépendamment les blocs excitateurs et résonateurs, on peut parvenir à retrouver les conditions d'émergence de l'auto-oscillation (p_{bouche} au seuil estimée de 3.6kPa contre une marge admissible donnée par les expériences entre 3.4 et 3.8kPa).

Pour la note choisie (grave) il est intéressant de noter que la qualité de l'estimation du seuil dépend de la prise en compte de la dynamique basse fréquence de l'excitateur (et surtout la perte de gain correspondante dans la fonction de transfert mécanique). Inversement, le résultat est très peu sensible à l'estimation des paramètres (ω_r, q_r) liés à la résonance d'anche.

La démarche présentée dans cet article doit être validée pour d'autres configurations (longueurs de résonateurs, fréquences et amortissements d'anche). La procédure de caractérisation des blocs excitateurs et résona-

teur mériterait d'être améliorée, en particulier pour permettre la mesure des impédances et fonctions de transferts sans démonter l'instrument de la bouche artificielle.

Remerciements

Nous remercions J. Kergomard pour des discussions stimulantes. Une partie du travail présenté a été mené au sein du projet ANR CONSONNES.

Références

- [1] Fletcher N.H. "Autonomous vibration of simple pressure-controlled valves in gas flows". *J. Acous. Soc. Am.* 93 (4), (1993) 2172–2180.
- [2] Wilson T.A., Beavers G.S. "Operating modes of the clarinet". *J. Acous. Soc. Am.* 56 (2), (1974) 653–658.
- [3] Silva F., Kergomard J., Vergez C., Gilbert J. "Interaction of reed and acoustic resonator in clarinet-like systems". *J. Acous. Soc. Am.* 124 (5), (2008) 3284–3295.
- [4] Treddice J. R., Lippi G. L., Mandel P., Charasse B., Chevalier A., Picqué B. "Critical slowing down at a bifurcation". *Am. J. Phys.* 72 (6), (2004) 3284–3295.
- [5] Hirschberg A., Gilbert J., Wijnands A.P.J., Valkeering A.M.C. "Musical aero-acoustics of the clarinet". *J. Phys. IV, Colloque C5 4*, (1994) C5–559–568.
- [6] Ferrand D., Vergez C., "Blowing machine for wind musical instrument : toward a real-time control of the blowing pressure". *16th IEEE Mediterranean Conference on Control and Automation (MED)*, Ajaccio, France (2008).
- [7] Dalmont, J. P., Gilbert J., Ollivier S. "Nonlinear characteristics of single-reed instruments : quasi-static volume flow and reed opening measurements". *J. Acoust. Soc. Am.* 114 (4), (2003) 2253–2262.
- [8] Gazengel B., Guimezanes T., Dalmont J.P., Doc J.B., Fagart S., Léveillé Y. "Experimental investigation of the influence of the mechanical characteristics of the lip on the vibrations of the single reed". *Proc. of ISMA*. Barcelona, Spain (2007).
- [9] Guimezanes T. "Etude expérimentale et numérique de l'anche de clarinette". *Thèse de l'université du Maine*. (2008).
- [10] Silva F. "Emergence des auto-oscillations dans un instrument de musique à anche simple". Ph.D. thesis, Univ. Provence - LMA (2009).
- [11] Dalmont J.P., Le Roux J.Ch. "A new impedance sensor for wind instruments". *Acoustics08*. ASA-EAA-SFA (2008).