

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

Modélisation et validation expérimentale d'un modèle vibroacoustique d'un silencieux d'une motoneige

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie mécanique

Taoufik Mohamed BOURGANA

Jury : Nouredine Atalla (directeur)
Raymond Panneton (rapporteur)
Etienne Poulin

REMERCIEMENTS

A l'issu de ce travail, je tiens à exprimer toute ma gratitude à l'ensemble des personnes qui ont contribué, chacune à leur manière, à l'accomplissement de ce mémoire.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes profonds remerciements et respects à mon directeur de maîtrise, professeur à l'université de Sherbrooke, Monsieur Noureddine Atalla, pour l'aide compétente qu'il m'a apporté, pour sa patience et son encouragement. Son œil critique m'a été très précieux pour structurer et améliorer la qualité de mon travail, sans parler de son esprit d'analyse et ses connaissances inégalées dans la matière. Ces mots de remerciements s'adressent également à mon co-directeur Monsieur Maxime Bolduc qui a maintenant, quitté l'université de Sherbrooke, mais qui a significativement contribué à l'avancement de mes travaux et notamment à l'apprentissage du logiciel de modélisation vibroacoustique VA one.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Olivier Robin, Monsieur Rémy Oddo et Monsieur Dany Ducharme pour leur soutien technique durant mes tests expérimentaux.

Je tiens à remercier aussi tous les ingénieurs du CTA-BRP-UdeS, qui ont contribué de près ou de loin à l'avancement de ma maîtrise : Walid Belgacem, Maxime Desjardin-Goulet et Patrick Bisailon, ainsi qu'aux professeurs que j'ai eu la chance de rencontrer durant ma maîtrise : Raymond Panneton et Alain Berry.

Je remercie également ma famille pour leur soutien moral, ainsi que mes amis qui m'ont aidé et encouragé aux moments opportuns, je ne citerai pas de noms ici pour ne pas en oublier certains.

Merci à tous

Résumé

Ce mémoire traite la modélisation et la validation expérimentale du bruit d'un silencieux de motoneige. La première phase du projet consiste à modéliser numériquement le système d'échappement avec les méthodes numériques suivantes : éléments finis et éléments finis de frontière, afin d'évaluer ses performances acoustiques : perte par transmission, bruit de bouche et bruit de paroi. Une deuxième phase du projet consiste à valider expérimentalement les performances acoustiques calculées numériquement. La dernière phase du projet se consacrera à une étude paramétrique expérimentale d'un silencieux sur banc moteur. En conclusion, les résultats des modèles numériques mis en œuvre concordent bien avec les résultats expérimentaux. Cependant, les aspects non linéaires rencontrés à la dernière phase du projet n'ont pas été étudiés davantage.

Mots clés : silencieux, validation expérimentale, modélisation, éléments finis, éléments finis de frontière, perte par transmission, bruit de bouche, bruit de paroi.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	iii
Résumé	iv
Introduction	7
État de l'art	8
1.1 Introduction	8
1.2 Système d'échappement	8
1.3 Système d'entrée d'air	9
1.4 Silencieux (système d'entrée d'air et d'échappement).....	10
1.5 Le bruit de paroi des silencieux.....	15
1.6 Quelques méthodes de réduction de bruit de paroi.....	17
1.7 Méthodes prédictives et techniques de modélisation en vibroacoustique	17
1.7.1 Méthode des éléments finis (FEM)	18
1.7.2 Méthode des éléments finis de Frontière (BEM).....	18
1.7.3 Modélisation des matériaux poreux.....	20
1.7.4 Modélisation des perforations	22
1.7.5 Méthode des matrices de transferts (TMM)	23
1.8 Méthodes expérimentales	23
CHAPITRE 2.....	26
2.1 Modélisation éléments finis sur VA one	26
2.1.1 Formulation faible de Galerkin d'un problème acoustique	26
2.2 Modélisation VA one et validation.....	29
2.2.1 Silencieux à tube perforé	29
2.2.2 Silencieux multi chambre	32
2.2.3 Silencieux 'Plugged muffler'.....	37
CHAPITRE 3 Modélisation et validation expérimentale de perte par transmission et bruit de bouche d'un silencieux monochambre	42
3.1 Modélisation et validation du silencieux monochambre	43
3.1.1 Formulation faible de Galerkin.....	43
3.1.2 Test expérimental	45
3.1.3 Validation du modèle VA one.....	48
CHAPITRE 4 Modélisation et validation expérimentale du bruit de paroi d'un monochambre 53	
4.1 Analyse modale du silencieux	53
4.1.1 Marteau d'impact.....	53
4.1.2 Analyse modale numérique	55
4.1.3 Validation expérimentale.....	56
4.2 Bruit de paroi du monochambre	57
4.2.1 Modélisation numérique mixte éléments finis/ éléments fins de frontière (FEM-BEM) 57	
4.2.2 Mesure de puissance acoustique en chambre anéchoïque	61
4.2.3 Validation du modèle du bruit de paroi	63
CHAPITRE 5 Performances acoustiques d'un monochambre sur un banc moteur	66
5.1 Bruit de bouche.....	68
5.1.1 Mise au point de la mesure	68

5.1.2 Performances acoustiques du monochambre	68
CONCLUSION	71
Annexe A.....	72
Annexe B.....	73
Annexe C.....	75
Bibliographie.....	78

Introduction

Ce projet de maîtrise fait partie du projet dSkibel dont l'objectif principal est de réduire le bruit du prochain modèle de motoneige de plusieurs décibels par rapport aux modèles précédents. Pour ce faire, le projet dSkibel a été découpé en plusieurs tâches (Work Packages). Chaque partie va être étudiée indépendamment. En parallèle une équipe se chargera d'intégrer l'ensemble des résultats, en vue d'optimiser le gain total en termes de bruit rayonné.

Notre projet s'inscrit dans la tâche 2 « Work package 2 » du projet dSkibel, son objectif étant la réduction du bruit émis par le système d'échappement de la motoneige. Ceci constitue la problématique scientifique du projet. Le but est d'appréhender les phénomènes acoustiques du système, ensuite les modéliser afin d'évaluer leur amplitude et enfin les améliorer pour satisfaire au cahier des charges.

Pour ce faire, nous allons développer plusieurs modèles numériques qui tiennent compte de tous les phénomènes physiques qui peuvent avoir un impact sur les performances acoustiques du système d'échappement, à savoir :

- Excitations acoustiques couplées à un écoulement
- Vibrations des parois du silencieux
- L'influence de la température du fluide circulant à l'intérieur du système d'échappement

La prise en compte de tous ces paramètres dans nos modèles numériques constitue une vraie problématique technologique du projet de recherche.

Chapitre 1

État de l'art

1.1 Introduction

Nous serons amenés dans cette section à présenter l'état de l'art du sujet, à savoir, évaluation du bruit du système d'échappement. Ce bruit contribue d'une manière significative au bruit total du véhicule, il est donc impératif de modéliser le système d'échappement en vue de réduire ce bruit.

Pour ce faire, nous allons tout d'abord présenter une revue de la littérature sur les méthodes de modélisation du système d'échappement avec paroi rigide : sans tenir compte du bruit de paroi, ce qui nous permettrait, dans un premier temps, de cerner tous ses aspects 'acoustiques internes'. Ensuite, nous traiterons le cas de paroi élastique, nous verrons notamment les méthodes de modélisation du bruit de paroi. Enfin, nous exposerons, en prenant en référence des normes, les tests expérimentaux à mettre en œuvre pour valider les modèles numériques.

1.2 Système d'échappement

Le système d'échappement sert à évacuer les gaz de combustion hors de la zone où se trouve le moteur. Ces gaz brûlés sont susceptibles de provoquer un dysfonctionnement du moteur s'ils ne sont pas correctement évacués. C'est pourquoi les lignes d'échappement débouchent souvent à l'arrière des véhicules, ou sont situées en hauteur sur les motorisations fixes.

Comme illustrer sur la figure 1.1, la ligne d'échappement de la motoneige se compose de deux structures :

- Un tube de détente, qui comme son nom l'indique, sert à détendre les gaz d'échappements afin d'en abaisser la température, de stabiliser la pression et aussi à diminuer le bruit produit. Ceci étant le rôle d'un pot de détente type. Dans notre cas, on a affaire à un pot de

détente à la sortie d'un moteur deux temps. Ce dernier joue un rôle essentiel pour faciliter la sortie des gaz brûlés hors du cylindre en créant une forte dépression, qui favorise la remontée des gaz frais dans le cylindre et en même temps, crée une contrepression entre la fermeture des transferts et celle de l'échappement pour éviter aux gaz frais de sortir par la lumière d'échappement encore ouverte, améliorant ainsi la puissance et le rendement du moteur. Cependant, ce dispositif se met à vibrer suite à l'excitation d'ondes acoustiques venant du moteur, et donc à rayonner un bruit de paroi.

- Un silencieux dont la tâche principale est la réduction du bruit de bouche du tube de détente. Néanmoins, vu qu'il est excité par ce dernier, il génère aussi un bruit de paroi qu'on essaiera aussi d'évaluer.

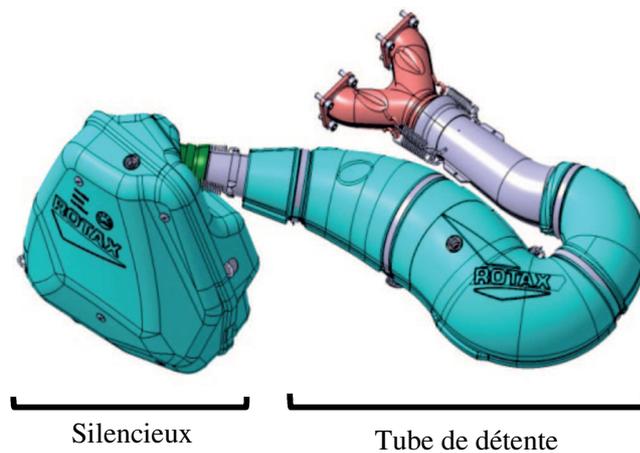


Figure 1.1 : La ligne d'échappement de la motoneige

1.3 Système d'entrée d'air

Le système d'entrée d'air, aussi appelé collecteur d'admission, a pour but de fournir au moteur, la quantité d'air nécessaire à une combustion complète du carburant. Il comporte deux structures montées en série :

- Une entrée d'air primaire directement liée aux cylindres du moteur qui fait office essentiellement de filtre d'air qui assure l'entrée de l'air propre sans aucun débris en se

débarrassant de tout ce qui peut endommager le moteur. Le design intérieur de cette structure est minutieusement étudié pour régler l'efficacité du flux de l'air traversant ce système afin d'optimiser au mieux la puissance du moteur. Ce flux d'air contribue d'une manière importante au bruit émis par l'entrée d'air primaire, ce bruit a deux sources : la première provient des turbulences de flux d'air qui appliquent une charge sur les parois de la structure, cette dernière se met ainsi à vibrer suite à la force continuellement appliquée sur ses frontières, ces vibrations se transforment en bruit de paroi. La deuxième source de bruit du système d'entrée d'air est le bruit de bouche, ce dernier est réduit par la présence d'une deuxième entrée d'air appelée entrée d'air secondaire.

- Une entrée d'air secondaire. Elle sert principalement à réduire le bruit de bouche du primaire. Dans le cadre du projet, on ne s'intéressera pas à cette structure.

D'après cette description, on constate que ces deux systèmes d'entrée d'air et d'échappement sont similaires acoustiquement parlant, car ils se composent tous les deux de deux structures : une structure bruyante qui sert essentiellement à optimiser les performances du moteur, et un silencieux dont la fonction principale est la réduction de bruit émis par la partie bruyante.

Dans la section suivante, on s'intéressera aux silencieux, on traitera notamment les différents types de silencieux existants.

1.4 Silencieux (système d'entrée d'air et d'échappement)

1.4.1 Caractéristiques acoustiques des silencieux

Il existe deux paramètres essentiels qui permettent de décrire les performances acoustiques des silencieux : Perte par transmission TL , perte par insertion IL .

La perte par transmission est la différence en puissance entre l'onde incidente et l'onde transmise qui quitte le silencieux quand ses terminaisons sont anéchoïques. Il existe plusieurs méthodes pour prédire la perte par transmission (ex : Matrices de transfert, méthodes des éléments finis)

Le TL du silencieux ne dépend pas de la source, c'est une caractéristique du système peu importe l'onde incidente. Il est calculé en dB :

$$TL_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{W_i}{W_t} \right) \quad (1.1)$$

avec W_i la puissance acoustique incidente, et W_t la puissance acoustique transmise.

La perte par insertion est la différence de niveau de pression, souvent en un point en dehors du système, avec et sans la présence du silencieux (1.2) : contrairement à la perte par transmission, la perte par insertion n'est pas purement une caractéristique du silencieux car elle ne dépend non seulement de la source rayonnante mais aussi de l'impédance de rayonnement des parois du silencieux. La perte par insertion est une donnée très importante pour estimer les performances acoustiques d'un silencieux.

$$IL_{dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{sans}}{P_{avec}} \right) \quad (1.2)$$

avec P_{sans} la pression acoustique sans le silencieux, et P_{avec} la pression acoustique avec le silencieux.

1.4.2 Les différents types de silencieux

Dans la suite, le silencieux concernera à la fois celui de l'entrée d'air et celui du système d'échappement.

Il existe trois types de silencieux (figure 1.2) :

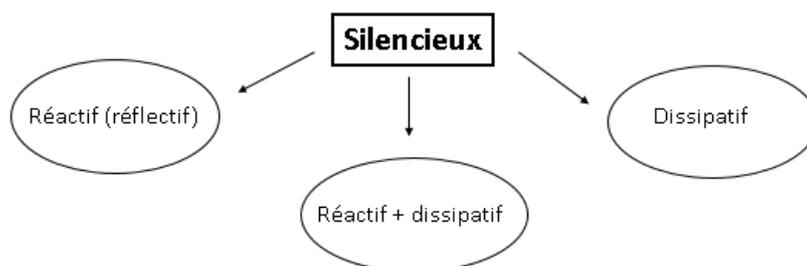


Figure 1.2 : les différents types de silencieux

Le silencieux réactif, aussi appelé réflectif repose sur l'utilisation de plusieurs segments de tubes de différentes sections.

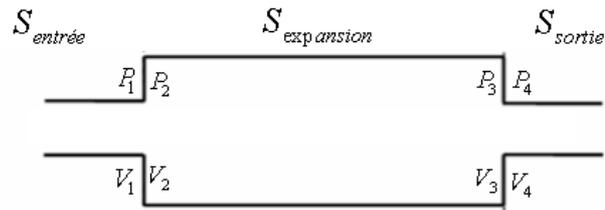


Figure 1.3 : Exemple de silencieux réactifs à une chambre d'expansion

Le mot réfléchissant dans l'appellation de ce type de silencieux provient du fait qu'au niveau des changements de section, la pression et le flux volumique sont continus, tandis que la vitesse ne l'est pas, ce qui crée une réflexion d'onde :

$$\begin{cases} P_1 = P_2 \\ V_1 S_{\text{entrée}} = V_2 S_{\text{expansion}} \end{cases} \quad (1.3)$$

Les deux surfaces d'entrée et d'expansion étant différentes, la vitesse à l'interface sera discontinue, alors :

$$Z_1 = \frac{P_1}{V_1} \neq \frac{P_2}{V_2} = Z_2 \quad (1.4)$$

Z_1 et Z_2 étant respectivement les impédances à l'entrée du silencieux, et à l'entrée de la chambre d'expansion.

L'impédance est donc discontinue à l'interface, cette discontinuité va provoquer la réflexion d'une partie de l'onde incidente. En effet, on peut évaluer le coefficient de réflexion en fonction des impédances :

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (1.5)$$

Il est clair, d'après l'équation 1.5, que s'il n'y avait pas de discontinuité d'impédance, le coefficient de réflexion serait nul, et donc l'amplitude de l'onde ne serait pas affaiblie.

Dans la figure 1.3, la réflexion se passera à chaque discontinuité de surface, donc deux fois, et la pression acoustique à la sortie sera ainsi affaiblie, d'où le but d'utiliser des silencieux réactifs.

En réalité, le design du silencieux réactif est plus compliqué que celui de la figure 1.3. Afin de réduire le plus possible le bruit incident, les silencieux réactifs se composent de plusieurs

chambres de différents volumes, interconnectées entre elles par des tubes perforés de différentes sections, et séparées souvent par des baffles (figure 1.4).

Des travaux ont été effectués dans [3] pour trouver une méthode d'optimisation de la forme que doit avoir une partition rigide dans un silencieux monochambre pour obtenir la meilleure perte par transmission possible. Plusieurs cas de figures ont été étudiés, pour enfin montrer que cette méthode d'optimisation topologique de la perte par transmission des silencieux est plus simple à mettre en œuvre que les anciennes méthodes.

D'autres travaux ont été effectués sur l'aspect géométrique des silencieux pour optimiser leurs performances acoustiques [1], [5]. En effet, une étude paramétrique a été menée dans [5] sur un silencieux pour étudier l'influence des trous -qui relient les tubes à la chambre d'expansion- sur les performances acoustiques du silencieux traité. Tandis que dans [1], une étude numérique utilisant un modèle de perforations prenant en compte plusieurs paramètres a été faite sur COMSOL, ce modèle a été validé expérimentalement avec succès en traitant deux cas de figures avec de différents taux de perforations.

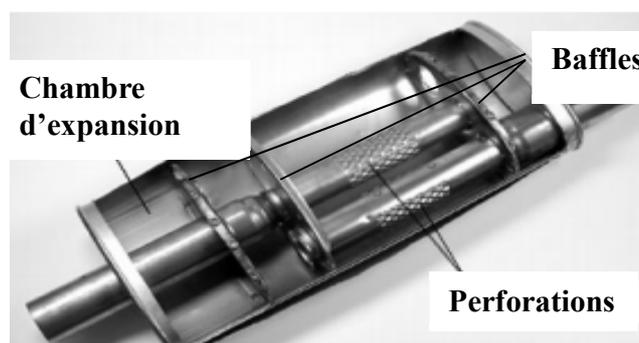


Figure 1.4 : Exemple de silencieux automobile [3]

Il existe un autre type de silencieux réactif classique qui, au lieu de reposer sur l'utilisation d'une ou plusieurs chambres d'expansion pour réfléchir l'onde acoustique incidente, comporte un ou plusieurs résonateurs de Helmholtz, ce dernier est une cavité attachée à un col. Quand le système cavité-air dans le tube résonne à sa fréquence de résonance, il y a réflexion de l'onde incidente, cette réflexion est due au changement d'impédance causé par l'existence du résonateur (figure 1.5)

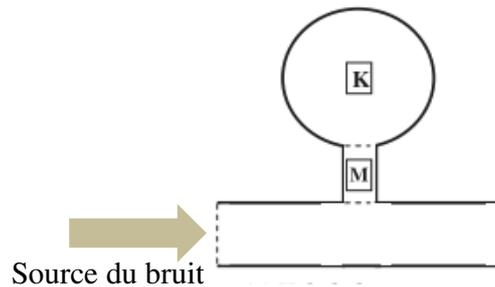


Figure 1.5 : Exemple de silencieux réactif avec résonateur de Helmholtz [9]

Le résonateur de Helmholtz (figure 1.5) sert à atténuer le bruit dans une bande de fréquence fine, qui correspond à sa fréquence de résonance, les différentes dimensions du résonateur *vont* déterminer cette fréquence.

Les silencieux intégrant ce concept, en général se composent de plusieurs résonateurs de différentes dimensions pour cibler plusieurs intervalles de fréquences.

Il existe un autre type de résonateur : appelé résonateur quart d'onde. Il repose sur l'utilisation d'un tube d'air, ouvert d'un côté et fermé de l'autre, seule sa longueur détermine sa fréquence de résonance. Ce résonateur est dit quart d'onde car, la longueur du tube doit être égale au quart de la longueur d'onde à atténuer. Une comparaison entre le résonateur quart-d'onde et celui de Helmholtz est donnée dans la référence [8].

Les silencieux réactifs réduisent très bien les basses fréquences, cependant, leur atténuation du bruit en hautes fréquence laisse à désirer. De plus, comme mentionner précédemment, leur fonctionnement repose sur la réflexion de l'onde incidente, cette énergie réfléchi risque de dégrader les fonctionnalités du moteur. Cela dit, il existe une alternative de silencieux dont le processus de réduction de bruit n'affecte pas les performances du moteur, elle repose sur l'utilisation de matériaux absorbants, c'est ce qu'on appelle des silencieux dissipatifs. Ces silencieux dissipatifs ou absorptifs consistent en l'utilisation de matériaux pouvant absorber le son (mélamine, laine de verre, mousse de polyuréthane) ; l'atténuation du son se fait par conversion de l'énergie acoustique qui se propage dans les passages poreux, en chaleur. Le silencieux dissipatif réduit généralement le bruit dans de larges bandes de fréquences qui vont des moyennes aux hautes fréquences. Par contre son atténuation en basse fréquence est

médiocre. L'autre inconvénient de l'utilisation des matériaux absorbants dans un silencieux notamment d'échappement, est leur dégradation à cause des hautes températures des gaz. Pour cette raison, ils sont beaucoup plus utilisés dans les silencieux d'entrée d'air où les conditions sont plus favorables pour ces matériaux. Cependant, ils sont utilisés dans le système d'échappement étudié.

Ces matériaux ne pouvant pas se tenir en position dans le silencieux, sont souvent fixés par des tubes perforés (figure 1.6)

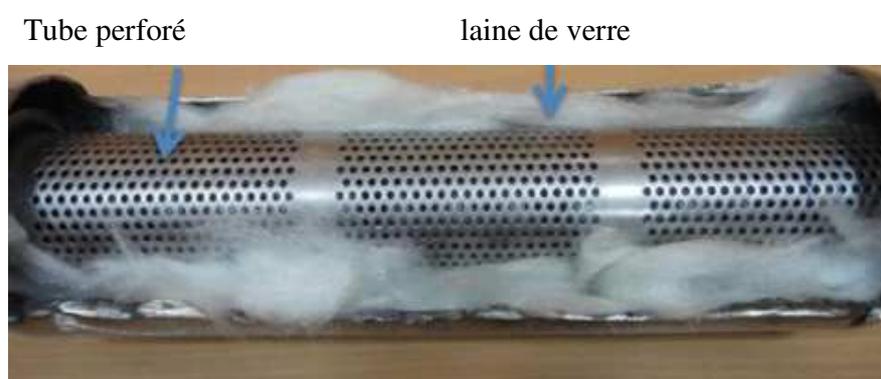


Figure 1.6 : Exemple de silencieux dissipatif

Les deux types de silencieux décrit précédemment présentent des inconvénients qui peuvent rendre l'ingénieur indécis quant à leur implémentation dans un silencieux. Cependant, vu qu'ils sont complémentaires, car l'un couvre les inconvénients de l'autre tout en gardant tous leurs avantages, il serait judicieux de combiner les deux technologies. Ce type de silencieux repose donc sur l'utilisation à la fois, de chambre de différents volumes et de tubes de différentes sections ainsi que des matériaux absorbants le bruit. Ainsi, la réduction de bruit se fera dans une large bande de fréquence

1.5 Le bruit de paroi des silencieux

Plusieurs travaux ont été faits pour évaluer le bruit de paroi des silencieux. Deux modèles analytiques ont été développés [12] pour évaluer le bruit transmis à travers une coque cylindrique à double paroi (deux cylindres concentriques séparés par une couche d'air). Le premier modèle dit 2D, est décrit par les équations de propagation des ondes acoustiques ainsi que celles de vibrations des deux parois. Le deuxième modèle représente la propagation

unidimensionnelle à travers les trois couches de la structure en question : paroi – couche d’air – paroi en utilisant la méthode des matrices de transfert. Les deux modèles analytiques ont été comparés l’un par rapport à l’autre, ensuite chacun a été validé expérimentalement. Par la suite, une étude paramétrique a été conduite pour déterminer l’effet du système paroi – couche d’air – paroi ainsi que l’effet de l’épaisseur des parois et de la couche d’air sur le bruit transmis. Cette étude a montré qu’une augmentation de l’épaisseur de la paroi ainsi que l’augmentation de l’épaisseur de la couche d’air améliorent significativement la perte par transmission, cependant, une augmentation de l’épaisseur de la couche d’air n’a aucune influence sur les fréquences inférieures à la fréquence de coïncidence.

De plus, deux modèles numériques d’un silencieux sur VA-one ont été développés [13] pour évaluer l’influence du bruit de paroi sur les performances du silencieux. Le premier modélise une cavité acoustique en éléments finis uniquement, ce modèle avait pour but de calculer la perte par transmission du silencieux. Le deuxième modèle décrit un problème couplé : structure - cavité acoustique en utilisant une méthode hybride élément finis - SIF (*SEA semi infinite fluid*) ; l’utilisation du SIF permet le calcul de la puissance rayonnée dans un domaine extérieur semi infini. On peut constater dans [13] que le bruit rayonné par les deux brides de sortie et d’entrée du silencieux est beaucoup plus important que le bruit rayonné par sa paroi latérale. Ainsi on a proposé d’augmenter l’épaisseur de ces deux parties afin d’augmenter les performances du silencieux.

Un modèle analytique qui permet d’évaluer le bruit de paroi d’un silencieux cylindrique multicouche a été développé [11], en utilisant des matériaux absorbants. Le modèle repose sur le même principe que celui proposé par [12]. On a pu en outre faire une étude paramétrique sur l’effet de l’épaisseur de chaque couche du silencieux, et l’effet de la résistivité des matériaux absorbant sur le bruit transmis.

D’autres études paramétriques ont été conduites notamment par [10 et [14] pour savoir l’effet de la forme de la section du silencieux sur ses performances acoustiques. On a conclu qu’une forme circulaire ainsi que l’utilisation de plaques d’entrée et de sortie du silencieux épaisses, permettent de réduire le bruit de paroi.

1.6 Quelques méthodes de réduction de bruit de paroi

La 1^{ère} méthode consiste à se focaliser sur l'aspect d'amortissement des vibrations. Pour ce faire, des matériaux viscoélastiques sont classiquement utilisés. On cite deux traitements souvent utilisés dans les problèmes vibroacoustiques :

- Traitement non contraint : utilisation d'un matériau viscoélastique collé sur la paroi dont on veut amortir les vibrations. Le module d'élasticité des matériaux viscoélastiques est inférieur à celui de la structure alors que son facteur de perte est très grand.
- Traitement contraint : repose sur le même principe que le traitement non contraint, la seule différence est l'ajout d'une couche contraignante par-dessus le matériau viscoélastique dans le but de solliciter le matériau en cisaillement. Cette structure contraignante doit donc être très rigide par rapport au matériau viscoélastique.

Au lieu de se focaliser sur l'amortissement structurel, la 2^{ème} méthode repose sur l'utilisation de matériaux absorbants.

Ces deux méthodes consistent en l'ajout de matériaux qui permettent la réduction de bruit de paroi sans aucun changement géométrique de la structure. Ceci constitue l'avantage de ces méthodes. Cependant, on peut parfois recourir à une altération de la géométrie de la structure pour réduire le bruit de paroi (l'ajout de raidisseur, ajourage, arrondie, augmentation de l'épaisseur de paroi...).

1.7 Méthodes prédictives et techniques de modélisation en vibroacoustique

Dans le cadre du projet, on rencontrera trois classes de problèmes vibroacoustiques. Les problèmes intérieurs : ce sont des problèmes dont le domaine fluide est borné. Les problèmes extérieurs ou le domaine fluide est non borné, finalement les problèmes qui couplent plusieurs domaines de fluides bornés et non bornés.

Il existe plusieurs méthodes qui permettent de prédire le comportement vibroacoustiques des systèmes d'entrée d'air et d'échappement. Le choix de ces méthodes dépend du type de problème, de ce qu'on veut prédire, dans quelle bande de fréquence on veut le prédire, la géométrie du problème et la marge d'erreur ou le degré de précision et de détail recherché. Dans

la suite on traitera la méthode des éléments finis, la méthode des éléments finis de frontière, et une méthode analytique qui est la méthode des matrices de transferts.

1.7.1 Méthode des éléments finis (FEM)

La méthode des éléments finis consiste à chercher une solution approchée du problème dans des sous espaces discrets de type éléments finis : mailles, en tenant compte des conditions aux limites du problème étudié. La solution est obtenue en résolvant un système algébrique d'équations linéaires correspondant au problème vibroacoustique.

Cette méthode est d'autant plus précise que le nombre d'éléments est élevé.

Il existe des critères de discrétisation qui permettent la convergence des résultats : le critère de six éléments linéaires par longueur d'onde est utilisé pour s'assurer de la convergence des résultats, ceci implique de choisir des éléments dont la longueur est inférieure à la longueur d'onde divisée par 6. Dans le cas des problèmes intérieurs, c'est le fluide, généralement l'air, qui est discrétisé. Dans ce cas, les ondes qui s'y propagent sont des ondes acoustiques, le critère choisi est celui de l'utilisation de 6 éléments linéaires par longueur d'onde acoustique. En pratique, ce critère est formulé en termes de fréquence :

$$d \leq \frac{\lambda_{acoustique}}{6} = \frac{c}{6f} \quad (1.6)$$

Avec d taille élémentaire, c vitesse de l'onde et f la fréquence.

D'après (1.6), on constate que plus on monte en fréquence, plus on augmente le nombre de nœuds (la taille élémentaire diminue), ce qui conduit à des temps de calcul énorme pour les grands problèmes. C'est pourquoi cette méthode est plus utilisée pour les basses et moyennes fréquences. L'autre inconvénient de la méthode des éléments finis est qu'elle n'est pas adaptée à résoudre des problèmes de rayonnement extérieur, car cela revient à discrétiser tout le milieu de rayonnement qui peut être infini. Pour s'affranchir de ce problème, il existe une autre méthode numérique qui permet de donner une solution à ce problème : la méthode des éléments finis de frontière [4].

1.7.2 Méthode des éléments finis de Frontière (BEM)

Cette approche simplifie les problèmes vibroacoustiques en exprimant les différentes équations du fluide et ses conditions aux limites à l'aide d'intégrales de surfaces. Il existe trois classes de méthodes : La méthode directe, la méthode indirecte utilisant la théorie du potentiel et enfin la méthode vibrationnelle, utilisant soit une forme intégrale directe soit indirecte. L'avantage de ces méthodes est la réduction du nombre de degrés de liberté du problème étudié, les dimensions du problème sont aussi réduites par rapport à la méthode des éléments finis. De plus, elles permettent de résoudre des problèmes de rayonnement extérieurs dans un fluide non borné. Cependant, la BEM comporte plusieurs inconvénients. Ces derniers incluent l'évaluation de termes singuliers ainsi que la non unicité de la solution dans certains cas. De plus, les deux formulations directes et indirectes produisent des matrices pleines et non symétriques dépendantes de la fréquence, la méthode variationnelle produit quant à elle des matrices symétriques mais elle est plus coûteuse en temps de calcul. Un autre inconvénient de ces méthodes est qu'elles ne permettent pas le calcul des fréquences propres et des déformés modales du problème en main, à cause de la dépendance fréquentielle des matrices qu'elles produisent, alors qu'on peut effectuer une analyse modale en utilisant la méthode des éléments finis.

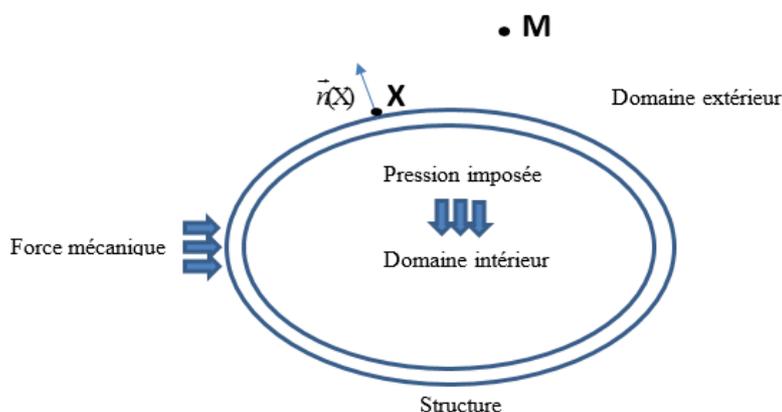


Figure 1.7 : schéma d'un problème vibroacoustique

La figure 1.7 illustre une représentation d'un problème vibroacoustique typique auquel on va devoir faire face dans ce projet. Il inclut une structure vibrante, un milieu borné et un autre infini, le tout est excité mécaniquement et/ou acoustiquement. Le but est de modéliser

correctement le bruit rayonné par la structure dans le domaine extérieur en utilisant les méthodes BEM–FEM.

Il existe une méthode alternative SIF (*Semi-infinite-fluid*) qui permet le calcul approximatif du rayonnement extérieur avec un cout de calcul inférieur à celui de la méthode BEM. La SIF considère chaque élément à l'interface fluide– structure, comme un piston bafflé de débit volumique proportionnel à sa vitesse normale, le calcul du rayonnement se fait alors par intégration numérique sur chaque élément. Un modèle a été développé [9] pour évaluer le bruit de paroi en utilisant l'approximation SIF sur un silencieux, les résultats ont été validés expérimentalement jusqu'à 2000 Hz.

1.7.3 Modélisation des matériaux poreux

Les matériaux poreux sont des milieux composés d'une phase solide appelée squelette et d'une phase fluide :

- La phase fluide est l'air et peut librement circuler autour du squelette
- Le squelette est constitué d'un assemblage continu de poutres formées à base de polymères ou discontinu de type minéral ou textiles.

Couramment utilisées dans divers secteurs industriels en confort acoustique, les matériaux poreux permettent de réduire à la fois le niveau sonore mais aussi amortir les vibrations d'une structure comme dans les habitacles de véhicules automobiles. Les mécanismes de dissipation de l'énergie mécanique mis en jeu sont les suivants :

- Le premier de ces mécanismes est lié au comportement viscoélastique du squelette.
- Le second est rattaché à la viscosité de l'air : lors du mouvement relatif entre les deux phases, les frottements visqueux entre les parois du squelette et fluide vont dissiper l'énergie acoustique.
- Enfin le dernier est lié aux échanges thermiques entre l'air et le squelette lors du passage d'une onde acoustique.

Plusieurs modèles ont été développés par le passé pour prédire le comportement acoustique des matériaux poreux :

- Modèle Delany et Bazley [24]

Ce modèle établi par Delany et Bazley dans les années 70 est l'un des plus connu car le plus simple à mettre en œuvre, Il fait partie des modèle communément appelé « Modèle de fluide équivalent » qui considèrent que la propagation acoustique dans le matériau est semblable à celle dans un fluide libre dont les caractéristiques - Impédance caractéristique et constance de propagation - sont modifiées par la présence du solide. En effet, il repose sur une loi empirique selon laquelle les constantes de propagation et les impédances caractéristiques des matériaux poreux ne dépendent que du rapport de la fréquence f à la résistance au passage de l'air σ , f/σ . Cependant ce modèle est limité, car il n'est pas représentatif de l'ensemble des matériaux poreux et ne met pas en évidence les phénomènes liés à la vibration du squelette.

La formulation Delany et Bazley de constante de propagation et de l'impédance caractéristique des matériaux poreux est :

$$Z = \rho c \left[1 + 9.08 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.75} - j 11.9 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.73} \right]$$

$$k = \frac{\omega}{c} \left[1 + 10.8 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.70} - j 10.3 \left(10^3 \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.59} \right]$$

Avec ρ densité de l'air, c vitesse du son dans l'air, $\omega = 2\pi f$ la pulsation, σ la résistance au passage de l'air ($N \cdot m^{-4} \cdot s$)

- Modèle poroélastique

Nombreuses sont les applications où le matériau poreux est directement soumis à une excitation mécanique ou lorsque la structure du poreux est excitée par une onde acoustique, le modèle poroélastique est alors utilisé.

L'approche présentée par Biot [20], [21] fournit un modèle fondamental pour décrire le comportement des matériaux poroélastique. Biot utilise le formalisme de la mécanique des milieux continus et suggère que le matériau poreux pourrait être considéré comme deux milieux continus couplés.

- Modèle de squelette mou [19], [23]

Le modèle *Limp* ou mou, est basé sur l'hypothèse que la raideur du squelette n'a pas d'influence sur le comportement vibroacoustique du matériau. Le module d'incompressibilité du squelette est négligé mais son inertie est prise en compte, le modèle *Limp* est donc particulièrement adapté aux matériaux souples telles les laines de verres.

1.7.4 Modélisation des perforations

Les perforations sont modélisées par une impédance de transfert, il existe plusieurs modèles empiriques d'impédance de transferts, tous présentés dans la référence [18]. Ces modèles prennent ou non en compte l'écoulement rasant M , et l'écoulement à travers les perforations (*bias*) M_b .

Soit t l'épaisseur des perforations, d le diamètre des perforations et σ le taux de perforations :

- Modèle Sullivan

$$Z_{\text{Perforations}} = 2.57 M_b + \frac{jk(t + 0.75d)}{\sigma}$$

- Modèle Rao et Munjal

$$Z_{\text{Perforations}} = R + jI$$

$$R = \frac{7.337 \cdot 10^{-3}}{\sigma} (1 + 72.23M)$$

$$I = \frac{2.2245 \cdot 10^{-5}}{\sigma} f (1 + 51t)(1 + 204d)$$

- Modèle Jayaraman et Yam

$$Z_{\text{perforations}} = \frac{1}{\sigma} \left(0.514 \frac{dM}{t\sigma} + j4.8 \cdot 10^{-5} f \right)$$

- Modèle Seong

$$Z_{perforations} = R_{seong} + jI_{seong} \quad (3.59)$$

$$R = a_0(1 + a_1(f - f_0))(1 + a_2M)(1 + a_3d)(1 + a_4t) / \sigma$$

avec :

$$a_0 = 3.94.10^{-4}, a_1 = 7.84.10^{-3}, a_2 = 14.9, a_3 = 296, a_4 = -127, f_0 = \phi_1 \frac{1 + \phi_2 M}{1 + \phi_3 d}$$

$$\phi_1 = 412, \phi_2 = 104, \phi_3 = 274$$

et :

$$I_{seong} = b_0(1 + b_1d)(1 + b_2t)(1 + b_3M)(1 + b_4f) / \sigma$$

avec :

$$b_0 = -6.10^{-3}, b_1 = 194, b_2 = 432, b_3 = -1.72, b_4 = -6.62.10^{-3}$$

1.7.5 Méthode des matrices de transferts (TMM)

En général, le calcul analytique de la puissance transmise à l'aide des équations de l'acoustique classique devient rapidement fastidieux dès qu'on s'apprête à traiter des problèmes acoustiques dont l'onde se propage à travers des milieux composés de plusieurs couches. Pour faciliter la résolution analytique des problèmes de ce genre, ces équations peuvent être représentées sous la forme de matrice de transfert.

Dans [2] est traité un problème de silencieux à une chambre d'expansion en utilisant la TMM, alors que les auteurs de [12] ont développé un modèle analytique en utilisant la TMM pour évaluer le bruit transmis à travers la paroi d'un cylindre infini.

1.8 Méthodes expérimentales

1.8.1 Mesure du bruit de paroi en laboratoire

La mesure du bruit de paroi peut se faire à l'intérieur d'une chambre réverbérante (figure 1.8), cette dernière est constituée de surfaces parfaitement réfléchissantes qui permettent la création d'un champ diffus [30].

En pratique, le champ n'est pas totalement diffus dans la chambre réverbérante, pour cette raison, la mesure du bruit se fait en plusieurs points, ces valeurs sont moyennées dans l'espace pour obtenir une mesure avec le moins d'erreurs possible.



Figure 1.8 : Chambre réverbérante du la laboratoire GAUS de l'université de Sherbrooke

Dans la suite, le bruit de paroi sera mesuré à l'intérieur d'une chambre anechoïque, les conditions et la mise en place de la mesure sont exposées plus loin.

1.8.2 Mesure de perte par transmission des silencieux en laboratoire

- Méthode de décomposition [17]

Cette méthode repose sur l'utilisation d'un double microphonique pour dissocier l'onde incidente S_{AA} de l'onde réfléchie S_{BB} d'une part, d'autre part sur l'utilisation d'une terminaison anéchoïque (cône à très haut coefficient d'absorption) qui permet de mesurer avec un seul microphone l'onde transmise, ainsi, le TL est calculé :

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{W_i}{W_t} \right)$$

W_i la puissance acoustique de l'onde incidente (1.7)

W_t la puissance acoustique de l'onde transmise

En utilisant la théorie de décomposition [17], l'auto-spectre de l'onde incidente s'écrit :

$$S_{AA} = \frac{S_{11} + S_{22} - 2C_{12} \cos(kx_{12}) + 2Q_{12} \sin(kx_{12})}{4 \sin^2(kx_{12})} \quad (1.8)$$

S_{11}, S_{12} l'auto-spectre des pression aux microphones 1 et 2

C_{12}, Q_{12} la partie réelle et imaginaire de l'interspectre entre le microphone 1 et 2

Ainsi, la puissance acoustique de chaque onde de part et d'autre du silencieux s'écrit :

$$W_i = \frac{S_{AA}}{\rho c} S_i \quad (1.9)$$

$$W_t = \frac{P_t}{\rho c} S_t$$

Avec : S_i la section de l'entrée du silencieux, S_o la section de la sortie du silencieux.

En combinant (1.7) et (1.9) :

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{S_{AA} S_i}{P_i^2 S_o} \right) \quad (1.10)$$

- *Méthode de deux sources [17]*

Cette méthode a pour but la mesure de la matrice de transfert du silencieux, à partir des coefficients de cette dernière. Le TL s'écrit :

$$TL = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{2} \left| A + \frac{B}{\rho c} + \rho c C + D \right| \right) \quad (1.11)$$

$$T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \text{ la matrice de transfert du silencieux}$$

Cette méthode sera exposée et mise en œuvre au chapitre 3.

CHAPITRE 2

Modélisation et validation de quelques problèmes acoustiques sur VA one

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons, en premier lieu, modéliser analytiquement un silencieux avec un tube intérieur, en présentant toutes les équations qui régissent ce problème acoustique. Ensuite, nous serons amenés à utiliser l'outil de modélisation vibroacoustique VA One et présenter quelques cas de sa validation avec des articles publiés.

Ainsi l'outil de modélisation VA One sera validé et donc prêt pour l'application spécifique, à savoir, le monochambre (chapitres 3, 4 et 5).

2.1 Modélisation éléments finis sur VA one

2.1.1 Formulation faible de Galerkin d'un problème acoustique

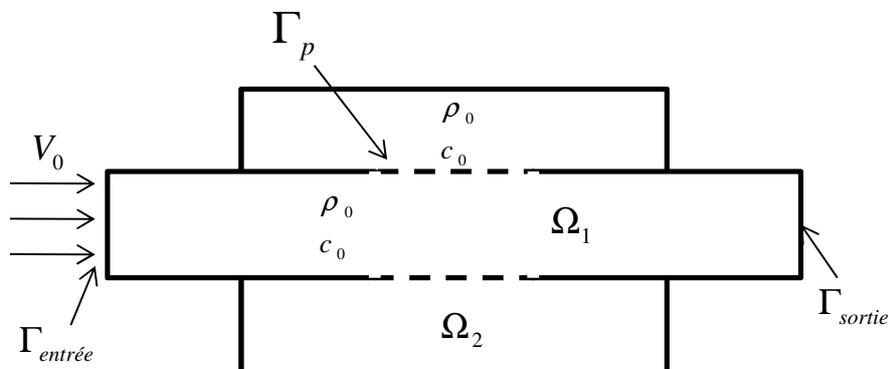


Figure 2.1 : Exemple de silencieux avec tube perforé et matériau poreux [A.G. Antebas, F.D. Denia *, A.M. Pedrosa, F.J. Fuenmayor]

Soit un silencieux monochambre (figure 2.1), dont l'onde acoustique injecté à travers la frontière Γ_{entree} , se propage dans deux milieux Ω_1 et Ω_2 séparés par un tube perforé au niveau de la frontière Γ_p ,

avec : ρ_0 , c_0 la masse volumique et la vitesse du son dans l'air, Z_p L'impédance de transfert du tube perforé.

Équations d'onde pour les deux milieux Ω_1 et Ω_2 :

$$\begin{cases} \nabla^2 P_1 + k_0^2 P_1 = 0 & \text{sur } \Omega_1 & (2.1) \\ \nabla^2 P_2 + k_0^2 P_2 = 0 & \text{sur } \Omega_2 & (2.2) \end{cases}$$

Conditions de continuité au niveau des perforations :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial n_a} = -j\rho_0\omega U_1 & \text{sur } \Gamma_p & (2.3) \\ \frac{\partial P_2}{\partial n_2} = -j\rho_0\omega U_2 & \text{sur } \Gamma_p & (2.4) \\ P_1 - P_2 = Z_p U_1 & \text{sur } \Gamma_p & (2.5) \\ U_1 = -U_2 & \text{sur } \Gamma_p & (2.6) \end{cases}$$

Ces équations s'écrivent après simplifications :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial n_1} + jk_0\beta_p(P_1 - P_2) = 0 & \text{sur } \Gamma_p & (2.7) \\ \frac{\partial P_2}{\partial n_2} + jk_0\beta_p(P_2 - P_1) = 0 & \text{sur } \Gamma_p & (2.8) \\ \text{avec } \beta_p = \frac{Z_0}{Z_p} \end{cases}$$

avec : Z_0 l'impédance de l'air et $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$.

À ces équations, se rajoutent, les conditions aux limites d'impédance à l'entrée et à la sortie du silencieux ainsi que l'excitation acoustique (voir chapitre 3).

Soient δP_1 , une variation admissible de P_1 , et δP_2 une variation admissible de P_2 , c'est à dire les deux variations sont une fois dérivables et vérifieraient les conditions aux limites de type $P=cste$. Multiplions (3.1) (respectivement (3.2)) par δP_1 (respectivement par δP_2) et intégrons sur leurs domaines respectifs :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega_1} (\nabla^2 P_1 + k_0^2 P_1) \delta P_1 d\Omega_1 = 0 \quad (2.9) \\ \int_{\Omega_2} (\nabla^2 P_2 + k_0^2 P_2) \delta P_2 d\Omega_2 = 0 \quad (2.10) \end{array} \right.$$

En utilisant la 1^{ère} formule de Green (annexe A) on obtient la forme faible de Galerkin associée au problème de la figure 2.1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega_1} (\nabla \delta P_1 \cdot \nabla P_1 - k_0^2 \delta P_1 \cdot P_1) d\Omega_1 - \int_{\Gamma_p} \delta P_1 \frac{\partial P_1}{\partial n_1} = 0 \quad (2.11) \\ \int_{\Omega_2} (\nabla \delta P_2 \cdot \nabla P_2 - k_0^2 \delta P_2 \cdot P_2) d\Omega_2 - \int_{\Gamma_p} \delta P_2 \frac{\partial P_2}{\partial n_2} = 0 \quad (2.12) \end{array} \right.$$

En explicitant les conditions aux limites sur Γ_p , la formulation faible de Galerkin de ce problème s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\Omega_1} (\nabla \delta P_1 \cdot \nabla P_1 - k_0^2 \delta P_1 \cdot P_1) d\Omega_1 + jk_0 \beta_p \int_{\Gamma_p} \delta P_1 (P_1 - P_2) d\Gamma_p = 0 \quad (2.13) \\ \int_{\Omega_2} (\nabla \delta P_2 \cdot \nabla P_2 - k_0^2 \delta P_2 \cdot P_2) d\Omega_2 + jk_0 \beta_p \int_{\Gamma_p} \delta P_2 (P_2 - P_1) d\Gamma_p = 0 \quad (2.14) \end{array} \right.$$

Posons pour l'équation (2.13) :

$$H(P_1, \delta P_1) = \int_{\Omega_1} \frac{1}{\rho_0} (\nabla \delta P_1 \cdot \nabla P_1) d\Omega_1 \quad (2.15)$$

$$Q(P_1, \delta P_1) = \int_{\Omega_1} \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (\delta P_1 \cdot P_1) d\Omega_1 \quad (2.16)$$

$$A(P_1, \delta P_1) = \int_{\Gamma_p} \frac{\beta_p}{\rho_0 c_0} (\delta P_1 \cdot P_1) d\Gamma_p \quad (2.17)$$

$$C(P_2, \delta P_1) = \int_{\Gamma_p} \frac{\beta_p}{\rho_0 c_0} (\delta P_1 \cdot P_2) d\Gamma_p \quad (2.18)$$

De la même manière, posons pour l'équation (2.14) :

$$H(P_2, \delta P_2) = \int_{\Omega_2} \frac{1}{\rho_0} (\nabla \delta P_2 \cdot \nabla P_2) d\Omega_2 \quad (2.19)$$

$$Q(P_2, \delta P_2) = \int_{\Omega_2} \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (\delta P_2 \cdot P_2) d\Omega_2 \quad (2.20)$$

$$A(P_2, \delta P_2) = \int_{\Gamma_p} \frac{\beta_p}{\rho_0 c_0} (\delta P_2 \cdot P_2) d\Gamma_p \quad (2.21)$$

$$C(P_1, \delta P_2) = \int_{\Gamma_p} \frac{\beta_p}{\rho_0 c_0} (\delta P_2 \cdot P_1) d\Gamma_p \quad (2.22)$$

Les équations (2.13) et (2.14) deviennent :

$$\begin{cases} H(P_1, \delta P_1) - \omega^2 Q(P_1, \delta P_1) + j\omega A(P_1, \delta P_1) - j\omega C(P_2, \delta P_1) = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

$$\begin{cases} H(P_2, \delta P_2) - \omega^2 Q(P_2, \delta P_2) + j\omega A(P_2, \delta P_2) - j\omega C(P_1, \delta P_2) = 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

En utilisant une approximation nodale des inconnues de pressions, la formulation faible s'écrit en forme matricielle :

$$[\partial P_1 \quad \partial P_2] \begin{pmatrix} H_1 - \omega^2 Q_1 + j\omega A_1 & -j\omega C \\ -j\omega C^T & H_2 - \omega^2 Q_2 + j\omega A_2 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} P_1 \\ P_2 \end{bmatrix} = 0 \quad \forall \partial P_1, \partial P_2 \quad (2.25)$$

2.2 Modélisation VA one et validation

2.2.1 Silencieux à tube perforé

Le silencieux traité dans l'article [25] comporte une chambre d'expansion, à l'intérieur de laquelle, un tube perforé sur toute sa surface, relie le tube d'entrée au tube de sortie du silencieux (figure 2.2).

Géométrie :

- Longueur de la chambre d'expansion et du tube totalement perforé : 66.7 mm
- Diamètre de la chambre d'expansion : 76.2 mm
- Diamètre du tube perforé, tube d'entrée et de sortie du silencieux : 50 mm
- Longueur du tube d'entrée et de sortie du silencieux : 25 mm
- Taux de perforations 3.7%, épaisseur 0.81 mm, diamètre 2.49 mm

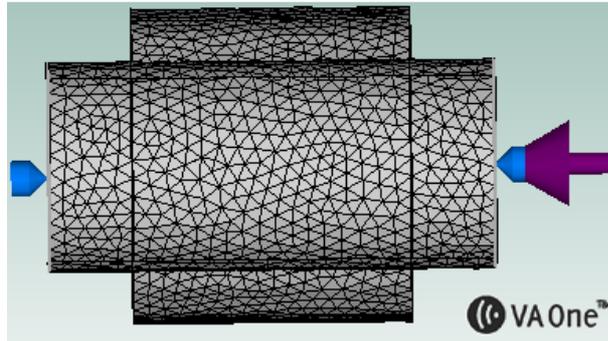


Figure 2.2 : Modèle éléments finis VA one du silencieux

La fréquence de coupure des tubes d'entrée et de sortie est estimée à 3900 Hz.

Pour cette application, le modèle de Sullivan est utilisé. Cette formulation est implantée dans VA One.

On modélisera le silencieux sur VA one en éléments finis avec 6 éléments par longueurs d'onde acoustique, sans écoulement et sans pertes.

L'impédance de l'air est appliquée à l'entrée et la sortie du silencieux pour que nous n'ayons pas de réflexions d'onde plane et ainsi simuler des terminaisons anéchoïques. Le silencieux est excité par une contrainte de vitesse constante appliquée à l'entrée, un capteur de pression est placé à la sortie du silencieux pour calculer la pression de sortie. Ensuite, VA one, utilisant non pas une méthode directe mais modale, effectue une analyse modale des modes acoustiques du silencieux. Une fois les modes acoustiques calculés, le logiciel effectue le calcul de la pression en chaque nœud du maillage.

Afin d'assurer la convergence du résultat, on a indiqué au logiciel de calculer les modes acoustiques jusqu'à 8000 Hz, en sachant que le calcul de la pression est fait entre 10Hz et 3600 Hz.

Finalement, le calcul de la perte par transmission (dans le cas d'onde plane) se fait en utilisant la formule suivante : :

$$TL = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{incidente}}{2P_{sortie}} \right) \quad (2.62)$$

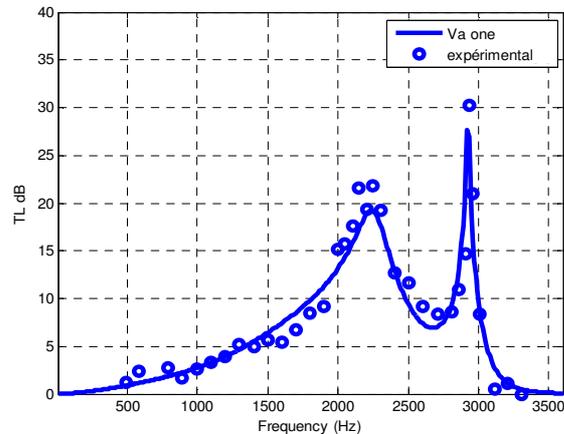


Figure 2.3 : Courbe de validation du TL du modèle VA One du silencieux

On constate l'existence de deux pics dans la courbe de la perte par transmission du silencieux :

- Pic à 2900 Hz est dû au premier mode axial de la cavité $f = c/2l$, avec l : la longueur de la cavité.
- Pic à 2350 Hz est dû au couplage entre le tube perforé et la cavité annulaire du silencieux.

Pour aller un peu plus loin dans nos calculs, nous avons effectué une étude paramétrique sur le silencieux en faisant varier le taux de perforation du tube intérieur : 0.5 % ; 2 % ; 4 % ; 4.5 % ; 5 % (figure 2.4).

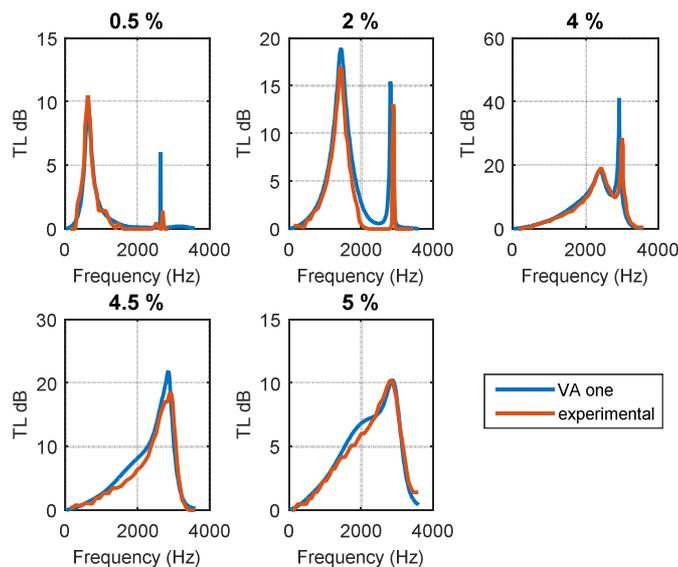


Figure 2.4 : Étude de cas sur la porosité du tube du silencieux

En faible porosité, les deux pics sont bien séparés, le couplage entre le tube et la cavité annulaire est faible, dans ce cas, le deuxième pic correspond exactement à la fréquence du mode axial de la cavité. Cependant, cela engendre une mauvaise perte par transmission du silencieux.

En augmentant la porosité du tube, le premier pic s'approche de la fréquence du mode axial (couplage de plus en plus fort) jusqu'à atteindre une porosité optimale dans laquelle on trouve une bonne perte par transmission qui couvre une large bande de fréquence.

Au-dessus de cette valeur optimale de porosité, le couplage est tellement fort que les performances du silencieux deviennent relativement semblables à celle d'une simple chambre d'expansion.

2.2.2 Silencieux multi chambre

Dans cette section, nous allons modéliser sur VA one un silencieux réaliste (figure 2.5) traité et validé dans [26].

Le silencieux a une section elliptique, comporte 4 baffles perforés, le tube d'entrée comporte des perforations entre le baffle 3 et le baffle 4, le tube de sortie comporte aussi des perforations entre le baffle 4 et 5 et entre le baffle 2 et la bride d'entrée.

Le diamètre intérieur du tube d'entrée : 45 mm

Le diamètre intérieur du tube de sortie : 57 mm

La largeur L du silencieux est d'environ 300 mm (selon l'axe Y), ce qui donne un premier mode axial de 566 Hz ($f=2c/L=340/0.6$) (ne pas confondre avec la longueur du silencieux qui est 725 mm).

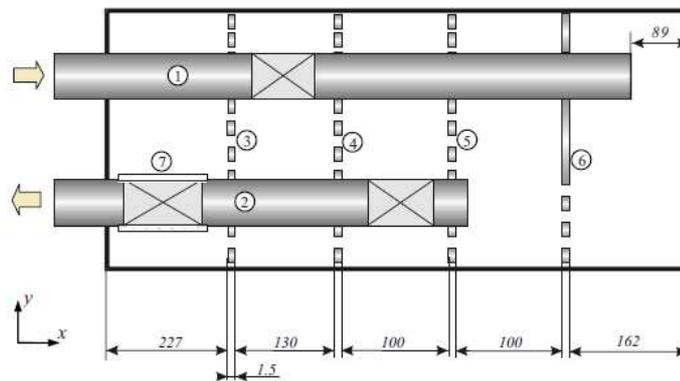


Figure 2.5 : Silencieux réaliste [26]

Un maillage de 6 éléments par longueurs d'onde acoustique pour une bande de fréquences de 10 Hz à 600 Hz (figure 2.6).

La fréquence de coupure de l'entrée du silencieux est de 4460 Hz.

La fréquence de coupure de la sortie du silencieux est de 3520 Hz.

Comme nos calculs de pressions acoustiques se limitent à la bande de fréquence de 10 Hz à 600 Hz, l'hypothèse d'onde plane à l'entrée et à la sortie du silencieux est vérifiée.

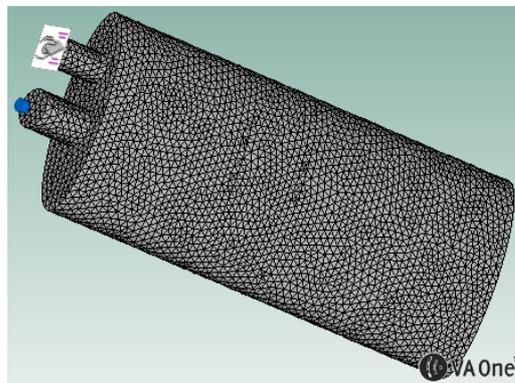


Figure 2.6 : Modèle éléments finis du silencieux réaliste sur VA one

L'impédance de l'air est appliquée à l'entrée et la sortie du silencieux.

Le silencieux est excité par une contrainte de vitesse constante appliquée à l'entrée, un capteur de pression est placé à la sortie du silencieux pour calculer la pression de sortie.

Les baffles et les tubes perforés seront modélisés (figure 2.7) en utilisant la formule d'impédance de transfert présentée dans [26] :

$$Z_{\text{perforations}} = \theta + j\chi \quad (2.63)$$

$$\theta = \text{Re} \left\{ \frac{jk}{\sigma C_D} \left[\frac{t}{F(\mu')} + \frac{\delta_{re}}{F(\mu)} f_{\text{int}} \right] \right\} + \frac{1}{\sigma} \left[1 - \frac{2J_1(kd)}{kd} \right] + \frac{0.3}{\sigma} M_g + \frac{1.15}{\sigma C_D} M_b \quad (2.64)$$

$$\chi = \text{Im} \left\{ \frac{jk}{\sigma C_D} \left[\frac{t}{F(\mu')} + \frac{0.5d}{F(\mu)} f_{\text{int}} \right] \right\} \quad (2.65)$$

avec :

J_1 la fonction de Bessel du premier ordre (Annexe A)

μ viscosité dynamique de l'air, $\mu' = 2.179\mu$

M_g le nombre de Mach de l'écoulement rasant, M_b le nombre de Mach de l'écoulement à travers les perforations.

$$K = \sqrt{-\frac{j\rho_0\omega}{\mu}}$$

$$K' = \sqrt{-\frac{j\rho_0\omega}{\mu'}}$$

$$F(\mu') = 1 - \frac{4J_1(K'd/2)}{K'd.J_0(K'd/2)}$$

$$F(\mu) = 1 - \frac{4J_1(Kd/2)}{Kd.J_0(Kd/2)}$$

$$\delta_{re} = 0.2d + 200d^2 + 16000d^3$$

$$f_{\text{int}} = 1 - 1.47\sqrt{\sigma} + 0.47\sqrt{\sigma^3}$$

$$C_D = 0.817$$

J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0 (Annexe A)

Les tubes perforés ont la même configuration de trou, donc la même impédance de perforation en cas d'absence d'écoulement : épaisseur des perforations $t = 1.5$ mm ; diamètre des perforations $d = 5$ mm, $C_D = 0.817$, porosité de 24 %.

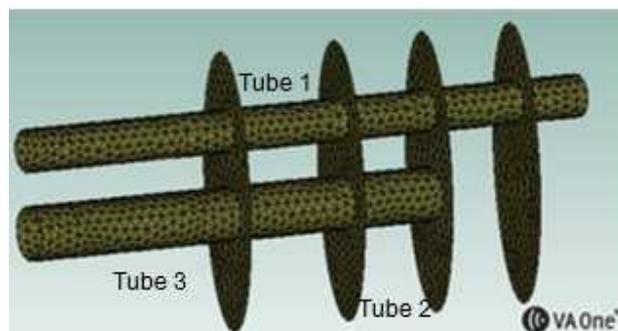


Figure 2.7 : Tubes et baffle du silencieux

Quand le nombre de Mach est différent de 0, on le prendra en compte dans l'expression de l'impédance. Dans ce cas on considère deux écoulements différents : l'écoulement rasant et l'écoulement à travers les perforations 'Bias flow'. Les baffles perforés seront sujets uniquement à l'écoulement à travers les perforations, par contre il faut tenir compte des deux types d'écoulement pour les 3 tubes perforés.

Afin d'assurer la convergence du résultat, on a indiqué au logiciel de calculer les modes acoustiques jusqu'à 5000 Hz, sachant que le calcul de la pression est fait entre 10 Hz et 600 Hz.

On traitera deux cas de figures : 1^{er} cas sans écoulement, 2^{ème} cas présence écoulement

Cas 1 : sans écoulement

Dans ce cas de fluide sans écoulement, l'impédance de perforation est calculée en prenant : $M_g=0$ et $M_b=0$.

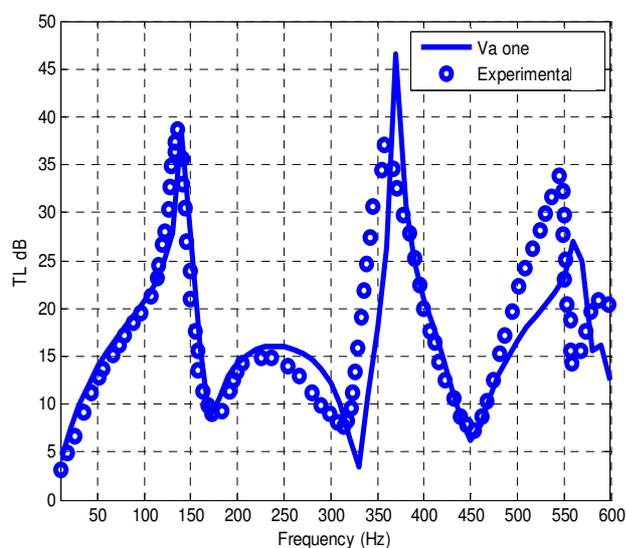


Figure 2.8 : courbe de validation du TL en absence d'écoulement

On constate d'après la figure 2.8 que les résultats numériques et expérimentaux concordent très bien, les différences en hautes fréquences sont dues au fait qu'on a utilisé que 6 éléments par longueur d'onde acoustique pour mailler le silencieux.

Cas2 : avec écoulement

Dans ce cas, l'impédance de perforations des tubes et des baffles n'est plus la même, car on prendra en compte à présent le flux rasant et le flux à travers les perforations dans l'expression de l'impédance des tubes et des baffles.

L'équation d'onde en présence d'écoulement uniforme est explicitée en annexe.

Les nombres de Mach sont calculés à partir des flux volumiques dans le silencieux, les tableaux 2.1 et 2.2 présentent les valeurs numériques des nombres de Mach dont l'expression est explicitée dans [26].

	Surface (m ²)	Surface des perforations (m ²)	Porosité %	M _g	M _b
Baffle 3	0.01814	0.000982	5.4	0	0.081
Baffle 4	0.01814	0.001413	7.8	0	0.016
Baffle 5	0.01814	0.001413	7.8	0	0.068
Baffle 6	0. 0.02097	0.000825	3.9	0	0.071

Tableau 2.1 : les nombres de Mach pour l'écoulement à travers les baffles [26]

	D (m)	L (m)	Nombre de trous	M_g	M_b
Tube 1	0.045	0.090	154	0.15	0.05
Tube 2	0.057	0.072	144	0.15	0.026
Tube 3	0.057	0.144	288	0.15	0.012

Tableau 2.2 : les nombres de Mach pour l'écoulement à travers les tubes perforés[26]

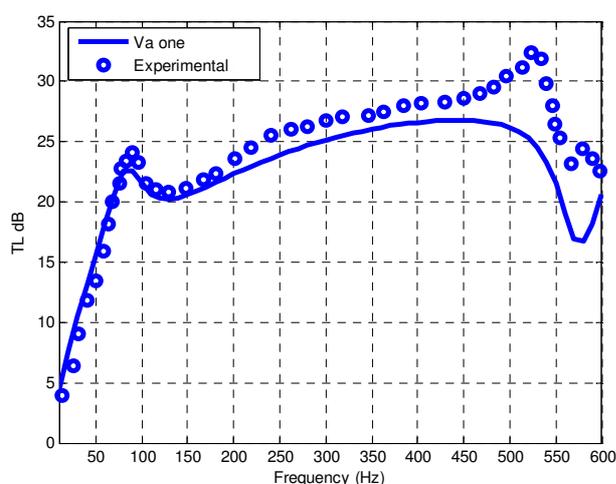


Figure 2.9 : Courbe de validation du modèle VA one du silencieux en présence de l'écoulement

Sur la figure 2.9, on constate que le modèle VA one modélise bien l'effet de l'écoulement dans le silencieux avec quelques différences vers 525 Hz et 576 Hz qui peuvent être expliquées par le fait que le modèle de l'écoulement pris en compte est celui d'un écoulement uniforme.

2.2.3 Silencieux 'Plugged muffler'

Dans cette section, nous allons nous intéresser au cas d'un silencieux qui comporte un tube de perforation, similaire au silencieux traité dans la section 2.2.1, seulement le tube sera fermé au centre par un disque rigide, ainsi, l'onde plane incidente, voyant un disque rigide, pénétrera dans la chambre d'expansion à travers les perforations, ensuite entrera dans le tube intérieur lié au tube de sortie à travers les perforations (figure 2.10), nous traiterons deux cas de figures : absence et présence d'écoulement

Le diamètre du tube d'entrée et de sortie : 18 mm

Diamètre de la chambre d'expansion : 118 mm

La longueur de la chambre d'expansion : 160 mm

Configurations des trous : épaisseur des perforations 1 mm, diamètre des perforations 3 mm, taux de perforations 3.775 %.

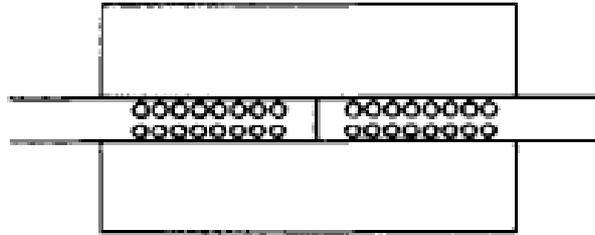


Figure 2.10 : Silencieux traité dans [27]

Le maillage choisi est de 6 éléments par longueurs d'onde acoustique pour une bande de fréquences de 10 Hz à 4000 Hz (figure 2.11).

Le silencieux est excité à l'entrée par une contrainte vitesse, un capteur de pression est placé – la sortie du silencieux pour calculer la pression de sortie.

Comme le but est de calculer le TL, les terminaisons du silencieux sont anéchoïques.

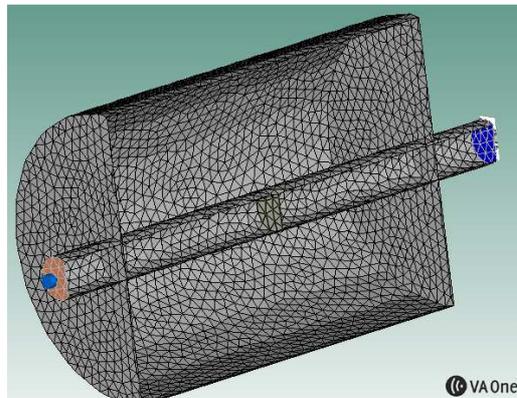


Figure 2.11 : Modèle éléments finis sur VA one du silencieux

La fréquence de coupure du tube d'entrée et de sortie du silencieux est de 11 160 Hz, comme nos calculs de pressions acoustiques se limitent à la bande de fréquence de 10 Hz à 4000 Hz, l'hypothèse d'onde plane à l'entrée et à la sortie du silencieux est valide.

Afin d'assurer la convergence des résultats, le calcul intermédiaire des modes acoustiques des cavités est effectué jusqu'à 10 000 Hz.

1^{er} cas : sans écoulement

On choisira d'utiliser l'impédance de perforation présentée dans [26] avec : $M_g = M_b = 0$ (figure 2.12).

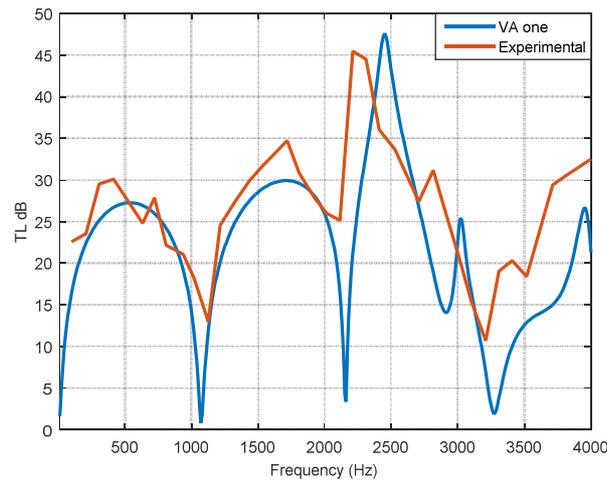


Figure 2.12 : Courbe de validation du TL du modèle VA one du silencieux en absence de l'écoulement

[27]

On constate d'après la figure 2.12 que les résultats numériques et expérimental concordent assez bien, les différences relevées sont uniquement dues à la résolution fréquentielle de la courbe expérimentale qui est supérieurs a celle de la courbe numérique.

2^{ème} cas : présence d'écoulement

Dans ce cas, la présence de l'écoulement affectera le calcul de l'impédance des perforations.

Calcul du flux à travers les perforations (figure 2.13) :

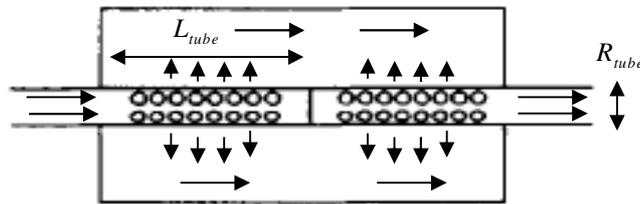


Figure 2.13 : Schéma représentatif de la distribution du flux à l'intérieur du silencieux [27]

Soit (figure 2.13) :

M_b et V_b le nombre de Mach et la vitesse du flux au niveau des perforations.

M_g et V_g le nombre de Mach et la vitesse du flux rasant.

$$S_{open} = \sigma 2\pi R_{tube} L_{tube}$$

S la section du tube intérieur

En utilisant la conservation du flux volumique :

$V_g S = V_b S_{open}$ ainsi en divisant par $c=343$ m/s, on arrive à l'expression du flux à travers

les trous en fonction du flux rasant : $M_b = M_g S / S_{open}$.

Donc :

Quand le flux rasant est de 0.05 Mach, le flux à travers les trous est de 0.083 Mach.

Quand le flux rasant est de 0.1 Mach, le flux à travers les trous est de 0.16 Mach.

Quand le flux rasant est de 0.15 Mach, le flux à travers les trous est de 0.25 Mach.

Les figures 2.14, 2.15 et 2.16 comparent les courbes obtenues par [27] avec les courbes obtenues en utilisant le modèle Va one en implémentant le modèle de perforations explicité dans [26].

On constate qu'il y a des différences minimales entre les courbes numériques et expérimentales, qui serait dû à la méthode de calcul de VA one qui est modale. Dans ce cas-là, il aurait fallu prendre en compte davantage de modes acoustiques dans le calcul final, ce qui aurait augmenté considérablement le temps de calcul.

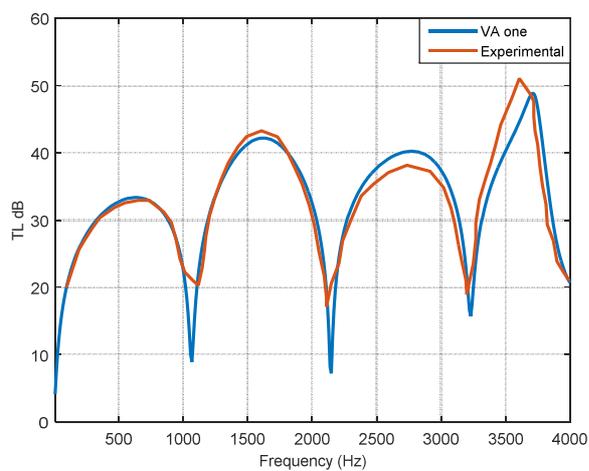


Figure 2.14 : Courbe de validation du TL quand $M=0.05$

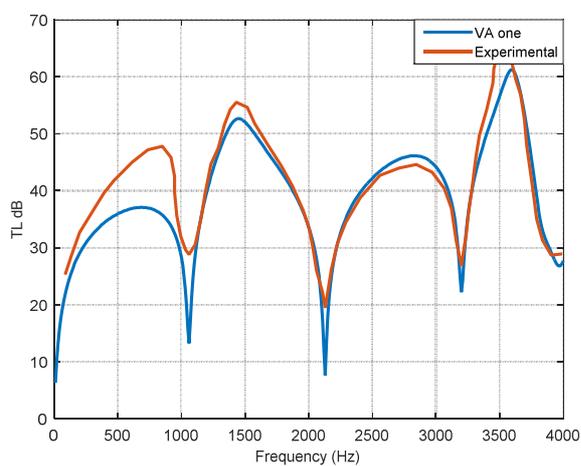


Figure 2.15 : Courbe de validation du TL quand $M=0.1$

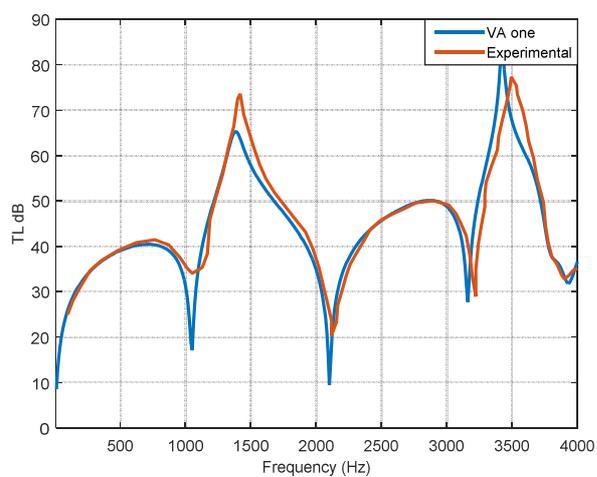


Figure 2.16 : Courbe de validation du TL quand $M=0.15$

CHAPITRE 3 Modélisation et validation expérimentale de perte par transmission et bruit de bouche d'un silencieux monochambre

Introduction

Dans la suite du mémoire, toutes les études de performances acoustiques seront effectuées, sauf mention contraire, sur un silencieux à une chambre d'expansion avec tube perforé dont les dimensions (figure 3.1) seront fixes tout au long du mémoire, nous l'appellerons 'monochambre'.

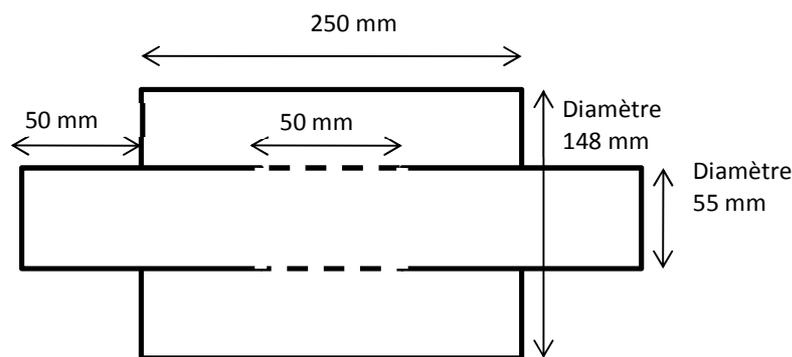


Figure 3.1 : Géométrie du silencieux mono-chambre

Nous évaluerons, entre autres, les performances acoustiques du monochambre lorsque l'espace annulaire, qui était vide au départ, est rempli par de la laine de verre.

Les performances du monochambre peuvent changer si on prend en compte l'aspect élastique de paroi.

Dans ce chapitre nous nous focaliserons uniquement sur le problème acoustique interne du mono chambre, en considérant que la paroi extérieure est rigide. On modélisera notamment sa perte par transmission et son bruit de bouche qui seront validés expérimentalement par la suite.

Dans le chapitre 4, nous allons traiter le problème extérieur du silencieux, à savoir, le rayonnement acoustique de la paroi, considérée cette fois comme élastique.

Le dernier chapitre sera consacré à l'évaluation des performances acoustique du mono chambre quand il est monté sur un banc moteur.

3.1 Modélisation et validation du silencieux monochambre

3.1.1 Formulation faible de Galerkin

Le problème acoustique (figure 3.2) est modélisé sur VA one en éléments finis.

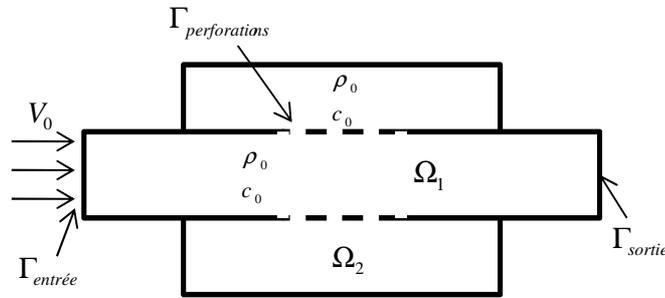


Figure 3.2 : Schéma des différents domaines constituant le monochambre

Équations d'onde pour les deux milieux 1 et 2 :

$$\begin{cases} \nabla^2 P_1 + k_0^2 P_1 = 0 & \text{sur } \Omega_1 & (3.1) \\ \nabla^2 P_2 + k_0^2 P_2 = 0 & \text{sur } \Omega_2 & (3.2) \end{cases}$$

Conditions de continuité au niveau des perforations :

$$\begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial n_1} = -j\rho_0\omega U_1 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.3) \\ \frac{\partial P_2}{\partial n_2} = -j\rho_0\omega U_2 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.4) \\ P_1 - P_2 = Z_{\text{perforations}} U_1 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.5) \\ U_1 = -U_2 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.6) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial P_1}{\partial n_1} + jk_0\beta_{\text{perforations}}(P_1 - P_2) = 0 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.7) \\ \frac{\partial P_2}{\partial n_2} + jk_0\beta_{\text{perforations}}(P_2 - P_1) = 0 & \text{sur } \Gamma_{\text{perforations}} & (3.8) \end{cases}$$

avec $\beta_{\text{perforations}} = \frac{Z_0}{Z_{\text{perforations}}}$

Conditions aux limites à l'entrée et à la sortie du silencieux mono chambre pour le calcul de perte par transmission :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial P_1}{\partial n_1} = -j\rho\omega V_0 \text{ sur } \Gamma_{\text{entrée}} \quad (3.9) \\ \frac{\partial P_1}{\partial n_1} + jk_0 P_1 = 0 \text{ sur } \Gamma_{\text{sortie}} \quad (3.10) \end{array} \right.$$

Quand on s'intéresse au bruit de bouche du silencieux, la condition de rayonnement d'onde plane (3.10) devrait être remplacée par une condition de rayonnement dans un espace semi-fini (3.12), celle-ci sera modélisée par une impédance d'un piston bafflé, du même rayon que la bouche du monochambre a , dont la formule analytique [28] est :

$$Z_{\text{rayonnement}} = \frac{\rho_0 c_0}{S} \left(1 - \frac{J_1(2k_0 a)}{k_0 a} + j \frac{H_1(2k_0 a)}{k_0 a} \right) \quad (3.11)$$

J_1 fonction de Bessel de premier ordre, H_1 fonction de Struve du premier ordre.

$$\frac{\partial P_1}{\partial n_1} + jk_0 \beta_{\text{rayonnement}} P_2 = 0 \text{ sur } \Gamma_{\text{sortie}} \quad (3.12)$$

$$\text{avec } \beta_{\text{rayonnement}} = \frac{Z_0}{Z_{\text{rayonnement}}}$$

Soient δP_1 , une variation admissible de P_1 , et δP_2 une variation admissible de P_2 , c'est à dire les deux variations sont une fois dérivables (et vérifieraient les conditions aux limites du type $P=cte$).

En s'inspirant de la section 2.1.1 du chapitre 2, posons :

$$H(P_1, \delta P_1) = \int_{\Omega_a} \frac{1}{\rho_0} (\nabla \delta P_1 \cdot \nabla P_1) d\Omega_1 \quad (3.13)$$

$$Q(P_1, \delta P_1) = \int_{\Omega_a} \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (P_1 \cdot \delta P_1) d\Omega_1 \quad (3.14)$$

$$A(P_1, \delta P_1) = \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \frac{\beta_{\text{perforations}}}{\rho_0 c_0} (P_1 \cdot \delta P_1) d\Gamma_{\text{perforations}} + \int_{\Gamma_{\text{sortie}}} \frac{\beta}{\rho_0 c_0} (P_1 \cdot \delta P_1) d\Gamma_{\text{sortie}} \quad (3.15)$$

$\beta = 1$ pour un modèle de perte par transmission, $\beta = \beta_{\text{rayonnement}}$ pour un modèle de bruit de bouche

$$R(\delta P_1) = j\omega V_0 \int_{\Gamma_{\text{entrée}}} \delta P_1 d\Gamma_{\text{entrée}} \quad (3.16)$$

$$C(P_2, \delta P_1) = \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \frac{\beta_{\text{perforations}}}{\rho_0 c_0} (\delta P_1 \cdot P_2) d\Gamma_{\text{perforations}} \quad (3.17)$$

$$H(P_2, \delta P_2) = \int_{\Omega_a} \frac{1}{\rho_0} (\nabla \delta P_2 \cdot \nabla P_2) d\Omega_2 \quad (3.18)$$

$$Q(P_2, \delta P_2) = \int_{\Omega_a} \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (P_2 \cdot \delta P_2) d\Omega_2 \quad (3.19)$$

$$A(P_2, \delta P_2) = \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \frac{\beta_{\text{perforations}}}{\rho_0 c_0} (P_2 \cdot \delta P_2) d\Gamma_{\text{perforations}} \quad (3.20)$$

$$C(P_1, \delta P_2) = \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \frac{\beta_{\text{perforations}}}{\rho_0 c_0} (\delta P_2 \cdot P_1) d\Gamma_{\text{perforations}} \quad (3.21)$$

La formulation faible de Galerkin s'écrit :

$$\begin{cases} H(P_1, \delta P_1) - \omega^2 Q(P_1, \delta P_1) + j\omega A(P_1, \delta P_1) - j\omega C(P_2, \delta P_1) = R(\delta P_1) \end{cases} \quad (3.22)$$

$$\begin{cases} H(P_2, \delta P_2) - \omega^2 Q(P_2, \delta P_2) + j\omega A(P_2, \delta P_2) - j\omega C(P_1, \delta P_2) = 0 \end{cases} \quad (3.23)$$

En utilisant une approximation nodale des inconnues de pressions, la formulation faible en forme matricielle s'écrit :

$$[\partial P_1 \quad \partial P_2] \begin{pmatrix} H_1 - \omega^2 Q_1 + j\omega A_1 & -j\omega C \\ -j\omega C^T & H_2 - \omega^2 Q_2 + j\omega A_2 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} P_1 \\ P_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \\ 0 \end{bmatrix} \quad \forall \partial P_1, \partial P_2 \quad (3.24)$$

3.1.2 Test expérimental

Afin de trouver expérimentalement la perte par transmission et le bruit de bouche du silencieux mono chambre, la méthode de 2 sources 4 microphones sera mise en place (figure 3.3). L'objectif de cette méthode est de mesurer la matrice de transfert du monochambre, ce qui nous permettra par la suite de trouver la perte par transmission et le bruit de bouche à partir des coefficients de cette matrice de transfert.

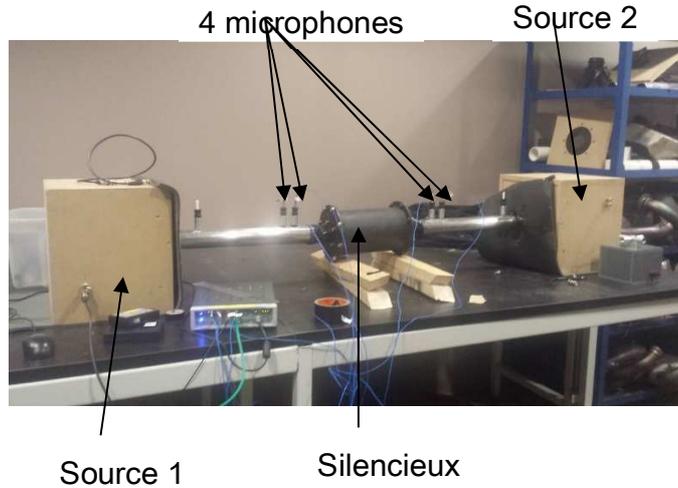


Figure 3.3 : Banc de mesure de la matrice de transfert du silencieux mono chambre

Cette méthode de mesure de matrice de transfert se fait en deux configurations (voir figure 3.4) :

Configuration a : source 1 allumée, source 2 éteinte

Notons par P_i la pression au microphone i , et T_{ij} la matrice de transfert reliant les pressions et les vitesses aux positions des microphones i et j .

En combinant les équations des matrices de transfert de 1 à 2, de 2 à 3 (coefficients inconnus) et de 3 à 4, on arrive à :

$$\begin{bmatrix} P_2^a \\ \frac{1}{B_{12}}(P_1^a - A_{12}P_2^a) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} P_3^a \\ \frac{D_{34}}{B_{34}}P_3^a + \left(C_{34} - \frac{D_{34}A_{34}}{B_{34}}\right)P_4^a \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

Avec :

$$T_{ij} = \begin{pmatrix} A_{ij} & B_{ij} \\ C_{ij} & D_{ij} \end{pmatrix} \text{ La matrice de transfert entre les microphones } i \text{ et } j$$

Configuration b : source 2 allumée, source 1 éteinte

En répétant la procédure expliquée précédemment, on arrive à :

$$\begin{bmatrix} P_3^b \\ \frac{-1}{B_{34}}(\Delta_{34}P_4^b - D_{34}P_4^a) \end{bmatrix} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} D_{23} & B_{23} \\ C_{23} & A_{23} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} P_2^b \\ \left(\frac{C_{12}}{\Delta_{12}} - \frac{A_{12}D_{12}}{\Delta_{12}B_{12}}\right)P_1^b - \frac{A_{12}}{B_{12}}P_2^b \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

Avec :

Δ_{ij} : déterminant de la matrice $T_{ij} = \begin{pmatrix} \cos(k_0 l_{ij}) & j\rho_0 c_0 \sin(kl_{ij}) \\ j \sin(k_0 l_{ij}) / \rho_0 c_0 & \cos(k_0 l_{ij}) \end{pmatrix}$. avec l_{ij} la

distance entre les microphones i et j, avec $(i, j) \neq (2,3)$

Δ : déterminant de la matrice T_{23} .

Ainsi, en combinant les 4 équations indépendantes issues de la configuration a et b, on trouve l'expression des coefficients de la matrice de transfert du silencieux T_{23} .

La mesure des fonctions de transferts de pressions $H_{ij}^k = \frac{P_j^k}{P_i^k}$, permet de calculer les

coefficients de la matrice de transfert T_{23} :

$$A_{23} = \frac{\Delta_{34} (H_{32}^a H_{34}^b - H_{32}^b H_{34}^a) + D_{34} (H_{32}^b - H_{32}^a)}{\Delta_{34} (H_{34}^b - H_{34}^a)} \quad (3.27)$$

$$B_{23} = \frac{B_{34} (H_{32}^a - H_{32}^b)}{\Delta_{34} (H_{34}^b - H_{34}^a)} \quad (3.28)$$

$$A_{23} = \frac{(H_{31}^a - A_{12} H_{32}^a) (\Delta_{34} H_{34}^b - D_{34}) - (H_{31}^b - A_{12} H_{32}^b) (\Delta_{34} H_{34}^a - D_{34})}{B_{12} \Delta_{34} (H_{34}^b - H_{34}^a)} \quad (3.29)$$

$$D_{23} = \frac{B_{34} (H_{31}^a - H_{31}^b) - A_{12} (H_{32}^b - H_{32}^a)}{B_{12} \Delta_{34} (H_{34}^b - H_{34}^a)} \quad (3.30)$$

Finalement, la perte par transmission s'écrit en fonction des coefficients de la matrice de transfert mesurée :

$$TL = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{2} \left| A_{23} + \frac{B_{23}}{\rho c} + \rho c C_{23} + D_{23} \right| \right) + 10 \log_{10} \left(\frac{S_{entrée}}{S_{sortie}} \right) \quad (3.31)$$

(Voir démonstration de l'expression du TL en annexe B)

Le bruit de bouche du silencieux s'écrit :

$$20 \log_{10} \left(\frac{P_{Sortie}}{P_{entrée}} \right) = -20 \log_{10} \left(\frac{1}{2} \left| A_{23} + \frac{B_{23}}{Z_{rayonnement}} + \rho c C_{23} + \frac{\rho c}{Z_{rayonnement}} D_{23} \right| \right) + 10 \log_{10} \left(\frac{S_{entrée}}{S_{sortie}} \right) \quad (3.32)$$

(Voir démonstration de l'expression du bruit de bouche en annexe B)

Avec :

P_{sortie} : la pression à la bouche du silencieux.

$P_{\text{entrée}}$: la pression à l'entrée du silencieux.

3.1.3 Validation du modèle VA one

On modélisera le silencieux sur VA one en éléments finis avec 6 éléments linéaires par longueurs d'onde acoustique, sans écoulement, sans pertes.

L'impédance de l'air est appliquée à l'entrée et la sortie du silencieux pour simuler des terminaisons anéchoïques pour le cas de perte par transmission.

L'impédance de rayonnement dans un espace semi-fini est appliquée à la sortie du silencieux pour le cas du calcul de bruit de bouche.

Le silencieux est excité par une contrainte de vitesse constante appliquée à l'entrée, un capteur de pression est placé à la sortie du silencieux pour calculer la pression de sortie.

En sachant que le calcul de la pression est effectué entre 10 Hz et 3000 Hz, on a indiqué au logiciel de calculer les modes acoustiques jusqu'à 8000 Hz, 15000 Hz, 20 000 Hz, 25 000 Hz. Ceci nous permettra de voir l'influence du nombre de modes acoustique pris en compte dans le calcul de pression sur la convergence des résultats (voir figure 3.5).

À partir de la pression de sortie du silencieux calculé dans le modèle VA one, la perte par transmission du silencieux est calculée en utilisant l'équation (2.62)

À partir de la matrice de transfert mesurée, on trouve la courbe du TL expérimental en utilisant l'équation (1.11).

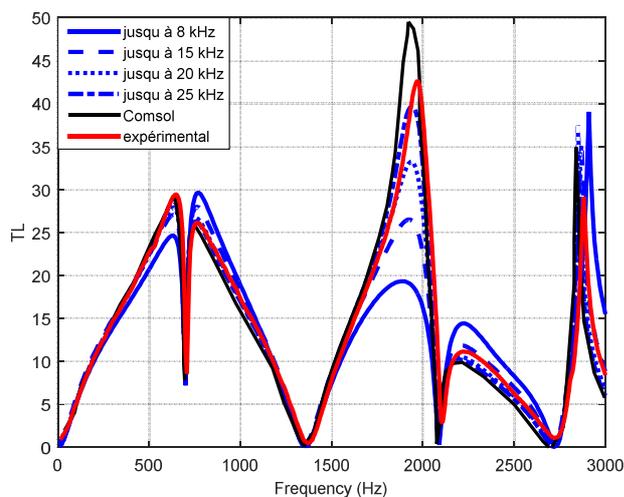


Figure 3.5 : étude de convergence des résultats VA one selon le nombre de modes acoustiques pris en compte dans le calcul de pression

Le prise en compte des modes acoustique jusqu'à 25 000 Hz, permet aux résultats du modèle VA one de converger (voir figure 3.5). Ceci est dû au fait que le calcul des modes acoustiques est fait en prenant des conditions aux limites rigides, et non pas des conditions aux limites du problème acoustique réel, à savoir : l'application de l'impédance de l'air à l'entrée et à la sortie du silencieux.

Le calcul dans COMSOL est fait sous les même conditions que sur VA one, la seule différence est que COMSOL procède par un calcul direct, c'est la raison pour laquelle on constate une différence avec les résultats donnés par VA one sur la figure 3.5.

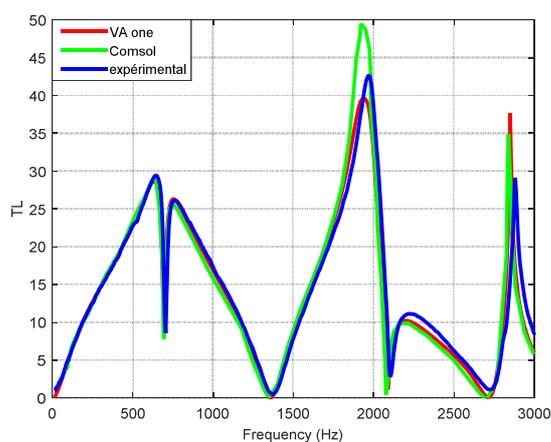


Figure 3.6 : Validation du modèle du TL VA one

La figure 3.6 compare le modèle de perte par transmission de VA one, un modèle similaire fait sur Comsol et les résultats expérimentaux de la méthode 2 sources 4 microphones.

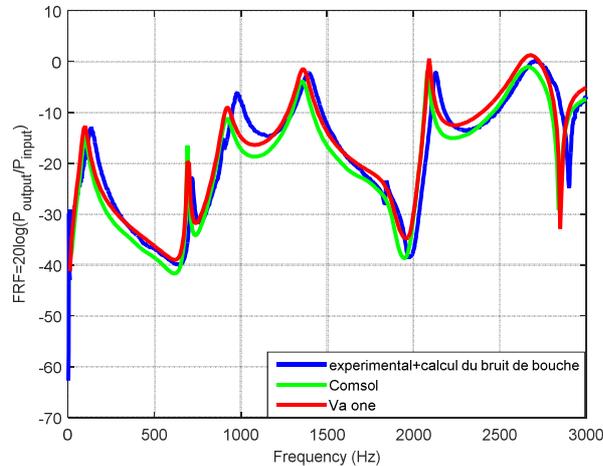


Figure 3.7 : Validation du modèle VA one pour le bruit de bouche en faisant un calcul modal jusqu'à 25 000 Hz

On constate sur la figure 3.7 que la courbe VA one du bruit de bouche concorde avec celle de Comsol et les résultats expérimentaux.

En comparant la perte par transmission du silencieux avec le bruit de bouche, on constate que chaque pic de la perte par transmission correspond à un creux du bruit de bouche, ce qui est logique car quand la valeur du TL augmente, le bruit de bouche diminue.

Dans le cas où la cavité du monochambre est rempli par de la laine de verre (450g, 122g/L), nous avons validé trois modèles avec différentes longueurs de perforations (figure 3.8, 3.9 e 3.10) :

Propriétés de la laine de verre :

- Résistivité : 9000 N.s/m⁴
- Porosité : 0.99
- Longueur caractéristique thermique/visqueuse: 0.000192 m, 0.000384 m.
- Masse volumique : 122 g/L

La laine a été modélisée comme un fluide équivalent mou.

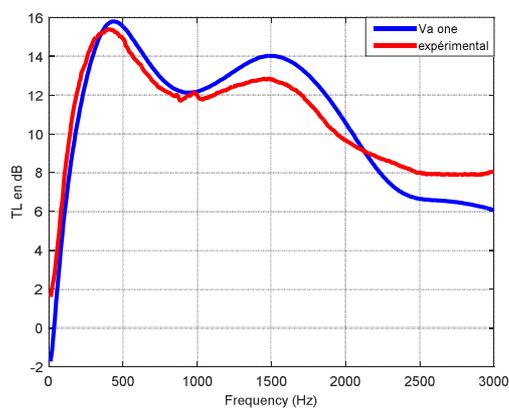


Figure 3.8 : Validation du modèle VA one de TL du monochambre avec laine, longueur de perforations : 50 mm

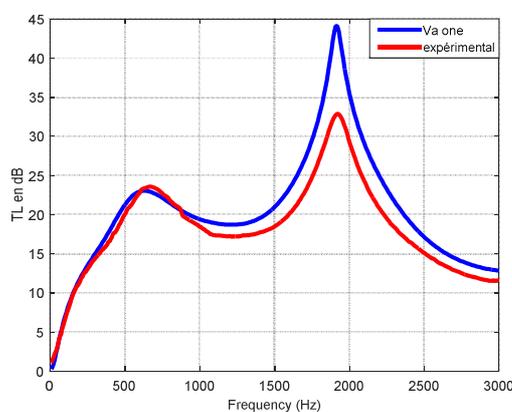


Figure 3.9 : Validation du modèle VA one de TL du monochambre avec laine, longueur de perforations : 100 mm

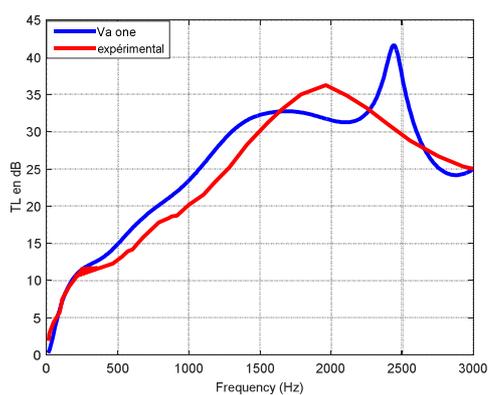


Figure 3.10 : Validation du modèle VA one de TL du monochambre avec laine, longueur de perforations : 220 mm

On constate que les résultats numériques concordent bien avec les résultats expérimentaux, cependant, la figure 3.10 montre un écart non négligeable entre les deux résultats, ceci est dû au fait que les propriétés de laine sont altérées une fois intégrée dans le monochambre, notamment son taux de compression.

Au chapitre suivant, nous modéliserons et validerons le modèle VA one du bruit de paroi du silencieux en utilisant la méthode des éléments finis de frontière

CHAPITRE 4 Modélisation et validation expérimentale du bruit de paroi d'un monochambre

Introduction

Avant qu'on puisse valider le modèle du bruit de paroi du monochambre, il faudrait d'abord que nous soyons en mesure d'affirmer que la réponse vibratoire de la structure est modélisée correctement et validée expérimentalement. Une analyse modale sera donc effectuée en utilisant l'outil LMS Test.Lab 15 avec un marteau d'impact, les résultats récoltés seront ensuite post-traités afin de valider les fréquences naturelles, le taux d'amortissement modal et les formes modales.

Une fois l'analyse modale validées, nous modéliserons le bruit de paroi du monochambre et le validerons expérimentalement.

4.1 Analyse modale du silencieux

4.1.1 Marteau d'impact

Le test du marteau d'impact permet de mesurer la fonction de transfert :

$$H = 20 \log_{10} \left(\frac{X}{F} \right) \quad (4.1)$$

Avec : X déplacement du point de mesure en m
 F la force de l'excitation en N

Le silencieux est suspendu afin d'avoir des conditions aux limites libre – libre. La mesure est effectuée grâce à un accéléromètre collé sur la paroi cylindrique du silencieux.

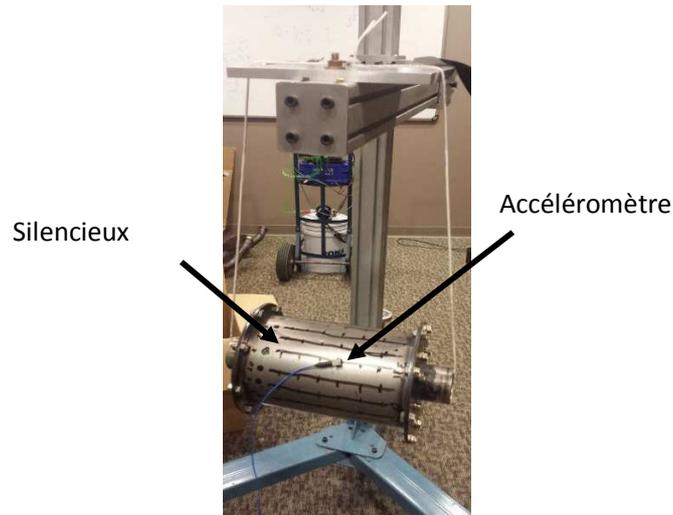


Figure 4.1 : Mise en place du test du marteau d'impact

Le test du marteau d'impact permet de mesurer la fonction de transfert :

$$H = 20 \log_{10} \left(\frac{X}{F} \right) \quad (4.1)$$

Avec : X déplacement du point de mesure en m
 F la force de l'excitation en N

Un maillage de la surface de mesure a été fait en respectant la règle des 4 éléments / longueur d'onde du mode d'ordre $m=1$ (ordre longitudinal) et $n=5$ (ordre circonférentiel), c'est-à-dire, la mesure est faite dans chaque ventre et nœud de ce mode (on a choisi de mettre plus que 4 éléments / longueur d'onde en longitudinal pour garder les mailles le plus carrée possible). Il aurait été plus simple, pour capturer des modes de hautes fréquences, de prendre une taille élémentaire plus petite, cependant, on a jugé bon de ne pas le faire pour des raisons de nombre de points très élevés et de temps de mesure.

Comme il y a plusieurs points de mesure de FRF, on a placé un seul accéléromètre sur un point fixe, et on a excité les autres points avec le marteau d'impact (figure 4.2), on a utilisé le principe de réciprocité de la fonction de transfert (4.2) :

$$H_e^o = H_o^e \quad (4.2)$$

Avec o : point d'observation, e : point d'excitation.

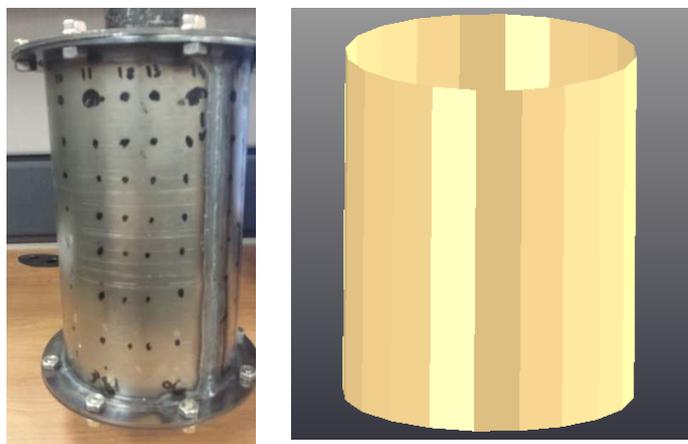


Figure 4.2 : 140 points de mesure de FRF, 20 génératrices à pas de 18 degrés et 7 circonférences, géométrie reconstituée sur LMS Test.Lab 15

4.1.2 Analyse modale numérique

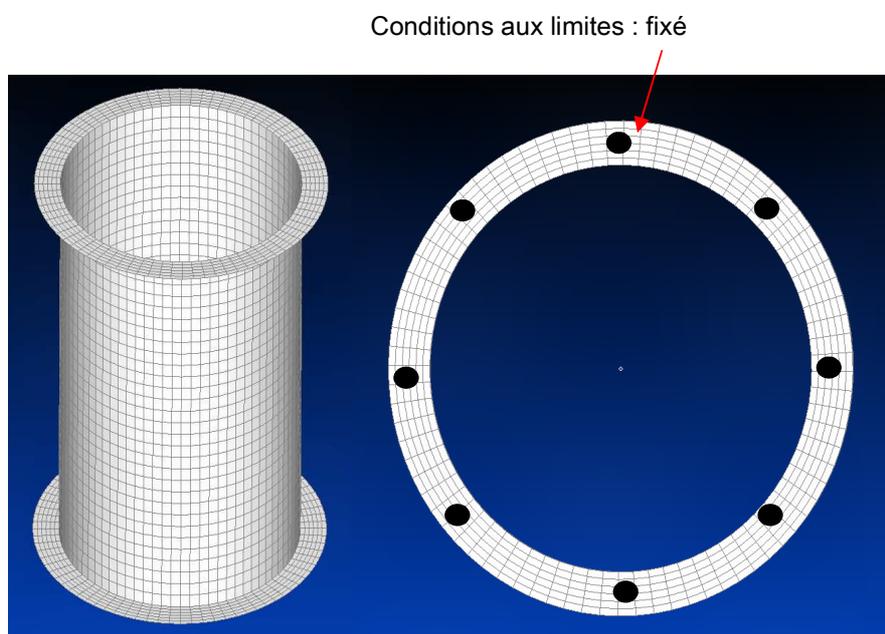


Figure 4.3 : Modèle éléments finis de la paroi du silencieux

La surface du monochambre a été modéliser sur FEMAP (figure 4.3), on rappelle les dimensions du modèle :

- Le cylindre est en acier avec 0.75 mm d'épaisseur
- Deux brides de part et d'autre du cylindre en acier avec 2 mm d'épaisseur
- Diamètre intérieur du cylindre : 148 mm
- Diamètre extérieur des deux brides : 182 mm

Le maillage est choisi en utilisant des éléments de type plaque avec 12 éléments linéaires par longueur d'onde de flexion

4.1.3 Validation expérimentale

La figure 4.4 compare les résultats numériques avec ceux obtenus après post traitement des mesures de FRF avec l'outil LMS Test.Lab 15.

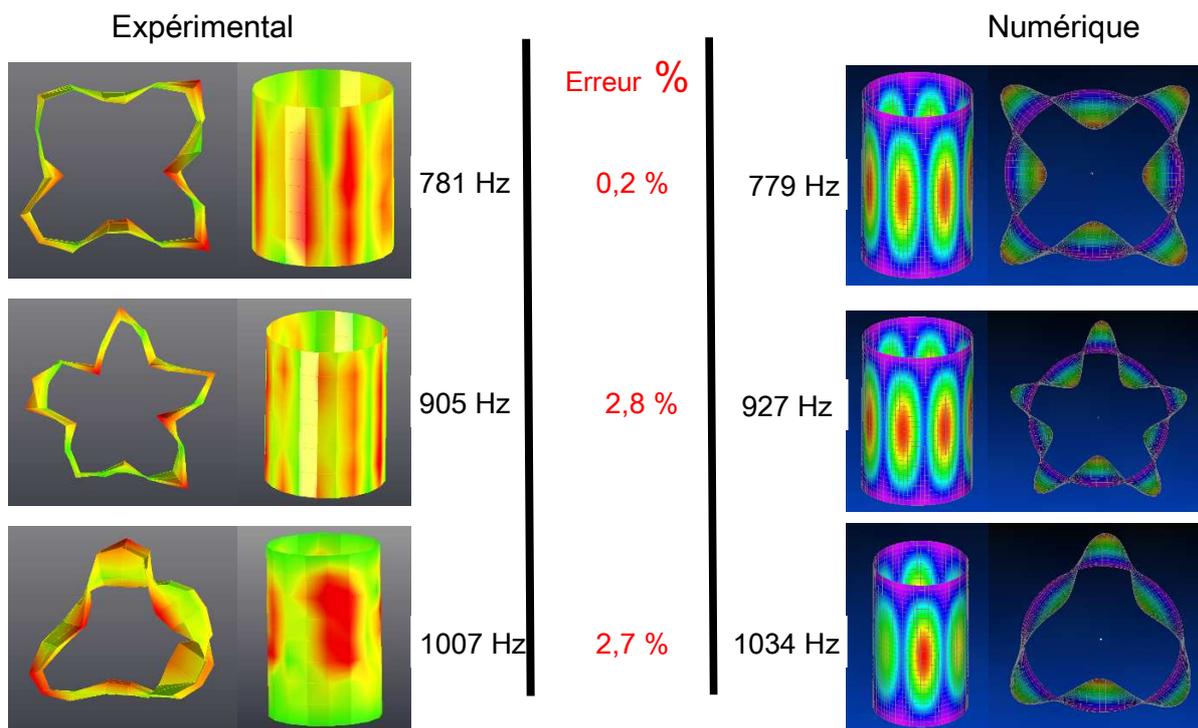


Figure 4.4 : Validation du modèle FEMAP

On constate qu'on arrive à valider le modèle numérique avec une erreur inférieure à 3 %.

La figure 4.5 montre l'amortissement modal calculé sur LMS Test.Lab 15 pour les trois premiers modes.

Les modes de fréquences naturelles supérieures à 1100 Hz sont difficiles à détecter avec le maillage utilisé sur LMS Test.Lab 15, une solution serait d'augmenter la taille élémentaire du maillage.

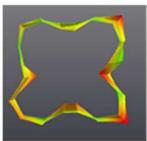
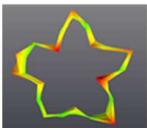
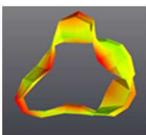
Forme modale	Fréquence naturelle	Amortissement
	781 Hz	0,61 %
	905 Hz	0,7 %
	1007 Hz	0,5 %

Figure 4.5 : Amortissement modal pour les 3 premiers modes mesurés

4.2 Bruit de paroi du monochambre

4.2.1 Modélisation numérique mixte éléments finis/ éléments fins de frontière (FEM-BEM)

Dans cette section, on traitera le problème vibroacoustique complet, c'est-à-dire, en tenant compte de l'élasticité de la paroi, du problème acoustique interne et externe.

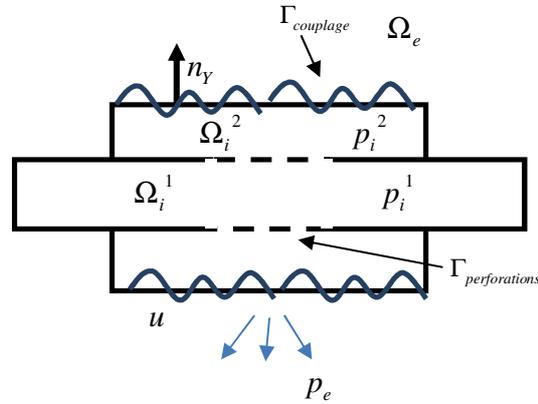


Figure 4.6 : Schéma représentatif du problème vibroacoustique

Écrivons les équations en déplacement pour la structure et en pression pour le fluide externe :

$$\operatorname{div} \sigma + \rho_s \omega^2 u = 0 \text{ dans } \Omega_s \quad (4.3)$$

$$\sigma \vec{n} = -(p_e - p_i) \vec{n} \text{ dans } \Gamma_{\text{couplage}} \quad (4.4)$$

$$\Delta p_e + k^2 p_e = 0 \text{ dans } \Omega_{\text{externe}} \quad (4.5)$$

$$\Delta p_i + k^2 p_i = 0 \text{ dans } \Omega_{\text{interne}} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial p_e}{\partial n} = \rho_0 \omega^2 \vec{u} \vec{n} \text{ dans } \Gamma_{\text{couplage}} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial p_i}{\partial n} = \rho_0 \omega^2 \vec{u} \vec{n} \text{ dans } \Gamma_{\text{couplage}} \quad (4.8)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left(\frac{\partial p}{\partial r} + jkp \right) = 0 \quad (4.9)$$

(4.3) traduit l'équation de l'élastodynamique linéaire

(4.4) est la condition traduisant les forces de pression du fluide externe et interne sur la structure (sur la surface mouillée Γ)

(4.5) et (4.6) sont les équations de Helmholtz

(4.7) traduit la continuité du déplacement normal à l'interface structure/fluide externe

(4.8) traduit la continuité du déplacement normal à l'interface structure/fluide interne

(4.9) traduit la condition de rayonnement à l'infini

avec ρ_s la masse volumique de la paroi, r la distance entre un point situé dans le domaine extérieur et la paroi.

La formulation variationnelle du problème de réponse harmonique de la structure aux actions de pression du fluide interne et externe s'écrit (voir démonstration en annexe) :

$$\int_{\Omega_s} \sigma(u) : \varepsilon(\delta u) d\Omega - \int_{\Omega_s} \rho_s \omega^2 u \delta u d\Omega + \int_{\Gamma_{couplage}} (p_e - p_i) \bar{n} \delta \bar{u} dS = 0 \quad \forall \delta u \quad (4.10)$$

La caractérisation par éléments finis de cette équation fait intervenir les matrices et vecteurs suivants :

$$\int_{\Omega_s} \sigma(u) : \varepsilon(\delta u) d\Omega \Rightarrow \delta u^T K u \quad (4.11)$$

$$\int_{\Omega_s} \rho_s \omega^2 u \delta u d\Omega \Rightarrow \delta u^T M u \quad (4.12)$$

$$\int_{\Gamma_{couplage}} p_e \bar{n} \delta \bar{u} dS \Rightarrow \delta u^T C_e p \quad (4.13)$$

$$- \int_{\Gamma_{couplage}} p_i \bar{n} \delta \bar{u} dS \Rightarrow \delta u^T C_{pu} p \quad (4.14)$$

La formulation variationnelle du problème du fluide interne s'écrit (démonstration au chapitre 2 et 3, le dernier terme de l'équation 4.16 est dû à l'aspect, non pas rigide comme au chapitre précédent, mais cette fois-ci élastique de la paroi) :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_i^1} (\nabla \delta p_i^1 \cdot \nabla p_i^1 - k_0^2 \delta p_i^1 \cdot p_i^1) d\Omega_i + j k_0 \beta_{perforatio ns} \int_{\Gamma_{perforatio ns}} \delta p_i^1 (p_i^1 - p_i^2) d\Gamma_{perforatio ns} = 0 \quad (4.15) \\ \int_{\Omega_i^2} (\nabla \delta p_i^2 \cdot \nabla p_i^2 - k_0^2 \delta p_i^2 \cdot p_i^2) d\Omega_i + j k_0 \beta_{perforatio ns} \int_{\Gamma_{perforatio ns}} \delta p_i^2 (p_i^2 - p_i^1) d\Gamma_{perforatio ns} \\ - \rho_0 \omega^2 \int_{\Gamma_{couplage}} \delta p_i^2 \bar{u} \cdot \bar{n} d\Gamma = 0 \quad (4.16) \end{aligned}$$

Pour l'équation gouvernant le comportement acoustique du fluide extérieur, deux classes de formulations sont citées dans [29] : la formulation direct B.E.M dont les inconnus sont : u et p , et la formulation vibrationnelle V.B.E.M dont les inconnus sont : u et le saut de pression μ .

On présentera ici la formulation directe : couplage FEM – BEM.

La représentation intégrale valide en tout point de la frontière $\partial\Omega_s$ est donné par :

$$- p(X) + \int_{\Gamma} \left[p(Y) \frac{\partial G(X, Y)}{\partial n_Y} - p(X) \frac{\partial G_0(X, Y)}{\partial n_Y} \right] dS_Y = \int_{\Gamma} G(X, Y) \frac{\partial p(Y)}{\partial n_Y} dS_Y \quad \forall X \in \Gamma \quad (4.17)$$

où $G(X, Y)$ est la solution élémentaire pour l'espace infini (=champ créé par une source ponctuelle unitaire placée en X), et $G_0(X, Y)$ est la solution statique correspondante, elles sont données par :

$$\begin{aligned}
G(X, Y) &= \frac{e^{-jkr}}{4\pi r}, \quad \frac{\partial G(X, Y)}{n_y} = -\left(\frac{1+jkr}{4\pi r^2}\right) e^{-jkr} \frac{\partial r}{\partial n_y} \\
G_0(X, Y) &= \frac{1}{4\pi r}, \quad \frac{\partial G_0(X, Y)}{n_y} = -\left(\frac{1}{4\pi r^2}\right) \frac{\partial r}{\partial n_y} \\
r &= |X - Y| \text{ est la distance entre } X \text{ et } Y
\end{aligned} \tag{4.18}$$

L'application de l'équation de Neumann (4.5) permet d'écrire :

$$\begin{aligned}
& -p(X) + \int_{\Gamma} \left[p(Y) \frac{\partial G(X, Y)}{\partial n_y} - p(X) \frac{\partial G_0(X, Y)}{\partial n_y} \right] dS_Y \\
& = \rho_0 \omega^2 \int_{\Gamma} G(X, Y) (\vec{u} \cdot \vec{n}_Y) dS_Y \quad \forall X \in \Gamma
\end{aligned} \tag{4.19}$$

La formulation variationnelle du problème couplé consiste, pour tout δu cinématiquement admissible, à trouver u, p_i et p_e , fonctions régulières admissibles vérifiant (4.10), (4.15), (4.16) et (4.17).

La discrétisation par éléments finis de frontière de (4.19), utilisant la méthode de collocation [29], fait intervenir la matrice suivante :

$$\begin{aligned}
& -p(X) + \int_{\Gamma} \left[p(Y) \frac{\partial G(X, Y)}{\partial n_y} - p(X) \frac{\partial G_0(X, Y)}{\partial n_y} \right] dS_Y \Rightarrow A(k_0) p \tag{4.20} \\
& \int_{\Gamma} G(X, Y) (\vec{u} \cdot \vec{n}_Y) dS_Y \Rightarrow B(k_0) u
\end{aligned}$$

Les matrices A et B sont complexes, non symétriques, pleines et dépendantes de la fréquence (=fonction du nombre d'onde k_0)

La discrétisation par éléments finis de (4.15) et (4.16) fait intervenir les matrices suivantes :

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_i} (\nabla \delta P_i^1 \cdot \nabla P_i^1 - k_0^2 \delta P_i^1 \cdot P_i^1) d\Omega_i \Rightarrow \delta P_i^1 (H_1 - \omega^2 Q_1) P_i^1 \\
& \int_{\Omega_a} j k_0 \beta_{\text{perforations}} \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \delta P_i^1 (P_i^1 - P_i^2) d\Gamma_{\text{perforations}} \Rightarrow \delta P_i^1 (j \omega A_i^1) P_i^1 + \delta P_i^1 C_i^T P_i^2
\end{aligned} \tag{4.21}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_a} (\nabla \delta P_i^2 \cdot \nabla P_i^2 - k_0^2 \delta P_i^2 \cdot P_i^2) d\Omega_i \Rightarrow \delta P_i^2 (H_2 - \omega^2 Q_2) P_i^2 \\
& \int_{\Omega_a} j k_0 \beta_{\text{perforations}} \int_{\Gamma_{\text{perforations}}} \delta P_i^2 (P_i^2 - P_i^1) d\Gamma_{\text{perforations}} \Rightarrow \delta P_i^2 (j \omega A_i^2) P_i^2 + \delta P_i^2 C_i^T P_i^1 \\
& - \rho_0 \omega^2 \int_{\Gamma_{\text{couplage}}} \delta P_i^2 \vec{u} \cdot \vec{n} d\Gamma \Rightarrow \rho_0 \omega^2 \delta P_i^2 C_{pu}^T u
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Ainsi, le système matriciel correspondant au problème vibroacoustique (figure 4.5) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} H_1 - \omega^2 Q_1 + j\omega A_1 & C_i & 0 & 0 \\ C_i^T & H_2 - \omega^2 Q_2 + j\omega A_2 & \rho_0 \omega^2 C_{pu}^T & 0 \\ 0 & C_{pu} & K - \omega^2 M & C_e \\ 0 & 0 & -\rho_0 \omega^2 B(k) & A(k) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} P_i^1 \\ P_i^2 \\ u \\ P_e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

Auquel s'ajoute l'excitation acoustique et/ou structurelle si elle a lieu, dans le cas du monochambre, l'excitation est acoustique à l'entrée du monochambre, elle interviendra donc uniquement à la première ligne de l'équation matricielle (4.23)

L'équation faisant intervenir le déplacement de la structure uniquement s'écrit :

$$[K - \omega^2 M + Z(k_0)]u = C_{pu} C_i^{-1} [H_1 + j\omega A_1 - \omega^2 Q_1]^{-1} P_i^1 \quad (4.24)$$

Comme le deuxième terme ne dépend que de l'excitation acoustique, le terme $Z(k_0)$ pourra être considéré comme une impédance, qui sera appelée impédance de rayonnement de la paroi.

$$Z(k_0) = \rho_0 \omega^2 C_e A^{-1}(k_0) B(k_0) \quad (4.25)$$

La puissance acoustique du bruit de paroi est calculée à partir de l'impédance de rayonnement ainsi :

$$\Pi_{acoustique} = \frac{\omega^2}{2} \text{Re}[u^T Z(k_0) u] \quad (4.26)$$

4.2.2 Mesure de puissance acoustique en chambre anéchoïque

Le silencieux est placé en chambre anéchoïque (figure 4.7) pour simuler un champ libre.

La mesure du bruit de paroi est faite grâce à une antenne de rayon 1.5 m ou ont été fixés 5 microphones intercalés de 18 degrés, l'antenne est pivotée autour de l'axe vertical sur 360 degrés par pas de 30 degrés. Au total on a compté 12 x 5 points de mesures de pressions.

Un haut-parleur excite le silencieux monochambre en mode sinus glissant, l'expérience a montré qu'une telle excitation améliore la cohérence des FRF.

La bouche du silencieux a été fermée par 8 mm d'acier.

Afin de limiter les fuites, il était indispensable d'utiliser du mastic sur toutes les vis et sur tous contacts structurels (figure 4.9)

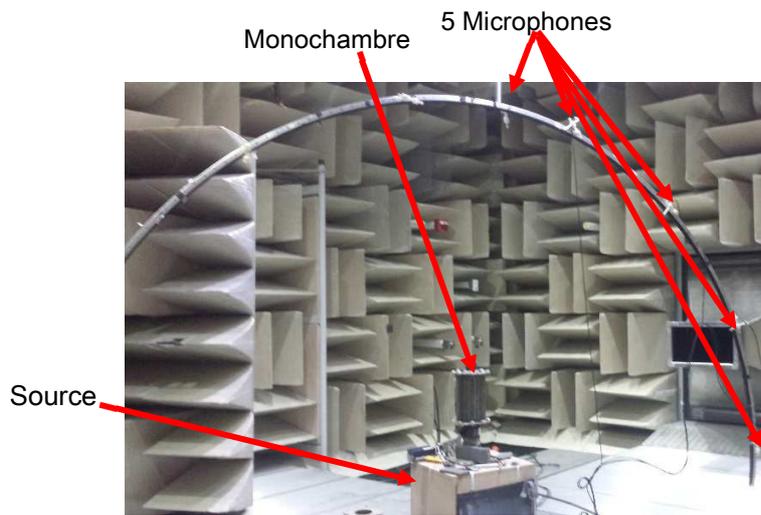
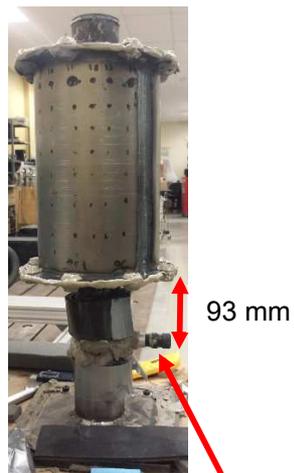


Figure 4.7 : Test en chambre anéchoïque du bruit de paroi du monochambre



Mesure de la pression d'entrée

Figure 4.8 : Mesure de la pression d'entrée du silencieux



Figure 4.9 : Utilisation du Mastic pour limiter les fuites du bruit

L'outil utilisé pour la mesure est LMS Test.Lab 15. Les résultats de mesure des microphones sont présentés sous forme de FRF par rapport à la pression d'entrée du silencieux (figure 4.8).

Les résultats récoltés sont post-traités sur Matlab pour en sortir la puissance acoustique du bruit de paroi, comme expliqué dans la norme [31] :

$$\Pi_{acoustique}^{exp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{FRF^2}{\rho_0 c_0} \times 2\pi r^2 \quad (4.27)$$

Avec n : le nombre de points de mesure, r : le rayon de l'antenne

$$FRF^2 = \left| \frac{P_{mic}}{P_{ref}} \right|^2, P_{mic} : \text{pression aux microphones fixés à l'antenne}$$

P_{ref} : la pression au microphone de référence fixé à l'entrée du silencieux

4.2.3 Validation du modèle du bruit de paroi

Un modèle vibroacoustique complet a été fait sur VA one (figure 4.9).

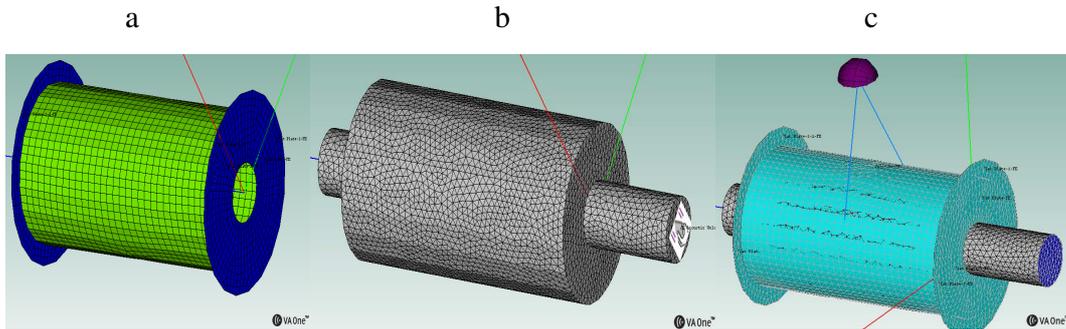


Figure 4.9 : a. FEM structure ; b. FEM acoustique ; c. BEM/FEM

FEM structure/BEM :

- Maillage de la paroi cylindrique (en vert) ainsi que les 2 brides (en bleu) avec 8 éléments linéaires par longueurs d'onde de flexion, ce maillage a été fait sur FEMAP, puis importé sur VA one
- Paroi cylindrique en acier de 0.75 mm d'épaisseur, les 2 brides de 2 mm d'épaisseur d'acier.
- Calcul modal jusque 4000 Hz.
- Modélisation du rayonnement en maillant la surface cylindrique avec les deux brides en BEM avec 6 éléments linéaires par longueur d'onde acoustique (on néglige la contribution des tubes d'entrée et de sortie dans le rayonnement).

FEM acoustique :

- Calcul modal jusque 25 000 Hz pour s'affranchir du problème de convergence discuté plus haut (section 3.1.3)
- Bouche de monochambre rigide (impédance infinie)
- Modèle de perforations : impédance de transfert traitée dans l'article [26]
- Excitation à l'entrée de 1 Pa.

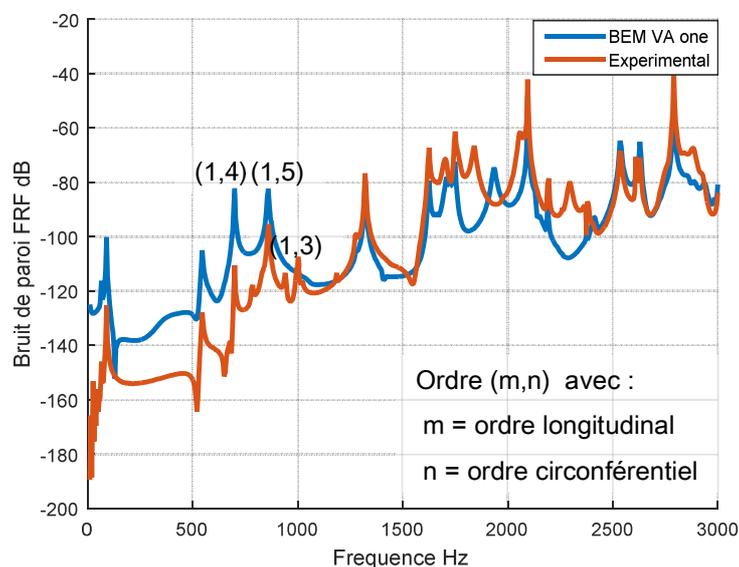


Figure 4.10 : Validation du modèle VA one du bruit de paroi

Le calcul de pression est fait de 10 Hz à 3000 Hz par pas de 10 Hz. La figure 4.10 compare la courbe obtenue par VA one avec la courbe des résultats expérimentaux (l'équation 4.27 est utilisée pour obtenir le bruit de paroi).

En regardant la réponse de la structure sur VA one sur chaque pic de la courbe théorique, on a été capable d'identifier les pics correspondants aux modes de structure.

Les pics non identifiés correspondent à des maximums de pression pariétale, c'est-à-dire, à des modes acoustiques du monochambre.

Les résultats numériques concordent assez bien avec les résultats du test. Cependant, on constate un écart loin d'être négligeable entre les deux résultats, notamment en basses fréquences, qui est dû à l'amortissement qui n'a pas été pris en compte lors du calcul numérique.

CHAPITRE 5 Performances acoustiques d'un monochambre sur un banc moteur

Introduction

Dans cette section, nous exposerons les performances acoustiques du silencieux monochambre quand il est monté sur un banc moteur. Cette mesure est caractérisée par le niveau de pression acoustique très élevé, température arrivant à 400 °C ainsi que la présence d'un écoulement.

Une étude de cas sur l'influence du taux de perforation du tube intérieur (figure 5.1) sur le bruit de bouche sera effectuée.



Figure 5.1 : les tubes perforés de différents taux de perforations, longueur de perforation 50 mm

L'évolution des paramètres du moteur (Régime) en fonction de la vitesse du véhicule suit une courbe normalisée : la courbe de charge (figure 5.2).

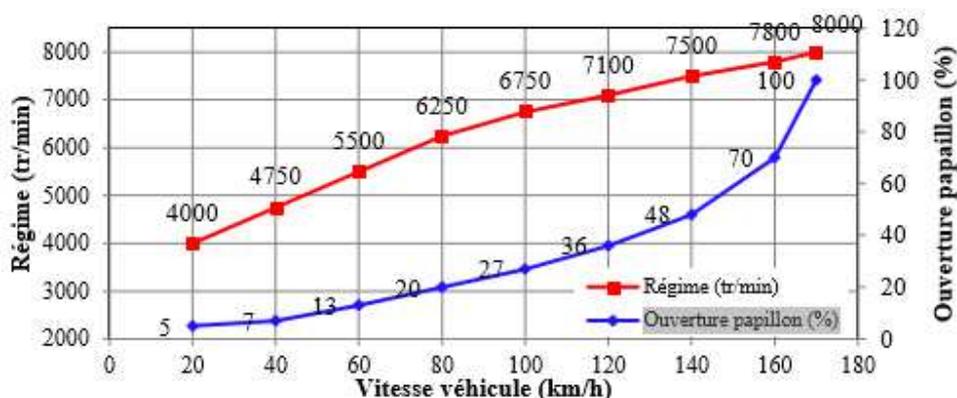


Figure 5.2 : courbe de charge du moteur en fonction de la vitesse du véhicule (tr/min) et de l'ouverture papillon (%)

Le contrôle du moteur est réalisé à l'aide d'un frein dynamométrique à eau (figure 5.3). Le frein est constitué d'un rotor connecté au vilebrequin tournant dans un carter. Des chambres sont creusées dans deux parties, dans lesquelles circule un courant d'eau. La rotation tend à créer un vortex toroïdal dans les chambres. Ceci provoque un couple résistant lié au cisaillement turbulent, transformant l'énergie mécanique en chaleur. On peut régler le frein en faisant varier le débit d'eau. Cependant, lors d'une montée en régime, l'inertie de la régulation hydraulique induit des oscillations sur le régime et il est difficile d'obtenir une rampe parfaitement linéaire.

Le banc est équipé d'un système de contrôle électronique du régime moteur, il est donc possible de reproduire sur une période de temps donnée, la courbe de charge du moteur.

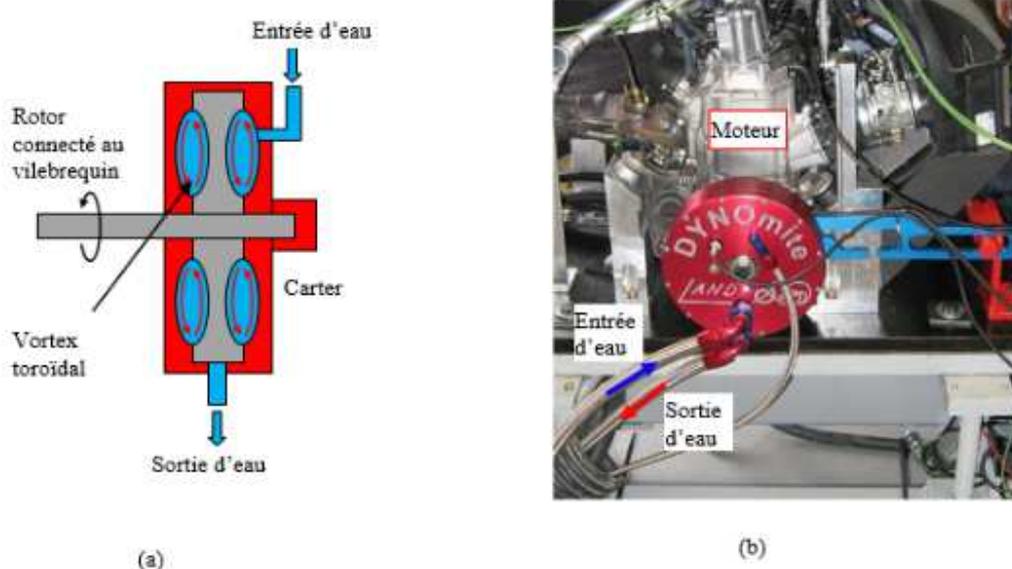


Figure 5.3 : (a) Schéma de principe du frein dynamométrique à eau (b) Installation du frein sur le banc moteur

5.1 Bruit de bouche

5.1.1 Mise au point de la mesure

On a mesuré le bruit de bouche de 4 silencieux identiques, mais dont le taux de perforations du tube intérieur varie : 10%, 20%, 40% et 50%.

Le banc moteur a balayé une pente de vitesse de 6700 RPM à 8000 RPM.

La bouche du silencieux est bafflée par un écran rigide de 1 m de long x 1 m de large, sur lequel sont fixés 2 microphones situés sur un rayon de 5 cm par rapport à la bouche du silencieux. Ces microphones indiquent des niveaux de pression dépassant les 160 dB (niveaux de pression très élevés)

La température du monochambre : 400 °C.

5.1.2 Performances acoustiques du monochambre

La mesure du bruit de bouche du monochambre pour chaque taux de perforation (figure 5.4) montre une réduction du bruit de 4 dB quand la porosité passe de 0% (courbe bleue) à 50% (courbe verte)

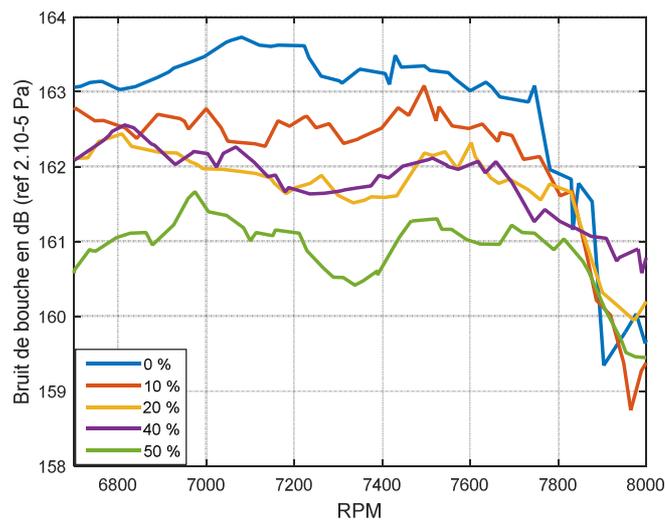


Figure 5.4 : Bruit de bouche mesuré en fonction du RPM

En observant le diagramme WATERFALL (figure 5.5) du bruit de bouche du monochambre avec 20 % de porosité, on arrive à trouver le contenu fréquentiel de la pression à la bouche. On constate que les harmoniques paires contribuent le plus au bruit du monochambre.

Parmi les harmoniques d'ordre pair, H14, H16, H18 et H20 font parties des ordres prépondérants dans la pression de la bouche. En annexe C est exposée la contribution des ordres H2 jusque H22 dans le bruit de bouche du monochambre, pour chaque taux de perforations.

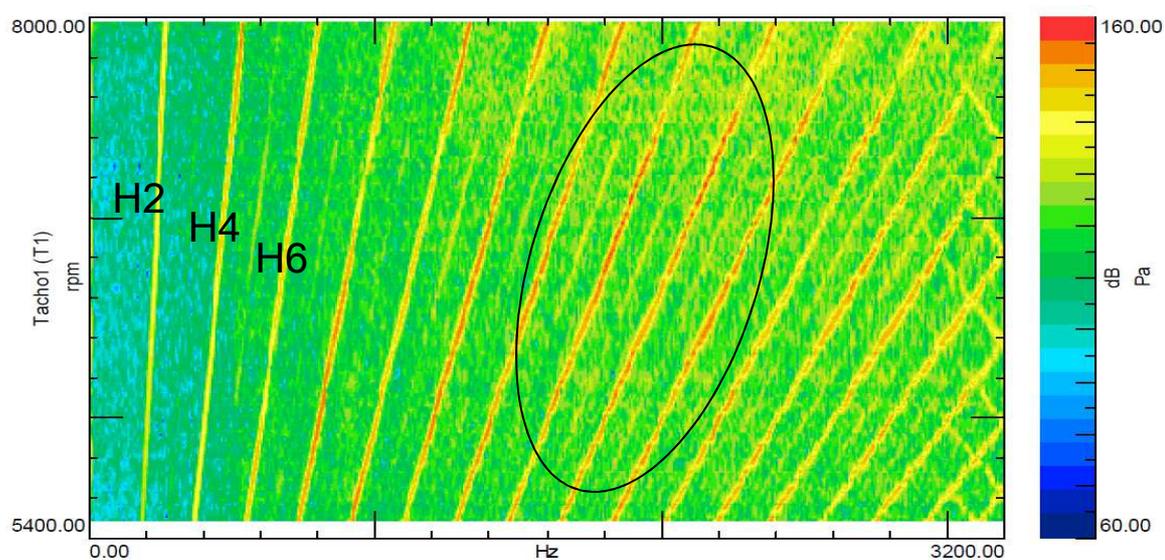


Figure 5.5 : Diagramme WATERFALL pour le bruit de bouche avec un taux de perforation de 20 %

Une comparaison de la pression à la bouche du monochambre pour des taux de perforations différentes et pour chaque ordre prépondérant (H14, H18 et H20 ont été retenues) (figure 5.6). On constate une réduction du bruit de bouche de 4 à 5 dB en augmentant le taux de perforation de 0 % à 50 %.

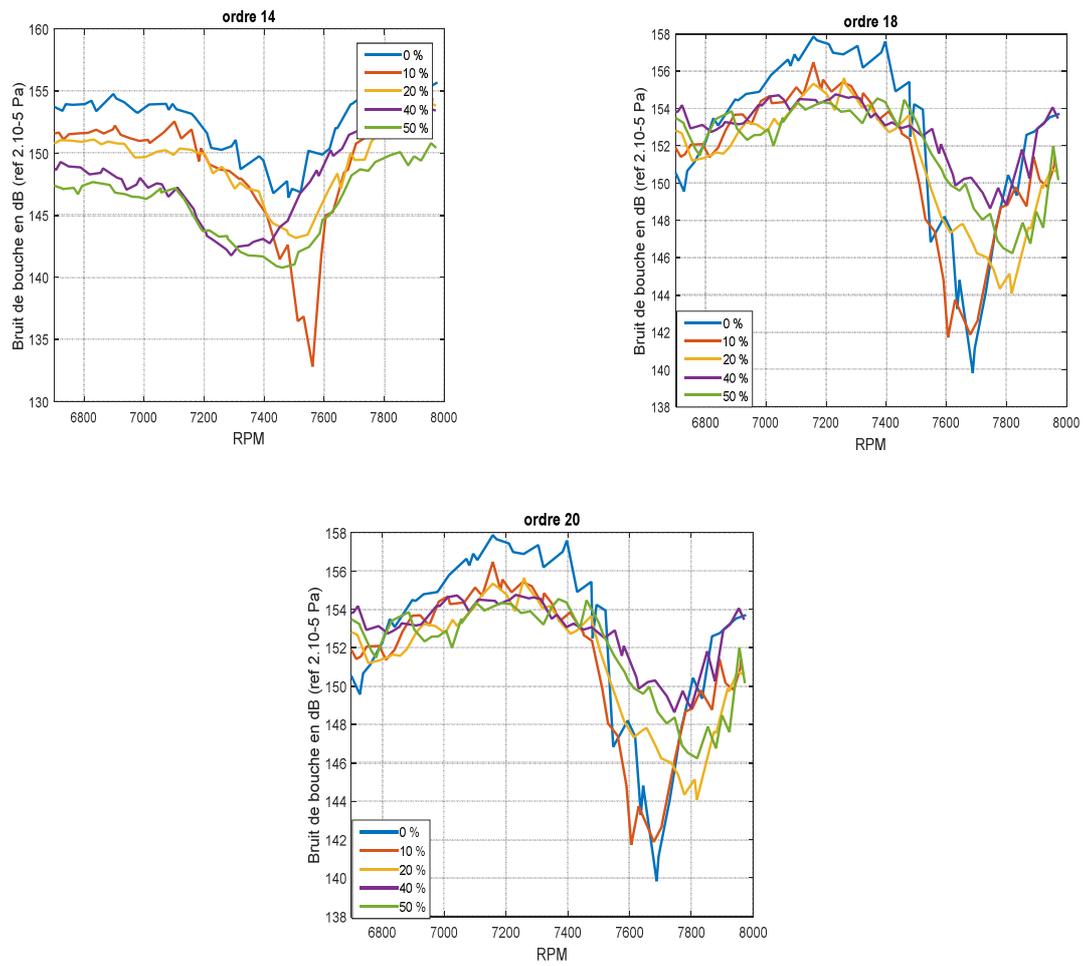


Figure 5.6 : niveau de pression pour les 3 ordres prépondérants dans le bruit de bouche du monochambre

CONCLUSION

Ce travail de maitrise a fait l'objet d'une étude sur la modélisation, sur VA one, d'un problème vibroacoustique en prenant en compte : les perforations, la présence d'un matériau poreux, aspect élastique de la structure, la présence d'écoulement, et la validation expérimentale des modèles VA one.

L'objectif était de modéliser et valider expérimentalement : la perte par transmission, le bruit de bouche et de paroi d'un silencieux. Les résultats de validation du TL et du bruit de bouche sont assez satisfaisants, cependant, les résultats de validation du bruit de paroi montrent un écart non négligeable, bien que les résultats numériques et expérimentaux aient la même allure. Ceci est dû à l'amortissement qui n'est pas pris en compte dans le modèle numérique, aussi est-il dû à la présence de fuites par les interstices de la paroi.

Un chapitre a été ajouté pour discuter des performances du silencieux sur banc moteur. Les conditions de mesures altèrent fortement les performances acoustiques du silencieux mesurés auparavant sur banc TL.

Enfin, pour comprendre comment les conditions de mesures sur banc moteur (hautes températures, niveau de pression élevé, présence d'écoulement) peuvent altérer les performances acoustiques du silencieux ; il va falloir modéliser et valider expérimentalement le bruit de bouche du silencieux en y intégrant ces conditions de mesures.

Annexe A

A.1 Formules de Green

$$\int_V (\vec{F} \cdot \vec{\nabla} g + g (\vec{\nabla} \cdot \vec{F})) dV = \int_S g \vec{F} \cdot \vec{n} dS$$

$$-\int_V \vec{\nabla} P \cdot \vec{\nabla} Q dV + \int_S Q \frac{\partial P}{\partial n} dS = \int_V Q \Delta P dV$$

A.2 Équation d'onde en présence d'écoulement

Soit M le nombre de Mach d'un écoulement uniforme, unidirectionnel suivant X :

L'équation d'onde en présence d'écoulement est :

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + 2jkM \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + k^2 P = 0$$

A.3 Fonction de Bessel

Pour les valeurs entières $n \in \mathbb{N}$, les fonctions de Bessel de première espèce J_n sont définies par la série entière (de rayon de convergence infini) suivante :

$$J_n(x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p!(n+p)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p+n}$$

Annexe B

B.1 Formule de bruit de bouche

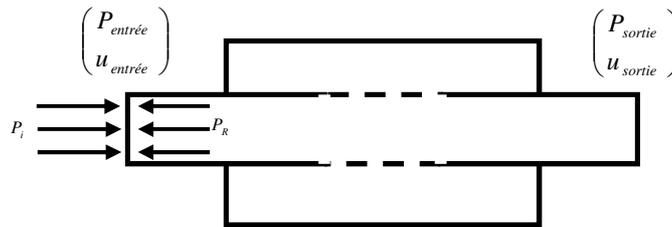


Figure B.1 : Schéma des pressions et vitesses de part et d'autre du monochambre

Soit $T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ la matrice de transfert du silencieux entre $\begin{pmatrix} P_{entrée} \\ u_{entrée} \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} P_{sortie} \\ u_{sortie} \end{pmatrix}$.

La section de sortie du silencieux étant ouverte et bafflée, on applique une impédance de rayonnement dans cette section :

$$P_{sortie} = Z_r u_{sortie}$$

Soit :

P_I la pression incidente, P_R la pression réfléchie à l'entrée du silencieux.

Comme la bande de fréquence de travail est inférieure à la fréquence de coupure du tube d'entrée et de sortie, l'onde acoustique y est plane, ainsi :

$$P_{entrée} = P_I + P_R$$

$$\rho c u_{entrée} = P_I - P_R$$

En combinant les deux dernières équations :

$$P_I = \frac{1}{2} (P_{entrée} + \rho c u_{entrée}) \quad (\text{B.1})$$

Or :

$$\begin{cases} P_{entrée} = AP_{sortie} + B \frac{P_{sortie}}{Z_{rayonnement}} \\ u_{entrée} = CP_{sortie} + D \frac{P_{sortie}}{Z_{rayonnement}} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

En combinant (B.1) et (B.2) :

$$P_I = \frac{1}{2} \left(A + \frac{B}{Z_{rayonnement}} + \rho c C + \frac{\rho c}{Z_{rayonnement}} D \right) P_{sortie} \quad (\text{B.3})$$

Donc le bruit de bouche s'écrit :

$$-20\log_{10}\left(\left|\frac{P_I}{P_{sortie}}\right|\right) = -20\log_{10}\left(\frac{1}{2}\left|A + \frac{B}{Z_{rayonnement}} + \rho c C + \frac{\rho c}{Z_{rayonnement}} D\right|\right) \quad (\text{B.4})$$

B.2 Formule de perte par transmission

En utilisant l'équation (B.3), et en remplaçant l'impédance de rayonnement par l'impédance de l'air (condition anéchoïque) :

$$P_I = \frac{1}{2}\left(A + \frac{B}{\rho c} + \rho c C + D\right)P_{sortie} \quad (\text{B.5})$$

Ainsi :

$$\text{TL} = 20\log_{10}\left(\left|\frac{P_I}{P_{sortie}}\right|\right) = 20\log_{10}\left(\frac{1}{2}\left|A + \frac{B}{\rho c} + \rho c C + D\right|\right)$$

Annexe C

Les ordres prépondérants sont exposés en trait gras.

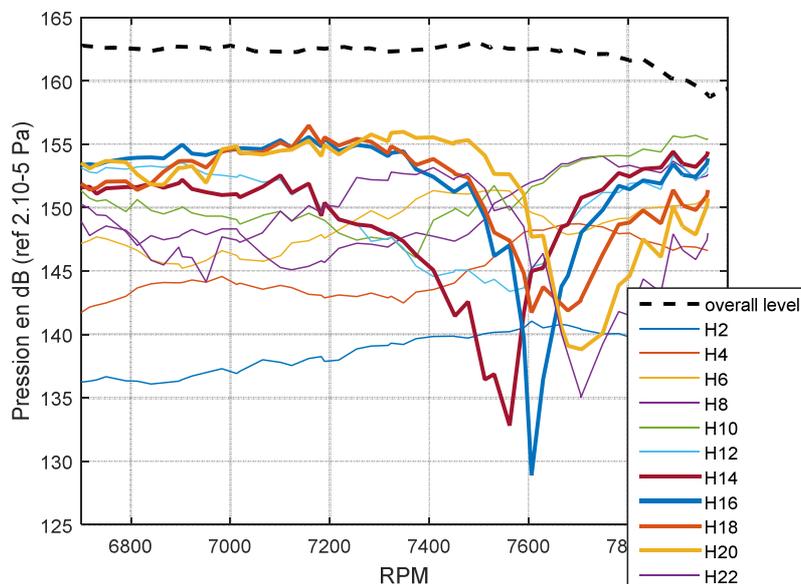


Figure 5.5 : Contribution des ordres dans le bruit du monochambre avec un taux de perforation de 0%

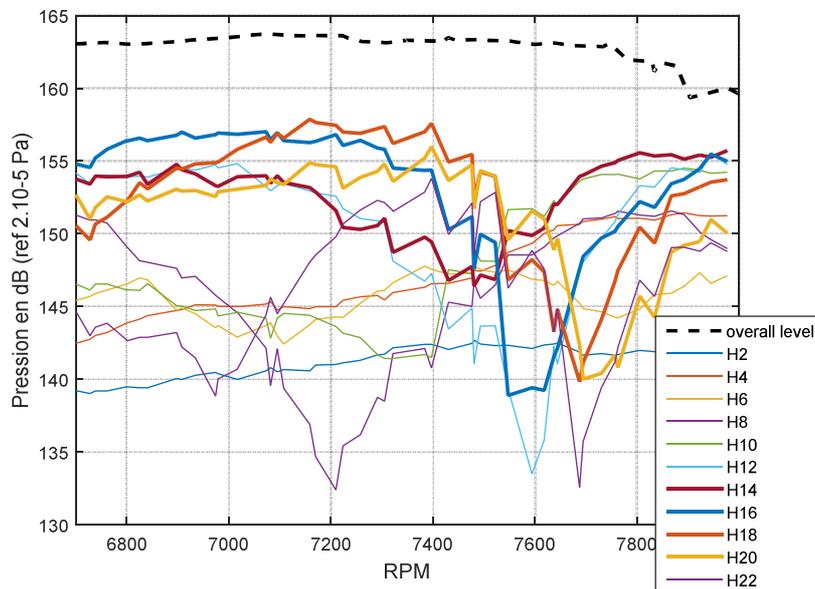


Figure 5.6 : Contribution des ordres dans le bruit du monochambre avec un taux de perforation de 10%

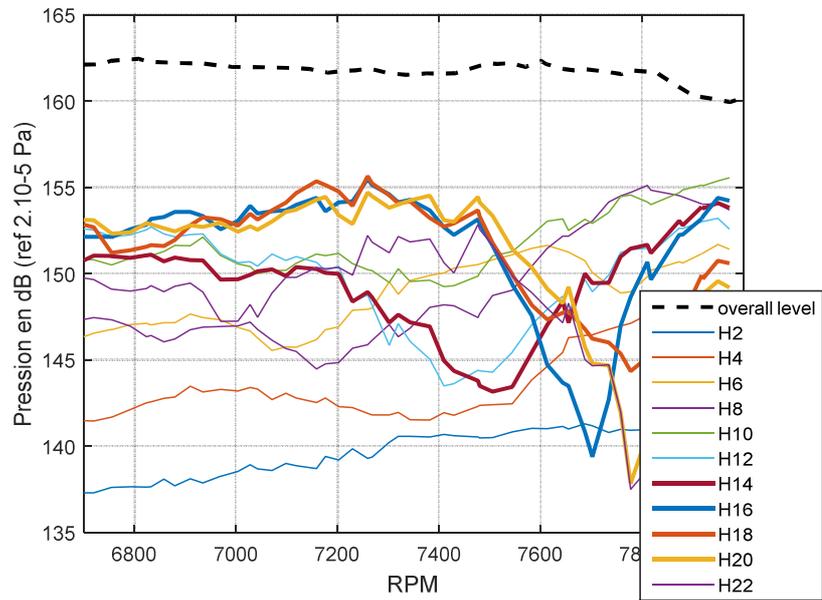


Figure 5.7 : Contribution des ordres dans le bruit du monochambre avec un taux de perforation de 20%

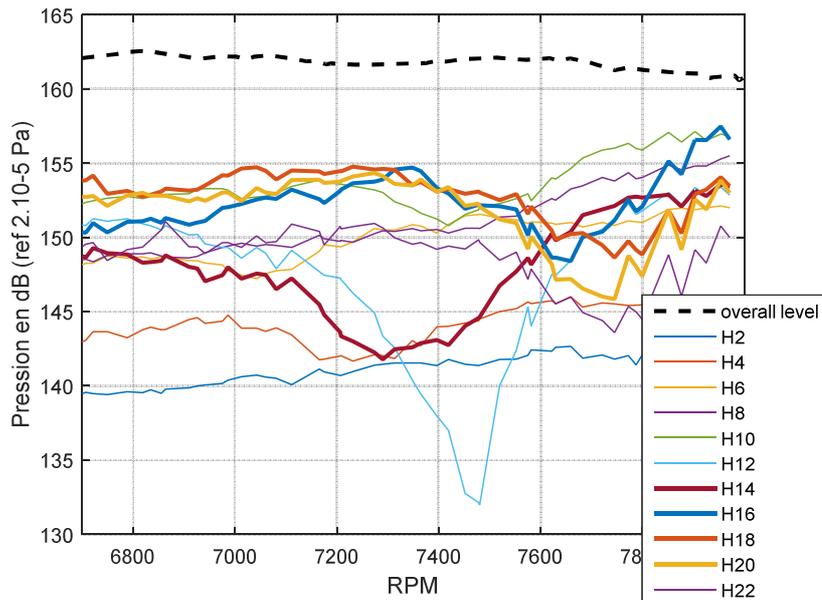


Figure 5.8 : Contribution des ordres dans le bruit du monochambre avec un taux de perforation de 40%

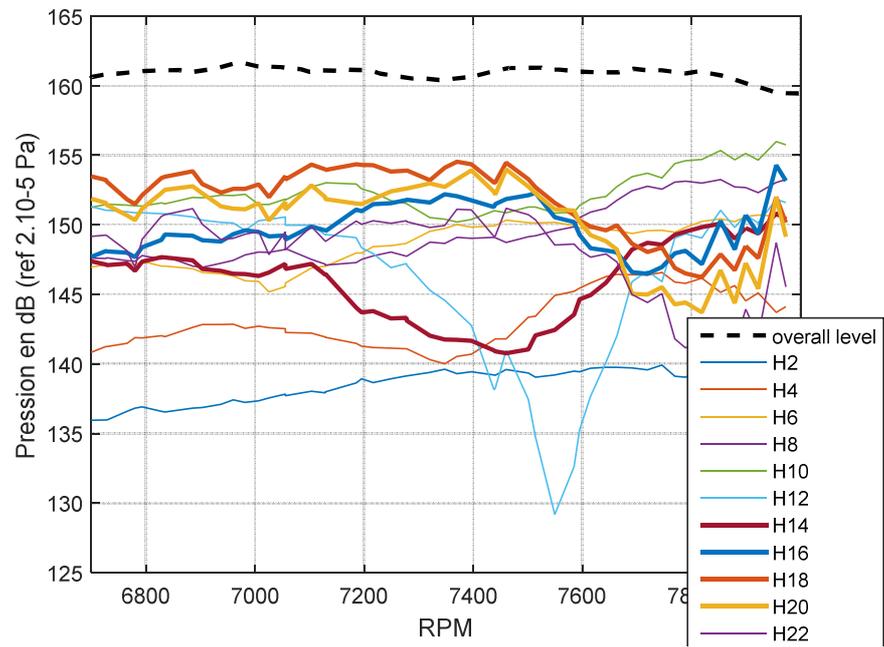


Figure 5.9 : Contribution des ordres dans le bruit du monochambre avec un taux de perforation de 50%

Bibliographie

- [1] Bonfiglio, P., Pompoli, F. (2009). An Acoustical Finite Element Model of Perforated Elements, *Proceedings of the COMSOL Conference 2009*. Milan, Italy.
- [2] Bugaru, M., Vasile, O. (2007). Transfer Matrix Method for A Single-Chamber Mufflers. *Proceedings of the 11th WSEAS International Conference on applied mathematics*. Dallas, Texas, USA, p. 47-50.
- [3] Lee, J. W. (2015). Optimal Topology of Reactive Muffler Achieving Target Transmission Loss Values: Design and Experiment. *Applied Acoustics*, volume 88, p. 104-113.
- [4] Alia, A., Souli, M., Amdj, M. (2011). Simulation numérique des problèmes de rayonnement acoustique par la méthode des éléments finis de frontière. *AFM, Maison de la Mécanique*, Courbevoie, France, p. 24-28.
- [5] Yasuda, T., C. Wu, N. Nakagawa., K. Nagamura. (2013). Studies on an Automobile Muffler with the Acoustic Characteristic of Low-Pass Filter and Helmholtz Resonator. *Applied Acoustics*, volume 74, numéro 1, p. 49-57.
- [6] Zhou, Z., D. Copiello. (2013). Simulation of Exhaust Line Noise using FEM and TMM. *Sound and Vibration*, volume 47, numéro 9, p. 10-13.
- [7] Fahy, F., Gardonio. P. (1985). Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and response. 1^{ère} édition, *Academic Press*, Orlando, Florida, USA, 656 p.
- [8] Li, B., Laviage, A., You, J.H., Kim, Y-J. (2012). Acoustic Energy Harvesting Using Quarter-wavelength Straight-tube Resonator. *Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECE2012)*, Volume 12 p. 467-473.
- [9] Connelly, T., Mattson, S., Labyak, D., Pruetz, J. (2010). Prediction of muffler insertion loss and shell noise by a hybrid finite element acoustic statistical energy analysis model. *24th National Conference on Noise Control Engineering 2010, Noise-Con 10, Held Jointly with the 159th Meeting of the Acoustical Society of America*, Volume2, p. 821-832.
- [10] Munjal, M. L. (2013). Recent advances in muffler acoustics. *International Journal of Acoustics and Vibrations*, Volume 18, numéro 2, p. 71-85.
- [11] Munjal, M. L. (1998). Prediction of the break out noise of the cylindrical sandwich plate muffler shells. *Applied Acoustics*, volume 53, numéro 1-3, p. 153- 161
- [12] Lee, J.-H., Kim, J. (2002). Analysis and Measurement of Sound Transmission Through a Double-Walled Cylindrical Shell. *Journal of Sound and Vibration*, Volume 251, numéro 4, p. 631-649.

-
- [13] Huang, Y., Du, A. (2013). Prediction of Muffler Transmission Loss and Shell Noise by a Coupled Structure-Acoustic Model. *Applied Mechanics and Materials*, Volume 437, p.207-212.
- [14] George, J., Egan, J., Kim, J. (2008). Prediction of sound transmitted through muffler side walls. *Institute of Noise Control Engineering of the USA. 23rd National Conference on Noise Control Engineering, NOISE-CON 08 and Sound Quality Symposium, SQS 08*. Volume 3, p. 1436-1445.
- [15] Ingle, R., Jadhav, J. M., Manvi, V. S., Sawant, M. A., Talekar, V. D. (2014). Experimental investigation of a double expansion chamber reactive muffler for stationary diesel engine. *Noise and vibration worldwide*. Volume 45, numéro 9, p. 12-17.
- [16] ISO 3741, Acoustique – Détermination des niveaux de puissance acoustique émis par les sources de bruit – Méthodes de laboratoire en salles réverbérantes pour les sources à large bande
- [17] Tao, Z., Seybert, A. F. (2003). A Review of Current Techniques for Measuring Muffler Transmission Loss. *SAE Technical Paper, Noise and Vibration Conference and Exhibition*. Traverse city, Michigan, USA.
- [18] Peat, K. S., Ih, J.-G., Lee, S.-H. (2003). The acoustic impedance of a circular orifice in grazing mean flow: comparison with theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 114, numéro 6, p. 3076–3086.
- [19] Beranek, L. L. (1947). Acoustical Properties of Homogeneous, Isotropic Rigid Tiles and flexible Blankets. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 19, numéro 4, p. 556–568.
- [20] Biot, M. (1956). Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 28, numéro 2, p. 168.
- [21] Biot, M. (1956). Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range. *Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 28, numéro 2, p. 179–191.
- [22] Lafarge, D. (1993). Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique. Thèse de doctorat, L'université du Maine, Le Mans, France, 307 p.
- [23] Ingard, U. (1981). Locally and nonlocally reacting flexible porous layers; a comparison of acoustical properties. *Journal of the Engineering for Industry (ASME)*, Volume 103, numéro 3, p. 302–313.

- [24] Delany, M. E., Bazley, E. N. (1970). Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, Volume 3, numéro 2, p.105–116.
- [25] Sullivan, J. W. (1978). Analysis of concentric-tube resonators having unpartitioned cavities. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Volume 64, numéro 1, p. 207-215.
- [26] Elnady, T., Åbom, M., Allam, S. (2010). Modeling perforates in mufflers using two-ports. *Journal of Vibration and Acoustics*, Volume 132, numéro 6.
- [27] Wang, C. N. (1995). A numerical scheme for the analysis of perforated intruding tube muffler components. *Applied Acoustics*, Volume 44, numéro 3, p. 275–286.
- [28] Lesueur, C. (1988). *Rayonnement acoustique des structures*. 1^{ère} édition, Eyrolles, France, 590 p.
- [29] Atalla, N., Sgard, F. (2015). *Finite Element and Boundary Methods in Structural acoustics and vibration*. 1^{ère} édition, CRC Press, 470 p.
- [30] ISO 3741. Acoustique – Détermination des niveaux de puissance acoustique émis par les sources de bruit – Méthodes de laboratoire en salles réverbérante pour les sources à large bande, 2010.
- [31] ISO 3745. Determination of sound power levels of noise sources using sound pressure – Precision methods for anechoic and semi-anechoic rooms, 2012.