HAL
open science

Impact de la présence du gradient thermique sur la propagation d'onde dans les milieux guidés

Ashkan Zaker

To cite this version:

Ashkan Zaker. Impact de la présence du gradient thermique sur la propagation d'onde dans les milieux guidés. Thermique [physics.class-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2019. Français. NNT : 2019TOU30197 . tel-02628540

HAL Id: tel-02628540

https://theses.hal.science/tel-02628540v1

Submitted on 26 May 2020

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

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

Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :
Ashkan Zaker
le lundi 18 novembre 2019

Titre :

Impact de la présence du gradient thermique sur la propagation d'onde dans les milieux guidés

---

École doctorale et discipline ou spécialité :
ED MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :
ICA - Institut Clément Ader

Directeur/trice(s) de Thèse :

Vincent Gibiat

Jury :
M. Antonio Torregrosa, Professeur à l'Université polytechnique de Valence, Rapporteur
M. Jean-Michel Ville, Professeur à l'Université de Technologie de Compiègne, Rapporteur
Mme. Hélène Bailliet, Maître de conférence à l'Université de Poitiers, Examinatrice
M. Donald Murray Campbell, Professeur à l'Université d'Edinburgh, Examinateur
M. Samuel Rodriguez, Maître de conférence à l'Université de Bordeaux, Examinateur
M. Vincent Gibiat, Professeur à l'Université de Toulouse, Directeur de thèse
M. Stéphane Guilain, Encadrant Renault

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Vincent Gibiat, Professeur à l'Université de Toulouse, qui m'a encadré tout au long de cette thèse et qui m'a fait partager ses brillantes intuitions. Qu'il soit aussi remercié pour sa gentillesse et pour les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués.

J'exprime ma gratitude à mon encadrant Renault, Monsieur Stéphane Guilain, pour sa confiance et l'autonomie qu'il m'a accordée. Les nombreuses discussions que nous avons eues ainsi que ses conseils comptent pour beaucoup dans le résultat final de ce travail.

Je remercie également Monsieur Jean-Michel Baleynaud, Maître de conférence à l'Université de Toulouse, pour ses conseils et ses idées.

J'exprime ma gratitude à mon collègue Renault, Jean-Christophe Le Guern, pour m'avoir transmis son savoir-faire et ses compétences techniques.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Antonio Torregrosa, Professeur à l'Université polytechnique de Valence, ainsi qu'à Monsieur Jean-Michel Ville, Professeur à l'Université de Technologie de Compiègne, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse.

J'exprime ma gratitude à Madame Hélèn Bailliet, Maître de conférence à l'université de Poitiers, Monsieur Donald Murray Campbell, Professeur à l'Université d'Edinburgh et Monsieur Samuel Rodriguez, Maître de conférence à l'université de Bordeaux qui ont bien voulu être examinatrice et examinateurs.

Enfin, je remercie les membres du laboratoire ICA, en particulaire Myriam Boyer et Abdallah Bouzid, avec qui j'ai eu la chance de travailler.

تقدیم به

پدرم و مادرم، نخستین و والاترین اساتیدم.

Résumé

Les résonances de la ligne d'admission du moteur peuvent être utilisées pour améliorer son efficacité volumétrique et réduire les émissions de polluants. Dans les moteurs suralimentés, l'utilisation de refroidisseurs liquide-air (WCAC) génère un fort gradient thermique dans la ligne d'admission. Pour faire le premier pas dans l'analyse de l'impact de ce gradient thermique sur les résonances de la ligne d'admission, nous considérons l'impédance d'entrée d'un tube étroit de diamètre 1.6 mm avec un créneau de température. Tout d'abord, l'impédance d'entrée est calculée théoriquement et comparée aux résultats numériques à l'aide du logiciel ACTRAN. Cette analyse a également été effectuée en présence d'un écoulement laminaire à faible nombre de Mach de 0.02 M. Les simulations numériques fournissent une compréhension préliminaire de la signification des résonances causées par le changement de température et des paramètres importants. Ensuite, l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec plusieurs créneaux de température est mesurée à l'aide de la méthode TMTC. Pour ce faire, une analyse rapide de l'importance du choix de la calibration est effectuée sur le tube étroit. En utilisant les calibrations non-résonantes, le banc d'essai est calibré et les mesures d'impédance sont effectuées avec différents créneaux de température. De plus, les mesures sont effectuées avec un écoulement moyen allant jusqu'à 0.03 M et son impact est discuté en présence d'un créneau de température.

Abstract

The engine's intake line resonances can be used to improve its volumetric efficiency and reduce the emissions of pollutants. In supercharged engines, the use of compact liquid-to-air coolers (WCAC) generates a strong thermal gradient in the intake line. To take the first step in the analysis of the impact of this thermal gradient on the intake line resonances, the input impedance of a narrow pipe of diameter 1.6 mm with a strong non-uniform thermal profile is considered. First, the input impedance is calculated theoretically and compared with numerical results using ACTRAN software. This analysis was also done in the presence of a low-Mach number laminar flow of 0.02 M. The numerical simulations provide a preliminary understanding of the significance of the resonances caused by non-uniform thermal profiles and the important parameters. Then, the input impedance of multiple non-uniform thermal profiles is measured using TMTC method. To do so, a brief analysis of the importance of calibration load selection is done on the narrow pipe. Using non-resonant loads, the test bench is calibrated and impedance measurements are done with different thermal profiles. Besides, the measurements are done with a mean flow of up to 0.03 M and its impact is discussed in the presence of a non-uniform thermal profile.

SOMMAIRE

Résumé **iv**

Introduction **1**

1 Impact de l'acoustique sur le remplissage d'un moteur thermique **3**
1.1 Résumé 3
1.2 Fonctionnement des moteurs à combustion interne 3
1.2.1 Fonctionnement à quatre temps 4
1.2.2 Les éléments des lignes d'admission et d'échappement 6
1.2.3 Gradient thermique dans la ligne d'admission 9
1.3 Remplissage d'un moteur thermique 10
1.3.1 Effet pulsatoire dans la ligne d'admission 13
1.3.2 Mesure de l'effet acoustique 14
1.3.3 Impédance d'entrée 16
1.3.4 Fonction de réflexion 16
1.4 Objectifs de la thèse 17

2 Propagation d'onde dans les conduits avec gradient thermique **19**
2.1 Résumé 19
2.2 Acoustique linéaire sans pertes 19
2.3 Propagation d'onde avec les effets visco-thermiques 21
2.4 Propagation d'onde en présence d'un gradient thermique 25
2.5 Calcul analytique de l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température 27
2.5.1 Matrice de transfert des géométries simples 27
2.5.2 Une approche simplifiée de calcul d'impédance d'entrée d'un créneau de température 30
2.6 Calcul numérique de l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température et un écoulement moyen 35
2.6.1 Conditions aux limites de la modélisation sous ACTRAN . . . 35
2.6.2 Corrélation calcul numérique ACTRAN/calcul analytique . . 39
2.6.3 Impact de l'écoulement 41

2.6.4 Impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température et un écoulement laminaire 43
2.7 Conclusion 46

3 Mis en place de la méthode TMTC sur un tube étroit 48
3.1 Résumé 48
3.2 Mesure de l'impédance d'entrée 48
3.3 Méthode TMTC 51
3.3.1 Calibration 53
3.3.2 Signal d'excitation 56
3.3.3 Isolation de la source 57
3.4 Validation de la méthode TMTC sans écoulement 58
3.4.1 Comparaison des coefficients théoriques et expérimentaux . . 61
3.4.2 Mesure d'impédance sur un tube cylindrique étroit 64
3.4.3 Amélioration de la calibration 74
3.5 Mesure de l'impédance d'entrée avec un écoulement laminaire 75
3.5.1 Calibration 75
3.5.2 Mesure 78
3.6 Conclusion 79

4 Mesure de l'impact d'un créneau de température sur la propagation d'onde 80
4.1 Résumé 80
4.2 Génération d'un créneau de température longitudinal sur un tube étroit 80
4.3 Mesure de l'impédance d'entrée d'un créneau de température sur un tube étroit 83
4.3.1 Résultats 83
4.3.2 Corrélation Calcul ACTRAN/essais 88
4.4 Impédance d'entrée d'un créneau de température sur un tube étroit portant un écoulement laminaire 90
4.4.1 Résultats 92
4.4.2 Corrélation Calcul ACTRAN/essais 93
4.5 Conclusion 97

Conclusion générale et perspectives 98

Références **101**

Appendices **108**

Annexe A Modèle "Low reduced frequency" **108**

Annexe B Équation complète de Kirchhoff **111**

Notations **113**

Introduction

La pollution de l'air et l'émission de gaz à effet de serre sont les deux principales nuisances environnementales liées à l'automobile. L'organisme Santé Publique France estime que la pollution est responsable de 48000 décés par an en France [1]. Elle diminue ainsi considérablement l'espérance de vie dans les zones urbaines. En Europe, le secteur du transport est le seul secteur avec une hausse des émissions de gaz à effet de serre ces dernières années. En 2018, environ 14% des émisisons de CO_2 dans le monde est due au secteur automobile [2]. Pour lutter contre le réchauffement climatique, lors du conseil européen des ministres de l'environnement du 9 Octobre 2018, il a été prévu de demander une baisse de 35% des émissions de CO_2 des voitures neuves en 2030 par rapport à 2021 [3]. Ayant une responsabilité considérable face à l'urgence causée par le réchauffement climatique, les constructeurs automobiles cherchent des solutions pour diminuer leurs émissions des particules fines, des oxydes d'azote et de CO_2. L'utilisation des groupes motopropulseurs électriques, hybrides et l'optimisation des moteurs thermiques sont parmi les solutions qu'ils ont adoptées pour atteindre ce but. L'optimisation des moteurs thermiques se fait par l'amélioration de la combustion, la suralimentation, la distribution variable, les effets acoustiques, etc.

Les effets de la propagation d'onde sur la performance des moteurs à combustion interne ont été étudiés depuis les années 1920 [9]. L'utilisation intelligente de ce phénomène permet naturellement d'augmenter la quantité d'air admise dans le cylindre. Les gaz dans la ligne d'admission et d'échappement constituent un milieu élastique. Lorsque celui-ci vibre du fait de l'excitation du moteur, des ondes sont créées. La résonance de ce système peut aider à avoir une hausse de pression au niveau des soupapes d'admission pour favoriser le rendement volumétrique du moteur

à certains régimes du moteur. La modification des circuits d'admission et d'échappement impacte les fréquences et les amplitudes de résonances et change les régimes d'accord favorables associés.

Une des modifications apportées sur les lignes d'admission des moteurs suralimentés recents est l'utilisation d'un refroidisseur de l'air comprimé basé sur l'échange thermique type air-liquide (WCAC ; Water-cooled Charge-Air Cooler). Ceci modifie l'architecture du circuit d'admission et ajoute un gradient thermique longitudinal important. La présence de ce gradient thermique modifie la propagation d'onde dans la ligne d'admission et peut provoquer des résonances. Cette modification nous intéresse dans cette thèse. Les mesures d'impédance sur un tube étroit avec le même diamètre que celui des canaux des refroidisseurs nous permettent d'isoler les résonances provoquées par un gradient thermique.

Dans le premier chapitre, la relation entre la propagation d'onde et les moteurs à combustion interne est expliquée et le contexte de notre problématique est défini. La propagation d'onde avec pertes visco-thermiques et l'étude numérique de l'onde réfléchie liée à un créneau de température sont discutées dans le deuxième chapitre. De manière à corréler ces calculs avec des essais, la mise au point d'un système de mesure d'impédance pour un diamètre faible avec et sans écoulement est l'objet du chapitre 3. Les résultats expérimentaux de la mesure d'impédance d'entrée sur un tube étroit avec un créneau de température sont présentés dans le chapitre 4.

1 Impact de l'acoustique sur le remplissage d'un moteur thermique

1.1 Résumé

Ce chapitre présente le fonctionnement des moteurs à combustion interne et la problématique de l'acoustique et du remplissage. Les circuits d'admission et d'échappement sont des systèmes acoustiques qui impactent le remplissage du moteur. La modification d'un circuit influence les phénomènes pulsatoires du moteur. La présence du WCAC sur les moteurs modernes a modifié l'architecture des circuits d'admission ainsi qu'il crée un gradient thermique important dans ce dernier. Le contexte général de la problématique étudiée dans cette thèse est l'objet de ce chapitre.

1.2 Fonctionnement des moteurs à combustion interne

Un moteur à combustion interne convertit l'énergie thermique dégagée par la combustion des carburants en énergie mécanique. La force générée par l'expansion des gaz due à la combustion, met en mouvement les parties mobiles du moteur tels que le piston, turbine, etc. Pour le transport routier, les moteurs à combustion interne à piston sont utilisés. Le premier moteur à combustion interne commercialisé fut développé par Jean J. Lenoir en 1859 [4]. Le nombre de mouvement réciproque du piston pendant un cycle permet de catégoriser les moteurs en 2-temps , 4-temps et la variante 6-temps où un mouvement aller-retour de piston est ajouté dans un cycle, pour diminuer la consommation de carburant et la complexité mécanique (c'est le cas du moteur mono-cylindre). Le cas qui nous intéresse ici est celui d'un moteur à 4-temps.

1.2.1 Fonctionnement à quatre temps

le moteur à combustion interne à quatre temps fut inventé par Nikolaus Otto en 1867 et son fonctionnement est basé sur le cycle de Beau de Rochas. Dans cette motorisation, le piston fait deux aller-retours par cycle entre le point mort bas (PMB) et le point mort haut (PMH) où la vitesse du piston est nulle et chaque cycle se décompose en 4 étapes (figure 1.1) :

— Admission

Pendant l'admission (PMH -> PMB), le piston descend et les soupapes d'admission sont ouvertes. Cela crée une dépression qui permet de remplir le cylindre avec des gaz (mélange air/essence). Pour le cas idéal, selon le cycle Otto, c'est une transformation à pression et à température constante (figure 1.2).

— Compression

Ensuite, le piston remonte (PMB -> PMH) et les soupapes d'admission et d'échappement étant fermées, la pression ainsi que la température des gaz dans le cylindre augmentent dans une transformation idéalement adiabatique.

— Explosion

Pendant la troisième étape, les gaz comprimés contenant du carburant dans le cylindre sont enflammés. Cette combustion augmente la pression des gaz dans une transformation qui est théoriquement à volume constant et fait descendre le piston (PMH -> PMB). Celui-ci fait tourner le vilebrequin et la pression des gaz diminue dans une tranformation idéalement adiabatique.

— Échappement

Finalement, en ouvrant les soupapes d'échappement, les gaz chauds dans le

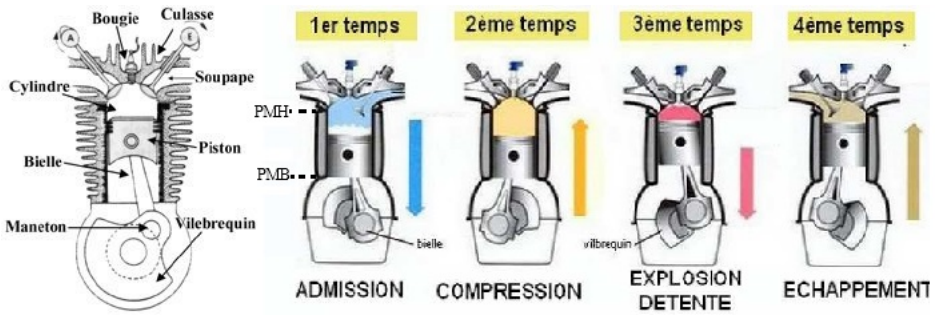


FIGURE 1.1 : Cycle d'un moteur essence à quatre temps

cylindre commencent à sortir et la pression et la température des gaz diminuent dans une transformation isochore. Le mouvement du piston (PMB -> PMH), force les gaz dans le cylindre à sortir au cours d'une transformation théoriquement isobare.

En pratique, l'ouverture et la fermeture des soupapes ne sont pas effectuées exactement à PMB et PMH. Ceux-ci sont souvent avancés ou retardés par rapport à PMB et PMH pour apporter des améliorations sur la consommation et la performance du moteur.

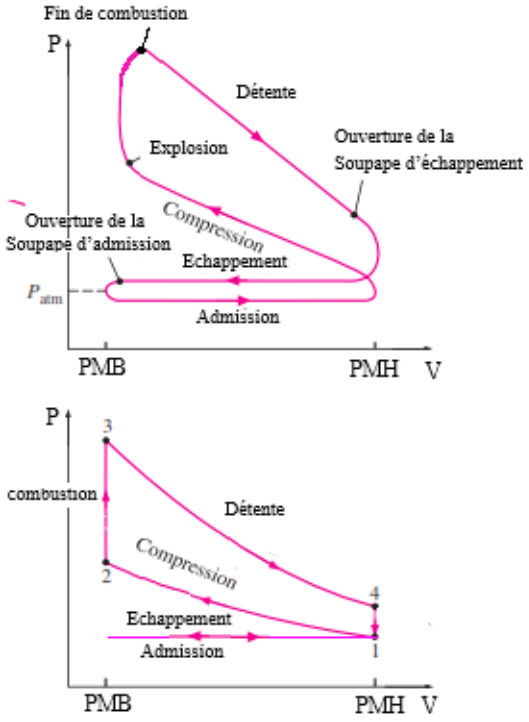


FIGURE 1.2 : Diagramme Pression - Volume des gaz dans le cylindre d'un moteur essence atmosphérique à 4 temps (en haut : cycle réel, en bas : cycle idéal)

1.2.2 Les éléments des lignes d'admission et d'échappement

La ligne d'admission et la ligne d'échappement sont constituées de plusieurs éléments (figure 1.3). Le circuit d'admission se compose d'un conduit d'entrée d'air, d'un filtre à air, d'un boitier papillon qui contrôle la quantité d'air, d'un compresseur, d'un refroidisseur de l'air de suralimentation et d'un collecteur d'admission qui distribue l'air entre les cylindres du moteur. La suralimentation permet d'augmenter la puissance d'un moteur sans augmenter sa vitesse de rotation et de diminuer la

consommation de carburant et les émissions des polluants. Dans les moteurs suralimentés avec un turbo-compresseur, le compresseur est entraîné par une turbine animée par l'enthalpie des gaz dans le circuit d'échappement et la différence de la pression à travers la turbine. La compression de l'air au travers du compresseur augmente la température de l'air. L'utilisation d'un refroidisseur d'air de suralimentation permet de diminuer la température de l'air admis et de le densifier. Elle permet ainsi d'améliorer la performance du moteur et de réduire les cliquetis dans les moteurs à allumage commandé. Les gaz brûlés traversent la ligne d'échappement pour sortir du moteur. Mais cela n'est pas le seul rôle d'une ligne d'échappement. Elle permet aussi de réduire la nuisance sonore des gaz issus du moteur et de diminuer l'émision d'éléments polluants par l'action des éléments de post traitements catalytiques (catalyseurs d'oxydation, lean NO_x trap, SCR, GPF, DPF, etc.). Elle est aussi constituée d'un collecteur d'échappement, d'EGR (Exhaust Gas Recirculation) qui fait recirculer les gaz brûlés dans le circuit d'admission. L'EGR permet de limiter les émissions d'oxyde d'azote des moteurs Diesel et de réduire les cliquetis et améliore la vaporisation du carburant dans les moteurs à allumage commandé [10]. Les circuits d'EGR sont de deux types : le prélevement des gaz d'échappement peut se faire directement au niveau du collecteur d'échappement (EGR dit haute pression) ou après que les gaz d'échappement ont traversé les systèmes de post traitements (EGR dit basse pression). L'inconvénient majeur de l'EGR haute pression dans un moteur Diesel est que les gaz sont chargés en suie et qu'ils encrassent le circuit. De plus, ils ont une température plus élevée que les gaz issus de l'EGR basse pression. Ayant une distance plus faible avec les cylindres, les gaz issus de l'EGR haute pression sont mélangés différemment avec l'air frais d'un cylindre à l'autre [5]. L'EGR basse pression interfére moins dans le fonctionnement du système de turbo [8]. Ce système garantit une diminution supérieure de la consommation et des émissions. De plus, les gaz refroidis

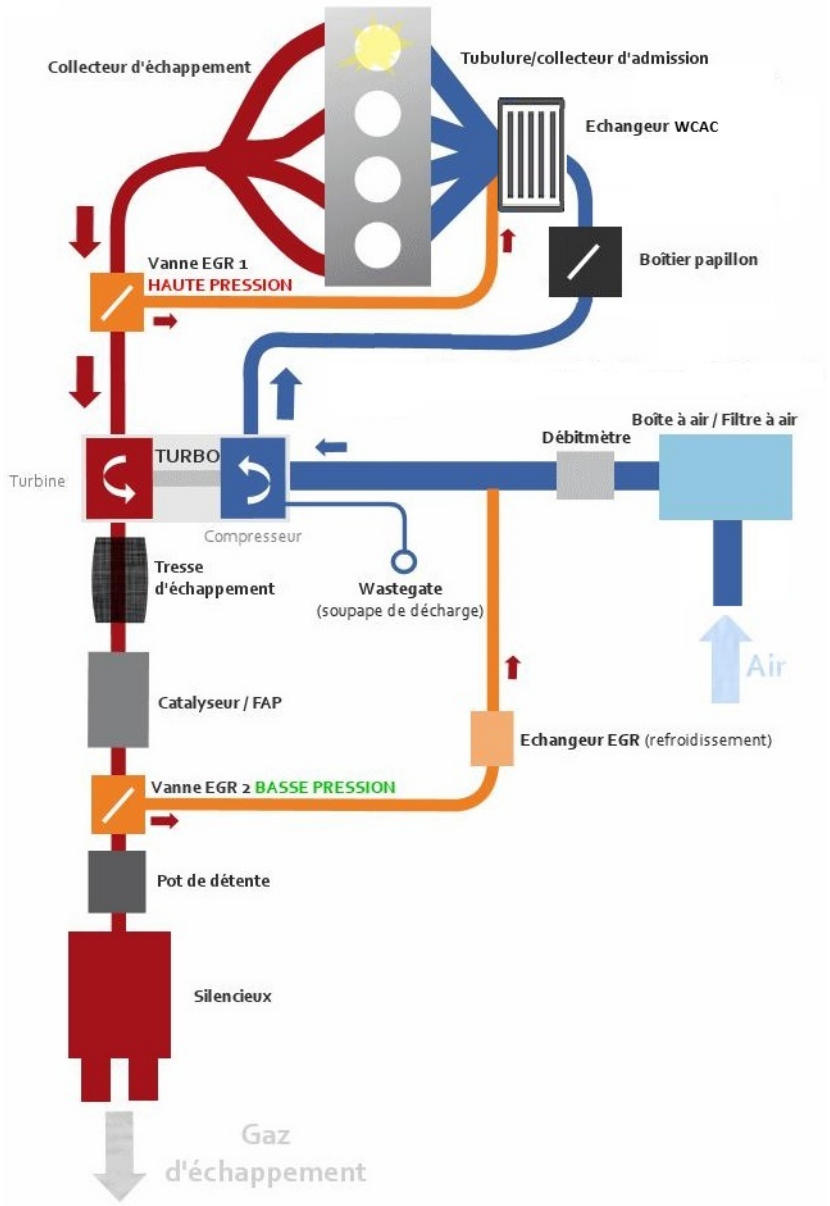


FIGURE 1.3 : Circuit d'admission et d'échappement d'un moteur sur-alimenté

de ce type d'EGR permet une meilleure réduction des cliquetis dans un moteur à essence. Cependant, l'inconvénient majeur de l'EGR basse pression est la baisse plus importante de la température des gaz. Ceci conduit au phénomène de condensation de l'eau des gaz recirculés aux faibles températures ambiantes [6]. Les accumulations d'eau importante vont poser des problèmes tels que les instabilités de combustion, le gel et la casse des composants. Pour éviter cela, il est possible d'implémenter un refroidisseur type air/liquide proche de la culasse (WCAC, Water-Cooled Charge-Air Cooler). Le débit d'eau de refroidissement étant ajustable, il est possible de mieux contrôler le phénomène de gel.

1.2.3 Gradient thermique dans la ligne d'admission

La suralimentation néccessite l'utilisation de refroidisseurs de l'air comprimé à l'admission. Historiquement, les refroidisseurs ont été du type air/air (ACAC , Charge-Air Cooler). L'air comprimé et chaud issu du compresseur se refroidit au travers de cet élement en faisant l'échange thermique avec les parois des faisceaux refroidis par l'air. La longueur de ACAC est souvent grande (∼50 cm) et c'est un élément encombrant (Figure 1.4). Le gradient thermique généré dans l'air qui traverse ACAC ne dépasse pas 5°C/cm et le ACAC est généralement situé loin de la soupape d'admission.

Le refroidisseur plus moderne type air/liquide (WCAC) est de plus en plus utilisé dans les moteurs. Ceci permet un échange thermique plus efficace avec un diamètre des passages d'air de l'ordre de 1 à 2 mm. Le WCAC permet de réduire le temps de réponse du système turbo et d'améliorer la performance du moteur. Il est moins encombrant (Figure 1.5) et la longueur d'échange thermique entre l'air comprimé et le liquide de refroidissement est considérablement plus courte (5 à 10 cm) que pour

FIGURE 1.4 : Refroidisseur d'air de suralimentation type air-air (ACAC)

le ACAC. Pour la raison liée à la condensation expliquée précédemment, les WCACs sont souvent montés proches de la soupape d'admission (par exemple, integré dans le répartiteur d'admission). Ce type de montage, du fait du volume ajouté proche soupape, diminue considérablement les gains obtenus grâce aux phénomènes acoustiques. L'efficacité de WCAC permet de réduire la température de l'air comprimé issu du compresseur sur une courte distance générant un fort gradient thermique longitudinal (20 à 30 °C/cm). Il est alimenté par une boucle d'eau froide avec une température supérieure à la température ambiante (maximum 20 °C de plus). En régulant le débit d'eau, ceci permet de diminuer sa capacité d'échange thermique aux faibles températures ambiantes pour éviter le phénomène de gel.

1.3 Remplissage d'un moteur thermique

La combustion produit le travail dans un cycle moteur ; elle n'est pas possible sans l'air. La puissance du moteur dépend de la vitesse de rotation du moteur (N), du débit d'air (q_m) , de la quantité d'énergie fournie dans un cycle ($\bar{Q}$) et du rendement total du système (η_t) selon :

$$Puissance = \frac{N.\ q_m.\ \bar{Q}.\ \eta_t}{2}, \tag{1.1}$$

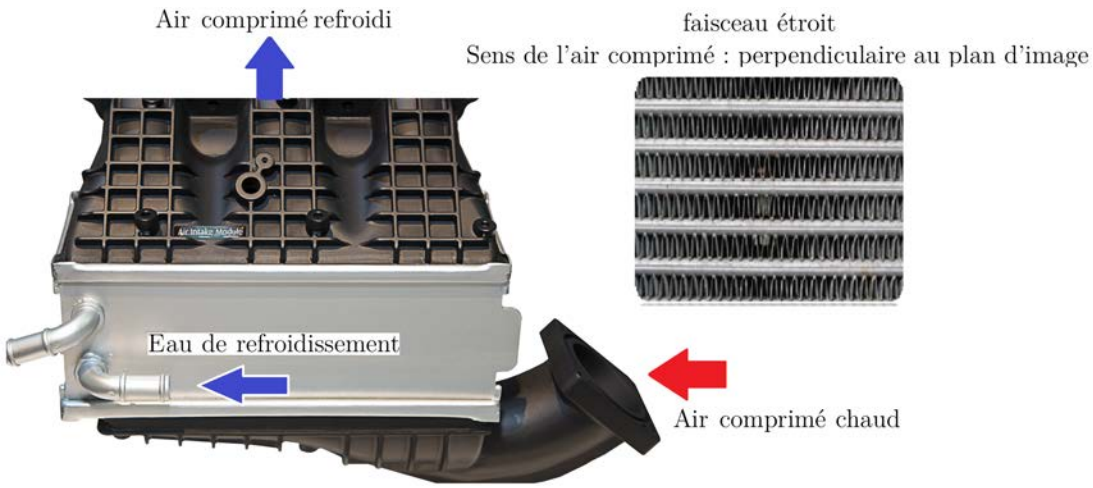


FIGURE 1.5 : Refroidisseur d'air de suralimentation type air-liquide (WCAC)

Le débit d'air admis dépend du rendement volumétrique du moteur (η_{vol}) selon :

$$q_m = q_{mth} \cdot \eta_{vol},$$

q_{mth} est la quantité d'air admis théoriquement dans le cylindre définie selon :

$$q_{mth} = \frac{P_{ad}}{T_{ad} r_0} V_{cy}, \tag{1.2}$$

où, P_{ad} et T_{ad} sont la pression et la température de l'air d'admission, r_0 est la constante spécifique de l'air sec et V_{cy} est le volume du cylindre.

Il y a plusieurs méthodes pour améliorer le rendement volumétrique du moteur et sa performance. La suralimentation et le refroidissement de l'air comprimé permettent ainsi d'augmenter la densité d'air admis dans le cylindre. En plus, la minimisation des pertes de charge qui dépendent de la géométrie de la ligne d'admission et de la vitesse d'écoulement, améliore le rendement volumétrique. Un autre moyen de l'amé-

lioration du remplissage est le calage de la distribution, où les angles d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement peuvent être modifiés.
Les nombreuses études menées depuis plusieurs décennies révèlent que les effets d'onde dans la ligne d'admission et d'échappement peuvent être aussi utilisés pour améliorer la performance du moteur. Ayant comme source l'ouverture des soupapes et le mouvement du piston, ces effets peuvent améliorer le remplissage du moteur pour certains régimes.
La figure 1.6 illustre de nombreux phénomènes variant en fonction du régime qui se conjuguent pour aboutir à un remplissage plus ou moins bon pour un moteur atmosphérique. À partir d'un remplissage parfait, le premier déficit (effets statiques) est lié aux gaz résiduels et à la vaporisation du combustible qui est indépendante du régime moteur. Les pertes thermiques varient en fonction du régime et sont plus prépondérantes en bas régimes où les gaz possèdent plus de temps pour faire l'échange thermique avec leur environnement. Les pertes de charge augmentent avec le régime moteur car elles dépendent de la vitesse de l'écoulement dans les conduits. Ensuite, le refoulement des gaz brulés vers le cylindre, lorsque la pression au niveau de la soupape d'échappement est supérieure à celle au niveau de la soupape d'admission, peut diminuer le remplissage moteur. Enfin, les effets d'ondes permettent d'améliorer le remplissage sur certains régimes. Ils dépendent de la vitesse de rotation de moteur, de la géometrie de la ligne d'admission et d'échappement, des propriétés de l'air et de la vitesse d'écoulement dans ces lignes.

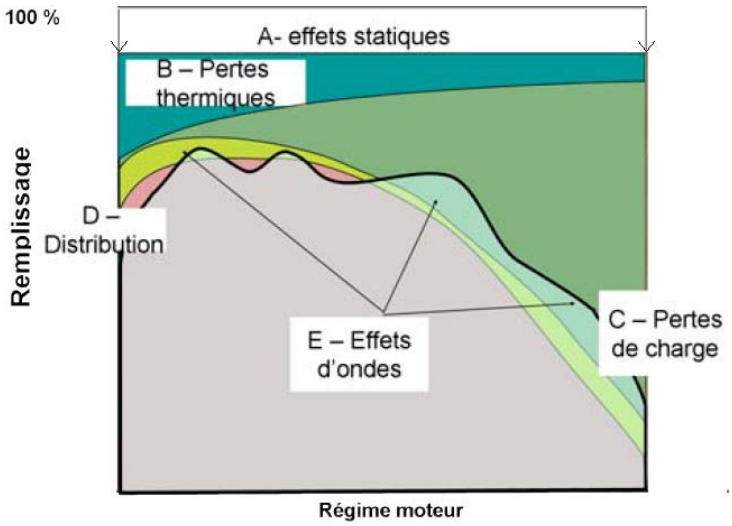


FIGURE 1.6 : Phénomènes influant sur le remplissage [7]

1.3.1 Effet pulsatoire dans la ligne d'admission

Les effets pulsatoires sont présents dans la ligne d'admission, comme dans la ligne d'échappement mais la conséquence de leur présence dans le circuit d'admission sur le remplissage est plus importante. Ils permettent de faire entrer plus d'air dans le cylindre pendant l'admission et d'améliorer la vidange pendant la période de croisement (fin de la phase d'échappement où les soupapes d'admission et d'échappement sont ouvertes en même temps). Le cylindre avec le circuit d'admission étant un système acoustique, les pulsations sont bénéfiques uniquement pour certains régimes où le circuit d'admission est excité à sa résonance par la fréquence du moteur ou un de ses harmoniques et elles peuvent améliorer le remplissage du moteur jusqu'à 30% [13–15].

L'origine de ces effets est le mouvement du piston et l'ouverture et la fermeture de la soupape d'admission. Pendant l'ouverture de la soupape d'admission, la descente du piston vers PMB génére une dépression au niveau de la soupape qui se propage dans

la ligne d'admission (Figure 1.7). De plus, la fermeture de la soupape d'admission à la fin de la phase d'admission du cycle, génére une onde de pression positive à cause de l'inertie des gaz (effet Kadenacy [11]). L'impact de ces phénomènes a été etudié depuis presque un siècle sur la performance des moteurs à combustion interne. L'une des premières études menées sur le sujet fut une analyse théorique sur la condition favorable au remplissage liée à l'acoustique [9]. Dans cette étude, le paramètre θ_t (le temps d'un aller-retour d'onde en angle de vilebrequin), a permis de comparer la fréquence de rotation du moteur avec la fréquence de résonance du circuit d'admission (un tube ouvert) et en trouver une condition favorable. Morse et al. ont étudié d'autres valeurs optimales pour θ_t pour un moteur à 1 cylindre [12]. Broome [13, 14] a étudié ces phénomènes en ajoutant un autre paramètre adimentionné, ϕ_t, qui permet de considérer l'effet de l'inertie qui considère aussi l'effet du volume du circuit d'admission ainsi que celui du cylindre. Rodriguez et al. [19] ont couplé le cylindre et le circuit d'admission pour deux circuits différents avec une analogie mécanique et ont comparé les résultats avec les mesures expérimentales pour la pression au niveau de la soupape d'admission pour 16 vitesses de rotation de moteur. Les valeurs optimales de θ_t calculées avec cette méthode sont très proches de celles définies par Broome. Pour ces valeurs de θ_t, la ligne d'admission est mise en résonance par un des harmoniques du moteur et le remplissage est favorisé.

1.3.2 Mesure de l'effet acoustique

Les mesures sur banc moteur sont un moyen d'analyser les performances du moteur en mesurant le débit d'air et la pression instantanée.

Afin de mesurer le débit d'air moyen, un débimètre peut être utilisé ; il permet de mesurer la moyenne du débit sur plusieurs cycles. Ceci peut avoir comme conséquence

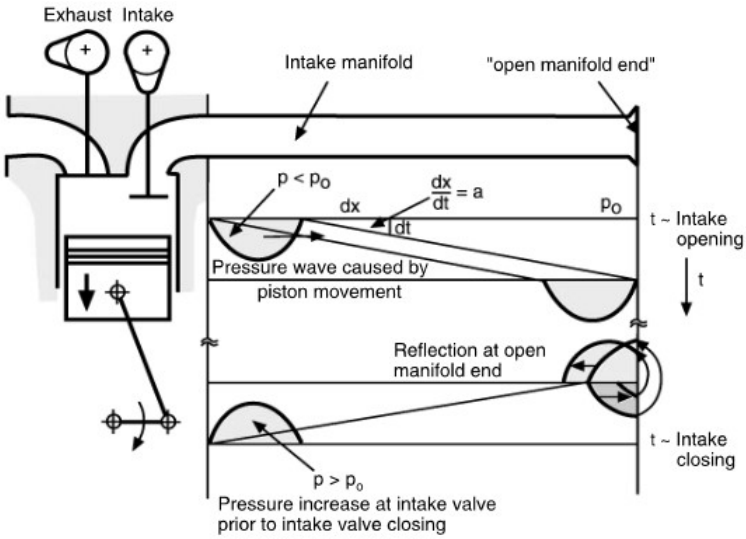


FIGURE 1.7 : Onde de dépression générée par de la déscente du piston

la modification de la propagation d'onde ou l'augmentation de perte de charge dans le circuit d'admission. Il est possible également de mesurer le débit indirectement à partir de la mesure du combustible et la richesse. Cette mesure est globale et ne permet pas de dissocier les effets des ondes des autres phénomènes.

La mesure de la pression instantanée est faite par les capteurs de pression installés à proximité de la soupape d'admission et d'échappement qui permet de caractériser les phénomènes pulsatoires en fonction de l'angle de vilebrequin et du régime moteur. Les problèmes de ces mesures de pression est qu'elles n'éliminent pas l'interaction entre l'admission et l'échappement.

La mesure de l'impédance d'entrée, de la matrice de transfert, de perte par transmission et de perte par insertion, sont des méthodes intéressantes de caractérisation acoustique des lignes d'admission et d'échappement en isolant les phénomènes purement acoustiques.

1.3.3 Impédance d'entrée

L'impédance d'entrée est la réponse fréquentielle d'un système à son entrée définie :

$$Z(w) = \frac{p(w)}{u(w)}, \tag{1.3}$$

où, ω est la pulsation et p et u sont la pression acoustique et la vitesse acoustique moyenne sur la section, respectivement. Elle correspond à la réponse d'un système à une excitation. Cette réponse permet de caractériser les fréquences de résonance et leurs amplitudes : ce sont des paramètres importants dans l'analyse des effets pulsatoires pour améliorer le remplissage des moteurs à combustion interne. Renault utilise un banc d'essai de la mesure d'impédance d'entrée basé sur la méthode TMTC (Two-Measurement Three-Calibration) [17] qui utilise plusieurs microphones pour produire des résultats sur une grande plage de fréquence.

1.3.4 Fonction de réflexion

Définie selon :

$$r_c(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\frac{Z(\omega) - Z_c}{Z(\omega) + Z_c}) \exp(i\omega t)\, \mathrm{d}\omega, \tag{1.4}$$

où, $i^2 = -1$ et Z_c est l'impédance caractéristique du milieu, la fonction de réflexion permet de calculer le comportement du système acoustique dans le domaine temporel. Il permet de calculer la réflexion d'onde liée aux changements de l'impédance caractéristique du milieu et de les localiser (changement de section et des propriétés du milieu tel que la densité, la température, etc.).

1.4 Objectifs de la thèse

Comme mentionné précédemment, les effets pulsatoires peuvent permettre d'optimiser le rendement volumétrique et la performance du moteur. L'utilisation du WCAC impacte les caractéristiques acoustiques des lignes d'admission. Cet impact est en partie lié à la modification des dimensions du refroidisseur mais aussi à l'existence d'un gradient thermique considérable à travers cet élément. Le gradient thermique dans un WCAC est de l'ordre de 20 à 30°C/cm contre 4 à 5°C/cm dans un ACAC. La fonction de réflexion et les résonances liées à ce gradient thermique nous intéresse dans cette thèse. La température est généralement transversalement homogène et les passages d'air dans le refroidisseur ont un diamètre capillaire.

L'objectif de la thèse est d'isoler et d'évaluer l'impact de la présence d'un changement de température et un écoulement sur une colonne d'air étroite. Ceci peut être considéré comme la première étape de l'analyse de l'impact du gradient thermique provoqué par WCAC sur la propagation d'onde dans les lignes d'admission des moteurs à combustion interne. Les calculs théoriques et numériques que nous avons effectués fournissent une compréhension préliminaire des résonances causées par les gradients thermiques. Ils permettent de trouver les paramètres importants pour la mesure expérimentale et la précision requise. Ensuite, le banc d'essai est calibré pour corréler les résultats avec les simulations. Pour ce faire, nous avons utilisé un banc d'essai acoustique basé sur la méthode TMTC.

Les conditions que nous avons prises en compte sont celles dans un WCAC à 3500 tr/min (fréquence de rotation du moteur : 58.3 Hz). Avec la température à l'amont de 200 °C et l'aval de 40 °C, un gradient thermique de 20 à 30 °C/cm existe à travers le WCAC. Le diamètre des passages d'air dans un WCAC est de l'ordre de 1 à 2 mm. Vu la disponibilité des tubes étroits en acier de diamètre 1.6 mm dans le

marché, ils ont été utilisés dans nos mesures. La mesure d'impédance d'entrée sur un tube étroit portant un écoulement et un créneau de température nous permettra de s'approcher des conditions de propagation d'onde dans une ligne d'admission avec WCAC. À 3500 tr/min, un écoulement à faible nombre de Mach ($M \approx 0.03$) traverse le WCAC vu ses dimensions. Dans nos mesures, nous avons considéré l'influence de l'écoulement moyen avec un nombre de Mach allant jusqu'à 0.03 M.

Les mesures sont effectuées jusqu'à 4000 Hz. Cependant, les fréquences intéressantes d'un point de vu d'un motoriste sont inférieures à 500 Hz. L'utilisation d'une bande de fréquence plus large permet d'augmenter la résolution temporelle de la fonction de réflexion.

2 Propagation d'onde dans les conduits avec gradient thermique

2.1 Résumé

Dans ce chapitre, l'impact du changement de température sur l'impédance d'entrée d'un tube semi-infini est analysé numériquement et analytiquement. Nous étudions d'abord l'acoustique des conduits, avec et sans pertes visco-thermiques. Ensuite, une approche simplifiée est utilisée pour calculer l'impédance d'entrée normalisée (amplitude est présentée en dB ($20\log_{10}(Z/Z_c)$)) d'un créneau de température en utilisant la matrice de transfert. Cette approche est comparée aux résultats numériques. L'impact de la forme d'un créneau de température est ensuite analysé numériquement. Enfin, l'impact d'un écoulement d'un très faible nombre de Mach sur un créneau de température est considéré.

2.2 Acoustique linéaire sans pertes

L'onde acoustique se propage dans l'air de façon longitudinale. Les particules font des oscillations autour d'une valeur moyenne. En supposant que les oscillations soient petites par rapport aux valeurs moyennes, il est possible de négliger les non-linéarités.

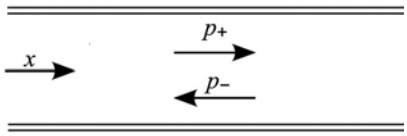


FIGURE 2.1 : Propagation d'onde plane unidirectionnelle

En l'absence des termes sources, de la gavité, des pertes visco-thermiques, de

l'écoulement moyen, et en utilisant la forme unidimensionnelle (figure 2.1) des équations (A.1) et (A.2) et (A.3) de l'annexe A, nous avons :

— Équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_t}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_t u_t)}{\partial x} = 0. \tag{2.1}$$

— Équation de la quantité de mouvement

$$\rho_t(\frac{\partial u_t}{\partial t} + u_t \frac{\partial u_t}{\partial x}) = -\frac{\partial p_t}{\partial x}. \tag{2.2}$$

Dans l'acoustique linéaire, on peut considérer que les variables de la pression, de la vitesse et de la densité sont composées d'un terme moyen indicé 0 et un terme fluctuant sans indice :

$$p_t = p_0 + p,\ u_t = 0 + u,\ \rho_t = \rho_0 + \rho. \tag{2.3}$$

En substituant les termes de l'équation 2.3 dans les équations 2.1 et 2.2, en supprimant les termes non-linéaires et considérant que $p << p_0$, $\rho << \rho_0$, $u_t \frac{\partial u_t}{\partial x} << \frac{\partial u_t}{\partial t}$ et $\rho_0 = cst$, nous dérivons :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0 {c_0}^2} \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \tag{2.5}$$

c_0 est la vitesse de propagation d'onde dans l'air. Les fluctuations rapides de la température dues à la propagation d'onde ne possèdent pas suffisamment de temps pour faire l'échange thermique pour les basses fréquences. Donc, la propagation d'onde avec la faible amplitude peut être considérée adiabatique et la célérité du son peut

être définie selon $c_0 = \sqrt{\gamma r_0 T}$ pour un gaz parfait. γ est le rapport des capacités thermiques à pression et volume constante, T_0 est la température en Kelvin et r_0 est le rapport de la constante des gaz parfait sur la masse molaire.
En combinant l'équation 2.4 et 2.5, on écrit l'équation d'onde plane de la pression acoustique :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{{c_0}^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \tag{2.6}$$

La propagation d'onde plane signifie que la pression ne varie que dans la direction de la propagation. Pour que les modes évanescents ne se propagent pas, la fréquence doit être inférieur à la fréquence de coupure (cut-off) de ces modes [20]. Pour une section circulaire avec le rayon R, la propagation est en mode plan si :

$$\omega < \frac{1.84\ c_0}{R} = \omega_{cut-off}(1,0). \tag{2.7}$$

En considérant le champ de pression, une superposition de deux ondes propagatives au sens opposés, on écrit :

$$p = (P_- e^{k_0 \Gamma x} + P_+ e^{-k_0 \Gamma x}) e^{i\omega t}, \tag{2.8}$$

Γ est la constante de la propagation et $k_0 = \omega / c_0$ est le nombre d'onde sans perte. En cas d'une propagation sans perte, la constante de la propagation peut être considérée comme $\Gamma = i$.

2.3 Propagation d'onde avec les effets visco-thermiques

Dans la section 2.2, la propagation d'onde a été considérée sans perte. Cependant, il y a des pertes visco-thermiques même en l'absence des parois. Elles sont non

négligeables surtout à très hautes fréquences ($f > 10^4$Hz) [20]. En présence de parois, l'onde acoustique est atténuée dans les couches limites acoustiques. $\delta_v = \sqrt{2\mu/\omega\rho_0}$ et $\delta_t = \sqrt{2\lambda/\omega\rho_0 C_p}$ sont les épaisseurs de la couche limite visqueuse et thermique où, μ est la viscosité dynamique, λ est la conductivité thermique et C_p est la capacité thermique isobare.

Kirchhoff a dérivé la solution complète de la propagation d'onde avec les effets visco-thermiques dans les conduits [21] (annexe B). Cette solution est de la forme d'une équation complexe transcendante. Il a écrit l'équation approchée pour le cas du tube "wide (large)" (table 1). D'autres auteurs ont dérivé des approximations pour les cas "narrow (étroit)" (table 1) et "wide-narrow (étroit-large)" [22, 23]. La désignation des termes "narrow (étroit)", "wide (large)" ou "wide-narrow (étroit-large)" dépend du rapport entre le rayon du tube et l'épaisseur de la couche limite visqueuse i.e. ; du nombre d'onde de cisaillement, s, définit selon la relation $s = R\sqrt{\rho_0\omega/\mu}$ [30]. Dans certaines études, les équations basiques simplifiées (conservation de la masse et de la quantité de mouvement) sont utilisées pour dériver les solutions analytiques [24, 25]. Il existe également des études numériques pour résoudre l'équation complète de Kirchhoff [26–28]. Tijdeman a réécrit cette équation en fonction du nombre d'onde de cisaillement et de la fréquence réduite $k = \omega R/c_0$ pour la résoudre numériquement [29]. Dans sa publication, il a réécrit un certain nombre de solutions mentionnées auparavant en fonction de s.

TABLE 1 : Constantes de propagation définies par certains auteurs.

Γ	
Auteur	Formulation
Kirchhoff (Wide tube (tube large))	$\Gamma = i + \frac{1+i}{\sqrt{2}}[\frac{\gamma-1+\sqrt{\sigma}}{\sqrt{\sigma}s}]$
Rayleigh (Narrow tube (tube étroit))	$\Gamma = 2(1+i)\frac{\sqrt{\gamma}}{s}$
Zwikker & Kosten (Low reduced-frequency)	$\Gamma = \sqrt{\frac{J_0(i^{1.5}s)}{J_2(i^{1.5}s)}}\sqrt{\gamma + (\gamma-1)\frac{J_2(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}}$

Dans le cas $k << 1$ et $k/s << 1$, le modèle "Low-reduced frequency" (annexe A) est dérivé pour la propagation d'onde plane (f<126 kHz, pour un tube cylindrique de diamètre 1.6 mm) sans écoulement moyen [24](table 1). Pour une fréquence de 20 Hz (la fréquence minimale intéressante pour les motoristes) et un tube de diamètre de 1.6 mm dans les conditions normales de température et de pression, le nombre d'onde de cisaillement est de s=2.32 et la fréquence réduite est de k=2.92e-4 . En incorporant l'hypothèse d'onde plane, le modèle "Low-reduced frequency" divise les grandeurs en deux parties ; axial et radial, où le profil de la vitesse et de la température sur la section sont donnés analytiquement pour les geométries simples en fonction du nombre d'onde de cisaillement, conduisant à une équation de pression. Beltman [30] a comparé ce modèle à la solution des équations complètes linéarisées de Navier-Stokes (LNS) à partir de laquelle il est dérivé. Selon Beltman, ce modèle est efficace de même que les équations complètes linéarisées de Navier-Stokes (LNS) pour la plupart des applications de la propagation d'onde plane dans les conduites. Le cas $k/s >> 1$ et $s << 1$, où le modèle "Low-reduced frequency" n'est plus valide, appartient aux fréquences supérieures à 10^9 Hz dans l'air. À ces fréquences, même LNS n'est pas valide car le milieu d'air ne peut plus être considéré homogène. En utilisant le modèle "Low-reduced frequency", la constante de la propagation s'écrit

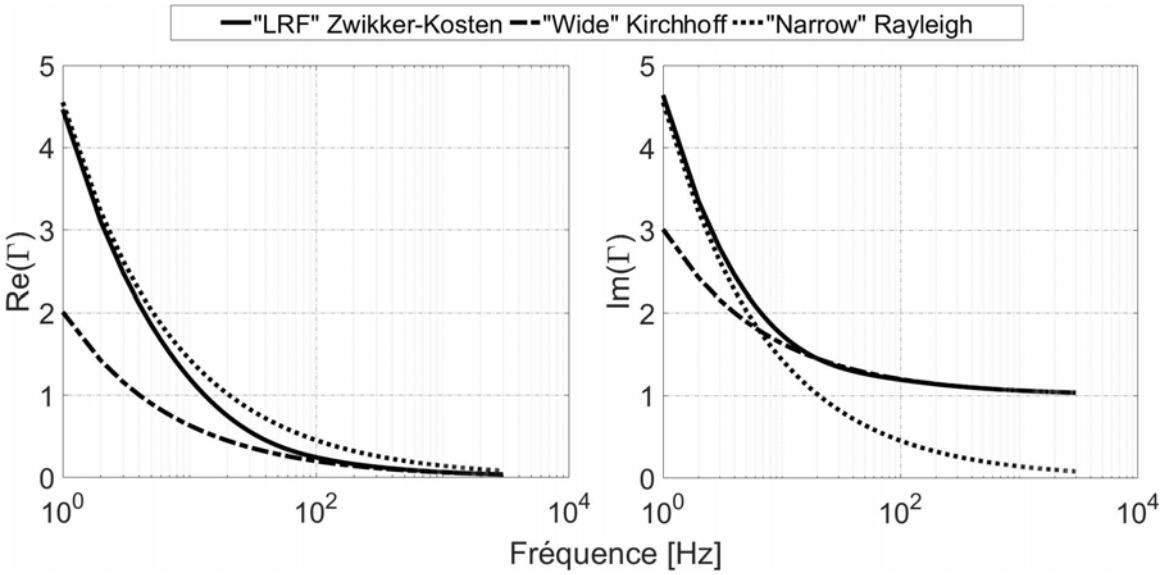


FIGURE 2.2 : Constantes de propagation des trois solutions de la table 1 en fonction de la fréquence pour un tube de diamètre 1.6 mm

selon la relation suivante :

$$\Gamma = \sqrt{\frac{J_0(i^{1.5}s)}{J_2(i^{1.5}s)}}\sqrt{\frac{\gamma}{H}},\ H = [1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{J_2(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}]^{-1} \tag{2.9}$$

où, J_n est la fonction de Bessel de première espèce de l'ordre n, γ est l'indice adiabatique et σ est le nombre de Prandtl. Le processus thermodynamique dans la conduite peut être vu comme polytropique avec une constante de H [29]. En intégrant la relation entre l'amplitude de la pression et la densité acoustique sur la section du tube (équation A.20(Annexe A)), une relation semblable à un processus polytropique entre les grandeurs moyennes apparaît avec la constante H définie dans l'équation 2.9. Aux très basses valeurs du nombre d'onde de cisaillement ($s \to 0$), le processus est considéré comme isotherme et $H \to 1$. À hautes fréquences ($s \to \infty$), le processus est considéré comme isentropique et $H \to \gamma = 1.4$ (figure 2.3).

La constante de propagation du modèle "Low-reduced frequency" (LRF) [24] converge vers l'approximation "Wide tube" de Kirchhoff [21] pour les valeurs très grandes du nombre d'onde de cisaillement et elle converge vers la solution "Narrow tube" de Rayleigh [22] pour les valeurs très faibles du nombre d'onde de cisaillement. Ces constantes de propagation sont comparées dans le figure 2.2. Le modèle de Zwikker & Kosten [24] démontre son efficacité pour une large bande de fréquence (figure 2.2). Pour cette raison, nous avons utilisé le modèle LRF pour les cacluls analytiques.

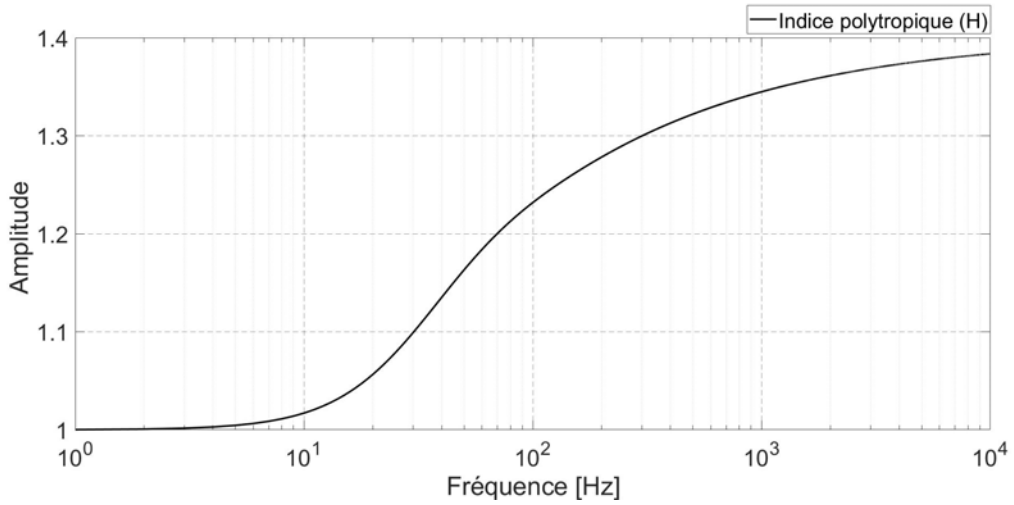


FIGURE 2.3 : Amplitude de l'indice polytropique en fonction de la fréquence pour un tube cylindrique de diamètre 1.6 mm

2.4 Propagation d'onde en présence d'un gradient thermique

Toute modification des propriétés d'un milieu gazeux dans une ligne de transmission peut déclencher des conséquences acoustiques. Nous nous intéressons aux réflexions d'onde et aux résonances causées par la présence d'un gradient thermique

de l'air dans un tube. Cependant, à la connaissance de l'auteur, les études acoustiques menées sur les gradients thermiques n'ont pas considéré ces phénomènes. D'ailleurs, contrairement à notre sujet, la plupart de ces études concernent l'intéraction de l'acoustique et le gradient thermique dans les lignes d'échappement et des chambres de combustion. Peat [32] a étudié l'impact d'un gradient thermique dans une ligne d'échappement sur la perte par transmission et la perte par insertion. Le gradient thermique qu'il a étudié étant faible (0.2 °C/cm), son impact resta négligeable. Afin de considérer l'impact d'un fort gradient thermique sur la propagation d'onde dans les lignes d'échappement d'automobile, il a étudié un gradient thermique engendré dans les pots catalytiques (50 °C/cm) sur un tube capillaire sous la condition isentropique [31] et non-isentropique [33]. Munjal and Prasad [34] ont développé la matrice de transfert d'un tube avec un gradient linéaire axial de la température, de la célérité du son et de la densité. Dans le cas de l'approximation haute-fréquence de la propagation d'onde plane à travers un gradient thermique, la réflexion d'onde est négligeable. Pour ces fréquences, la longueur d'onde est largement inférieure à la longueur sur laquelle le gradient thermique est imposé [35–37]. Cummings [36] a dérivé une solution analytique approximative pour la propagation d'onde avec un gradient thermique qui est valide pour les hautes fréquences. Il a ensuite, comparé ces résultats avec les mesures expérimentales et a observé un changement de la phase pour la réflexion d'onde sur un tube fermé lié à la présence du gradient thermique. Avec la même hypothèse, Lieuwen et al. [37] ont analytiquement analysé l'état temporel d'une impulsion traversant un gradient thermique. Mis à part les solutions approchées, certains auteurs ont dérivé les solutions exactes de la propagation d'onde avec les gradients thermiques de différents profils [38–41].

Dans la section suivante, nous calculons l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un changement de température similaire à celui dans un WCAC. Les différents profils

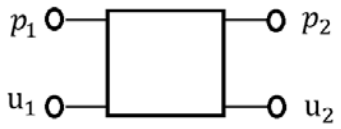


FIGURE 2.4 : Un quadripôle acoustique

de température étudiés permettent d'analyser les résonances générées par un gradient thermique.

2.5 Calcul analytique de l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température

Le changement de la température de l'air peut provoquer des réflexions dans le conduit en raison de la modification de l'impédance caractéristique du fluide. Dans cette section, la matrice de transfert est utilisée pour calculer l'impédance d'entrée d'un tube étroit de diamètre 1,6 mm avec un créneau de température discontinu. La constante de propagation est celle introduite par le modèle "Low reduced frequency". Cette méthode peut être considérée comme une approche simplifiée pour calculer les résonances causées par un changement de la température.

2.5.1 Matrice de transfert des géométries simples

La matrice de transfert d'un quadripôle acoustique permet de lier les propriétés acoustiques de deux sections (pression et vitesse acoustique) d'un système acoustique

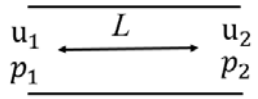


FIGURE 2.5 : Un tube de longueur L

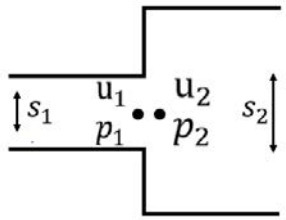


FIGURE 2.6 : Un changement de section

(Figure 2.4). Elle est définie par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 & E_2 \\ E_3 & E_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2. \end{bmatrix} \tag{2.10}$$

— Tube cylindrique :

En appliquant l'équation 2.5 à la pression (équation 2.8), la vitesse acoustique s'écrit selon :

$$u = \frac{1}{Z_c}(P_+ e^{k_0 \Gamma x} - P_- e^{k_0 \Gamma x}) e^{i\omega t}, \tag{2.11}$$

Pour un tube droit de longueur L (Figure 2.5), la matrice de transfert entre deux points 1 et 2 est écrite selon [68] :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(k_0 \Gamma L) & Z_c \sinh(k_0 \Gamma L) \\ \frac{1}{Z_c} \sinh(k_0 \Gamma L) & \cosh(k_0 \Gamma L) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2, \end{bmatrix} \tag{2.12}$$

où $Z_c = \rho_0 c_0$ est l'impédance caractéristique de l'air sans considération des pertes. Dans le modèle LRF, le profil de vitesse acoustique n'est pas uniforme (équation A.18(Annexe A)) sur la section transversale (elle est nulle sur la paroi). En utilisant les grandeurs acoustiques moyennes sur une section du tube, l'impédance caractéristique de l'air, en tenant compte des pertes, peut être écrite comme ci-dessous :

$$Z_c = \frac{\rho_0}{\chi_s}[(1 - \frac{2}{\sqrt{-i}s}\frac{J_1(\sqrt{-i}s)}{J_0(\sqrt{-i}s)})(1 + (\gamma - 1)\frac{2}{\sqrt{-i\sigma}s}\frac{J_1(\sqrt{-i\sigma}s)}{J_0(\sqrt{-i\sigma}s)})]^{-1}, \quad (2.13)$$

χ_s est la compressibilité adiabatique.

— Saut de section :

Pour une discontinuité de section (Figure 2.6), la matrice de transfert s'écrit selon :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{S_2}{S_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2. \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Le changement de section génère des modes supérieurs qui sont atténués fortement sous la fréquence de coupure du 1er mode supérieur. En négligeant ces modes et à cause de la continuité de la pression et du débit acoustique, l'impédance n'est modifiée que par un rapport des sections.

L'impédance d'entrée d'un système peut être calculée en fonction de l'impédance à la sortie (l'impédance de rayonnement) en utilisant les équations 2.12. Par exemple pour un tube de longueur L, l'impédance normalisée d'entrée $\bar{z}_1$ en fonction de l'impédance normalisée de rayonnement $\bar{z}_2$ s'écrit selon la relation suivante :

$$\bar{z}_1 = \frac{\bar{z}_2 \cosh(k_0 \Gamma L) + \sinh(k_0 \Gamma L)}{\bar{z}_2 \sinh(k_0 \Gamma L) + \cosh(k_0 \Gamma L)}. \quad (2.15)$$

Dans le cas d'une fermeture rigide (impédance infinie) à l'extrémité :

$$\bar{z}_1 = \lim_{\bar{z}_2 \to \infty} \frac{\bar{z}_2 \cosh(k_0 \Gamma L) + \sinh(k_0 \Gamma L)}{\bar{z}_2 \sinh(k_0 \Gamma L) + \cosh(k_0 \Gamma L)} = \coth(k_0 \Gamma L), \tag{2.16}$$

$\bar{z}_1$ est l'impédance d'entrée normalisée d'un tube fermé de longueur L.

2.5.2 Une approche simplifiée de calcul d'impédance d'entrée d'un créneau de température

Le changement de la température de l'air a comme conséquence la modification de l'impédance caractéristique de l'air, définie à une section donnée du tube et à une température donnée.
Avec l'hypothèse que l'impédance normalisée d'un saut de température (T_1 à T_2) peut être écrite selon :

$$\bar{z}_2 = Z_{c2}/Z_{c1}, \tag{2.17}$$

nous pouvons écrire l'équation 2.18, selon la relation suivante :

$$\bar{z}_1 = \frac{\frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} \cos(k_0 \Gamma L) + i \sin(k_0 \Gamma L)}{i \frac{Z_{c2}}{Z_{c1}} \sin(k_0 \Gamma L) + \cos(k_0 \Gamma L)}, \tag{2.18}$$

qui décrit l'impédance normalisée à l'entrée d'un tube avec un saut de température ($\bar{z}_2$) situé à la distance L du plan d'entrée.

Le créneau de température que nous allons utiliser pour les mesures d'impédance est constitué de deux changements majeurs de la température. Il a la forme similaire à un profil de température rectangulaire. Théoriquement, on peut considérer l'impédance d'entrée normalisée ($\bar{z}_1$) d'un tube semi-infini (diamètre de 1.6 mm) avec un

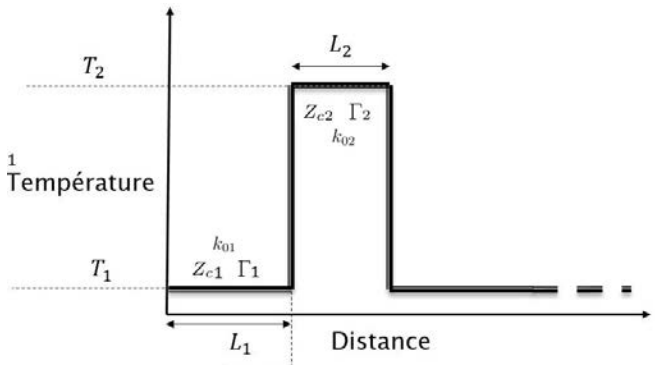


FIGURE 2.7 : Profil de la température discontinu

créneau rectangulaire symétrique de température (Fig. 2.7) comme le cas simplifié du créneau de température expérimental. Elle s'exprime selon la relation suivante :

$$\bar{z}_1 = \frac{\frac{Z_{c2}}{Z_{c1}}\bar{z}_3\cos(k_{01}\Gamma_1 L_1) + i\sin(k_{01}\Gamma_1 L_1)}{i\frac{Z_{c2}}{Z_{c1}}\bar{z}_3\sin(k_{01}\Gamma_1 L_1) + \cos(k_{01}\Gamma_1 L_1)}, \tag{2.19}$$

où,

$$\bar{z}_3 = \frac{\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}}\cos(k_{02}\Gamma_2 L_2) + i\sin(k_{02}\Gamma_2 L_2)}{i\frac{Z_{c1}}{Z_{c2}}\sin(k_{02}\Gamma_2 L_2) + \cos(k_{02}\Gamma_2 L_2)}. \tag{2.20}$$

Cette approche est utilisée pour calculer l'impédance d'entrée normalisée et la fonction de réflexion d'un créneau de température comme celui dans la figure 2.7. Il est à noter que cette méthode tient compte de l'impact de la température sur les propriétés de l'air (célérité du son, viscosité, conductivité, etc.) dans la constante de propagation.

Pour ces calculs, la température maximale est de 200°C et la température minimale est de 25 °C. L'impédance caractéristique sans perte ($\rho_0 c_0$) de l'air à 200 °C et à pression atmosphérique est inférieure de 20% à cette valeur à 25 °C. Cette modification de l'impédance caractéristique de l'air génère des résonances. Ainsi, l'impédance

d'entrée de ce profile thermique est le résultat de deux réflexions à deux positions avec une distance de L_2 (les figures 2.8,2.9,2.10). Le premier saut de température est situé à $L_1 = 0.32$ m. Le déplacement d'une pente modifie l'impédance d'entrée pour toutes les fréquences. À mesure que la distance L_2 augmente, les fréquences de résonance du saut de température situé à $L_1 + L_2$ et leurs amplitudes diminuent. Lorsque L_2 est suffisamment grande pour que sa réflexion soit atténuée (figures 2.8 d et 2.9 d), l'impédance d'entrée normalisée converge vers le cas où il n'y a qu'une seule réflexion (à 0.32 m, figure 2.11).

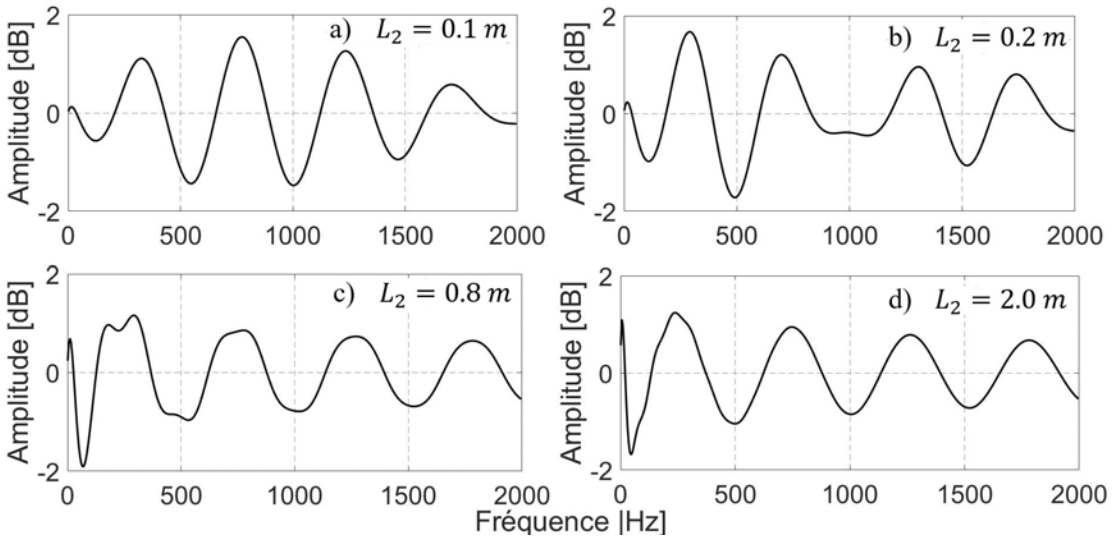


FIGURE 2.8 : Amplitude de l'impédance d'entrée normalisée du créneau de température de la figure 2.7 avec les longueurs différentes de L_2

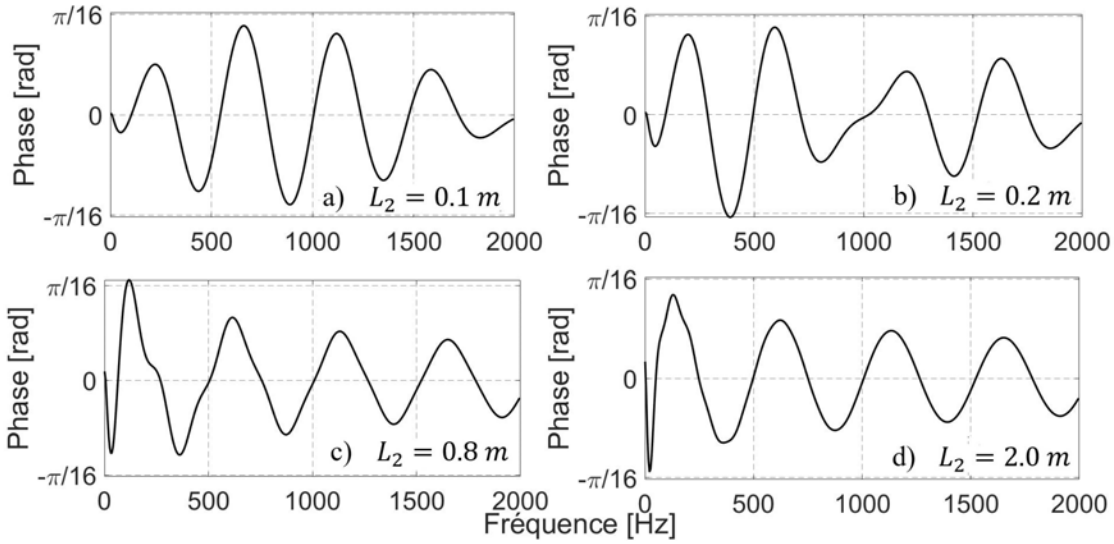


FIGURE 2.9 : Phase de l'impédance d'entrée normalisée du créneau de température de la figure 2.7 avec les longueurs différentes de L_2

Dans le domaine temporel, ce créneau de température crée deux impulsions (figure 2.10). La première est une dépression due au fait que l'impédance caractéristique diminue et la seconde est une surpression. En augmentant la distance L_2, la deuxième impulsion située à $L_1 + L_2$ est plus éloignée et plus atténuée.

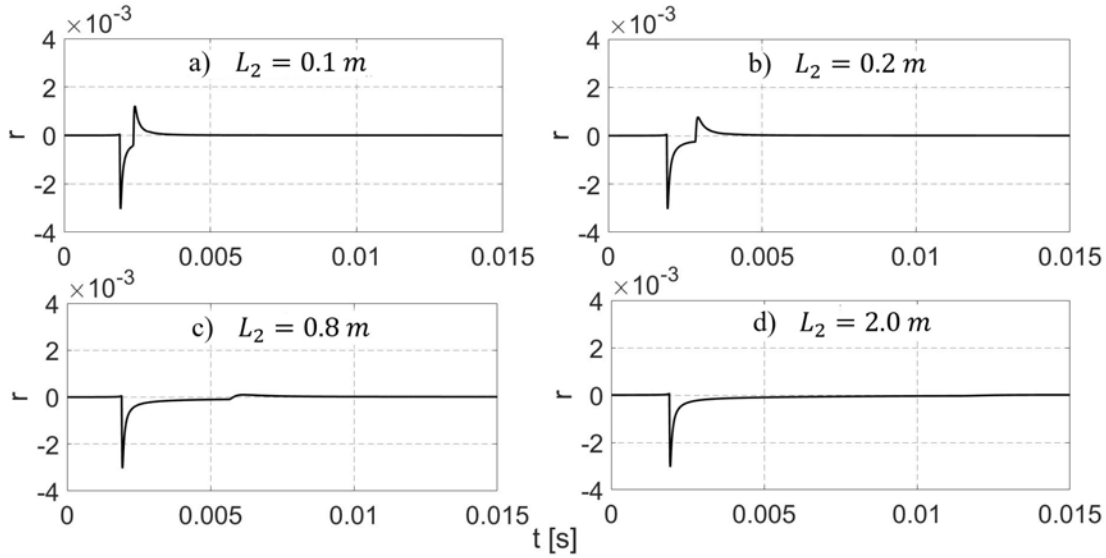


FIGURE 2.10 : Fonction de réflexion du créneau de température de la figure 2.7 avec les longueurs différentes de L_2

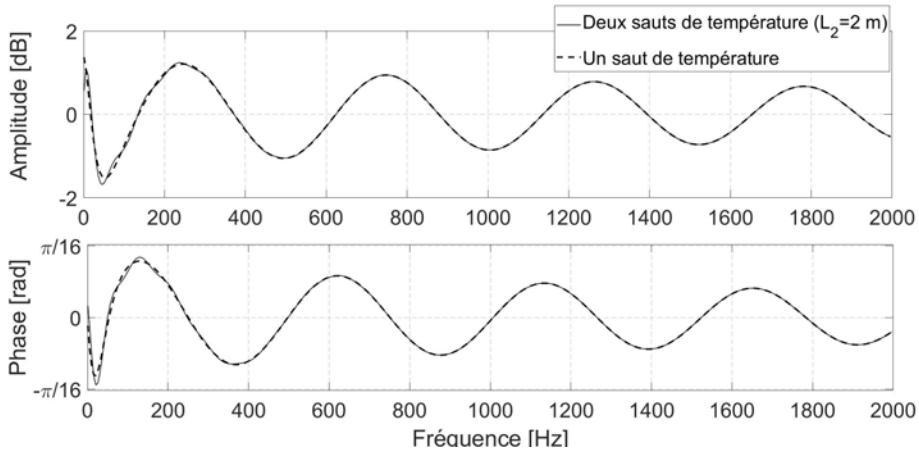


FIGURE 2.11 : Impédance normalisée d'entrée d'un tube de diamètre 1.6 mm avec un saut de température : - -, et deux sauts de température ($L_2 = 2m$) :-. Pour les deux cas : $L_1 = 0.32$ m, $T_1 = 25$°C, $T_2 = 200$°C

2.6 Calcul numérique de l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température et un écoulement moyen

2.6.1 Conditions aux limites de la modélisation sous ACTRAN

Nous utilisons le logiciel ACTRAN pour les calculs numériques. C'est un logiciel à base d'éléments finis modélisant le comportement acoustique de systèmes et de pièces mécaniques. Actran est développé par Free Field Technologies, une société de logiciels belge fondée en 1998 par Jean-Pierre Coyette et Jean-Louis Migeot. Il possède le modèle LRF qui nous permet de modéliser la propagation d'onde dans les tubes étroits. De plus, le modèle LRF dans ce logiciel a été modifié pour pouvoir prendre en compte l'effet de l'écoulement moyen [84]. Ce logiciel est utilisé par Renault pour les calculs d'impédance d'entrée. Le champ de la température avec ou sans écoulement moyen peuvent être produits avec le logiciel "STAR-CCM+". STAR-CCM+ est un logiciel de CFD (Computational Fluid Dynamics) développé par CD-ADAPCO en 2004 qui permet de résoudre des problèmes de mécanique des fluides et d'intéraction fluide/structure basé sur la méthode des volumes finis.

Les champs de la température, de la densité, de la viscosité, de la conductivité, et de la capacité thermique isochore et isobare sont interpolés sur le maillage acoustique utilisé sous Actran. Afin d'isoler les résonances liées à la présence du créneau de température, il est possible d'imposer la condition "sans réflexion" à l'extrémité du tube ($\bar{z} = 1$). La surface d'entrée (où l'impédance est calculée) est excitée en une accélération égale à l'unité.

Dans le but d'analyser l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température, trois profils de température sont utilisés. Pour produire ces champs de température, deux types de conditions aux limites thermiques ont été appliqués sur la paroi du tube. Pour les sections du tube à température constante, les températures

souhaitées sont imposées (200 °C et 25 °C). Pour la section du tube située entre la température maximale et minimale, la condition adiabatique est sélectionnée pour la paroi du tube.

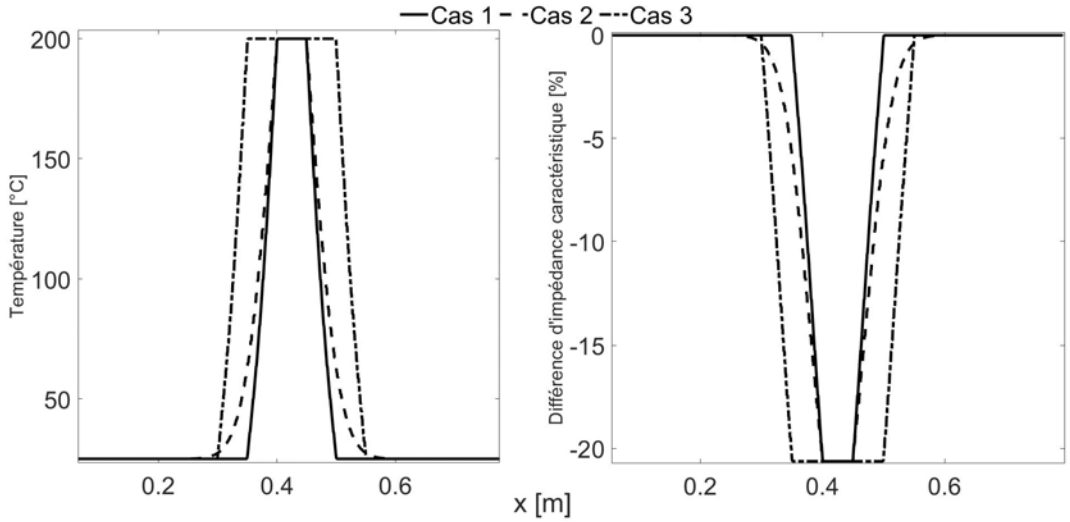


FIGURE 2.12 : Profils de la température étudiés numériquement

À 200 °C, l'impédance caractéristique sans perte de l'air est environ 20 % de moins qu'à la température ambiante. Cette différence d'impédance caractéristique génère des réflexions. Ceci est comparable à une modification de la section du tube. Une augmentation de la température peut être assimilée à une expansion de la section et une diminution de la température peut être assimilée à une contraction de la section du tube. Le fondement de cette analogie est le changement de l'impédance caractéristique. Une augmentation de près de 20% de la section du tube est comparable à une augmentation de la température de l'air de 25°C à 200°C. Cependant, cette analogie n'est pas parfaite car le changement de température modifie la célérité du son et les pertes visco-thermiques.

Dans la figure 2.12, le cas 1 et le cas 3 sont constitués de deux pentes linéaires de

35 °C/cm positionnées différemment. Le profil du cas 2 n'est pas linéaire, ce qui nous permet d'étudier l'impact de la forme du gradient sur la réflexion d'onde ; elle est plus proche de ce que nous pourrons générer expérimentalement. La différence principale des cas 1 et 3 étant le positionnement des pentes, la distinction la plus importante obsérvée sur les courbes d'impédance correspondantes est la différence des fréquence de résonances (Figure 2.13). Cet effet est plus évident dans le domaine temporel dans la figure 2.15 où, une augmentation de température génére une dépression et une réduction de température engendre une surpression.

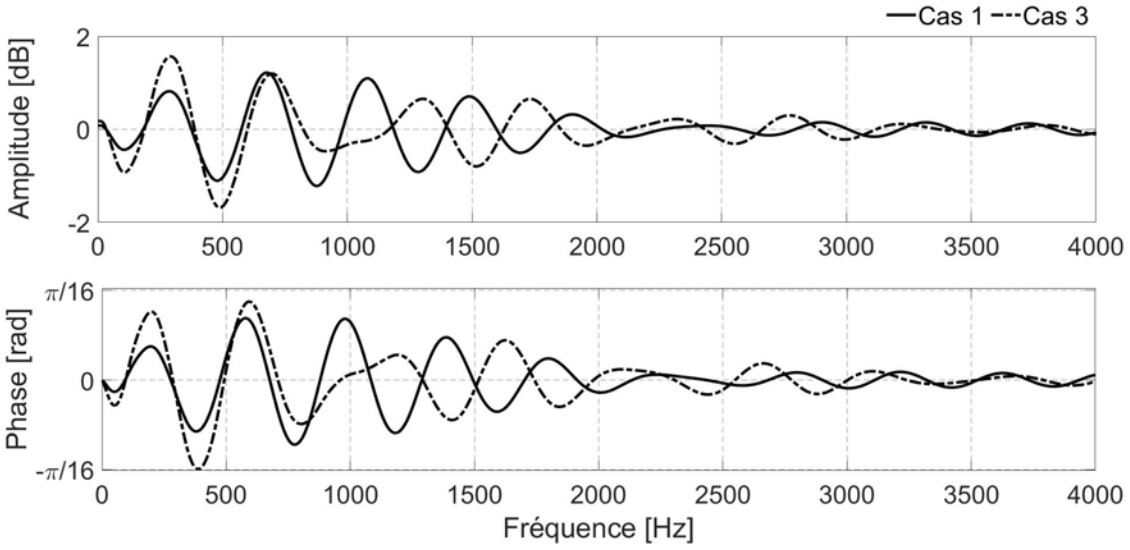


FIGURE 2.13 : Comparaison de l'impédance normalisée d'entrée du Cas1 et du Cas3

Le paramètre suivant influençant la réflexion d'onde est la pente du profil thermique. Les pentes du profil du Cas 2 sont inférieurs à celles du Cas 1 et elles ne sont pas linéaires. Cela a pour conséquence, la disparation des résonances à plus hautes fréquences (Figure 2.14). Enfin, la forme de la fonction de réflexion dépend de la forme du créneau et la réduction de la pente diminue l'amplitude des pics de cette

dernière (Cas 1 et 2 dans la figure 2.15).

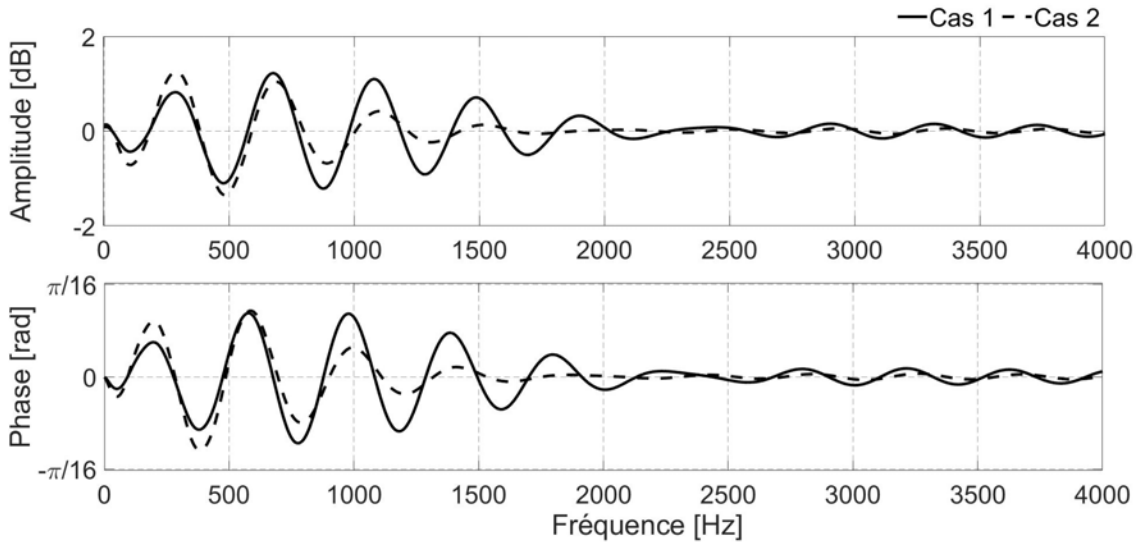


FIGURE 2.14 : Comparaison de l'impédance normalisée d'entrée du Cas1 et du Cas2

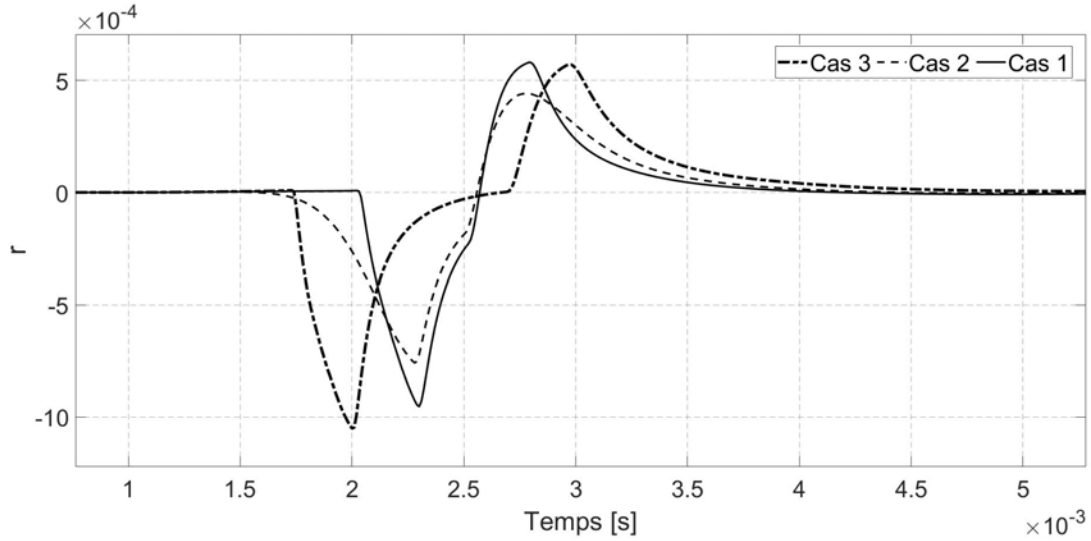


FIGURE 2.15 : Comparaison de la fonction de réflexion du Cas1, Cas2 et Cas3

2.6.2 Corrélation calcul numérique ACTRAN/calcul analytique

Il est possible d'appliquer l'approche de la section 2.5.2 pour calculer l'impédance des profils thermiques de la section précédente. Pour ce faire, le profil de température est divisé en plusieurs parties à température uniforme. L'impédance calculée de cette façon dépend du positionnement de ces parties et du rapport entre leur longueur et la longueur d'onde.

Le profil du cas 3 est choisi pour la comparaison de l'impédance analytique issue de la méthode de la matrice de transfert et le calcul numérique. Les profils des cas 3b et 3c divisent celui du cas 3 en 3 et 7 parties, respectivement (figure 2.16). De plus, l'utilisation de l'impédance caractéristique adiabatique ($Z_c = \rho_0 c_0$) est comparée à celle issue du modèle "Low-reduced frequency" (équation 2.13). La différence entre les deux modèles se situe principalement aux basses fréquences. Lorsque la fréquence augmente, les deux matrices de transfert convergent (figure 2.17 et 2.18). Pour les basses fréquences, trois segments donnent de bons résultats même si l'impédance caractéristique adiabatique est utilisée (figure 2.17). Cependant, l'impédance caractéristique de la fonction de Bessel apporte une amélioration considérable aux basses fréquences. Afin d'améliorer les résultats pour les fréquences plus élevées, le nombre des segments doit augmenter pour rendre les discontinuités moins visibles pour l'onde et s'approcher plus aux résultats numériques. Avec 3 parties, la méthode de la matrice de transfert corrèle avec le calcul numérique sous ACTRAN jusqu'à environ 1 kHz (figure 2.17). Le cas 3c étant constitué de 7 parties, permet d'améliorer les résultats aux plus hautes fréquences (figure 2.18).

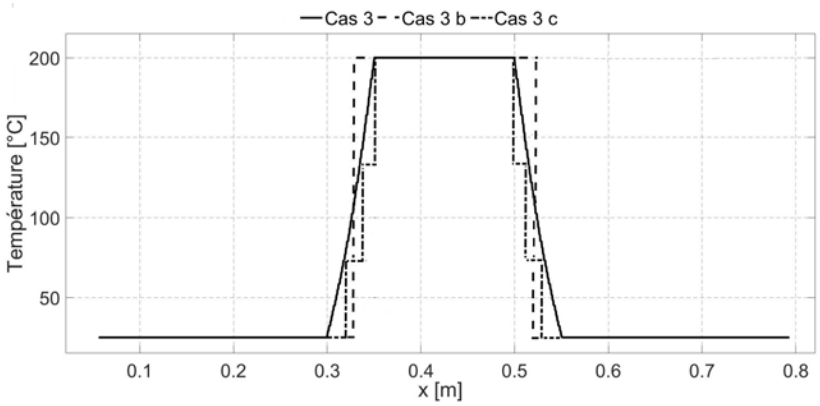


FIGURE 2.16 : Division du profil de température du Cas 3 en plusieurs segments

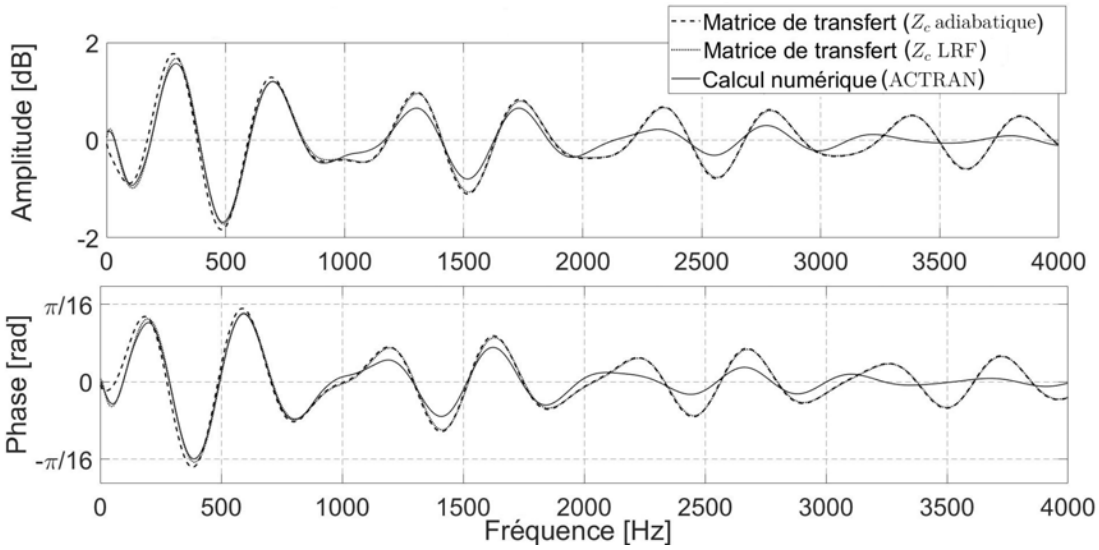


FIGURE 2.17 : Comparaison de l'impédance normalisée d'entrée du cas 3 (calcul numérique) avec la matrice de transfert pour le cas 3b avec l'impédance caractéristique sans perte et avec perte (LRF)

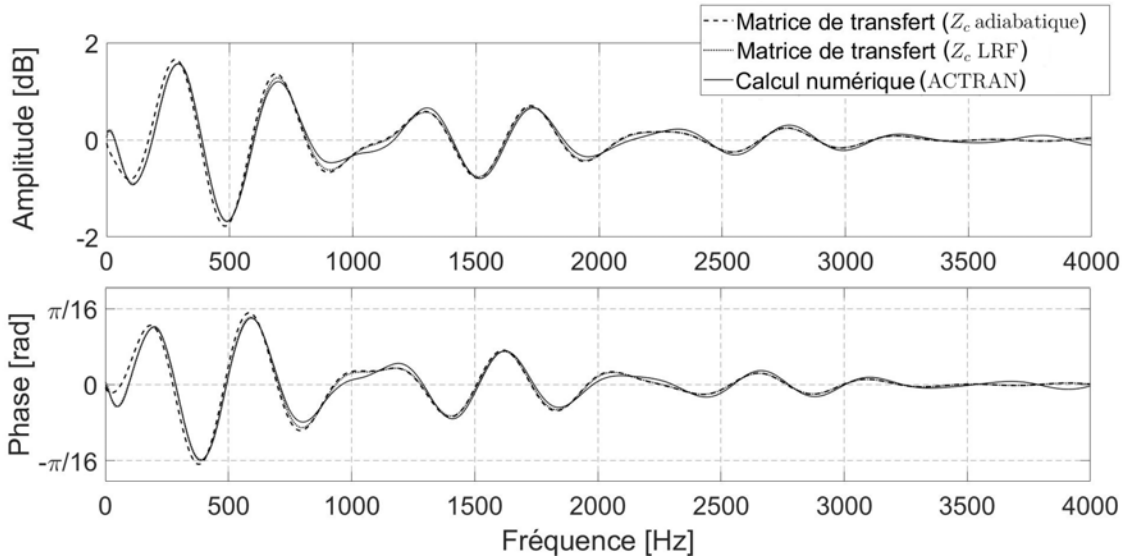


FIGURE 2.18 : Comparaison de l'impédance normalisée d'entrée du cas 3 (calcul numérique) avec la matrice de transfert pour le cas 3c avec l'impédance caractéristique sans perte et avec perte (LRF)

2.6.3 Impact de l'écoulement

Le but principal des études acoustiques du côté admission du moteur est l'amélioration du remplissage du moteur. Or dans un moteur, la propagation acoustique se produit ainsi dans un fluide en mouvement qui modifie l'analyse acoustique. En fonction des caractéristiques et des régimes d'écoulement, les effets interconnectés de l'écoulement sur la propagation acoustique sont les suivants [74] :

— Effet convectif de l'écoulement

— Réfraction

— Atténuation acoustique par la turbulence [81–83]

Dans notre cas, en considérant le diamètre du tube (1.6 mm) et les nombres de Mach

rencontrés dans un WCAC dans la ligne d'admission (M < 0.05), le régime d'écoulement peut être considéré comme laminaire (Re < 1200). Par conséquent, un modèle qui tient compte des effets convectifs de l'écoulement moyen est suffisant.
L'effet convectif modifie à la fois la vitesse de phase et l'atténuation de l'onde acoustique. La vitesse de phase augmente dans la direction de l'écoulement moyen, alors qu'elle diminue dans la direction opposée. De plus, l'atténuation acoustique de l'onde se propageant dans la direction de l'onde est inférieure à celle dans la direction opposée de l'écoulement moyen. Davies et al. [75] proposent de modifier la constante de propagation donnée par Kirchhoff (Γ_0) pour le "Wide duct" afin de prendre en compte les effets convectifs (équation 2.21).

$$\Gamma^{\pm} = \frac{\pm\Gamma_0}{1 \pm M}. \tag{2.21}$$

Documaci [76] a développé un modèle théorique pour considérer l'effet de l'écoulement moyen uniforme basé sur la théorie de Zwikker & Kosten [24] pour la propagation des ondes planes. La constante de propagation qu'il développe est la solution de l'équation suivante :

$$1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{J_2(-i\sigma s^2(1 - i\Gamma M))}{J_0(-i\sigma i s^2(1 - i\Gamma M))} - \frac{\Gamma^2}{\gamma(1 - i\Gamma M)^2} \frac{\sqrt{(} - is^2(1 - i\Gamma M))}{\sqrt{(} - is^2(1 - i\Gamma M))} = 0 \tag{2.22}$$

Peat [77] a également étudié la constante de propagation en présence d'un écoulement moyen avec l'hypothèses isentropique et non isentropique et a signalé les mêmes changements dans la propagation d'onde en raison de la présence d'un écoulement laminaire uniforme dans un tube capillaire. Ih et al. [78] ont effectué une analyse théorique de la propagation d'onde dans les tubes capillaires en présence d'un écou-

lement moyen. Ils ont validé les résultats de Peat pour $s < 4$ et M < 0.1. Ils ont conclu que l'écoulement avait un impact différent sur le profil de vitesse des particules en coupe transversale de l'onde se propageant dans les directions opposées de l'écoulement. Pour M = 0.2, le profil de vitesse de l'onde dans la direction de l'écoulement est parabolique pour $s< 6$, tandis que, pour l'onde dans la direction opposée, il est parabolique pour $s < 4$.

L'écoulement moyen considéré dans les études précédentes est uniforme sur la section transversale de la conduite. Cependant, la vitesse d'écoulement est réduite près des parois en raison de forts effets de viscosité. Par conséquent, l'écoulement modifie l'onde acoustique d'une manière non-homogène et provoque la réfraction de l'onde. Ce phénomène augmente avec le nombre de Mach et la fréquence. La réfraction réduit l'atténuation acoustique de l'onde se propageant dans la direction de l'écoulement et l'augmente pour l'onde dans la direction opposée [74].

ACTRAN utilise une version modifiée du modèle LRF, qui tient compte des effets convectifs d'un écoulement moyen [84].Pour faire le calcul, le champ d'écoulement est interpolé de la simulation CFD sur le maillage du calcul acoustique sous ACTRAN.

2.6.4 Impédance d'entrée d'un tube étroit avec un créneau de température et un écoulement laminaire

Dans cette section, nous imposons un faible débit moyen (M = 0.02) sur le profil thermique du cas 3. En raison du transfert thermique provoqué par la convection forcée, le champ de température est modifié (cas 3d). De plus, la présence d'un écoulement laminaire moyen crée un profil de température non-uniforme sur la section du tube. Le champ de température résultant en présence d'un écoulement moyen dépend également des conditions aux limites thermiques dans la simulation CFD. Ce-

pendant, dans cette section, l'objectif n'est que de modifier la température mesurée par l'écoulement moyen et d'évaluer ses conséquences acoustiques. Par conséquent, les conditions aux limites thermiques appliquées sur la paroi du tube sont les mêmes pour le cas avec écoulement et celui sans écoulement. Les gradients thermiques de la figure 2.19 sont calculés à l'axe centrale du tube. En raison de l'écoulement moyen et la convection thermique forcée, le profil thermique au centre de la conduite est décalé plus près de l'entrée du tube, où l'impédance d'entrée est calculée (x = 0).

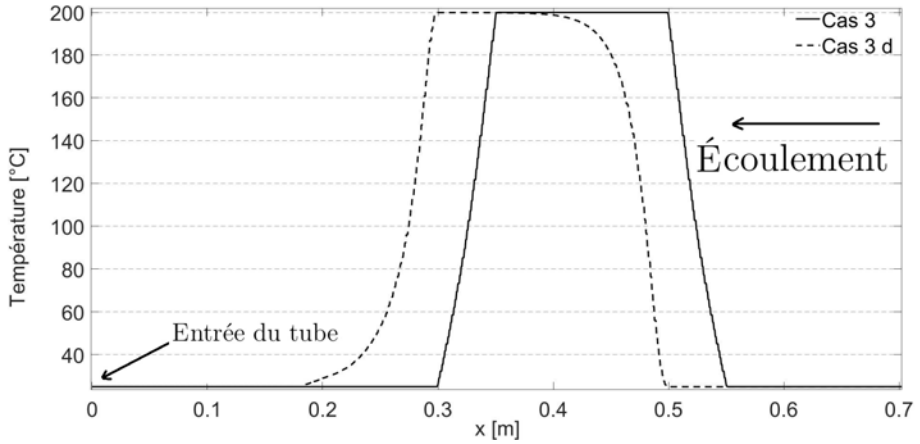


FIGURE 2.19 : Profil de température sur l'axe central d'un tube sans écoulement moyen (cas3) et avec un ecoulment moyen de M=0.02 (cas 3d)

La modification du profil thermique provoque la modification de son impédance d'entrée (figure 2.20). À mesure que le profil thermique se rapproche de l'entrée, ses fréquences de résonance augmentent. La première fréquence de résonance est décalée de 285 Hz à 320 Hz avec l'écoulement moyen et son amplitude augmente de 0.3 dB. Les amplitudes de résonance du cas 3d augmentent aux plus hautes fréquences.

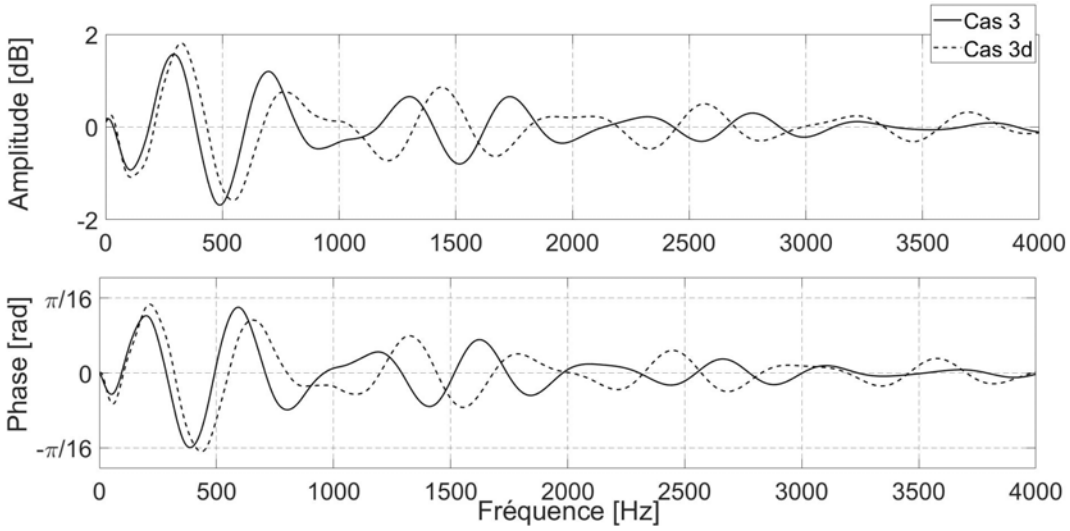


FIGURE 2.20 : Impédance d'entrée normalisée des cas 3 et cas 3d

La comparaison précédente (l'impédance d'entrée du cas 3 et du cas 3d) ne permet pas de séparer les effets de l'ecoulement moyen et la modification du profil de température. L'impédance d'entrée de cas 3d est la conséquence de l'effet convectif à écoulement moyen et de la forme du profil thermique. Pour séparer ces deux, il est possible de supprimer l'ecoulement moyen du calcul pour le cas 3d. La figure 2.21 montre l'impédance d'entrée normalisée du cas 3d avec et sans écoulement moyen. Le principal effet visible de l'ecoulement moyen de faible nombre de Mach est une atténuation accrue aux basses fréquences. L'amplitude de la première résonance est réduite de 0.08 dB. Aux fréquences plus élevées, cette atténuation est réduite.
Par conséquent, la différence d'impédance du cas 3 et du cas 3d correspond principalement à la modification du profil thermique.

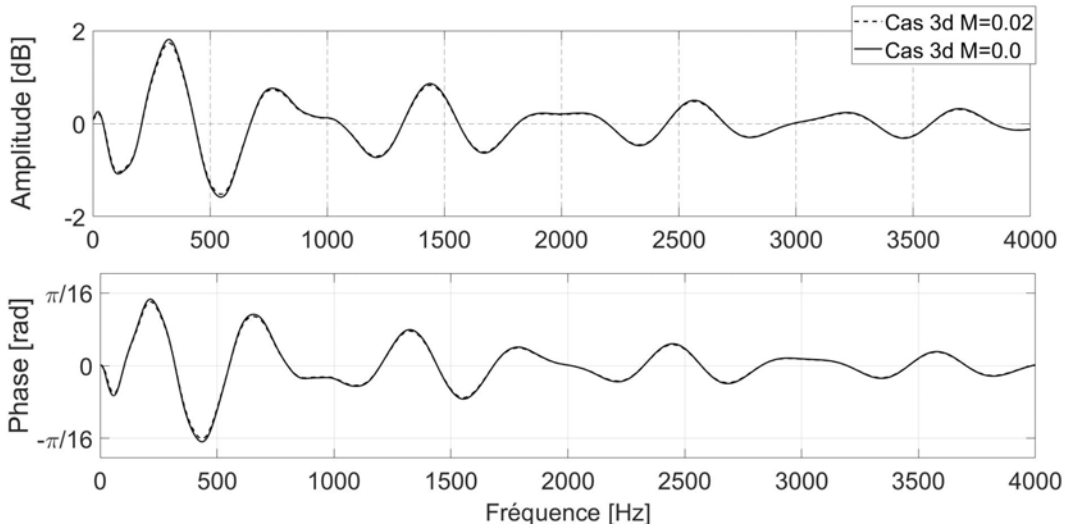


FIGURE 2.21 : Impédance d'entrée normalisée des cas 3 d avec et sans écoulement moyen

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons calculé l'impédance d'entrée de plusieurs gradients thermiques numériquement et analytiquement. Il a été montré que le changement de la température de l'air provoque des résonances dues au changement de l'impédance caractéristique de l'air. Une augmentation de la température de l'air provoque une impulsion négative (semblable à une expansion de section) et une diminution de la température crée une impulsion positive. Il a également été démontré que la matrice de transfert pourrait être utilisée pour fournir des résultats acceptables concernant les calculs d'impédance d'entrée des gradients thermiques. Selon les résultats, outre la température, la pente du créneau de température est un paramètre important. Cependant, l'effet de l'écoulement moyen pour les petits nombres de Mach s'avère

négligeable. Ces résultats montrent que les amplitudes de résonances causées par ces profils thermiques sont plutôt faibles. Pour mesurer précisément ces résonances, il faut éviter toute discontinuité géométrique dans le tube qui pourraient avoir des influences plus importantes que ce que l'on cherche à mesurer.

3 Mis en place de la méthode TMTC sur un tube étroit

3.1 Résumé

Dans ce chapitre, un banc d'essai basé sur la méthode TMTC a été construit. L'objectif est de réaliser une mesure d'impédance précise sur un tube étroit de 1,6 mm de diamètre. La forte atténuation acoustique dans ce tube nécessite l'isolation des microphones et de la source sonore. Nous avons besoin d'une bonne précision pour mesurer les réflexions acoustiques modestes engendrées par un créneau de température (avec et sans écoulement moyen) au vue des calculs précédents. Tout d'abord, la méthode TMTC est brièvement expliquée. Ensuite, le processus de la calibration est analysé et l'importance du type de la calibration utilisée est soulignée. De plus, l'impédance d'entrée est mesurée (amplitude est présentée en dB ($20\log_{10}(Z/Z_c)$)) en présence d'un écoulement laminaire à très faible nombre de Mach. Nous avons montré que, afin de produire les résultats précis en présence d'écoulement, la calibration doit se faire avec la même vitesse d'écoulement que la mesure.

3.2 Mesure de l'impédance d'entrée

L'impédance d'entrée mesure la réponse d'un système à une excitation. Il s'agit simplement de la réponse en fréquence du système pouvant être excité par n'importe quel signal d'entrée. Elle permet d'identifier les fréquences de résonance du système et l'amplitude de chaque résonance à la fréquence correspondante. Ce paramètre a été utilisé pour la première fois dans l'industrie des instruments de musique, puis dans d'autres domaines tels que l'industrie automobile [16, 48]. Un signal d'entrée

est injecté à l'entrée du système, puis, à l'aide de mesures, l'impédance est calculée. Plusieurs auteurs ont passé en revue les différentes méthodes de la mesure d'impédance [66, 67, 70].

Les premières tentatives ont été d'utiliser un tube capillaire pour délivrer un signal de débit constant au système à étudier [47–50]. La haute impédance acoustique du tube capillaire assure un débit acoustique constant à l'entrée du système étudié. La pression mesurée à l'aide d'un microphone au plan de mesure est approximativement proportionelle à l'impédance mesurée. Cependant, il est difficile de maintenir la vitesse constante. Le balayage du signal à travers les fréquences doit être effectué lentement pour permettre au système d'atteindre un état d'équilibre avant qu'une mesure de pression puisse avoir lieu. Les conditions environnementales peuvent changer au fil des longues mesures, rendant la calibration difficile à maintenir.

D'autres méthodes mesurent la pression et la vitesse acoustique au plan de mesure simultanément. Cependant, la mesure direct de la vitesse acoustique est difficile. Pratt et al. ont utilisé un anémomètre à fil chaud [61]. La vélocimétrie laser (LDV), introduit en 1998, peut être utilisée pour mesurer la vitesse acoustique. Cette méthode est plus précise mais plus difficile à utiliser car elle nécessite des particules d'ensemencement et une paroi de conduit transparente. Afin de faciliter la procédure de la mesure, certains auteurs ont utilisé des sources d'excitation acoustique à vitesse connue [51–54].

Coltman a utilisé un piston se déplaçant dans un champ magnétique pour mesurer le mouvement du diaphragme du haut-parleur qui permet de calculer l'impédance avec la pression mesurée à l'aide d'un microphone situé près du piston [51]. Benade et Ibisi ont utilisé un élément piézoélectrique pour générer une excitation avec une haute impédance qui permet la mesure d'impédance à partir d'une mesure de la pression et les paramètres connus de la source acoustique [66].

La vitesse acoustique peut être mesurée indirectement via deux mesures de pression. Les méthodes à plusieurs capteurs ont été utilisées pour mesurer l'impédance, matrice de transfert, etc. depuis la fin des années 1970 [55–60]. Pour mesurer l'impédance, les capteurs sont montés de préférence sur un tube droit de section circulaire. Cette méthode utilise le rapport des signaux des couples de microphones. Cependant, ce rapport n'est pas exactement égal à la fonction de transfert théorique. Pour prendre en compte la différence de la mesure par rapport à la théorie, un processus de calibration est nécessaire. L'utilisation des géométries simples (tubes cylindriques) permet de faciliter la procédure de la calibration, ce qui est essentiel pour une mesure précise. Cette procédure consiste à utiliser des cavités avec des impédances connues pour calculer les coefficients qui dépendent de la propagation d'onde dans l'instrument de mesure (tête de mesure), l'admittance des capteurs et la géométrie de la tête de mesure [17, 68–70].

Il est également possible de mesurer l'impédance avec un seul capteur qui facilite la procédure de la calibration. Certains auteurs ont effectué les mesures en changeant la position du microphone à différentes zones de la tête de mesure en déplaçant le microphone [62, 63]. Dans ce cas, la bande de fréquence est limitée par la longueur de la tête de mesure. La mesure de l'impédance d'entrée peut se faire à partir de la mesure de la fonction de réflexion, ne nécessitant qu'une seule mesure de pression. Dans cette méthode connue sous le nom de réflectométrie temporelle, la fonction de refléxion est mesurée à partir de l'enregistrement de l'aller-retour d'une impulsion [64, 65].

La méthode TMTC est parmi les méthodes indirectes les plus simples à implémenter. La calibration séparée du microphone n'est pas nécessaire et le dispositif peut être calibré à l'aide de trois cavités simples. De plus, il peut être adapté aux mesures en présence de l'écoulement moyen [73]. Bien qu'elle présente plus de sensibilité aux

erreurs causées par l'installation des cavités de calibration sur la tête de mesure, cette méthode a semblé la plus appropriée pour notre étude.

3.3 Méthode TMTC

La méthode TMTC est basée sur la mesure par un couple de microphones. Renault dispose d'un banc d'essai de la mesure d'impédance d'entrée qui s'appuie sur cette méthode. Lorsque les deux microphones sont très proches l'un de l'autre (distance nettement inférieure à une longueur d'onde) ou que leur espacement est proche d'un multiple entier de la demi-longueur d'onde, de petites erreurs de mesure peuvent entraîner de grandes erreurs de mesure d'impédance. Afin de couvrir une plage de fréquence plus large, il est possible d'utiliser plusieurs couples de microphones. Ceci démontre l'importance du positionnement des capteurs de pression. Le rapport entre la longueur d'onde et la distance entre les microphones peut influencer la précision des mesures. Jang et Ih [42] ont défini le paramètre "singularity factor" qui démontre la sensibilité des mesures à l'erreur en fonction de la fréquence et la distance entre les microphones. Ayant deux capteurs à une distance d, dès lors que $k_0 d \to 0$ et $k_0 d \to \pi$, la sensibilité à l'erreur atteint son maximum [42–45]. Pour une tête cylindrique, la distance optimale entre les microphones est proche du quart de la longueur d'onde [17]. De plus, la distance du premier capteur du plan de mesure influence la résolution fréquentielle des mesures et il est conseillé de le placer au plus près de ce plan [45, 46].

Afin de mesurer l'impédance d'entrée avec la méthode TMTC, les signaux d'un couple de microphones sont considérés comme les fonctions linéaires de la pression et la vitesse acoustique moyenne sur la section. Pour le couple M_1M_2 dans la figure 3.1, les

signaux S_1 et S_2 sont définis selon :

$$S_1 = \alpha p + \beta Z_c \tag{3.1}$$

$$S_2 = \gamma' p + \delta' Z_c \tag{3.2}$$

Les paramètres α, β, γ', δ' dépendent de la fréquence, de la forme de la tête de mesure, du gain des capteurs et leur couplage à la cavité.
L'impédance au plan de mesure, avec l'hypothèse d'onde plane, est définie selon :

$$Z_{x=0} = \frac{p}{u}. \tag{3.3}$$

Y est la fonction de transfert entre les microphones M_1 et M_2 :

$$Y = \frac{S_2}{S_1} = \frac{\gamma' Z + \delta' Z_c}{\alpha Z + \beta Z_c}, \tag{3.4}$$

Donc :

$$Z = Z_c \frac{-\beta Y + \delta'}{\alpha Y - \gamma'} = Z_c \frac{AY + B}{Y - Y_0}, \tag{3.5}$$

où, $A' = \frac{-\beta}{\alpha}$, $B' = \frac{\delta'}{\alpha}$ et $Y_0 = \frac{\gamma'}{\alpha}$.

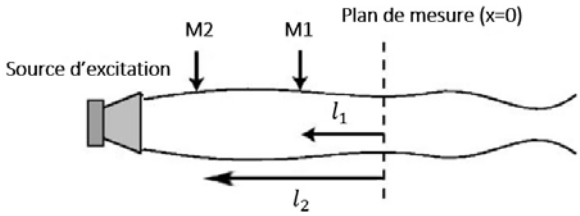


FIGURE 3.1 : Schéma d'une tête de mesure à deux microphones

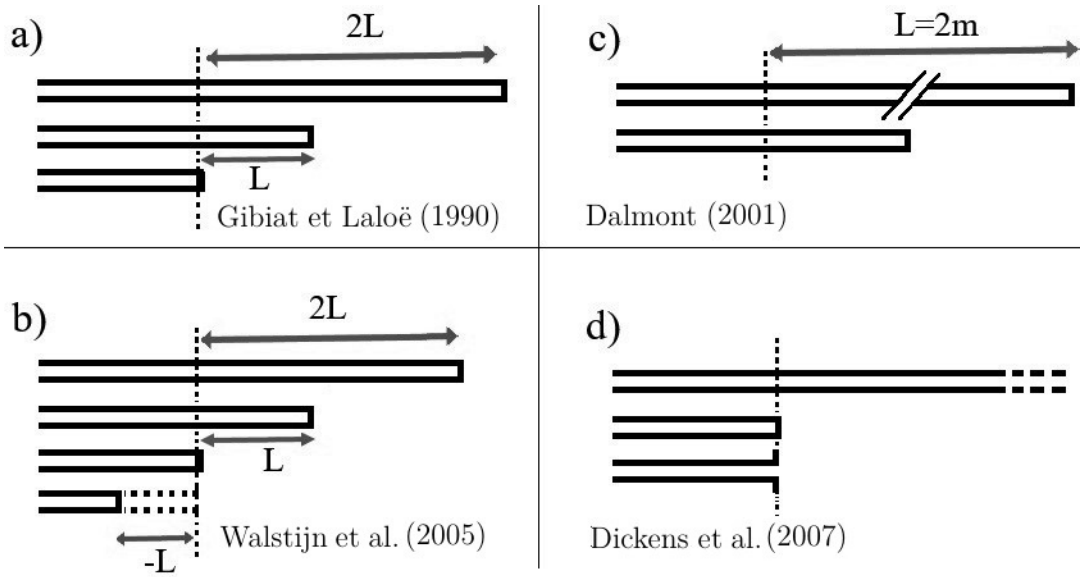


FIGURE 3.2 : Différents types de calibration

Afin de déterminer les trois coefficients $A' = \frac{-\beta}{\alpha}$, $B' = \frac{\delta'}{\alpha}$ et $Y_0 = \frac{\gamma'}{\alpha}$, trois calibrations sont essentielles. La forme de la tête de mesure et la réponse électro-acoustique de chaque capteur peut influencer les mesures. D'ailleurs, la présence des capteurs modifie la propagation d'onde dans le tube. Ceci est d'autant plus justifié dans notre cas où le diamètre du tube est faible et la propagation d'onde est plus sensible à la présence des microphones. La calibration par trois cavités, dont les courbes d'impédance sont connues, permet de considérer tous ces effets.

3.3.1 Calibration

Les impédances connues sélectionnées pour la procédure de la calibration peuvent être résonantes ou non-résonantes (figure 3.2). Gibiat et Laloë ont utilisé deux tubes résonants (figure 3.2 (a)) avec le même diamètre que celui de la tête de mesure et un bouchon rigide [17]. L'impédance théorique du bouchon est infinie. Il est essentiel

pour mesurer l'amplitude des résonances. L'utilisation des tubes résonants peut limiter la plage de fréquence de la mesure. Pour remédier à ce problème, il est possible d'ajouter plusieurs couples des tubes résonants dont la longueur est le paramètre important. Cette méthode nécessite la connaissance de la constante de propagation qui dépend des pertes visco-thermique et de la rugosité de la paroi interne du tube. En pratique, si la propagation d'onde est peu modifiée par la présence des microphones (la propagation d'onde dans la tête de mesure est très proche de la théorie), une calibration expérimentale peut être suffisante. Walstijn et al. [69] ont ajouté une longueur négative (figure 3.2 (b)) à la méthode de calibration précedente qui permet de générer une impédance quasi-idéale $\bar{z} = 0$. Cette approche n'a pas besoin d'une valeur connue de la constante de la propagation. Dalmont [68] a également développé une méthode de mesure d'impédance qui ne nécessite pas la connaissance des valeurs exactes de la constante de la propagation (figure 3.2 (c)). Á l'aide d'une méthode itérative, il mesure la constante de la propagation à partir d'une mesure d'impédance d'un tube long (2 m) avec un dispositif non-calibré. Ensuite, les coefficients de calibration sont estimés et la répétition de cette procédure permet de réduire les erreurs. Cependant, la fréquence minimale de la mesure avec cette méthode est conditionnée par la longueur du tube utilisé.

L'impédance non-résonante (figure 3.2 (d)) permet d'élargir la plage de la fréquence de la mesure et faciliter la calibration. Dickens et al. [70] ont remplacé les tubes résonants de l'étude de Gibiat et Laloë par deux impédances non-résonantes. En plus du bouchon rigide, ils ont utilisé un tube long (97 m, 76 dB d'atténuation) et un baffle large (diamètre 0.6 m) pour faire les mesures sur un tube de 15 mm de diamètre. Ils ont constaté que l'ajout de la troisième calibration (le baffle) n'as pas un impact considérable sur la précision des mesures.

Afin de calibrer notre dispositif, nous avons utilisé trois impédances non-résonantes :

— $\bar{z} = \infty$ -> Un bouchon rigide

— $\bar{z} = 0$ -> La tête de mesure est laissée ouverte

— $\bar{z} = 1$ -> Un tube long (25 m) en plastique est connecté au dispositif (anéchoïque)

La valeur de Y_0 est égale à la fonction de transfert entre les microphones quand la tête de mesure est fermée avec le bouchon rigide.

L'impédance d'un tube ouvert rayonant n'est pas exactement nulle ; elle dépend du diamètre du baffle et du tube ainsi que de la fréquence et du nombre d'onde complexe. Le rayonnement d'un tube ouvert a été le sujet de nombreuses études. Levine et Schwinger [85] ont obtenu une approximation de l'impédance de rayonnement pour un tube cylindrique de l'épaisseur négligeable pour les basses fréquences (Equation. 3.6). Il y a aussi l'approximation [86] pour le rayonnement d'un tube avec une épaisseur infinie (un bafle infiniment large, équation. 3.7).

Á 4000 Hz et pour un tube de diamètre 1.6 mm, le nombre de Helmholtz est de 0.058 à la température ambiante. Pour ce faible nombre de Helmholtz, l'amplitude du coefficient de réflexion est de 0.9983 pour le cas avec l'épaisseur négligeable du tube et de 0.9966 pour le tube avec un baffle infiniment large. Par conséquent, l'impédance de rayonnement de la bouche rayonnante est considérée comme négligeable dans nos mesures sous 4000 Hz.

$$\bar{z}_{ray} = \frac{1}{4}(k_0R)^2 + i0.6133k_0R, \text{ sans baffle} \tag{3.6}$$

$$\bar{z}_{ray} = \frac{1}{2}(k_0R)^2 + i0.8216k_0R, \text{ avec un baffle infiniment large} \tag{3.7}$$

La troisième impédance de calibration est un tube de 25 m avec un diamètre de

1.6 mm. Supposant que l'extrémité de ce tube soit parfaitement réflective (impédance de rayonnement infinie), l'onde réfléchie est atténuée d'environ 153 dB à 50 Hz. Cette atténuation augmente avec la fréquence dûe aux effets visco-thermiques et elle nous permet de considérer l'impédance normalisée d'entrée de cette cavité égale à l'unité.

3.3.2 Signal d'excitation

Dans nos mesures, un haut-parleur est utilisé pour générer le signal d'entrée. Le choix du signal d'excitation dépend du rapport signal sur bruit, de la résolution en fréquence et du temps de mesure. Pour les mesures acoustiques dans les conduits, différents types de signaux d'excitation peuvent être utilisés. Rodriguez et al. [73] ont passé en revue les différents signaux d'excitation utilisés pour la mesure acoustique des tubes dans son article. Pour réduire considérablement la durée de la mesure, un signal d'impulsion de Dirac peut être utilisé, en particulier pour les analyses dans le domaine temporel. Cependant, une fonction d'impulsion conduit à un faible rapport signal sur bruit (SNR) et est difficile à utiliser pour les analyses de réponse spectrale des systèmes. Les autres signaux utilisables sont le bruit aléatoire [42, 58] et le bruit blanc [72]. Cependant, pour améliorer le rapport signal sur bruit même en presence d'écoulement, l'excitation sinusoïdale balayée est généralement recommandée. Le signal "Low-noise" est un exemple du signal périodique [71], ce qui contribue à améliorer le SNR sur une plage de fréquences. L'inconvénient de ce dernier est cependant la difficulté d'obtenir une distribution spectrale plate. Pour obtenir le meilleur rapport SNR, le meilleur choix est un sinus lentement balayé [72]. Cela conduit à plus d'énergie pour chaque fréquence. Cependant, cela provoque une augmentation du temps de mesure [67]. Un signal de "Chirp" est souvent le meilleur choix. Il est capable de produire une distribution spectrale uniforme sur la gamme

de fréquence considérée et la fréquence augmente avec le temps linéairement. Une augmentation logarithmique de la fréquence dans le temps aide à exciter davantage les basses fréquences que les plus hautes (figure 3.3). Nous avons utilisé un signal Chirp logarithmique d'une durée de 2 s pour nos mesures. Bien que l'utilisation d'un signal plus lent puisse améliorer le SNR, cela augmente le temps de mesure.

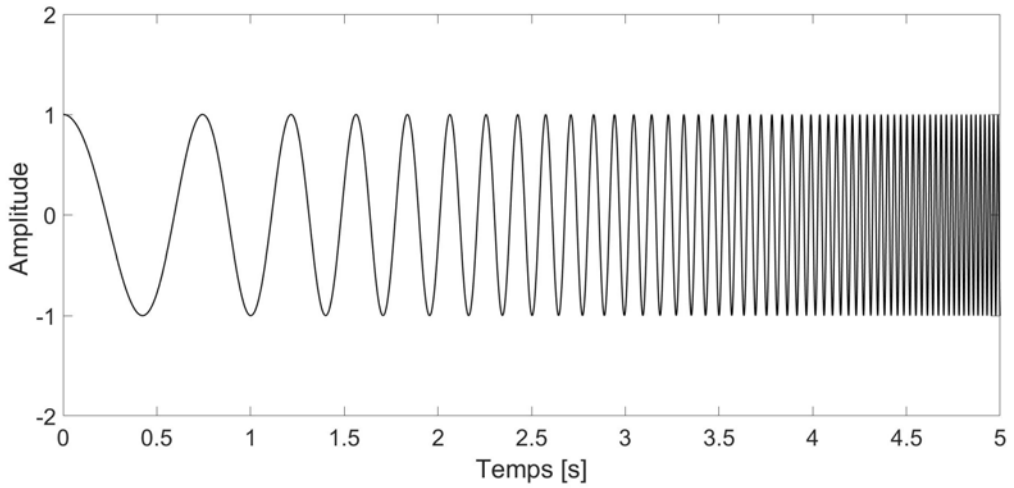


FIGURE 3.3 : Un signal Chirp logarithmique entre 1 et 2000 Hz

3.3.3 Isolation de la source

Afin de produire un signal d'excitation avec le rapport signal sur bruit (SNR) plus élevé, 4 signaux Chirps de durée de 2 s glissent entre 10 Hz à 4000 Hz ([10-50 Hz], [50-300 Hz], [300-1000Hz], [1000-4000 Hz]). Les basses fréquences (sous 300 Hz) sont importantes du point de vue des motoristes et la mesure aux plus hautes fréquences nous permet de produire une fonction de réflexion plus précise. Cependant, la mesure d'impédance n'est pas possible sur un tube d'un très faible diamètre sauf

si la propagation du signal correlé à l'extérieur du tube est assez limitée. Pour ce faire, un caisson en bois MDF avec des parois recouvertes de couches de mousse de composite a été construit. Le haut-parleur est posé sur 4 chambres à air pour mieux contrôler les vibrations (figure 3.4).

FIGURE 3.4 : Isolation de la source

3.4 Validation de la méthode TMTC sans écoulement

Le dispositif expérimental (figure 3.5) est équipé d'une tête de mesure avec une longueur de 1 m, un diamètre interne de 1.6 mm et un diamètre externe de 6.35 mm. La pression acoustique est mesurée à l'aide de 4 capteurs Sennheiser MKE2 (bande de transmission 20-20000 Hz ±3dB, omni-directional, sensibilité : 10 mV/Pa

± 2.5 dB). Ils sont positionnés sur les trous de 1 mm de diamètre sur les parois de la tête de mesure. Le signal d'entrée est composé par un 6-pouces "Carpower Raptor 6" haut-parleur (bande passante 20-800 Hz ±3dB). Il est connecté à la tête de mesure avec un adaptateur de diamètre interne qui varie exponentiellement. La source d'excitation est gérée par l'interface audio-numérique "RME Fireface 800" et le logiciel MATLAB. La fréquence d'échantillonnage utilisée est de 96 kHz.

Pour les hautes fréquences ([1000-4000 Hz]), la forte atténuation dans le tube nécessite une augmentation de l'amplitude du signal d'entrée. Afin d'amplifier le signal d'entrée aux fréquences plus élevées, le rapport entre les signaux des microphones M_1 et M_4 est utilisé. Tout d'abord, un Chirp glisse sur les fréquences de 1000 à 4000 Hz. Ensuite, le rapport des signaux mesurés par les microphones M_1 et M_4 est utilisé pour amplifier le signal d'entrée. Les couples M_1M_2, M_1M_3, et M_1M_4 sont utilisés pour les bandes de fréquence [1 Hz-100 Hz], [101 Hz-500 Hz], et [501 Hz-4000 Hz]. Il convient de noter que les trois paires de microphones produisent des résultats presque identiques sur toute la gamme de fréquences. Par conséquent, les erreurs liées à la distance des microphones (mentionnées dans la section 3.3) n'apparaissent pas dans nos mesures. Les résultats de ces trois paires de microphones ne différaient que légèrement en SNR.

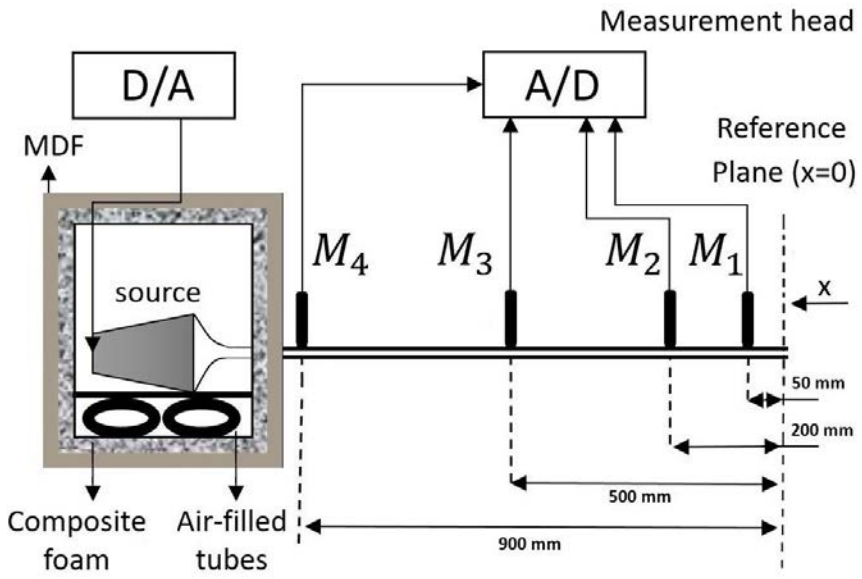


FIGURE 3.5 : Dispositif expérimental

Dans un premier temps, les 4 microphones utilisés ont été positionnés à 5, 50, 200 et 900 mm du plan de mesure et pendant les essais de calibration, la proximité du microphone situé à 5 mm, a augmenté l'erreur de la calibration de $\overline{z} = 0$. Pour remédier à ce problème, les 4 prises de pressions furent effectuées à 50, 200, 500 et 900mm du plan de mesure. L'éloignement du premier microphone permet d'augmenter le SNR sur ce dernier aux basses fréquences (figure 3.6). Ceci est une particularité de la calibration $\overline{z} = 0$. La faible distance entre le premier microphone et le plan de mesure (noeud de pression) augmente la sensibilité du microphone à tout bruit provenant de l'extérieur de la tête de mesure.

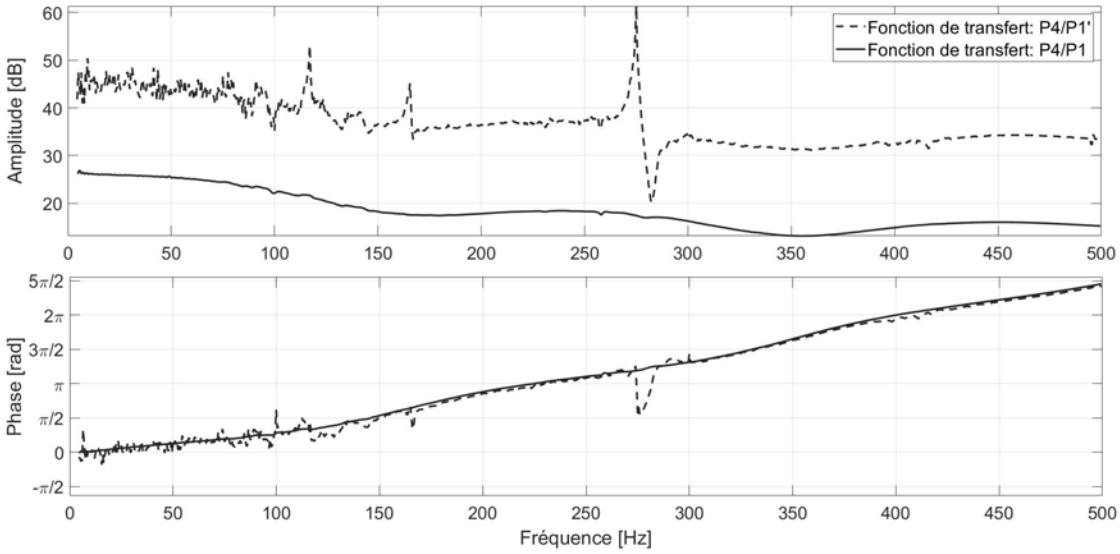


FIGURE 3.6 : Mesure de la fonction de transfert pour $\overline{z} = 0$ entre 1er et 4ème capteur. Le 1er microphone situé à 5 mm (P1') du plan de mesure : ... , et 50 mm (P1) du plan de mesure : -

3.4.1 Comparaison des coefficients théoriques et expérimentaux

Les coefficients théoriques négligent l'influence des microphones sur la propagation d'onde. Dans le cas de notre dispositif expérimental, la prise de la pression acoustique s'effectue au travers des perçages à diamètre 1 mm qui est dans le même ordre que le diamètre de la tête de mesure. Ceci, augmente l'impact des perçages sur la propagation d'onde. Les coefficents théoriques A_{th}, B_{th} et Y_{0th} s'expriment comme [17] :

$$A_{th} = -\Gamma[\frac{\sin(-i\Gamma k_0 l_1)}{\cos(-i\Gamma k_0 l_1)}] \tag{3.8}$$

$$B_{th} = \Gamma[\frac{\sin(-i\Gamma k_0 l_2)}{\cos(-i\Gamma k_0 l_1)}] \tag{3.9}$$

$$Y_{0th} = \frac{\cos(-i\Gamma k_0 l_2)}{\cos(-i\Gamma k_0 l_1)} \tag{3.10}$$

où, l_1 et l_2 sont les distances des capteurs M_1 et M_2 du plan de mesure (les relations similaires peuvent être écrites pour les autres couples de microphones).

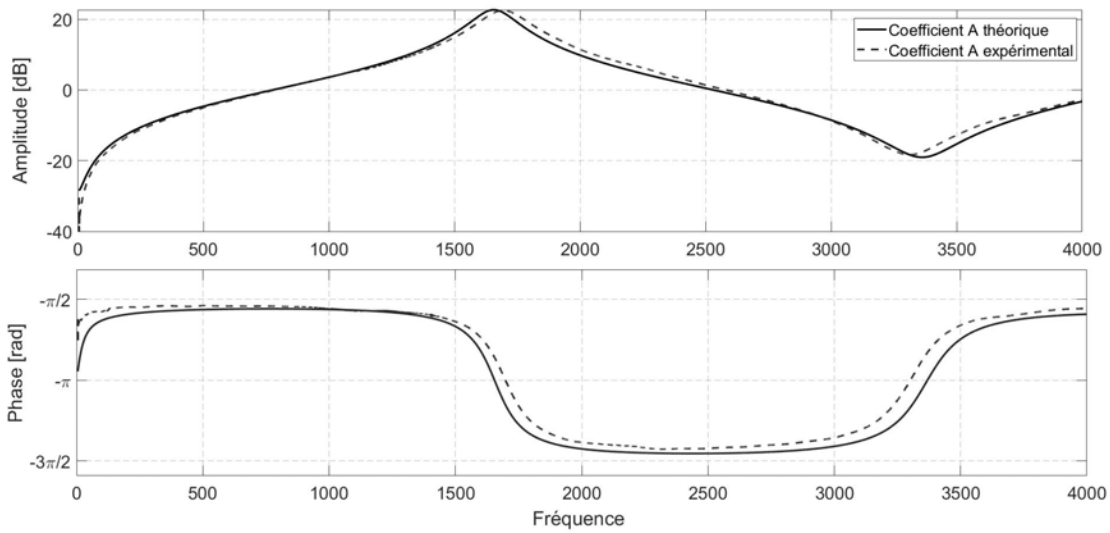


FIGURE 3.7 : Comparaison de la valeur du coefficient A. Théorique : -, Expérimentale : - -

En utilisant $\overline{z} = \infty$, $\overline{z} = 0$ et $\overline{z} = 1$ et l'équation 3.5, nous trouvons les coefficients expérimentaux $A_{ex}(w)$, $B_{ex}(w)$ et $Y_{0ex}(w)$:

$$A_{ex}(w) = \frac{Y_{\overline{z}=1}(w) - Y_{\overline{z}=\infty}(w)}{Y_{\overline{z}=1}(w) - Y_{\overline{z}=0}(w)}, \tag{3.11}$$

$$B_{ex}(w) = -Y_{\overline{z}=0}(w) A_{ex}(w) \tag{3.12}$$

$$Y_{0ex}(w) = Y_{\overline{z}=\infty}(w) \tag{3.13}$$

Ces valeurs expérimentales sont comparées avec la théorie. Pour ce faire, les micro-

phones 1 et 2 sont utilisés. La comparaison de la théorie et la mesure des coefficients de la calibration montre un niveau élevé d'erreur autour de 1737 Hz (théoriquement 1657 Hz) où la distance du premier microphone du plan de mesure est proche du quart de la longueur d'onde. De plus, la différence entre la théorie et l'expérimentation est non-négligeable sur les autres fréquences (figures 3.7, 3.8, 3.9).

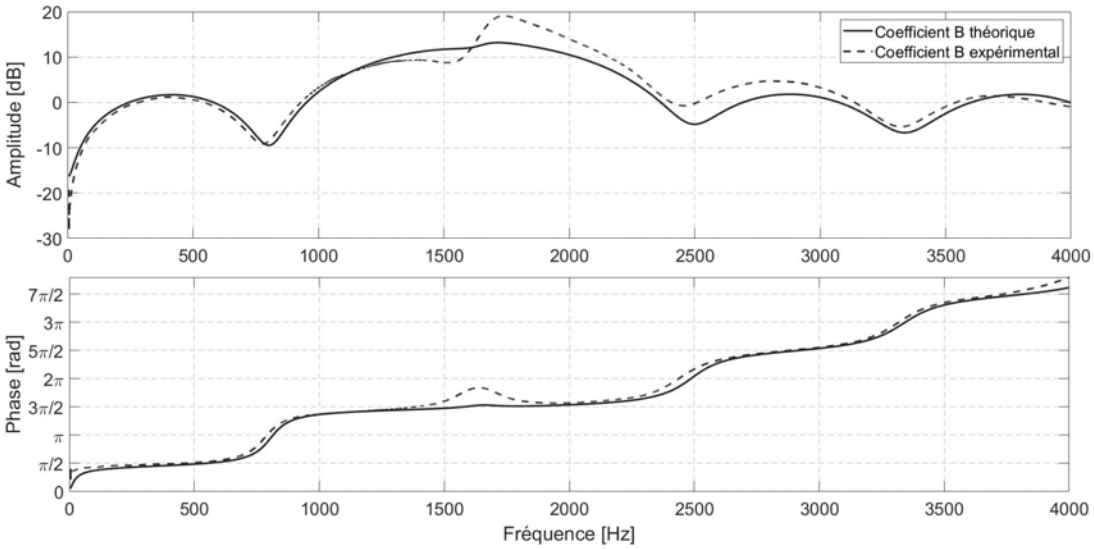


FIGURE 3.8 : Comparaison de la valeur du coefficient B. Théorique : -, Expérimentale : - -

La différence entre les coefficients théoriques et expérimentaux, confirme la nécessité d'une procédure de calibration pour produire les résultats précis. Le processus de calibration permet de tenir compte de l'imperfection de la propagation d'onde dans la tête de mesure causée par sa forme et la présence des microphones. Aux fréquences où la différence entre les coefficients théoriques et expérimentaux est plus grande, la sensibilité des mesures à l'erreur est plus importante. La bonne calibration permet de produire des résultats précis sur toute la bande de fréquence d'intérêt.

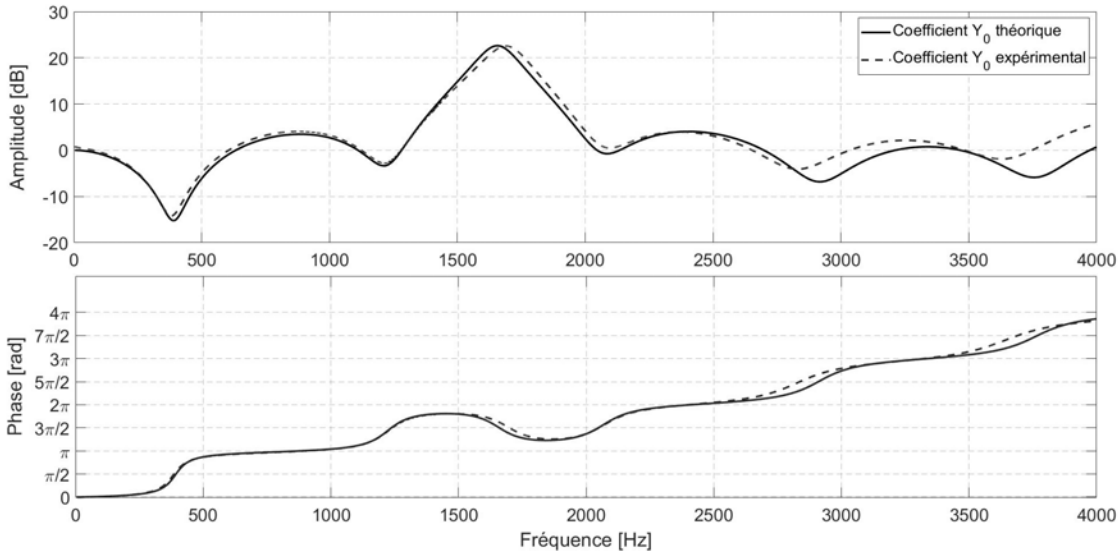


FIGURE 3.9 : Comparaison de la valeur du coefficient Y_0. Théorique : -, Expérimentale : - -

3.4.2 Mesure d'impédance sur un tube cylindrique étroit

Afin de valider le dispositif expérimental, nous avons mesuré l'impédance d'entrée d'une cavité cylindrique fermée. Le faible diamètre du dispositif, le rend condérablement plus sensible aux erreurs liées aux fuites. Parmi les trois impédances connues utilisées, l'installation du tube flexible de 25 m de longueur peut augmenter les erreurs. La reproductibilité de cette dernière est délicate pour nos cavités étroites.

— Calibration avec trois impédances connues

Les impédances utilisées pour cette calibration sont $\overline{z} = \infty$, $\overline{z} = 0$ et $\overline{z} = 1$. Pour $\overline{z} = 1$, un tube de 25 m de longueur avec le même diamètre que celui de la tête de mesure a été utilisé. La forte atténuation dans ce tube nous permet de considérer

son impédance égale à l'unité.

La mesure d'impédance d'un tube fermé de longueur de 1 m met en évidence les erreurs importantes surtout aux plus hautes fréquences. Aux basses fréquences (f < 500 Hz), il y a jusqu'à 6% d'erreur. Cette dernière augmente jusqu'à 12% pour les plus hautes fréquences (f > 2500 Hz) (Figure 3.12). Si les résonances à étudier sont d'une faible amplitude, comme ceci est le cas pour les résonances liées au changement de la température, ce niveau d'erreur pourrait perturber l'étude de ces dernières. La courbe d'impédance de la cavité fermée est modulée par les erreurs liées à la reproductibilité délicate de sa connexion à la tête de mesure. Ceci a été mis en évidence lorsque la cavité de 1 m de longueur a été reliée au tube de 25 m et l'impédance de l'ensemle a été mesurée. Dans un cas idéal, l'impédance mesurée doit être égale à l'unité. La modulation de l'impédance de la cavité de 1 m est démontrée dans la figure 3.13 .

Afin de diminuer considérablement ces erreurs, la cavité cylindrique à mesurer (un tube de 1 m) est connectée au tube de 25 m dont l'ensemble est utilisé comme une cavité de calibration pour $\overline{z} = 1$ (figure 3.10). Après la procédure de calibration, le tube de 25 m est démonté et le tube de 1 m est fermé et son impédance d'entrée est mesurée. Cette méthode de calibration permet d'augmenter de façon considérable la précision des mesures (figure 3.14).

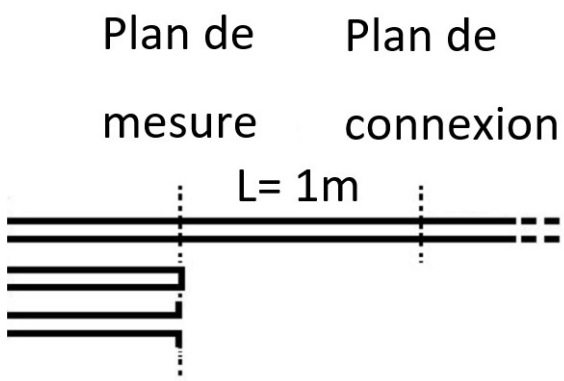


FIGURE 3.10 : Cavités retenues pour la calibration.

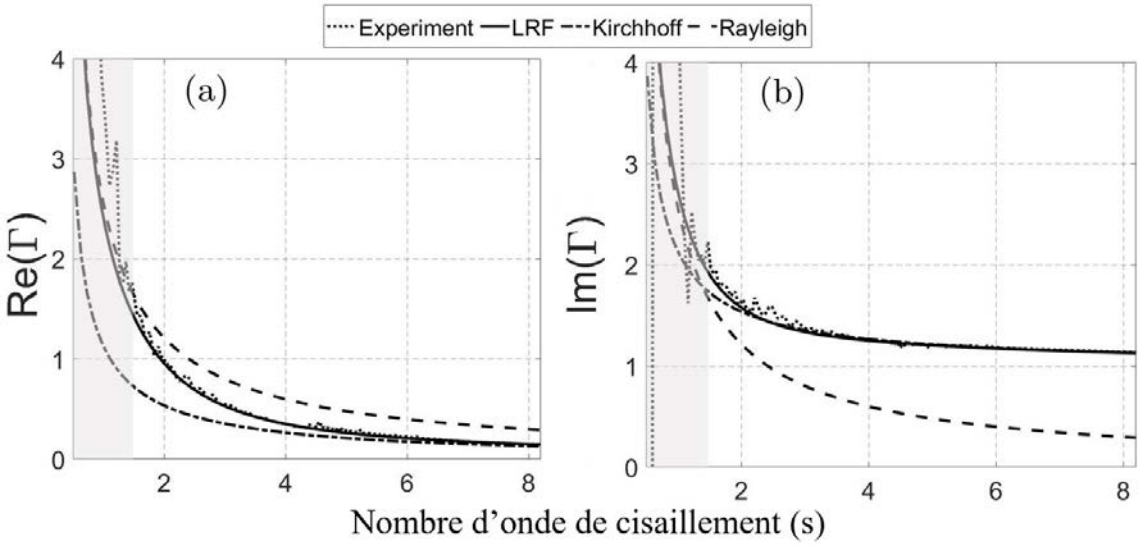


FIGURE 3.11 : Comparaison de la constante de propagation mesurée avec la théorie.

De la même manière, nous avons mesuré l'impédance d'entrée normalisée d'un tube fermé de 0.3 m de longueur. Les résultats ont été utilisés pour comparer la constante de propagation mesurée (figure 3.11) aux solutions de Kirchhoff, Rayleigh et Zwikker & Kosten en fonction du nombre d'onde de cisaillement. $\coth(k_0 \Gamma L)$

est l'impédance d'entrée normalisée d'un tube fermé d'une longueur de L. Pour les fréquences où, $-\pi/2 < \mathrm{Im}(k_0\Gamma L) < \pi/2$, on peut écrire :

$$\coth^{-1}(\coth(k_0\Gamma L)) = k_0\Gamma L \tag{3.14}$$

Un bon accord est obtenu entre la mesure et le modèle LRF sauf aux très basses fréquences ($f < 10$ Hz, $s < 1.6424$) en raison des limitations de notre source sonore. Aux fréquences inférieures à 10 Hz, notre source sonore ne produit pas un signal cohérent (la zone grise de la figure 3.11). Ces résultats montrent que le modèle LRF prédit correctement les pertes dans la zone où les modèles de Rayleigh et de Kirchhoff ne sont pas valides (1.6 < s <6 ; ∼10 Hz < f <∼140 Hz pour un tube de 1.6 mm de diamètre aux conditions ambiantes).

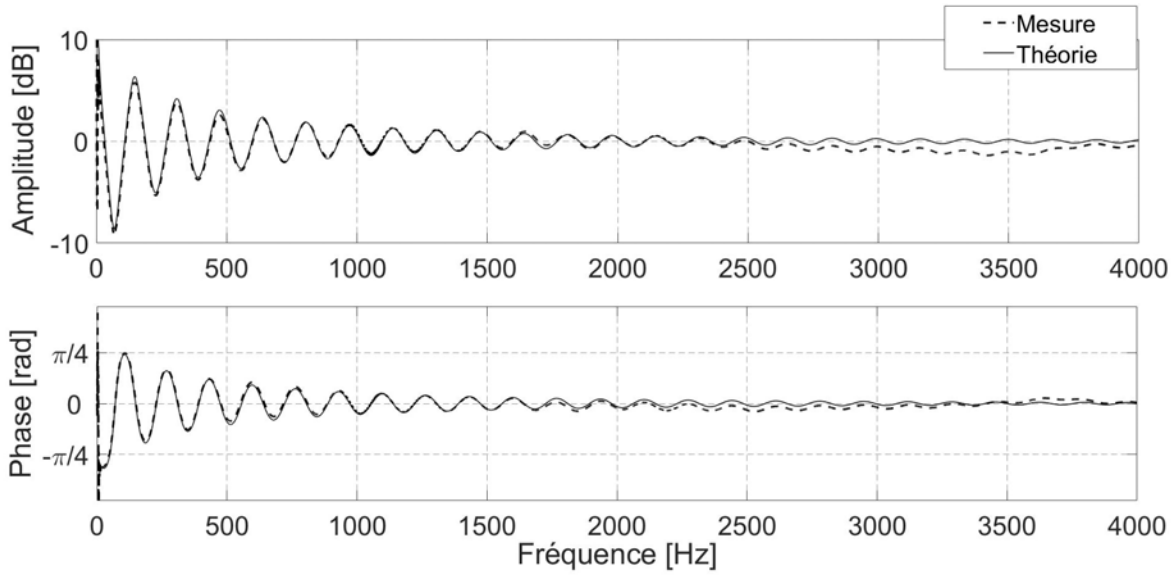


FIGURE 3.12 : Impédance normalisée d'un tube fermé de 1 m. Théorie : - , Mesure : - -

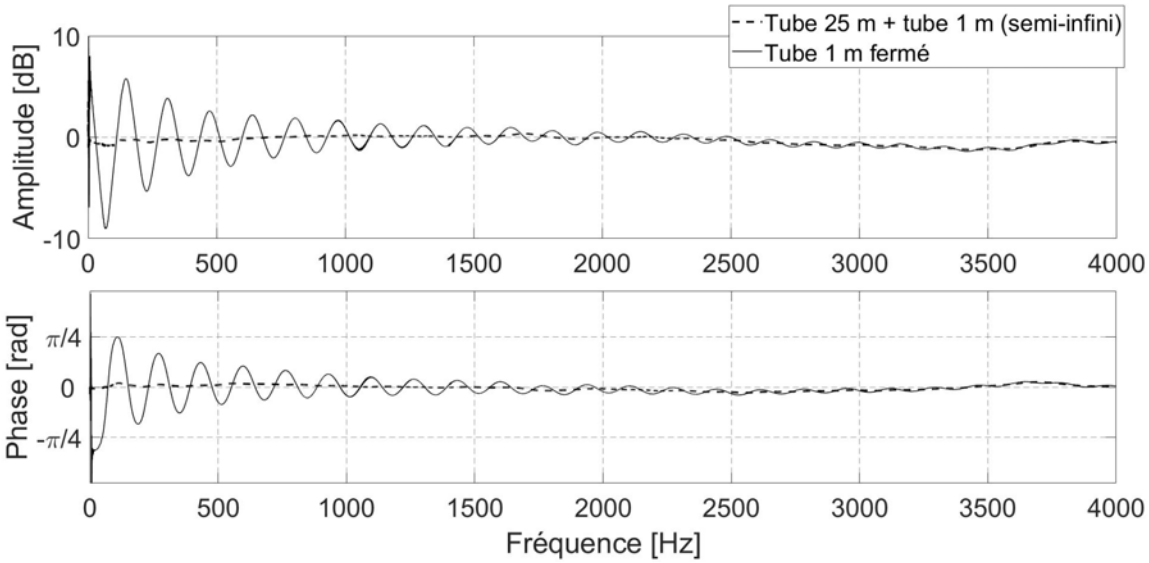


FIGURE 3.13 : Impédance normalisée mesurée d'un tube fermé de 1 m :- et de l'ensemble d'un tube de 25 m et un tube de 1 m (26 m) : - -

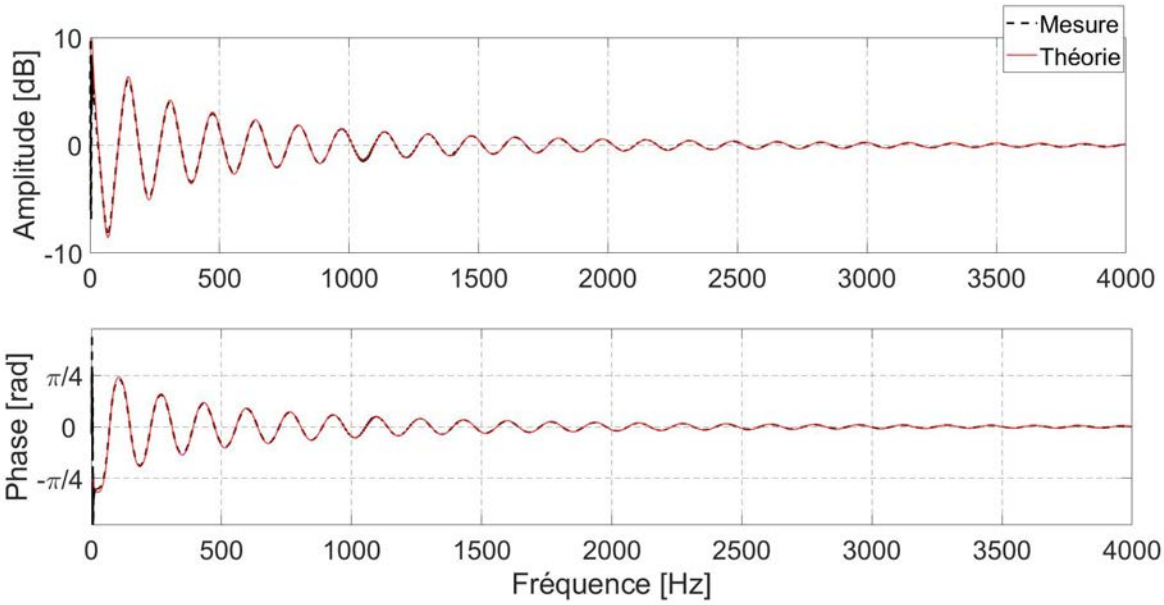


FIGURE 3.14 : Impédance normalisée d'un tube fermé de 1 m. Théorie : - , Mesure : - -

— Calibration avec une/deux impédance(s) connue(s)

Afin de faciliter la calibration, il est possible d'utiliser moins de trois calibrations expérimentales. Plus le champ de la pression acoustique dans la tête de mesure est modifié par les microphones, plus le rôle de la calibration devient important. Dickens et al. ont étudié l'importance de l'utilisation d'au moins deux calibrations expérimentales ($\overline{z} = 1$ et $\overline{z} = \infty$) sur un tube de 15 mm de diamètre. Ils ont démontré que l'ajout de la troisième calibration (le baffle) ne modifie les résultats que de façon négligeable. Cependant, ils n'ont pas étudié l'impact d'utilisation d'autres couples des impédances connues. Dans certains cas, une seule calibration expérimentale peut être suffisante. Ceci est le cas pour les mesures d'impédance effectuées chez Renault. Pour ces mesures, le diamètre de la tête est de 30 à 40 mm et une fermeture rigide ($\overline{z} = \infty$) est utilisée : cela produit des résultats précis. Pour calibrer le dispositif expérimental,

le coefficient Y_0 est mesuré et les coefficients A' et B' sont calculés à partir des valeurs théoriques (équations 3.8 et 3.9). Cependant, le choix des calibrations utilisées est plus délicat pour notre tube étroit.

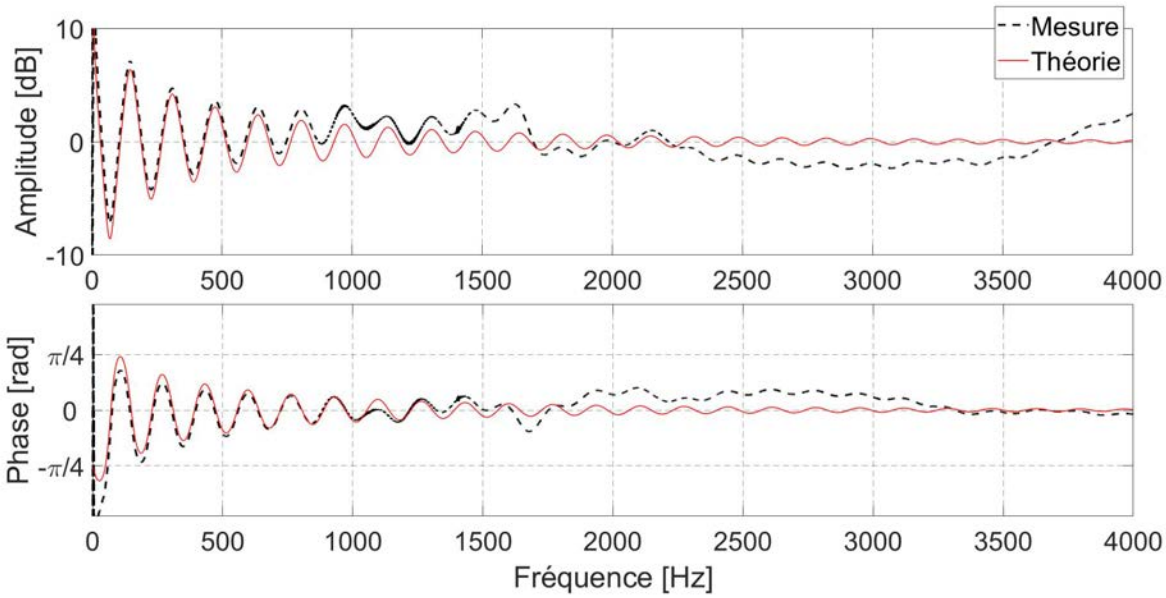
Afin d'évaluer l'importance du choix de la cavité de calibration sur les résultats, nous effectuons les mesures avec moins de trois calibrations (table 2). Dans la méthode à une calibration, deux coefficients de calibration sont considérés comme leurs valeurs théoriques et une seule calibration expérimentale est effectuée. Dans la méthode à deux calibrations, l'un des coefficients est considéré comme sa valeur théorique et deux calibrations expérimentales sont effectuées. Nos résultats démontrent que la calibration la plus importante est celle de $\overline{z} = 1$. Il est possible d'avoir les résultats acceptables avec une seule calibration sous la condition que celle-ci soit le tube semi-infini ($\overline{z} = 1$). Cette analyse est faite sur un tube fermé de 1 m.

Table 2 : Coefficients de calibration.

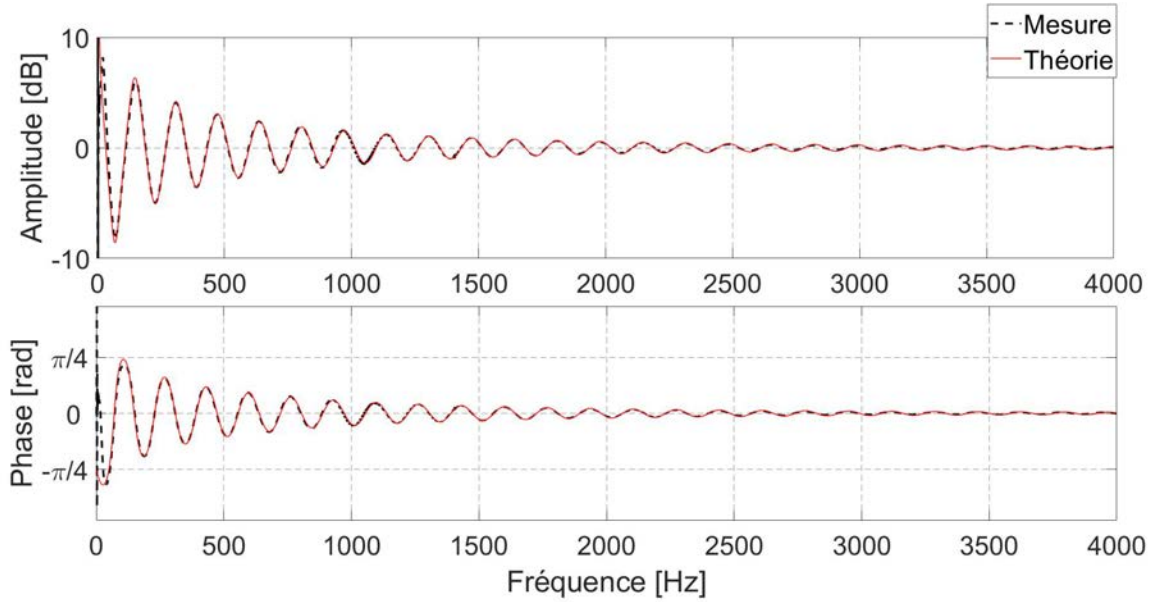
Impédances connues	A	B	Y_0
$\overline{z} = \infty$ (Fig. 3.15a)	A_{th}	B_{th}	$Y_{\overline{z}=\infty}$
$\overline{z} = 1$ (Fig. 3.15b)	A_{th}	$(1 - A_{th})Y_{\overline{z}=1} - Y_{0th}$	Y_{0th}
$\overline{z} = \infty$, $\overline{z} = 0$ (Fig. 3.16a)	A_{th}	$-Y_{\overline{z}=0}A_{th}$	$Y_{\overline{z}=\infty}$
$\overline{z} = 1$, $\overline{z} = 0$ (Fig. 3.16b)	$\frac{Y_{\overline{z}=1}-Y_{0th}}{Y_{\overline{z}=1}-Y_{\overline{z}=0}}$	$\frac{-Y_{\overline{z}=0}(Y_{\overline{z}=1}-Y_{0th})}{Y_{\overline{z}=1}-Y_{\overline{z}=0}}$	Y_{0th}
$\overline{z} = \infty$, $\overline{z} = 1$ (Fig. 3.17)	A_{th}	$(1 - A_{th})Y_{\overline{z}=1} - Y_{\overline{z}=\infty}$	$Y_{\overline{z}=\infty}$

Dans la figure 3.15a, l'impédance d'un tube fermé de 1 m est mesurée avec une calibration ($\overline{z} = \infty$) et les résultats sont erronés pour toute la plage de fréquence et en particulier, autour de 1700 Hz et 3400 Hz. En utilisant l'impédance $\overline{z} = 1$ comme la seule calibration (Figure 3.15b), les résultats s'améliorent considérablement pour toutes les fréquences sauf les très basses (f<50 Hz). Cependant, les résonances si-

tuées au-dessous 1000 Hz sont sous-estimées d'environ 5 Hz. L'ajout d'un deuxième calibration peut améliorer les résultats. Cependant, l'impédance infinie est à préférer (Figure 3.17) car l'utilisation de l'impédance $\overline{z} = 0$ n'améliore pas les résultats considérablement (Figure 3.16b) et l'utilisation du couple de calibrations $\overline{z} = 0$ et $\overline{z} = \infty$ diminue la précision remarquablement (Figure 3.16a). Par conséquent, parmi les trois impédances non-résonantes, le tube semi-infini est la calibration la plus importante et sa présence est essentielle pour produire les résultats précis pour notre tube étroit.

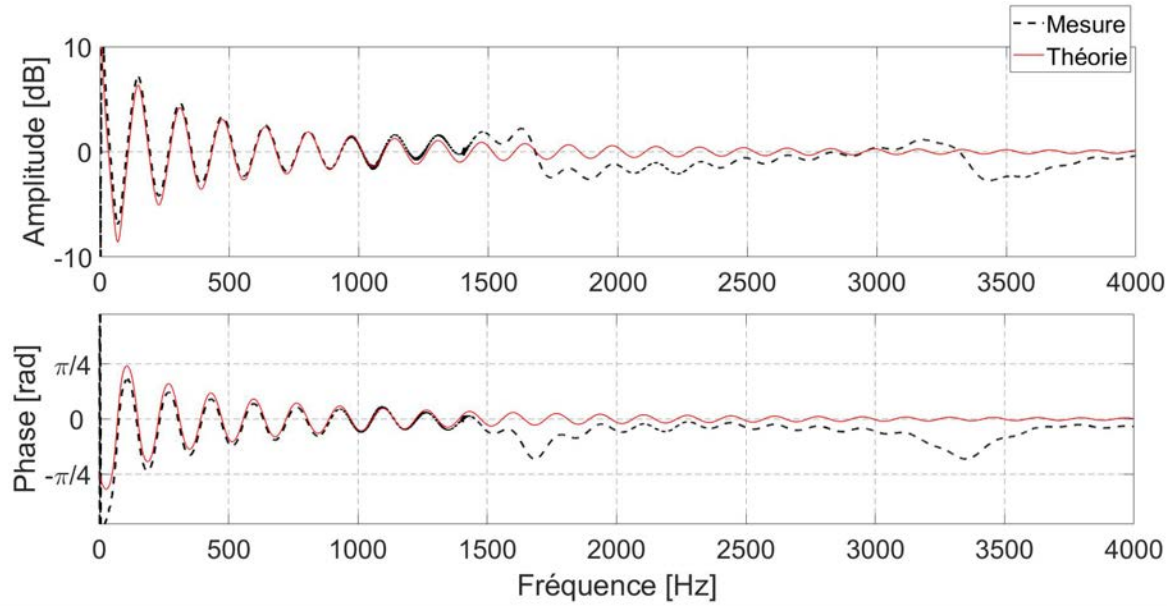


(a) Calibration utilisée -> $\overline{z} = \infty$

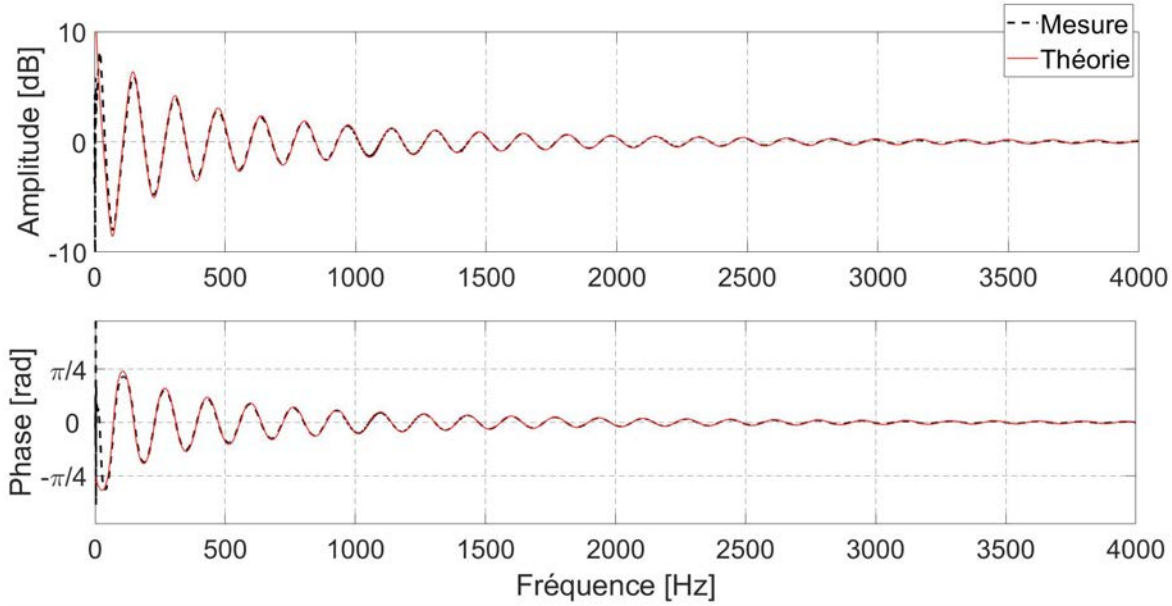


(b) Calibration utilisée -> $\overline{z} = 1$

FIGURE 3.15 : Comparaison de l'impédance mesurée d'un tube fermé de 1 m : -, avec la théorie : - -, en utilisant une seule calibration



(a) Calibrations utilisées -> $\overline{z} = \infty$ et $\overline{z} = 0$



(b) Calibrations utilisées -> $\overline{z} = 1$ et $\overline{z} = 0$

FIGURE 3.16 : Comparaison de l'impédance mesurée d'un tube fermé de 1 m : -, avec la théorie : - -, en utilisant deux calibrations

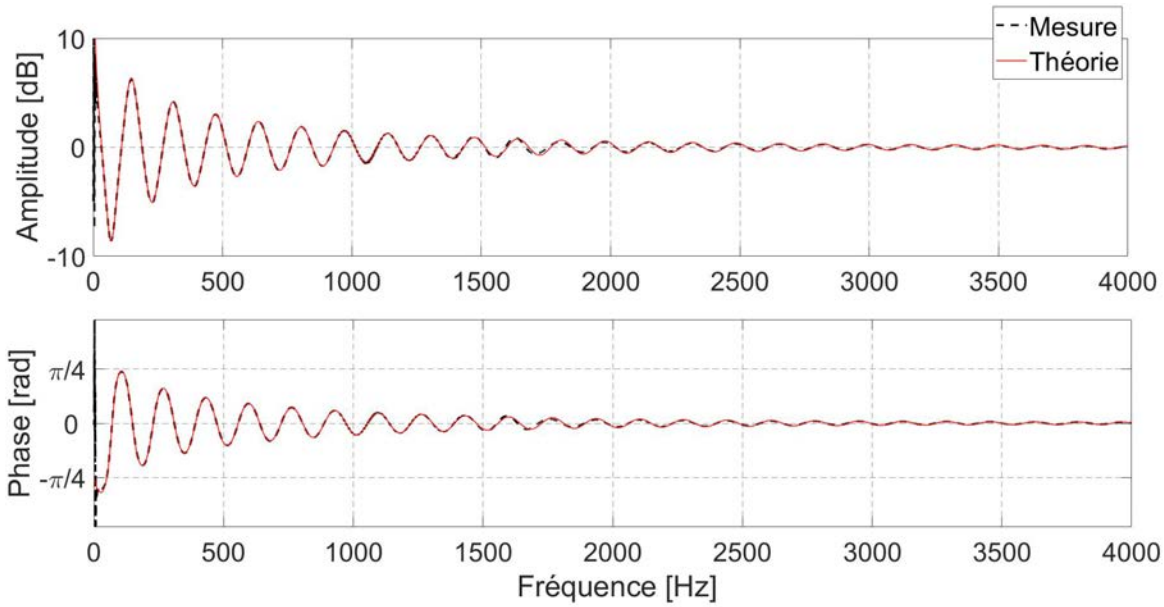


FIGURE 3.17 : Comparaison de l'impédance mesurée d'un tube fermé de 1 m : -, avec la théorie : - -, en utilisant deux calibrations ($\overline{z} = \infty$ et $\overline{z} = 1$)

3.4.3 Amélioration de la calibration

Les résultats numériques du chapitre 2 démontrent la faible amplitude des résonances générées par un profil thermique avec une température maximale de 200°C. Afin que les mesures puissent mettre en évidence ces résonances, il faut minimiser les erreurs. La troisième calibration ($\overline{z} = 1$) est constituée d'un tube de 1 m en acier et un tube flexible de 25 m. La propagation d'onde au plan de connexion de ces derniers n'étant pas idéale, l'impédance de l'ensemble n'est pas exactement égale à l'unité. Vu le faible diamètre du tube, il est possible d'améliorer les résultats en éloignant le plan de connexion pour que la réflexion causée par ce dernier soit plus atténuée. Pour ce faire, la longueur du tube en acier est augmentée à 3 m. En augmentant la distance du plan de connexion du plan de mesure, l'erreur entre la théorie et la mesure di-

minue d'environ 1% à 2% sous 1000 Hz (figure 3.18). Pour cette comparaison, une fois les calibrations terminées, les extrémités des tubes en acier ($L = 1$ m et $L = 3$ m) ont été fermées de manière rigide et les impédances d'entrée mesurées ont été comparées aux valeurs théoriques correspondantes.

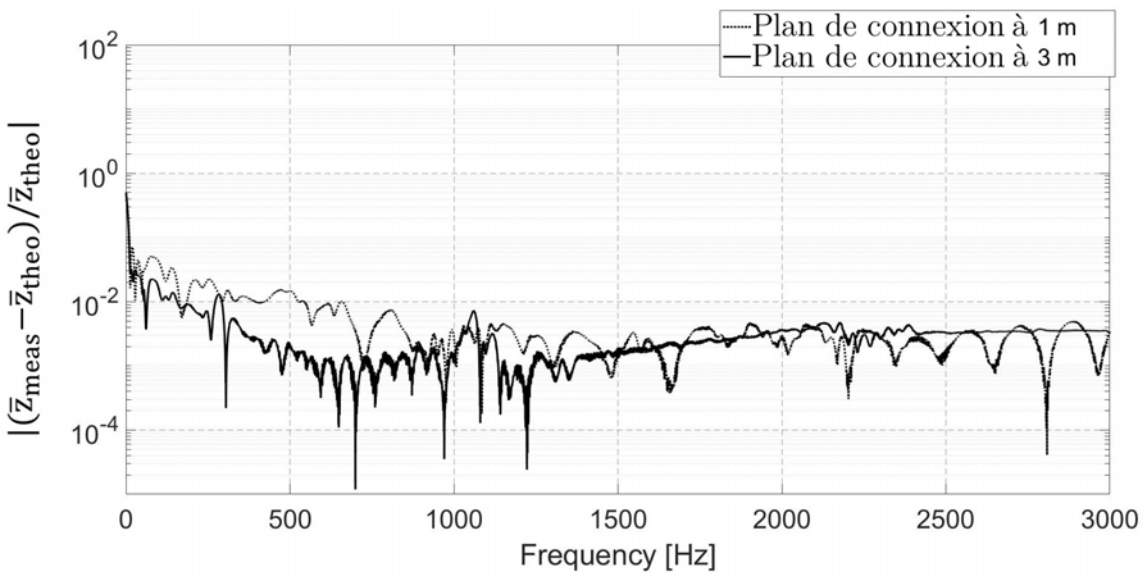


FIGURE 3.18 : Impact de la distance du plan de connexion du plan de mesure sur la précision des résultats

3.5 Mesure de l'impédance d'entrée avec un écoulement laminaire

3.5.1 Calibration

Dans cette section, nous cherchons à mesurer l'impédance d'entrée d'un tube étroit en présence de l'écoulement. L'écoulement est de faible Mach et peut être considéré comme laminaire en raison de la petite section du tube. Rodriguez et

al. [73] ont montré la possibilité de mesurer l'impédance d'entrée en présence d'un écoulement moyen. Le régime d'écoulement dans cette étude était turbulent et les résultats étaient bons en comparaison avec la théorie. Cependant, les cavités de calibration ne tenaient pas compte des effets de l'écoulement.

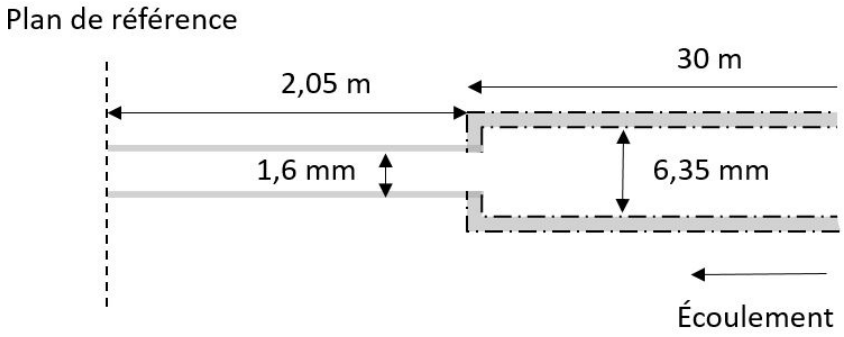


FIGURE 3.19 : Un tube de diamètre 1.6 mm avec une terminaison de saut de section 15.75 situé à 2.05 m

Comme indiqué dans la section précédente, dans notre cas, la précision de la mesure dépend beaucoup du choix de la cavité de calibration et le tube semi-infini est d'une importance primordiale. Dans le cas de notre tube étroit, la mesure de l'impédance a une erreur considérable si le processus de la calibration ne tient pas compte de l'effet d'écoulement.

Pour l'illustrer, un écoulement à faible nombre de Mach (M = 0.03) a été utilisé et l'impédance d'un tube de 1.6 mm de diamètre et d'un saut de section de 15.75 (figure 3.19) situé à 2.05 m a été mesurée. Pour tenir compte de l'effet d'écoulement dans le processus de la calibration, le tube semi-infini ($\bar{z} = 1$) a été utilisé. Les deux autres impédances connues ($\bar{z} = 0$ et $\bar{z} = \infty$) sont les mêmes que pour le cas sans écoulement. Sur la figure 3.20, l'impédance d'entrée est mesurée en utilisant la troisième calibration ($\bar{z} = 1$) avec et sans écoulement. Aux fréquences proches

de 1000 Hz, 2200 Hz et 3400 Hz, les erreurs sont considérables si la calibration est effectuée sans écoulement. La courbe d'impédance est modulée sur une courbe d'erreur. Pour diminuer l'erreur, La calibration doit être effectuée avec la même vitesse d'écoulement que pour la mesure d'impédance. L'écoulement à faible nombre de Mach peut légèrement modifier la propagation d'onde dans la tête de mesure. Ceci peut conduire à une erreur importante pour la mesure d'impédance. La calibration ($\bar{z} = 1$) avec écoulement permet de tenir compte de la modification de la propagation d'onde par l'écoulement.

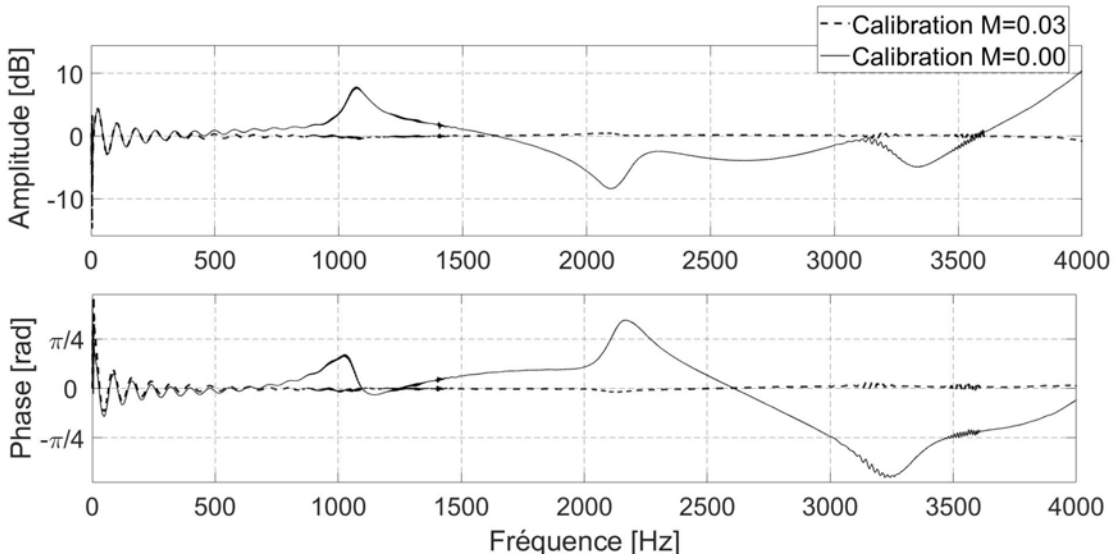


FIGURE 3.20 : Mesure de l'impédance d'entrée d'un tube de diamètre 1.6 mm avec une terminaison de saut de section 15.75 situé à 2.05 m et un écoulement moyen de M=0.03

Dans le domaine temporel, cette erreur est perçue comme les fluctuations se produisant à des positions plus proches que le saut de section du plan de référence. L'amplitude des réflexions observées dans la fonction de réflexion de la courbe erronée est même supérieure à celle du saut de section situé à 2.05 m (figure 3.21). Cependent,

dans les deux cas, la réflexion liée au saut de section se trouve à 0.0131 s. L'utilisation de la bonne calibration permet de réduire considérablement cette erreur.

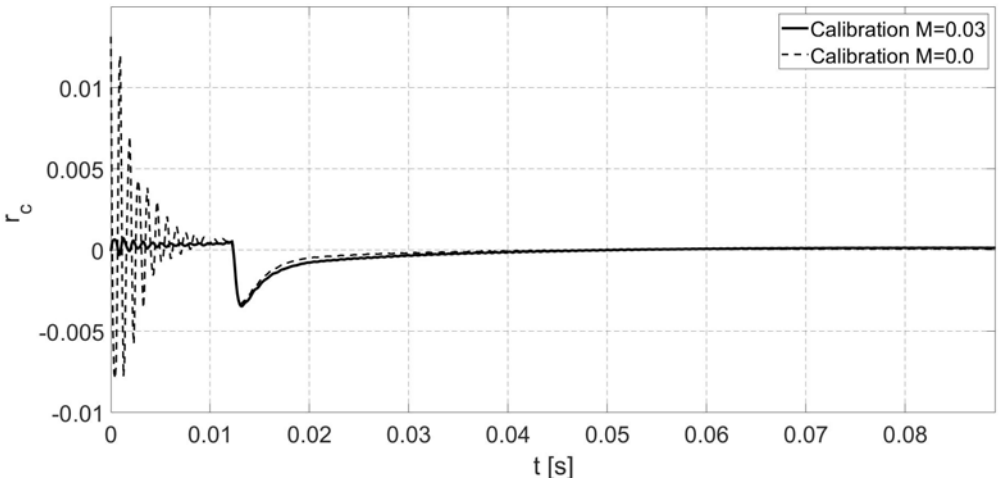


FIGURE 3.21 : Fonction de refléxion d'un tube de diamètre 1.6 mm avec une terminaison de saut de section 15.75 situé à 2.05 m et un écoulement moyen de M=0.03

3.5.2 Mesure

Pour illustrer l'effet de l'écoulement à faible nombre de Mach, deux vitesses d'écoulement ont été utilisées (M = 0.015 et M = 0.03) et l'impédance d'un tube de 1.6 mm de diamètre et d'un saut de section de 15.75 (figure 3.19) situé à 2.05 m a été mesurée.

Après la calibration, l'impédance d'entrée normalisée du tube est mesurée avec l'écoulement moyen. Selon la figure 3.22, l'effet de l'écoulement est généralement très faible compte tenu des faibles nombres de Mach utilisés. Cependant, son effet est plus visible pour les basses fréquences. Les résonances sont plus atténuées aux basses fré-

quences (inférieures à 200 Hz) que les hautes. De plus la réduction de la fréquence de résonance est très faible.

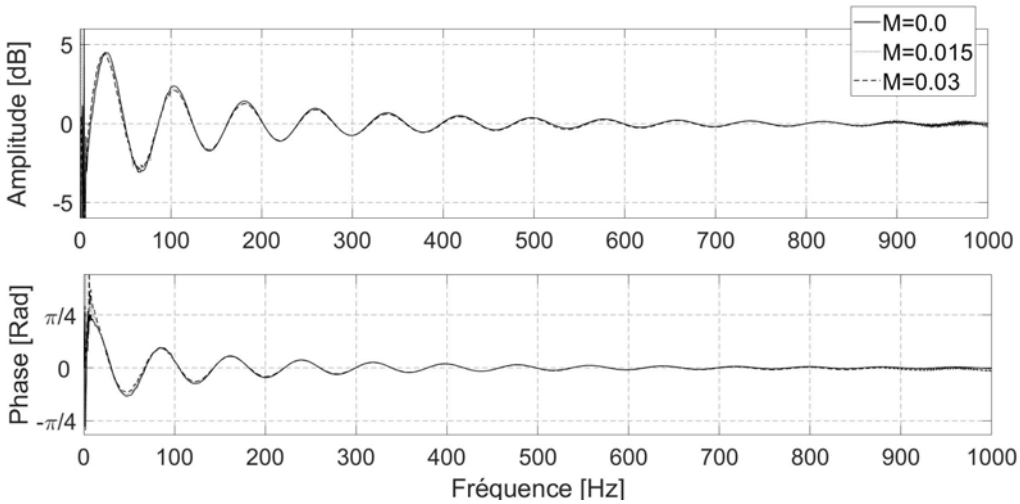


FIGURE 3.22 : Mesure de l'impédance d'entrée d'un tube de diamètre 1.6 mm avec une terminaison de saut de section 15.75 situé à 2.05 m avec écoulement

3.6 Conclusion

Ce chapitre présente le processus de la calibration de la mesure d'impédance d'entrée pour un tube étroit de diamètre 1.6 mm avec la méthode TMTC. Ceci montre l'importance du tube semi-infini pour la précision de la mesure. Les mesures de l'impédance d'entrée d'un tube fermé montrent un bon accord avec la théorie si un tube semi-infini est utilisé pour la calibration. Ensuite, le banc d'essai a été utilisé pour mesurer l'impédance d'entrée en présence d'un écoulement moyen. Pour réduire considérablement les erreurs de mesure, la calibration (tube semi-infini) doit se faire avec la même vitesse d'écoulement que la mesure. L'impédance d'entrée d'un tube

avec un saut de section situé à 2.05 m avec un écoulement moyen faible a été mesurée et les résultats montrent un effet négligeable pour $M = 0.03$.

4 Mesure de l'impact d'un créneau de température sur la propagation d'onde

4.1 Résumé

Ce chapitre présente les résultats de la mesure de l'impédance d'un créneau de température. Pour ce faire, le banc d'essai développé au chapitre précédent est utilisé. Pour isoler les résonances du créneau de température, la mesure d'impédance est effectuée sur un tube semi-infini ($\bar{z} = 1$). Quatre profils thermiques différents sont utilisés. Les résultats sont également comparés aux simulations. De plus, un écoulement à faible nombre de Mach est imposé sur un créneau de température et son impact sur l'impédance d'entrée (amplitude est présentée en dB ($20\log_{10}(Z/Z_c)$)) est démontré.

4.2 Génération d'un créneau de température longitudinal sur un tube étroit

La température de l'air issu du compresseur à l'entrée du WCAC peut monter jusqu'à 200°C à 3500 tr/min. Le refroidissement par le WCAC permet de diminuer la température brusquement et de générer un fort gradient thermique d'environ 20 à 30°C/cm. La forme générale des profils thermiques dans nos mesures est conditionnée par nos choix du système de chauffage. Dans un moteur, la présence de compresseur et son effet sur l'acoustique et les variations de pression et de température rendent

très difficile l'isolement des résonances du gradient thermique. De plus, la pente du profil thermique en aval de la WCAC nous intèresse plus que celle en amont. Par conséquent, un profil thermique avec une seule pente serait idéal. Cependant, cela n'était pas réalisable dans la pratique, car un très grand appareil de chauffage (d'une longueur supérieure à 3 m) serait nécessaire. Par conséquent, les profils thermiques que nous avons utilisés ont deux pentes dont leur distance dépend des dimensions de l'appareil de chauffage. Ce n'est donc pas totalement représentatif de la situation du moteur. Mais cela nous évite de nous poser les questions de l'impédance du système de compresseur et nous permet d'isoler les resonances provoquées par le changement de la température. Les 4 profils thermiques utilisés ici ont des températures maximales allant jusqu'à 300°C et des pentes allant jusqu'à 27°C/cm. Pour créer un créneau de température (figure 4.1), une source de chaleur contrôlée par un régulateur PID (Proportional–Integral–Derivative controller) est utilisée (Binder ED 23). Plusieurs briques sont utilisés dans l'étuve pour améliorer la stabilisation de la température (figure 4.2). Un tube en acier inoxydable traverse la source chaude et est refroidi aux côtés externes en passant à travers un récipient rempli d'eau dans lequel sont utilisés des éléments à effet Peltier. Le petit diamètre du tube aide à produire une température uniforme sur sa section transversale. Il faut veiller également à ce que la température de l'air à l'intérieur de la tête de mesure soit identique à celle pendant le processus de la calibration. Afin de mesurer le profil de la température, un thermocouple de type T avec un diamètre de 0.5 mm a été inséré progressivement dans le tube pour mesurer la température tous les 2 cm. Nous avons centré le thermocouple dans le tube en ajoutant une petite quantité de soudure autour du thermocouple et près de sa tête. Ceci nous permet de mesurer la température au centre du tube. Ceci est fait après la mesure d'impédance et le champ de température mesuré est utilisé comme conditions aux limites pour la partie corrélation calcul/essais.

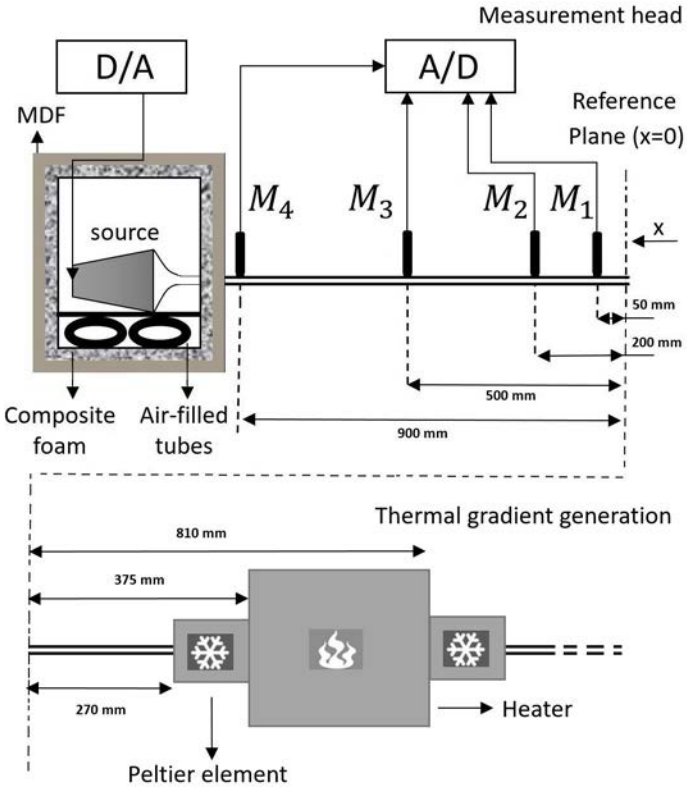


FIGURE 4.1 : Dispositif expérimental pour la génération du créneau de température

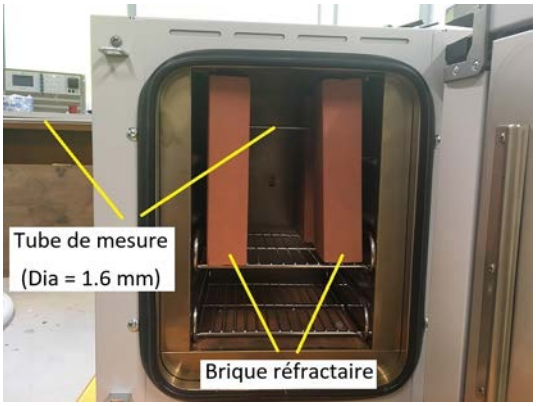


FIGURE 4.2 : Source chaude (Binder ED 23) avec les briques réfractaires

4.3 Mesure de l'impédance d'entrée d'un créneau de température sur un tube étroit

Nous avons considéré 4 profils thermiques différents imposés sur un tube étroit de diamètre 1.6 mm. Le tube est acoustiquement semi-infini. Ceci nous permet d'isoler les résonances générées par le changement de la température. Afin de limiter les erreurs, la calibration pour $\overline{z} = 1$ est faite avec un tube tube de 3 m en acier connecté à un tube flexible de 25 m. Après la fin de la procédure de la calibration, ce dernier n'est pas démonté de la tête de mesure et le profil thermique est imposé sur le tube en acier. Ceci permet de minimiser les erreurs liées au montage du tube au plan de mesure.

4.3.1 Résultats

Les créneau A, B et C diffèrent par la température maximale et la pente, tandis que les profils A et D diffèrent principalement par la première pente (figure 4.3). La première pente du profil A est supérieure à celle du profil D. Comme la température ne varie pas linéairement avec la distance, la pente à $x = 40$ cm est utilisée comme mesure de comparaison des pentes des créneau. À ce point, la courbe est plus proche d'une courbe linéaire et les pentes des profils A et D sont respectivement de 22 °C/cm et de 27 °C/cm (ces valeurs pour les profils B et C sont de 15 °C/cm et de 10 °C/cm). La variation de la température de l'air modifie l'impédance caractéristique du milieu. Ceci conduit à des réflexions d'onde et par conséquent à des résonances dans le tube. La valeur de l'impédance caractéristique sans perte de l'air à 100°C, 200°C et 300°C est respectivement 366.4, 323.7 et 293.9 Pa.s/m. L'impédance caractéristique sans perte de l'air à la température ambiante est 1.4 fois cette valeur à

300°C.

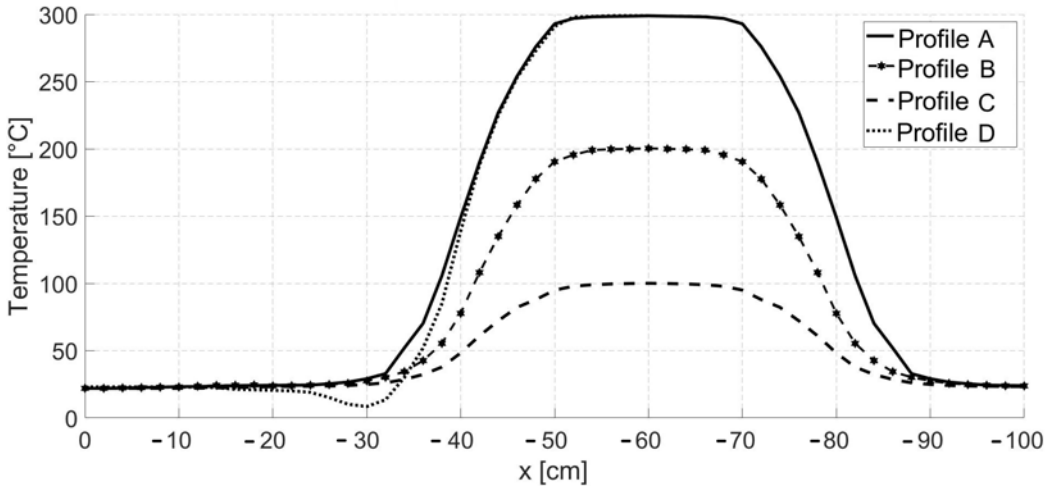
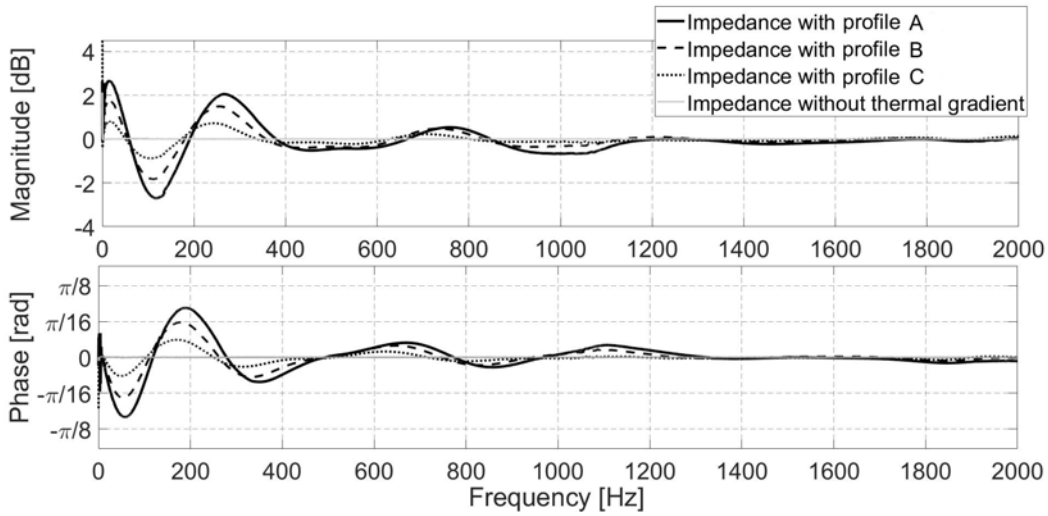


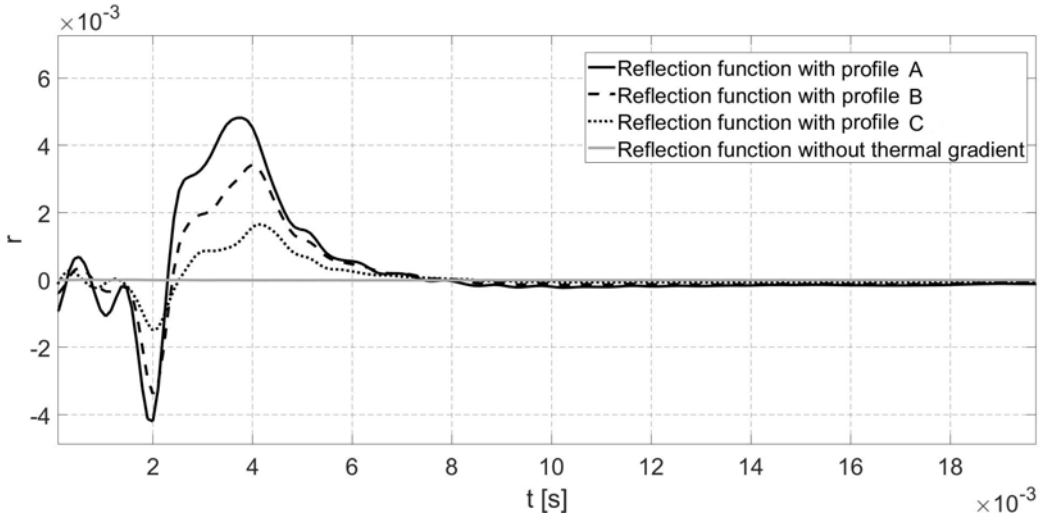
FIGURE 4.3 : Profils thermiques en fonction de la distance du plan de mesure

Chaque créneau de température a une pente positive et une pente négative. Par conséquent, la mesure d'impédance d'entrée résultante contient de l'information sur deux réflexions. Lorsque la température augmente, deux phénomènes deviennent visibles (figure 4.4a). Tout d'abord, les résonances apparaissent avec des amplitudes augmentant avec la température en raison de la diminution de l'impédance caractéristique de l'air. Deuxièmement, les fréquences de résonance augmentent en raison de l'augmentation de la célérité du son. L'analyse est présentée jusqu'à 2 kHz comme dans notre cas, les résonances aux fréquences plus élevées sont négligeables. La première résonance se produit à une fréquence d'environ 260 Hz (251 Hz pour gradient C, 263 Hz pour gradient B et 278.5 Hz pour profil A). À la première résonance, l'amplitude de l'impédance générée par le profil thermique A est supérieure de 1.76 dB à celle générée par le profil thermique C. L'amplitude de l'impédance diminue considérablement pour les fréquences supérieures à 400 Hz. Par exemple, dans le cas

du profil thermique A, elle diminue de 1.94 dB à la seconde résonance (773 Hz).



(a) Impédance normalisée d'entrée d'un tube de diamètre 1.6 mm avec un créneau de température



(b) Fonction de réflexion d'un tube de diamètre 1.6 mm avec un créneau de température

FIGURE 4.4 : Profil A : -, Profil B : -.-, Profil C : ..., Sans gradient thermique : -.

Dans le domaine temporel, les profil thermiques provoquent deux impulsions ma-

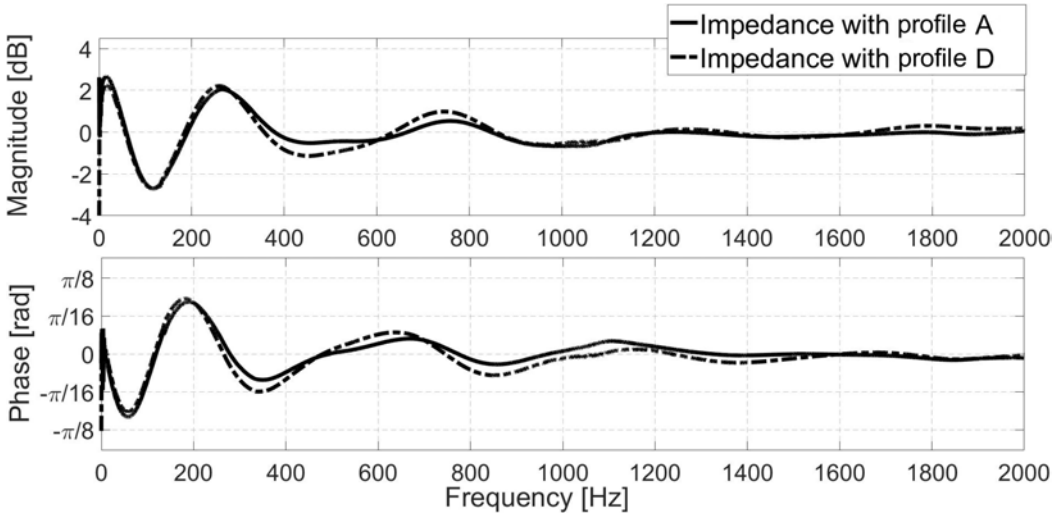
jeures (figure 4.4b). L'impulsion négative à 2 ms est due à l'augmentation de la température (diminution de l'impédance caractéristique de l'air) et le positif à une diminution de la température de l'air. Les impulsions augmente avec la température. L'impulsion négative pour le profil A est 2.8 fois supérieure à celle du profil C. Cette valeur pour l'impulsion positive est de 2.9.

Un autre paramètre qui influe sur l'impédance d'entrée est la pente du profil thermique. L'augmentation de la pente modifie l'impédance d'entrée principalement aux fréquences supérieures à 300 Hz. Elle augmente l'amplitude de l'impédance pour la seconde résonance de 0.5 dB (figure 4.5a). L'amplitude de l'impulsion négative dans la fonction de réflexion (figure 4.5b) à 2 ms est augmentée avec l'augmentation de la pente.

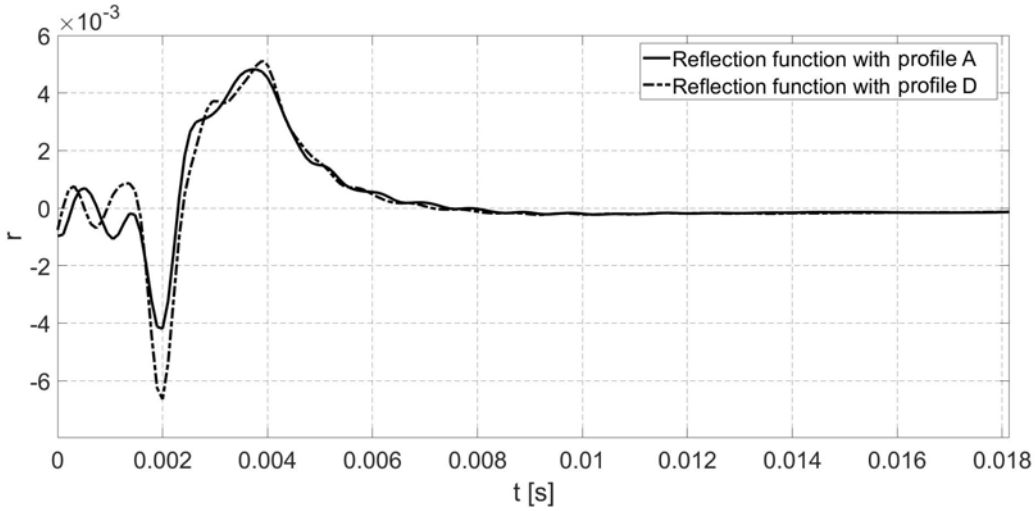
Pour mesurer l'impact du changement de température sur les résonances causées par la géométrie de la ligne de transmission, on compare l'impédance d'entrée mesurée d'un tube de 3 m fermé avec et sans profil thermique A à celle d'un tube semi-infini avec le profil A sur la figure 4.6. Afin de mieux voir les détails, les résultats sont présentés jusqu'à 1 kHz. Aux fréquences plus élevées, les résonances engendrées par l'extrémité fermée du tube de 3 m sont négligeables. La courbe d'impédance normalisée d'un tube à extrémité fermée avec profil thermique est proche d'une courbe résultante de la multiplication des impédances du tube à extrémité fermée de 3 m sans gradient thermique et un tube semi-infini avec le même profil thermique. Sur cette courbe, les deux phénomènes (résonances dues au profil thermique et à l'extrémité fermée à 3 m) peuvent être distingués séparément, ce qui est dû au fait que la longueur de la section chauffée ($\sim$0.6 m) est petite comparée à celle de la conduite (3 m).

Les résultats démontrent qu'il est possible de négliger l'effet du gradient thermique dans un ACAC. Avec des gradients de l'ordre de 4°C/cm, ils induisent une réflexion

d'onde néagligeable par rapport à un WCAC.



(a) Impédance normalisée d'entrée d'un tube de diamètre 1.6 mm avec un créneau de température



(b) Fonction de réflexion d'un tube de diamètre 1.6 mm avec un créneau de température

FIGURE 4.5 : Profil A : - et Profil D : -.- .

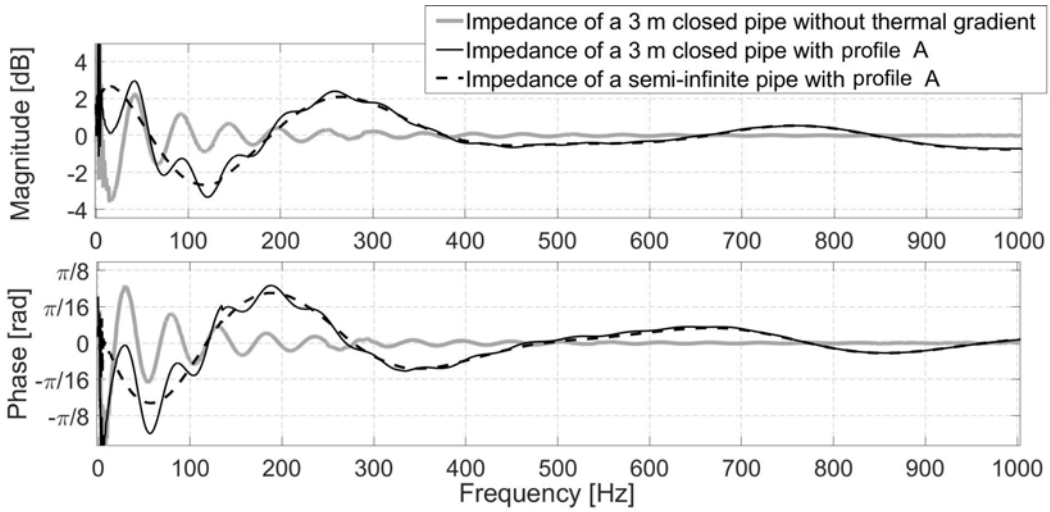


FIGURE 4.6 : Impact d'un créneau de température sur l'impédance normalisée d'entrée d'un tube fermé d'une longueur de 3 m. l'impédance normalisée du profil A : ..., l'impédance normalisée du tube fermé avec profil A : -, et sans gradient thermique : -.- .

4.3.2 Corrélation Calcul ACTRAN/essais

Pour faire cette corrélation, les températures mesurées à l'aide du thermocouple ont été utilisées pour produire le champ de température de calculs ACTRAN. Ceci, ainsi que d'autres propriétés qui varient avec la température (conductivité thermique, densité, viscosité, capacité thermique isobare et isochore), ont été interpolés sur le maillage élément fini. Les résultats numériques sont en accord acceptable avec la mesure du profil A (figure 4.7). On peut noter le bon accord des amplitudes des résonances produites. Cependant, la seconde résonance est en meilleur accord que la première. La divergence entre les deux semble principalement due à des erreurs de mesure de la température. Lors de l'insertion du thermocouple dans le tube, une petite erreur de positionnement du thermocouple peut entraîner des erreurs non négligeables, en particulier dans la partie du profil thermique avec la forte pente où

un millimètre d'erreur du positionnement peut entraîner de 2 $°C$ à 3 $°C$ d'erreur de mesure de la température. Par ailleurs, dans les simulations d'ACTRAN, les phénomènes thermoacoustiques ne sont pas pris en compte et le profil thermique est considéré comme non modifiable par l'onde acoustique. Une autre source d'erreur peut être la modification de la section transversale du tube due au changement de température. Cependant, son impact sur les résultats est très faible car la section d'un tube en acier inoxydable augmente d'environ 0,5% à 300°C par rapport à sa section à la température ambiante.

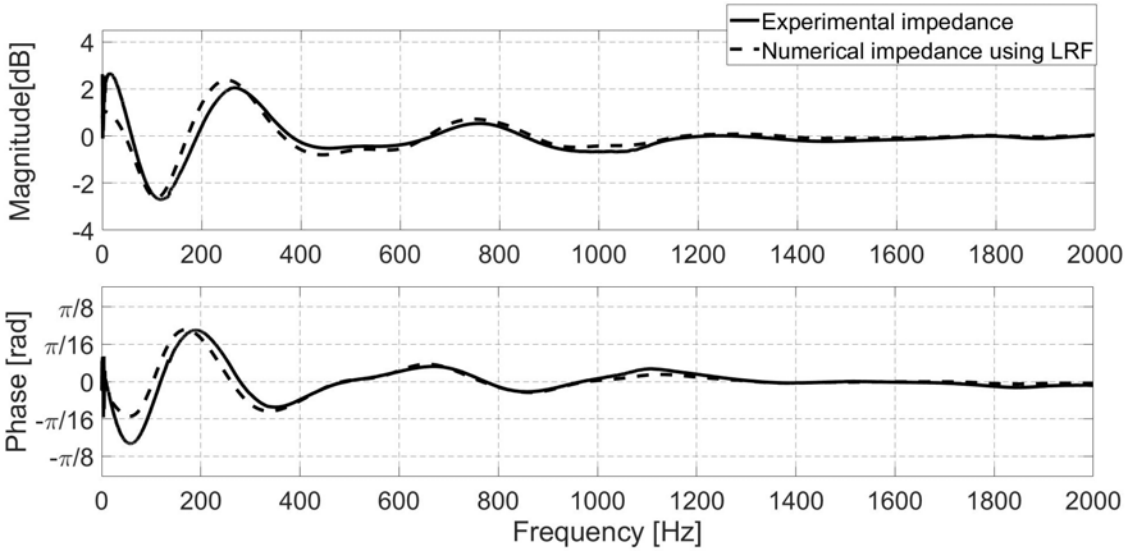


FIGURE 4.7 : Comparaison de la mesure de l'impédance normalisée d'entrée du profil thermique A : - avec les résultats numériques sous ACTRAN : - - .

4.4 Impédance d'entrée d'un créneau de température sur un tube étroit portant un écoulement laminaire

Dans cette section, nous avons cherché à mesurer l'impédance d'entrée normalisée d'un tube semi-infini avec un créneau de température et un écoulement moyen (figure 4.8). Le sens de l'écoulement moyen est vers la source sonore de même que dans un moteur thermique où l'écoulement entre dans les cylindres (source d'excitation). L'ajout de l'écoulement moyen dans la conduite modifie le champ de température. Ceci, modifie l'impédance d'entrée. La convection thermique forcée provoquée par l'écoulement moyen pourrait augmenter la température à l'intérieur de la tête de mesure. Pour contrôler la température, le tube passe dans un réservoir d'eau refroidie utilisant des éléments à effet Peltier. Les caractéristiques du système de refroidissement et la distance entre le système de chauffage et la tête de mesure sont choisies pour maintenir la bonne température à l'intérieur de la tête. De même que dans la section précédente, un thermocouple est inséré progressivement dans le tube pour mesurer le champ de la température. Cependant, pour ne pas bloquer l'écoulement, le mécanisme de la centralisation du thermocouple n'est pas utilisé pour ces mesures. Par conséquent, la température mesurée est celle de la paroi interne.

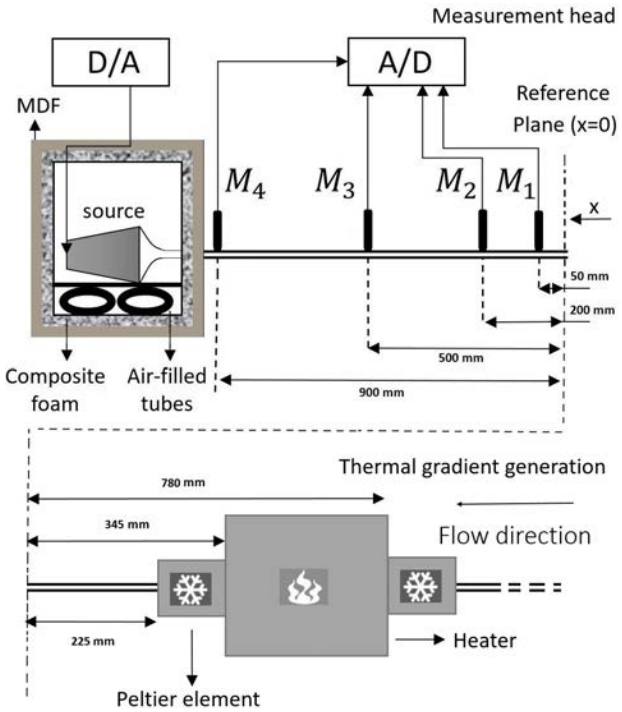


FIGURE 4.8 : Dispositif expérimental avec écoulement

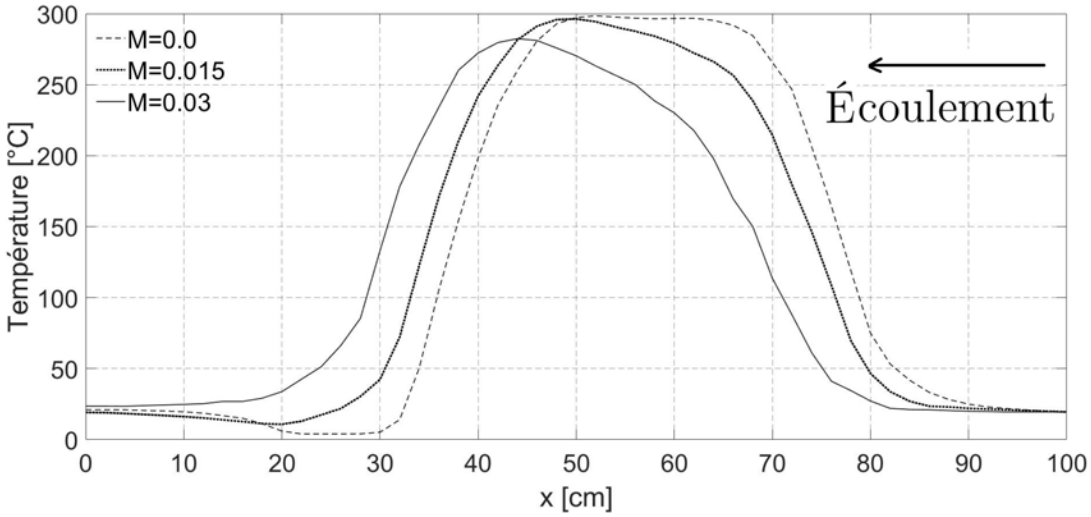


FIGURE 4.9 : Créneau de température sous l'effet de l'écoulement moyen

4.4.1 Résultats

Les profils de la température sont présentés dans la figure 4.9. Lorsque l'écoulement moyen augmente, comme attendu, le profil thermique se rapproche du plan de référence (figure 4.10). Cela augmente les fréquences de résonance. Pour le cas sans écoulement moyen, la première fréquence de résonance est à 250 Hz. Pour M = 0.015 et M = 0.03, cette fréquence de résonance augmente jusqu'à 279 Hz et 301 Hz. En outre, l'écoulement moyen (M = 0.03) réduit la température maximale et la pente du profil, ce qui entraîne une réduction des amplitudes de résonance. L'amplitude de la première résonance pour le cas avec un écoulement moyen de M = 0.03 est inférieure de 0.3 dB au cas sans écoulement.

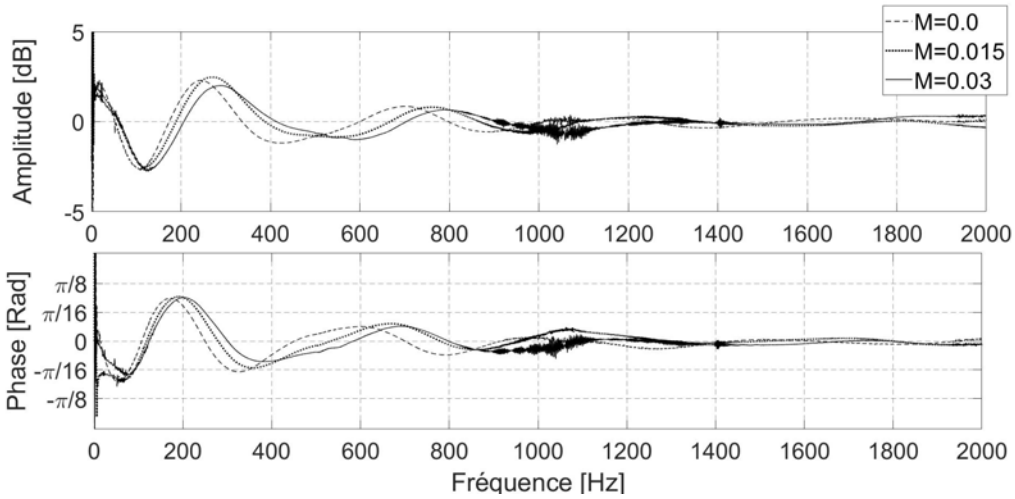


FIGURE 4.10 : Impact de l'écoulement sur l'impédance d'entrée normalisée d'un créneau de température

L'écoulement moyen modifie la fonction de réflexion (figure 4.11) de manière à ce que les impulsions se rapprochent du plan de référence. La première impulsion négative se produit à 2.1 ms pour le cas de M = 0, 1.9 ms pour M = 0.015 et 1.8 ms pour M = 0.03. En raison de la réduction de la température maximale et de sa

pente pour M = 0.03, ses impulsions sont réduites.

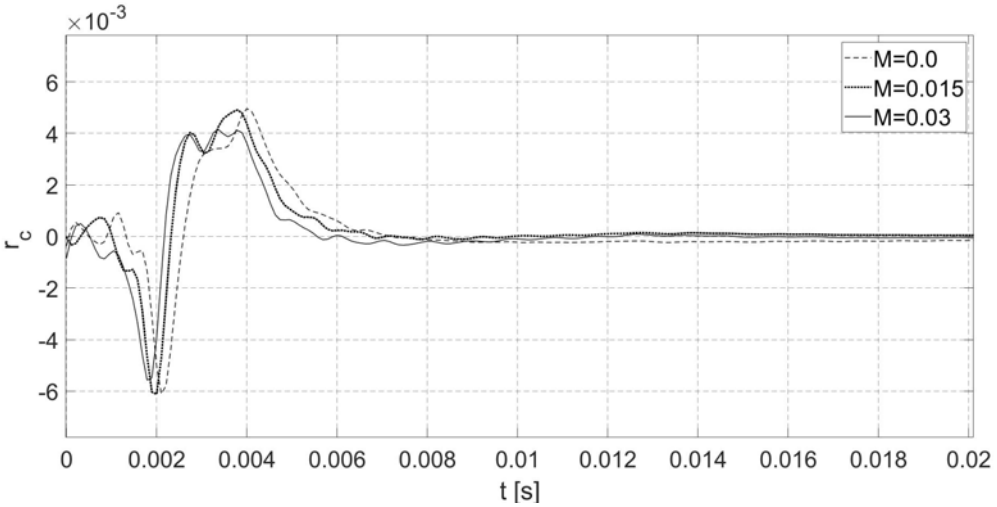


FIGURE 4.11 : Impact de l'écoulement sur la fonction de réflexion d'un créneau de température (mesures)

4.4.2 Corrélation Calcul ACTRAN/essais

la corrélation numérique qui se base sur les champs de température mesurées montrent l'effet similaire de l'écoulement moyen sur l'impédance du créneau de température (figure 4.12). À mesure que l'écoulement moyen augmente, le profil thermique se rapproche du plan de mesure et les fréquences de résonance augmentent. L'amplitude de la première résonance pour le cas avec un écoulement moyen de M = 0.03 est inférieure de 0.6 dB au cas sans écoulement. Les résultats numériques sont comparés aux mesures effectuées dans les cas M = 0, M = 0.015 et M = 0.03 dans les figures 4.12 et 4.13. Dans tous les cas, les résultats numériques sous-estiment les fréquences de résonance mais sont corrects en amplitudes. La mesure de la température par l'insertion du thermocouple miniature provoque deux sources d'erreur

pour les calculs numériques. Tout d'abord, le thermocouple mesure la température de la paroi intérieure. En présence d'écoulement, le champ de température n'est pas uniforme sur la section transversale. Deuxièmement, l'insertion du thermocouple modifie le champ d'écoulement et la convection thermique et peut modifier le champ de la température.

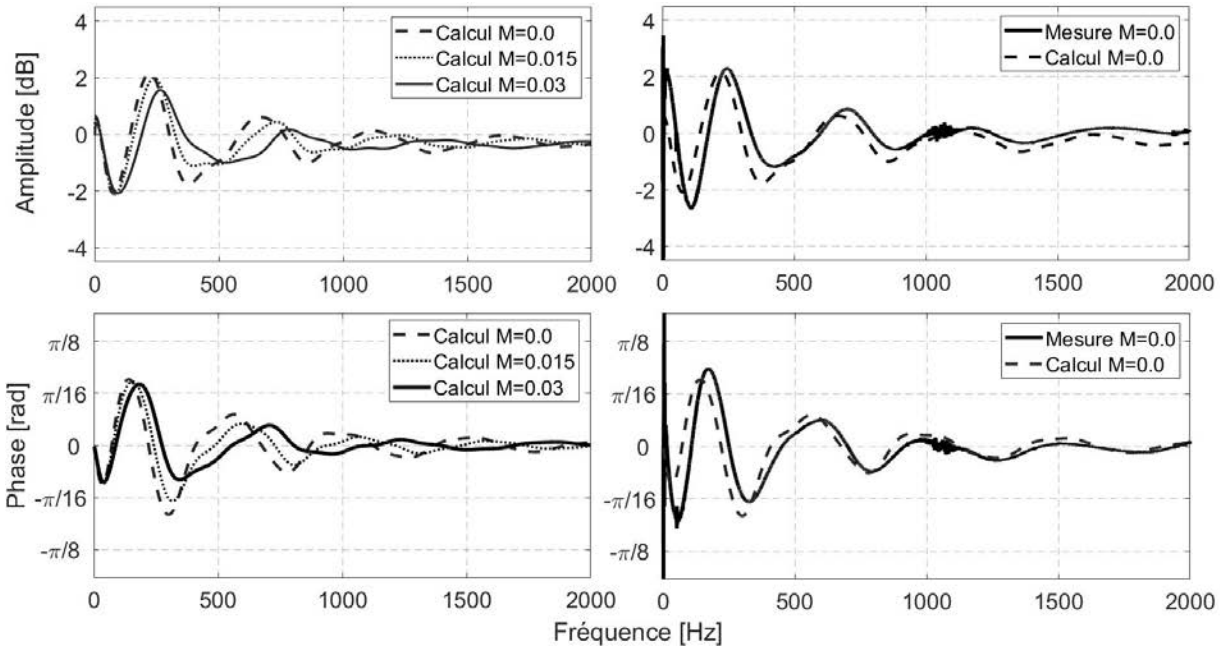


FIGURE 4.12 : Impact de l'écoulement sur l'impédance normalisée d'entrée d'un tube semi-infini avec un créneau de température. Gauche : calcul sous ACTRAN (M=0.0, M=0.015 et M=0.03), droite : comparaison calcul/mesure (M=0.0)

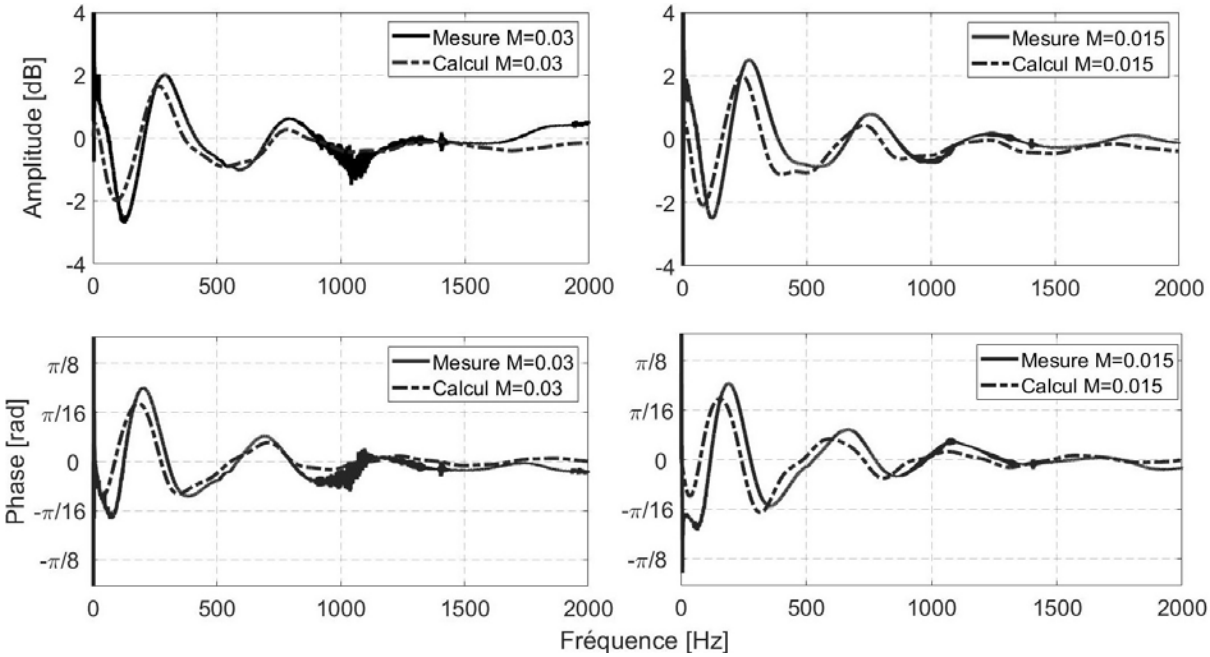


FIGURE 4.13 : Impact de l'écoulement sur l'impédance normalisée d'entrée d'un tube semi-infini avec un créneau de température. Comparaison calcul/mesure (M=0.03 et M=0.015)

Les résultats précédents associent l'effet d'écoulement moyen et la modification de la forme du créneau de température. Cependant, l'effet de l'écoulement à faible nombre de Mach étudié n'est pas considérable. Sur la figure 4.14, l'impédance du cas M = 0.03 est comparée au même créneau de température sans écoulement moyen. Selon ces résultats numériques, l'amplitude de la première résonance n'est réduite que de 2%.

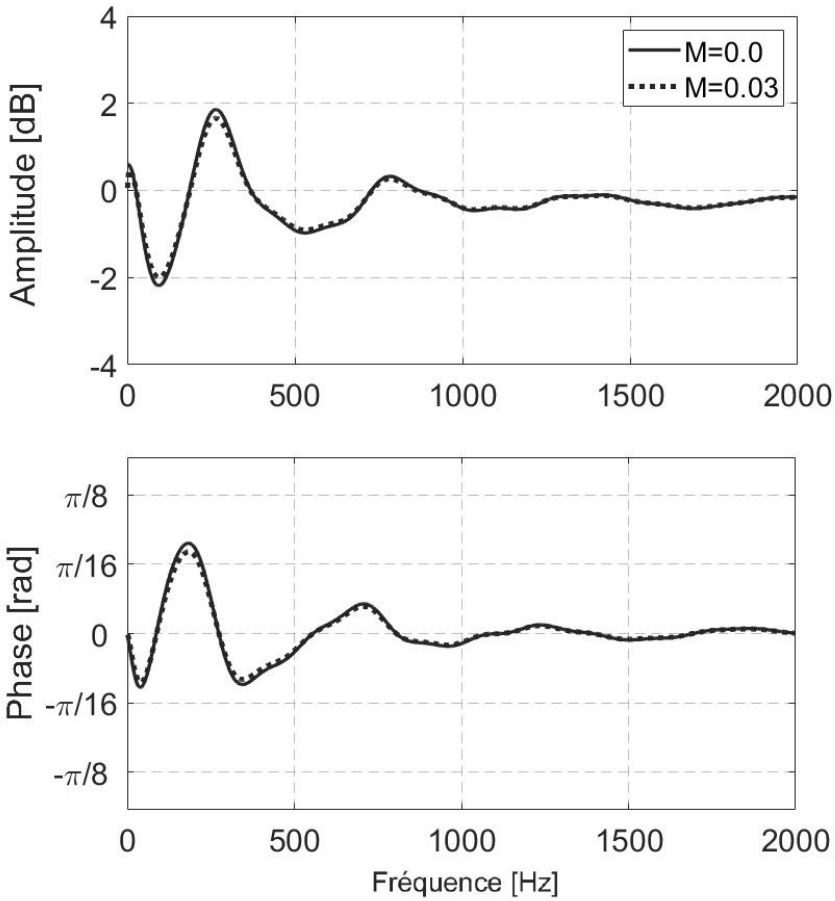


FIGURE 4.14 : Impédance normalisée d'entrée du profil thermique du cas M=0.03, avec et sans écoulement

4.5 Conclusion

Dans cette section, l'impédance d'entrée de plusieurs créneaux de température a été mesurée sur un tube étroit. Le changement de la température peut être considéré comme un changement de la section du tube. Une augmentation de la température ressemble à une contraction de la section du tube et sa diminuation, à une élargissement du diamètre. Cela conduit à des résonances dans le tube, qui dépendent de la forme du créneau de température ainsi que de son intensité. L'ajout d'écoulement à faible nombre de Mach modifie la forme du profil de température ce qui a un impact sur l'impédance. La corrélation calcul ACTRAN/essais est bonne. Les écarts relevés semblent venir plus de l'imprécision de la température que de la méthode de calcul.

Conclusion générale et perspectives

Dans le contexte de l'acoustique dans les moteurs à combustion interne, nous avons étudié l'impédance d'entrée d'un tube étroit avec un profil thermique non-homogène avec les pentes importantes. La principale application de ce projet est l'analyse de la résonance d'éléments de moteur portant de forts gradients thermiques, tels que les refroidisseurs d'air de suralimentation refroidis par eau (WCAC). Cependant, une autre application peut être dans les instruments de musique, où les gradients thermiques pourraient influencer leurs caractéristiques acoustiques.

Pour isoler les résonances causées par le changement de température, nous avons effectué l'analyse sur un tube étroit de même diamètre que les canaux étroits d'un WCAC. Dans la première partie de notre analyse, l'impédance d'un créneau de température a été calculée numériquement sous ACTRAN et analytiquement à l'aide de la matrice de transfert. Nous pouvons considérer un changement de température comparable à une modification de la section du tube. Cependant, la différence est le changement de la fréquence de résonance et la modification de la constante de propagation due au changement de température.

Cette étude ne tient pas compte de l'interaction couplée entre l'acoustique et le transfert de chaleur. Le profil thermique est considéré comme non modifiable par la propagation d'onde. Par conséquent, le changement de température est considéré uniquement comme un changement de l'impédance caractéristique de l'air. Les résultats du calcul numérique mettent en évidence les résonances de faible amplitude causées par les créneaux de température. Selon certaines études comme celle réalisée par Peat [31], la présence d'un créneau de température influe sur l'atténuation des ondes dans les tubes capillaires pour laquelle nous n'avons trouvé aucun résultat expérimental. Pour ce faire, une mesure de perte par transmission peut être effectuée

sachant qu'il est relativement facile de disposer d'une terminaison anéchoïque sur les conduites étroites.

Sachant que les résonances des créneaux de température qui nous concernent sont faibles, nous avons mis en place un banc d'essai précis de mesure d'impédance basé sur la méthode TMTC.

La reproductibilté du montage des cavités sur le dispositif est faible. Le montage peut augmenter les erreurs jusqu'à 10% et les mesures sont sensibles à la connexion de la cavité de mesure au dispositif au niveau de plan de mesure. Pendant les mesures, nous avons constaté une importance remarquable de la calibration avec un tube semi-infini. Malgré la modification des coefficients de calibration par rapport à la théorie à cause de la présence des capteurs, une seule calibration à l'aide d'un tube semi-infini permet les mesures avec une précision acceptable sur toute la plage de fréquence.

Dans la mesure d'impédance avec la méthode TMTC, la position du premier microphone est importante et il doit être placé aussi près que possible du plan de mesure. Pour nos mesures, en raison du faible rapport signal sur bruit de la fonction de transfert, le premier microphone est placé relativement loin du plan de mesure. Cependant, les résultats sur un tube fermé sont en bon accord avec la théorie aux fréquences proches de celle où le capteur se trouve au quart de la longueur d'onde du plan de mesure. Une analyse expérimentale sur l'impact du diamètre du banc d'essai sur ce type d'erreur peut faire l'objet d'une étude ultérieure.

La mesure d'impédance en présence d'écoulement nécessite une calibration avec la même vitesse. Cependant, nous n'avons mesuré l'impédance qu'avec très faibles vitesses d'écoulement. Une étude expérimentale de l'impédance des tubes capillaires avec un écoulement fort est manquante dans la littérature. Une problèmatique majeure d'une telle mesure est l'atténuation acoustique considérable dans les tubes

étroits et le faible SNR en présence d'un écoulement haute vitesse.
Le banc d'essai calibré a été utilisé pour effectuer des mesures sur un tube étroit avec des créneaux de température. Ces mesures ont été effectuées avec et sans écoulement moyen. Nous avons cherché à nous approcher aux conditions thermiques et aux vitesses d'écoulement moyen qui sont généralement rencontrées dans un WCAC. Les résultats montrent les résonances causées par les créneaux de température. Leurs amplitudes augmentent à mesure que le gradient thermique devient plus fort. Une augmentation de la température ressemble à une expansion de section et produit une impulsion négative dans la fonction de réflexion. Les résonances causées par les profils thermiques d'un ACAC sont négligeables par rapport à celles générées dans un WCAC. La présence d'un écoulement moyen peut modifier la forme du profil thermique, ce qui entraîne une modification de la fréquence et de l'amplitude des résonances causées par le créneau de température.
Ensuite, les mesures sont comparées au calcul numérique sous ACTRAN et un bon accord est observé. Par conséquent, ACTRAN peut être utilisé dans la prochaine étape de l'analyse de l'impact du gradient thermique d'un WCAC.
Connaissant l'importance globale des réflexions provoquées par le changement de température, il serait intéressant de réaliser des analyses numériques et expérimentales sur les géométries plus résonantes et même sur une ligne d'admission munie d'un WCAC.

Références

[1] M. Pascal, M. Corso, S. Medina, V. Wagner, S. Goria, Impacts de l'exposition chronique aux particules fines sur la mortalité en France continentale et analyse des gains en santé de plusieurs scénarios de réduction de la pollution atmosphérique, *Santé publique France*, 1958-9719, 2016.

[2] Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat. Changements climatiques 2014 - Rapport de synthèse, Thème 1 : Les changements observés et leurs causes, Genève, Suisse, 2014.

[3] S. Mandard, C. Ducourtieux, Emissions de CO2 des voitures : l'Allemagne freine les ambitions de l'Europe, *Le monde*, 10 octobre 2018.

[4] L. H. Weeks, Automobile biographies : An account of the lives and the work of those who have been identified with the invention and development of self-propelled vehicles on the common road, *Monograph Press*, 1904.

[5] H. Lakhlani, J. Barman, K. Rajput, A. Goswami, Experimental study of EGR mixture design and its influence on EGR distribution across the cylinder for NOx-PM tradeoff, *SAE Technical Paper*, 2013

[6] S. Guilain, R. Boubennec, M. Doublet, C. Clement , R. Navarro, D. Tarí, F. Moya, D. Dieu, Condensation before compressor : a key issue of Low Pressure EGR in Eu7 context, *Aufladetechnische Konferenz, Dresden* , September 2019

[7] J. B. Heywood, *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-Hill, (1988).

[8] K. Nam, J. Yu, S. Cho, Improvement of fuel economy and transient control in a passenger diesel engine using LP (Low Pressure) EGR, *SAE Technical Paper*, 2011

[9] A. Capetti, Effect of intake pipe on the volumetric efficiency of an internal combustion engine (traduit), *N.A.C.A TM*, 501, 1929.

[10] W. H. Michel, Method of controlling recycling of exhaust gas In internal combustion engines, *US Patent 1,916,325*, 1933.

[11] K. Michel, Explosion or internal combustion engine, *US Patent 2,102,559.*, 1937.

[12] P. M. Morse, R. H. Boden, H. Schecter, Internal combustion engine performance : I. Standing waves in the intake pipe, *Journal of applied physics*, 16–23, 1938

[13] D. Broom, Induction RAM, Part two : Inertial aspects of induction ram, *Automobile Engineer*, 180–184, 1969.

[14] D. Broom, Induction RAM, Part three : Wave phenomena and the design of ram intake systems, *Automobile Engineer*, 262–267, 1969.

[15] M. P. Thompson, H. W. Engelman , The two types of resonance in intake tuning, *ASME*, 69-DGP-11, 1969.

[16] B. Desmet, Contribution à l'étude de l'influence du circuit d'aspiration sur le remplissage d'un moteur diesel, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1977.

[17] V. Gibiat, F, Laloë, Acoustical impedance measurements by the Two-Microphone Three-Calibration (TMTC) method, *J. Acoust. Soc. Am.* ***88***, 2533-2545 (1990).

[18] M. F. Harrison, P. T. Stanev, A linear acoustic model for intake wave dynamics in IC engines, *J. Sound Vib.* ***269***, 361–387, 2004 .

[19] S. Rodriguez, V. Gibiat, A. Lefebvre, S. Guilain, Use of a mechanical analogy to couple the time-domain of a one-cylinder cold-engine model with the input impedance of its intake system,*J. Sound Vib.* ***330***, 5769–5783, 2011 .

[20] P. M. Morse, K. U. Ingard, *Theoretical acoustics*, Princeton University Press, Princeton (1986).

[21] G. Kirchhoff, Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung, *Annalen der physik* ***210***, 177–193 (1863).

[22] J. W. Strutt, 3rd Baron Rayleigh, *The Theory of Sound*, The Macmillan Company, London (1877).

[23] D. E. Wetson, The theory of the propagation of plane sound waves in tubes, *Proc. Phys. Soc. London* ***66***, 695-709 (1953).

[24] C. Zwikker, C. Kosten, Sound absorbing meterials, Amsterdam, Elsevier (1949).

[25] J. T. Karam, M. E. Franke, The frequency response of pneumatic lines, *Transactions of ASME****90***, 371-378, 1969 .

[26] S. Tsao, Numerical solutions of transients in pneumatic networks—transmission-line calculations, *Journal of Applied Mechanics* ***35***, 588-595 (1968).

[27] C. R. Gerlach, J. D. Parker, Wave propagation in viscous fluid lines including higher mode effects, *J. Basic Eng.* ***89***, 782-788 (1967).

[28] F. D. Shields, K. P. Lee, W. J. Wiley, Numerical solution for sound velocity and absorption in cylindrical tubes, *J. Acoust. Soc. Am.* ***37***, 724-729 (1965).

[29] H. Tijdeman, On the propagation of sound waves in cylindrical tubes, *J. Sound Vib.* ***39***, 1-33 (1975).

[30] W. M. Beltman, Viscothermal wave propagation including acousto-elastic interaction, part 1 : Theory, *J. Sound Vib.* ***227***, 555-586 (1999).

[31] K. S. Peat, Convected acoustic wave motion along a capillary duct with an axial temperature gradient, *J. Sound Vib.* ***203***, 855-866 (1997).

[32] K. S. Peat, The transfer matrix of a uniform duct with a linear temperature gradient, *J. Sound Vib.* ***123***, 43-53 (1988).

[33] K. S. Peat, R. Kirby, Acoustic wave motion along a narrow cylindrical duct in the presence of an axial mean flow and temperature gradient, *J. Acoust. Soc. Am.* ***107***, 1859-1867 (1999).

[34] L. M. Munjal, M. G. Prasad, On plane-wave propagation in a uniform pipe in the presence of a mean flow and a temperature gradient, *J. Acoust. Soc. Am.* ***80***, 1501-1506 (1986).

[35] E. Documaci, An approximate analytical solution for plane sound wave transmission in inhomogeneous ducts, *J. Sound Vib.* ***217***, 853-867 (1998).

[36] A. Cummings, Ducts with axial temperature gradient : an approximate solution for sound transmission and generation, *J. Sound Vib.* ***51***, 55-67 (1977).

[37] T. C. Lieuwen, R. I. Sujith, P. B. Subrahmaniam, A family of exact transient solutions for acoustic wave propagation in inhomogeneous non-uniform area ducts, *J. Vib. Acoust.* ***240***, 705-715 (2000).

[38] R. I. Sujith, G. A. W. Sujith, B. T. Zinn, An exact solution for one-dimensional acoustic fields in ducts with an axial temperature gradient, *J. Sound Vib.* ***184***, 389-402 (1995).

[39] B. Manoj Kumar, R. I. Sujith, Exact solution for one-dimensional acoustic fields in ducts with a quadratic mean temperature profile, *J. Acoust. Soc. Am.* ***101***, 3798-3799 (1997).

[40] B. Manoj Kumar, R. I. Sujith, Exact solution for one-dimensional acoustic fields in ducts with polynomial mean temperature profile, *J. Vib. Acoust.* ***120***, 965-969 (1998).

[41] Li. Jingxuan, S. Aimee, S. Morgans, The one-dimensional acoustic field in a duct with arbitrary mean axial temperature gradient and mean flow, *J. Vib Acoust* ***400***, 248-269 (2017).

[42] S. H. Jang, J. G. Ih, On the multiple microphone method for measuring induct acoutic properties in the presence of mean flow, *J. Acoust. Soc. Am.* ***103***, 1520-1526 (1998).

[43] A. F. Seybert, B. Soenarko, Error analysis of spectral estimates with application to the measurement of acoustic parameters using random sound fields in ducts, *J. Acoust. Soc. Am.* ***69***, 1191-1199 (1981).

[44] A. F. Seybert, Two-senser method for the measurement of sound intensity and acoustic properties in ducts, *J. Acoust. Soc. Am.* ***83***, 2233-2239 (1988).

[45] H. Bodén, M. Abom, Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts, *J. Acoust. Soc. Am.* ***79***, 541-549 (1986).

[46] P. Dickens, J. Smith, J. Wolfe, Improved precision in measurements of acoustic impedance spectra using resonance-free calibration loads and controlled error distribution, *J. Acoust. Soc. Am.* ***121***, 1471-1481 (2007).

[47] J. C. Wester, An electrical method of measuring the intonation of cup-mouthpiece instruments, *J. Acoust. Soc. Am.* ***19***, 902-906 (1947).

[48] J. Backus, Input impedance curves for the reed instruments, *J. Acoust. Soc. Am.* ***56***, 1266-1279 (1974).

[49] J. Backus, Input impedance curves for the brass instruments, *J. Acoust. Soc. Am.* ***60***, 470-480 (1976).

[50] R. Causse, J. Kergomard, X. Lurton, Input impedance of brass instruments-Comparison between experiment and numerical models, *J. Acoust. Soc. Am.* ***75***, 241-254 (1984).

[51] J. W. Coltman, Sounding mechanism of the flute and organ pipe, *J. Acoust. Soc. Am.* ***44***, 983-992 (1968).

[52] J. Merhaut, Method of measuring the acoustical impedance, *J. Acoust. Soc. Am.* ***45***, 331 (1968).

[53] F. J. Fransson, E. V. Jansson, The STL-Ionophone : Transducer properties and construction, *J. Acoust. Soc. Am.* ***58***, 910-915 (1975).

[54] R. Singh, M. Schary, Acoustical impedance measurements using sine sweep excitation and known volume velocity technique, *J. Acoust. Soc. Am.* ***64***, 995-1003 (1978).

[55] B. Desmet, M. Maton, Determination expérimentale d'une impedance acoustique ne nécessitant que la mesure de pressions dans une ligne acoustique dispose en serie, *C. R. Acad. Sc. Paris.* ***280***, 333 (1975).

[56] A. F. Seybert, D. F. Ross, Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique, *J. Acoust. Soc. Am.* ***61***, 1362-1370 (1977).

[57] J. Y. Chung, D. A. Blaser, Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II Experiment, *J. Acoust. Soc. Am.* ***68***, 914-921 (1980).

[58] J. Y. Chung, D. A. Blaser, Transfer function method of measuring acoustic intensity in a duct system with flow, *J. Acoust. Soc. Am.* ***68***, 1570-1577 (1980).

[59] W. T. Chu, Extension of the two-microphone transfer function method for impedance tube measurements, *J. Acoust. Soc. Am.* ***80***, 347-348 (1986).

[60] M. Abom, A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices, *J. Sound Vib.* ***155***, 185-188 (1992).

[61] R. L. Pratt, S. J. Elliott, J. M. Bowsher, The measurement of the acoustic impedance of brass instruments, *Acta Acust. united with Acust.* ***81***, 236-246 (1977).

[62] J. Y. Chung, Cross-spectral method of measuring acoustic intensity without error caused by instrument phase mismatch, *J. Acoust. Soc. Am.* ***64***, 1613-1616 (1978).

[63] F. J. Fahy, Rapid method for the measurement of sample acoustic impedance in standing wave tube, *J. Sound Vib.* ***97***, 168-170 (1984).

[64] A. H. Benade, J. H. Smith, Brass wind instrument impulse response measurements, *J. Acoust. Soc. Am.* ***70***, 22-23. (1981).

[65] A. Watson, J. Bowsher, Impulse measurements on brass musical instruments, *Acta Acust. united with Acust.* ***66***, 170-174. (1988).

[66] A. H. Benade, M. I. Ibisi, Survey of impedance methods and a new piezo-disk-driven impedance head for air columns, *J. Acoust. Soc. Am.* ***81***, 1152-1167 (1987).

[67] J. P. Dalmont, Impedance measurement. I. a review, *J. Sound Vib.* ***243***, 427-439 (2001).

[68] J. P. Dalmont, Impedance measurement. II. a new calibration method, *J. Sound Vib.* ***243***, 441-459 (2001).

[69] M. V. Walstijn, D. M. Campbell, J. Kemp, and D. Sharp, Wide-band measurement of the acoustic impedance of tubular objects, *Acta Acust. united with Acust.* ***91***, 590-604 (2005).

[70] P. Dickens, J. Smith, J. Wolfe, Improved precision in measurements of acoustic impedance spectra using resonance-free calibration loads and controlled error distribution, *J. Acoust. Soc. Am.* ***121***, 1471-1481 (2007).

[71] J. Pumplin, Low-noise noise, *J. Acoust. Soc. Am.* ***78***, 100–104 (1985).

[72] K. R. Holland, P. O. A. L. Davies, The measurement of sound power flux in flow ducts, *J. Sound Vib.* ***230***, 915–932 (2000).

[73] S. Rodriguez, V. Gibiat, and S. Guilain, Input impedance in flow ducts : Theory and measurement, *J. Acoust. Soc. Am.* ***132***, 1494–1501 (2012).

[74] C. Weng, S. Boij, A. Hanifi, On the calculation of the complex wavenumber of plane waves in rigid-walled low-Mach-number turbulent pipe flows, *J. Sound Vib.* ***354***, 132-153 (2015).

[75] P. O. A. L. Davies, M. Bhattacharya, J. L. Bento Coelho, Measurement of plane wave acoustic fields in flow ducts, *J. Sound Vib.* ***72***, 539-542 (1980).

[76] E. Documaci, Sound transmission in narrow pipes with superimposed uniform mean flow and acoustic modelling of automobile catalytic converters, *J. Sound Vib.* ***182***, 799-808 (1995).

[77] K. S. Peat, A first approximation to the effects of mean flowon sound propagation through cylindrical capillary tubes, *J. Sound Vib.* ***175***, 475-489 (1994).

[78] J. G. Ih, C. M. Park, H, J, Kim, A model for sound propagation in capillary ducts with mean flow, *J. Sound Vib.* ***190***, 163-173 (1996).

[79] D. Ronneberger, C. D. Ahrens, Wall shear stress caused by small amplitude perturbations of turbulent boundary-layer flow : an experimental investigation, *J. Fluid Mechanics.* ***83***, 433-464 (1977).

[80] M. C. A. M. Peters, A. Hirschberg, A. J. Reijnen, A. P. J. Wijnands, Wall shear stress caused by small amplitude perturbations of turbulent boundary-layer flow : an experimental investigation, *J. Fluid Mechanics.* ***256***, 499-534 (1993).

[81] U. Ingard, V. .K. Singhal, Sound attenuation in turbulent pipe flow, *J. Acoust. Soc. Am.* ***55***, 535–538 (1974).

[82] M. S. Howe, The damping of sound by wall turbulent shear layers, *J. Acoust. Soc. Am.* ***98***, 1723–1730 (1995).

[83] E. Documaci, On attenuation of plane sound waves in turbulent mean flow, *J. Sound Vib.* ***320***, 1131-1136 (2009).

[84] C. Sambuc, G. Lielens and J. .P. Coyette , An Extension of the Low Reduced Frequency Model for Viscothermal Acoustic Propagation Within Waveguides., *ASME 2012 Noise Control and Acoustics Division Conference at InterNoise 2012*, 285-290 (2012).

[85] H. Levine, J. Schwinger, On the radiation of sound froman unflanged circular pipe, *Phys. Rev.* ***73***, 383–406 (1948).

[86] Y. Nomura, I. Yamamura, S. Inawashiro, On the acoustic radiation from a flanged circular pipe, *J. Phys. Soc.Jap.* ***15***, (1960).

Annexe A. Modèle "Low reduced frequency"

En considérant les hypothèses suivantes :
— Sans écoulement moyen
— Sans effet de l'extrémité ouverte
— Homogéneité du gaz (Fréquence $< 10^8$ Hz pour l'air aux conditions ambiantes)

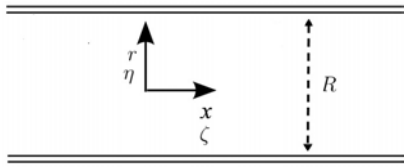


FIGURE A.1 : Système de coordonnées

Les équations basiques d'un fluide dans un tube circulaire (figure A.1) avec une viscosité constante sont définies selons :
— Les équations de la quantité de mouvement

$$\rho_t[\frac{\partial u_t}{\partial t}+v_t\frac{\partial u_t}{\partial r}+u_t\frac{\partial u_t}{\partial x}] = -\frac{\partial p_t}{\partial x}+\mu[\frac{\partial^2 u_t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u_t}{\partial r^2}+\frac{\partial u_t}{r\partial r}+\frac{1}{3}\frac{\partial}{\partial x}[\frac{\partial u_t}{\partial x}+\frac{\partial v_t}{\partial r}+\frac{v_t}{r}]] \tag{A.1}$$

$$\rho_t[\frac{\partial v_t}{\partial t}+v_t\frac{\partial v_t}{\partial r}+u_t\frac{\partial v_t}{\partial x}] = -\frac{\partial p_t}{\partial r}+\mu[\frac{\partial^2 v_t}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 v_t}{\partial x^2}+\frac{\partial v_t}{r\partial r}-\frac{v_t}{r^2}+\frac{1}{3}\frac{\partial}{\partial r}[\frac{\partial u_t}{\partial x}+\frac{\partial v_t}{\partial r}+\frac{v_t}{r}]] \tag{A.2}$$

— l'équation de la conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_t}{\partial t}+u_t\frac{\partial \rho_t}{\partial x}+v_t\frac{\partial \rho_t}{\partial r}+\rho_t[\frac{\partial u_t}{\partial x}+\frac{\partial v_t}{\partial r}+\frac{v_t}{r}] = 0 \tag{A.3}$$

— l'équation de la conservation de l'énergie

$$\rho_t C_p[\frac{\partial T_t}{\partial t}+v_t\frac{\partial T_t}{\partial r}+u_t\frac{\partial T_t}{\partial x}] = \lambda[\frac{\partial^2 T_t}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 T_t}{\partial x^2}+\frac{\partial T_t}{r\partial r}]+\frac{\partial \rho_t}{\partial t}+u_t\frac{\partial p_t}{\partial x}+v_t\frac{\partial p_t}{\partial r}+\mu\phi \tag{A.4}$$

avec ϕ, la fonction de dissipation définie selon :

$$\phi = 2[(\frac{\partial u_t}{\partial x})^2+(\frac{\partial v_t}{\partial r})^2+(\frac{v}{r})^2]+[\frac{\partial v_t}{\partial x}+\frac{\partial u_t}{\partial r}]^2-2/3[\frac{\partial u_t}{\partial x}+\frac{\partial v_t}{\partial r}+\frac{v_t}{r}]^2$$

— l'équation de l'état du gaz parfait

$$p_t = \rho_t R_g T_t \tag{A.5}$$

Dans l'acoustique linéaire, on peut considérer que les variables pression, vitesse, densité sont composées d'un terme moyen indicé 0 et un terme fluctuant :

$$p_t = p_0(1+p_s e^{iwt}),\ \rho_t = \rho_0(1+\rho_s e^{iwt}), T_t = T_0(1+T_s e^{iwt}),\ u_t = c_0 u_s e^{iwt},\ v_t = c_0 v_s e^{iwt} \tag{A.6}$$

En considérant $\zeta = \omega x/c_0$ et $\eta = r/R$, les relations suivantes sont les équations linéarisées de Navier-Stokes :

— Les équations de la quantité de mouvement

$$iu_s = -\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p_s}{\partial \zeta} + \frac{1}{s^2}[(k^2\frac{\partial^2 u_s}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 u_s}{\partial \eta^2} + 1/\eta\frac{\partial u_s}{\partial \eta}) + \frac{k\partial}{3\partial \zeta}(k\frac{\partial u_s}{\partial \zeta} + \frac{\partial v_s}{\partial \eta} + \frac{v_s}{\eta})] \tag{A.7}$$

$$ikv_s = -\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p_s}{\partial \eta} + \frac{k}{s^2}[(\frac{\partial^2 v_s}{\partial \eta^2} + k^2\frac{\partial^2 v_s}{\partial \zeta^2} + 1/\eta\frac{\partial v_s}{\partial \eta} - \frac{v_s}{\eta^2}) + \frac{\partial}{3\partial \eta}(k\frac{\partial u_s}{\partial \zeta} + \frac{\partial v_s}{\partial \eta} + \frac{v_s}{\eta})] \tag{A.8}$$

— l'équation de la conservation de la masse

$$ik\rho_s = -(k\frac{\partial u_s}{\partial \zeta} + \frac{\partial v_s}{\partial \eta} + \frac{v_s}{\eta}) \tag{A.9}$$

— l'équation de la conservation de l'énergie

$$iT_s = i\frac{\gamma - 1}{\gamma}p_s + \frac{1}{\sigma s^2}(\frac{\partial^2 T_s}{\partial \eta^2} + \frac{T_s}{\eta \partial \eta} + k^2\frac{\partial^2 T_s}{\partial \zeta^2}) \tag{A.10}$$

— l'équation de l'état du gaz parfait

$$p_s = \rho_s + T_s \tag{A.11}$$

Dans les équations précedantes, $s = R\sqrt{\rho\omega/\mu}$, $k = \omega/Rc_0$, $\sigma = \mu C_p/\lambda$ et $\gamma = C_p/C_v$. Dans le cas de $k << 1$ et $v_s << u_s$, les équations de la quantité de mouvement s'écrivent selon les relations suivantes :

$$iu_s = -\frac{1}{\gamma}\frac{\partial p_s}{\partial \zeta} + \frac{1}{s^2}[(\frac{\partial^2 u_s}{\partial \eta^2} + 1/\eta\frac{\partial u_s}{\partial \eta})] \tag{A.12}$$

$$0 = \frac{1}{\gamma}\frac{\partial p_s}{\partial \eta} \tag{A.13}$$

Ensuite, pour trouver la vitesse axiale, une séparation des variables est effectuée et $u_s = g(\zeta)h(n), n = i^{1.5}\eta s$. En modifant l'équation (A.12), nous avons :

$$\frac{\partial^2 h}{\partial n^2} + \frac{1}{n}\frac{\partial h}{\partial n} + n = \frac{i}{\gamma g}\frac{dp_s}{d\zeta} \tag{A.14}$$

qui est une équation différentielle de Bessel avec la solution suivante :

$$h = C_1 J_0(n) + C_2 Y_0(n) + \frac{i}{\gamma g}\frac{dp_s}{d\zeta} \tag{A.15}$$

nous avons aussi :

$$Pour\ \eta = 1 : u_s = v_s = T_s = 0,\ pour\ \eta = 0 : v_s = 0 \tag{A.16}$$

Pour que u_s soit fini, C_2 doit être nul. Cependant, pour la condition de la vitesse axiale à la paroi, nous avons :

$$g = \frac{-i}{\gamma C_1 J_0(i^{1.5}s)}\frac{dp_s}{d\zeta} \tag{A.17}$$

La vitesse axiale est définie selon :

$$u_s = \frac{i}{\gamma}\frac{dp_s}{d\zeta}[1 - \frac{J_0(i^{1.5}\eta s)}{J_0(i^{1.5}s)}] \tag{A.18}$$

En considérant les mêmes conditions pour T_s, nous avons :

$$T_s = \frac{\gamma - 1}{\gamma}p_s[1 - \frac{J_0(i^{1.5}\eta\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}] \tag{A.19}$$

L'utilisation de l'équation (A.18) et l'équation (A.19) avec l'équation (A.11) :

$$\rho_s = p_s[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma}(1 - \frac{J_0(i^{1.5}\eta\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)})] \tag{A.20}$$

On utilise les équations (A.20) et (A.18) et (A.9) :

$$\frac{1}{\eta}\frac{\partial(v_s.\eta)}{\eta} = ik[p_s[1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma}(1 - \frac{J_0(i^{1.5}\eta\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)})] + \frac{1}{\gamma}\frac{d^2p_s}{d\zeta^2}[1 - \frac{J_0(i^{1.5}\eta s)}{J_0(i^{1.5}s)}]] \tag{A.21}$$

Après l'integration, nous avons :

$$v_s\eta = ik[p_s[\frac{\eta^2}{2} - \frac{\gamma - 1}{\gamma}(\frac{\eta^2}{2} - \frac{\eta}{i^{1.5}\sqrt{\sigma}s}\frac{J_1(i^{1.5}\eta\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)})] + \frac{1}{\gamma}\frac{d^2p_s}{d\zeta^2}[\frac{\eta^2}{2} - \frac{\eta}{i^{1.5}s}\frac{J_1(i^{1.5}\eta s)}{J_0(i^{1.5}s)}] + G(\zeta)] \tag{A.22}$$

Pour $\eta = 1, \eta = 0$ nous avons $v_s = 0$. Donc :

$$G(\zeta) = -p_s/2[1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{J_2(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}] + \frac{1}{2\gamma}\frac{d^2p_s}{d\zeta^2}[\frac{J_2(i^{1.5}s)}{J_0(i^{1.5}s)}] = 0 \tag{A.23}$$

Avec la solution :

$$p_s = (P_- e^{\Gamma\zeta} + P_+ e^{-\Gamma\zeta}) \tag{A.24}$$

et

$$\Gamma = \sqrt{\frac{J_0(i^{1.5}s)}{J_2(i^{1.5}s)}}\sqrt{\frac{\gamma}{H}},\ H = [1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{J_2(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}{J_0(i^{1.5}\sqrt{\sigma}s)}]^{-1} \tag{A.25}$$

Annexe B. Équation complète de Kirchhoff

La solution de Kirchhoff qui nécessite une résolution numérique, est de la forme d'une équation complexe transcendante. Elle est réecrite en fonction du nombre d'onde de cisaillement et la fréquence réduite par Tijdeman [29] selon la relation suivante :

$$i\Gamma^2(\Gamma^2 - i\frac{s^2}{k^2})^{-1}(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2})[\frac{d\ lnQ}{d\eta}]_p + (\frac{\gamma k^2}{\sigma s^2} - \frac{i}{m_1}[\frac{d\ lnQ_1}{d\eta}]_p) - (\frac{\gamma k^2}{\sigma s^2} - \frac{i}{m_2}[\frac{d\ lnQ_2}{d\eta}]_p) \tag{B.1}$$

L'indice $[]_p$ signifie la valeur à la paroi.

$$Q = J_0(\eta k(\Gamma^2 - \frac{is^2}{k^2})^{\frac{1}{2}}) \tag{B.2}$$

$$Q_1 = J_0(\eta k(\Gamma^2 - m_1)^{\frac{1}{2}}) \tag{B.3}$$

$$Q_2 = J_0(\eta k(\Gamma^2 - m_2)^{\frac{1}{2}}) \tag{B.4}$$

m_1 et m_2 sont respectivement, la petite et la grande solution de l'équation suivante.

$$1 + m[1 + i\frac{k^2}{s^2}(4/3 + \frac{\gamma}{\sigma})] + i\frac{\gamma k^2}{\sigma s^2}(1/\gamma + i\frac{4k^2}{3s^2})m^2 = 0 \tag{4.5}$$

Notations

ρ_t	densité
ρ_0	densité moyenne
ρ	terme fluctuant de la densité
ρ_s	amplitude de la densité acoustique adimensionnelle
p_t	pression
p_0	pression moyenne
p	terme fluctuant de la pression
p_s	amplitude de la pression acoustique adimensionnelle
T_t	tempéraure
T_0	tempéraure moyenne
T	terme fluctuant de la tempéraure
T_s	amplitude de la tempéraure acoustique adimensionnelle
u_t	vitesse axiale
c_0	célérité adiabatique du son
u	terme fluctuant de la vitesse axiale
u_s	amplitude de la vitesse axiale adimensionnelle
M	nombre de Mach
v_t	vitesse axiale
u_s	amplitude de la vitesse axiale adimensionnelle
μ	viscosité dynamique
r	coordonnée radiale
x	coordonnée axiale
k	fréquence réduite
s	nombre d'onde de cisaillement
σ	nombre de Prandtl
Γ	constante de propagation

k_0	nombre d'onde adiabatique
$w = 2\pi f$	pulsation
f	fréquence
i	unité imaginaire
Z	impédance
Z_c	impédance caractéristique
χ_s	compressibilité adiabatique
r_c	coéfficient de réflexion
$\bar{z}$	impédance normalisée
γ	rapport des capacités thermiques à pression et volume constante
r_0	rapport de la constante des gaz parfaits sur la masse molaire
R	rayon du tube
C_p	capacité thermiques à pression constante
C_v	capacité thermiques à volume constante
λ	conductivité thermique
J_n	fonction de Bessel de l'ordre n
Y_n	fonction de Neumann de l'ordre n
r_0	constante spécifique de l'air sec
N	vitesse de rotation du moteur
q_m	quantité d'air admis par cycle du moteur
q_{mth}	quantité d'air théorique admis par cycle du moteur
η_t	rendement totale
η_{vol}	rendement volumétrique
$\bar{Q}$	énergie fournie par cycle du moteur