Caractérisation du comportement dynamique d'un circuit d'admission. Incidence sur le remplissage d'un moteur à combustion interne suralimenté

H. Mezher

▶ **To cite this version:**

H. Mezher. Caractérisation du comportement dynamique d'un circuit d'admission. Incidence sur le remplissage d'un moteur à combustion interne suralimenté. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2013. Français. NNT : . tel-01207517

HAL Id: tel-01207517
https://hal.science/tel-01207517

Submitted on 1 Oct 2015

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.

l'université nantes angers le mans
PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

Centrale Nantes

Thèse de Doctorat

Haitham MEZHER

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Ecole Centrale de Nantes
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

Discipline : Energétique, thermique, combustion
Unité de recherche : Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique

Soutenue le 27/09/2013

Caractérisation du comportement dynamique d'un circuit d'admission. Incidence sur le remplissage d'un moteur à combustion interne suralimenté.

JURY

Président:	**M. Pascal HIGELIN**	Professeur des universités, Polytech'Orléans
Rapporteurs:	**M. Bernard DESMET** **M. Pascal HIGELIN**	Professeur des universités,Université Valenciennes Professeur des universités, Polytech'Orléans
Examinateurs :	**M. Pascal BREJAUD** **M. José GALINDO**	Docteur, IUT d'Orléans Professeur, Universitat Politénica de Valencia
Invité :	**M. Jérôme MIGAUD**	Ingénieur de recherche,Mann+Hummel France, Laval
Directeur de Thèse:	**M. David CHALET**	Maitre de conférences,Ecole Centrale de Nantes
Co-directeur de Thèse:	**M. Pascal CHESSE**	Maitre de conférences,Ecole Centrale de Nantes

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été réalisés à l'Ecole Centrale de Nantes (Equipe Thermodynamique des Systèmes Moteurs) et chez Mann+Hummel France (département de Recherche) à Laval dans le cadre d'une convention CIFRE entre ces deux partenaires. Je leur suis très reconnaissant pour cette occasion d'avoir travaillé avec eux pendant ces trois dernières années qui constituent une des expériences les plus riches de ma vie d'un point de vue professionnel ainsi qu'humain.

Je remercie tout d'abord Monsieur **David CHALET**, Maitre de Conférences à l'Ecole Centrale de Nantes et directeur de cette thèse pour son examen toujours constructif de mes travaux de recherche. Sa disponibilité pour répondre à mes questions était d'une importance capitale ainsi que ses encouragements. Je le remercie également pour les discussions constructives que l'on a régulièrement et pour ses conseils amicaux qui sont d'une grande importance pour moi. Je remercie également Monsieur **Pascal CHESSE**, Maitre de Conférences à l'Ecole Centrale de Nantes qui a soutenu et examiné ce travail de recherche et qui a accepté de participer au jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur **Jérôme MIGAUD**, Chef de Projet au service Recherche chez Mann+Hummel, pour son apport scientifique et son expertise technique. J'ai beaucoup appris de sa rigueur scientifique et des discussions fructueuses que nous avons eues. Je tiens aussi à le remercier pour son accueil chaleureux durant le temps où je travaillais chez Mann+Hummel, à Laval, où j'ai été acceuilli comme membre de l'équipe. Je remercie Monsieur **Vincent RAIMBAULT**, expert acoustique et ingénieur de recherche au service des Etudes Avancées chez Mann+Hummel, j'apprécie le temps d'échange qu'il m'a accordé pour la compréhension des phénomènes acoustiques et son aide pour l'ensemble des questions pratiques. Sa contribution au succès de cette thèse était indispensable.

Je remercie Monsieur le Professeur **Bernard DESMET** de l'Université de Valenciennes, avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger lors des réunions de suivi de thèse, et Monsieur le Professeur **Pascal HIGELIN** de Polytech' Orléans, pour avoir accepté de présider le jury de thèse. Je les remercie également pour avoir accepté de rapporter ce travail. Je souhaite remercier Monsieur le Professeur **José GALINDO** de l'Universitat Politènica de València pour sa participation à ce jury et à ses critiques constructives et intéressantes. Je remercie également Monsieur **Pascal BREJAUD**, Docteur, de l'IUT Orléans, pour avoir accepté de participer à ce jury et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail de recherche.

J'aimerai également en profiter pour remercier l'ensemble du personnel technique qui a contribué au bon déroulement des essais expérimentaux, leurs contributions étaient précieuses. Je pense notamment à **Arnaud MUCHERIE**, **Nicolas PERROT**, **Michel VIOLLEAU** et **Guillaume GOUMY** de l'Ecole Centrale de Nantes et à **Alexandre HUNAULT** et **Tony VERBECK** de Mann+Hummel.

A ma bien-aimée *Faten* qui m'a encouragé, j'aurai toujours besoin de son soutien et de sa compréhension. Finalement un dernier remerciement, mais non des moindres, à mon frère *Rabih* sur qui je peux toujours compter et à mes *parents* qui étaient depuis toujours un pilier pour moi. Je dois tout à leurs sacrifices – Vous rendant fiers est le plus beau cadeau que je puisse jamais recevoir.

Table des matières

Table des matières **1**

Nomenclature **5**

Introduction **13**

I. Etude bibliographique **17**

I.1. Les différentes méthodes de simulation **19**
I.1.1 Modèles CFD tridimensionnels 19
I.1.2 Modèles 1D 19
I.1.3 Méthodes 0D 20
I.1.3.1 Méthode de vidange-remplissage 20
I.1.3.2 Méthode inertielle capacitive 20

I.2. Modélisation d'un écoulement 1D instationnaire **21**
I.2.1 Equations sous la forme non-linéaire 23
I.2.1.1 Mise en équation 23
I.2.1.2 Résolution numérique 24
I.2.1.3 Modélisation 25
I.2.2 Equations sous la forme linéaire 27
I.2.2.1 Ecoulement non-visqueux à vitesse moyenne nulle 27
I.2.2.2 Ecoulement visqueux avec vitesse moyenne non nulle 30
I.2.3 Décomposition des ondes 35
I.2.3.1 Analyse théorique 35
I.2.3.2 Impédance spécifique 35
I.2.3.3 Méthode des deux capteurs 38

I.3. Caractérisation par approche linéaire **40**
I.3.1 Caractérisation d'un élément par coefficient de réflexion 40
I.3.2 Caractérisation d'un élément par matrices de transfert 44
I.3.2.1 Définition 44
I.3.2.2 Mesures 46

I.4. Caractérisation d'un élément par fonction de transfert **49**
I.4.1 Définition 49
I.4.2 Mesure et identification 53

I.5. Analyse du remplissage en air d'un moteur **55**

II. Caractérisation d'un élément simple: un tube **63**

II.1. Fonction de transfert **65**
II.1.1 Identification 65
II.1.2 Paramètres en fonction de la géométrie d'un tube 77
II.1.2.1 Description du moyen expérimental « tube à chocs » 77
II.1.2.2 Mesures et calculs 78
II.1.2.3 Fréquences de résonance 83
II.1.2.4 Paramètre inertiel 84
II.1.2.5 Coefficient d'amortissement 86
II.1.3 Fonction de transfert et simulation moteur 87
II.1.3.1 Système multi-fréquentiel 87
II.1.3.2 Effet de la température 93

II.2. Matrice de transfert **95**

II.2.1 Caractérisation de la pression en deux points 96
II.2.2 Caractérisation du débit masse en deux points 101
II.2.3 Calcul de la matrice de transfert 107
II.2.4 Enrichissement de la matrice de transfert 113
II.2.5 Validation de la matrice 116

III. Caractérisation d'un élément complexe 127

III.1. Caractérisation sous forme de matrice de transfert 129
III.1.1 Mesure sur le Banc Dynamique 129
III.1.1.1 Dispositif expérimental 129
III.1.1.2 Mesures et calcul des variables 133
III.1.1.3 Post-traitement des données 139
III.1.2 Mesure directement à l'admission d'un moteur 142
III.1.2.1 Description de la méthodologie 142
III.1.2.2 Mesures et calculs des variables 143
III.2. Caractérisation sous forme de coefficient de réflexion 145
III.2.1 Mesure sur le Banc Dynamique 145
III.2.1.1 Effet d'une discontinuité thermique 145
III.2.1.2 Effet de la géométrie 153
III.2.2 Mesure sur le banc moteur entrainé 155
III.2.2.1 Description du dispositif expérimental 156
III.2.2.2 Calculs et résultats 160

IV. Analyse du remplissage d'un moteur suralimenté 169

IV.1. Utilisation de la matrice de transfert 171
IV.1.1 Description du banc moteur 171
IV.1.2 Matrice de transfert mesurée sur le Banc Dynamique 174
IV.1.3 Matrice de transfert établie directement à l'admission 192
IV.1.4 Couplage avec le code de calcul GT-Power 194
IV.1.5 Simulation couplée en présence de transferts thermiques 198
IV.1.6 Influence des échanges thermiques 206
IV.2. Evaluation du remplissage moteur 212
IV.2.1 Simulation GT-Suite à partir des résultats banc moteur entrainé 212
IV.2.2 Essais expérimentaux sur le banc moteur 219

Conclusion 227

Références bibliographiques 231

Annexe 239

Nomenclature

Symboles latins

a	Coefficient de pondération
A	Premier pôle de la matrice de transfert
$AP_{[..]}$	Auto-spectre des signaux [..]
b	Paramètres du numérateur du modèle identifié
B	Second pôle de la matrice de transfert
c_0	Vitesse du son dans l'air ($m.s^{-1}$)
c_{fluide}	Vitesse du son dans un fluide ($m.s^{-1}$)
C	Troisième pôle de la matrice de transfert
C^+	Trajectoire de l'onde directe
C^-	Trajectoire de l'onde inverse
$Coh_{[..]}$	Fonction de cohérence des signaux [..]
d	Diamètre (m)
den	Dénominateur du modèle d'identification
D	Quatrième pôle de la matrice de transfert
e	Erreur du modèle d'identification
E	Module d'élasticité du matériau (GPa)
f	Fréquence (Hz)
f_{xt}	Fonction algébrique en fonction de x et de t
F	Force (N)
$Fen_{\exp}$	Fenêtre exponentielle
Fs	Fréquence d'échantillonnage (kHz)
$\tilde{F}_{bf}[.]$	Filtre passe bas à 1000 Hz de [.]
$\tilde{F}_{hf}[.]$	Filtre passe haut à 2 Hz de [.]
$\tilde{F}_{bp}[.]$	Filtre bande passante 2 Hz à 1000 Hz de [.]
$FFT[.]$	Transformée de Fourier de [.]
$FT_{[.]}$	Fonction de transfert de pression en [.]
g	Paramètres du dénominateur du modèle identifié

G	Fonction analytique
H	Coefficient de pertes de charge mesuré sur le Banc Dynamique (mbar.m^{-3}.s)
h	Epaisseur du tube (m)
i	Nombre d'harmonique de résonance
$IFFT[.]$	Transformée inverse de Fourier de [.]
$ILap[.]$	Transformée inverse de Laplace de [.]
$IP_{[..]}$	Inter-spectre des signaux [..]
j	Constante imaginaire ($j^2 = -1$)
J_1	Amplitude de l'onde acoustique directe
J_2	Amplitude de l'onde acoustique rétrograde
$\tilde{J}_1(j\omega)$	Amplitude de l'onde acoustique directe avec incorporation des termes temporels
$\tilde{J}_2(j\omega)$	Amplitude de l'onde acoustique rétrograde avec incorporation des termes temporels
k_0	Nombre d'onde réel (m^{-1})
k_c	Nombre d'onde réel prenant en compte le débit moyen (m^{-1})
K	Module de compressibilité de l'air (GPa)
L	Longueur (m)
L^*	Longueur corrigée avec la correction d'extrémité (m)
$Lap[.]$	Transformée de Laplace de [.]
m	Numéro d'échantillon d'une série temporelle
M	Nombre de Mach
$MT_{[..]}$	Matrice de transfert entre les deux points [..]
n	Nombre de fréquences de résonance modélisées
n_b	Nombre de paramètres du numérateur du modèle identifié
n_{cyl}	Nombre de cylindres
n_g	Nombre de paramètres du dénominateur du modèle identifié
num	Numérateur du modèle d'identification
N	Vitesse de rotation moteur (tr.min^{-1})
O	Pôles de la matrice de transfert

p	Composante dynamique de pression (Pa)
p^+	Composante directe de la composante dynamique de pression (Pa)
p^-	Composante rétrograde de la composante dynamique de pression (Pa)
p_a	Pression absolue (Pa)
p_0	Pression moyenne (Pa)
P	Spectre fréquentiel de la composante dynamique de pression (Pa)
$PF_{[.]}$	Fonction de transfert de pression en [.]
PMH	Point mort haut du cycle moteur
Pr	Nombre de Prandtl
q	Variable discrète pour la transformée en Z
q_{chal}	Quantité massique de chaleur ($J.kg^{-1}$)
qm	Composante dynamique de débit masse ($kg.s^{-1}$)
qm_a	Débit masse absolue ($kg.s^{-1}$)
qm_{exc}	Débit masse excitateur sur le Banc Dynamique ($kg.h^{-1}$)
qm_0	Débit masse moyen ($kg.s^{-1}$)
Q	Facteur de qualité
$QF_{[.]}$	Fonction de transfert de débit masse en [.]
Qm	Spectre fréquentiel de la composante dynamique de débit masse ($kg.s^{-1}$)
Qm_{exc}	Spectre fréquentiel du débit masse excitateur sur le Banc Dynamique ($kg.h^{-1}$)
r_h	Rayon hydraulique (m)
R	Coefficient de réflexion
R_E	Coefficient de réflexion énergétique
$\tilde{R}$	Coefficient de réflexion de la matrice de diffusion
s	Variable de Laplace
S	Section (m^2)
SPL	Niveau de pression sonore (sound pressure level) (dB)
t	Temps (s)
Ts	Durée d'acquisition (s)

T_a	Température absolue (K)
$\tilde{T}$	Coefficient de transmission de la matrice de diffusion
u	Composante dynamique de vitesse ($m.s^{-1}$)
u_a	Vitesse absolue ($m.s^{-1}$)
u_0	Vitesse moyenne ($m.s^{-1}$)
u_p	Vitesse du piston ($m.s^{-1}$)
V	Volume (m^3)
w	Série de points échantillonnés
W	Vecteur fréquentiel
x	Abscisse (m)
X	Paramètre inertiel pour la fonction de transfert de pression (m^{-1})
X_{in}	Paramètre inertiel global pour la fonction de transfert de pression (m^{-1})
X_{st}	Coefficient de pertes de charge statique ($mbar.kg^{-1}.h$)
Y	Paramètre inertiel pour la fonction de transfert de débit
z_{c0}	Impédance caractéristique du milieu de propagation ($m^{-1}.s^{-1}$)
z_c	Impédance caractéristique du milieu de propagation avec pertes et débit ($m^{-1}.s^{-1}$)
Z_{c0}	Spectre fréquentiel de l'impédance spécifique du milieu de propagation ($m^{-1}.s^{-1}$)
Z_c	Spectre fréquentiel de l'impédance caractéristique complexe ($m^{-1}.s^{-1}$)
Z	Impédance spécifique de la géométrie ($m^{-1}.s^{-1}$)

Symboles grecs

α	Coefficient d'atténuation visco-thermique (m^{-1})
β	Nombre d'onde complexe (m^{-1})
γ	Rapport des chaleurs spécifiques
ΔL	Correction d'extrémité (m)
Δp	Variation de pression due au coup de bélier (Pa)
Δt	Pas de temps (s)
Δu	Variation de vitesse due au coup de bélier ($m.s^{-1}$)

Δx	Pas d'espace (m)
ϵ	Coefficient d'amortissement pour la fonction de transfert de pression
η	Rendement volumétrique
θ	Phase du coefficient de réflexion (rad)
ϑ	Coefficient de frottement pariétal
λ	Longueur d'onde (m)
Λ	Amortissement caractéristique de la fenêtre exponentielle
μ	Viscosité dynamique (Pa.s)
ν	Constante CFL
ξ	Coefficient de pertes par unité de longueur (m^{-1})
ρ	Composante dynamique de masse volumique ($kg.m^{-3}$)
ρ_a	Masse volumique absolue ($kg.m^{-3}$)
τ	Coefficient d'amplification dynamique
ϕ	Quantité de mouvement ($kg.m.s^{-1}$)
χ	Coefficient d'amortissement ($rad.s^{-1}$)
ψ	Coefficient d'amortissement pour la fonction de transfert de débit masse
ω	Pulsation propre ($rad.s^{-1}$)
ω_0	Pulsation propre de la fréquence fondamentale de résonance ($rad.s^{-1}$)

Autres symboles

$\partial/\partial x$	Dérivée partielle par rapport à la variable x
$\partial/\partial t$	Dérivée partielle par rapport à la variable t
d/dt	Dérivée par rapport à la variable t
d/dx	Dérivée par rapport à la variable x
$D_a/D_a t$	Opérateur mathématique
$\lvert PF \rvert$	Module de la variable PF
$\otimes$	Produit de convolution

Indices	
amont	Désigne une variable localisée en amont du système étudié
aval	Désigne une variable localisée en aval du système étudié
calcul	Grandeur calculée
cyl	Grandeur mesurée au niveau du cylindre
d	Configuration directe
filtre	Fait référence au filtrage autour des pics de résonance
in	Désigne l'entrée du RAS
globale	Désigne une variable riche en contenu fréquentiel
max	Grandeur maximale
mesure	Grandeur mesurée
modele	Grandeur modélisée
out	Désigne la sortie du RAS
perte	Pertes de pression
r	Configuration inverse
simulink	Grandeur calculée à partir de Simulink
s	Fait référence au système inconnu

Indices	
+	Référence à la trajectoire directe
–	Référence à la trajectoire inverse
^	Grandeur prenant en compte les effets d'un débit pulsé
*	Désigne le conjugué complexe d'une variable

Introduction

Les constructeurs automobiles disposent aujourd'hui de différentes technologies afin de répondre aux besoins du marché tout en permettant aux véhicules de satisfaire les futures normes concernant les émissions polluantes. Les préoccupations liées au changement climatique sont également très significatives. Actuellement une grande importance est portée sur la réduction des émissions de dioxyde de carbone et de consommation de carburant au même titre que les émissions d'oxydes d'azote, de monoxyde de carbone et de particules. Le gouvernement Américain, par exemple, en accord avec les équipementiers automobile, a élaboré des règlements qui exigent une consommation maximale de 4,3 L/100 km d'ici 2025.

La méthode la plus significative pour améliorer le rendement global du moteur à combustion interne était jusqu'à présent le « downsizing » du moteur ou la réduction de la cylindrée sans ou avec une injection directe. Cette évolution s'accompagne d'une optimisation de la ligne d'admission d'air du moteur. Cette optimisation porte sur les différentes techniques de suralimentation et d'introduction d'air couplées à des moyens de refroidissement de la charge d'air admise. L'optimisation de l'écoulement d'air à travers la ligne d'admission d'un moteur consiste à réduire les pertes de charge des différents éléments (conduits, coudes, jonctions, répartiteur, filtre…) et assurer le bon accord acoustique pour augmenter le remplissage des cylindres. En effet, la disposition et le dimensionnement de ces éléments ont une forte influence sur le remplissage et ceci à cause du caractère instationnaire et compressible de l'écoulement d'air dans le circuit d'admission. Le choix judicieux des différentes longueurs et diamètres assure un « remplissage acoustique » en favorisant la résonance de la masse d'air dans les conduits avec le mouvement périodique des soupapes.

Afin d'être capable de dimensionner correctement les différents éléments et de comprendre les phénomènes de propagation d'ondes et les sources de pertes de charges ainsi que leurs influences sur le remplissage, les motoristes ont recours à des codes de calcul qui permettent de modéliser le moteur et de discerner le comportement de chacun de ses composants. Les codes de simulation sont classés selon leur complexité, précision et temps de calcul. Les codes CFD tridimensionnels permettent la description la plus complète des écoulements et ceci à travers un maillage de la géométrie en question et la résolution des équations de Navier-Stokes. Il est alors possible de visualiser les différents aspects de l'écoulement. A ce jour, modéliser un système moteur complet avec ce type de code nécessite un temps de calcul beaucoup trop important. L'utilisation des codes CFD 3D s'applique le plus souvent à des éléments moins complexes. Les codes de calcul qui permettent de simuler les lignes d'admission et d'échappement avec toutes leurs diversités et complexités font l'hypothèse d'un écoulement unidimensionnel. Ceci permet de simplifier les équations de la dynamique des gaz et de les résoudre par utilisation de schémas numériques adaptés.

A cause de cette hypothèse (écoulement 1D), des difficultés existent dans la modélisation des géométries complexes. Elles sont le plus souvent modélisées avec des longueurs équivalentes corrigées tout en conservant les valeurs réelles des volumes internes. Une validation expérimentale est ensuite effectuée sur un banc de caractérisation ou un banc moteur. Les codes

1D permettent néanmoins d'étudier l'effet de l'écoulement pulsé instationnaire sur le remplissage et l'interaction des ondes de pression générées par le piston et les soupapes avec les différentes géométries.

L'objectif de cette thèse est de modéliser et d'étudier les effets dynamiques à l'admission d'un moteur à combustion interne suralimenté. Cette étude a été menée suivant deux axes principaux complémentaires. Le premier consiste à développer une méthodologie de caractérisation de la propagation des ondes de pression dans la ligne d'admission d'un moteur suralimenté à travers un modèle fréquentiel et de l'intégrer dans un code de calcul 1D. Le second axe consiste à étudier expérimentalement les effets d'ondes sur un moteur suralimenté, notamment la possibilité de faire du « remplissage acoustique » afin d'améliorer le couple à bas régime. Une approche fréquentielle de caractérisation est choisie puisqu'elle permet de décrire la propagation des ondes avec des modèles physiques (impédance, coefficient de réflexion, fonction de transfert et matrice de transfert) qui sont établis par utilisation d'un banc dédié (banc d'impédance, Banc Dynamique,…). Le travail de caractérisation consiste à déterminer et à modéliser le comportement dynamique des variables de pression et de débit masse suite à une mesure expérimentale. Le modèle fréquentiel à développer doit pouvoir être intégré dans un code de calcul 1D pour remplacer le modèle 1D temporel maillé.

Cette thèse s'appuie sur une étude bibliographique (Chapitre I) dans laquelle les différentes méthodes de modélisation, de caractérisation et de mesure sont présentées ainsi que leurs avantages et leurs domaines de validité. Une nouvelle méthodologie de caractérisation par fonction et matrice de transfert est proposée, elle est basée sur une mesure de la réponse de pression et de débit masse dans une géométrie donnée suite à une excitation particulière d'un échelon de débit masse. La méthodologie est tout d'abord présentée et validée pour un simple tube (Chapitre II) dans les domaines fréquentiels et temporels.

Ensuite la méthodologie est étendue afin de caractériser un élément plus complexe de la ligne d'admission. La ligne d'admission d'un moteur suralimenté diffère de celle d'un moteur atmosphérique par la présence de deux éléments : le compresseur et le refroidisseur d'air de suralimentation (ou RAS). Le RAS est l'élément le plus proche de la source d'excitation (les soupapes) et par la suite il est le plus susceptible d'influencer le comportement dynamique des ondes de pression (Chapitre III). Il est aussi le lieu d'importants transferts de chaleur qui engendrent une discontinuité thermique qui pourrait avoir une influence importante sur les propriétés de propagation des ondes de pression (Chapitre III et Chapitre IV). Cet élément est caractérisé avec la nouvelle méthodologie sur un banc dédié (Chapitre III) mais aussi directement à l'admission du moteur (Chapitre IV) et ceci pour trois géométries différentes de RAS.

Les résultats sont ensuite intégrés et validés dans GT-Power (Chapitre IV) suite à des essais expérimentaux sur un banc moteur. Cette caractérisation a également permis de comprendre l'influence des longueurs en amont et aval du RAS sur la pression dynamique à l'admission et sur le remplissage moteur, notamment à bas régime. Des essais expérimentaux ont été effectués

avec différentes longueurs sur un banc moteur entrainé (Chapitre III) et sur un banc moteur avec combustion (Chapitre IV). Ces essais ne permettent pas uniquement de déterminer l'impact des longueurs sur le remplissage mais aussi d'étudier le comportement du fluide pour différentes géométries de RAS.

I. Etude bibliographique

Le caractère alternatif d'un moteur à combustion interne donne naissance à des ondes de pression qui se propagent dans le système d'admission d'air. Ces dernières doivent leurs existences à l'interaction de l'écoulement compressible avec les composants en mouvement sur un moteur, notamment les soupapes et les pistons. Les ondes de pression ainsi générées, parcourent les différents éléments de la ligne d'admission et induisent des variations de pression et de débit masse en tout point et tout particulièrement juste en amont de la soupape d'admission. Ces variations définissent ainsi les caractéristiques thermodynamiques de l'air admis dans le cylindre lors de l'ouverture de la soupape et par conséquent le remplissage.

Compte tenu de l'objectif de cette thèse, qui est la caractérisation dynamique de la ligne d'admission et la compréhension des phénomènes d'ondes à l'admission, l'étude bibliographique du Chapitre I présente les différentes techniques de modélisation et de résolution de l'écoulement instationnaire compressible. Cette étude débute de façon générale pour ensuite être centrée sur les approches 1D dites linéaires et non-linéaires. Les avantages de chacune des deux approches sont présentés ainsi que leurs limites. Un examen bibliographique sur les méthodes de caractérisation fréquentielle est réalisé. Un bilan est également effectué sur les techniques de couplage d'un code 1D non-linéaire avec des modèles linéaires. Ces derniers étant soit des modèles à un seul pôle (fonction de transfert, impédance) ou des modèles à quatre pôles (matrices de transfert).

I.1. Les différentes méthodes de simulation

I.1.1 Modèles CFD tridimensionnels

La description la plus complète des écoulements de fluides est la résolution directe des équations de Navier-Stokes (bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) dans les domaines temporel et spatial. Cette résolution directe DNS (direct numerical simulation) [1] est relativement difficile à mettre en place et à utiliser pour des besoins de simulation de systèmes complets à cause de la complexité inhérente et du temps de calcul. Cependant si la vitesse est supposée être la somme d'une composante moyenne et d'une composante fluctuante, il est possible de résoudre les équations de Navier-Stokes en les moyennant en fonction du temps. Ceci est fait en décomposant les équations selon un pas de temps et un pas d'espace et en employant des modèles de turbulence (modèles k-ε [2], modèles de frottement aux parois [3], modèles analytiques en fonction du rayon [4]…) afin de compléter le système d'équations. Ces modèles multidimensionnels forment la base des logiciels de simulation 3D existants aujourd'hui et sont utilisés par l'ensemble de la communauté scientifique. Pour les applications automobiles, ce type de calcul est le plus souvent limité à des études d'écoulement à travers des éléments de géométries complexes et jamais pour l'étude des écoulements gazeux à travers un moteur complet. La nature de l'écoulement, les zones de pertes et de recirculation de flux, les pertes de charge, les transferts de chaleur, sont les caractéristiques les plus étudiées afin d'optimiser la géométrie. Le plus souvent les calculs sont effectués dans le cas d'un écoulement stationnaire.

Un mouvement de soupape ou l'interaction entre les ondes de pression et un changement de section (par exemple) associés à un calcul instationnaire reste très couteux en temps de calcul et non-adapté pour les demandes de simulation d'aujourd'hui. Cependant, ces logiciels 3D peuvent être utilisés pour la validation des modèles 1D ou 0D. Chalet *et al.* [5] ont réalisé un calcul 3D à travers un volet papillon pour valider un modèle numérique pour le coefficient de perte en fonction du nombre de Mach et de l'angle d'ouverture du papillon. Knuttson *et al.* [6] ont mis en place un modèle 3D d'un refroidisseur d'air de suralimentation (RAS) avec un maillage en élément finis, une excitation acoustique et un gradient de température afin de valider la mesure expérimentale d'une matrice de transfert et les pertes par transmission acoustique.

I.1.2 Modèles 1D

En négligeant les contraintes internes de cisaillement, donc les contraintes de viscosité qu'une maille élémentaire exerce sur la maille voisine, il est possible de diminuer considérablement le temps de calcul. Les modèles 1D considèrent que la vitesse est constante à travers une section donnée. Les équations tridimensionnelles de Navier-Stokes se réduisent alors à un système de trois équations unidimensionnelles. La notion d'un maillage espace-temps existe toujours, mais les profils de vitesse et de pression sont constants pour une abscisse donnée. Ces modèles ont été utilisés par plusieurs auteurs et constituent aujourd'hui la base de simulation moteur pour les applications d'ingénierie automobile. Cependant ces modèles ne sont pas sans limitations. En effet l'hypothèse de simplification 1D rencontre ses limites face à des éléments

dont la géométrie est complexe et tridimensionnelle comme par exemple les répartiteurs d'admission ou l'écoulement à travers les soupapes. Cette limitation est le plus souvent contournée soit en appliquant des coefficients de pertes de charge locaux ou des coefficients de décharge empiriques, soit en couplant le code 1D à un autre code de calcul qui prendra en compte ces phénomènes.

L'étude des écoulements 1D peut se faire suivant deux approches différentes : non-linéaire ou linéaire. Les deux approches permettent de décrire les phénomènes instationnaires des ondes de pression. Ces méthodes forment la base de ce travail de recherche et seront décrites en détail dans ce chapitre. Les équations qui constituent chacune de ces méthodes seront présentées avec les simplifications et approximations associées à chacune d'entre elles. Une méthodologie récente basée sur un couplage fréquentiel-temporel et nommée « fonction de transfert » sera également abordée. Les limitations de chacune de ces méthodes seront également étudiées.

I.1.3 Méthodes 0D

I.1.3.1 Méthode de vidange-remplissage

La méthode « vidange-remplissage » considère les différents éléments d'admission et d'échappement comme étant des volumes ouverts associés à une perte de charge. Les cylindres, conduits et répartiteurs sont modélisés comme étant des volumes dont le débit masse est obtenu par résolution de l'équation de Barré St. Venant (équation de continuité) [7] à chaque pas de temps. Un système de deux équations constituées de l'équation bilan d'énergie et de la conservation de la masse peut ainsi être résolu.

Contrairement aux méthodes 1D, cette méthode ne nécessite pas de maillage spatial car elle ne prend pas en compte les phénomènes pulsatoires des ondes de pression. Par conséquent, cette approche nécessite moins de coefficients empiriques de pertes de charge parce qu'elle ne détermine que les valeurs moyennes de pression, de débit et de température au cours d'un cycle. En effet, la convergence du système d'équations itératives est assurée en suivant la solution en fonction du cycle moteur.

I.1.3.2 Méthode inertielle capacitive

La méthode « inertielle capacitive » vise à augmenter le niveau de précision par rapport à l'utilisation de la méthode « vidange-remplissage ». Elle permet de tenir compte de la nature de la géométrie en décrivant l'évolution du débit masse en fonction de la pression et du rapport de la longueur sur la section de passage. Un degré de liberté additionnel est ainsi ajouté. En pratique, les éléments capacitifs sont décrits avec la méthode « vidange-remplissage » et les éléments inertiels sont caractérisés à partir de l'équation bilan de quantité de mouvement. Ceci se traduit finalement par une utilisation du rapport entre la section transversale et la longueur des tubes considérés [8].

La méthode a été appliquée par Bordjane *et al.* [9] pour étudier l'écoulement au niveau de l'admission d'un moteur monocylindre. Cette méthodologie ne prend pas en compte les effets dynamiques des ondes de pression et introduit des hypothèses simplificatrices afin de réduire le temps de calcul et obtenir des valeurs moyennes.

I.2. Modélisation d'un écoulement 1D instationnaire

Les performances d'un moteur à combustion interne, qu'il soit Diesel ou à allumage commandé, à deux ou à quatre temps, à aspiration naturelle ou suralimenté, sont influencées directement par la masse d'air introduite dans les cylindres. Cette quantité d'air admise est conditionnée par les écoulements de l'air dans les conduits d'admission et d'échappement. L'écoulement dans les tubulures d'un moteur à combustion interne présente un caractère fortement compressible et instationnaire. Ces deux conditions signifient que le fluide, qui est visqueux, a une masse volumique qui n'est pas constante dans tout le système d'admission (ou d'échappement) et qu'elle varie au cours du temps. Cette variation de masse volumique peut être engendrée par une variation de la température due à la présence des transferts thermiques et par les ondes de pression existantes dans ce type de système. Les ondes de pressions sont générées par une ou plusieurs combinaisons des quatre sources suivantes :

- Le mouvement de translation du piston qui influence la pression à l'admission et à l'échappement lorsque les soupapes sont ouvertes.
- Le mouvement alternatif des soupapes qui génère des ondes de pression à chaque cycle ouverture-fermeture. Lors de la fermeture des soupapes, une surpression locale est créée.
- La présence des machines tournantes, par exemple un turbocompresseur ou un compresseur mécanique.
- Les effets d'impédance où l'onde de pression créée par une des trois sources précédentes se réfléchie face à un changement de section ou une variation de température brusque.

Ces sources de pression impliquent un caractère périodique aux ondes de pression qui au bout d'un certain temps et pour un point de fonctionnement moteur constant, atteindront un état stationnaire périodique. L'amplitude et la fréquence des ondes de pression issues de chacune de ces différentes sources ne sont pas les mêmes et ne présentent pas le même effet sur le remplissage moteur. Les échanges de chaleur, par l'intermédiaire des parois, ou dus à des sources internes influencent les effets d'ondes. Il est alors important de discerner ces différents aspects et de les comprendre afin d'être capable de déterminer leurs influences sur l'écoulement d'air et par conséquent sur les différentes valeurs caractéristiques comme le couple, la puissance, la consommation…

Une approximation unidimensionnelle d'une grandeur thermodynamique (pression, vitesse, débit…) signifie que cette grandeur est constante en n'importe quel point d'une section donnée. Pour les ondes de pression, ceci signifie qu'elles se propagent parallèlement à l'abscisse du tube (ondes planes) et qu'il n'y a pas d'ondes transversales qui apparaissent. Cette approximation a été confirmée par Eriksson [10] qui a montré que les effets multidimensionnels dans les éléments

tubulaires ne pouvaient pas être négligés dès que la fréquence de pulsation des ondes de pression vérifie l'inégalité suivante :

$$f > 0.585 \frac{c_0}{d} \qquad \text{(I - 1)}$$

Pour un tube de diamètre interne de 50mm, la fréquence pour laquelle des ondes transversales pourraient apparaitre est de 4014 Hz pour une température ambiante de 20°C. Au-dessous de cette fréquence de coupure, seules des ondes planes se propagent. Les fréquences des ondes de pression à l'admission d'un moteur qui influencent le remplissage correspondent aux harmoniques de la vitesse de rotation [11]. La fréquence d'excitation fondamentale pour un moteur fonctionnant de 0 à 6000 $tr.min^{-1}$ (par exemple) est comprise entre 0 et 200 Hz. Donc la gamme de fréquence en question est plus faible que la fréquence de coupure. D'un point de vue flux de gaz, un écoulement est considéré unidimensionnel lorsque le rapport entre la longueur du conduit et son diamètre est suffisamment grand (supérieur à 15) [12] pour que l'écoulement soit turbulent développé.

Connaissant la gamme de fréquence des ondes de pression présentes dans un système d'admission d'un moteur à combustion interne, et les longueurs et sections caractéristiques des différents conduits, les écoulements dans les systèmes d'admission et d'échappement peuvent être considérés comme étant quasi-unidimensionnels [13]. Cette hypothèse signifie que la seule composante de vitesse est la vitesse axiale suivant l'abscisse x et que les différentes variables sont constantes pour une section donnée à un instant t donné. Ceci n'empêche pas la présence de certaines zones où l'écoulement local présente un caractère multidimensionnel comme par exemple dans les zones de changement de section et au niveau des coudes. Ce caractère est normalement pris en compte par des coefficients de frottements [14].

Avant d'étudier les équations elles-mêmes, il est important de distinguer deux approches de résolution : la première est la résolution temporelle des équations non-linéaires de la dynamique des gaz. La seconde est une résolution fréquentielle des équations linéarisées. Suivant le choix de résolution, la mise en forme des équations ne sera pas la même. Chacune des deux approches présente des avantages ainsi que des inconvénients. Les deux méthodes ne cherchent pas à résoudre les équations de Navier-Stokes analytiquement [1] mais plutôt à les calculer sur des intervalles de temps réguliers. Ce critère de précision est géré par le pas de temps maximal dans le cas des solutions temporelles et par le pas fréquentiel ou fréquence d'échantillonnage dans le second cas.

I.2.1 Equations sous la forme non-linéaire

I.2.1.1 Mise en équation

La première équation correspond à la conservation de la masse. L'augmentation pendant le temps dt, de la masse contenue dans le volume de contrôle élémentaire est égale à la différence entre la masse entrante et la masse sortante. L'équation de continuité [15] est donnée par (I - 2).

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_a u_a)}{\partial x} + \frac{\rho_a u_a}{S}\frac{dS}{dx} = 0 \qquad \text{(I - 2)}$$

L'indice « a » pour les différentes variables fait référence à une grandeur absolue, c'est-à-dire une valeur qui est la somme de deux composantes : une composante dynamique ou fluctuante et une composante statique ou moyenne. Cette notation sera la même pour toutes les variables thermodynamiques utilisées dans ce manuscrit. La seconde équation est obtenue en effectuant un bilan de quantité de mouvement sur un volume de contrôle. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial (\rho_a u_a)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_a {u_a}^2 + p_a)}{\partial x} + \frac{\rho_a {u_a}^2}{S}\frac{dS}{dx} + 2\rho_a {u_a}^2 \frac{\vartheta}{d}\frac{u_a}{|u_a|} = 0 \qquad \text{(I - 3)}$$

ϑ est le coefficient de frottement pariétal qui est lié à la contrainte de cisaillement que l'écoulement exerce sur la paroi d'un tube. Il est habituellement défini sous forme adimensionnelle en fonction de la contrainte de cisaillement. En pratique, il est exprimé en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité moyenne du tube [16] [17] [18] [19]. La troisième équation correspond au bilan d'énergie qui exprime la manière dont s'effectuent les échanges thermiques. Elle est issue du premier principe de la thermodynamique en supposant un gaz parfait et est donnée par la formulation (I - 4).

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_a \frac{{u_a}^2}{2} + \frac{p_a}{\gamma - 1}\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[u_a\left(\rho_a \frac{{u_a}^2}{2} + \frac{p_a}{\gamma - 1}\right)\right] \\ &+ \left(\rho_a \frac{{u_a}^2}{2} + \frac{p_a}{\gamma - 1}\right)\frac{u_a}{S}\frac{dS}{dx} = \rho_a q_{chal} \end{aligned} \qquad \text{(I - 4)}$$

q_{chal} étant la quantité massique de chaleur apportée par l'extérieur. Les trois équations précédentes lient les quatre grandeurs caractéristiques du fluide. Une équation additionnelle est donc nécessaire afin d'obtenir un système de quatre équations à quatre inconnues. L'équation d'état du gaz (supposé parfait) exprime la relation existant entre la pression p_a, la masse volumique ρ_a et la température T_a. Elle est donnée par (I - 5).

$$p_a = \rho_a r T_a \qquad \text{(I - 5)}$$

Les équations (I - 2), (I - 3) et (I - 4) sont des équations hyperboliques aux dérivées partielles. Une caractéristique commune aux solutions de ce genre d'équations est que certaines informations sont transmises par les « ondes » qui se propagent à la vitesse locale du son par rapport au fluide, tandis que d'autres informations se déplacent avec la vitesse locale du fluide lui-même. En effet, les ondes de pression se propagent à la vitesse locale du son tandis que le gaz lui-même, avec tous les changements de sa composition, se propage à la vitesse locale.

I.2.1.2 Résolution numérique

Ecrit sous cette forme, le système d'équations précédent ne possède pas de solution analytique. La solution est déterminée par une résolution numérique des équations. Il s'agit alors des solutions dans le domaine temporel obtenues à partir d'une utilisation de schémas numériques. Winterbone *et al.* [20] ont énoncé deux façons possibles pour exprimer les trois équations mentionnées précédemment : formulation conservative et formulation non-conservative. La notation conservative consiste à écrire les équations 1D en fonction des vecteurs qui contiennent des termes qui sont le produit des variables p_a, ρ_a et u_a. La notation non-conservative consiste à éliminer les termes qui contiennent des produits, donc de développer les équations précédentes. Hirsch [21] a indiqué que les deux écritures étaient similaires d'un point de vue mathématique, mais la résolution numérique de la méthode non-conservative aboutira à un schéma numérique où la masse totale du système ne sera pas conservée.

La méthode des caractéristiques est la première méthode de résolution numérique où la notation non-conservative a été employée. Elle consiste à écrire les équations de base précédentes sous forme d'un système différentiel indéterminé et à considérer un écoulement isentropique. Le déterminant principal de ce système est alors nul mais aussi les déterminants caractéristiques, ce qui donne les lignes caractéristiques (I - 6) et (I - 7).

$$\frac{dx}{dt} = u_a + c_0 \qquad \text{(I - 6)}$$

$$\frac{dx}{dt} = u_a - c_0 \qquad \text{(I - 7)}$$

Les équations (I - 6) et (I - 7) sont les équations différentielles de deux trajectoires C^+ et C^- de deux ondes qu'il s'agit d'identifier, et qui se propagent avec des vitesses relatives $u_a + c_0$ et $u_a - c_0$ respectivement. La méthode des caractéristiques permet d'aboutir à l'équation de Earnshaw [22] donnée par l'équation (I - 8) qui montre que la vitesse de propagation augmente quand la pression augmente. Il y a alors distorsion de la forme de l'onde car les zones de haute pression sont plus rapides que les zones de basse pression.

$$u_a = \frac{2c_0}{\gamma - 1}\left[\left(\frac{p_a}{p_a(t_0)}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1\right] + u_a(t_0) \qquad \text{(I - 8)}$$

$p_a(t_0)$ et $u_a(t_0)$ étant la pression et la vitesse absolue à $t_0 = 0$ avant l'excitation par l'onde de pression. Par conséquent, une onde de pression accélérée va conduire à la formation d'une onde de choc et une onde de détente va avoir tendance à s'élargir. Quand une onde de choc se forme, les équations obtenues par la méthode des caractéristiques ne sont plus valables, car pour obtenir ces équations, l'hypothèse d'un écoulement isentropique est utilisée. Or, lors de la formation d'une onde de choc, les gradients de température et de pression deviennent très importants, ainsi que les effets de chaleur interne et de frottement visqueux. Les changements induits par une onde de choc n'étant pas réversibles, l'écoulement ne peut pas être considéré comme étant isentropique.

La présence des ondes de choc nécessite alors la résolution des équations 1D avec une écriture conservative des équations fondamentales sous forme intégrale. Les valeurs instantanées sont alors moyennées sur un pas d'espace Δx et un pas de temps Δt. LeVeque [23] a montré que les schémas de résolution numériques qui ne sont pas basés sur une formulation dite conservative des équations fondamentales, ne peuvent pas converger vers une solution physiquement correcte lorsque des discontinuités sont présentes. Roe [24] pensait que la représentation sous forme différentielle des équations fondamentales pouvait représenter correctement les ondes de choc puisque les gradients des variables tendent vers l'infini dans les équations principales lors du passage d'un choc. Winterbone *et al.* [20] présentent une étude très détaillée sur les différents schémas numériques et leurs modes d'emploi. Quel que soit le schéma numérique employé, il faut s'assurer que le critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) est respecté. Celui-ci indique que les informations qui se propagent sous forme d'onde ne peuvent pas se déplacer plus que la grandeur Δx pendant un pas de temps Δt. Cela peut être traduit par l'équation (I - 9).

$$\Delta t \le \nu \frac{\Delta x}{|u| + c_0} \qquad \text{(I - 9)}$$

Avec $0 \le \nu \le 1$ et où $|u| + c_0$ représente la vitesse maximale possible qu'il est possible d'atteindre en chaque point.

I.2.1.3 Modélisation

La résolution à l'aide des schémas numériques nécessite également une étude des conditions aux limites et une modélisation des éléments de propagation. Plusieurs auteurs ont travaillé sur la modélisation des différentes tubulures d'admission (tuyaux simple, élargissement [25], rétrécissement [26], jonctions [27] [28]…) et aussi des différentes sources d'onde (piston [29] et

soupapes [30] [31]). Chalet [14] présente les différentes modélisations et propose des modèles 1D basés sur une validation expérimentale à partir d'un tube à choc.

La modélisation 1D d'un élément peut être effectuée par une utilisation d'un code CFD afin de comprendre le comportement du fluide et ceci par une simulation tridimensionnelle. Un modèle 1D est ensuite élaboré dans lequel apparait un coefficient de comportement [32] [33] [34]. Ce coefficient d'écoulement peut alors dépendre des conditions d'écoulement (nombre de Mach…) et des caractéristiques géométriques (diamètre, longueur, …).

Cependant, il existe des éléments à l'admission et à l'échappement dont la géométrie est beaucoup plus complexe comme par exemple les turbomachines, les catalyseurs, les refroidisseurs d'air de suralimentation (RAS), les boitiers papillons, les filtres… La modélisation de ces éléments devient immédiatement plus compliquée. Les éléments comme le turbocompresseur et le RAS étant caractéristiques d'un moteur suralimenté, la littérature sur la modélisation des turbines et compresseurs est abondante [20] [35] [36] et les travaux sont toujours d'actualité [37]. Les compresseurs sont le plus souvent implémentés dans les codes de calculs sous forme de champs turbocompresseur. Ces champs sont identifiés à priori sur des bancs dédiés [38] dont les géométries amont et aval compresseur peuvent être différentes de celles existantes dans un environnement moteur.

Pour un moteur suralimenté, le comportement des ondes de pression générées sera influencé par la géométrie en amont des soupapes, notamment les conduits primaires, le répartiteur et les conduits qui se connectent au RAS. Ce dernier est le premier élément relativement complexe (plus complexe que les conduits et jonctions) qui influencera la dynamique des ondes de pression à l'admission du moteur. Les RAS et autres éléments étaient le plus souvent modélisés comme de simples pertes de charge. Le modèle proposé par Kays *et al.* [39] modélise les pertes de charge du RAS en fonction du nombre de Reynolds. Cette formulation présente les pertes de pression d'une façon adimensionnelle. Par conséquent cette formulation peut servir pour plusieurs RAS de caractéristiques géométriques différentes mais qui gardent la même configuration d'écoulement. Les modèles sont validés en déterminant la courbe de pertes de charge en fonction du débit à travers le RAS en soufflerie. Il existe également dans la littérature des modélisations qui combinent directement le RAS avec le compresseur [40]. Cependant, cette approche ne permet pas de déterminer l'effet de l'échangeur sur les ondes de pression.

Aujourd'hui, avec l'augmentation du niveau de précision demandé, les effets d'onde doivent être pris en compte. Avec l'approche simplificatrice de Benson [41], le RAS est considéré comme étant un tube droit communiquant à deux conditions aux limites en amont et en aval. Cette méthode prend en compte la longueur caractéristique de certains RAS mais néglige l'effet du volume interne du RAS sur la propagation des ondes de pression. Bromnick *et al.* [42] proposent une modélisation du RAS comme étant une condition aux limites à l'intersection de deux conduits. La méthode consiste à chercher les trajectoires caractéristiques de l'écoulement dans les conduits amont et aval en appliquant la méthode des caractéristiques. Le RAS devient

alors une condition virtuelle à travers laquelle les ondes de pression se propagent. Les conclusions suivantes ont été observées [20]:

- Indépendamment du régime et de la charge, le refroidissement de l'échangeur se détériore avec l'augmentation du débit. Une relation quasi linéaire est observée entre le débit et les performances du RAS.
- Une augmentation du régime et/ou de la charge engendre une augmentation des pertes de pression et donc une chute des performances de l'échangeur.
- Une augmentation locale de pression est observée entre la sortie du compresseur et l'entrée du RAS. Ceci est du aux phénomènes de diffusion des ondes de pression.
- Les pertes de pression sont dues au volume du RAS et aux frottements avec les parois.

Seifert [43] propose une modélisation du RAS comme étant un ensemble multitubes dans lequel plusieurs tubes parallèles sont liés entre eux avec des jonctions multi-branches. L'auteur propose également une méthode de résolution numérique. Ce type de modélisation est plus couramment employé puisque l'effet du volume interne sur l'amortissement et les fréquences propres du système sera pris en compte avec ces jonctions multi-branches. Cornolti *et al.* [44] ont utilisé la même approche pour modéliser une architecture de RAS à eau et un refroidisseur de gaz d'EGR. La caractérisation acoustique des éléments est assurée par des multitubes tandis que les pertes de charge sont données par des coefficients de pertes calibrés. Les modèles sont validés avec des essais expérimentaux. Il existe également des modélisations 1D pour des configurations précises des RAS, comme par exemple celle donnée par Pingaud *et al.* [45] pour un RAS de type courants parallèles et par Naknonieczny [46] pour un RAS de type courants croisés. Une méthode plus générale de modélisation des RAS consiste à utiliser des codes de calcul CFD 2D ou 3D pour simuler le comportement de l'écoulement [47]. Cependant, ce type de simulation reste dédié à des applications avec un écoulement stationnaire.

Les méthodes établies sur la résolution des schémas numériques constituent aujourd'hui la base des codes de calcul moteur. Ces codes deviennent de plus en plus rapides et performants mais surtout facile à manipuler. Ceci est particulièrement vrai pour les simples éléments tubulaires, mais lorsque des éléments plus complexes sont à modéliser, un degré d'expertise et des essais expérimentaux deviennent nécessaires.

I.2.2 Equations sous la forme linéaire

I.2.2.1 Ecoulement non-visqueux à vitesse moyenne nulle

Les variables thermodynamiques caractérisant l'écoulement sont décomposées suivant leurs composantes statiques (ou valeurs moyennes) et leurs composantes dynamiques (ou valeurs fluctuantes). Ainsi les variables de pression, de masse volumique, de vitesse et de débit masse s'écrivent suivant les équations (I - 10), (I - 11), (I - 12) et (I - 13) respectivement.

$$p_a = p_0 + p \tag{I - 10}$$

$$\rho_a = \rho_0 + \rho \tag{I - 11}$$

$$u_a = u_0 + u \tag{I - 12}$$

$$qm_a = qm_0 + qm \tag{I - 13}$$

Pour un écoulement unidimensionnel, non visqueux, sans débit moyen ($u_0 = 0$ et $qm_0 = 0$) avec une section de passage constante et en appliquant la théorie des ondes planes, les équations de la dynamique des gaz peuvent se mettre sous une forme linéaire [15]. Les équations bilan de masse et de quantité de mouvement sont données par (I - 14) et (I - 15).

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{I - 14}$$

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \tag{I - 15}$$

L'équation bilan d'énergie se traduit finalement par la formulation d'un écoulement isentropique [48] [49] et est donnée par (I - 16).

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right) \simeq \frac{\gamma p_0}{\rho_0} = {c_0}^2 \tag{I - 16}$$

Les équations fondamentales de la dynamique des gaz sont dites linéarisées parce que les différentes variables dans (I - 2), (I - 3) et (I - 4) sont remplacées par une valeur moyenne et une valeur fluctuante. Les équations sont ensuite développées en négligeant les termes du second ordre. Cette approximation est correcte uniquement si les amplitudes des composantes dynamiques des équations (I - 10), (I - 11), (I - 12) et (I - 13) restent petites par rapport à la valeur moyenne : il s'agit alors d'acoustique linéaire. Ceci implique également que la vitesse de propagation du fluide est inférieure à la vitesse de propagation du son.

En dérivant l'équation (I - 14) par rapport au temps et l'équation (I - 15) par rapport à la variable d'espace et en utilisant l'équation bilan d'énergie linéarisée, l'équation de Helmholtz est obtenue. Elle est exprimée par (I - 17) .

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - {c_0}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) p = 0 \tag{I - 17}$$

Cette équation correspond à l'équation fondamentale de propagation de l'onde acoustique en pression et présente des solutions analytiques mathématiques connues [50]. Elles s'écrivent sous la forme (I - 18).

$$p(x,t) = J_1 f_{xt}(x - c_0 t) + J_2 f_{xt}(x + c_0 t) \qquad \text{(I - 18)}$$

Où J_1 et J_2 sont respectivement les amplitudes d'une onde progressive directe et d'une onde progressive rétrograde qui se déplace dans le sens opposé. La forme analytique des amplitudes J_1 et J_2 dépend du régime d'oscillation. Le régime d'oscillation lui-même est intégré dans les fonctions $f_{xt}(x - c_0 t)$ et $f_{xt}(x + c_0 t)$. Ceci est généralement effectué en supposant que les soupapes se comportent comme une source acoustique [51], c'est-à-dire que les soupapes correspondent au point de génération des ondes de pression. Le niveau de complexité de cette définition varie avec le développement des méthodes fréquentielles pour la simulation moteur et fera l'objet d'une étude approfondie dans ce chapitre. Pour un régime moteur stabilisé, un système d'ondes stationnaires s'établit très rapidement dans les conduits où les nœuds et ventres de pression et de vitesse ne varient pas dans le temps et dans l'espace [15] [51]. Sous ces conditions d'excitation périodique, la solution (I - 18) prend la forme caractéristique harmonique donnée par (I - 19).

$$p(x,t) = J_1 \cos(\omega t - k_0 x) + J_2 \cos(\omega t + k_0 x) \qquad \text{(I - 19)}$$

Avec k_0 le nombre d'onde réel. Ce dernier est obtenu par l'équation (I - 20) en fonction de la pulsation ω et qui vaut $\omega = 2\pi f$, f étant la fréquence de l'oscillation périodique engendrée par l'excitation acoustique des soupapes.

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \qquad \text{(I - 20)}$$

En réalité, les signaux de pression ne sont presque jamais définis par une unique fréquence. Ils sont généralement caractérisés par plusieurs fréquences qui correspondent à la réponse acoustique de la ligne d'admission. C'est pourquoi il est plus pratique d'écrire la solution (I - 19) sous la forme exponentielle donnée par (I - 21) pour la manipulation algébrique des différents termes [52].

$$p(x,t) = J_1 \exp(j(\omega t - k_0 x)) + J_2 \exp(j(\omega t + k_0 x)) \qquad \text{(I - 21)}$$

La solution de pression correspondra à la partie réelle de l'équation (I - 21). La solution pour la vitesse est donnée par (I - 22).

$$u(x,t) = \frac{1}{\rho_0 c_0}[J_1 \exp(j(\omega t - k_0 x)) - J_2 \exp(j(\omega t + k_0 x))] \qquad \text{(I - 22)}$$

Il est également possible d'exprimer la solution du débit masse qm sous la forme suivante :

$$qm(x,t) = \frac{1}{z_{c0}}[J_1 \exp(j(\omega t - k_0 x)) - J_2 \exp(j(\omega t + k_0 x))] \qquad \text{(I - 23)}$$

Où z_{c0} est l'impédance spécifique du milieu pour un simple tube [53] et est exprimée dans l'équation (I - 24) en fonction de la géométrie et de la vitesse du son :

$$z_{c0} = \frac{c_0}{S} = \frac{\sqrt{\gamma r T}}{S} \qquad \text{(I - 24)}$$

Ces solutions sont appelées des solutions fréquentielles car toutes les informations sont ramenées à la fréquence de la réponse en pression ω. L'équation (I - 17) est obtenue en appliquant la théorie linéaire mais aussi en supposant l'inexistence des pertes par frottement et de débit moyen. En pratique ceci ressemble, par exemple, à un haut-parleur qui excite un simple conduit rigide. Sur un moteur à combustion interne les pertes par frottement deviennent importantes [54] et dépendent de la section, des échanges thermiques et du niveau de débit moyen. Cependant la théorie acoustique suppose un débit moyen nul, ce qui n'est pas le cas pour un moteur à combustion interne car le débit aspiré par le moteur n'est jamais nul. Cependant l'application de la théorie acoustique sous la forme la plus simple permet de comprendre les phénomènes physiques associés à l'admission et à l'échappement. Broome [55] a mis en évidence l'avantage d'avoir un retard à l'ouverture des soupapes en étudiant la phase de l'onde de pression dans la chapelle d'admission en fonction de l'angle vilebrequin et en regardant les différents paramètres et choix techniques qui l'influencèrent. Matsumoto *et al.* [56] et Ohata *et al.* [57] ont pris en compte le fait que les signaux de pression à l'admission sont de nature multi-fréquentielle en remplaçant le terme de pulsation ω par son équivalent dans le domaine de Laplace $s = j\omega$. Ceci leur a permis d'interpréter le profil de la courbe de remplissage moteur en fonction du régime mais aussi de déterminer cette courbe en fonction des choix des conduits primaires (par exemple) et du volume du plénum. Cela peut également être utilisé afin de mettre en évidence les phénomènes d'interaction des différents cylindres, où un cylindre s'auto-excite (les soupapes génèrent les ondes de pression) mais aussi reçoit des interférences des autres soupapes correspondantes aux autres cylindres.

I.2.2.2 Ecoulement visqueux avec vitesse moyenne non nulle

Afin d'être capable de non seulement mesurer les ondes de pression et de les interpréter avec l'approche fréquentielle mais aussi de les définir par calcul, il est nécessaire d'utiliser un modèle plus réaliste et complexe. Il faut alors prendre en considération la présence d'un écoulement

moyen sur les variables acoustiques. Un nombre de Mach moyen *M* influence les variables de pression et de débit masse de deux façons : il introduit un décalage temporel de l'onde de pression et affecte les pertes visco-thermiques.

L'équation linéarisée du bilan de la quantité de mouvement pour un écoulement avec pertes et débit moyen [15] est donnée par (I - 25).

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} + u_a \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p_a}{\partial x} + \frac{2\vartheta {u_a}^2 u_a}{d\left|u_a\right|} = 0 \qquad \text{(I - 25)}$$

Munjal [51] a écrit l'équation (I - 25) en se basant sur les travaux de Streeter [58] et de Thawani [59] pour un écoulement avec pertes en présence de débit moyen en introduisant un coefficient d'atténuation visco-thermique α et un coefficient de pertes par unité de longueur ξ. L'équation d'onde pour un écoulement avec pertes et débit moyen peut toujours être écrite, elle est donnée, dans ce cas, par (I - 26) .

$$\left[\frac{{D_a}^2}{D_a t^2} - {c_0}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2(\xi u_a + c_0\alpha)\frac{D_a}{D_a t}\right] p = 0 \qquad \text{(I - 26)}$$

L'équation (I - 26) est semblable à l'équation de Helmholtz (I - 17) en ajoutant le terme $2\left(\xi u_a + c_0\alpha\right)$ qui correspond à l'effet visco-thermique et le débit moyen. De plus, l'opérateur $\frac{\partial}{\partial t}$ est remplacé par l'opérateur $\frac{D_a}{D_a t}$ défini comme suit :

$$\frac{D_a}{D_a t} = \frac{\partial}{\partial t} + u_a \frac{\partial}{\partial x} \qquad \text{(I - 27)}$$

Cet opérateur incorpore les effets convectifs de débit moyen. Plusieurs modélisations existent dans la littérature [60] [61] pour la modélisation du coefficient α, cependant toutes montrent une dépendance de α par rapport à la racine carré de la pulsation ω et à l'inverse du rayon hydraulique r_h. La modélisation la plus répandue est celle qui est donnée par Davies [62] qui prend en compte les effets de conduction de chaleur à travers le nombre de Prandtl Pr et la viscosité dynamique μ. L'expression du coefficient μ est donnée par l'équation (I - 28).

$$\alpha = \frac{1}{r_h c_0}\left(\frac{\omega}{2\rho_0}\right)^{0.5} \mu(1 + \mathrm{Pr}^{-0.5}(\gamma^{0.5} - \gamma^{-0.5})) \qquad \text{(I - 28)}$$

De même, les solutions de l'équation (I - 26) existent sous la forme analytique, elles sont données par (I - 29) et (I - 30)

$$p(x,t) = \left[J_1 \exp(-\beta^+ x) + J_2 \exp(\beta^- x) \right] \exp(j\omega t) \qquad \text{(I - 29)}$$

$$qm(x,t) = \frac{1}{z_c} \left[J_1 \exp(-\beta^+ x) - J_2 \exp(\beta^- x) \right] \exp(j\omega t) \qquad \text{(I - 30)}$$

Où $\beta^{\pm}$ est le nombre d'onde complexe incorporant les effets de pertes et de débit moyen [63], et est donné par (I - 31).

$$\beta^{\pm} \simeq \frac{\alpha + \xi M + j(k_0 + \alpha)}{1 \pm M} \qquad \text{(I - 31)}$$

Et z_c est l'impédance caractéristique complexe du milieu qui tient compte des effets d'un débit moyen et des pertes de viscosité. Cette impédance est donnée par (I - 32). L'impédance caractéristique est une propriété du milieu de propagation (comme par exemple l'air). Pour une onde progressive directe qui se propage dans l'air à travers un simple tube de section constante, l'impédance caractéristique est donnée par l'équation (I - 24) pour un écoulement non-visqueux sans pertes et par l'équation (I - 32) pour un écoulement visqueux avec pertes.

$$z_c = z_{c0} \left(1 - \frac{\alpha + \xi M}{k_0} + j \frac{\alpha + \xi M}{k_0} \right) \qquad \text{(I - 32)}$$

Le second cas (en incluant les pertes de frottement et les effets de débit moyen) est sans doute plus représentatif d'un fonctionnement moteur. La théorie linéaire est plus simple que la résolution numérique des équations 1D. Elle possède des solutions analytiques et est capable de « dissocier » l'onde de pression en onde directe et onde rétrograde en supposant que les soupapes se comportent comme une source acoustique. Cependant, la théorie acoustique s'appuie sur une hypothèse forte qui est la linéarisation des variables thermodynamiques en supposant des faibles perturbations autour de la valeur moyenne. Munjal [51] défend cette théorie linéaire appliquée aux ondes de pression dans le cas des moteurs à combustion interne et surtout pour la partie admission, en expliquant que les phénomènes non-linéaires ont tendance à apparaitre à l'échappement à cause des températures et vitesses élevées. Payri *et al.* [64] reprennent cette hypothèse en effectuant des comparaisons à l'échappement entre une résolution linéaire avec une approche acoustique et une résolution non-linéaire avec des schémas numériques. Ils constatent que la pression est moins sensible aux sources non-linéaires tandis que l'erreur pour le débit masse est plus importante. La comparaison a été faite à l'échappement d'un moteur 4 cylindres ayant une cylindrée de 2L et un régime de rotation de 1000 tr.min^{-1}. Le collecteur d'échappement est composé de 4 branches de longueur « l_1 » connectées à un conduit de longueur « l_2 ». Le schéma de l'installation est présenté sur la Figure 1. La source acoustique est choisie en aval du collecteur d'échappement. Les résultats sont comparés entre la solution linéaire et la résolution

non-linéaire en fonction des caractéristiques de la source acoustique. Cette dernière peut être changée en faisant varier la longueur « l_1 » des branches de l'échappement et celle du conduit « l_2 ». La pression a été mesurée en 3 points distincts de la ligne d'échappement (points A, B et C de la Figure 1). La comparaison dans le domaine temporel des signaux de pression a montré une bonne corrélation entre les deux approches linéaires et non-linéaires.

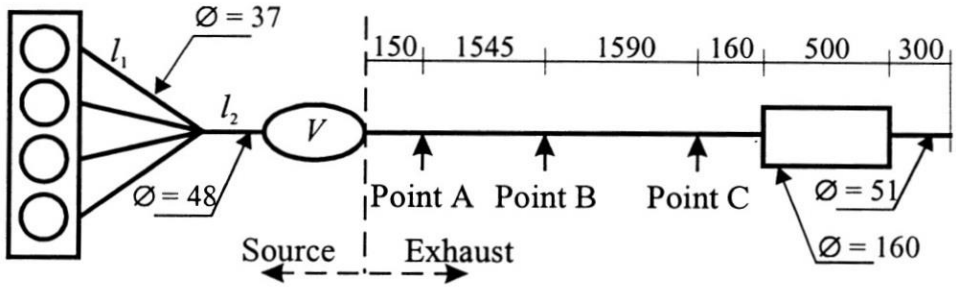

Figure 1 - Ligne d'échappement et choix de source acoustique [64]

Les distributions adimensionnelles de pression et de débit masse en fonction de l'abscisse sont comparées pour les différentes sources (seconde harmonique) et représentées sur les Figure 2 et Figure 3. L'approche linéaire permet d'obtenir le même profil de distribution pour les trois sources tandis que des petites différences sont observées pour le débit masse.

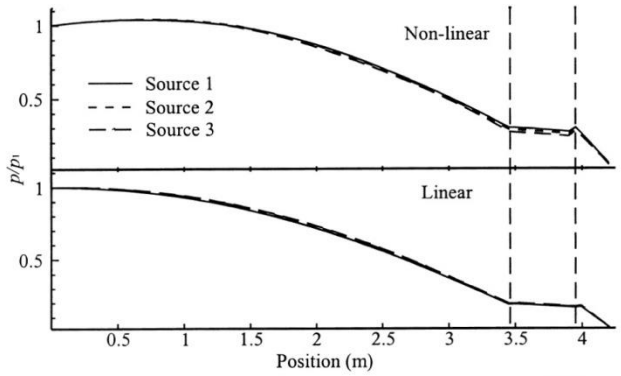

Figure 2 - Distributions en seconde harmonique de pression pour différentes sources [64]

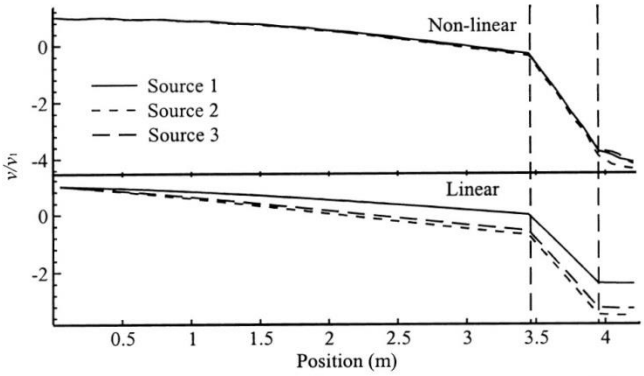

Figure 3 - Distributions en seconde harmonique de débit masse pour différentes sources [64]

Pour une même source, les Figure 4 et Figure 5 présentent les résultats obtenus avec une approche linéaire et une approche non-linéaire pour les fréquences correspondantes à la seconde et quatrième harmonique de la vitesse de rotation du moteur en pression et débit masse. Les différences sont plus visibles entre les deux approches pour le débit masse, cependant la pression semble être moins sensible à la non-linéarité. La plus grande différence dans la représentation du débit masse est associée à la position de débit nul. Cette position est plus proche de la chambre d'expansion avec l'approche linéaire. La chambre d'expansion se trouve localisée à une abscisse égale à 3.445m de la source de la Figure 1. Avec la représentation linéaire, le point de vitesse nulle (donc de pic négatif dans la Figure 4) pour la distribution en seconde harmonique moteur est plus proche à la chambre d'expansion. Après la chambre d'expansion les différences sont

plus petites. D'autre part, pour la distribution en quatrième harmonique moteur en débit masse, les différences sont encore plus importantes comme le montre la Figure 5. Les auteurs attribuent ces différences dans la position du pic dans les Figure 4 et Figure 5 à deux raisons :

- un décalage de température locale, cette dernière étant linéairement calculée, elle ne représente pas les températures à l'échappement.
- Une caractéristique de couplage non-linéaire entre la source et la charge acoustique (ligne d'échappement). La source des ondes de pression n'est pas très bien définie d'un point de vue aéro-acoustique.

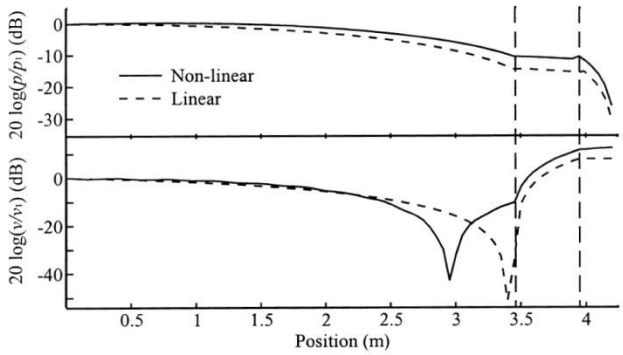

Figure 4 – Distributions en seconde harmonique de pression et débit masse avec les approches linéaire et non-linéaire [64]

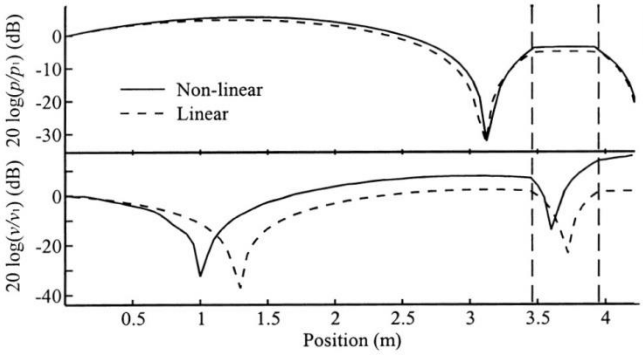

Figure 5 - Distributions en quatrième harmonique de débit masse avec les approches linéaire et non-linéaire [64]

La théorie linéaire offre une méthodologie simple et « visuelle » pour comprendre les effets d'ondes notamment à l'admission d'un moteur à combustion interne. Elle a l'avantage de caractériser un élément donné, par exemple un simple tube indépendamment de ce qui ce passe en amont et en aval. En effet, en regardant les solutions (I - 21), (I - 23), (I - 29) et (I - 30), il s'agit de solutions analytiques : lorsque les différents paramètres (amplitudes, fréquences, coefficients) sont calculés ou mesurés les variables de pression et de débit sont connues quel que soient les conditions aux limites en amont et en aval. C'est cette propriété de caractérisation qui rend la théorie acoustique attirante par rapport à la modélisation temporelle.

Dans la suite, les différentes méthodes de mesure et de caractérisation d'un élément quelconque par le biais de décomposition des ondes, de mesure d'impédance et de détermination de matrice de transfert seront explorées. L'idéal pour une simulation moteur sera de combiner la précision des méthodes de résolution non-linéaires (solutions temporelles) avec la simple caractérisation directe des éléments complexes pour lesquels la modélisation sera trop difficile, par exemple les coudes, les RAS, les turbomachines, les éléments de post-traitement…

I.2.3 Décomposition des ondes

I.2.3.1 Analyse théorique

La théorie de décomposition des ondes suppose que les fluctuations de pression peuvent être décomposées en deux parties : une onde directe et une onde rétrograde. La pression p s'écrit alors sous la forme donnée par l'équation (I - 33).

$$p = p^+ + p^- \tag{I - 33}$$

Les composantes de l'onde directe et rétrograde sont obtenues directement à partir de l'équation (I - 29), tel que exprimées par les équations (I - 34) et (I - 35).

$$p^+ = J_1 \exp(-\beta^+ x)\exp(j\omega t) \tag{I - 34}$$

$$p^- = J_2 \exp(\beta^- x)\exp(j\omega t) \tag{I - 35}$$

Le débit masse pourrait être exprimé aussi en fonction des ondes directes et rétrogrades de pression selon l'équation (I - 36).

$$qm = \frac{1}{z_c}\left(p^+ - p^-\right) \tag{I - 36}$$

La variation temporelle est cette fois incluse dans les termes $J_1 \exp\left(j\omega t\right)$ et $J_2 \exp\left(j\omega t\right)$. Comme déjà indiqué, les variations de pression correspondent à une réponse multi-fréquentielle. En pratique cela implique la somme de plusieurs termes en $\exp\left(j\omega t\right)$. C'est pourquoi une transformée de Fourier est souvent appliquée aux signaux de pression mesurée. Classiquement ceci revient à représenter une onde sinusoïdale comme la somme de deux ondes harmoniques de pulsation $\pm\omega$ [52]. Les grandeurs fréquentielles seront notées en caractères majuscules, ainsi la pression est donnée par l'équation (I - 37). La même notation de majuscule s'appliquera pour la vitesse, le débit masse et l'impédance dans le domaine fréquentiel.

$$P = FFT(p) \tag{I - 37}$$

I.2.3.2 Impédance spécifique

Le comportement des ondes de pression dans l'élément à caractériser aux points 1 et 2 de la Figure 6 dépend de l'impédance caractéristique Z_c entre ces deux points et de l'impédance spécifique Z de la charge acoustique en amont et en aval.

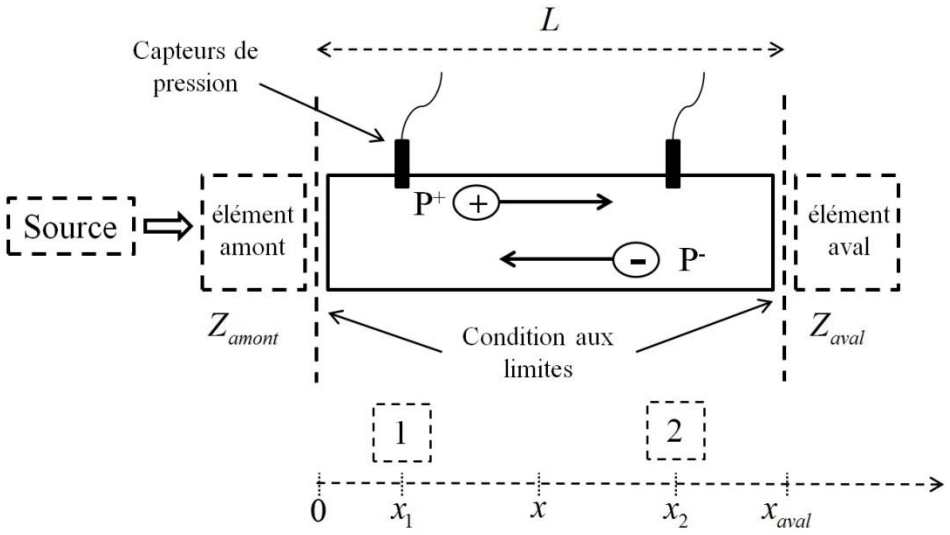

Figure 6 - Schéma de propagation acoustique

L'impédance spécifique Z caractérise la façon avec laquelle une géométrie quelconque se comporte face à une perturbation. Elle est spécifique à une géométrie donnée. Ainsi, sous l'effet d'une variation de pression p imposée par le passage d'une onde par exemple, des variations de vitesse u sont créées. La valeur de ces variations dépend de l'impédance caractéristique et de l'impédance spécifique [15]. Z est définie par l'équation (I - 38) comme le rapport de la perturbation acoustique de pression sur celle de débit masse [51].

$$Z(x) = \frac{P(x)}{Qm(x)} = Z_{c0} \frac{J_1 \exp(-\beta^+ x) + J_2 \exp(\beta^- x)}{J_1 \exp(-\beta^+ x) - J_2 \exp(\beta^- x)} \qquad \text{(I - 38)}$$

Suivant la notation et l'utilisation, les définitions de l'impédance spécifique varient comme étant soit le rapport de pression sur vitesse (comme dans les travaux de Borel [15], Chaigne [52], Bruneau [53], Davies [62], …) ou le rapport de pression sur débit masse (comme les travaux de Munjal [51], de Knutsson *et al.* [65], …). Dans le présent travail, les variables principales sont la pression et le débit masse. Ce choix reflète le fait que les variations de la masse volumique sont incluses directement dans le débit masse, même si en acoustique « classique » la masse volumique moyenne est constante, cela ne sera pas nécessairement le cas dans les travaux de modélisations qui suivront. Une impédance spécifique à une extrémité ouverte est égale à zéro tandis qu'elle tend vers l'infini à une extrémité fermée. En effet, à l'extrémité ouverte les variations dynamiques de pression sont nulles et la pression absolue correspond à la pression atmosphérique, c'est pourquoi le terme de pression dans le numérateur de (I - 38) est égale à zéro. Par contre à l'extrémité fermée, une condition de vitesse nulle existe, le dénominateur de (I - 38) est alors égal à zéro et l'impédance spécifique tend vers l'infini. Desmet [66] élabora des expressions analytiques pour l'impédance spécifique de plusieurs types de ligne d'admission : pour un simple tube, par exemple, soumis à deux charges acoustiques Z_{amont} et Z_{aval} en amont et en aval respectivement comme indiqué sur la Figure 6. L'impédance spécifique à l'abscisse x

peut alors être exprimée en fonction de la charge acoustique en aval Z_{aval}, de la distance entre les deux capteurs et de l'impédance caractéristique du milieu Z_c comme le montre l'équation (I - 39).

$$Z(x) = Z_c \frac{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval} - x)\right] \\ +(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval} - x)\right] \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval} - x)\right] \\ -(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval} - x)\right] \end{pmatrix}} \qquad \text{(I - 39)}$$

Pour obtenir l'impédance à l'entrée du tube par exemple il suffit de remplacer *x* par zéro dans (I - 39). L'équation (I - 40) est ainsi obtenue.

$$Z(0) = Z_c \frac{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval})\right] \\ +(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval})\right] \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval})\right] \\ -(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval})\right] \end{pmatrix}} \qquad \text{(I - 40)}$$

La ligne acoustique est dite « branchée sur son impédance caractéristique du milieu » lorsque l'impédance spécifique Z_{aval} à l'abscisse x_{aval} est égale à Z_{c0}. Dans ce cas, l'impédance en $x = 0$ est aussi égale à Z_{c0} [66]. Dans ce cas particulier, l'équation (I - 41) peut être écrite.

$$\frac{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval})\right] \\ +(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval})\right] \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} (Z_{aval} + Z_c)\exp\left[jk_0(x_{aval})\right] \\ -(Z_{aval} - Z_c)\exp\left[-jk_0(x_{aval})\right] \end{pmatrix}} = 1 \qquad \text{(I - 41)}$$

C'est un cas particulier où la pression est constituée uniquement de la composante directe comme exprimée par l'équation (I - 42).

$$p = p^+ = J_1 \exp(-\beta^+ x)\exp(j\omega t) \qquad \text{(I - 42)}$$

Dans le cas d'un piston évoluant dans une chambre de combustion de volume *V* variable en fonction de l'angle vilebrequin avec une charge acoustique (correspondante à un simple tube d'admission de section constante en amont) égale à Z_{amont}, l'impédance juste en amont de la soupape d'admission ouverte est donnée par (I - 43).

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{Z_{amont}} + j\omega \frac{V}{{c_0}^2}} \qquad \text{(I - 43)}$$

Le but de cette étude [66] était de caractériser les ondes de pression dans les conduits d'un moteur à combustion interne. Pour favoriser le remplissage moteur, l'objectif consiste à définir les meilleures géométries d'admission afin d'obtenir le niveau de pression le plus élevé possible juste avant la fermeture de la soupape d'admission [11]. Une condition maximale de pression en amont de la soupape correspondra à une impédance maximale à cet endroit. Donc en maximisant l'impédance à cet endroit, la réponse de pression sera maximale et le remplissage amélioré. Un pic d'impédance pour une fréquence donnée engendre une amélioration dans le remplissage pour le régime moteur correspondant à cette impédance.

I.2.3.3 Méthode des deux capteurs

Pour accéder aux composantes directes et rétrogrades des pressions, il suffit de mesurer les termes J_1 et J_2 dans les équations (I - 29) et (I - 30) si les autres termes comme le nombre de Mach et le coefficient d'atténuation sont supposés connus ou négligés (en fonction de la configuration). Pour ce type de mesure deux capteurs de pression (ou micros suivant le niveau d'amplitude) sont nécessaires. La méthode consiste à mesurer dans un premier temps les signaux de pression. Puis, les caractéristiques acoustiques sont déterminées à partir du spectre fréquentiel des signaux [67] [68] ou des fonctions de transfert [69] [70] entre la réponse des capteurs. L'équation (I - 29) peut se mettre sous la forme donnée par les équations (I - 45) et (I - 46) en x_1 et x_2 (voir Figure 6). Les variations temporelles $\exp(j\omega t)$ sont rassemblées avec les termes J_1 et J_2 (dans le domaine fréquentiel) $\tilde{J}_1(j\omega)$ et $\tilde{J}_2(j\omega)$ comme exprimé par (I - 44).

$$\tilde{J}_{1,2}(j\omega) = J_{1,2}\exp(j\omega t) \qquad \text{(I - 44)}$$

$$P(x_1,\omega) = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(-\beta^+ x_1) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^- x_1) \qquad \text{(I - 45)}$$

$$P(x_2,\omega) = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(-\beta^+ x_2) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^- x_2) \qquad \text{(I - 46)}$$

Etant donné que les signaux de pression sont mesurés, que les abscisses correspondent au placement des capteurs et que le nombre d'onde complexe est supposé connu, la résolution du système de deux équations à deux inconnues formé par (I - 45) et (I - 46) permet de déterminer les inconnus du système $\tilde{J}_1(j\omega)$ et $\tilde{J}_2(j\omega)$. Si le coefficient d'atténuation α ou le coefficient de pertes ξ est supposé inconnu, ils seront considérés comme deux inconnus supplémentaires ajoutés au système. Il faut donc augmenter le nombre d'équations afin d'obtenir autant d'équations que d'inconnus. Concrètement, ceci signifie qu'il faut augmenter le nombre des

capteurs. Ce dernier est égal aux inconnus présents dans le système. Munjal [51] présente un récapitulatif des techniques et moyens de mesure de ces coefficients tout comme English *et al.* [71] où différents modèles analytiques de coefficients de réflexion et d'atténuation sont comparés à des mesures expérimentales. Peters *et al.* [72] ont également comparé les coefficients de réflexion de plusieurs terminaisons de tubes sous différents nombre de Mach.

Les travaux de Seybert *et al.* [67] ont montré l'importance de la calibration de phase et d'amplitude des différents capteurs de pression. Les résultats indiquent que la technique est sensible aux erreurs pour des fréquences égales aux multiples de la demi-longueur d'onde comme l'ont indiqué Boonen *et al.* [73] dans leur technique de calibration. Bhattacharya [74] a appliqué la méthode pour un tube avec écoulement. Ses travaux de thèse ont démontré l'importance d'avoir un espacement adéquat entre les micros afin de bien capter la bande de fréquence désirée. La technique de décomposition des ondes de pression essaye de prendre en compte l'interaction aéro-acoustique entre les ondes de pression acoustiques et l'écoulement moteur [75]. En effet sur un moteur et surtout dans la zone proche des soupapes, les phénomènes de pertes de charge et la génération des ondes de pression interagissent. Les ondes directes et rétrogrades sont identifiées avec cette méthodologie. La présence d'un écoulement moyen influence non seulement les phénomènes physiques et la propagation des ondes de pression, mais se manifeste comme un bruit lors de l'acquisition des signaux de pression. Ceci ce traduit par un niveau signal sur bruit élevé [76] [77] qui souvent ne se résout pas par filtrage analogique. Ce niveau de signal à bruit peut être résolu en utilisant des capteurs de pression adaptés par rapport au niveau d'amplitude tout en s'assurant qu'il n'y a pas saturation. L'excitation elle-même est importante, un sinus glissant par exemple avec une technique de moyenne est plus stable qu'un bruit blanc [78]. Sachant que si les soupapes sont considérées comme source acoustique sur un moteur, le choix sur l'excitation est déjà fait et les conséquences aussi. Il existe d'autres manières pour augmenter le niveau de signal sur bruit, en appliquant des méthodes de correction de cohérence entre les signaux de pression [79]. Il est possible de rejeter une grande partie du bruit. Harrison *et al.* [80] ont appliqué la méthode pour caractériser les ondes de pression à l'admission d'un moteur à combustion interne afin de calculer le coefficient de réflexion puis l'impédance. Une calibration croisée des capteurs a été faite par cet auteur pour être sûr d'avoir une bonne cohérence entre les signaux de pression. La calibration croisée des capteurs de pression consiste à corriger la phase et l'amplitude par rapport au premier capteur par exemple afin d'obtenir une cohérence proche de 1. Cette correction est faite pour toute la plage fréquentielle en faisant fonctionner le moteur à différentes vitesses de rotation.

La cohérence entre deux signaux de pression p_1 et p_2 définie la capacité d'établir une relation linéaire entre ces deux signaux [81], une cohérence égale à 1 signifie qu'une relation linéaire existe entre les deux signaux. La cohérence entre ces deux signaux est notée Coh_{12} et elle est donnée par l'équation (I - 47) où IP_{12} représente l'inter-spectre entre les signaux p_1 et p_2 ; AP_{11} et AP_{22} sont respectivement les auto-spectres de p_1 et p_2 .

$$Coh_{12} = \frac{\left|IP_{12}(j\omega)\right|^2}{AP_{11}(j\omega) \times AP_{22}(j\omega)} \qquad \text{(I - 47)}$$

Les auto-spectres et inter-spectres sont définis par les équations (I - 48), (I - 49) et (I - 50) [77] [81]. Une fois que la cohérence est proche de 1, la méthode consiste à remplacer les termes $P(x_1, j\omega)$ et $P(x_2, j\omega)$ dans les équations (I - 45) et (I - 46) par leurs auto-spectres AP_{11} et AP_{22}

$$AP_{11} = P_1(j\omega) \otimes P_1^*(j\omega) \qquad \text{(I - 48)}$$

$$AP_{22} = P_2(j\omega) \otimes P_2^*(j\omega) \qquad \text{(I - 49)}$$

$$IP_{12} = P_1(j\omega) \otimes P_2^*(j\omega) \qquad \text{(I - 50)}$$

L'indice $*$ désigne un conjugué complexe et $\otimes$ un produit de convolution.

I.3. Caractérisation par approche linéaire

I.3.1 Caractérisation d'un élément par coefficient de réflexion

En pratique, les systèmes d'admission sur un moteur sont constitués de conduits séparés par des discontinuités de géométrie (expansion, rétrécissement,…) ou des discontinuités thermodynamiques comme par exemple les transferts de chaleur à travers le RAS ou la condition de pression à travers le compresseur. A l'interface de ces différentes discontinuités, une partie de l'onde incidente est réfléchie. Une partie de l'énergie associée à cette onde sera dissipée et le reste transmis à travers la discontinuité jusqu'au prochain élément dans la ligne d'admission. Il est alors pratique de caractériser le comportement des ondes de pression à travers une discontinuité donnée en fonction du coefficient de réflexion en pression défini par l'équation (I - 51) pour un simple guide acoustique de longueur L [62].

$$R = \frac{P^-}{P^+} = \left|R\right| \exp(j\theta) \qquad \text{(I - 51)}$$

Le coefficient de réflexion donné par (I - 51) est défini en un point donné de l'espace, c'est une grandeur complexe obtenue à partir des spectres fréquentiels des composants directs et inverses de la pression. $\left|R\right|$ est le module du coefficient de réflexion (et doit être théoriquement plus petit que 1) et θ son module. L'impédance spécifique Z peut être exprimée en fonction du coefficient de réflexion suivant l'équation (I - 52) et ceci en combinant les équations (I - 21) et (I - 23) pour un écoulement non-visqueux sans pertes.

$$Z = \frac{P}{Qm} = \frac{P^+ + P^-}{\frac{1}{Z_{c0}}\left(P^+ - P^-\right)} = Z_{c0}\frac{1+R}{1-R} \qquad \text{(I - 52)}$$

L'impédance spécifique Z est calculée en appliquant une des deux équations (I - 38) ou (I - 52). En se basant sur les équations (I - 45) et (I - 46), les composantes directes et rétrogrades de la pression peuvent être exprimées pour un écoulement non visqueux et sans débit moyen par les équations (I - 53) et (I - 54).

$$P^+(x,\omega) = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(-k_0 x) \qquad \text{(I - 53)}$$

$$P^-(x,\omega) = \tilde{J}_2(j\omega)\exp(+k_0 x) \qquad \text{(I - 54)}$$

Le coefficient de réflexion $R_{x=0}$ à l'abscisse $x = 0$ (voir Figure 6) est alors donné par l'équation (I - 55).

$$R_{x=0} = \frac{P^-(0, j\omega)}{P^+(0, j\omega)} = \frac{\tilde{J}_2(j\omega)}{\tilde{J}_1(j\omega)} \qquad \text{(I - 55)}$$

Pour une abscisse x quelconque, le coefficient de réflexion R_x peut être déterminé en fonction de $R_{x=0}$ suivant l'expression (I - 56). Dans cette dernière, les composantes directes et rétrogrades de la pression sont écrites en fonction des amplitudes complexes $\tilde{J}_1(j\omega)$ et $\tilde{J}_2(j\omega)$ respectivement et du nombre d'onde réel k_0. Les pertes par viscosité et la présence d'un débit moyen ont été négligées.

$$R_x = \frac{P^-(x, j\omega)}{P^+(x, j\omega)} = \frac{\tilde{J}_2(j\omega)\exp(+jk_0 x)}{\tilde{J}_1(j\omega)\exp(-jk_0 x)} = R_{x=0}\exp(2jk_0 x) \qquad \text{(I - 56)}$$

Pour le cas où un tube débouche à l'atmosphère ou une chambre d'expansion ayant un grand volume, Davies [62] exprime le coefficient de réflexion en fonction de la longueur L du tube et une longueur virtuelle d'expansion ΔL existante en dehors du domaine du tube. La longueur $(L + \Delta L)$ remplace la phase θ dans l'équation (I - 51). Le concept est similaire à l'utilisation de l'équation (I - 56) et le coefficient de réflexion s'exprime par la relation (I - 57).

$$R = -|R|\exp\left[-2jk_0(L + \Delta L)\right] \qquad \text{(I - 57)}$$

Théoriquement, la pression absolue à l'extrémité d'un tube ouvert est égale à la pression atmosphérique. Donc la pression dynamique est nulle et le coefficient de réflexion est égal à -1.

Cependant à cause des pertes par viscosité et les effets d'un écoulement instationnaire le module du coefficient de réflexion à l'extrémité ouverte du tube n'est pas constant et égal à 1 mais devient dépendant du diamètre interne du tube et de la longueur d'onde. Ceci est du à la séparation de l'écoulement à l'extrémité du tube et également à la présence d'un débit moyen qui change les propriétés aéro-acoustique du milieu. Ceci revient à dire que la réflexion totale ($|R|=1$) ne se produit pas juste à l'extrémité ouverte du tube mais qu'elle est également distante de son extrémité d'une petite longueur. Davies [62] donne des expressions empiriques comme celle donnée par l'équation (I - 58) du module du coefficient de réflexion sans débit moyen pour un simple tube en fonction du nombre de Helmholtz ($k_0 r_h$) et en se basant sur des essais expérimentaux [82] [83].

$$\begin{aligned} |R| &= 1 + 0.01336 k_0 r_h - 0.59079 (k_0 r_h)^2 \\ &+ 0.33576 (k_0 r_h)^3 - 0.6432 (k_0 r_h)^4 \end{aligned} \qquad \text{(I - 58)}$$

La correction de longueur ΔL doit être ajoutée à la phase du coefficient de réflexion pour prendre en compte le fait que les perturbations de pression continuent pour une petite zone à l'extérieur du tube. Des travaux menés pour établir une relation empirique pour cette correction de longueur ont été effectués par Blaikley [84], Boehm [85] et Anderson *et al.* [86] qui expriment ΔL par les équations (I - 59), (I - 60) et (I - 61) respectivement.

$$\Delta L = 0.2875 d \qquad \text{(I - 59)}$$

$$\Delta L = correction \times d \qquad 0.2715 < correction < 0.3175 \qquad \text{(I - 60)}$$

$$\Delta L = correction \times d \qquad 0.33 < correction < 0.365 \qquad \text{(I - 61)}$$

Bruneau [53] considère cette longueur additionnelle comme étant une correction d'extrémité et que sa valeur théorique est donnée par l'équation (I - 62).

$$\Delta L = \frac{4d}{3\pi} \qquad \text{(I - 62)}$$

Le coefficient de réflexion sert alors à caractériser une géométrie donnée, et plus précisément le comportement des ondes de pression et la propagation de ces ondes à travers cette géométrie. Il est lié à l'impédance spécifique (équation (I - 52)) et permet donc de la calculer à l'admission comme dans les travaux de Harrison *et al.* [80], Dolinar *et al.* [87]… Le coefficient de réflexion est obtenu à partir des mesures expérimentales. Dans un premier temps, les signaux de pression sont décomposés suivant leurs composantes directes et rétrogrades comme expliqué dans la partie I.2.3.3 puis le coefficient de réflexion est calculé en appliquant l'équation (I - 51).

La Figure 7 montre l'évolution du module du coefficient de réflexion théorique à l'extrémité ouverte d'un tube cylindrique infini en fonction du nombre de Helmholtz et du nombre de Mach.

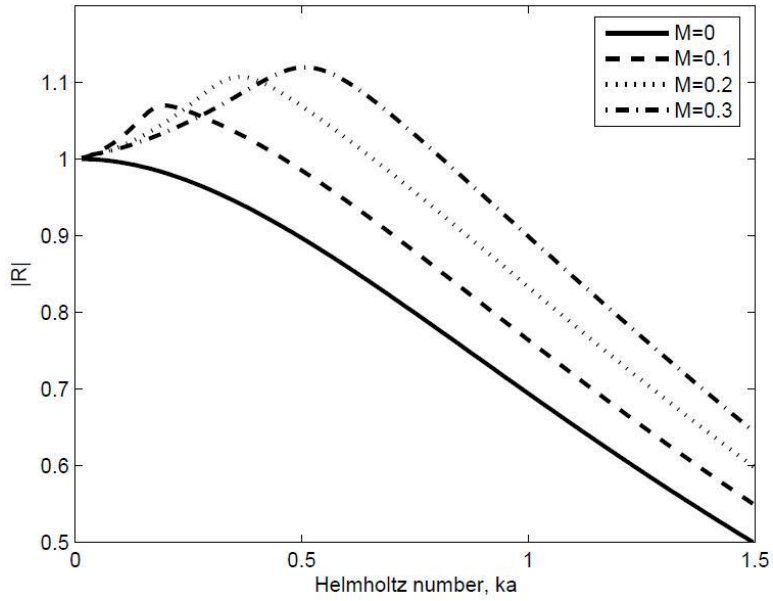

Figure 7 - Coefficient de réflexion théorique selon Munt [88]

La première solution analytique à prédire un coefficient de réflexion supérieur à 1 est celle élaborée par Munt [88]. Les résultats ont été validés par Rammal *et al.* [89] pour plusieurs valeurs de débit moyen et température de milieu en comparant la solution analytique proposée avec les mesures expérimentales du coefficient de réflexion. La Figure 7 montre que le coefficient de réflexion peut avoir une valeur supérieure à 1 en présence de débit moyen pour certaines valeurs du nombre de Helmholtz. Munjal [51] attribue ce phénomène au fait que le coefficient de réflexion est identifié avec des mesures de pression statiques et non pas totales, en indiquant qu'un coefficient de réflexion mesuré avec des pressions totales aura toujours une valeur inférieure à 1. Le sujet est toujours d'actualité dans le domaine acoustique et l'hypothèse la plus probable qui explique un coefficient de réflexion supérieur à 1 est que pour certaines valeurs du nombre de Helmholtz, la géométrie présente une « auto-excitation » à cause d'une interaction entre le débit moyen et l'onde acoustique où la terminaison ouverte se comporte comme une source acoustique et entretient localement un système d'ondes stationnaires. Ceci rejoint l'explication de la correction d'extrémité donnée auparavant où les perturbations de pression ne s'arrêtent pas brusquement à l'extrémité du tube rayonnant à l'atmosphère mais continuent à se produire dans une petite zone à l'extérieur du tube. Le tube de section S qui s'ouvre à l'atmosphère se comporte comme une source acoustique rayonnante ayant une même section hydraulique S que le tube. En appliquant le concept des ondes planes et la théorie linéaire, ce phénomène peut se manifester comme un coefficient de réflexion supérieur à 1.

Afin d'évaluer la réflexion acoustique en terme d'énergie contenue dans le système, il est intéressant de regarder le coefficient de réflexion énergétique défini par Peters *et al* [72] sous la forme donnée par l'équation (I - 63) et qui permet de tenir compte de l'écoulement par

introduction du nombre de Mach. R_E est toujours inférieur à 1. La Figure 8 présente l'évolution de ce coefficient pour un tube droit en présence d'écoulement.

$$R_E = |R|\left(\frac{1-M}{1+M}\right)^2 \qquad \text{(I - 63)}$$

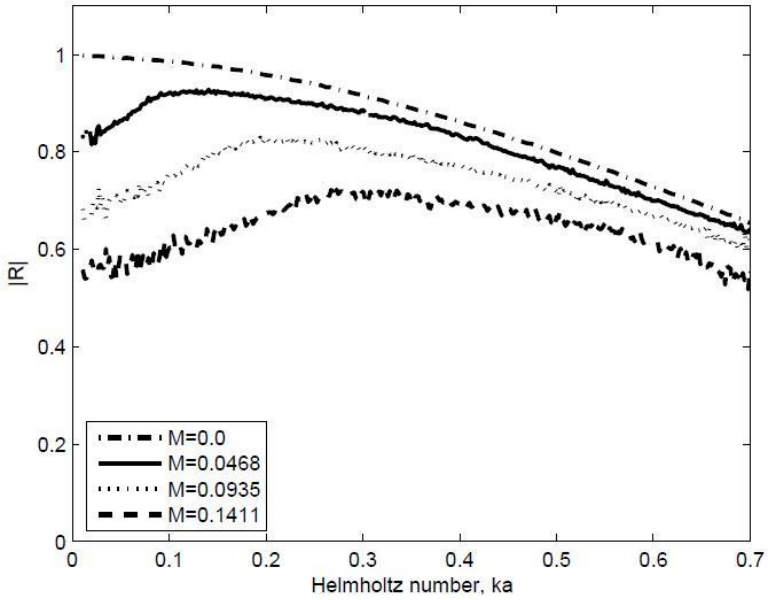

Figure 8 - Coefficient de réflexion énergétique pour un tube avec écoulement [71]

I.3.2 Caractérisation d'un élément par matrices de transfert

I.3.2.1 Définition

Pour un tube de section uniforme S et de longueur L, il est possible de relier les informations à l'entrée du tube (point 1 de la Figure 6) aux informations à la sortie (point 2 de la Figure 6) avec une matrice de transfert en développant les équations (I - 29) et (I - 30). Munjal [51] présente la démarche complète. Pour le cas d'une excitation acoustique avec écoulement et sans pertes par viscosité, la matrice de transfert d'un simple tube est donnée par l'équation (I - 64).

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ Qm_2 \end{pmatrix} = \exp(-jMk_cL)\begin{bmatrix} \cos(k_cL) & -jZ_c\sin(k_cL) \\ -\frac{j}{Z_c}\sin(k_cL) & \cos(k_cL) \end{bmatrix}\begin{pmatrix} P_1 \\ Qm_1 \end{pmatrix} \qquad \text{(I - 64)}$$

Où k_c dans l'équation (I - 64) est donné par l'équation (I - 65).

$$k_c \simeq \frac{k_0}{1-M^2} \qquad \text{(I - 65)}$$

Une matrice de transfert d'un élément quelconque est alors un système linéaire qui relie les caractéristiques d'entrée et de sortie [90]. Les propriétés acoustiques de ce système peuvent être déterminées à travers la théorie acoustique ou des mesures expérimentales. Dans le présent document, les matrices de transfert seront exprimées avec des variables de pression et de débit masse. La théorie de matrice de transfert assume que le champ acoustique est linéaire, ce qui rend possible l'analyse dans le domaine fréquentiel. Il est également supposé que le système ne présente pas de sources acoustiques internes. Pour n'importe quel système, la matrice de transfert entre l'entrée (notée 1) et la sortie (notée 2) peut s'écrire selon l'équation donnée par (I - 66), où A, B, C et D sont les pôles de la matrice de transfert.

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ Qm_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ Qm_1 \end{pmatrix} \qquad \text{(I - 66)}$$

La matrice donnée par l'équation (I - 66) relie les variations dynamiques de pression et de débit masse (ou de vitesse) entre l'entrée du système et la sortie. Il est également possible en faisant référence aux équations (I - 34) et (I - 35) de définir une matrice de transfert en fonction des variables directes et rétrogrades. Il s'agit alors de matrice de diffusion et elle prend la forme de l'équation (I - 67). A noter que les coefficients de réflexion de l'équation (I - 67) sont différents du coefficient de réflexion donné par (I - 51) qui caractérise les ondes directes et rétrogrades dans un conduit face à une excitation donnée tandis que l'équation (I - 67) caractérise un élément bien déterminé.

$$\begin{pmatrix} P_2^+ \\ P_1^- \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{T}^+ & \tilde{R}^- \\ \tilde{R}^+ & \tilde{T}^- \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_1^+ \\ P_2^- \end{pmatrix} \qquad \text{(I - 67)}$$

Il existe aussi des matrices dites matrices impédance qui relient les pressions aux débits masse (pressions à gauche de l'équation et débits à droite) et des matrices d'admittance qui relient les débits masse aux pressions (débits à gauche de l'équation et pressions à droite). Il est également possible de passer d'une matrice à une autre en utilisant des relations de passage [91], ce sont des relations algébriques qui permettent en manipulant simplement les équations de passer d'une matrice à une autre ; par exemple en décomposant les pressions et débits en composants directs et rétrogrades, il est possible de passer de la matrice (I - 66) à la matrice (I - 67).

La Figure 9 permet de mieux visualiser les différentes variables des matrices (I - 66) et (I - 67). Une matrice est dite réciproque si lorsque l'on inverse l'émetteur et le récepteur la matrice de transfert reste identique et une matrice est dite symétrique si lorsque le système est inversé, le quadripôle reste inchangé [92]. La condition de réciprocité est donnée par les équations (I - 68)

tandis que celle de symétrie est donnée par les équations (I - 69). S'il y a symétrie, il y a nécessairement réciprocité.

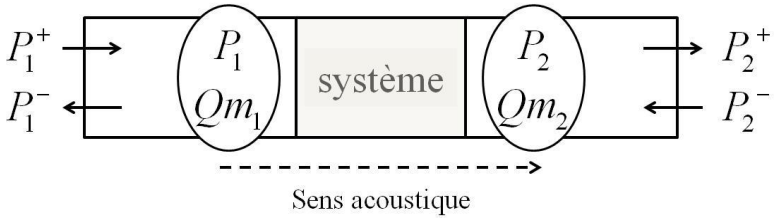

Figure 9 - Matrice de transfert et de diffusion

$$\begin{aligned} AD - BC &= -1 \\ \tilde{T}^+ &= \tilde{T}^- \end{aligned} \qquad \text{(I - 68)}$$

$$\begin{aligned} A &= D \\ \tilde{R}^+ &= \tilde{R}^- \end{aligned} \qquad \text{(I - 69)}$$

Il est possible de développer les expressions analytiques pour d'autres types de géométries qu'un simple tube, par exemple un tube conique ou un élargissement brusque [51]. Cependant, ces expressions restent valables uniquement dans le domaine acoustique sans débit moyen et uniquement pour des niveaux de pression supérieure à 125 dB selon To *et al.* [93]. Au-delà de ces niveaux de pression et pour des géométries complexes, il est nécessaire de mesurer expérimentalement les matrices de transfert.

I.3.2.2 Mesures

Le nombre de capteurs nécessaires pour la mesure des caractéristiques acoustiques dépend du nombre d'inconnues. Si on considère que les quatre pôles de la matrice de transfert sont les inconnues du système, alors on aura besoin de quatre capteurs de pression. To *et al.* [94] présentent la théorie permettant de déterminer la matrice de transfert d'un système inconnu. La méthode consiste à disposer de deux capteurs de pression en amont de l'élément en question et deux capteurs de pression en aval selon la Figure 10. Les matrices de transfert MT_{12} et MT_{23} sont des matrices à priori connues, ce sont des matrices de simples tubes obtenues de façon analytique comme celle donnée par l'équation (I - 64). La matrice du système inconnu est alors MT_{23}. Plusieurs cas ont été expliqués suivant la nature réciproque et symétrique du système en question. Pour calculer les quatre pôles, il faut un second cas de charge afin d'avoir finalement un système de 4 équations à 4 inconnues. Ceci est accompli en changeant la terminaison en une terminaison fermée. Une telle terminaison change l'impédance à l'extrémité ouverte (condition nulle de pression pour une terminaison ouverte et une condition nulle de vitesse pour une terminaison fermée). To *et al.* [95] ont employé une excitation de type sinus glissant contenant les fréquences cibles de caractérisation. Cependant les résultats n'étaient pas particulièrement bons pour les basses fréquences (inférieures à 1000Hz), sachant que pour un moteur à

combustion interne, les fréquences des ondes de pression correspondant aux harmoniques moteur sont bien au-dessous de 500Hz [96].

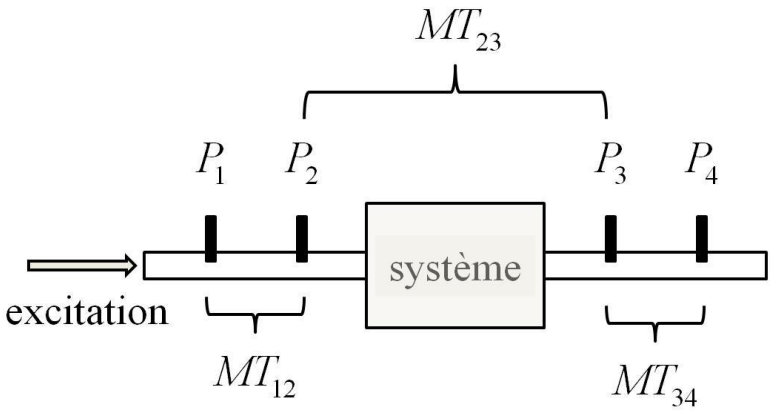

Figure 10 - Détermination de la matrice de transfert d'un système inconnu

D'autre part la méthode reposait sur une condition fermée pour avoir un second cas de charge et calculer la matrice. Ceci ne sera pas possible dans le cas où un débit moyen est présent. La matrice sera intéressante à mesurer dans les mêmes conditions d'opération, donc en présence de débit moyen. Lung *et al.* [97] ont construit un banc d'écoulement qui permet de souffler de l'air constant à travers les pots d'échappement afin de caractériser leurs matrices de transfert sous conditions de débit moyen. Le second cas de charge consistait à changer l'impédance à l'extrémité en ajoutant un tube additionnel. Cependant cette méthode, connue sous le nom « méthode de deux charges », nécessite une grande précision dans le choix de ce tube afin d'être sûr que cette seconde terminaison soit vraiment linéairement indépendante d'un point de vue fréquentiel de la première. C'est pourquoi une approche nommée multi-sources [98] est souvent utilisée où plusieurs terminaisons sont employées afin d'avoir un système final qui contiendra toutes les fréquences d'intérêt [99].

Toutes ces méthodes reposent sur le fait que la matrice de transfert analytique pour le simple tube soit correctement modélisée et suffisamment précise. Les termes de nombre d'onde complexe et de coefficient d'atténuation doivent prendre en compte l'effet du débit moyen sur la propagation des ondes. Ces méthodes de caractérisation sont donc d'autant plus précises que les matrices théoriques sont correctes. Munjal *et al.* [100] présentent leur technique pour trouver la matrice de transfert d'un simple tube qui prend en compte les effets d'écoulement moyen et d'amortissement acoustique. C'est donc un modèle encore plus global et plus complexe que celui donné par l'équation (I - 64). Une fois le modèle du tube élaboré, Munjal *et al.* [101] donnent une nouvelle méthode qui s'appelle méthode des deux sources. Cette méthode consiste à garder la même géométrie mais à permuter la position de la source afin d'obtenir un second cas de charge. Les deux configurations en question sont représentées sur la Figure 11. Les équations qui décrivent le champ acoustique sont données par le système (I - 70), sachant que les seules valeurs inconnues sont A_{23}, B_{23}, C_{23} et D_{23}.

$$
\begin{aligned}
\begin{pmatrix} P_{2d} \\ Qm_{2d} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{12} & B_{12} \\ C_{12} & D_{12} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{1d} \\ Qm_{1d} \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} P_{4d} \\ Qm_{4d} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{34} & B_{34} \\ C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{3d} \\ Qm_{3d} \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} P_{2r} \\ Qm_{2r} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{12} & -B_{12} \\ -C_{12} & D_{12} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{1r} \\ Qm_{1r} \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} P_{4r} \\ Qm_{4r} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{34} & -B_{34} \\ -C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{3r} \\ Qm_{3r} \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} P_{3d} \\ Qm_{3d} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{2d} \\ Qm_{2d} \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} P_{3r} \\ Qm_{3r} \end{pmatrix} &= \begin{bmatrix} A_{23} & -B_{23} \\ -C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} P_{2r} \\ Qm_{2r} \end{pmatrix}
\end{aligned}
\qquad \text{(I - 70)}
$$

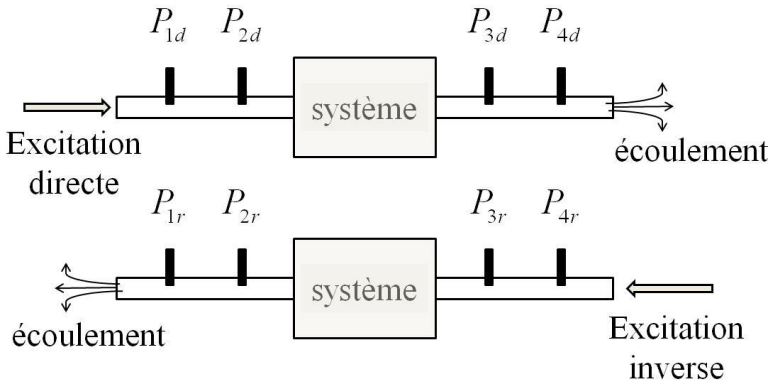

Figure 11 - Méthode deux-sources avec écoulement

La configuration directe est notée « d » tandis que la configuration inversée est notée « r ». Le signe négatif dans les matrices de transfert reflète un changement du sens de l'écoulement. La méthode deux-sources est plus stable que la méthode deux-charges parce qu'elle est complètement indépendante de la terminaison qui pourrait exister dans les deux sens. En résolvant le système d'équations (I - 70) la matrice de transfert du système pourrait donc être identifiée à partir de 4 prises de pression.

Munjal *et al.* [102] ont également présenté la théorie associée aux notions de symétrie. Un élément symétrique pourra être caractérisé avec une seule configuration, il n'y aura pas besoin d'un second cas de charge pour compléter le système d'équations. Les auteurs sont arrivés à la conclusion qu'un tube acoustique est uniquement symétrique pour une condition de débit nul et que, si le tube est inversé mais que l'excitation est gardée au même endroit, la symétrie est perdue à cause des effets convectifs. Tao *et al.* [103] récapitulent toutes les techniques de mesure acoustique avec des comparaisons fonctionnelles entre les différentes méthodes.

Les matrices acoustiques « classiques » des tubes comme celle donnée par l'équation (I - 64) sont des solutions analytiques qui prennent en compte le débit comme étant un simple effet Doppler qui s'applique sur la vitesse et engendre une perte de charge pour la pression. Ceci a tendance à plutôt bien fonctionner pour la pression mais l'information sur la vitesse reste moins précise. Et ceci parce que l'interaction fluide-onde acoustique n'est pas très bien modélisée comme l'explique Davies *et al.* [104] où, par exemple, une chambre d'expansion peut générer du bruit au lieu de l'atténuer à cause des phénomènes d'interaction. Cette limitation sera explorée plus en détails avec les conséquences que cela pourra avoir sur les évaluations sur moteur et la simulation en utilisant une approche fréquentielle. Une correction avec le nombre de Mach n'est possible qu'avec des matrices dont la forme analytique est connue. Pour les matrices complexes, ce sont les conditions de mesures qui définissent la matrice. Ceci évoque la question de linéarité des matrices de transfert. Une matrice d'un système complexe mesurée dans des conditions de débit bien déterminée ne sera pas forcément précise pour un autre niveau de débit moyen. C'est pourquoi il est courant de mesurer les matrices de transfert en acoustique pour plusieurs valeurs de débit moyen et pour toutes les fréquences représentatives du système étudié. Par contre les matrices de transfert présentent un certain nombre d'avantages comme, par exemple, la possibilité de multiplier plusieurs matrices l'une après l'autre pour aboutir à une grande matrice qui décrira tout le système. Gerges *et al.* [105] ont ainsi décomposé un pot d'échappement en plusieurs petits éléments. Un autre avantage est la facilité de mesure des matrices. En effet, quel que soit la géométrie entre les deux points de mesures (points 2 et 3 de la Figure 10), des ondes planes sont supposées se propager aux points de mesure. On s'affranchit alors de la complexité géométrique.

Les mesures acoustiques sont le plus souvent faites avec une excitation donnée par un haut-parleur qui excite l'ensemble du système avec un bruit blanc ou un sinus glissant. Munjal [51] précise que l'utilisation de la théorie acoustique linéaire reste valide dans les systèmes d'échappement proche des pots catalytiques et des pots d'échappement et aussi à l'admission pour étudier le bruit de bouche. La méthode devient moins précise lorsque la zone proche soupapes est étudiée et ceci pour deux raisons : la première est le niveau d'amplitude acoustique qui devient trop élevé et la théorie des petites perturbations qui est mise en cause. La seconde raison est le couplage entre l'écoulement et les ondes de pression. Les effets de ces limitations seront expliqués dans la partie dédiée à la bibliographie des moyens de simulation moteur.

I.4. Caractérisation d'un élément par fonction de transfert

I.4.1 Définition

Comme déjà présenté dans la partie précédente, les effets couplés au niveau de la soupape deviennent trop importants et influencent fortement les résultats obtenus avec la méthode acoustique « classique ». Ceci provient du fait que l'excitation des haut-parleurs reste toujours plus faible qu'une excitation soupape. Cette dernière est assez particulière parce qu'une soupape agit à la fois comme une source de débit (aspiration moteur) et une source d'ondes de pression.

Deux phénomènes sont distingués: l'ouverture de la soupape qui correspond à la source de débit masse principale et la fermeture de la soupape qui correspond à la source acoustique principale. En raisonnant de cette manière, les effets ondulatoires créés lorsque la soupape est ouverte sont considérés comme étant de second ordre par rapport à ceux créés lorsque la soupape est fermée. Cette façon de dissocier un évènement de mouvement soupape néglige alors une petite partie du système d'ondes stationnaires qui prend place à l'admission d'un moteur. En effet la fermeture de la soupape donne naissance à un système de résonance en quart d'onde car l'admission se trouve dans une configuration où elle est fermée d'un côté et ouverte de l'autre [15]. Tandis que l'ouverture de la soupape fait communiquer la chambre de combustion à l'extrémité ouverte via le système d'admission, il s'agit d'une configuration ouverte des deux côtés et c'est la résonance en demi-onde qui existe. C'est pourquoi une transformée de Fourier d'un signal de pression mesuré à l'admission présente des pics qui correspondent aux deux phénomènes de résonance. En négligeant la résonance en demi-onde, une partie de l'information est perdue. Cependant le volume de la chambre de combustion est relativement petit par rapport à la géométrie entière de la ligne d'admission et bien entendu à la condition atmosphérique qui règne du côté ouvert [20]. Finalement, le niveau d'amplitude de la résonance en demi-onde est plus faible que celui en quart-onde.

Ce raisonnement constitue la base des travaux de modélisation menés entre l'Ecole Centrale de Nantes et Mann+Hummel et qui portent sur la notion de fonction de transfert. L'idée a été présentée par Fontana *et al.* [106] comme une nouvelle méthode d'évaluation des propriétés thermodynamiques à l'admission d'un moteur à combustion interne. Elle consistait à exciter une géométrie d'admission moteur avec une excitation de débit masse, puis d'enregistrer les variations de pression qui sont considérées comme étant la réponse de cette géométrie face à l'excitation. La méthode présentait deux nouveautés : la première est la nature de l'excitation elle-même qui est une excitation en débit masse ayant le même niveau d'amplitude que celle engendrée par les soupapes. La seconde est le fait que la pression est mesurée en un point très proche de l'excitation. La Figure 12 est issue des travaux de Chalet *et al.* [107] et donne un schéma de fonctionnement du banc utilisé pour créer l'excitation en question : le Banc Dynamique. La géométrie est installée au-dessus, un débit d'air constant est aspiré à travers le système puis le mouvement de l'air est brutalement interrompu dans un temps de l'ordre de 0.5ms. Ceci donne naissance à des ondes de pression qui sont enregistrées à l'aide du capteur de pression. Ce dernier est installé le plus proche possible de la guillotine qui sert à arrêter l'écoulement. Une explication plus détaillée du mode de fonctionnement du banc est réalisée par Mahé [108].

Fontana *et al.* [106] ont fait une analogie entre l'air qui est contenu dans la géométrie testée et un circuit électrique de type RLC. Ils présentent l'équation différentielle (I - 71) qui décrit la réponse instationnaire de l'air en fonction de la pulsation ω_0 qui correspond à la fréquence de résonance de la réponse en pression, un facteur d'amortissement ϵ, un facteur de pertes de charge X_{st} et un facteur inertiel X_{in}.

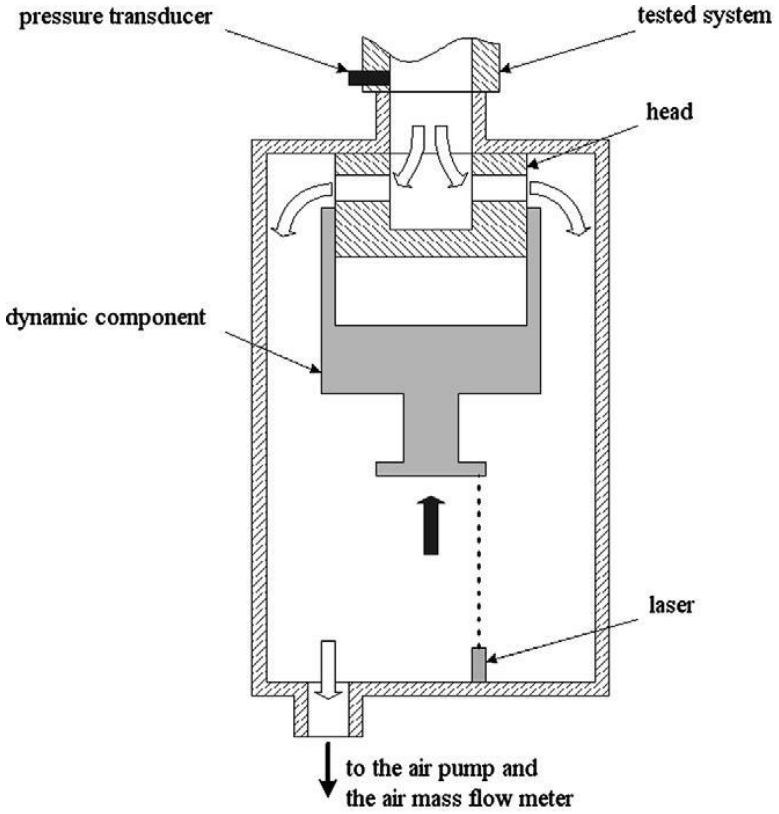

Figure 12 - Principe de fonctionnement du Banc Dynamique [107]

$$\frac{1}{{\omega_0}^2}\frac{d^2 p_a}{dt^2} + \frac{2\epsilon}{\omega_0}\frac{dp_a}{dt} + p_a = X_{st} qm_{exc} + X_{in}\frac{dqm_{exc}}{dt} \qquad \text{(I - 71)}$$

Le Banc Dynamique permet alors de caractériser la réponse de pression d'une géométrie donnée face à une excitation de débit. L'excitation elle-même est proche d'un échelon de débit d'une valeur initiale qui peut être réglée jusqu'à 300kg.h^{-1} [108]. Le débit stable (avant coupure) permet d'identifier le terme de pertes de charge $X_{st} qm_{exc}$ tandis que la réponse dynamique (après coupure) permet l'identification des autres paramètres. Le processus d'identification sera abordé plus tard.

Desmet [66] présente une étude théorique du transvasement de l'air dans un cylindre de volume V_{cyl} et de section S_{cyl} en considérant que la chambre de combustion est raccordée à un petit tube de section S représentant un conduit primaire. A partir du premier principe de la thermodynamique entre deux instants t et $t+dt$ et en considérant que les transformations sont adiabatiques et en négligeant l'énergie cinétique de l'air dans la conduite d'aspiration et dans le cylindre par rapport à la vitesse du piston u_p (la soupape étant ouverte), il est possible en développant et négligeant les termes de second ordre d'aboutir à l'équation différentielle (I - 72) qui régit les variations de pression juste en amont de la soupape d'admission.

$$\frac{d^2p}{dt^2}+\frac{\gamma S_{cyl}u_p}{V_{cyl}}\frac{dp}{dt}+\frac{S_{cyl}\gamma}{V_{cyl}}\frac{du_p}{dt}p=\frac{{c_0}^2}{V_{cyl}}\frac{dq_m}{dt} \qquad \text{(I - 72)}$$

Il s'agit également d'une équation différentielle du second ordre en pression avec un terme de dérivée de débit masse. Le terme $X_{st}qm_{exc}$ qui représente les pertes de charge n'existe pas dans l'équation (I - 72) car elle décrit uniquement les variations dynamiques de pression et non pas absolue (voir équation (I - 10)). Mahé [108] a repris ce choix dans sa modélisation de l'équation différentielle qui est donnée par (I - 73) et qui dissocie la partie statique de la partie dynamique. De plus, l'expression des pertes de charge en fonction du débit masse donnée par (I - 71) au lieu du carré du débit masse (ou débit volumique) signifie que les pertes de charge seront correctement modélisées uniquement pour une unique valeur de débit moyen. Fontana *et al.* [106] ont probablement fait ce choix de modélisation pour garder l'équation différentielle linéaire (pas de termes en carré) afin de pouvoir la traiter dans le domaine fréquentiel. Par ailleurs, ils ne s'intéressaient pas à la simulation moteur mais ils visaient plutôt la compréhension des phénomènes ondulatoires à l'admission et l'impact que peuvent avoir certaines longueurs et volumes ainsi que les fuites sur le remplissage moteur.

$$\frac{d^2p}{dt^2}+2\chi\frac{dp}{dt}+{\omega_0}^2p=\tau\frac{dqm_{exc}}{dt} \qquad \text{(I - 73)}$$

La Figure 13 permet de visualiser la forme générale de l'excitation sur le Banc Dynamique et un profil de la réponse de pression.

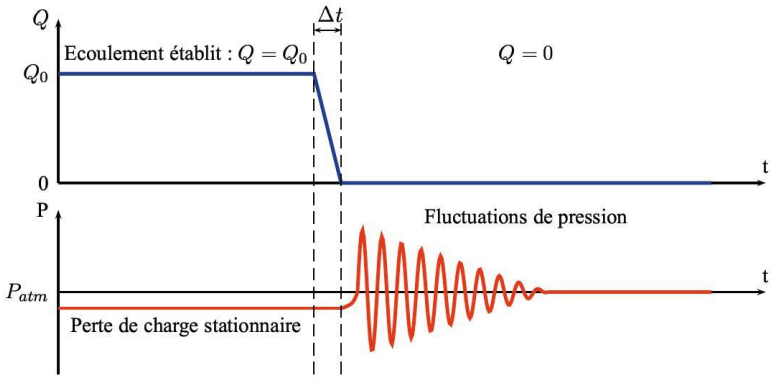

Figure 13 - Excitation de débit et réponse type de pression sur le Banc Dynamique [108]

Les équations différentielles (I - 71) et (I - 73) peuvent être écrites dans le domaine fréquentiel en appliquant une transformée de Laplace et pour prendre en compte l'aspect multi-fréquentiel des signaux de pression à l'admission. La théorie de décomposition modale [53] est appliquée. Les variations de pression pour chaque fréquence de résonance sont supposées suivre une équation différentielle de second ordre. En appliquant la transformée de Laplace à l'équation (I - 73) par exemple, on définit la fonction de transfert entre le débit masse d'excitation qm_{exc} et

la réponse de pression p . L'équation (I - 74) exprime la fonction de transfert, s étant la variable de Laplace égale à $j\omega_i$, n est le nombre total des fréquences modélisées et i l'ordre des harmoniques.

$$FT = \frac{P}{Qm_{exc}} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\tau s}{s^2 + 2\omega_i \epsilon s + \omega_i^2} \qquad \text{(I - 74)}$$

En comparant la fonction de transfert ainsi définie à l'expression d'impédance spécifique donnée par (I - 38), on constate que les deux expressions sont très semblables sauf que la fonction de transfert correspond au rapport entre la pression et le débit d'excitation tandis que l'impédance est le rapport entre la pression et le débit au même point. D'autre part, la mesure de pression sur le Banc Dynamique se fait très proche de l'excitation (guillotine), donc très proche de la position de qm_{exc}. On peut donc considérer que la fonction de transfert définie par (I - 71) et (I - 73) n'est autre que l'impédance spécifique de la source. Cette impédance est une mesure directe de la caractéristique de la source. Prasad *et al.* [109] ont utilisé la méthode des deux capteurs à l'échappement d'un moteur à huit cylindres avec une excitation acoustique pour mesurer l'impédance de la source à l'échappement. Les résultats étaient uniquement présentés dans un sens comparatif et moyennés donc pas suffisamment précis. Munjal [110] présente les différentes méthodes de caractérisation de l'impédance de la source et précise que les meilleurs résultats ne sont pas obtenus avec la théorie acoustique seule mais plutôt en employant une méthode hybride avec des codes de calculs et des solutions temporelles notamment la méthode des caractéristiques.

La fonction de transfert ainsi présentée caractérise d'une façon implicite la source, qui est dans ce cas une excitation échelon de débit masse qui est censée représenter une seule excitation soupape. L'emploi de la fonction de transfert dans un code de calcul moteur et sa particularité comme étant une caractéristique de la source sera expliqué ultérieurement dans le document.

Il ne faut pas confondre la notion de fonction de transfert donnée par l'équation (I - 74) avec la fonction de transfert de calibration de deux capteurs de pression [69] [70] qui est une méthode de calibration électronique des signaux de deux capteurs afin d'améliorer la cohérence et la phase. Dans le présent travail la dénomination fonction de transfert fait référence à l'équation (I - 74).

I.4.2 Mesure et identification

Une fois que la réponse de pression est enregistrée suivant une excitation, la fonction de transfert est calculée suivant l'équation (I - 75) où p désigne toujours la partie dynamique de la réponse de pression et qm_{exc} le profil de l'excitation de débit masse.

$$FT_{mesure} = \frac{FFT(p)}{FFT(qm_{exc})} = \frac{P(j\omega)}{Qm_{exc}(j\omega)} \qquad \text{(I - 75)}$$

La prochaine étape consiste à identifier les différents paramètres de la fonction de transfert. Théoriquement, il existe un nombre infini de fréquences de résonance [15], mais pratiquement l'énergie acoustique devient exponentiellement plus faible avec l'augmentation de fréquences. Donc en réalité, un certain nombre fini n de fréquences de résonance est modélisé. Le module de la fonction de transfert mesurée est tracé en fonction de la fréquence ainsi que la phase. Un pic d'impédance est un pic de module pour lequel la phase passe par zéro. En utilisant cette approche les différentes fréquences de résonance sont facilement identifiées. Ensuite une optimisation basée sur la méthode des moindres carrés est appliquée afin de chercher les paramètres de la fonction de transfert. Mahé [108] a étudié l'effet des fréquences de résonance modélisées sur le résultat final ainsi que le niveau initial de débit sur le Banc Dynamique. Pour des simples tubes, les fréquences observées correspondaient à des résonances en quart d'onde, la géométrie finale après excitation étant ouverte d'un côté et fermée de l'autre. Une étude de comparaison a également été menée [111] entre l'excitation sur le Banc Dynamique et une autre excitation de type échelon, le tube à choc [112]. La Figure 14 compare le spectre fréquentiel de la réponse de pression des deux moyens de mesure. L'existence des « inter-pics » dans la réponse obtenue sur le Banc Dynamique peut être due à des phénomènes non-linéaires à l'extrémité ouverte et à la présence d'un débit important. Les non-linéarités acoustiques localisées à l'extrémité ouverte d'un tube ont été étudiées en détail par Merouane [113]. Il a été démontré que pour des vitesses acoustiques élevées et pour des petites géométries de pavillons à l'extrémité d'un tube (bellmouth) les non-linéarités acoustiques deviennent plus importantes. Cependant, ces non-linéarités n'influencent pas la correction d'extrémité présentée précédemment.

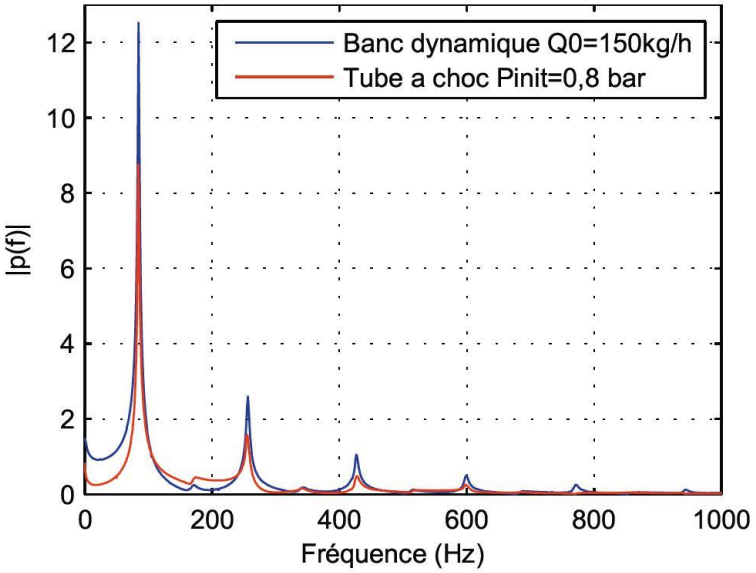

Figure 14 - Comparaison entre la réponse de pression pour une excitation tube à choc et Banc Dynamique [111]

Payri *et al.* [114] ont également appliqué une excitation sous forme d'un pulse à une série de chambres d'expansion et ont conclu que l'émergence des non-linéarités n'est pas uniquement dépendante de la source mais aussi de la géométrie elle-même. Ils n'ont cependant pas donné plus de précision sur le niveau d'amplitude de l'excitation ou de son profil. Leur méthode consistait à regarder les ondes de pression directes et rétrogrades directement avec des capteurs de pression au lieu de les calculer avec la méthode des deux capteurs par exemple. Pour cela ils ont utilisé un tube de 15m afin de simuler une condition semi-anéchoïque.

En appliquant la méthode d'identification numérique, la signification physique des paramètres de la fonction de transfert (sauf les fréquences qui sont des fréquences de résonance en quart d'onde) est perdue. Des études ont déjà été menées par Jacquet *et al.* [115] sur l'impact des différents paramètres sur le remplissage moteur, mais ces études restent fortement qualitatives.

I.5. Analyse du remplissage en air d'un moteur

On distingue deux grands axes pour l'application de la théorie d'acoustique linéaire pour le remplissage moteur, le premier concerne les mesures de pression pour remonter à des caractéristiques acoustiques comme l'impédance ou les composantes directes et inverses. L'acoustique est alors utilisée comme un outil d'évaluation et de compréhension des phénomènes. Le second axe est celui de la simulation moteur. Les méthodes les plus répandues pour la simulation moteur sont basées sur des schémas numériques des solutions temporelles présentées dans la première partie de l'étude bibliographique. Cependant pour les raisons citées précédemment, des approches fréquentielles de simulation se sont également développées. Elles varient en complexité et en modélisation mais possèdent toutes un point commun : elles sont toujours couplées à des schémas temporels. Ceci est effectué pour remonter à l'information temporelle. Il ne s'agit pas ici des logiciels de simulation du bruit moteur qui travaillent exclusivement dans le domaine fréquentiel mais des méthodes dédiées à la simulation moteur, donc à la simulation des ondes de pression qui influencent le remplissage des cylindres et donc les performances du moteur. Le premier axe est plus développé et riche en références bibliographique que le second, et ceci à cause des limitations de la théorie acoustique.

Le phénomène d'admission et l'influence des ondes de pression sur le remplissage acoustique a été étudié en détail par Prosser [116] pour un moteur essence ayant deux cylindres et une grande vitesse de rotation. Une résolution purement numérique a été effectuée qui se base sur la méthode des caractéristiques. Banisoleiman *et al.* [117] ont aussi insisté sur l'importance des ondes de pression sur un moteur Diesel suralimenté qui souffre souvent d'une dégradation du couple à bas régime et d'une augmentation de la consommation, aspects causés par le fait que le turbocompresseur est le plus souvent dimensionné pour le fonctionnement moteur à haut régime. Récemment Taylor *et al.* [118] ont proposé un modèle de répartiteur d'admission à dimensions variables qui privilégie les accords acoustiques à bas régime pour un moteur

suralimenté. Ceci indique que les effets d'ondes restent importants même pour les moteurs suralimentés et « downsizés ».

La décomposition en ondes directes et rétrogrades est un concept purement théorique mais permet d'associer un certain niveau de physique à la propagation des ondes de pression à l'admission d'un moteur à combustion interne.

L'intérêt de calculer les composantes p^+ et p^- est d'avoir accès aux coefficients de réflexion et de transmission à travers l'équation (I - 51) ou (I - 67). Il est donc possible de quantifier les ondes de pression qui traversent le système d'admission pour être rayonnées sous forme de bruit de bouche et les ondes de pression qui sont réfléchies et qui peuvent contribuer au remplissage si le bon accord acoustique existe. Harrison *et al.* [80] ont présenté une méthodologie basée sur la décomposition des ondes de pression avec deux capteurs de pression installés sur un moteur monocylindre. Il était alors possible de calculer directement sur le moteur l'impédance spécifique à l'admission à partir du coefficient de réflexion, et donc de caractériser la partie dynamique du signal de pression. Ils ont également comparé plusieurs méthodes de caractérisation de l'admission d'un moteur : la méthode deux capteurs ne permet pas de distinguer entre l'ouverture et la fermeture soupape, la méthode de mesure des pertes de charge fonctionne uniquement lorsque la soupape est ouverte et la méthode de mesure de débit avec un fil chaud reste très fragile, difficile à calibrer et ne peut pas être utilisée si une injection de carburant est réalisée dans le circuit d'admission.

Tiikoja [119] a présenté un dispositif expérimental pour mesurer la matrice de diffusion d'un turbocompresseur. La Figure 15 montre les deux haut-parleurs à droite et à gauche (méthode deux sources) avec écoulement moyen. Ce travail est basé sur les travaux de Rammal *et al.* [120] qui considèrent qu'un turbocompresseur se comporte à la fois comme une source passive au-dessous de 1200Hz et une source active (source d'ondes de pression) au-dessus de 1200Hz. Pour une application de remplissage moteur il n'est pas nécessaire de s'intéresser à des fréquences supérieures à 500Hz, tandis que s'il s'agit d'une étude de bruit rayonnée les hautes fréquences deviennent très importantes. Les résultats étaient uniquement valides pour un faible niveau d'amplitude (inférieur à 150 dB). Pour étendre le domaine de validité, il faut remplacer l'excitation des haut-parleurs par une source réelle physique avec un niveau d'amplitude des ondes plus important, comme une culasse (soupapes).

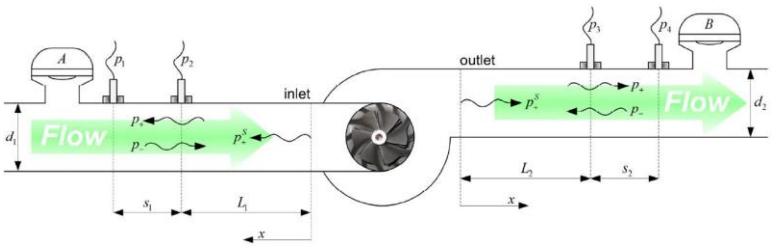

Figure 15 - Mesure de matrice de diffusion d'un turbocompresseur [119]

Torregrosa *et al.* [121] ont également utilisé la méthode de décomposition des ondes de pression pour mesurer les coefficients de réflexion et de transmission pour un turbocompresseur avec des mesures expérimentales faites cette fois-ci directement sur un moteur. L'importance de faire les essais sur un moteur est le fait que l'excitation n'est autre que l'excitation des soupapes au lieu d'un haut-parleur, donc le niveau de pulsation est respecté et tous les effets de l'écoulement sur les propriétés acoustiques sont enregistrés. Ils en ont conclu que les coefficients de transmission diminuaient avec le niveau de débit moyen (débit à travers le compresseur) et que ce comportement semble être indépendant de la vitesse de rotation du compresseur. Les coefficients de réflexion semblent être indépendants du niveau moyen mais dépendent tout de même du type du compresseur. Leur application de décomposition des ondes de pression donne de bons résultats et pourra être utilisée comme des conditions aux limites afin d'intégrer la matrice mesurée dans un code de calcul [121]. C'est exactement ce qui a été fait par Portier *et al.* [122]. Ils se sont également intéressés à la matrice de transfert du turbocompresseur, cette dernière a été mesurée sur un banc d'écoulement standard (et non pas sur un moteur réel). La matrice de transfert est alors mesurée suivant une excitation type haut-parleurs et a été intégrée dans un code de calcul qui travaille exclusivement dans le domaine fréquentiel. Les résultats ont été validés pour des fréquences supérieures à 200Hz, donc uniquement pour les plus « hautes » fréquences. Il semble alors que les basses fréquences (0-300Hz) qui sont les plus intéressantes pour le remplissage moteur sont plus difficiles à caractériser avec une excitation acoustique (haut-parleurs), surtout lorsqu'un débit moyen est présent. Ceci est du au fort couplage entre les effets aérauliques et acoustiques pour les basses fréquences. En effet l'existence d'un débit moyen est pris en compte avec l'inclusion du nombre de Mach et des effets de pertes par le coefficient d'atténuation visco-thermique. Suivant cette approche, la théorie acoustique est utilisée uniquement pour la mesure et l'évaluation des différents phénomènes liés à l'admission et les calculs ne sont pas valides sauf si cette hypothèse de prise en compte du nombre de Mach est représentative de la réalité.

Harrison *et al.* [123] ont appliqué la théorie de mesure d'impédance spécifique grâce à une évaluation du coefficient de réflexion pour un moteur monocylindre. L'impédance a été dissociée en deux parties : une impédance de source (soupape) et une impédance de charge (la ligne d'admission) comme le montre la Figure 16. Une fois que l'impédance de source est caractérisée, un profil théorique de la vitesse à travers la soupape est considéré. Pour simuler les ondes de pression juste en amont de la soupape, l'équation (I - 38) est appliquée puis une transformée de Fourier inverse est utilisée pour remonter à l'information temporelle. Donc à partir d'une mesure sur le banc moteur, la ligne d'admission est caractérisée et la pression en amont de la soupape est reproduite. Les résultats semblent précis pour les premières fréquences de résonance en quart d'onde, cependant pour les fréquences entre 100 et 500Hz les signaux de pression étaient moins précis. Les travaux de Harrison *et al.* [124] et de Sathyanarayana *et al.* [125] consistaient à coupler la mesure d'impédance à un code de calcul temporel basé sur la méthode des caractéristiques, donc un couplage fréquentiel-temporel. Les résultats de Harrison *et al.* [124] sont devenus meilleurs en utilisant cette approche et une bonne précision a été observée

jusqu'à 300Hz pour les résultats temporels tandis que seuls des résultats fréquentiels ont été présentés dans Sathyanarayana *et al* [125]. Il semble alors que la présence d'un code de calcul qui travaille avec l'interface acoustique est nécessaire afin d'obtenir de bons résultats utilisables pour le calcul et la simulation moteur.

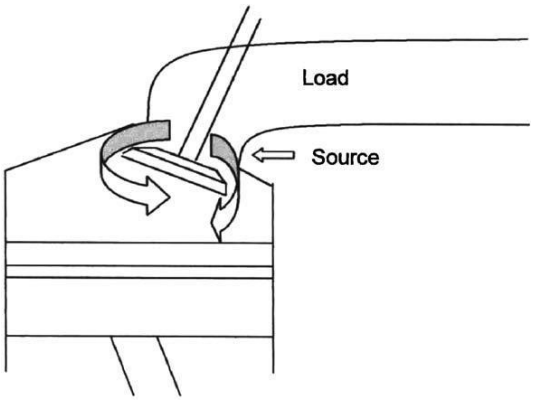

Figure 16 - Impédance de source et de charge suivant Harrison [123]

Ceci pourrait être expliqué encore une fois par le manque de couplage entre les effets de pertes de charge et de débit moyen avec l'acoustique. En effet, dans les équations (I - 29) et (I - 30), le nombre de Mach est présent comme un facteur additionnel qui corrige les valeurs de pression et de débit. Cependant, la pression et le débit ne peuvent pas influencer eux mêmes cette valeur du nombre de Mach. Ces équations sont « conçues » pour être utilisées dans le cas où le nombre de Mach reste constant, connu et stable quel que soit les variations de pression et de débit dynamique. Sur un moteur, notamment en amont de la soupape, ce n'est pas le cas. Donc il s'agit d'un cas où non seulement un écoulement moyen est présent, mais un écoulement moyen qui est influencé par les variations de pression et de débit. Cet effet a été mis en évidence par Harrison *et al.* [126] lors de leur étude d'un moteur monocylindre à grande vitesse de rotation. Le débit moyen influence les ondes de pression mais les ondes de pression ne peuvent pas influencer le débit moyen. Ils sont arrivés à la conclusion qu'il faut inclure un modèle additionnel d'inertie à travers la soupape qui soit couplé au modèle d'impédance acoustique. Un simple modèle de quantité de mouvement s'avéra indispensable pour obtenir des résultats suffisamment précis. Un modèle plus complexe pour un moteur 4 cylindres a aussi été présenté par Harrison *et al.* [127] où plusieurs sous-modèles ont été regroupés pour aboutir au modèle final. Les résultats ont été présentés uniquement dans le domaine fréquentiel.

Certains auteurs tentent de surmonter cette limitation où les effets acoustiques sont fortement couplés à ceux de débit moyen et de pertes de charge en calculant des matrices de transfert à partir des simulations CFD. L'élément en question est simulé avec les mêmes conditions aux limites qui existeraient dans son environnement réel et des matrices de transfert linéaires sont calculées à partir des résultats de la simulation. Ces matrices pourront ensuite être utilisées dans d'autres applications 0D ou 1D. On cite les travaux de Polifke *et al.* [128] de Knutsson *et al.* [6] et de Sekavenik *et al.* [129] où une comparaison entre un système masse-ressort-amortisseur et l'air dans le tube est effectuée.

Des travaux ont été menés sur la modélisation des éléments particuliers dans les codes de calcul temporels en les modélisant de façon à respecter la propagation des ondes de pression. L'objectif est d'arriver à des modèles prédictifs qui modélisent correctement la géométrie. Par exemple Torregrosa *et al.* [37] ont modélisé un compresseur dans OpenWAM et dans GT-Power avec de simples éléments comme des tubes et des chambres d'expansion dont les grandeurs géométriques dépendent des caractéristiques du compresseur : diamètre d'entrée et de sortie, longueur de la volute… Leur modèle a été validé en regardant les lignes caractéristiques des ondes directes et inverses et en comparant les grandeurs acoustiques à l'entrée et à la sortie. Elnemr [130] a présenté plusieurs modèles dans AVL Boost des éléments d'admission et d'échappement comme une turbine, un compresseur, un RAS et un catalyseur. Les modèles ont été validés dans le domaine temporel et aussi dans le domaine fréquentiel. Cependant ces modèles restent basés sur des modélisations temporelles à partir de simple éléments et nécessiteront toujours un recalage par rapport à des essais expérimentaux.

Knutsson *et al.* [65] ont présenté une méthodologie pour intégrer la matrice de transfert mesurée expérimentalement dans un code de calcul non-linéaire (GT-Power). Une fois la matrice mesurée, ses pôles sont écrits comme les facteurs d'un filtre digital FIR. La matrice de transfert est codée dans Simulink qui communique avec GT-Power. Les informations de débit et de pression sont échangées entre GT-Power et Simulink : GT-Power calcule le débit qu'il fournit à Simulink, ce dernier calcule les pressions qui sont à leur tour transmises à GT-Power. Ceci est effectué en amont et en aval de l'élément en question, un boitier filtre. La matrice a été mesurée dans des conditions sans débit moyen, et des matrices analytiques pour les tubes en amont et en aval ont été utilisées afin d'atteindre la convergence avec GT-Power. Par ailleurs, les résultats manquaient de précision pour la zone basse fréquence (au-dessous de 100Hz). Les auteurs ont également conclu qu'une mesure avec débit moyen nécessitait l'intégration de la partie pertes de charge qui n'est pas linéaire (dépendante du carré du débit) et une très grande précision dans la mesure d'impédance.

Des travaux ont été menés en utilisant l'approche fonction de transfert présentée par l'équation (I - 75) en utilisant le Banc Dynamique (Figure 12). Comme déjà expliqué, la fonction de transfert caractérise l'impédance de source (qui est la soupape du moteur) et elle intègre un paramètre inertiel explicite. L'effet de la température et du débit moyen sur les différents paramètres de la fonction de transfert a été étudié par Chalet *et al.* [107]. La présence d'une température élevée modifie la vitesse du son et ajoute un décalage des fréquences de résonance, cependant le paramètre inertiel et l'amortissement sont peu influencés. D'autre part, un débit moyen augmente le coefficient d'amortissement. Dans les travaux de Chalet *et al.* [131] une modélisation semblable à un système masse-ressort-amortisseur est donnée avec une signification physique des différents paramètres de la fonction de transfert, notamment pour les fréquences de résonance qui correspondant à la résonance en quart d'onde mais aussi pour le coefficient d'amortissement. Ce dernier est calculé à partir des signaux de pression enregistrés sur le Banc Dynamique en manipulant l'équation solution de l'équation (I - 73). Cependant, le

lien entre les paramètres et la géométrie était toujours manquant. La fonction de transfert est couplée au code de calcul non-linéaire GT-Power pour un monocylindre [107] [131] [132]. Comme la fonction de transfert caractérise la source d'un point de vue dynamique, en la liant à GT-Power, il a ainsi été possible de récupérer le signal d'excitation qm_{exc} de l'équation (I - 75) de GT-Power pour calculer la réponse de pression de la ligne d'admission. La Figure 17 présente le schéma de couplage. Le signal d'excitation est récupéré directement de GT-Power puis la réponse est calculée dans Simulink et ensuite injectée dans GT-Power.

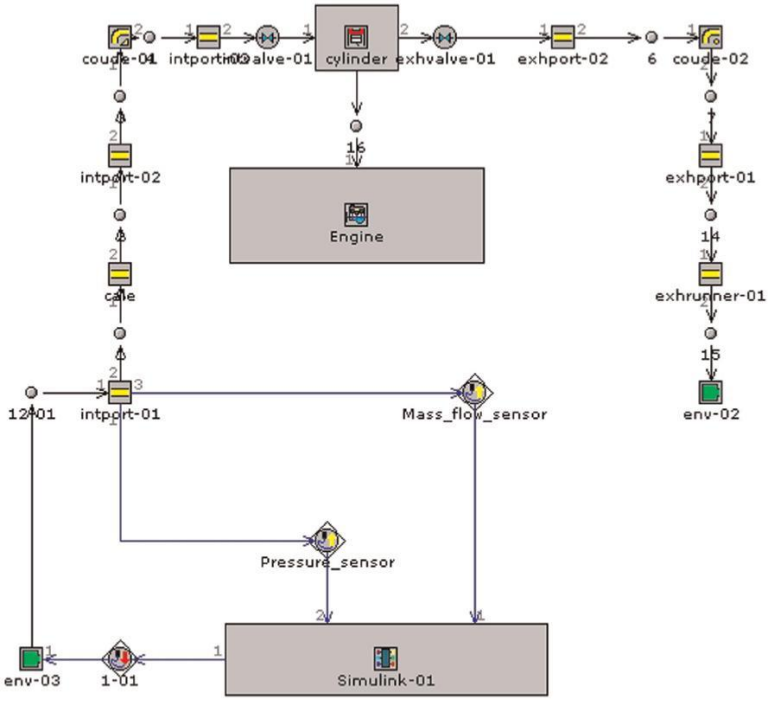

Figure 17 - Schéma du couplage de la fonction de transfert avec GT-Power [132]

La fonction de transfert est codée dans Simulink directement avec ses coefficients avec un simple block (en utilisant la variable de Laplace). Les résultats sont prometteurs, notamment en comparant la modélisation de GT-Power natif à ceux obtenus par le couplage. Cormerais *et al.* [133] ont utilisé la même méthodologie pour simuler le comportement dynamique à l'admission d'un moteur à quatre cylindre. Cette fois-ci, le répartiteur d'admission a été installé sur le Banc Dynamique, une excitation dans chaque conduit primaire a été appliquée puis les réponses de pression dans les quatre conduits ont été mesurées. De cette manière, il a été possible de mesurer la réponse de chaque conduit due à l'excitation de son propre cylindre mais aussi mesurer l'effet d'interférence entre les différents cylindres suivant Matsumoto *et al.* [56]. Chaque cylindre a été caractérisé par 4 fonctions de transfert et un total de 16 fonctions de transfert caractérisent la ligne d'admission.

La méthodologie de fonction de transfert caractérise directement les effets acoustiques et les effets statiques de pertes de charge et semble prendre en compte l'interaction acoustique-fluide surtout lorsqu'elle est couplée à GT-Power. Cependant, les différents paramètres doivent être

identifiés avec une optimisation mathématique (moindre carrés). Une signification physique des paramètres est donc manquante. Par ailleurs, la géométrie à caractériser doit être installée entièrement sur le Banc Dynamique, par exemple pour un moteur 4 cylindre, cela correspond à la ligne d'admission des conduits primaires jusqu'au boitier filtre. Ceci signifie que si un élément ou une longueur est modifié, il est alors nécessaire d'identifier les nouveaux paramètres qui correspondent à cette nouvelle configuration.

D'autre part, pour un moteur suralimenté, la méthodologie devient rapidement plus complexe à mettre en œuvre à cause de la configuration expérimentale. Il faut arriver à installer la ligne d'admission entière sur le Banc Dynamique avec le RAS et le turbocompresseur. Par ailleurs, pour être sûr de caractériser correctement l'impédance de source, il faut avoir les mêmes grandeurs thermodynamiques de pression et de température à l'interface de chaque élément, ce qui est relativement complexe à mettre en œuvre.

La modélisation des écoulements pulsés dans les lignes d'admission de moteur à combustion interne peut être effectuée par différentes approches. Les techniques de résolution unidimensionnelle non-linéaires présentent des difficultés liées à la modélisation et à la validation des éléments à géométries complexes, d'où la nécessité d'essais expérimentaux et de calibration. A ceci s'ajoute la notion de temps de calcul trop important.

Les méthodes dites acoustiques sont relativement intéressantes mais peuvent être inadaptées en présence d'un écoulement moyen non nul ou dans le cas d'un écoulement fortement pulsé. Le couplage temporel-fréquentiel est alors relativement délicat. Deux solutions semblent se dégager : la première consiste à caractériser une impédance spécifique en un point à l'aide d'un banc dédié ou à partir de mesures réalisés directement sur moteur. La fonction de transfert permet de déterminer l'évolution de la pression en fonction du débit même en présence d'un écoulement moyen. Cependant, cette méthode est limitée car l'interprétation physique des différents paramètres qui caractérisent cette fonction de transfert n'est pas aisée. De plus, cette méthode est difficilement applicable à un moteur suralimenté. La seconde solution consiste à utiliser une matrice de transfert qui permet de dissocier chaque élément. Cependant, cette technique n'a pas été assez analysée en présence d'un écoulement moyen.

L'objectif du travail de thèse devra permettre de définir une méthodologie de mesure de la matrice de transfert dans une configuration de type moteur à combustion interne mais aussi d'étudier les problèmes d'intégration de cette matrice dans un code de simulation du fonctionnement d'un moteur. La notion de transferts thermiques est également importante dans une ligne d'admission d'un moteur suralimenté mais cette notion n'apparait pas dans les matrices de transferts. Il sera donc nécessaire d'étudier ce point et notamment sur un élément type, le refroidisseur d'air suralimenté.

II. Caractérisation d'un élément simple: un tube

Dans cette première partie de modélisation, la caractérisation fréquentielle de l'élément d'admission le plus simple, un tube, est abordée. Ce choix n'est pas fait uniquement pour comprendre et évaluer les différents phénomènes physiques mais aussi parce qu'à partir de deux simple tubes, les caractéristiques d'un système plus complexe pourront être mesurées.

La première étude correspond à la poursuite des travaux concernant la fonction de transfert. Les paramètres de cette dernière sont identifiés en fonction de la géométrie d'un simple tube avec des essais tube à choc. L'objectif étant de mieux comprendre le lien entre les valeurs de ces paramètres et la géométrie du tube.

Puis, la notion de fonction de transfert de pression en un point est étendue à quatre fonctions de transfert en pression et débit masse définies toujours pour un simple tube mais en deux points distincts cette fois-ci. A partir de cette méthodologie, une description fréquentielle plus complète et déterministe est présentée : la matrice de transfert d'un simple tube.

II.1. Fonction de transfert

II.1.1 Identification

Comme présenté dans l'étude bibliographique, la fonction de transfert présentée dans ce document fait référence à une méthode de mesure d'impédance de source lorsqu'une ligne d'admission bien déterminée est considérée comme étant la charge acoustique.

On entend par identification, la détermination des différents paramètres de cette fonction de transfert suite à une mesure sur le Banc Dynamique. Dans les travaux précédents [131] [132] [133], où la fonction de transfert était basée sur une des deux équations (I - 71) ou (I - 73), l'identification était automatisée, de telle sorte que le résultat numérique coïncide avec le résultat expérimental. Dans le but de lier les caractéristiques géométriques des différents éléments de la ligne d'admission (notamment un simple tube) à la fonction de transfert, la première étape consiste à trouver les paramètres de la fonction de transfert par calcul direct suite à une mesure. L'équation différentielle (II - 1) a été choisie pour décrire les variations de pression à l'abscisse la plus proche de l'excitation de débit sur le Banc Dynamique.

$$\frac{1}{\omega^2}\frac{d^2p}{dt^2}+\frac{2\epsilon}{\omega}\frac{dp}{dt}+p=X_{in}\frac{dqm_{exc}}{dt} \qquad \text{(II - 1)}$$

L'équation (II - 1) est similaire à l'équation (I - 71) donnée par Fontana *et al.* [106] en ce qui concerne les paramètres physiques utilisés. Cependant, ce sont les variations dynamiques de pression qui sont uniquement considérées ici, comme le suggère les travaux de Mahé [108]. L'aspect multi-fréquentiel des ondes de pression est pris en compte en supposant que chaque harmonique de résonance suit une équation différentielle du même type et, suivant la théorie modale, l'équation (II - 2) est obtenue.

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{1}{\omega_i^2}\frac{d^2p}{dt^2}+\frac{2\epsilon_i}{\omega_i}\frac{dp}{dt}+p\right)=\sum_{i=1}^{n}X_i\frac{dqm_{exc}}{dt} \qquad \text{(II - 2)}$$

Cette modélisation sera utilisée afin d'étudier l'impact des ondes de pression sur le remplissage moteur. Par conséquent, seule la plage de fréquence de 0 à 1000 Hz est intéressante [11] et *n* correspond au nombre d'harmoniques mesurées sur le Banc Dynamique dans cette gamme fréquentielle. Quel que soit le système à caractériser avec la fonction de transfert, celui-ci est installé sur le Banc Dynamique à l'aide d'une connectique d'adaptation et un capteur de pression est placé le plus proche possible de la source d'excitation (la guillotine). La Figure 18 montre le montage général pour un élément quelconque.

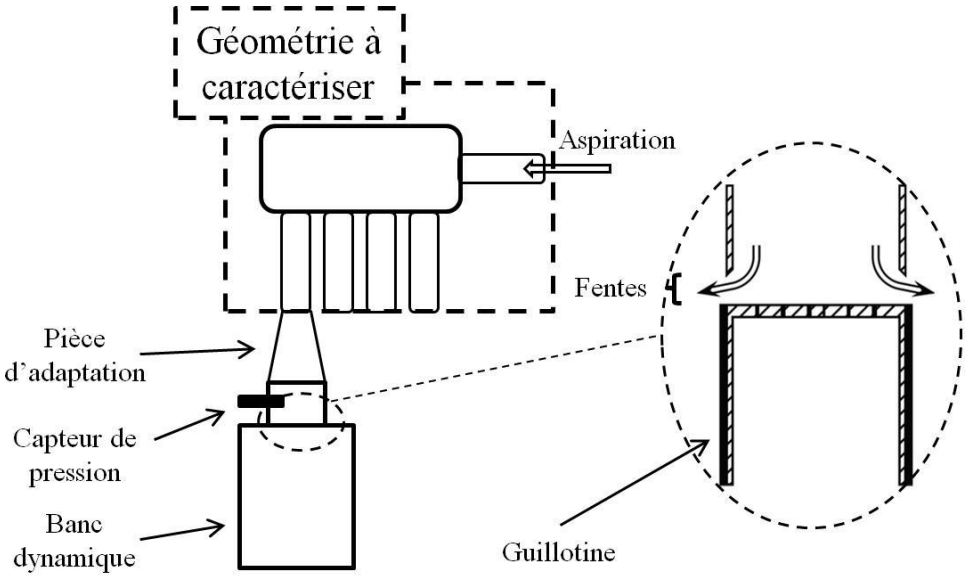

Figure 18 - Montage pour un élément à caractériser sur le Banc Dynamique

En écrivant l'équation (II - 2) dans le domaine fréquentiel avec une transformée de Laplace, une fonction de transfert PF_{modele} qui lie la pression mesurée au débit excitateur est définie. Elle est donnée par l'équation (II - 3).

$$PF_{modele} = \frac{Lap\left[p(x,t)\right]}{Lap\left[qm_{exc}(t)\right]} = \frac{P(s)}{Qm_{exc}(s)} = \sum_{i=1}^{n} \frac{X_i s}{\left(\frac{s}{\omega_i}\right)^2 + \frac{2\epsilon_i}{\omega} s + 1} \qquad \text{(II - 3)}$$

Le paramètre inertiel global X_{in} a été remplacé par une somme de paramètres X_i, chacun d'eux étant associé à la fréquence de résonance de la i^{ème} harmonique qui apparait sur le Banc Dynamique. X_{in} et X_i sont liés à travers des coefficients de pondération a_i comme le montre l'équation (II - 4). La somme des coefficients a_i est égale à 1. Ces coefficients affectent un niveau d'énergie à chaque fréquence de résonance.

$$a_i = \frac{X_i}{X_{in}} \qquad \text{(II - 4)}$$

Une fois la pression mesurée, le signal est filtré avec un filtre passe-bas de 1000Hz puis une fenêtre exponentielle $Fen_{\exp}$ est appliquée afin d'éliminer le bruit qui apparait lorsque le signal s'éteint à la fin de la réponse. Ce fenêtrage permet une amélioration du niveau signal sur bruit. L'expression analytique de la fenêtre exponentielle est donnée par l'équation (II - 5) où le paramètre Λ correspond à l'amortissement caractéristique de la fenêtre. Ce paramètre détermine la pente descendante de la fenêtre exponentielle. La valeur de 0.1 dans l'expression (II - 5) est employée afin d'appliquer la fenêtre exponentielle uniquement pour la partie dynamique du

signal de pression (sans les pertes de charges qui prennent place entre 0 et 0.1sec avant l'excitation).

$$Fen_{\exp} = \exp\left(\frac{-(t-0.1)}{\Lambda}\right) \qquad \text{(II - 5)}$$

La Figure 19 présente le profil de la fenêtre exponentielle pour $\Lambda = 0.18$. Ce genre de fenêtre est employé pour l'analyse des signaux transitoires, les signaux à décroissance exponentielle et les signaux pour l'analyse modale [134]. Le signal de pression fenêtré est obtenu en appliquant un produit de convolution entre la pression mesurée et la fenêtre.

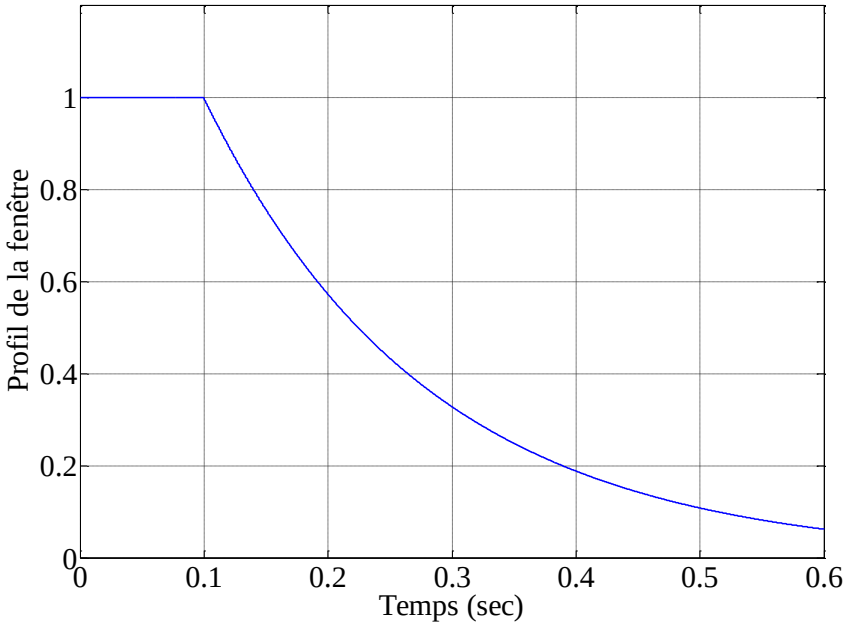

Figure 19 - Profil de la fenêtre exponentielle

La Figure 20 montre l'effet de la fenêtre exponentielle sur le signal de pression mesuré dans le premier conduit primaire d'un répartiteur d'admission : la fenêtre exponentielle apporte un niveau d'amortissement supplémentaire. Cependant, cet amortissement artificiel reste très négligeable par rapport au signal de pression initial et apparait seulement à partir de 0.2 sec, temps plus grand que le temps nécessaire pour réaliser un cycle moteur. Le paramètre Λ doit être choisit de façon à éliminer les bruits hautes fréquences sans trop injecter d'amortissement numérique pour un intervalle de temps de 0.2sec. Une fois le signal filtré et fenêtré, la fonction de transfert est déterminée en appliquant l'équation (I - 75) sachant que le signal de débit excitateur est une droite décroissante de la valeur initiale jusqu'à zéro en 0.5ms comme le montre la Figure 13.

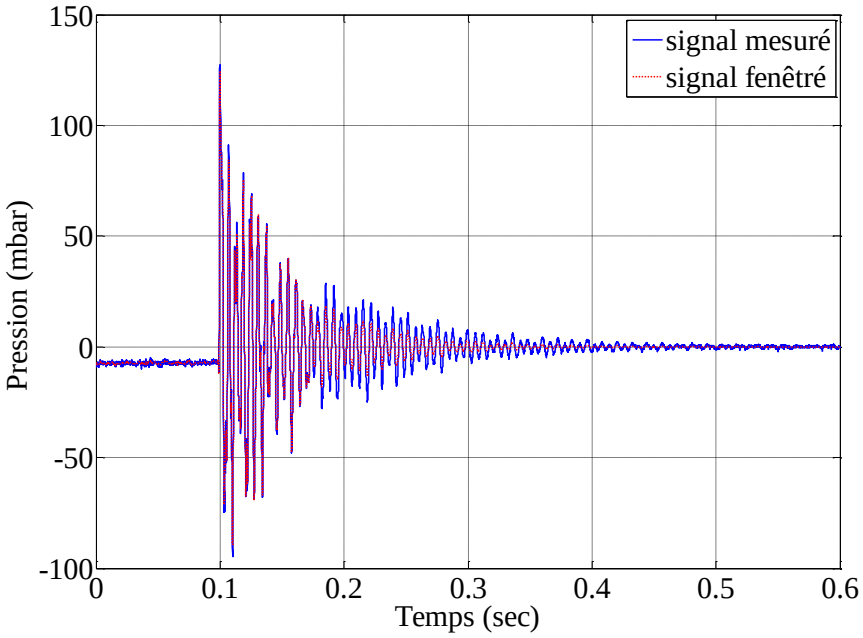

Figure 20 - Effet de la fenêtre exponentielle sur la pression dans un conduit primaire d'un répartiteur d'admission

Le profil de réponse décroissante de pression donné par la Figure 20 est un signal typique mesuré sur le Banc Dynamique pour une excitation de débit qui se produit à 0.1sec. Le débit excitateur sur le Banc Dynamique passe de la valeur initiale qm_0 à zero en 0.5ms et ceci à l'instant $t = 0.1\text{sec}$ par rapport à la Figure 20. Le profil de ce débit excitateur qm_{exc} est donné par l'équation (II - 6).

$$\begin{cases} qm = qm_0 & t \le 0.1 \\ qm = qm_0\left[1 + \dfrac{1}{0.5e-3}(0.1-t)\right] & 0.1 < t < 0.1 + 0.5e-3 \\ qm = 0 & t \ge 0.1 + 0.5e-3 \end{cases} \qquad \text{(II - 6)}$$

En remplaçant la valeur du débit donnée par l'équation (II - 6) dans l'équation différentielle (II - 2), il est possible d'obtenir une approximation de la solution analytique de pression. Elle est donnée par l'équation (II - 7) et représente les variations de pression juste en amont de l'excitation de débit.

$$p(t) = qm_0 \sum_{i=1}^{n} X_i \frac{\omega_i}{\sqrt{1-\epsilon_i^2}} \exp(-\epsilon_i \omega_i t) \sin(\omega_i \sqrt{1-\epsilon_i^2}\, t) \quad t \ge 0.1 \qquad \text{(II - 7)}$$

Le module de la fonction de transfert est tracé en fonction de la fréquence, autrement dit son diagramme de Bode. La Figure 22 donne le module de la fonction de transfert $PF_{mesurée}$ d'un tube de 1012mm ayant 30mm comme diamètre intérieur et qui est installé sur le Banc Dynamique

avec une excitation de débit initial $qm_0 = 150 kg.h^{-1}$. Le capteur de pression est monté à 44.5 mm de la guillotine.

Les fréquences de résonance f_i sont aisément reconnaissables, elles correspondent aux abscisses des pics dans le module de la fonction de transfert. Sur le Banc Dynamique, et notamment pour des simples géométries comme un tube droit, les fréquences de résonance correspondent à un profil de résonance en quart d'onde. Ce régime harmonique précis sera étudié plus en détail ultérieurement et exploité afin d'accéder aux variables de pression et de débit en n'importe quel point du tube.

Les coefficients d'amortissement caractérisent les pertes de pression qui prennent place entre deux périodes consécutives dans la Figure 21, cette dernière étant un zoom sur la pression dynamique juste après l'excitation. Ces pertes sont directement liées à des phénomènes de pertes thermiques, pertes par frottements avec les parois, pertes par réflexion au niveau de l'extrémité ouverte mais aussi à l'apparition des zones de recirculation de l'écoulement surtout dans les géométries qui présentent un changement de section.

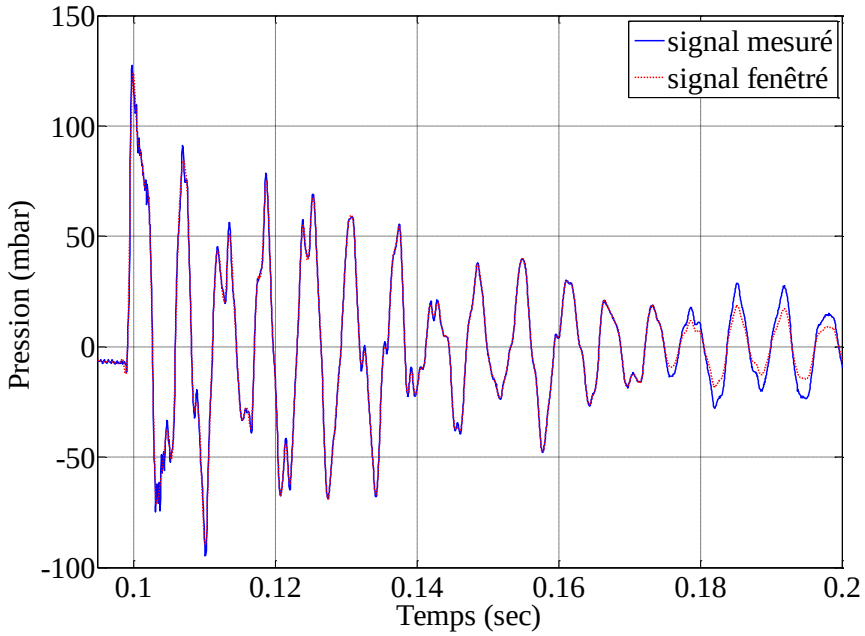

Figure 21 - Zoom sur la réponse de pression du conduit primaire d'un répartiteur d'admission

A partir de l'équation (II - 7) et de la Figure 20, un coefficient d'amortissement global en considérant une unique fréquence de résonance pourrait être identifiée. Cependant, si on désire capter l'aspect multi-fréquentiel, il est alors plus aisé d'effectuer ce type d'étude d'un point de vue fréquentiel. D'un point de vue temporel, le facteur d'amortissement caractérise les pertes en fonction du temps. L'étude de ce facteur dans le domaine fréquentiel offre l'avantage de l'identifier et de le caractériser pour chaque mode. Ceci est effectué sur le diagramme de Bode donné par la Figure 22.

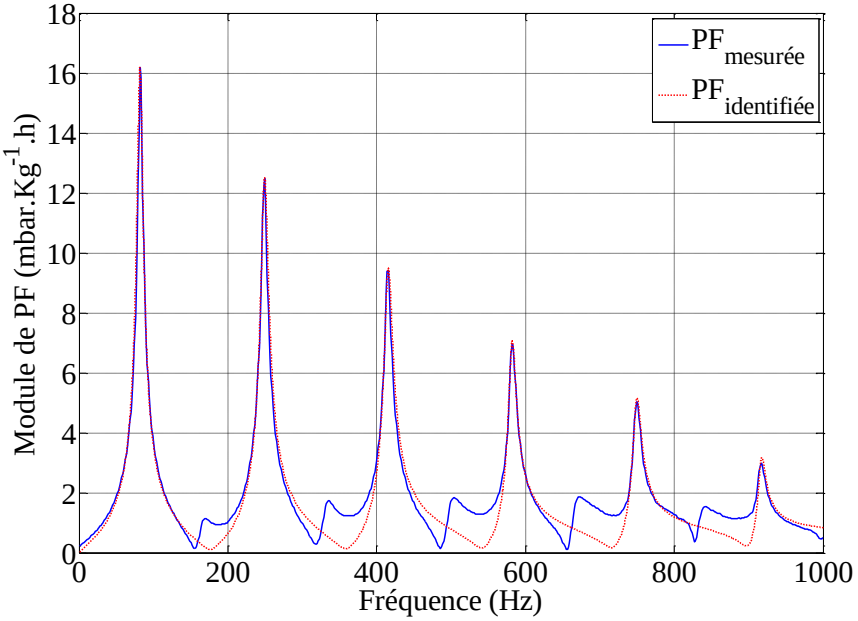

Figure 22 - Module de la fonction de transfert du tube de 1012mm

Le facteur d'amortissement est caractérisé par la bande passante des pics, un facteur d'amortissement important est accompagné d'une largeur de pic plus grande. En d'autres termes, si le modèle de fonction de transfert arrive à bien reproduire la courbe sur le diagramme de Bode avec la bonne largeur des pics de pression, alors il sera représentatif de ce qui ce passe réellement en terme d'amortissement. Le facteur de Qualité Q caractérise les pertes pour les systèmes amortis, notamment les circuits électroniques de type RLC ou les systèmes mécaniques composés d'une masse, d'un amortisseur et d'un ressort. La comparaison de la masse d'air dans le tube avec celle d'un système mécanique oscillant à 1 degré de liberté a déjà été établie par Mahé [108]. Le facteur de qualité Q, rapport de l'énergie réactive sur l'énergie dissipative [53] est une mesure du taux d'amortissement d'un oscillateur. Il existe plusieurs extraits bibliographiques [135] [136] sur Q et notamment son application dans les circuits électroniques. Ce facteur peut être obtenu à partir de la Figure 22 en appliquant la relation (II - 8) pour le mode de résonance i.

$$Q_i = \frac{f_i}{\Delta f_i} \qquad \text{(II - 8)}$$

Où f_i désigne la fréquence de résonance et Δf_i la largeur de la bande passante sur le diagramme d'impédance [136]. La bande passante est définie en automatique comme étant la plage de fréquence pour laquelle le signal perd 3 dB de son amplitude maximale. La Figure 22 donne le module de la fonction de transfert en échelle linéaire. Une perte de 3dB correspond à un

coefficient de pertes de $10^{(-3/20)} \simeq 0.707$ en échelle linéaire. Le facteur d'amortissement est donné par (II - 9).

$$\epsilon_i = \frac{1}{2Q_i} \qquad \text{(II - 9)}$$

Le troisième et dernier paramètre à caractériser est le facteur inertiel pour chaque mode de résonance. En considérant uniquement les fréquences de résonance (où l'énergie est principalement concentrée) et en remplaçant la variable de Laplace s dans l'équation (II - 3) par $j\omega_i$, l'équation (II - 10) est obtenue.

$$\left|PF_{modele}\right|_i = \frac{X_i \pi f_i}{\epsilon_i} \qquad \text{(II - 10)}$$

$\left|PF_{modele}\right|_i$ dans l'équation (II - 10) est le module de la fonction de transfert pour le mode i. Ce module est mesuré par la hauteur des pics dans la Figure 22. D'autre part, la fréquence de résonance f_i et le coefficient d'amortissement ϵ_i étant connus, il est alors possible de déterminer le paramètre inertiel X_i à partir de (II - 10). Le paramètre inertiel global X_{in} pourrait être obtenu en faisant la somme des paramètres caractérisant l'inertie de chaque harmonique de résonance comme le montre l'équation (II - 11).

$$X_{in} = \sum_{i=1}^{n} X_i \qquad \text{(II - 11)}$$

En appliquant la démarche pour chacun des paramètres en commençant par les fréquences de résonance (identifiables à partir du pic maximal), puis les coefficients d'amortissement (calculés à partir des facteurs de qualité, équation (II - 9)) et finalement les facteurs inertiels à partir de l'équation (II - 10), les paramètres de la fonction de transfert pour le tube de 1012mm sont identifiés. Pour ce tube, 6 modes de résonance ont été identifiés entre 0 et 1000Hz, les valeurs de ces paramètres sont données par le Tableau 1.

Tube L=1012mm / D=30mm	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=4$	$i=5$	$i=6$
$f_i(Hz)$	81.9	247.5	412	578	744	909
$\epsilon_i(\%)$	4	1.8	1.2	0.85	0.7	0.6
$X_i(mbar.kg^{-1}.h.10^{-5})$	248	29	9	3.7	2	0.9
$a_i(\%)$	84.7	9	3	1.3	0.7	0.3

Tableau 1 - Paramètres de la fonction de transfert pour le tube de 1012mm

La Figure 22 compare le module de la fonction de transfert mesurée à celle identifiée pour le tube de 1012mm. Les pics de résonance en quart d'onde sont bien représentés avec la méthodologie de la fonction de transfert. L'amplitude des pics, ainsi que leurs fréquences et bande passante sont bien reproduites. Ceci signifie que l'équation différentielle (II - 2) et la fonction de transfert (II - 3) qui est un modèle linéaire, sont capables de caractériser la propagation des ondes. Comme l'objectif de ce travail est la simulation moteur, il est également important de comparer les résultats dans le domaine temporel. Il est possible d'accéder de nouveau au domaine temporel en effectuant une transformée de Laplace inverse.

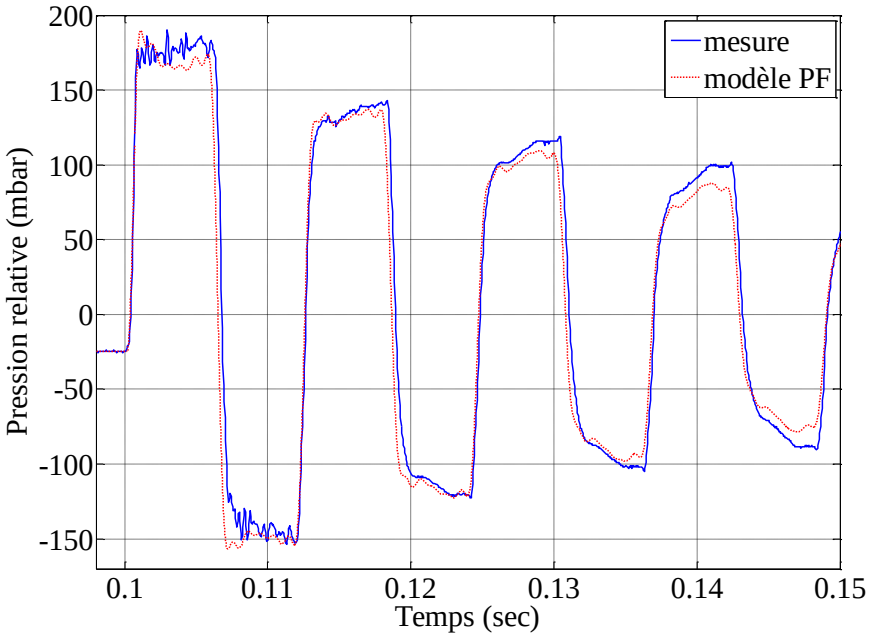

Figure 23 - Pression mesurée et modélisée pour le tube de 1012mm

La Figure 23 montre le résultat obtenu en comparant la pression donnée par le modèle de fonction de transfert avec celle obtenue expérimentalement sur le Banc Dynamique pour le tube de 1012mm. Le résultat montre une bonne cohérence entre la mesure et la modélisation. Il est intéressant de remarquer que les inter-pics (pics sur la Figure 22 existants entre deux fréquences en quart d'onde) n'ont pas été modélisés. Ces pics apparaissent avec les grandes amplitudes de pression observées sur le Banc Dynamique, elles n'existent pas sur le banc d'impédance avec une excitation acoustique comme démontré par Mahé [108] [111]. Ces inter-pics correspondent à des fréquences en demi-onde, ce type de résonance existe lors de l'excitation d'un tube fermé des deux côtés ou ouvert des deux côtés [15]. Comme le tube sur le Banc Dynamique est rigidement fermé d'un côté et ouvert de l'autre, ceci suggère que la terminaison ouverte se comporte comme une extrémité fermée. Ceci pourrait être expliqué par la forte discontinuité d'impédance qui se produit à l'ouverture avec l'atmosphère avec un coefficient de réflexion égal à 1 pour les faibles fréquences [53]. Cette non-linéarité à l'extrémité ouverte n'est pas incluse dans la modélisation avec la fonction de transfert et ceci pour deux raisons :

- Les inter-pics n'influencent pas le résultat temporel de pression. Comme le montre la Figure 23, le signal modélisé reproduit fidèlement la réalité sans inclusion des inter-pics. En effet le « poids » de ces pics dans le spectre fréquentiel est beaucoup plus faible que celui associé à la résonance en quart d'onde.
- La seconde raison est liée à la simulation moteur. Comme expliqué précédemment, les fréquences en demi-onde existent sur le spectre fréquentiel d'un signal de pression mesuré à l'admission d'un moteur à combustion interne. En effet, lors de l'ouverture de la soupape, la ligne d'admission se trouve dans une configuration où elle est ouverte des deux côtés (d'une part à l'atmosphère et d'autre part à la chambre de combustion). Ceci cré alors une résonance en demi-onde. Cependant, cette résonance reste très faible par rapport à celle obtenue lors de la fermeture de la soupape et ceci parce que le volume de la chambre de combustion est très petit par rapport à l'atmosphère et à celui de la ligne d'admission [20]. Il est alors suffisant de modéliser uniquement les fréquences associées à la résonance en quart d'onde, donc à l'excitation principale de la ligne d'admission.

Une autre longueur de tube est également testée, celle d'un tube de 236mm de diamètre interne 30mm. Le Tableau 2 donne les valeurs des paramètres de la fonction de transfert qui contient 2 fréquences de résonance entre 0 et 1000Hz. Les résultats obtenus dans les domaines temporels et fréquentiels sont représentés sur les Figure 24 et Figure 25 respectivement pour un débit d'excitation qm_0 égal à 150kg.h^{-1}.

Tube L=236mm / D=30mm	$i=1$	$i=2$
$f_i(Hz)$	290	879.5
$\epsilon_i(\%)$	3.2	1.4
$X_i(mbar.kg^{-1}.h.10^{-5})$	86	4.6
$a_i(\%)$	95	5

Tableau 2 - Paramètres de la fonction de transfert pour le tube de 236mm

Les résultats obtenus à partir de la fonction de transfert pour le petit tube sont également cohérents et précis par rapport à la mesure expérimentale. La procédure décrite précédemment permet alors de calculer les paramètres de la fonction de transfert en appliquant une simple identification modale dans le domaine fréquentiel. Pour le tube de 236mm, c'est la fréquence fondamentale qui a le plus de poids, le signal est presque une sinusoïdale composée d'une seule fréquence. Tandis que le tube de 1012mm donne un signal plus carré avec des « paliers » lors de chaque période, donc un contenu fréquentiel plus riche. Dans les deux cas, le modèle (II - 3) est en mesure de prendre en compte l'aspect multi-fréquentiel (à travers la théorie modale) et les effets de pertes (à travers les coefficients d'amortissement).

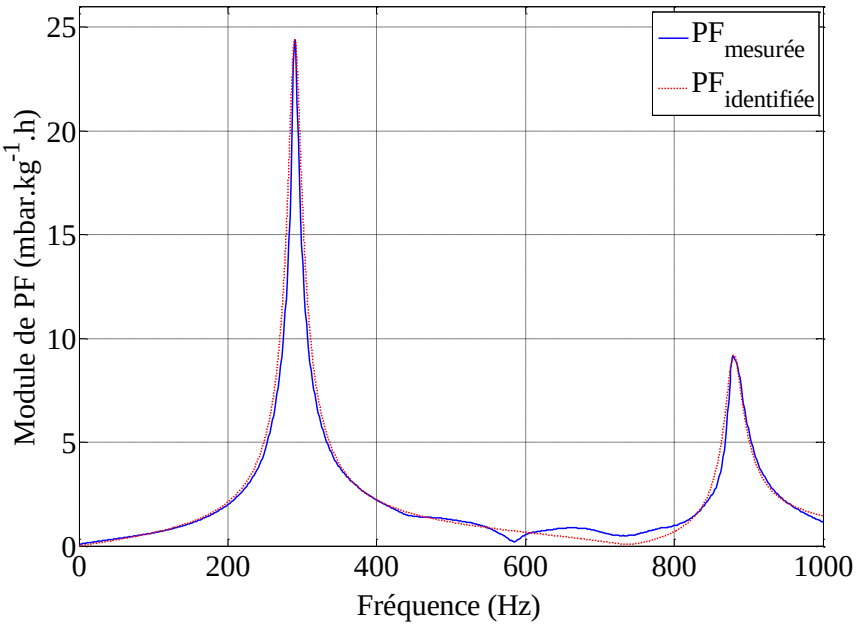

Figure 24 - Module de la fonction de transfert du tube de 236mm

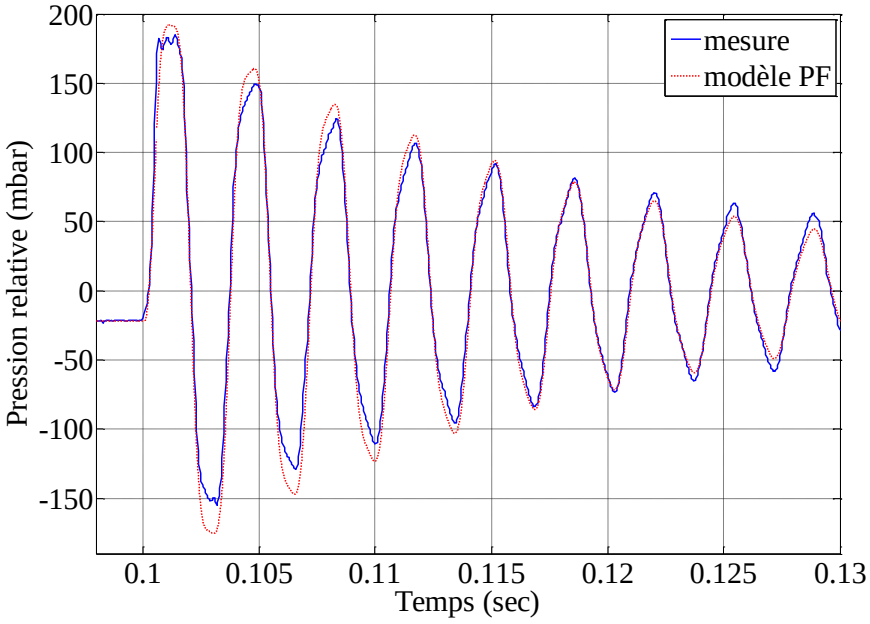

Figure 25 - Pression mesurée et modélisée pour le tube de 236mm

Il est également possible d'identifier des fonctions de transfert en utilisant cette démarche d'identification pour des géométries plus complexes. Le même exemple d'une chambre d'expansion que celui utilisé par Mahé [108] a été repris : un volume de longueur 400mm et de diamètre 120 mm est ajouté au tube de 1012mm. Un petit tube de 225mm et 30mm de diamètre est aussi ajouté en amont du volume. Finalement la géométrie installée sur le Banc Dynamique est celle d'un tube-volume-tube (1012mm puis le volume puis 225mm). L'utilisation de la même

méthodologie permet d'identifier 8 fréquences de résonance. Les paramètres ainsi obtenus avec une excitation $qm_0 = 150 kg.h^{-1}$ sont présentés par le Tableau 3.

Tube-volume-tube	$i=1$	$i=2$	$i=3$	$i=4$	$i=5$	$i=6$	$i=7$	$i=8$
$f_i(Hz)$	38	88	246	398	441	577	741	914
$\epsilon_i(\%)$	16.5	4	2	9	0.6	0.9	0.7	0.4
$X_i(mbar.kg^{-1}.h.10^{-5})$	207	208	31	7	3	4.6	2	1
$a_i(\%)$	44.7	44.8	6.6	1.5	0.6	1	0.45	0.35

Tableau 3 - Paramètres de la fonction de transfert pour la géométrie tube-volume-tube

La Figure 26 présente la comparaison entre le module de la fonction de transfert mesurée sur le Banc Dynamique et l'identification, tandis que la Figure 27 montre le résultat de pression dans le domaine temporel. Le fait que le modèle fréquentiel soit implémenté comme une fonction de transfert facilite la simulation moteur, car pour remonter à l'information temporelle il suffit d'utiliser une transformée inverse de Laplace ou d'utiliser un programme Simulink qui permet de faire le lien entre le domaine temporel et le domaine fréquentiel d'une façon automatique.

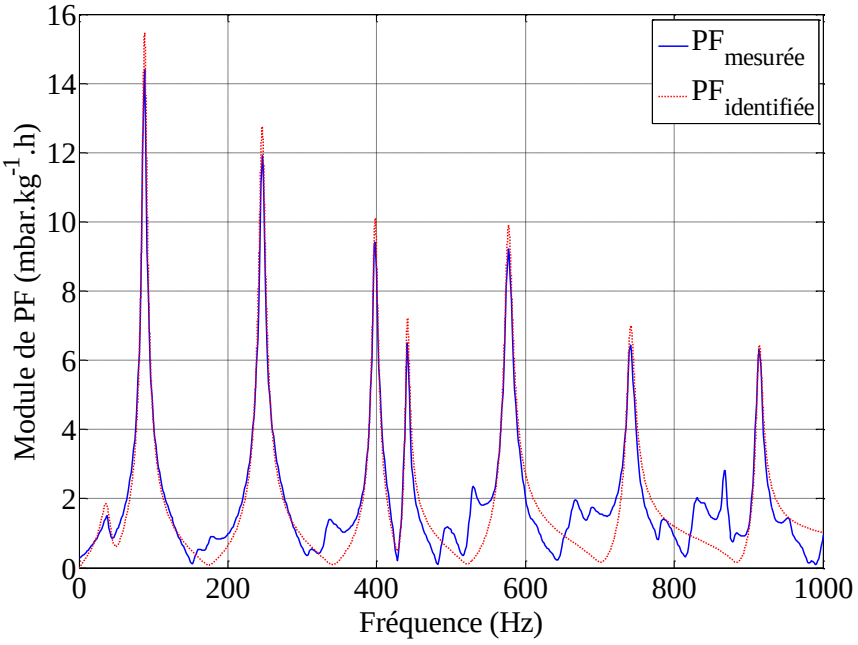

Figure 26 - Module de la fonction de transfert pour la géométrie tube-volume-tube

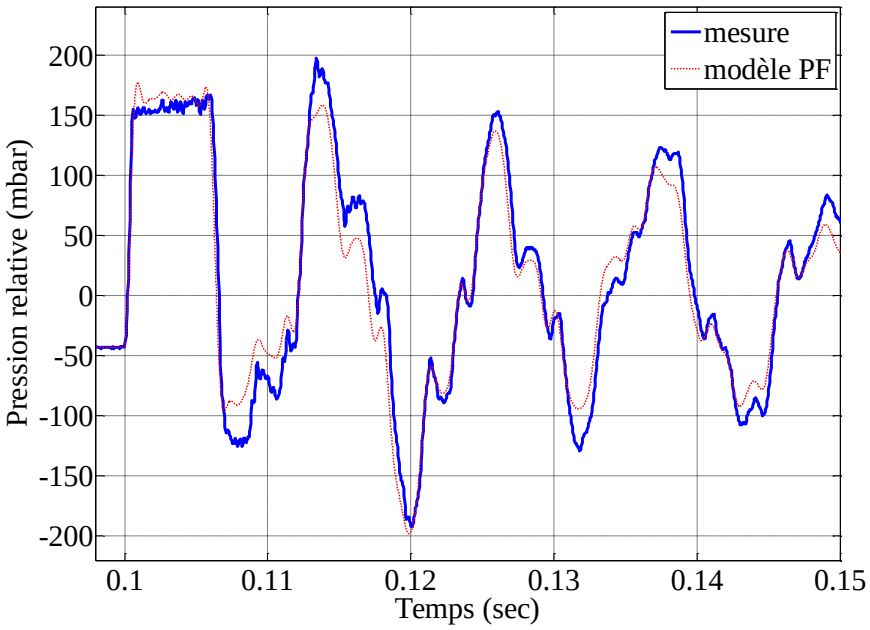

Figure 27 - Pression mesurée et modélisée pour la géométrie tube-volume-tube

Les résultats des Figure 26 et Figure 27 montre que même pour une géométrie complexe où la répartition du profil de résonance est plus compliqué qu'un simple tube, la fonction de transfert permet de caractériser la propagation des ondes de pression. Les fréquences de résonance en quart d'onde et celles correspondantes à la résonance de Helmholtz ont été modélisées, ce sont les mêmes que celles choisies par Mahé [108].

Le bon accord dans le domaine temporel donné par la Figure 27, valide la méthodologie d'identification décrite dans cette partie. Les phénomènes inertiels sont bien représentés : premier palier de pression de forme « carré » correspondant à la réflexion du tube de 1012mm à travers le volume puis un second pic de pression plus grand que le premier. Les autres paramètres comme les fréquences et les coefficients d'amortissement sont également identifiés correctement. Finalement, cette méthodologie d'identification peut substituer une identification automatisée basée sur la méthode des moindres carrés par exemple. Elle permet une compréhension plus détaillée de l'origine des différents paramètres ainsi que leurs interdépendances.

II.1.2 Paramètres en fonction de la géométrie d'un tube

La partie précédente montre que le processus d'identification basé sur le diagramme de Bode de la fonction de transfert donne de bons résultats et qu'il est possible d'identifier les paramètres de (II - 3). La prochaine étape consiste à apporter un sens réel aux paramètres de la fonction de transfert afin d'être capable de les identifier uniquement à partir de la géométrie sans avoir recours à une mesure expérimentale sur le Banc Dynamique. Pour cela, une campagne d'essais a été réalisée avec le banc de test « tube à chocs ».

II.1.2.1 Description du moyen expérimental « tube à chocs »

Le tube à choc est un dispositif qui permet de créer une onde de choc à l'extrémité d'un tube. Cette onde se propage à travers la géométrie liée à ce tube. Chalet [14] a employé la méthodologie pour étudier le comportement des ondes de pression face à une singularité géométrique qui pourrait exister dans un élément d'une ligne d'admission moteur. Le même dispositif est utilisé dans ce travail afin de déterminer les paramètres de la fonction de transfert.

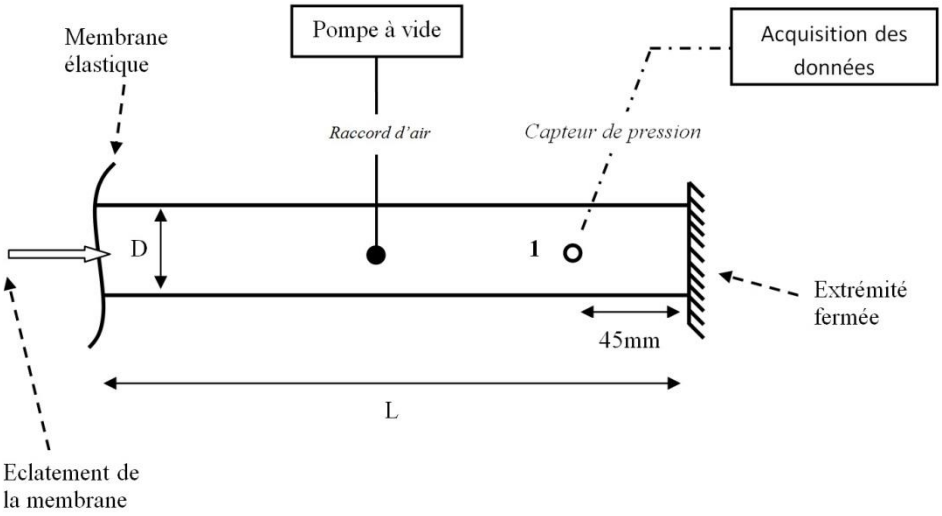

Figure 28 - Schéma du dispositif tube à chocs

L'objectif du dispositif tube à chocs donnée par la Figure 28 est de mesurer les variations de pression liée au passage des ondes de chocs. Une membrane élastique ferme l'extrémité ouverte du tube tandis que l'autre extrémité est rigidement fermée par soudage d'une plaque métallique. Une pompe d'aspiration est liée au tube (via un raccord souple) et permet de fixer le niveau de dépression à l'intérieur du tube. Lorsque le niveau de dépression désiré est atteint, la membrane est percée avec une pointe métallique. Ceci crée alors une onde de choc qui se propage à l'intérieur du tube et génère des variations de pression et de débit suite à son passage. Ces variations de pression sont mesurées avec un capteur de pression piezo-résistif type Kistler 4005AA2R monté à 45mm de l'extrémité fermée. Cette distance est choisie de façon à se rapprocher du montage sur le Banc Dynamique. Sur ce dernier, des contraintes de conception ne permettaient pas d'installer un capteur de pression plus près de l'extrémité du tube. Le signal de pression est enregistré avec une carte d'acquisition National Instruments PCI-NI-6070E et une

fréquence d'acquisition de 100KHz. Afin d'étudier l'influence de la géométrie sur les différents paramètres de la fonction de transfert, une série de tubes a été testée. Les tubes avaient les longueurs suivantes : 300mm, 250mm, 200mm et 150mm. Pour chaque longueur 6 diamètres différents ont été testés : 20mm, 25mm, 30mm, 35mm, 40mm et 45mm, soit au total 24 tubes. Le choix des longueurs et des diamètres est censé reproduire les grandeurs caractéristiques des conduits primaires des répartiteurs d'admission que l'on peut rencontrer.

II.1.2.2 Mesures et calculs

L'excitation « tube à chocs » est aussi une excitation échelon semblable à celle proposée par le Banc Dynamique. La seule différence est que l'excitation sur le Banc Dynamique est une excitation en débit masse qui crée des ondes de pression qui à leurs tours influencent la vitesse particulaire en chaque point de la géométrie. Tandis que sur le tube à choc, c'est une excitation en pression qui à cause de la différence de pression initiale entre l'atmosphère et l'intérieur du tube crée des ondes de pression qui se propagent à leurs tours dans le tube. L'intérêt d'employer le Banc Dynamique réside dans le fait que l'on accède directement à la valeur du débit excitateur qm_{exc} et qu'il est donc très facile de déterminer la fonction de transfert (ou impédance de source). En effet, une fois que le niveau initial de débit qm_0 est choisi, le débit excitateur est connu et donné par l'équation (II - 6).

Avec le tube à choc, une certaine quantité d'air traverse le tube lorsque la membrane est éclatée mais sans connaitre réellement la valeur de cette information. En d'autres termes, le niveau de débit initial qm_0 qui « entre » dans le tube à la rupture de la membrane élastique n'est pas connu directement et il n'existe pas de dispositif expérimental simple pour le mesurer. Par conséquent il faut calculer ou estimer ce niveau de débit initial afin d'être capable de toujours mesurer une fonction de transfert liant la pression au débit (une impédance de source). La Figure 29 donne la réponse de pression face à une excitation « tube à chocs » pour le tube de 300mm et de 30mm de diamètre interne. Ce tube est choisi comme tube de référence pour lequel la démarche de mesure sera détaillée. Une dépression initiale de -180 mbar relative est établie à l'intérieur du tube, ce qui permet d'avoir un pic maximal de pression autour de 150 mbar comme représenté dans la Figure 29. La prochaine étape après la mesure est de déterminer le niveau de débit initial qm_0. Pour cela, la théorie de coup de bélier établie par Joukowsky et donnée par Ghidaoui *et al.* [137] est utilisée. L'équation fondamentale pour le coup de bélier pour un fluide incompressible est donnée par (II - 12).

$$\Delta p = \pm \rho_{fluide} c_{fluide} \Delta u \qquad \text{(II - 12)}$$

Où Δp est la différence de pression causée par l'effet du coup de bélier et Δu la différence de vitesse permettant de créer le pic de pression. c_{fluide} est la vitesse du son dans le fluide en question et ρ_{fluide} sa masse volumique.

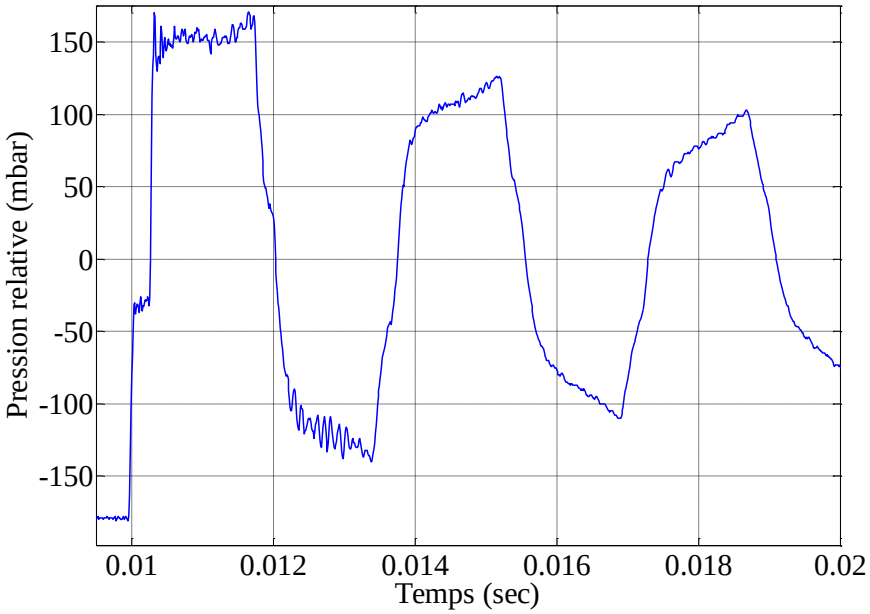

Figure 29 -Pression pour un tube à choc L=300mm et D=30mm

Ghidaoui *et al.* [137] ont indiqué que l'équation (II - 12) pouvait être utilisée pour un fluide compressible. La formulation générale est donnée par l'équation (II - 13), la vitesse du son dans le fluide c_{fluide} est remplacée par la formulation donnée par Korteweg [138].

$$\Delta p_a = \pm \rho_{a,\,fluide} \sqrt{\frac{K}{\rho\left(1+\frac{dK}{hE}\right)}} \Delta u_a \qquad \text{(II - 13)}$$

Où K est le module de compressibilité pour le fluide en question, h l'épaisseur du tube et E le module d'élasticité du matériau du tube. Pour les tubes en acier, le module d'élasticité E ou module de Young est égal à 200GPa [139]. Le module K détermine la compressibilité d'un fluide, il décrit comment varie la densité du fluide quand ce dernier est soumis à une pression [140]. Il est donné par l'équation (II - 14).

$$K = \frac{-dp}{dV/V} = \frac{dp}{d\rho/\rho_a} \qquad \text{(II - 14)}$$

Où dp est la différence de pression nécessaire pour changer le volume initial V d'une valeur de dV. En supposant des variations isentropiques et adiabatiques, la pression est liée à la masse volumique suivant l'équation (II - 15).

$$\frac{p_a}{\rho_a^{\gamma}} = constante \qquad \text{(II - 15)}$$

En combinant les équations (II - 14) et (II - 15), le module de compressibilité K peut être écrit en fonction de la pression suivant l'équation (II - 16).

$$K = \gamma p_a \qquad \text{(II - 16)}$$

L'épaisseur des tubes est égale à 5mm. En remplaçant les différents termes par les valeurs numériques, le terme $\left(1+\frac{dK}{hE}\right)$ dans l'équation (II - 13) tend vers l'unité comme le montre l'équation (II - 17).

$$1+\frac{dK}{hE} = 1+\frac{(30\times10^{-3})}{(5\times10^{-3})\times(200\times10^{9})}\gamma p_a \simeq 1 \qquad \text{(II - 17)}$$

En utilisant l'équation (II - 18), l'équation (II - 13) se réduit à l'équation (II - 12) avec c_{fluide} égale à c_0 pour l'air en supposant des transformations isentropiques [137].

$$\sqrt{\frac{K}{\rho_a}} = \sqrt{\frac{\gamma p_a}{\rho_a}} = \sqrt{\gamma r T_a} = c_0 \qquad \text{(II - 18)}$$

En négligeant les termes de second ordre et les variations de débit masse lors du coup de bélier, le terme $\rho\Delta u$ de l'équation (II - 12) pourrait être approximativement donné par l'équation (II - 19).

$$\rho_a \Delta u_a \simeq \frac{\Delta qm_a}{S} \qquad \text{(II - 19)}$$

Le terme Δp dans l'équation (II - 12) est la différence de pression entre l'amont et l'aval du coup de bélier qui est considéré comme étant instantané, c'est pourquoi le temps n'apparait pas dans l'équation. Cet effet est semblable à celui qui apparait sur le tube à choc lorsque la membrane est percée, l'excitation est considérée comme étant instantanée. A partir de la Figure 29, juste après la rupture de la membrane à 0.01 sec, il est possible d'identifier le premier état de pression avant la première réflexion sur l'extrémité fermée du tube. Ce premier état correspond à une perte de charge $p_{a,perte}$ causée par le passage d'un écoulement initial qm_0 et c'est ce premier état qui existe avant le coup de bélier qui crée le pic de pression $p_{a,\max}$. La différence de pression est alors donnée par l'équation (II - 20), tandis que la différence de débit est donnée par l'équation (II - 21).

$$\Delta p_a = p_{a,\max} - p_{a,perte} \qquad \text{(II - 20)}$$

$$\Delta qm_a = -qm_0 \qquad \text{(II - 21)}$$

La notation « a » signifie des grandeurs absolues. En combinant les deux équations (II - 20) et (II - 21), la quantité d'air initiale qui entre dans le tube juste après excitation est donnée par l'équation (II - 22).

$$qm_0 = \frac{(p_{a,\max} - p_{a,perte}) \times S}{c_o} \qquad \text{(II - 22)}$$

Afin de valider l'équation (II - 22) qui permet de déterminer le débit masse correspondant à une excitation sur le Banc Dynamique, plusieurs géométries ont été testées sur ce dernier avec plusieurs débits d'excitation. En réorganisant les termes de l'équation (II - 22), le pic maximal est donné par l'équation (II - 23). Les valeurs calculées avec cette équation sont comparées à celles mesurées expérimentalement sur le Banc Dynamique et les résultats sont indiqués dans le Tableau 4.

$$p_{\max} = p_{perte} + \frac{c_0}{S} qm_0 \qquad \text{(II - 23)}$$

	Valeur expérimentale (mbar)	Valeur obtenue par utilisation de l'équation (II - 23) (mbar)
Tube 1012 mm - $qm_0 = 150 kg.h^{-1}$	174 ~ 181	176.91
Tube 1012 mm - $qm_0 = 88 kg.h^{-1}$	103 ~ 108	110.14
Tube 1012 mm - $qm_0 = 262 kg.h^{-1}$	285 ~ 304	280.81
Tube 236mm - $qm_0 = 150 kg.h^{-1}$	179	179.81
Tube-volume-tube - $qm_0 = 150 kg.h^{-1}$	154 ~ 162	158.71

Tableau 4 - Valeurs expérimentales du premier pic de pression et celles données par le modèle (II - 23)

Une plage de débit est donnée comme valeur expérimentale et ceci parce que la réponse de pression est riche en contenu fréquentiel (réponse multi-fréquentielle) pour certaines géométries comme le tube de 1012mm. Ceci est visible sur la Figure 23 par exemple où le premier pic de pression a une valeur maximale entre 174 mbar et 181 mbar. Il semble alors que l'équation (II - 22) est assez fidèle à la réalité et est capable alors de retrouver le débit initial qm_0. Pour la configuration tube-volume-tube le diamètre de 30mm qui est le diamètre de connexion avec la guillotine du Banc Dynamique est choisi pour calculer la valeur de section dans l'équation (II -

23). Il est intéressant de remarquer que bien que cette géométrie n'a pas de section constante (comme pour un simple tube), c'est la section à l'endroit de l'excitation qui compte pour la valeur du premier pic de pression. Bien entendu les pertes de charge qui dépendent de toute la géométrie interviennent également. Pour le tube de référence dont la réponse est représentée sur la Figure 29, le débit excitateur est alors de $152.4 kg.h^{-1}$. Le profil du débit excitateur qm_{exc} peut alors être reconstruit avec l'équation (II - 6). Il est donc possible de déterminer la fonction de transfert et de l'identifier en utilisant exactement la même démarche que celle présentée précédemment. Les paramètres obtenus sont présentés dans le Tableau 5.

	$i=1$	$i=2$
$f_i(Hz)$	278	850
$\varepsilon_i(\%)$	3.3	1.16
$X_i(m^{-1}\times 10^{-5})$	70	4.5

Tableau 5 - Paramètres de la fonction de transfert pour le tube à choc L=300mm et D=30mm

La Figure 30 permet de comparer le signal de pression obtenu avec le modèle au signal de pression expérimental dans le cas d'une utilisation avec le tube à chocs.

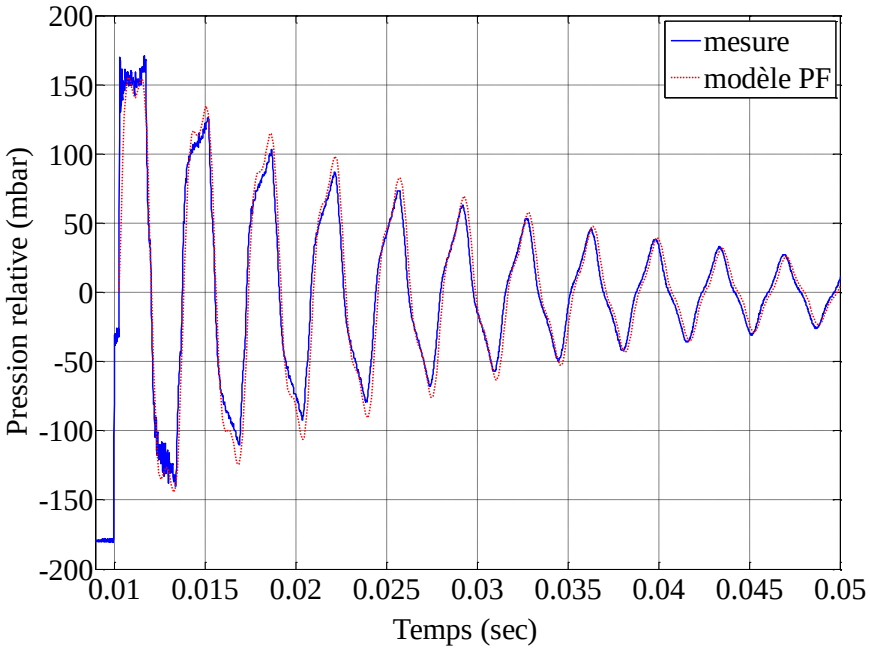

Figure 30 - Pression mesurée et modélisée pour le tube à choc L=300mm et D=30mm

Cette démarche est répétée pour les 24 tubes, et pour chaque tube, les paramètres de la fonction de transfert sont identifiés toujours pour une plage fréquentielle entre 0 et 1000Hz.

II.1.2.3 Fréquences de résonance

Après excitation, les oscillations de pression et de débit masse s'établissent à des fréquences de résonance qui correspondent à un régime oscillatoire libre de la colonne d'air contenue dans le tube. Le tube à choc se trouve dans une configuration où il est ouvert d'un côté et fermé de l'autre, un nœud de pression maximale existe à l'extrémité fermée tandis que les variations de pression sont nulles à l'extrémité ouverte. Pour le débit masse c'est le contraire. Ce profil de distribution axiale le long du tube correspond à un régime de résonance en quart d'onde. La théorie acoustique [15] [53] permet de calculer les fréquences de résonance par l'utilisation de l'équation (II - 24).

$$f_i = \frac{c_0}{4L^*}(2i-1) \qquad \text{(II - 24)}$$

Le terme L^* dans l'équation (II - 24) correspond à la longueur physique du tube à laquelle s'ajoute une correction d'extrémité ΔL. Bruneau [53] explique que lorsqu'une onde incidente qui se propage à l'intérieur d'un conduit entre en contact avec l'extrémité ouverte, une onde réfléchie est créée qui se propage à l'intérieur du tube dans le sens inverse mais une autre onde est également rayonnée vers l'atmosphère. Ceci donne naissance à des pertes et les variations de pression à l'extrémité ouverte du tube ne sont plus nulles. Lorsque ces pertes ne sont pas négligées, le système d'onde stationnaire prend place à l'intérieur d'un tube plus long de ΔL.

Cette correction d'extrémité a été présentée au Chapitre I (équations (I - 59), (I - 60), (I - 61) et (I - 62)). A partir du tube à chocs, les fréquences de résonance peuvent être déterminées. Il est alors possible de calculer expérimentalement cette longueur additionnelle. Le Tableau 6 donne la comparaison entre les différents modèles bibliographiques et les essais expérimentaux sous forme d'erreur relative $\Delta L / L(\%)$ pour les tubes à choc de diamètre interne de 30 mm.

L (mm)	(I - 59)	(I - 60)	(I - 61)	(I - 62)	exp
150	5.75	5.43 - 6.35	6.6 - 7.3	8.49	6.01
200	4.31	4.07 - 4.76	4.95 - 5.48	6.37	4.44
250	3.45	3.26 - 3.81	3.96 - 4.38	5.09	3.32
300	2.88	2.72 - 3.18	3.3 - 3.65	4.24	3.44

Tableau 6 - Correction d'extrémité $\Delta L / L(\%)$ bibliographique et expérimentale pour les tubes à choc, D=30mm

L'erreur relative des différentes corrections pourrait être considérée comme étant acceptable spécialement pour les tubes de grande longueur. Cette correction d'extrémité devient plus importante pour les tubes de petite longueur. Afin de mieux comprendre l'effet sur les fréquences de résonance, le Tableau 7 donne la fréquence fondamentale de résonance f_1 calculée

à partir de l'équation (II - 24) avec les corrections d'extrémité pour les différentes longueurs de tubes.

L (mm)	(I - 59)	(I - 60)	(I - 61)	(I - 62)	exp
150	541	538 - 542	533 - 536	527	539
200	411	409 - 412	407 - 409	403	411
250	332	331 - 332	329 - 330	326	332
300	278	277 - 278	276 - 277	274	276

Tableau 7 - Fréquence fondamentale avec correction d'extrémité bibliographique et expérimentale pour les tubes à choc, D=30mm

Il semble en comparant les différentes valeurs du Tableau 7 que l'équation (I - 59) représente une bonne approximation de la correction d'extrémité. Par la suite, le modèle (I - 59) sera utilisé pour la simulation moteur. Une fonction classique d'interpolation sera utilisée afin de calculer la correction d'extrémité pour les longueurs non caractérisées expérimentalement.

L'étude précédente consiste à étudier l'influence de la longueur sur la correction d'extrémité. Il sera également intéressant de regarder la validité du modèle théorique lui-même en étudiant l'influence du diamètre sur cette correction d'extrémité, pour une longeuur donnée.

II.1.2.4 Paramètre inertiel

Pour le cas des fréquences de résonance, un modèle multi-fréquentiel était relativement facile à établir. Cependant dans l'analyse suivante pour le paramètre inertiel et le coefficient d'amortissement, une seule fréquence est prise en compte dans un premier temps, c'est la fréquence fondamentale de résonance. L'aspect multi-fréquentiel sera ensuite ajouté lors de l'intégration de la fonction de transfert dans un code de calcul moteur. Cette approche est relativement classique dans l'analyse des systèmes modaux.

Le paramètre inertiel est lié à la vitesse de l'écoulement et à la masse d'air présente dans le système. Harrison *et al.* [126] ont déjà employé un terme inertiel basé sur un calcul de la quantité de mouvement pour modéliser un moteur de course ayant une grande vitesse de rotation. La quantité de mouvement de la colonne d'air qui traverse le tube lorsque la membrane est percée est donnée par l'équation (II - 25) .

$$\phi = \rho LSu \qquad \text{(II - 25)}$$

La force F donnée par une masse en translation, la masse d'air dans ce cas, est liée à la quantité de mouvement ϕ via la théorie fondamentale de la dynamique donnée par l'équation (II - 26) [141].

$$F = \frac{1}{S}\frac{d}{dt}(\phi) \qquad \text{(II - 26)}$$

La pression exercée par cette masse d'air en translation est inversement proportionnelle à la section du tube et est donnée par l'équation suivante :

$$p = \frac{F}{S} \qquad \text{(II - 27)}$$

En combinant les équations (II - 25), (II - 26) et (II - 27) avec la définition du débit masse, il est possible d'écrire l'équation (II - 28).

$$p = \frac{L}{S}\frac{dqm}{dt} \qquad \text{(II - 28)}$$

En comparant les équations (II - 28) et (II - 1), et en considérant dans un premier temps une pression constante exercée par le fluide qui est mis en mouvement par une variation de débit excitateur, X_{in} est égal au rapport de la longueur sur le diamètre. Le paramètre inertiel est alors identifié expérimentalement avec les essais tube à chocs et l'équation (II - 11). La Figure 31 représente l'évolution du paramètre inertiel en fonction du rapport L/S.

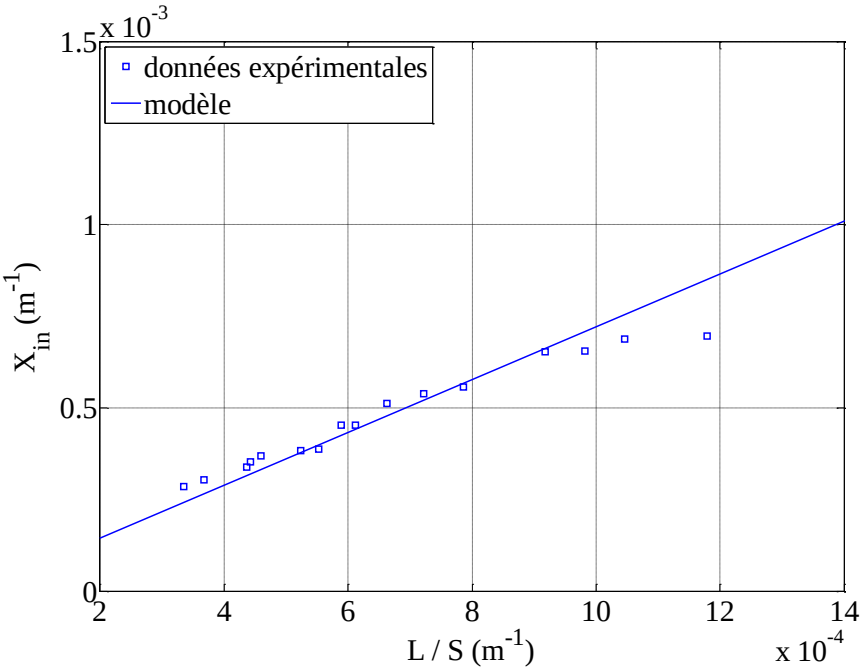

Figure 31 - données expérimentales et modèle pour X_{in}

Un modèle linéaire est choisi et ajusté de façon à passer par les différents points. Le paramètre inertiel est finalement donné par l'équation (II - 29).

$$X_{in} = 0.7207 \frac{L}{S} \qquad \text{(II - 29)}$$

Le facteur 0.7207 traduit un certain coefficient de compressibilité lié à l'inertie de la masse d'air en mouvement à l'intérieur du tube. Il existe des points de mesure qui montrent un caractère non-linéaire notamment les points pour les grandes valeurs de L/S. En pratique ceci signifie que pour les points avec un diamètre intérieur très petit, le dénominateur de l'équation (II - 29) devient très grand comme il est proportionnel au carré du diamètre. Cependant, le diamètre interne d'un conduit primaire est le plus souvent plus grand que 35mm avec une longueur entre 250mm et 450mm (Figure 31).

II.1.2.5 Coefficient d'amortissement

Le paramètre inertiel caractérise l'énergie disponible pour la propagation de l'onde de pression, cette énergie étant la résultante de l'excitation de la soupape d'admission. Après excitation, c'est le coefficient d'amortissement qui modélise les pertes des ondes de pression suivant les fréquences de résonance en quart d'onde. Les solutions acoustiques fréquentielles pour décrire le système d'onde stationnaire sont données par les équations (I - 29) et (I - 30) où le nombre d'onde complexe intègre des pertes par frottement avec le coefficient d'atténuation visco-thermique α et qui est donné par Davies [62] suivant l'équation (I - 28). Comme indiqué dans l'étude bibliographique, le coefficient α se présente dans tous les modèles bibliographiques et mesures acoustiques [51] en fonction de la racine carré de la pulsation propre ω. Pour les essais tubes à chocs, la pulsation propre n'est autre que la fréquence de résonance fondamentale si on ne considère qu'un seul mode de résonance. En se basant sur l'équation (II - 10), le coefficient d'amortissement ϵ peut être écrit sous la forme donnée par l'équation (II - 30).

$$\epsilon = \frac{X_{in}\omega}{2\left|PF_{modele}\right|} \qquad \text{(II - 30)}$$

Si une relation de proportionnalité existe entre le coefficient d'amortissement ϵ et $\omega^{0.5}$, alors suivant l'équation (II - 30), $\left|PF_{modele}\right|$ doit être proportionnel à $\omega^{-0.5}$. On obtient ainsi l'équation (II - 31) où G est une fonction à définir.

$$\frac{\left|PF_{modele}\right|}{\omega^{-0.5}} = G\left(\frac{L}{S}\right) \qquad \text{(II - 31)}$$

A partir des essais tube à chocs, $\left|PF_{modele}\right|$ a été mesuré en suivant la méthodologie présentée précédemment. Un outil mathématique basé sur la méthode des moindres carrées a été utilisé pour chercher la fonction G donnée par l'équation (II - 32).

$$G\left(\frac{L}{S}\right)=146.19\left(\frac{L}{S}\right)^{0.8259} \qquad \text{(II - 32)}$$

La Figure 32 permet de comparer les valeurs expérimentales mesurées avec le modèle établi par l'équation (II - 32).

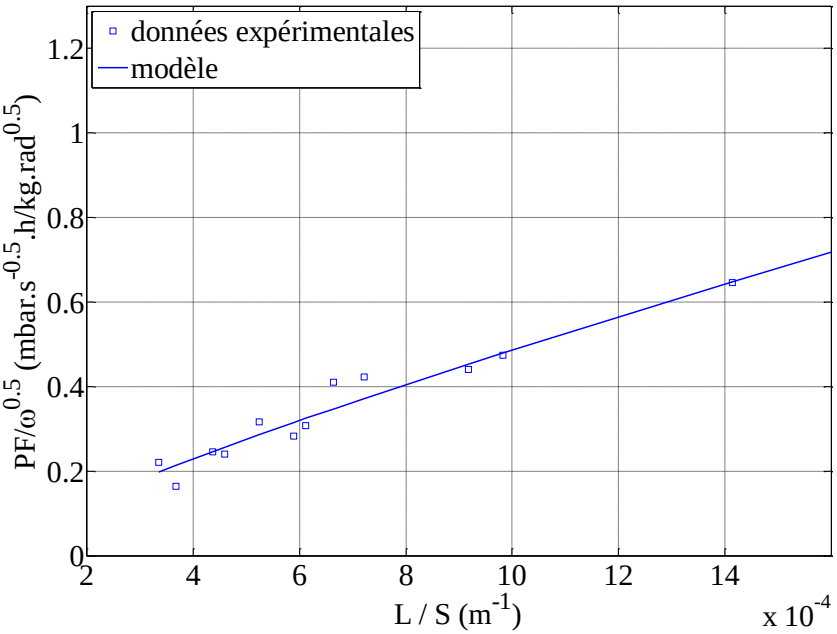

Figure 32 - données expérimentales et modèle pour G

En combinant les équations (II - 30), (II - 31) et (II - 32) l'équation (II - 33) est obtenue. Elle modélise le coefficient d'amortissement (en %) en fonction de la géométrie et de la fréquence de résonance (qui est elle aussi dépendante de la géométrie).

$$\varepsilon(\%)=0.6178\left(\frac{L}{S}\right)^{0.1741}\times f^{0.5} \qquad \text{(II - 33)}$$

II.1.3 Fonction de transfert et simulation moteur

II.1.3.1 Système multi-fréquentiel

Des modèles en fonction de la géométrie du tube ont été identifiés pour le paramètre inertiel global X_{in} des tubes et non pas pour les paramètres X_i attribués à chaque mode de résonance. Cependant en regardant les valeurs de X_i dans le Tableau 5 on peut calculer les valeurs des coefficients de pondération a_i à l'aide des équations (II - 4) et (II - 11). On trouve alors que 94% de l'énergie de résonance est attribuée à la fréquence fondamentale de résonance (i=1) et qu'il reste donc uniquement 6% d'énergie pour le reste du spectre fréquentiel. Ceci signifie alors que

les autres paramètres inertiels sont moins importants, notamment pour ces longueurs de conduits (pour le tube de 1012mm, les hautes fréquences peuvent devenir plus importantes). On peut donc conclure que l'équation (II - 29) est acceptable pour approximer le paramètre inertiel du premier mode de résonance X_1. Il en est de même pour les autres paramètres de la fonction de transfert, qui sont décris, pour la fréquence fondamentale de résonance, par les équations (II - 24) et (II - 33) qui modélisent respectivement la fréquence et le coefficient d'amortissement.

Pour un moteur à combustion interne, la réponse de la ligne d'admission face à l'excitation soupape est un signal multi-fréquentiel, il faut donc tenir compte de cet aspect.

En considérant que chaque mode peut être lui-même la fréquence fondamentale d'un « nouveau » tube ayant pour longueur L_i (donnée par l'équation (II - 34)), il est alors possible de modéliser tous les paramètres de la fonction de transfert. En effet, les autres fréquences peuvent être facilement calculées avec l'équation (II - 24) qui permet de trouver les modes de résonance en quart d'onde.

$$L_i = \frac{L}{i} \qquad \text{(II - 34)}$$

Chaque mode de résonance est alors considéré comme la fréquence fondamentale d'un tube qui a pour longueur L_i et le même diamètre D. En utilisant cette méthodologie, il est possible de chercher les paramètres de tous les modes de résonance qui existent entre 0 et 1000Hz.

Une fois les paramètres identifiés, la fonction de transfert de n'importe quel tube sera connue en fonction de la géométrie du tube. Mahé [108] a déjà expliqué comment la fonction de transfert est utilisée pour la simulation des ondes de pression à l'admission d'un moteur à combustion interne. Ceci est fait en codant la fonction de transfert dans une routine Simulink, cette dernière communiquant à chaque pas de temps avec GT-Power. La Figure 34 présente le schéma de couplage entre GT-Power et Simulink ainsi que la description du modèle de caractérisation des ondes de pression dans l'environnement Simulink. Le diagramme dans GT-Power est le même que celui donné par la Figure 17. Le moteur en question est un monocylindre dont l'admission est un simple tube. Le moteur est caractérisé par un alésage de 64mm, une course de 50mm, une longueur de bielle de 78.16mm et un rapport volumétrique de 8.5. Un tube de 50mm est modélisé dans GT-Power à l'admission pour se connecter à la soupape d'une part et d'autre part à la condition de pression assurée par la fonction de transfert, comme le montre la Figure 33. Ce tube sert de connexion entre la soupape et la réponse de la fonction de transfert et est également utilisé pour mesurer la réponse de pression avec un capteur « virtuel » dans GT-Power. La réponse de pression elle-même est introduite comme une condition de pression avec un élément « EndEnvironement » commandé par le block Simulink.

Le débit à travers la soupape est considéré comme le débit excitateur de la ligne d'admission, il est utilisé comme entrée de la fonction de transfert. Cette dernière génère le signal de pression

correspondant. Un coefficient de pertes de charge stationnaire est également identifié avec les essais tube à chocs. Il est caractérisé en fonction du carré du débit et aussi codé dans Simulink (voir Figure 34). Le solveur ode45 (Dormand-Prince) est utilisé avec un pas de temps variable limité à 1e-6 sec. Le pas de temps est défini dans Simulink, c'est ce dernier qui gère le calcul et commande le solveur 1D de GT-Power. La taille des mailles dans GT-Power est de 10mm l'admission est composée uniquement d'un tube. Il n'y a pas de restrictions (boitier papillon).

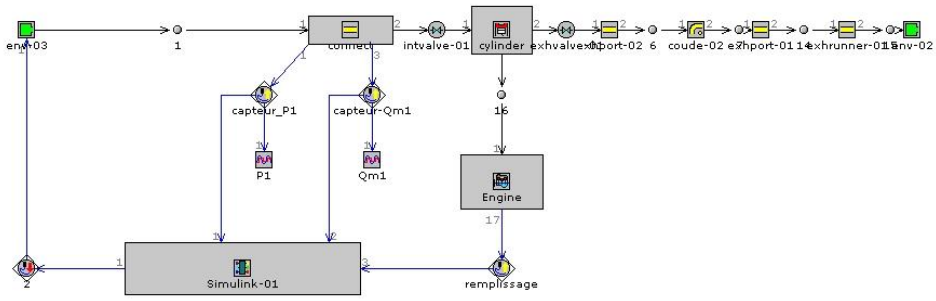

Figure 33 - Modélisation GT-Power pour le couplage avec Simulink

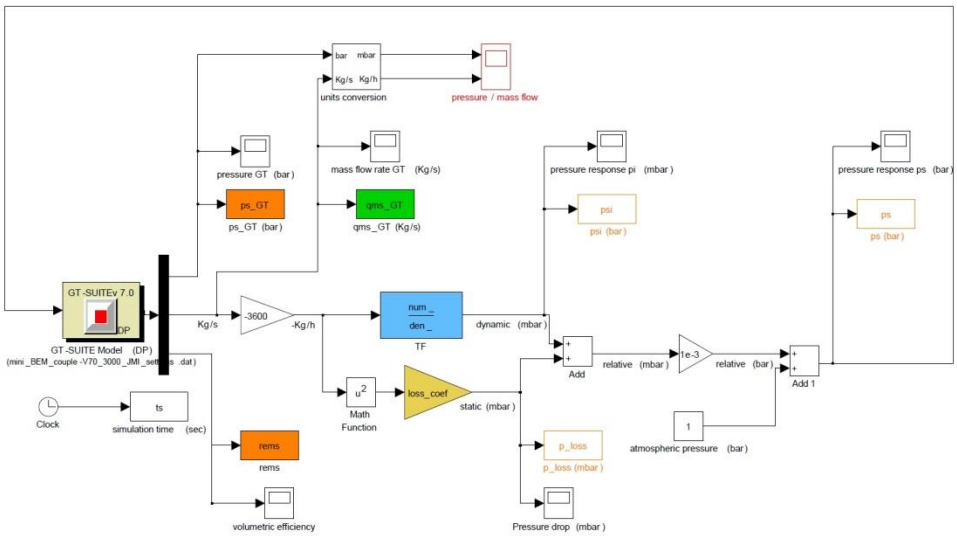

Figure 34 - Diagramme Simulink du couplage de la fonction de transfert avec GT-Power

La solution native de GT-Power a été comparée à celle donnée par le couplage PF / GT. Les modes de résonance entre 0 et 1000Hz ont été identifiés avec la démarche présentée précédemment et les modèles (II - 24), (II - 29) et (II - 33). Les Figure 35 et Figure 36 donnent la comparaison pour le tube de 300mm de longueur et 30mm de diamètre pour un régime moteur de 2300 tr.min^{-1} et 3000 tr.min^{-1} respectivement. Le capteur de pression est installé à 50mm de la soupape d'admission sur le tube de connexion (Figure 33). La Figure 35 montre une bonne cohérence entre le signal de GT-Power et celui obtenu par la simulation couplée pour la vitesse de 2300 tr.min^{-1}. D'autre part, la réponse de pression de la Figure 36 à 3000 tr.min^{-1} montre une légère surestimation de la pression juste après la fermeture de la soupape d'admission. Ceci signifie que le coefficient d'amortissement est sous-estimé. A 3000 tr.min^{-1}, le niveau de débit à

travers la soupape est plus important, ce qui suggère que le coefficient d'amortissement est dépendant du débit moyen. Cette dépendance n'est pas prise en compte dans le modèle (II - 33). Cependant, les différences restent minimes et visibles uniquement sur les premières ondes de pression après la fermeture de la soupape.

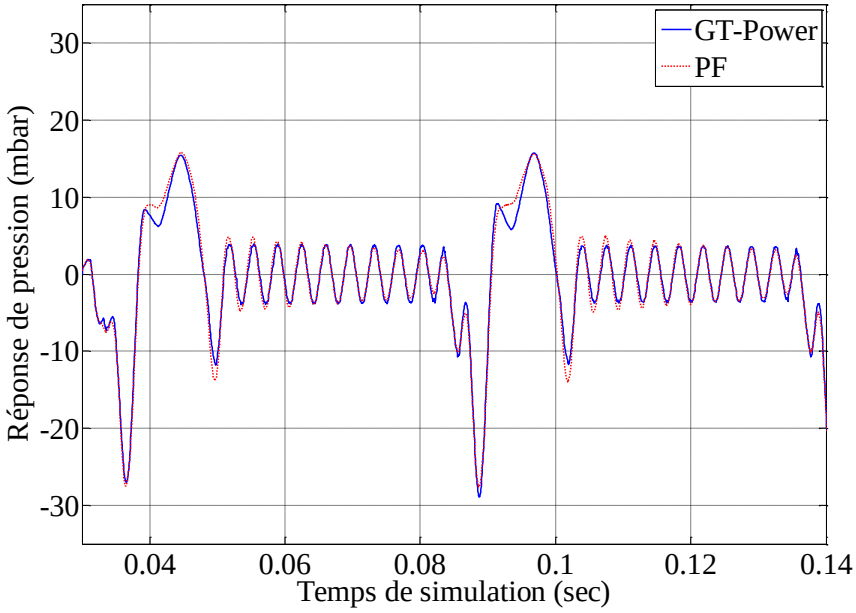

Figure 35 - Pression GT-Power natif et PF à 2300 tr.min^{-1}, L=300mm et D=30mm

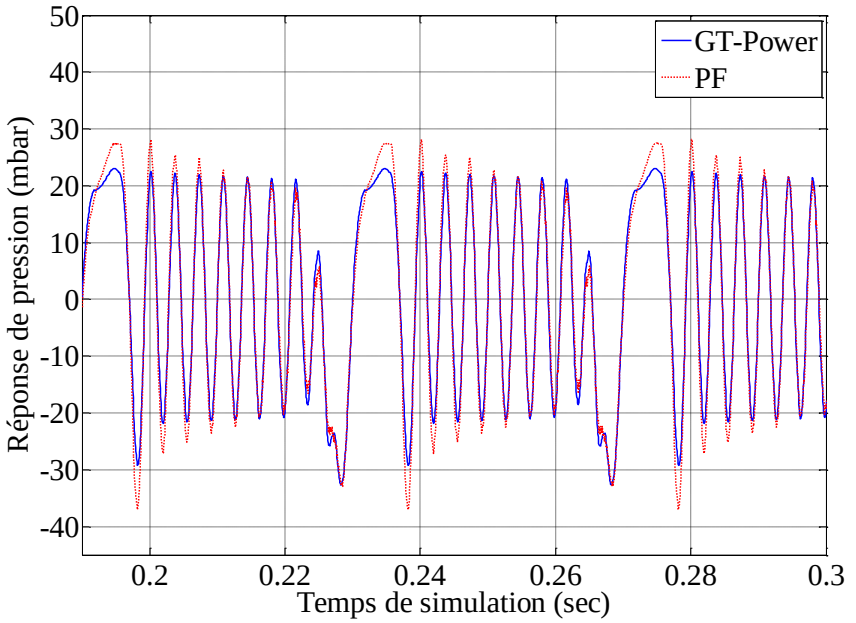

Figure 36 - Pression GT-Power natif et PF à 3000 tr.min^{-1}, L=300mm et D=30mm

La Figure 37 compare également la pression calculée par GT-Power avec celle obtenue à partir du couplage GT-Power / Simulink pour un tube de 500mm de longueur et 50mm de diamètre interne à 2700 tr.min^{-1}.

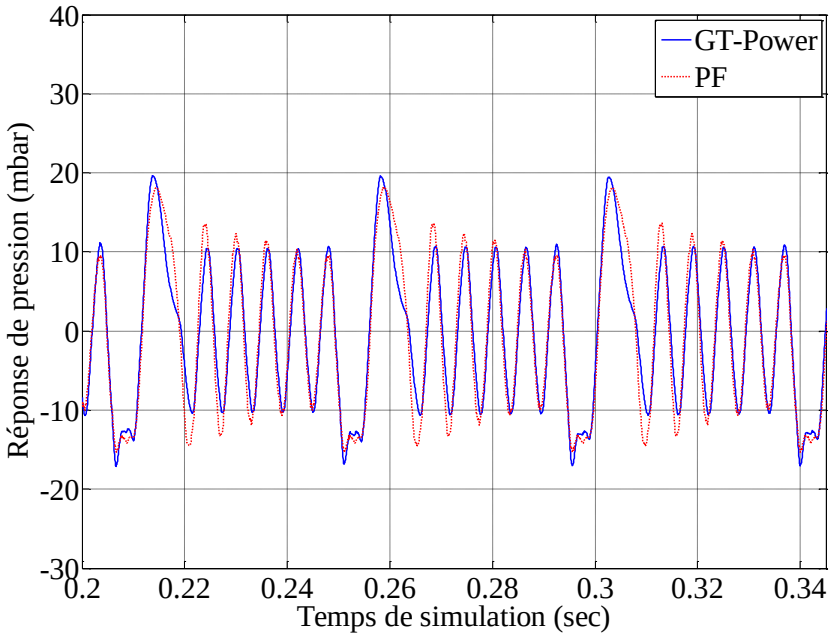

Figure 37 - Pression GT-Power natif et PF à 2700 tr.min^{-1}, L=500mm et D=50mm

Les résultats montrent alors que les modèles identifiés permettent de bien représenter la réalité physique. Des simplifications linéaires ont permis de définir le débit excitateur sur le tube à choc et donc de calculer la fonction de transfert. Les paramètres de cette dernière sont ensuite liés à la géométrie du tube notamment la longueur et le diamètre interne.

Le cas du tube de 1012mm a été également testé, cette fois en comparant le signal de pression à une mesure expérimentale. Le tube est installé à l'admission du moteur monocylindre avec le même montage que celui utilisé par Chalet *et al.* [131]. La connexion entre le tube de 1012mm et le moteur est obtenu via 6 éléments dans l'ordre suivant :

- Un convergent de 70mm ayant un diamètre d'entrée de 30mm qui se connecte au tube de 1012mm et un diamètre de sortie de 30mm.
- Un élément particulier qui transforme la section circulaire en section carré
- Un conduit de 15.75mm de longueur et 27.5mm de diamètre
- Un conduit de 24mm ayant un diamètre qui évolue de 27.5mm à 23.2mm
- Un conduit de 8mm de longueur et un diamètre de 23.2mm

La Figure 38 présente le montage expérimental du tube de 1012mm sur le moteur. Le même type de capteur de pression que celui utilisé pour le tube à choc est utilisé, il est installé sur le tube de 1012mm à 50mm de son entrée. Le modèle dans GT-Power est donné par la Figure 17. La Figure 39 donne la réponse de pression en fonction de l'angle vilebrequin du moteur pour une

vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}. La comparaison entre les trois signaux de pression montre que la fonction de transfert est capable de simuler les ondes de pression mais aussi que le code de calcul GT-Power est assez représentatif de la réalité. Les trois premiers modes de résonance ont été modélisés avec la fonction de transfert pour le tube de 1012mm. Le signal de pression obtenu avec la fonction de transfert montre tout de même une légère sous-estimation du coefficient d'amortissement visible à partir des amplitudes de pression.

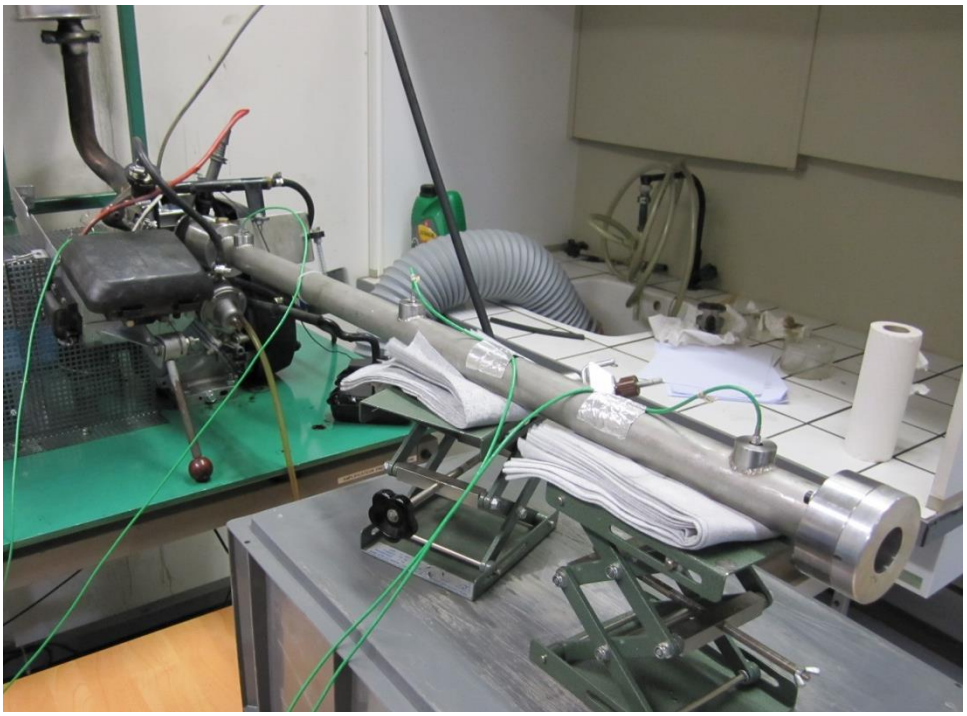

Figure 38 - Montage expérimental du tube de 1012mm sur le moteur monocylindre

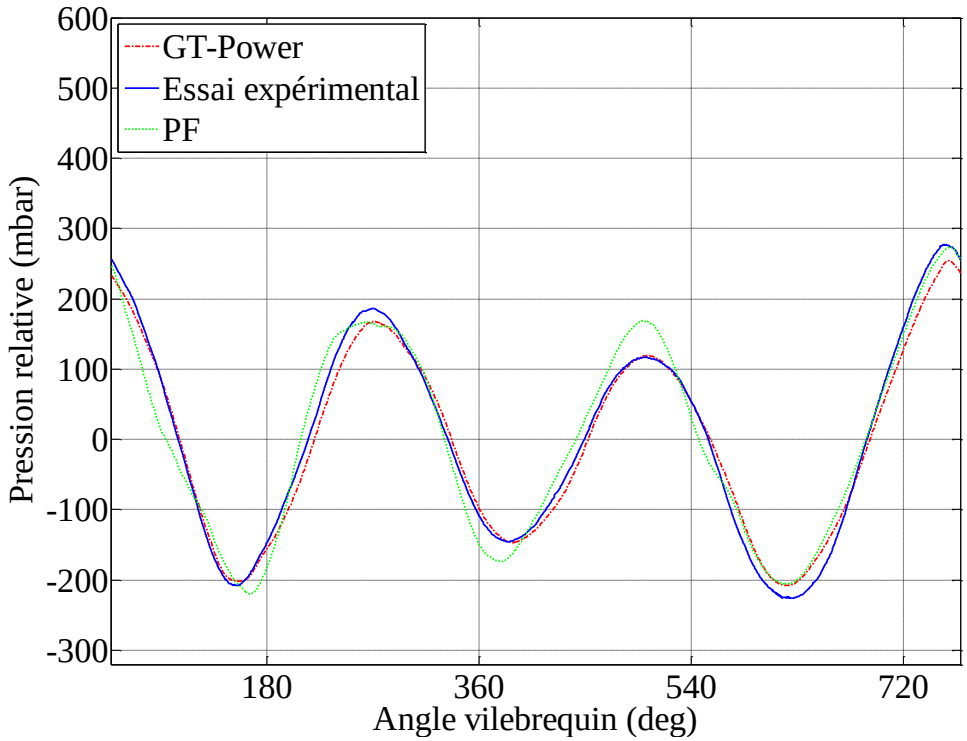

Figure 39 - Réponse de pression à 3000tr.min^{-1} pour le tube de 1012mm (GT, PF et essai expérimental)

Il n'y a pas eu de grande modification dans le processus de couplage en lui-même, c'est la même base que celle utilisée par Chalet *et al.* [107] [131], Cormerais *et al.* [133] et Mahé [108]. La valeur ajoutée est la compréhension des différents paramètres de la fonction de transfert et l'utilisation de l'excitation tube à chocs pour les identifier (à la place du Banc Dynamique).

II.1.3.2 Effet de la température

Les modèles élaborés pour la fonction de transfert ont été établis suite à des essais tube à chocs qui prennent place avec une température ambiante (autour de 20°C). Il en est de même pour les simulations GT-Power où la température ambiante a été fixée à 20°C. Cependant la température à l'admission d'un moteur à combustion interne peut atteindre des valeurs plus élevées notamment pour un moteur suralimenté. Ces moteurs sont le plus souvent équipés d'un refroidisseur d'air de suralimentation RAS qui refroidit les gaz chauds à la sortie du compresseur pouvant atteindre les 200°C. Des températures maximales autour de 100°C peuvent être observées en aval du RAS notamment pour les points de fonctionnement à pleine charge sous des conditions de véhicule stationnaire par exemple. C'est un aspect important à prendre en compte parce qu'il affecte la vitesse du son et par conséquent la propagation des ondes de pression. Afin d'étudier l'influence de la température sur les modèles établis pour les paramètres de la fonction de transfert, des simulations ont été effectuées pour le tube de 300mm et 30mm de diamètre avec une température d'entrée d'air de 100°C et 200°C pour la même vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}. La prise en compte de la température a été faite uniquement à travers la vitesse de son dans l'équation (II - 24) qui est dépendante de la racine carré de la température.

Les résultats sont donnés par les Figure 40 et Figure 41 pour les deux températures respectivement. Les résultats sont assez cohérents pour le cas de 100°C, on remarque tout de même une petite surestimation de l'amplitude de pression lors de l'ouverture de la soupape d'admission qui n'existait pas sur la Figure 36. Ceci est dû au fait que le coefficient de pertes de charge, utilisé dans la simulation, est mesuré en fonction du débit pour une température ambiante de 20°C.

En observant la Figure 41 pour une température d'air de 200°C, les résultats sont également satisfaisants mais sont accompagnés d'une impression de « bruit » notamment pour les hautes fréquences juste avant l'ouverture de la soupape. Ceci peut être dû à des instabilités numériques de la solution dans GT-Power causées par les courtes longueurs de conduits entre la condition de pression et l'excitation de la soupape.

Ceci étant dit, pour des conditions d'opération plus « standards », la température à l'admission sera autour de 60°C même pour un moteur suralimenté, et pour ces températures les modèles pour les différents paramètres seront capables de déterminer correctement les effets d'ondes de pression.

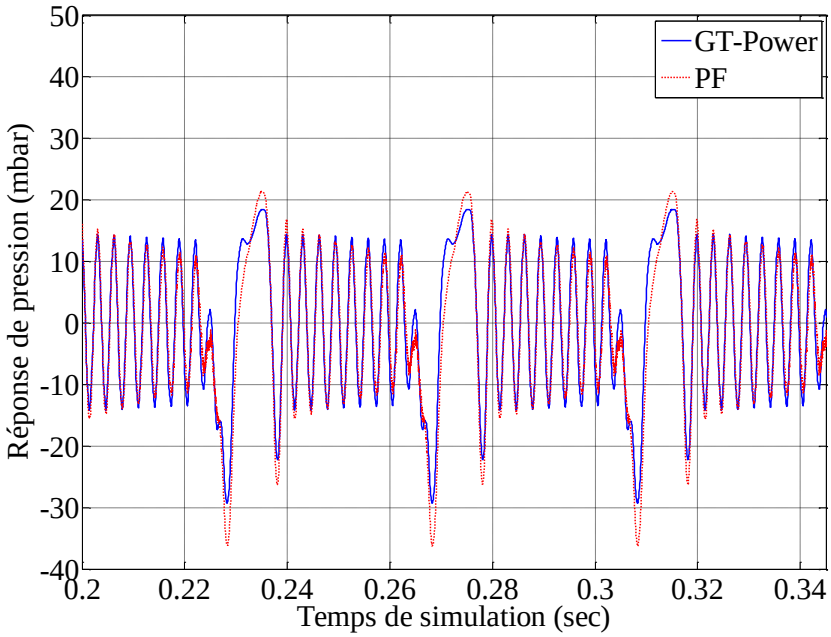

Figure 40 - Pression GT-Power natif et PF à 3000 tr.min^{-1}, L=300mm et D=30mm, T=100°C

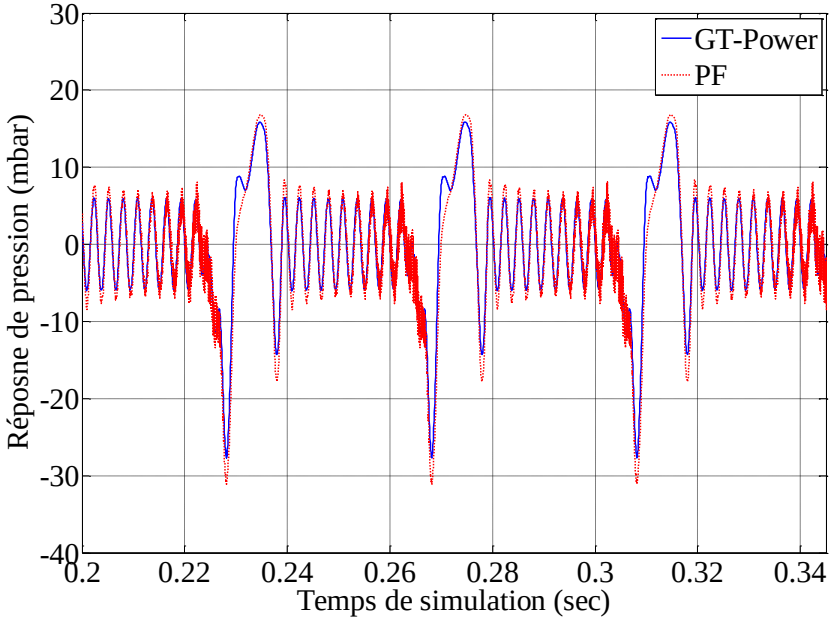

Figure 41 - Pression GT-Power natif et PF à 3000 tr.min^{-1}, L=300mm et D=30mm, T=200°C

II.2. Matrice de transfert

La fonction de transfert a été présentée dans le paragraphe précédent pour un simple tube. Ces paramètres ont été modélisés à partir des essais tube à choc. Cependant, les modèles présentés restent restreints à un simple tube et des géométries plus complexes nécessiteront toujours une caractérisation expérimentale. Comme déjà présenté dans la partie bibliographique, le problème avec une impédance de source est qu'il faut la modéliser ou la mesurer pour chaque impédance de charge, autrement dit pour chaque ligne d'admission. Pour un moteur suralimenté équipé d'un turbocompresseur et d'un refroidisseur d'air de suralimentation (RAS), il faut alors mesurer l'impédance de source avec la ligne d'admission entière dans des conditions normales de fonctionnement sur le Banc Dynamique (ce qui n'est pas pratique) ou sur un moteur réel (ce qui n'est pas simple à mettre en place). C'est pourquoi il est souvent intéressant de travailler avec des matrices de transfert qui permettent de dissocier la ligne d'admission en plusieurs sous éléments. Ceci permet de caractériser chaque élément séparément sans nécessairement être contraint de le considérer dans la ligne complète.

Les limitations des matrices de transfert acoustiques ont déjà été abordées dans l'étude bibliographique, elles seront explorées plus en détails dans ce paragraphe et comparées à une nouvelle méthodologie. Cette dernière présentera la matrice de transfert d'un simple tube dans un premier temps mais permettra de créer un système de mesure des matrices plus complexes comme par exemple celles d'un RAS.

II.2.1 Caractérisation de la pression en deux points

Un tube ayant 185mm de longueur et 30mm de diamètre interne a été choisi pour cette étude. Il est équipé de deux capteurs de pression distants de 45mm de chaque extrémité, soit une distance entre les deux capteurs de 95mm. Le tube a été installé sur le Banc Dynamique via une pièce d'adaptation caractérisée par une longueur de 53mm et un diamètre de 30mm. Une petite partie interne au Banc Dynamique mesure 14.5mm de longueur. La longueur totale du tube global est donc égale à $L = 252.5mm$. La Figure 42 présente le schéma du montage. Après la fermeture brusque de la guillotine du Banc Dynamique et excitation de l'ensemble, un système d'onde en quart d'onde s'établit à l'intérieur du tube. Ce système d'onde est caractérisé par une distribution spatiale spécifique qui est donnée par l'équation (II - 35) [15]. L'équation (II - 35) décrit un système vibratoire qui prend place à l'intérieur d'un tube caractérisé par :

- Un nœud de pression et un ventre de vitesse à l'extrémité ouverte
- Un nœud de vitesse et un ventre de pression à l'extrémité fermée

$$p_i(x,t) = p_i(0,t) \times \cos\left(\frac{\omega_i x}{c_0}\right) \qquad \text{(II - 35)}$$

Où $p_i(x,t)$ dans l'équation (II - 35) fait référence à la pression pour l'harmonique « i » à l'abscisse x et à l'instant t. En appliquant la théorie modale la pression $p(x,t)$ pourrait être écrite comme une somme de ses harmoniques, comme le montre l'équation (II - 36).

$$p(x,t) = \sum_{i=1}^{n} \left\{ p_i(0,t) \times \cos\left(\frac{\omega_i x}{c_0}\right) \right\} \qquad \text{(II - 36)}$$

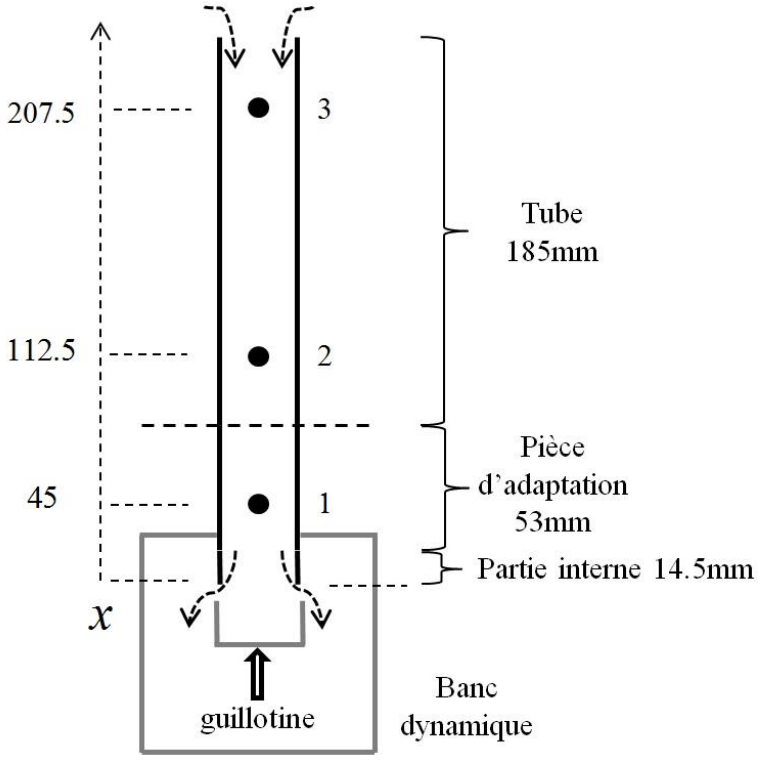

Figure 42 - Schéma du montage du tube 185mm sur le Banc Dynamique (cotation en mm)

En se basant sur les équations (II - 36) et (II - 2) l'équation différentielle qui décrit les variations de pression pour n'importe quelle abscisse x du tube est obtenue. Elle est donnée par l'équation (II - 37).

$$\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{1}{\cos\left(k_{0i}\,x\right)X_i}\left(\frac{1}{\omega_i^{\,2}}\frac{d^2p_{x,i}}{dt^2}+2\frac{\epsilon_{x,i}}{\omega_i}\frac{dp_{x,i}}{dt}+p_{x,i}\right)\right]=\frac{dqm_{exc}}{dt} \qquad \text{(II - 37)}$$

k_{0i} est le nombre d'onde réel associé à la pulsation propre ω_i. Ce nombre d'onde est donné par l'équation (I - 20). $\epsilon_{x,i}$ est le facteur d'amortissement caractérisant l'harmonique « i » à l'abscisse x. En ramenant l'équation (II - 37) au domaine fréquentiel par une transformée de Laplace, la fonction de transfert pour n'importe quelle abscisse x notée $PF_{x,modele}$, pourrait être obtenue. Elle est donnée par l'équation (II - 38).

$$PF_{x,modele}=\frac{L\left[p(x,t)\right]}{L\left[qm_{exc}(t)\right]}=\frac{P_x}{Qm_{exc}}=\sum_{i=1}^{n}\frac{X_i\,\cos(k_{0i}\,x)s}{\left(\frac{s}{\omega_i}\right)^2+\frac{2\epsilon_{x,i}\,s}{\omega_i}+1} \qquad \text{(II - 38)}$$

La détermination de la fonction de transfert en x se fait de façon identique à celle obtenue avec l'équation (I - 75), on aura alors :

$$PF_{x,mesurée} = \frac{FFT\left(p(x,t)\right)}{FFT\left(qm_{exc}(t)\right)} = \frac{P(j\omega,x)}{Qm_{exc}} \qquad \text{(II - 39)}$$

L'expression (II - 38) signifie que l'équation (II - 3) qui donne la fonction de transfert PF en $x = x_1$ n'est pas correcte : il manque le terme $\cos(k_{0i}\, x_1)$. Cependant, le premier capteur est toujours installé le plus proche possible de la guillotine, x_1 est souvent de l'ordre de $45mm$ et le terme $\cos(k_{0i}\, x_1)$ devient très proche de 1. Ce terme pouvait donc être négligé lorsque la fonction de transfert était caractérisée juste à côté de l'excitation.

Le paramètre inertiel X_i est commun pour toutes les fonctions de transfert à n'importe quelle abscisse puisqu'il ne dépend que de la masse d'air en vibration à l'intérieur du tube, qui elle est conditionnée par la géométrie du tube.

Les coefficients d'amortissement par contre traduisent les pertes par viscosité et par dissipation. Ces pertes varient d'un point à un autre en fonction de la géométrie : apparition des pertes locales causées par des zones de recirculation après un élargissement brusque par exemple. Et par conséquent, la valeur des coefficients d'amortissement n'est pas la même pour toutes les abscisses d'une géométrie donnée. Ils dépendent de l'endroit où la pression est caractérisée. Les paramètres des fonctions de transfert PF_1, PF_2 et PF_3 sont identifiés suite à une excitation sur le Banc Dynamique avec un débit initial $qm_0 = 150kg.h^{-1}$. Ils sont donnés par le Tableau 8. Le processus d'identification est le même que celui présenté dans la première partie. Seules deux fréquences de résonance existent entre 0 et 1000Hz. La première fréquence de résonance est de 310 Hz, cette longueur correspond à la résonance de la géométrie entière qui a une longueur de $252.5mm = 185 + 53 + 14.5$. L'objectif de cette partie est d'identifier la matrice de transfert entre deux points, notamment les points 2 et 3 du tube de 185mm de longueur, puis employer cette matrice dans un processus de mesure identique à celui donné par la Figure 11. Le choix de cette longueur de 252.5mm sera rendu plus clair ultérieurement. Le module des fonctions de transfert PF_2 et PF_3 est donné par les Figure 43 et Figure 44 respectivement où les mesures sont comparées aux modèles. La distribution fréquentielle montre une diminution du module du pic de la fréquence fondamentale de résonance en x_3 dans la Figure 44 et une augmentation du module pour le pic du second mode de résonance par rapport aux valeurs de la Figure 43. Aussi la fréquence en demi-onde est plus prononcée dans la Figure 44, elle est attribuée à des phénomènes non-linéaires comme déjà expliqué et n'est pas prise en compte dans la modélisation. Le modèle proposé par l'équation (II - 38) est alors capable de décrire correctement la propagation des ondes de pression et le profil de distribution en quart d'onde.

	$i=1$	$i=2$
$f_i(Hz)$	310.4	938.6
$X_i(m^{-1}.10^{-5})$	74	3
$\varepsilon_{i,x_1}(\%)$	2.5	1.2
$\varepsilon_{i,x_2}(\%)$	2.6	0.6
$\varepsilon_{i,x_3}(\%)$	3	1

Tableau 8 - Paramètres des fonctions de transfert de pression pour les différentes abscisses

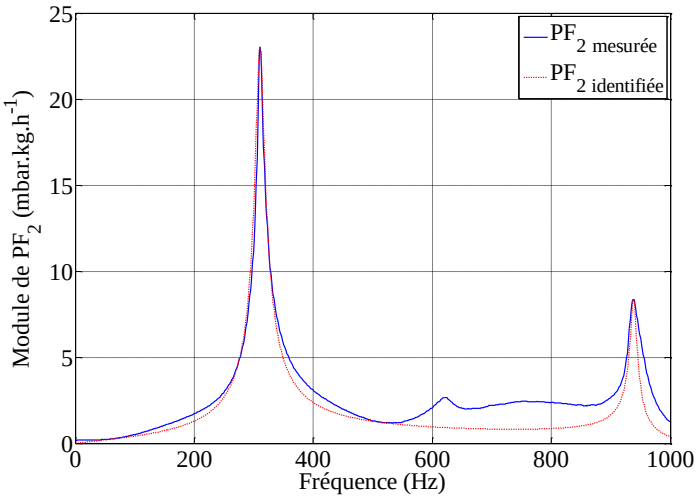

Figure 43 - Module de la fonction de transfert PF_2

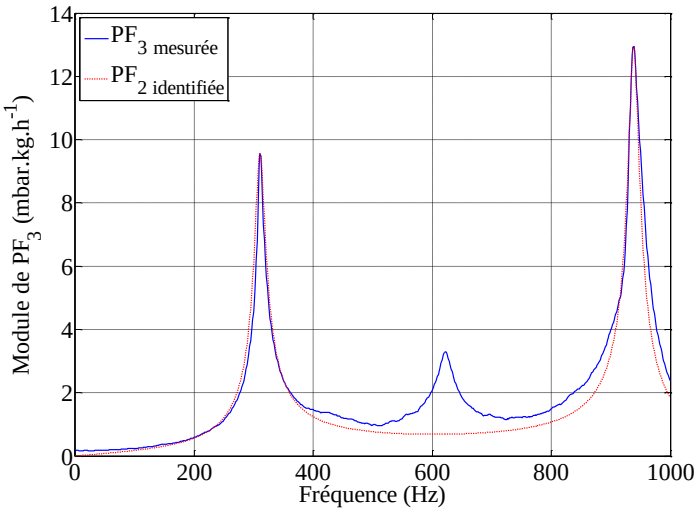

Figure 44 - Module de la fonction de transfert PF_3

Le modèle (II - 38) permet de décrire, avec une approche linéaire dans le domaine fréquentiel, les variations de pression pour le tube installé sur le Banc Dynamique en $x_2 = 112.5mm$ et $x_3 = 207.5mm$. La comparaison se fait aussi dans le domaine temporel par une transformée inverse de Laplace. Les réponses temporelles de pression sont données par la Figure 45 et la Figure 46 en x_2 et x_3 respectivement. Les variations de pression sont maximales à l'extrémité fermée du tube, le signal de pression est « déformé » au fur et à mesure que la mesure s'approche de l'extrémité ouverte. Ceci est lié à la diminution de l'énergie associée aux fréquences de résonance.

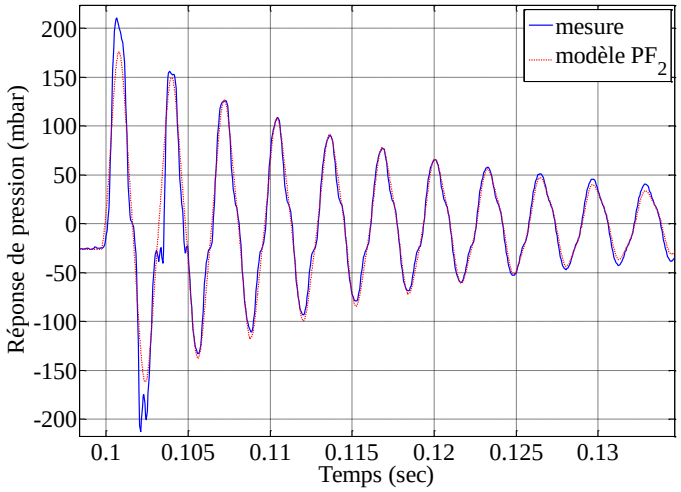

Figure 45 - pression mesurée et modélisée en $x_2 = 112.5mm$

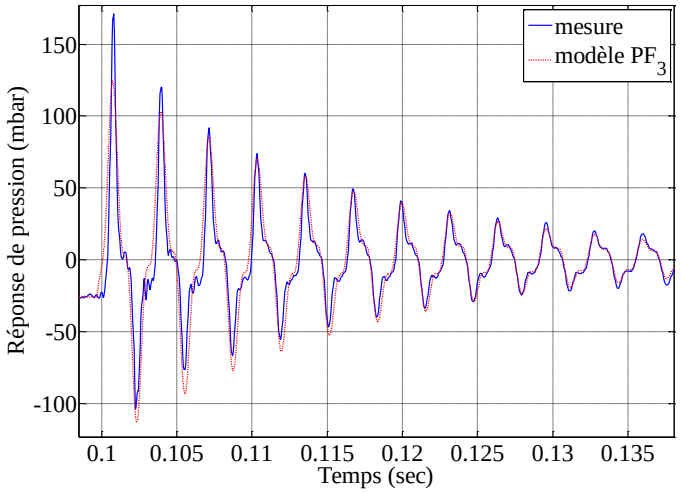

Figure 46 - pression mesurée et modélisée en $x_3 = 207.5mm$

Il y a alors deux aspects pour le signal de pression : le premier est en fonction du temps pour chaque abscisse et le second est une distribution en fonction de l'abscisse. Le modèle (II - 38)

associe les mêmes fréquences de résonance aux signaux donnés par la Figure 45 et la Figure 46 mais avec des pondérations énergétiques différentes.

II.2.2 Caractérisation du débit masse en deux points

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

II.2.3 Validation de la matrice

Une fois la matrice obtenue, la prochaine étape consiste à la valider pour être sûr qu'elle est capable de transmettre les informations de pression et de débit correctement et précisément. La matrice de transfert comme définie par l'équation (I - 66) lie la pression directement au débit masse, le post-traitement et la démarche précédente permettent d'identifier une matrice qui prend en compte les effets couplés de l'acoustique et du débit moteur pulsé.

La validation expérimentale directe de la matrice n'est pas possible, parce qu'elle nécessite la mesure du débit instantané afin de le comparer au débit calculé par la matrice de transfert. Les techniques de mesure d'un débit instantané existent mais sont difficiles à mettre en œuvre. Bon [142] a présenté un débitmètre massique instantané à l'aide d'un ensemble de deux capteurs de pression et une géométrie convergente-divergente. L'équation du bilan d'énergie cinétique a été appliquée à cette géométrie. Il donne, avec les hypothèses simplificatrices, une relation dans le domaine temporel exprimant le débit et sa dérivée par rapport au temps en fonction de la différence de pression entre deux sections droites. C'est un dispositif approprié pour des mesures instantanées de débit massique dans la conduite d'un moteur à combustion interne. Il reste cependant intrusif, l'appareil devant être installé sur la ligne d'admission.

Afin de valider la matrice, GT-Power a été utilisé une seconde fois. Le tube droit de 185mm a été installé à l'admission de plusieurs type de moteurs, il a été équipé de deux capteurs de pression distants de 95mm mais aussi de deux capteurs de débit masse. Dans GT-Power, il est relativement facile d'accéder à une variable thermodynamique comme par exemple le débit.

L'acquisition dans GT-Power se faisait avec la même fréquence d'acquisition qu'avec laquelle la matrice a été identifiée dans Simulink. La validation de la matrice prend deux formes, une validation de pression et une autre de débit masse. La même notation de capteurs que celle donnée dans la Figure 42 est utilisée, les variables temporelles suivantes $p_2(t)_{GT}$, $p_3(t)_{GT}$, $qm_2(t)_{GT}$ et $qm_3(t)_{GT}$ proviennent donc de GT-Power. Les vecteurs fréquentiels de ces grandeurs sont notés alors $P_2(j\omega)_{GT}$, $P_3(j\omega)_{GT}$, $Qm_2(j\omega)_{GT}$ et $Qm_3(j\omega)_{GT}$.

La validation de la pression consiste à mesurer la pression et le débit masse au point 2 de GT-Power puis de calculer la pression au point 3 avec la matrice, et enfin de comparer le résultat avec les valeurs obtenues par utilisation de GT. On notera $p_2(t)_{MT}$, $p_3(t)_{MT}$, $qm_2(t)_{GT}$, $qm_3(t)_{MT}$, $P_2(j\omega)_{MT}$, $P_3(j\omega)_{MT}$, $Qm_2(j\omega)_{MT}$ et $Qm_3(j\omega)_{MT}$ les grandeurs temporelles et fréquentielles respectivement calculées avec la matrice. Les équations (II - 40) et (II - 41) sont utilisées pour calculer la pression au point 3 dans le domaine fréquentiel et temporel. Toutes les variables de pression et de débit sont filtrées avec $F_{bf}(j\omega)$ et $F_{hf}(j\omega)$ pour garder la gamme de fréquence 2-1000Hz.

$$P_3(j\omega)_{MT} = A \otimes P_2(j\omega)_{GT} + B \otimes Qm_2(j\omega)_{GT} \qquad \text{(II - 40)}$$

$$p_3(t)_{MT} = IFFT\left[P_3(j\omega)_{MT}\right] \qquad \text{(II - 41)}$$

La validation de débit consiste à vérifier que la matrice transmet également bien l'information de débit masse de 2 à 3, les équations sont utilisées pour déterminer le débit au point 3.

$$Qm_3(j\omega)_{MT} = C \otimes P_2(j\omega)_{GT} + D \otimes Qm_2(j\omega)_{GT} \qquad \text{(II - 42)}$$

$$Qm_3(t)_{MT} = IFFT\left[Qm_3(j\omega)_{MT}\right] \qquad \text{(II - 43)}$$

Une autre validation consiste à mesurer directement un débit instantané avec deux capteurs de pression. Les équations (II - 44) et (II - 45) sont utilisées pour calculer le débit masse en 2.

$$Qm_2(j\omega)_{MT} = \left[P_3(j\omega)_{GT} - A \otimes P_2(j\omega)_{GT}\right] \otimes \frac{1}{B} \qquad \text{(II - 44)}$$

$$qm_2(t)_{MT} = IFFT\left[Qm_2(j\omega)_{MT}\right] \qquad \text{(II - 45)}$$

Les équations (II - 44) et (II - 45) forment alors un moyen de mesure de débit dynamique (ou fluctuant) instantané.

Le premier cas de validation consiste à installer le tube de 185mm avec les capteurs à l'admission du moteur monocylindre décrit au paragraphe II.1.3.1 ayant une vitesse de rotation de 2000 tr.min^{-1} comme le montre la Figure 47. La Figure 48 présente le nombre de Mach instantané pour cette vitesse de rotation obtenue à partir du modèle GT-Power dans la position 2 du tube.

Les Figure 49 et Figure 50 donnent la comparaison entre les résultats obtenus par GT-Power et ceux calculés (ou mesurés) avec la matrice de transfert du tube et ceci en pression et en débit respectivement au point 3 du tube. Les résultats sont aussi comparés à ceux obtenus par la matrice acoustique donnée par l'équation (I - 64). En présence de débit, le nombre de Mach M à utiliser pour la matrice de transfert donnée par (I - 64) est le nombre de Mach moyen. Cependant à l'admission d'un moteur et particulièrement en amont de la soupape d'admission la vitesse de l'écoulement fluctue beaucoup en fonction de la levée instantanée de la soupape. Il n'y a en fait pas une valeur moyenne de débit autour de laquelle les variations instantanées sont ajoutées.

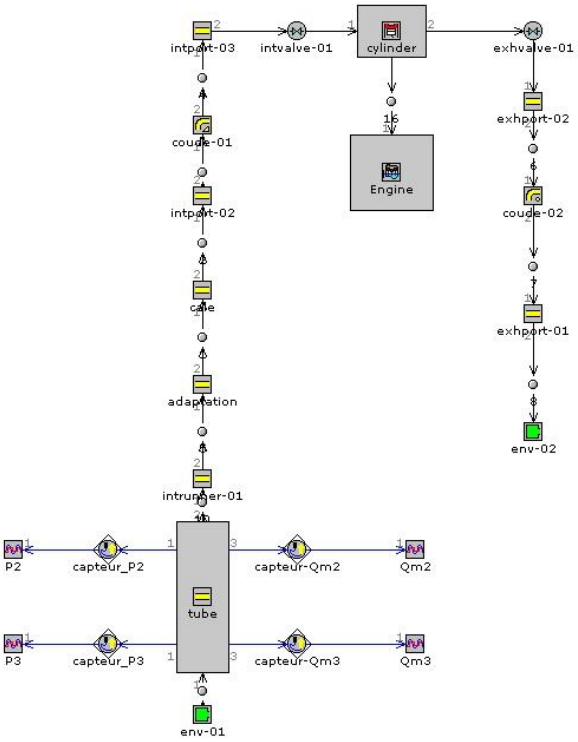

Figure 47 - Tube 185mm à l'admission d'un monocylindre

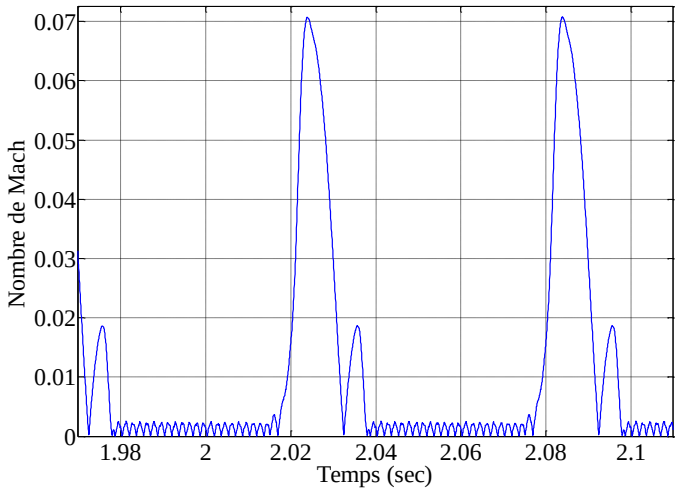

Figure 48 - Nombre de Mach mesurée à l'admission du monocylindre

Donc un nombre de Mach moyen n'a pas vraiment de sens si on regarde les signaux pour une succession d'ouvertures et de fermetures de la soupape. Si on prend un cycle moteur par exemple, une moyenne arithmétique des valeurs du nombre de Mach instantané ne sera pas physique comme valeur à intégrer dans l'équation (I - 64). Une moyenne lors de l'ouverture de la soupape d'admission ne sera pas physique non plus. Par la suite, deux valeurs du nombre de Mach ont été testées, une valeur moyenne et une valeur maximale. Les résultats sont représentés sur les Figure 49 et Figure 50. La Figure 49 montre qu'une valeur moyenne du nombre de Mach donne des résultats meilleurs avec la matrice acoustique lorsque la soupape est fermée tandis que la valeur de pression lorsque la soupape est ouverte est mal calculée avec la matrice acoustique. En fait lorsque la soupape est ouverte l'écoulement à travers la soupape devient plus important que les effets d'onde, c'est l'aspiration du cylindre ou le « ram effect ». La matrice acoustique ne prend pas en compte cet effet, elle n'est pas du tout « conçue » pour modéliser les pertes de charge. C'est-à-dire que la valeur moyenne d'un signal de pression sur un moteur, spécialement en amont de la soupape, n'est pas dissociée de la valeur fluctuante. Le signal de pression calculé avec la matrice de transfert identifiée avec la méthodologie expliquée ci-dessus, arrive à bien modéliser la pression lorsque la soupape est ouverte ou fermée. En effet, les pôles de cette matrice prennent en compte les effets des pertes de charge et les effets d'onde d'une manière « automatique » couplée. Et ceci est dû à la nature de l'excitation elle-même sur le Banc Dynamique mais aussi à la méthodologie intégrée dans la routine Simulink.

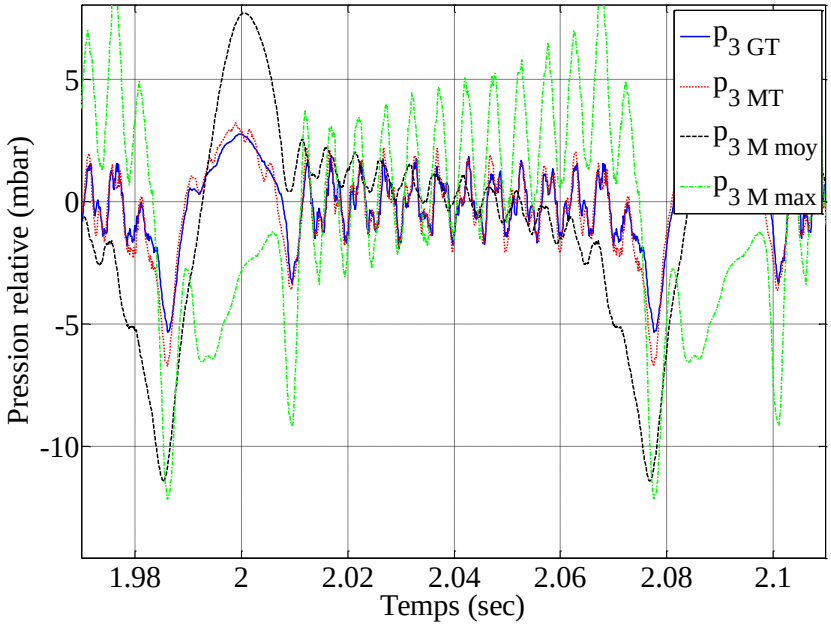

Figure 49 - Pression obtenue avec la matrice du Banc Dynamique et la matrice acoustique

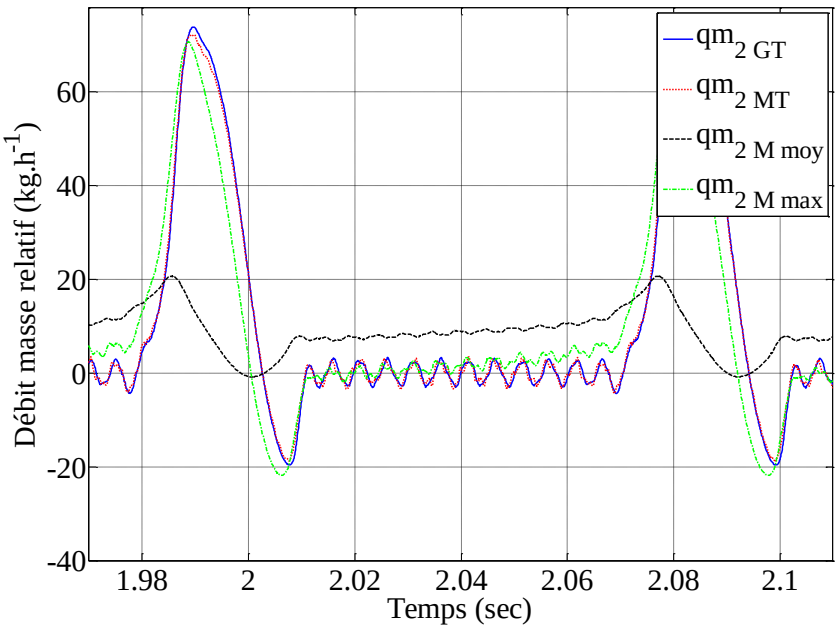

Figure 50 - débit masse obtenu avec la matrice du Banc Dynamique et la matrice acoustique

La Figure 50 montre qu'une valeur maximale du nombre de Mach, permet d'obtenir une bonne modélisation du débit au point 3 avec la matrice acoustique. La matrice de transfert du Banc Dynamique reproduit fidèlement le signal de débit dans les deux cas de soupape ouverte ou soupape fermée.

En effet, pour obtenir de bons résultats avec la matrice de transfert acoustique, il faut connaître le profil exact du nombre de Mach (Figure 48). En pratique ceci est impossible et dans un logiciel de simulation moteur il devient rapidement très compliqué de coupler les matrices acoustiques à un calcul itératif du nombre de Mach moyen, l'objectif initial étant de simplifier les modèles temporels en employant des matrices de transferts.

La matrice de transfert permet également de calculer le débit instantané à travers les équations (II - 44) et (II - 45) . En effet, un calcul de débit instantané forme la validation ultime de la méthodologie parce qu'à partir de deux valeurs de pression, la valeur fluctuante du débit instantané est calculée tout en prenant en compte les effets couplés de débit pulsé. La Figure 51 montre le débit masse calculé pour le monocylindre à 2314 tr.min^{-1} au point 2 du tube.

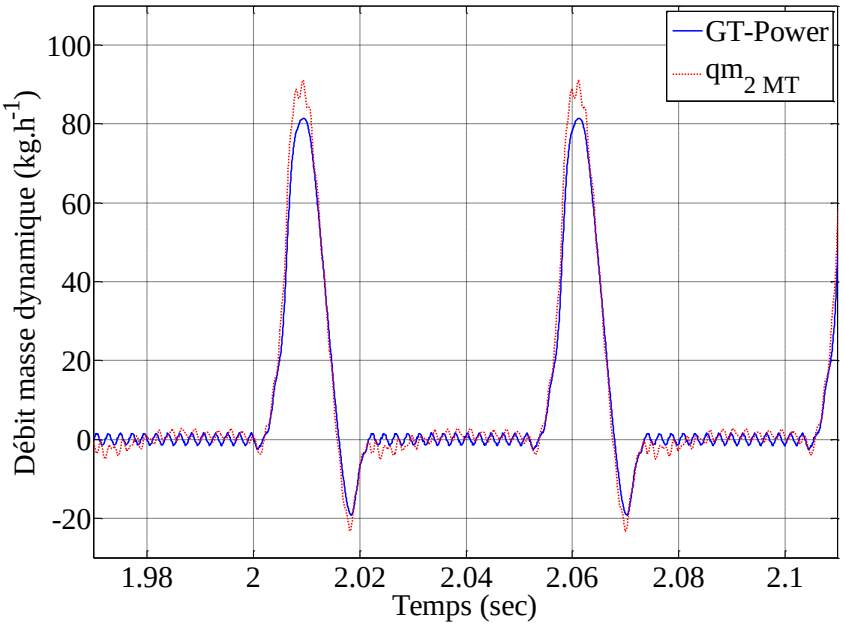

Figure 51 - débit masse obtenu à partir de 2 pressions pour le monocylindre à 2314 RPM

Le tube de 185mm avec ces deux capteurs de pression a été placé à la sortie du RAS d'un modèle GT-Power d'un moteur Diesel suralimenté, le moteur entier (qui sera décrit ultérieurement au paragraphe IV.1.1) étant modélisé dans GT-Power comme le montre la Figure 52. La Figure 53 donne le signal de débit pour une vitesse de 4250 tr.min^{-1} et la Figure 54 pour une vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}. La comparaison entre le débit dynamique obtenu avec GT-Power et celui obtenu avec la matrice de transfert montre une bonne corrélation entre les deux. La phase des signaux est cohérente et l'amplitude du signal de débit est bien reproduite également. Le débit instantané est fortement instationnaire et les pulsations des soupapes d'admission remontent bien jusqu'au RAS.

Une autre configuration a été testée où le tube est placé dans le conduit primaire du moteur 4 cylindres Diesel, le résultat de débit est donnée par la Figure 55. Les phénomènes aéro-acoustique deviennent de plus en plus important en s'approchant de la soupape où l'influence

d'un écoulement pulsé devient plus prononcée. Dans cette zone, un débit moyen n'a plus de sens physique car le débit moyen est nul lorsque la soupape est ouverte et correspond à l'aspiration du moteur lorsque la soupape est ouverte.

La matrice de transfert est alors validée avec GT-Power. Elle permet de caractériser le tube tout en tenant compte des effets de débit et ceux de propagation d'ondes de pression. Cette matrice est riche en contenu fréquentiel et fonctionne alors pour n'importe qu'elle architecture moteur et vitesse de rotation. De plus, elle ne nécessite pas une calibration ou la connaissance du nombre de Mach ou de la température.

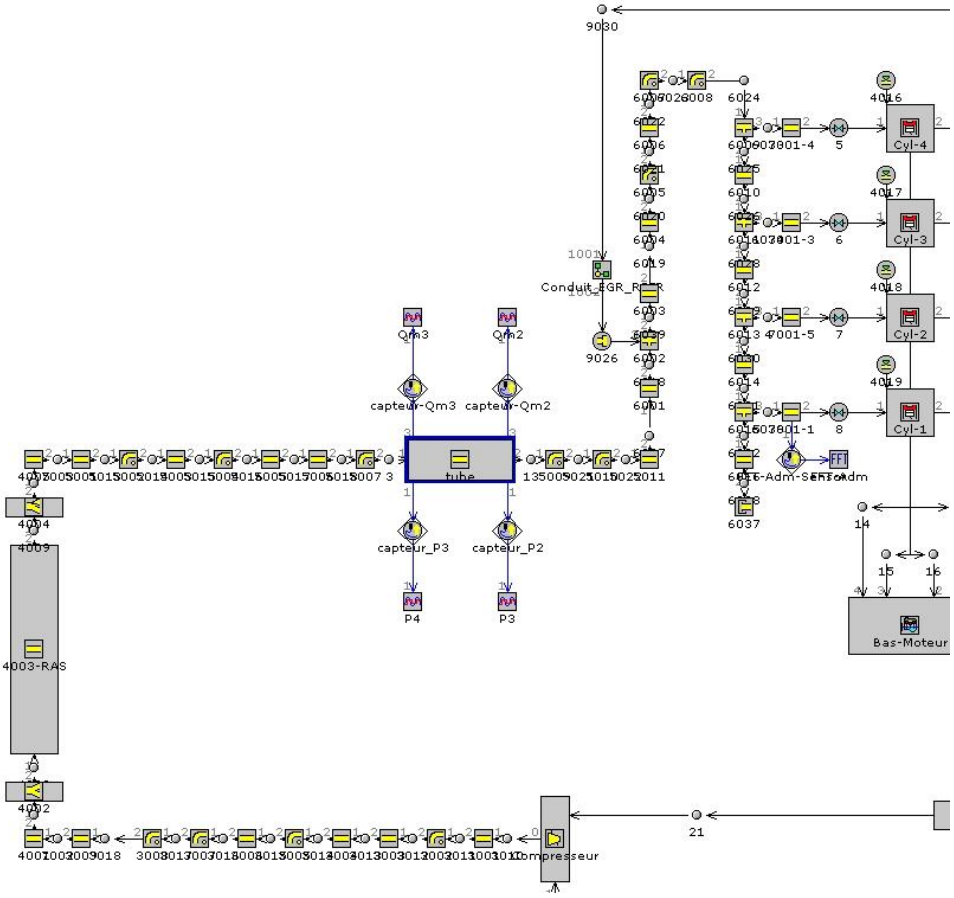

Figure 52- Tube 185mm en aval du RAS d'un moteur 4 cylindre Diesel

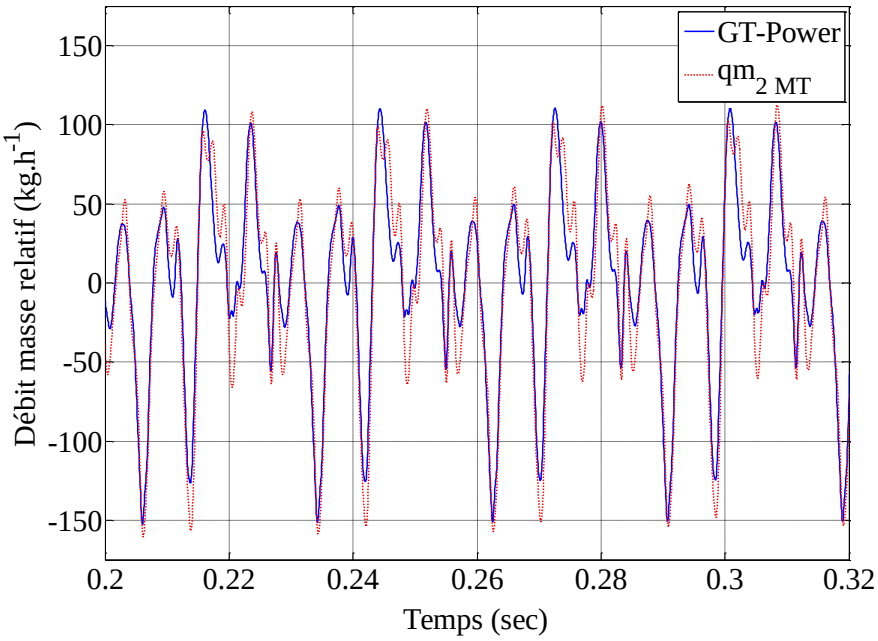

Figure 53 - Débit masse obtenu à partir de 2 pressions pour un 4 cylindre Diesel à 4250 tr.min^{-1} en aval du RAS

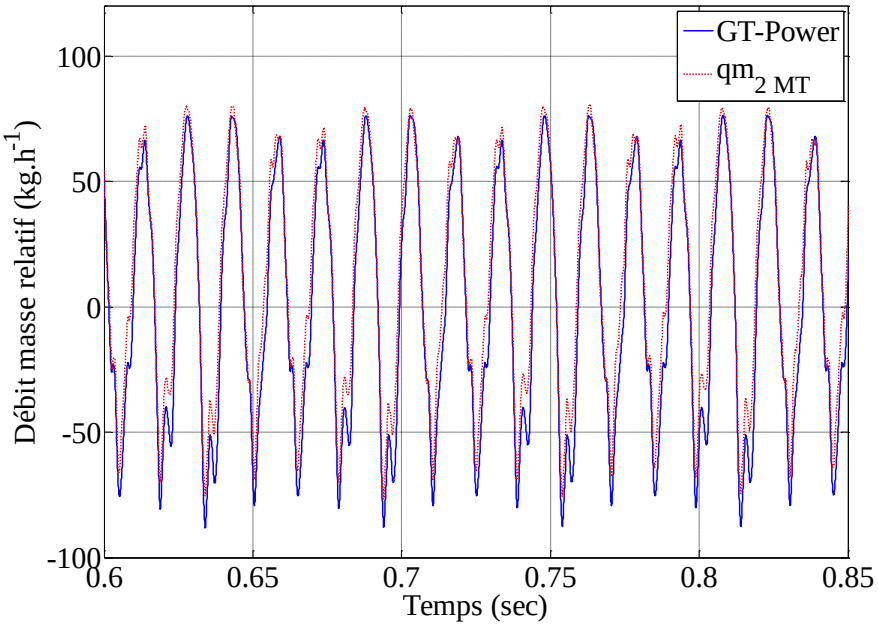

Figure 54 - Débit masse obtenu à partir de 2 pressions pour un 4 cylindre Diesel à 3000 tr.min^{-1} en aval du RAS

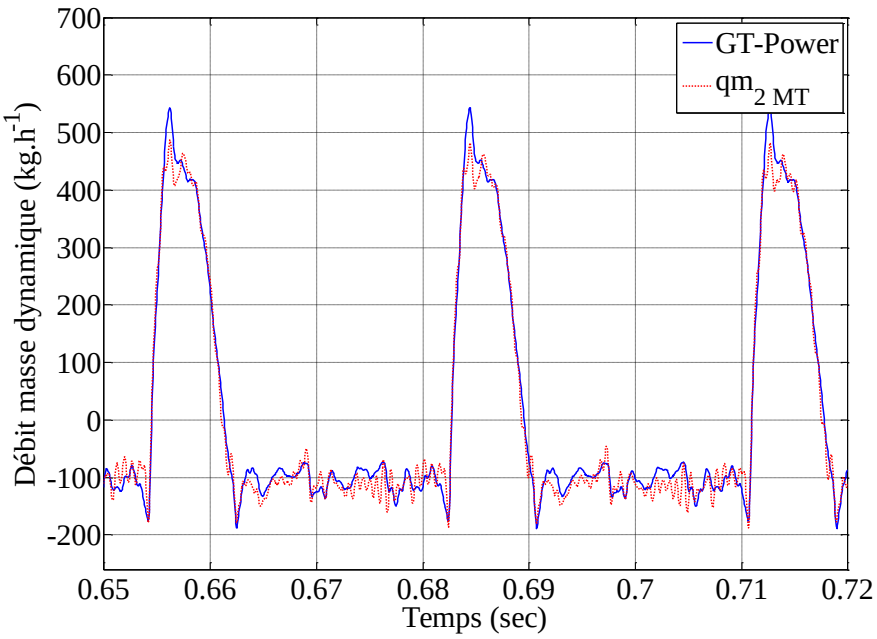

Figure 55 - Débit masse obtenu à partir de 2 pressions pour un 4 cylindre Diesel à 4250 tr.min^{-1} dans le conduit primaire

Des essais de type tube à choc sur 24 tubes de longueurs et diamètres différents ont permis d'identifier des modèles de comportement des paramètres de la fonction de transfert. Cette dernière est couplée à GT-Power via Simulink et les résultats sont comparés à la résolution native de GT-Power et également à des essais expérimentaux. Les résultats montrent une bonne cohérence et indiquent que la fonction de transfert permet de bien décrire les phénomènes instationnaires des ondes de pression. Cette étude constitue une suite des travaux de recherche précédemment menés sur la notion de fonction de transfert et ont permis de valider la description linéaire dans le domaine fréquentiel et de lier les paramètres de la fonction aux grandeurs caractéristiques d'un simple tube.

D'autre part, l'approche fréquentielle a été étendue, dans ce Chapitre, d'un modèle en un point (description locale en termes de pression) à un modèle avec 4 pôles ou une matrice de transfert. Cette dernière a été identifiée grâce à une excitation sur le Banc Dynamique en bénéficiant de la théorie de résonance en quart d'onde sur le Banc qui a permis de définir 4 fonctions de transfert en deux points distincts du tube. Un modèle de propagation est alors décrit. La matrice de transfert pour un simple tube est donc mesurée sur le Banc Dynamique et enrichie en ajoutant des longueurs additionnelles à ce tube afin d'augmenter les fréquences de résonance observées. Ces dernières sont ensuite regroupées afin d'obtenir une matrice précise pour toute la gamme fréquentielle (ou régime moteur). La matrice de transfert finale pour le tube est validée avec des simulations GT-Power pour différents types d'architecture moteur (monocylindre, 4 cylindres Diesel suralimenté) en plaçant le tube dans différentes positions de la ligne d'admission (conduit primaire, amont répartiteur, proche du RAS) et pour différentes vitesses de rotation. La matrice permet de transmettre correctement les informations de pression et de débit masse mais également de calculer le signal dynamique de débit masse à partir de deux signaux de pression. Elle ne nécessite pas de calibration supplémentaire et intègre les effets d'un débit moyen implicitement.

Le passage de la fonction de transfert vers la matrice de transfert dissocie la ligne d'admission en plusieurs éléments et ne considère plus la ligne d'admission entière comme étant la charge acoustique. Les différentes approches expérimentales de mesure de matrice de systèmes complexes sont maintenant possibles.

III. Caractérisation d'un élément complexe

Après avoir caractérisé un tube élémentaire dans le Chapitre précédent, le Chapitre III étend la méthodologie de caractérisation fréquentielle pour des géométries plus complexes. Quatre systèmes avec des géométries différentes sont choisis : une chambre d'expansion, deux RAS à refroidissement direct (RAS air-air) et un RAS à refroidissement indirect (RAS air-eau). La caractérisation de ces éléments est mise en œuvre suivant deux axes :

- *Détermination de la matrice de transfert du système complexe sur le Banc Dynamique ou directement à l'admission d'un moteur. La méthodologie est basée sur l'utilisation de la matrice de transfert pour le tube, identifiée dans le Chapitre II,*
- *Calcul du coefficient de réflexion associé aux ondes de pression qui se propagent à travers ces systèmes pour les fréquences relatives au remplissage moteur, en amont et en aval. La caractérisation par les coefficients de réflexion est décomposée selon deux études afin d'étudier l'influence de certains paramètres sur les phénomènes de propagation d'onde : les transferts thermiques au sein du RAS et la géométrie du RAS.*

Une campagne expérimentale sur un moteur Diesel entrainé est effectuée, durant laquelle l'influence de la longueur entre le RAS et le répartiteur d'admission sur les accords acoustiques et le remplissage d'un moteur suralimenté est étudiée.

III.1. Caractérisation sous forme de matrice de transfert

III.1.1 Mesure sur le Banc Dynamique

III.1.1.1 Dispositif expérimental

La matrice de transfert d'un simple tube étant à présent identifiée (à partir du Banc Dynamique) et validée (à l'aide des calculs GT-Power), l'objectif consiste à déterminer la matrice de transfert d'un élément plus complexe. Cette matrice sera également identifiée en fonction de la pression et du débit masse et prendra en compte les effets d'un débit pulsé comme la matrice « élémentaire » du tube. L'objectif global de la méthodologie est de caractériser un élément relativement complexe de la ligne d'admission (RAS en l'occurence) d'un point de vue dynamique, puis d'intégrer ce modèle mesuré dans un code de calcul 1D. La première partie consiste à déterminer correctement la matrice de transfert.

Pour cela, les méthodes de mesure « classiques » de matrice de transfert sont utilisées avec quelques modifications. La Figure 10 montre le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la matrice de transfert d'un système inconnu. Les matrices des parties tubulaires 1-2 et 3-4 sont à priori connues et le système inconnu est installé entre les deux. La matrice entre les points de mesure 2 et 3 sera la matrice de transfert recherchée. Pour les systèmes non-symétriques, une seconde configuration est nécessaire afin de résoudre le système d'équations algébriques associé à l'écriture matricielle. Pour cela deux méthodes existent : la méthode « deux sources » et la méthode « deux charges » (ou multi-charges). La première consiste à inverser la source d'excitation tout en gardant la même géométrie, tandis que la seconde consiste à ajouter des charges dont l'impédance est connue à l'avance. Dans ce travail, la méthode « deux sources » est utilisée pour mesurer la matrice de transfert des systèmes dans une configuration similaire à celle donnée par la Figure 10 où l'excitation sera celle du Banc Dynamique. En pratique, ceci consiste à installer le système inconnu entre deux tubes, les tubes étant caractérisés auparavant sur le Banc Dynamique en utilisant la méthodologie précédente. Un second tube identique au premier (longueur 185mm, diamètre interne 30mm et espacement entre les capteurs de 95mm) a été construit.

Quatre géométries relativement complexes ont été choisies pour être caractérisées. La première est une chambre d'expansion (un volume) ayant un diamètre interne de 120mm et une longueur de 400mm. Cette géométrie ne constitue pas un élément de la ligne d'admission d'un moteur à combustion interne mais a été choisie comme référence. La chambre d'expansion contient des zones de recirculation d'écoulement et des caractéristiques acoustiques semblables à un résonateur d'Helmholtz lorsqu'elle est liée à des tubes en amont et en aval. Le second système est un RAS (refroidisseur d'air de suralimentation) et sera nommé RAS n°1 (voir Figure 56). Le troisième système caractérisé est également un RAS, nommé RAS n°2 (voir Figure 57). Le RAS n°1 et le RAS n°2 sont des refoidisseurs à air (ou RAS à refroidissement direct), le quatrième système est un RAS à eau, nommé RAS n°3 (voir Figure 58). Ce RAS est caractérisé par un refroidissement à eau (RAS à refroidissement indirect). Les trois RAS choisis sont de

géométries différentes. Le RAS n°1 a une géométrie plutôt surfacique de faible épaisseur. Les entrées et sorties du flux d'air ne sont pas dans le même plan, elles sont à 90° l'une par rapport à l'autre.

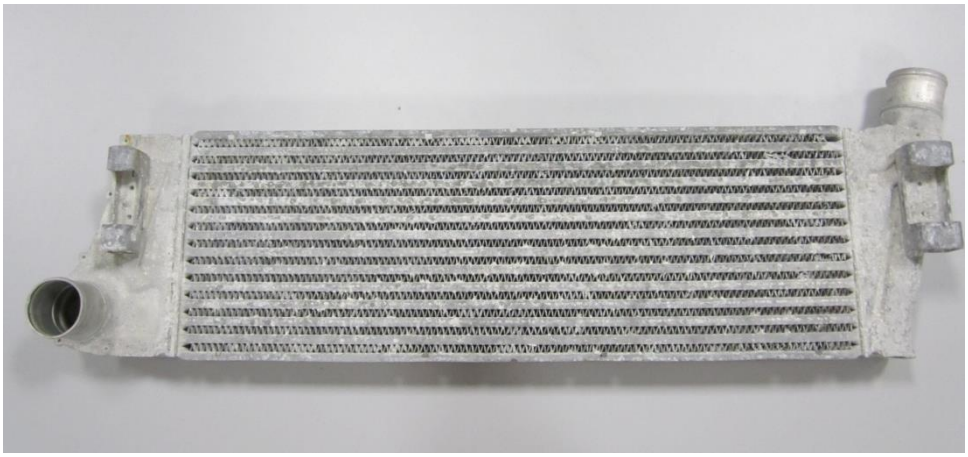

Figure 56 - Géométrie du RAS n°1

Figure 57 - Géométrie du RAS n°2

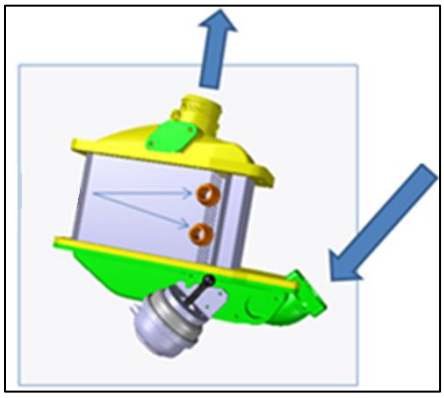

Figure 58 - Géométrie du RAS n°3

Le RAS n°2 présente un profil allongé avec une surface d'échange plus réduite que le premier. Les entrées et sorties sont à 45° l'une par rapport à l'autre. Le RAS n°3 a une géométrie beaucoup plus compacte avec un volume interne plus petit. C'est l'un des avantages d'un RAS à refroidissement à eau. Les entrées et sorties de ce RAS sont quasiment à 45° l'une par rapport à l'autre tout en restant dans le même plan.

Les trois RAS ayant des géométries différentes, il est possible que leur incidence sur les phénomènes de propagation des ondes de pression soit différente. La matrice de transfert de ces trois géométries sera alors déterminée à partir d'essais expérimentaux sur le Banc Dynamique. La température du gaz lors des essais correspond à la température ambiante (autour de 20°C). Les RAS ne sont pas soumis à des gradients de température et les échanges thermiques ne sont pas pris en compte pour cette campagne expérimentale. L'effet des échanges de chaleur et d'un gradient thermique sera étudié ultérieurement. Pour le moment, seul l'effet de la géométrie sur les paramètres de propagation des ondes de pression est étudié.

Les RAS sont installés sur le Banc Dynamique avec des pièces d'adaptation qui les connectent aux tubes de mesure. Ces pièces ont la forme d'un cône progressif ayant un diamètre intérieur de 30mm d'un côté et le diamètre du RAS de l'autre. Pour la première géométrie, la chambre d'expansion, aucune pièce d'adaptation n'est nécessaire, le volume de 120mm se connecte directement aux tubes de mesure comme le montre la Figure 59. Sur cette figure, le volume est installé entre les deux tubes de mesure.

Figure 59 - Chambre d'expansion installée directement sur le Banc Dynamique

La géométrie du RAS n°1 et la disposition de ses entrée et sortie rend le montage sur le Banc Dynamique très difficile et non pratique, c'est pourquoi ce RAS a été installé sur le Banc Dynamique avec ses conduits amont et aval. Ce sont les conduits qui connectent le RAS au compresseur d'un côté et au répartiteur d'admission de l'autre. Dans ce cas, la matrice finale du système inconnu correspondra au RAS équipé de ses conduits amont et aval.

La Figure 60 montre le montage du RAS n°1 sur le Banc Dynamique. Un coude à 90° ayant une longueur de 474mm fait le lien entre le Banc Dynamique et le RAS et permet de mieux positionner l'élément à tester. La numérotation des capteurs de pression est 1-2-3-4, le capteur 1

étant le capteur le plus proche à la guillotine du Banc Dynamique. La fréquence d'acquisition sur le Banc Dynamique est de 20 kHz.

Le fait d'ajouter le coude et les conduits fait certainement changer les fréquences de résonance enregistrées sur le Banc Dynamique. En effet, la réponse de pression suite à une excitation sur le Banc Dynamique correspond aux fréquences propres de résonance en quart d'onde de la géométrie complète. C'est pourquoi il est important d'avoir exactement la même géométrie que celle rencontrée sur le moteur réel lorsque le but est de caractériser la ligne d'admission avec la méthodologie de fonction de transfert (mesure d'impédance de source). Les fréquences de résonance correspondront alors à celles générées par la soupape d'admission. La même notion ne s'applique pas nécessairement quand l'objectif est de dissocier la ligne d'admission en éléments indépendants. En d'autres termes, une ligne d'admission représentative de la réalité avec une mesure de matrice de transfert suivant la Figure 10, ne donnera pas nécessairement une matrice de transfert correcte.

Ceci est du au fait qu'après l'excitation du Banc Dynamique (ou fermeture soupape moteur), une condition de vitesse nulle existera en amont soupape. A cet endroit précis, le débit sera nul mais la réponse de pression sera déterminée avec un profil de résonance bien précis. En assurant le même profil de résonance (avec la bonne géométrie) sur le Banc Dynamique, il est possible de déterminer la fonction de transfert. Cependant, ce n'est pas le cas avec la matrice de transfert, car les fréquences de résonance du système caractérisé avec la matrice de transfert dépendent de la vitesse de rotation du moteur. Donc pour pouvoir mesurer une matrice correcte, il faut s'assurer que les fréquences de résonance mesurées sur le Banc Dynamique correspondent bien aux fréquences des ondes de pression rencontrées à l'admission du moteur.

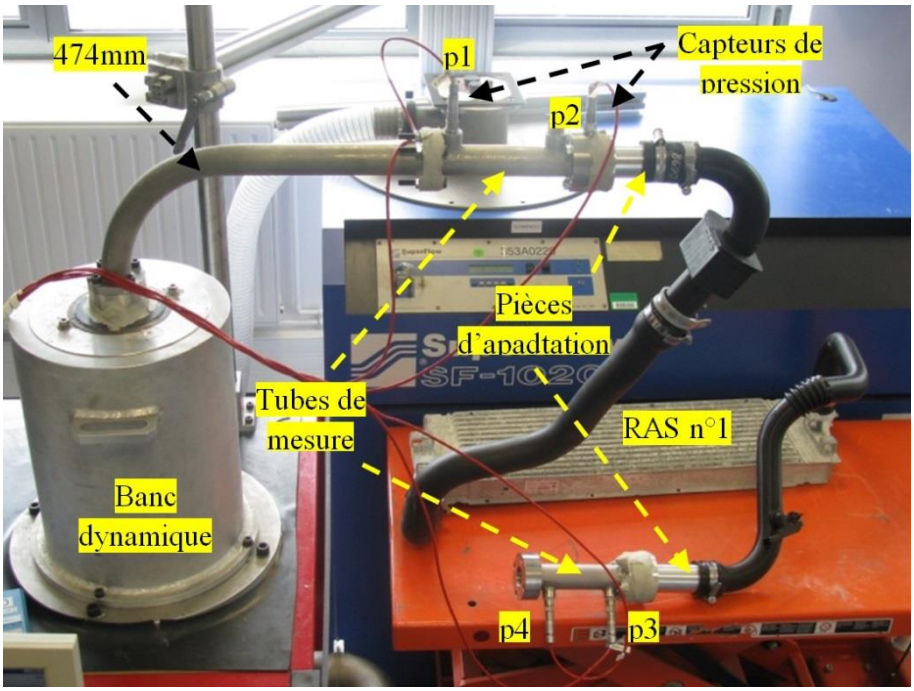

Figure 60 - RAS n°1 avec ces conduits sur le Banc Dynamique

A titre d'exemple, si la matrice de transfert d'un RAS doit être précise à 1500 tr.min^{-1}, cela signifie qu'il faut avoir une fréquence de résonance fondamentale f_1 sur le Banc Dynamique à 50Hz comme le montre l'équation (III - 1).

$$f_1 = \frac{N \times n_{cyl}}{60 \times 2} \qquad \text{(III - 1)}$$

Cette valeur correspond à la seconde harmonique de la vitesse de rotation moteur. Un pic à 50Hz sur le Banc Dynamique assurera que la matrice mesurée est précise pour cette harmonique. Pour les autres harmoniques, il faut aussi s'assurer d'obtenir la bonne fréquence correspondante, toujours pour le même RAS. Le seul moyen de changer les fréquences de résonance sur le Banc Dynamique est de changer les longueurs des conduits en amont du RAS (entre le Banc Dynamique et le RAS) et en aval. Il faut alors « cibler » autant que possible les bonnes fréquences afin d'obtenir une matrice de transfert précise. Le même concept « d'enrichissement » de la matrice de transfert doit être appliqué comme pour le cas du tube (partie II.2.4).

Pour les mesures d'acoustique avec une excitation type haut-parleur, ce problème n'existe pas, car l'excitation elle-même est un bruit blanc ou une sinusoïdale glissante qui contiendra toutes les fréquences. Cependant, le niveau d'excitation est beaucoup plus faible que celui disponible sur le Banc Dynamique, les effets de débit pulsé sont difficilement pris en compte, les effets non-linéaires sont tout de même présents...

III.1.1.2 Mesures et calcul des variables

L'objectif de cette partie est de déterminer les pôles des matrices de transfert des quatre géométries citées ci-dessus sur le Banc Dynamique. Les matrices de transfert seront validées dans le Chapitre IV. Par la suite, la méthodologie de caractérisation est présentée pour le RAS n°2 mais elle est applicable pour n'importe quel système.

Quel que soit l'élément complexe à identifier sur le Banc Dynamique, il sera installé suivant la Figure 61. Des pièces d'adaptation doivent être conçues pour lier les tubes de 185mm (dont la matrice a été identifiée dans le second chapitre) à l'interface du système. Chaque tube est équipé de deux capteurs de pression.

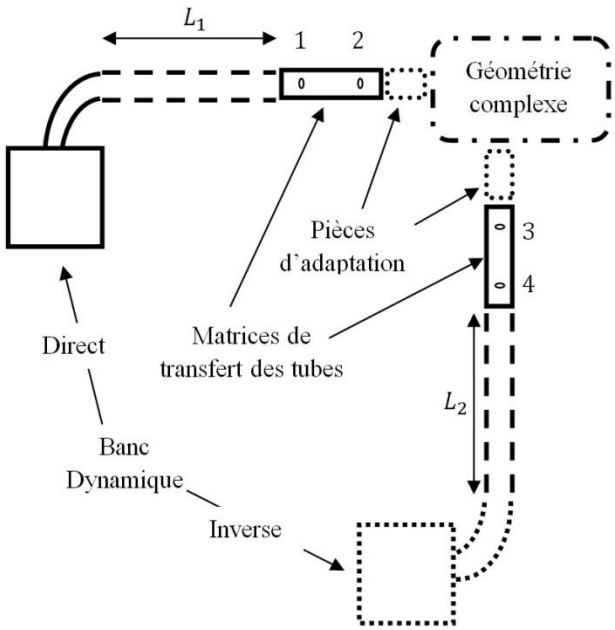

Figure 61 - Schéma de l'installation sur le Banc Dynamique

Afin d'obtenir une matrice enrichie en contenu fréquentiel, des tubes de longueurs L_1 et L_2 sont utilisés. Ce sont des tubes ayant un diamètre intérieur de 30mm (similaire aux tubes de mesure) et qui sont employés en amont et en aval du système à caractériser. Le Tableau 9 donne les valeurs de ces longueurs utilisées ainsi que la notation de la configuration et la plage fréquentielle visée par chaque montage.

Plage fréquentielle	L_1 (mm)	L_2 (mm)	Notation de la configuration
Résonance de la géométrie	0	0	Config. 1
Fréquences moyennes	474	0	Config. 2
Basses fréquences	$474+987$	0	Config. 3
	474	987	Config. 4

Tableau 9 - Configurations des montages sur le Banc Dynamique

Sans longueurs additionnelles, seules les fréquences de résonance du système à étudier sont identifiées (Config. 1). Un contenu fréquentiel riche en hautes fréquences sera enregistré. C'est le cas de la Figure 62 qui montre le RAS n°2 installé directement sur le Banc Dynamique. Pour la plage fréquentielle moyenne, le coude de 474mm est utilisé (Config. 2). La Figure 63 montre la configuration en question. Tandis que pour les basses fréquences, celles qui ont le plus d'influence pour la simulation des ondes de pression, une combinaison de deux longueurs (coude de 474mm et tube droit de 987mm) est utilisée (Config. 3 et 4).

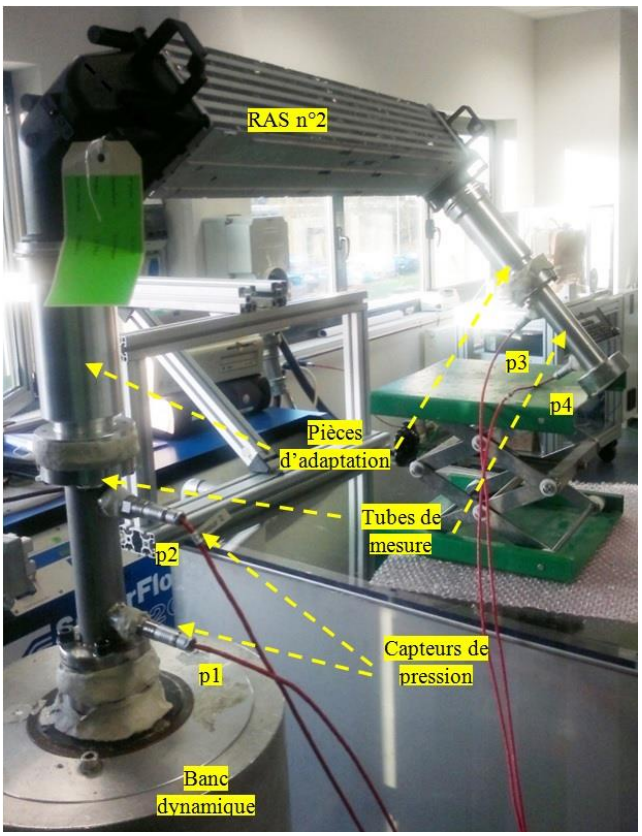

Figure 62 - RAS n°2 installé directement sur le Banc Dynamique dans la config. 1

Ces quatre configurations sont utilisées sur le Banc Dynamique dans un montage « direct ». Afin d'obtenir un système de quatre équations à quatre inconnues. Puis, le montage entier est inversé sur le Banc Dynamique et les configurations sont répétées. Au total, pour chaque système à caractériser, un total de 8 essais expérimentaux est nécessaire. Le niveau d'excitation de débit (débit initial avant fermeture de la guillotine) est maintenu constant pour tous les essais.

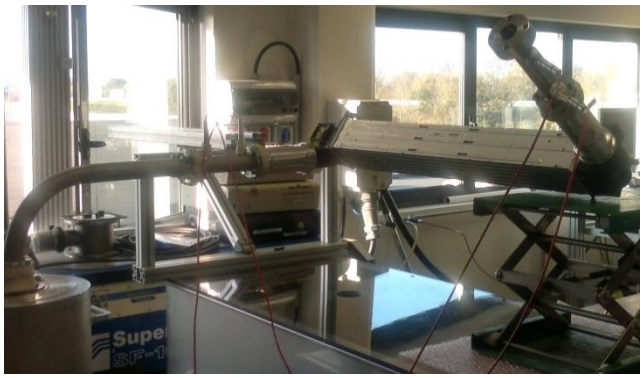

Figure 63 - RAS n°2 installé directement sur le Banc Dynamique dans la config. 2

Le signal temporel de pression mesuré par le capteur 2, donc le capteur le plus proche du RAS, pour les config. 1 et config. 2, est représenté par la Figure 64 après une excitation sur le Banc Dynamique avec un débit initial de 150 $kg.h^{-1}$.

Bien que les signaux de pression possèdent la même forme de courbe exponentielle décroissante caractéristique d'un signal sur le Banc Dynamique, la réponse de pression correspondante au montage avec le coude contient un contenu fréquentiel basse fréquence plus important. Ceci est validé d'un point de vue fréquentiel par une transformée de Fourier du signal de pression enregistré en 2 (représenté sur la Figure 65).

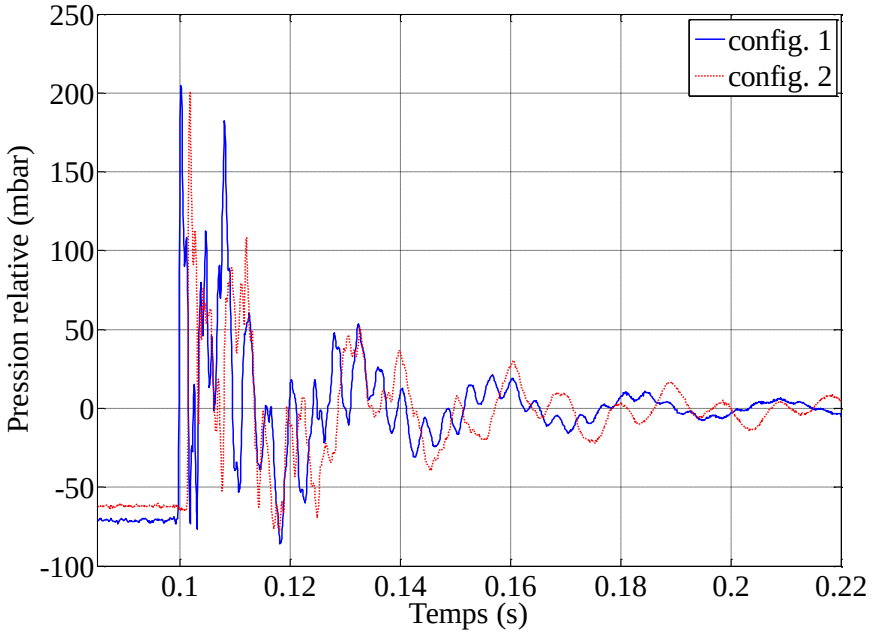

Figure 64 - Pression mesurée pour le RAS n°2 pour les config. 1 et 2 en montage direct

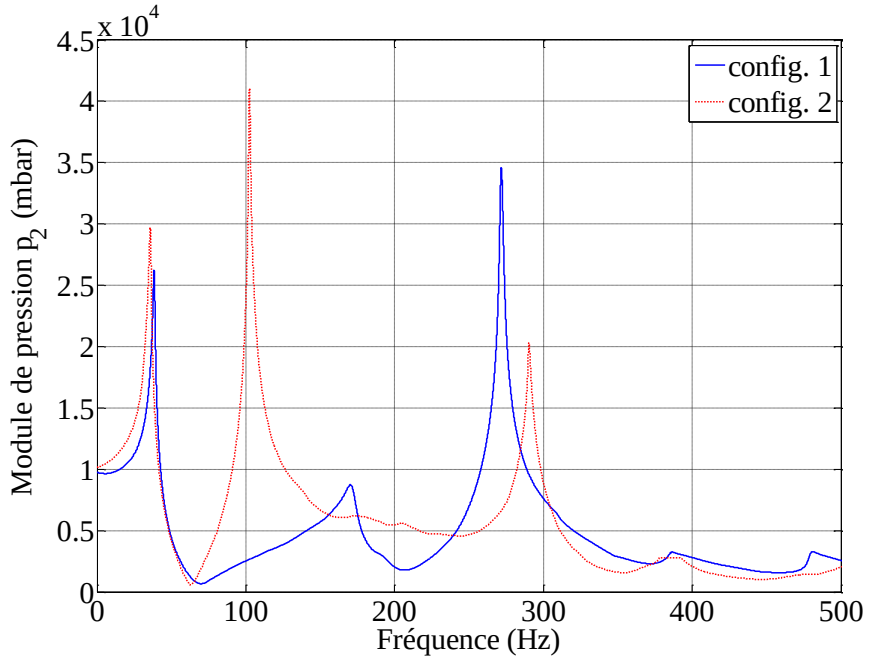

Figure 65 - Module de pression pour le RAS n°2 pour les config. 1 et 2 en montage direct

L'addition de coude de 474mm introduit une fréquence additionnelle autour de 100Hz et enrichit alors cette zone fréquentielle. La réponse de pression correspond toujours à celle du RAS n°2 mais l'addition du tube change les fréquences de résonance et donc la plage caractéristique de la matrice de transfert. Par ailleurs, il est nécessaire d'obtenir un bon contenu fréquentiel entre 0 et 500 Hz afin de couvrir toute la plage fréquentielle susceptible d'exister à l'admission d'un moteur réel. La méthode « multi-charges » est alors appliquée, d'une façon similaire à la méthodologie utilisée pour enrichir la matrice de transfert du simple tube dans le chapitre précédent. La méthodologie finale est alors un mélange entre la méthode « deux-sources » et la méthode « muti-charges », sauf que cette dernière ne sera pas utilisée pour résoudre le système d'équation à 4 inconnus mais plutôt à enrichir la plage fréquentielle. La Figure 66 représente le module de la pression en 2 pour les deux autres configurations 3 et 4 du Tableau 9 (également en montage direct).

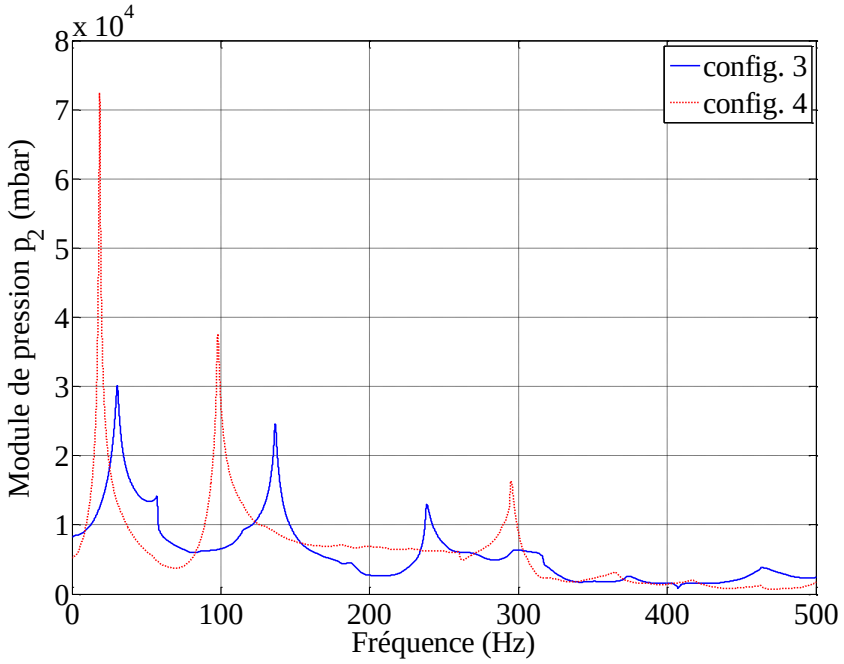

Figure 66 - Module de pression pour le RAS n°2 pour les config. 3 et 4 en montage direct

Les configurations 3 et 4 donnent un contenu fréquentiel basses fréquences important. La config. 3 présente deux pics dans la région basses fréquences à 30 Hz et 56 Hz tandis que la config.4 apporte un pic fondamental à 18Hz.

Par rapport à la Figure 61, la matrice à mesurer sera la matrice correspondante à la géométrie entre les points 2 et 3, donc la matrice MT_{23} dont l'écriture matricielle est donnée par l'équation (III - 2).

$$MT_{23} = \begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} \qquad \text{(III - 2)}$$

Fidèle à la notation de la Figure 11, le montage direct sera noté avec un indice « d », tandis que le montage inverse avec un indice « r ». La matrice de transfert du système inconnu doit valider le système d'équation donné par (III - 3).

$$\begin{cases} P_{3d} = A_s P_{2d} + B_s Qm_{2d} \\ Qm_{3d} = C_s P_{2d} + D_s Qm_{2d} \\ P_{3r} = A_s P_{2r} - B_s Qm_{2r} \\ Qm_{3r} = -C_s P_{2_r} + D_s Qm_{3r} \end{cases} \quad \text{(III - 3)}$$

Les spectres fréquentiels de pression dans le système (III - 3) sont obtenus après filtrage (filtres F_{bf} et F_{hf}) et une transformée de Fourier des signaux de pression est calculée. Après chaque excitation sur le Banc Dynamique, les vecteurs fréquentiels Qm_{2d} et Qm_{3d} sont calculés avec les équations (III - 4) et (III - 5) respectivement. Ensuite le montage est inversé, et après excitation et mesure de pression, Qm_{2r} et Qm_{3r} sont également calculés avec les équations (III - 6) et (III - 7) respectivement.

$$Qm_{2d}(j\omega) = C P_{1d} + \frac{D}{B}\left(P_{2d} - A P_{1d}\right) \quad \text{(III - 4)}$$

$$Qm_{3d}(j\omega) = \left(\frac{P_{4d} - A P_{3d}}{B}\right) \quad \text{(III - 5)}$$

$$Qm_{2r}(j\omega) = -C P_{1r} - \frac{D}{B}\left(P_{2r} - A P_{1r}\right) \quad \text{(III - 6)}$$

$$Qm_{3r}(j\omega) = -\left(\frac{P_{4r} - A P_{3r}}{B}\right) \quad \text{(III - 7)}$$

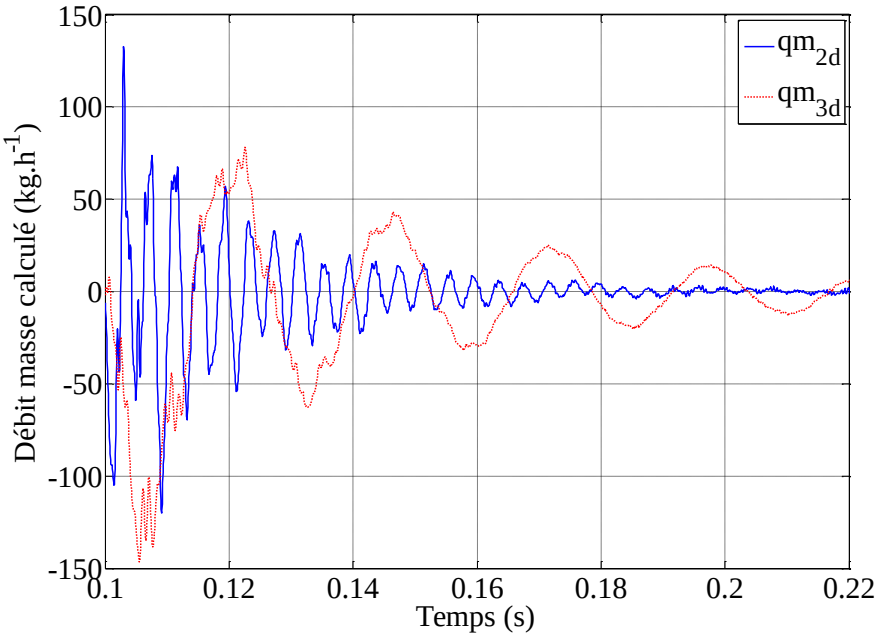

Figure 67 - Débits masse calculés en 2 et 3

Les grandeurs A, B, C et D étant à priori connues, ce sont les pôles des tubes de mesures calculés et validés dans le chapitre II. La Figure 67 montre la réponse temporelle de débit masse pour le montage direct et la config. 1 du RAS n°2 (montage correspondant à la Figure 62) suite à une excitation de débit masse de 150 kg.h^{-1}, et ceci pour les points 2 et 3 (amont et aval du RAS respectivement). Ces signaux temporels de débit masse sont obtenus en calculant une inverse FFT des grandeurs fréquentiels Qm_{2d} et Qm_{3d} des équations (III - 4) et (III - 5). L'axe temporel de la Figure 67 commence en 0.1s. Donc après excitation sur le Banc Dynamique, la réponse dynamique de débit est calculée.

III.1.1.3 Post-traitement des données

Pour chaque configuration du Tableau 9, les pressions sont mesurées et les débits masse calculés avec une excitation directe et une autre inverse. L'intérêt de ces différentes configurations est de couvrir une gamme fréquentielle maximale. L'objectif maintenant est de « grouper » ces résultats afin d'obtenir une seule matrice pour le système. La Figure 65 montre déjà la signature fréquentielle du module de pression en 2 pour le RAS n°2 pour les deux configurations 1 et 2 (directement lié au banc puis avec le coude entre le Banc Dynamique et le RAS) pour le montage direct.

Théoriquement en groupant les 4 configurations, dont les spectres fréquentiels de la pression en 2 sont donnés par les Figure 65 et Figure 66, la plage fréquentielle caractéristique pour une utilisation en simulation moteur sera couverte. Quel que soit la configuration considérée du Tableau 9, ω_i est la pulsation propre correspondante à la fréquence de résonance f_i. Les fréquences de résonance sont identifiables par les pics dans le module de la FFT de pression

(Figure 65 et Figure 66). Chaque pic dans chaque configuration sera pris « à part », il sera isolé avec une partie de sa bande passante avec un filtre spécialement dédié pour isoler la fréquence particulière ω_i . On note $\tilde{F}_{bp}(j\omega_i)$ ce filtre : c'est un filtre digital à double sens donc à phasage zéro qui filtre toutes les fréquences autres que celle correspondante à ω_i et une partie de sa bande passante. Cette partie de bande passante doit être définie « manuellement » de façon à obtenir une bonne transition entre les différents pics et de façon à grouper les différents pics. L'idée générale est d'obtenir un spectre fréquentiel avec beaucoup de pics de module, donc riche en information. Pour la variable de pression en 2 par exemple, la pression « filtrée » sera donnée par l'équation (III - 8).

$$(P_2)_{filtrée} = \sum_{i=1}^{n} \left\{ P_2(j\omega) \otimes \tilde{F}_{bp}(j\omega_i) \right\} \qquad \text{(III - 8)}$$

Dans l'équation (III - 8), $P_2(j\omega)$ est le spectre fréquentiel entier de la pression en 2 pour une configuration donnée. $(P_2)_{filtrée}$ est le résultat qui sera utilisé pour chercher une variable de pression globale noté $(P_2)_{globale}$ et qui sera riche en contenu fréquentiel parce qu'elle sera le résultat de la somme de toutes les configurations, comme indiqué par l'équation (III - 9).

$$(P_2)_{globale} = \sum_{configuration=1,2,3,4} \left\{ (P_2)_{filtrée} \right\}_{configuration} \qquad \text{(III - 9)}$$

Ce travail est effectué pour toutes les variables (P_2, P_3, Qm_2 et Qm_3) pour les différentes configurations (Tableau 9) et les deux montages (directe et inverse). La Figure 68 montre le module du spectre fréquentiel pour la pression $(P_2)_{globale}$ pour le RAS n°2.

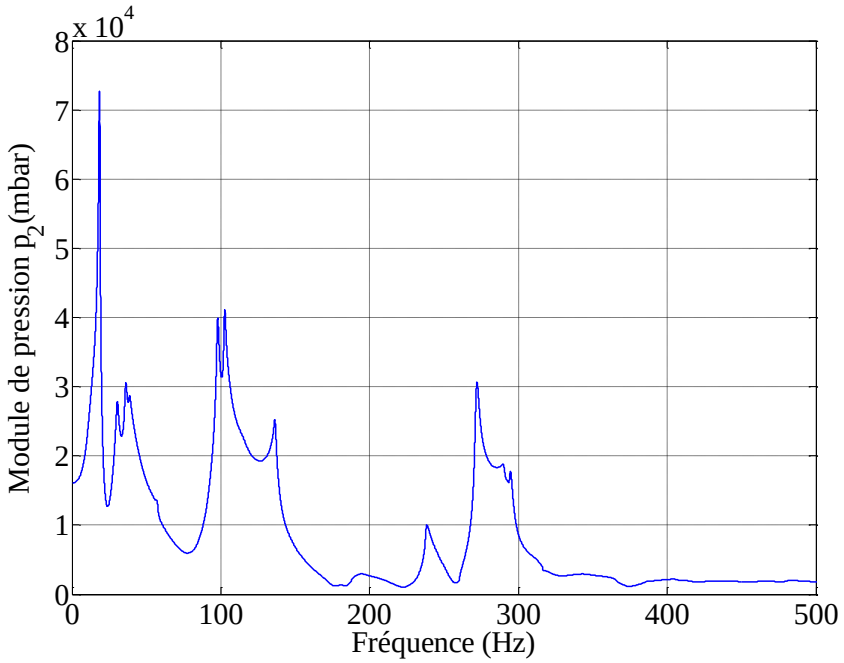

Figure 68 - Module de pression globale pour le RAS n°2

La Figure 68 représente donc les différents pics des 4 configurations du Tableau 9 sur un seul graphique. Ainsi, la zone entre 0 et 200 Hz, qui est la zone fréquentielle basse fréquence (zone intéressante pour le remplissage en air des moteurs à combustion interne), contient des informations sur la propagation des ondes de pression pour toutes ces fréquences. A noter que les mêmes filtres $\tilde{F}_{bp}(j\omega_i)$ sont appliqués pour toutes les variables pour un montage donné. Ce travail de « groupement » des matrices contourne le fait que la réponse sur le Banc Dynamique soit concentrée sur des fréquences de résonance, l'excitation n'étant pas entretenue. La prochaine étape consiste à rechercher les pôles de la matrice de transfert. Ceci est réalisé en résolvant le système (III - 3) qui est un système de 4 équations à 4 inconnus en utilisant les variables « globales ». La matrice de transfert (III - 2) est ainsi obtenue. Les matrices de transfert des différents systèmes seront validées par une méthode expérimentale avec un moteur à combustion interne. La méthodologie de validation sera présentée dans le chapitre IV.

Il apparait donc que la matrice de transfert d'un système inconnu identifiée sur le Banc Dynamique sera plus précise lorsque le nombre de configurations d'essais est augmenté. L'idéal serait d'avoir un très grand nombre de tubes pour les intercaler en amont et en aval de la géométrie dans toutes les permutations possibles. Cependant, même avec un grand nombre de tubes, il y aura toujours des zones fréquentielles plus riches que les autres. La matrice sera alors plus précise pour ces plages de fréquences, donc elle sera bien caractérisée uniquement pour certaines vitesses de rotation. Si la matrice de transfert est caractérisée directement à l'admission du moteur (ou une culasse entrainée), il sera possible de régler la vitesse de rotation de façon à couvrir facilement la totalité de la gamme fréquentielle. D'autre part, les effets d'un gradient thermique à travers le RAS et de la température sur la propagation des ondes de pression ne

seront pas pris en compte avec le Banc Dynamique. Pour ces raisons, une seconde méthodologie de caractérisation de la matrice d'un élément complexe sera présentée, elle consiste à mesurer directement la matrice de transfert sur un moteur en fonctionnement.

III.1.2 Mesure directement à l'admission d'un moteur

III.1.2.1 Description de la méthodologie

A présent, l'objectif est de développer une méthodologie permettant de mesurer la matrice de transfert du RAS directement sur le moteur. Comme déjà noté, le Banc Dynamique établit une excitation avec un niveau d'amplitude pour les ondes de pression comparable à celui observé à l'admission des moteurs à combustion interne. Cependant, à cause de la nature de l'excitation elle-même, qui est un échelon non périodique, la gamme de fréquence couverte par le Banc Dynamique reste limitée et nécessite donc une phase de calibration. Par ailleurs, il n'y a pas de débit moyen sur le Banc Dynamique après l'excitation, contrairement à un moteur réel où il est possible de faire changer le niveau de débit moyen pour une vitesse de rotation donnée (fréquence d'excitation) en faisant varier la charge du moteur et / ou la pression de suralimentation.

Pour caractériser un élément complexe (par exemple le RAS) directement à l'admission d'un moteur à combustion interne, deux tubes de mesure en amont et en aval de l'élément sont utilisés. Ces deux tubes ont été caractérisés auparavant sur le Banc Dynamique. L'objectif est alors de bénéficier des essais banc moteur, qui sont indispensables à la phase de développement de n'importe quel élément, pour mesurer la matrice de transfert des éléments voulus.

Cette approche est utilisable avec n'importe quelle architecture moteur, seule la méthodologie sera présentée dans cette partie, le banc moteur réel qui a servi pour la validation des différentes matrices sera décrit avec son montage expérimental dans le Chapitre IV. Dans le cas d'un RAS, pour un moteur suralimenté, le dispositif expérimental sur le banc moteur est décrit par la Figure 69.

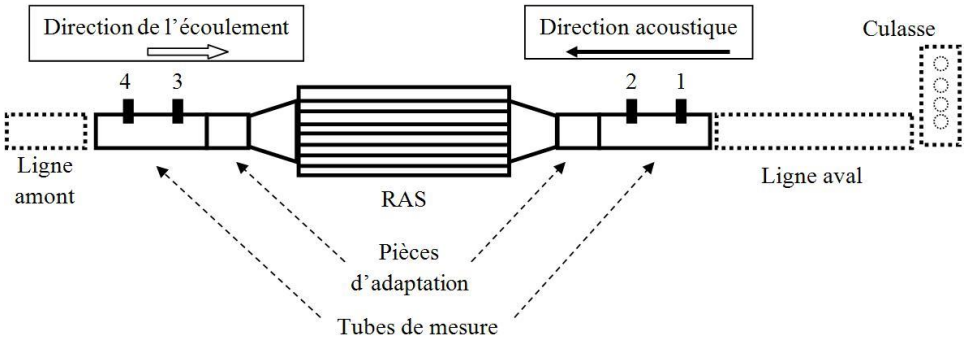

Figure 69 - Détermination de la matrice de transfert sur le moteur

Les notations « amont » et « aval » sont fait par rapport à la direction de l'écoulement qui est de l'extérieur vers les cylindres. La ligne aval, la géométrie existante entre le RAS et la culasse, est alors composée d'éléments passifs (éléments qui ne participent pas à la création des ondes de

pression). La ligne amont est constituée de tubes liés au compresseur. Rämmal *et al.* [120] ont décomposé le comportement acoustique des compresseurs en deux parties. La première est liée à des propriétés de réflexion et de transmission qui prennent place au-dessous de 1200 Hz, où le compresseur se comporte comme un élément passif. La deuxième partie est liée à la génération du bruit (bruit de sifflement du compresseur) au-dessus de 1200 Hz où le compresseur se comporte comme une source active. L'objectif du présent travail est la simulation moteur et la caractérisation des ondes de pression qui influencent le remplissage. Par conséquent, l'étude est limitée à une zone fréquentielle au-dessous de 500 Hz. Dans cette zone, le turbocompresseur pourrait être considéré comme une terminaison passive. Ce point est important à souligner parce que ceci signifie que les soupapes et les pistons sont la source des ondes de pression sur un moteur suralimenté. La culasse est alors le lieu de formation des ondes d'où le choix de deux directions distinctes : une direction d'écoulement ou de flux d'air et une direction dite acoustique pour les ondes de pression. D'où la numérotation des capteurs de pression en commençant par la source acoustique. Comme le montre la Figure 69, des pièces d'adaptations permettent de faire le lien entre le RAS et les tubes de mesures. Bien entendu, n'importe quel tube, une fois caractérisés sur le Banc Dynamique, pourrait être utilisé, même les propres conduits amont et aval RAS. Cependant, comme le montage de la Figure 69 sera repris d'une façon expérimentale dans le Chapitre IV et servira de validation pour la méthodologie « matrice de transfert » entière, les mêmes tubes sont conservés.

Les ondes de pression sont donc générées par le moteur lui-même, sachant que théoriquement, un moteur réel (avec combustion) n'est pas obligatoire. Ce qu'il faut en fait, c'est un générateur de pulsation qui pourra aspirer de l'air à travers le système à caractériser et créer des ondes de pression via des soupapes. Contrairement au Banc Dynamique, le système d'ondes stationnaires établit à travers la géométrie ne correspond plus à des oscillations libres mais à des oscillations forcées, imposées par la fréquence d'excitation des soupapes. La gamme fréquentielle ne sera plus « réglée » avec l'ajout des longueurs mais avec le changement de la vitesse de rotation. En contrôlant alors la vitesse de rotation, le pas fréquentiel et l'excitation sont également contrôlés. Le moteur (ou le générateur de pulsation) se comporte alors exactement comme une source acoustique. Le niveau (ou amplitude) de pulsation est déterminé par le débit moyen aspiré à travers les soupapes (pour aller dans le cylindre) exactement comme sur un moteur réel. L'interaction et le couplage des phénomènes aéro-acoustiques sont pris en compte d'une façon naturelle.

III.1.2.2 Mesures et calculs des variables

La mesure de la matrice de transfert se fait de façon identique à celle présentée en utilisant le Banc Dynamique. Si le système inconnu n'est pas considéré comme étant symétrique, alors une seconde configuration est nécessaire pour résoudre le système linéaire. Les RAS, par exemple, sont des éléments facilement réversibles et peuvent être opérationnels dans les deux sens.

Pour chaque régime de rotation N , les signaux de pression sont enregistrés avec une fréquence d'échantillonnage Fs bien définie (généralement 20 kHz < Fs < 100 kHz) pour une durée d'acquisition Ts (5s < Ts < 10s). Les équations (III - 4), (III - 5), (III - 6) et (III - 7) sont utilisées pour chercher les débits masse aux points 2 et 3 pour les deux configurations directes et inverses, le système (III - 3) est ensuite résolu et les pôles de la matrice de transfert identifiés. Soit MT_{23N} la matrice de transfert du système inconnu pour la vitesse de rotation N .

En modifiant la vitesse de rotation, tout en conservant le niveau de débit moyen constant, il est possible de déterminer la matrice de transfert pour chaque vitesse de rotation. La matrice finale qui fonctionne pour toutes les vitesses de rotation est la somme des matrices pour chaque régime. Il est possible soit de déterminer une matrice globale MT_{23} qui caractérise le système pour toutes les vitesses de rotation, ou de garder une matrice par vitesse de rotation MT_{23N} .

$$MT_{23} = \sum_{N} MT_{23N} \qquad \text{(III - 10)}$$

Le fait de garder le même niveau de débit moyen garantira que l'amplitude des ondes de pression aura le même ordre de grandeur pour toute la plage fréquentielle et évitera toute opération de post-traitement afin d'obtenir le même niveau de pics dans le domaine fréquentiel comme l'a montré Mahé [108] avec le niveau de débit d'excitation sur le Banc Dynamique. Ceci évite que certaines fréquences soient plus « privilégiées » que d'autres. Ainsi, un débit moyen similaire permettra de caractériser la matrice de transfert en fonction de la charge du moteur, et l'ajout de ce degré de liberté, permettra de mieux capter les phénomènes de pertes ou de frottement qu'un débit moyen introduira à la propagation des ondes de pression.

Il est également important de définir l'influence des transferts thermiques sur la matrice de transfert. Cette dernière sera alors dépendante de la vitesse de rotation, des transferts de chaleur et de la charge du moteur (débit moyen). Le fait d'avoir plusieurs valeurs de débits moyens et de s'intéresser à l'effet qu'apporte ce débit sur les variables dynamiques signifie que l'hypothèse de linéarité est remise en cause. L'acoustique suppose que les amplitudes des fluctuations des variables dynamiques sont indépendantes du débit moyen [51], ce dernier apporte uniquement l'effet Doppler en s'ajoutant sous la forme du nombre de Mach. Ainsi les variables acoustiques sont dites « linéaires ». Pour des grandes fluctuations de pression et de débit, cette théorie devient moins vraie, comme l'ont montré Payri *et al.* [64] et Harrison *et al.* [126], le niveau moyen de débit interagit avec les variables dynamiques, ce qui rend le système prône à des sources de « non-linéarités ». Concrètement, ceci signifie que la matrice de transfert doit être mesurée dans l'environnement « normal » de fonctionnement du système en question afin d'y intégrer au mieux les différents aspects, d'où l'avantage des essais moteurs avec cette méthodologie.

III.2. Caractérisation sous forme de coefficient de réflexion

III.2.1 Mesure sur le Banc Dynamique

III.2.1.1 Effet d'une discontinuité thermique

Cette partie est consacrée à l'étude du rôle des transferts thermiques dans la propagation des ondes de pression. Borel [15] a présenté le concept théorique d'une discontinuité thermique comme étant une discontinuité d'impédance. Il a étudié théoriquement une discontinuité locale bien précise qui sépare deux milieux (amont et aval), chacun ayant des températures différentes pour un débit moyen nul et une condition initiale de repos. Le phénomène de diffusion thermique entre les deux milieux de températures différentes est beaucoup plus lent que celui de propagation de l'onde acoustique. Pour une discontinuité d'impédance, Borel [15] étudie le comportement de l'onde transmise et de celle réfléchie en fonction du rapport d'impédance spécifique entre les deux milieux. Pour un élément de géométrie complexe, comme le RAS, la discontinuité thermique ne peut pas être assimilée à une discontinuité locale ou une rupture d'impédance en un point. Les transferts thermiques prennent place à travers le RAS entier et la diffusion thermique prend la forme d'un gradient thermique évolutif de l'entrée jusqu'à la sortie. Des essais expérimentaux pour mesurer un coefficient de réflexion sont alors nécessaires.

Comme déjà présenté, bien que la méthodologie sur le Banc Dynamique permette de déterminer une matrice de transfert, l'ajout des tubes dans une phase de calibration et de post-traitement est absolument nécessaire pour obtenir un résultat précis pour toute la gamme fréquentielle. L'objectif de cette partie n'est pas de calculer et de valider d'une façon similaire et précise un coefficient de réflexion, mais plutôt de comparer les coefficients de réflexion pour une géométrie donnée, en fonction de l'existence des transferts de chaleur ou pas à travers le RAS. La matrice de transfert a déjà été choisie comme la méthode pour caractériser et ensuite simuler, comme le montrera le chapitre IV, les ondes de pression. La démarche avec le coefficient de réflexion servira uniquement comme une étude complémentaire à la compréhension et la comparaison des phénomènes physiques.

Le RAS n°1 « surfacique » de la Figure 56 est étudié. Il a été utilisé pour déterminer le coefficient de réflexion face à une excitation sur le Banc Dynamique sans et avec échanges de chaleur. Ce RAS a été choisi car sa géométrie, avec les entrées et sorties à 90°, facilitait le montage expérimental. Le schéma donné par la Figure 70 présente le dispositif expérimental sur le Banc Dynamique.

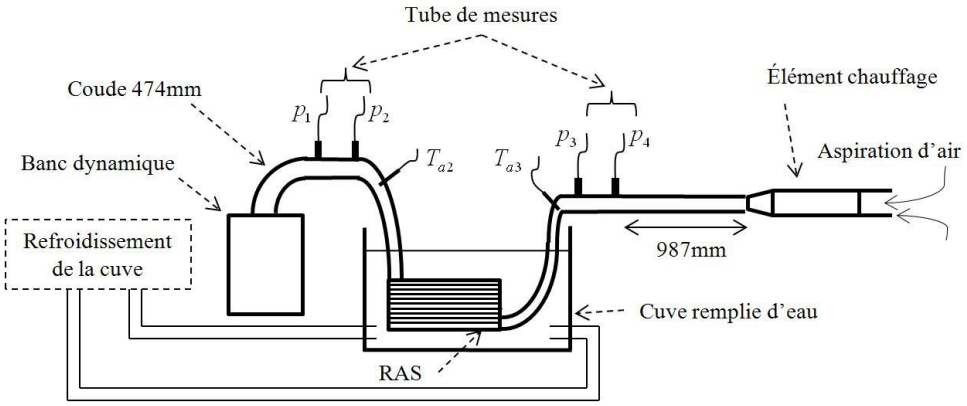

Figure 70 - Montage du RAS n°1 sur le Banc Dynamique pour les mesures du coefficient de réflexion

Le RAS est raccordé d'un côté au Banc Dynamique avec le coude de 474mm et le premier tube de mesure de 185mm. Le conduit amont RAS est utilisé pour faire la connexion avec des pièces d'adaptation. Le RAS entier est immergé dans une cuve remplie d'eau pour favoriser au maximum les transferts de chaleur. C'est une technique pratique pour refroidir le RAS et donc le flux d'air. La température de la cuve d'eau est contrôlée avec une unité de refroidissement indépendante qui peut garder la température de l'eau constante à la valeur désirée. En amont du RAS, le conduit d'entrée est lié à l'aide d'une adaptation au second tube de mesure de 185mm qui lui-même est connecté à un tube droit de longueur de 987mm. Le tube de 987mm est ajouté pour accéder au contenu basses fréquences. A l'entrée du système entier, est installé un élément pour chauffer l'air aspiré. C'est une résistance électrique réglable qui permet d'obtenir la température d'entrée désirée. Les signaux de pression sont enregistrés avec les capteurs de pression instantanée, tandis que la température est enregistrée avec des thermocouples. La Figure 71 montre le dispositif expérimental avec le tube de 987mm intercalé entre la sortie du RAS et l'élément chauffant.

Le maximum de transfert de chaleur possible par le système est imposé afin d'étudier le cas extrême et de comparer les coefficients de réflexion. Le cas extrême donnera une base de comparaison. La température d'entrée est mesurée à côté du capteur de pression 3, comme le montre la Figure 70, elle est notée T_{a3}. La température côté froid est noté T_{a2}, elle est mesurée proche du capteur de pression 2. A l'entrée du RAS, la température maximale possible avec le tube de 987mm était de 130°C. Le maximum de refroidissement à la sortie du RAS est autour de 13°C, au-delà de cette valeur, la condensation devenait beaucoup trop importante et risquait de détériorer la soufflerie (pompe qui aspire l'air) du Banc Dynamique.

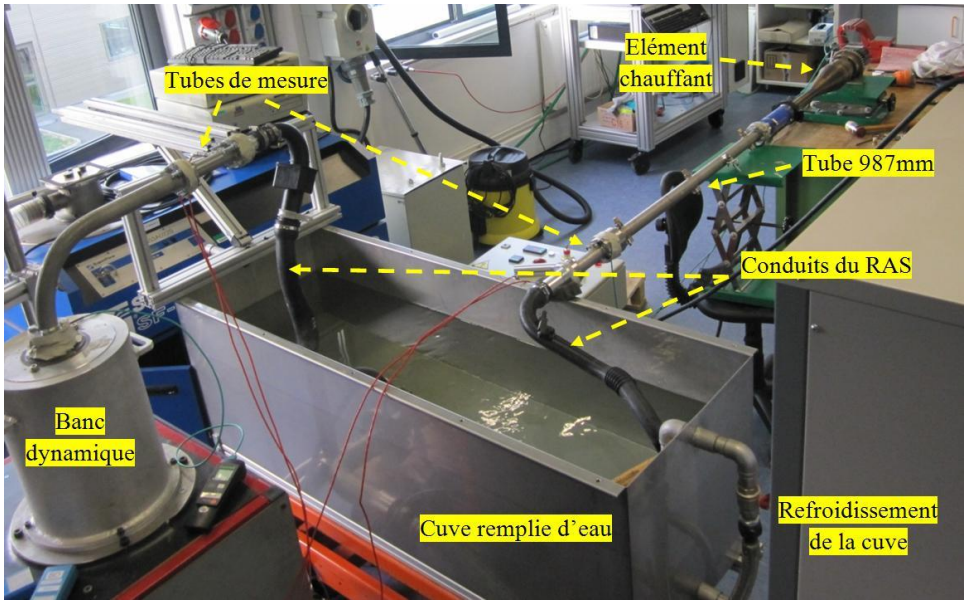

Figure 71 - Montage du RAS n°1 avec ses conduits, le tube de 987mm et l'élément chauffant

Pour les essais, un débit initial de 150kg.h^{-1} est aspiré à travers la ligne entière, l'élément chauffant est ensuite activé et l'évolution des températures et des pertes de charge sont mesurées. Une fois les conditions stabilisées en pression et en température (à l'entrée et à la sortie) atteintes, l'excitation du Banc Dynamique est déclenchée. Pour les essais sans transfert de chaleur, la même géométrie est conservée (montage sans la cuve) et la température est égale à la température ambiante de 20°C.

Le schéma de propagation acoustique 1D en considérant des ondes planes et en négligeant les coudes et la géométrie des conduits amont et aval du RAS est donné par la Figure 72. La source acoustique principale est le Banc Dynamique, la distance entre cette source acoustique et le premier capteur est égale à x_1. Cette distance est composée de la cloche interne du Banc Dynamique (14.5mm), d'une pièce d'adaptation (52.8mm) entre le Banc Dynamique et le coude (474mm) et d'une distance de 45mm qui est la distance entre l'extrémité du tube de mesure et le premier capteur de pression. La distance entre x_1 et x_2 est égale à 95mm (écartement entre les deux capteurs de pression). Une partie de l'onde acoustique est réfléchie sur le RAS et le reste traverse le RAS pour sortir de l'autre côté (côté chaud). La sortie du RAS peut être considérée alors comme étant une source acoustique pour la seconde partie du montage. Cette seconde source étant composée de l'excitation du Banc Dynamique moins la partie réfléchie. La frontière à la sortie du RAS est alors considérée comme l'origine de l'axe des abscisses pour la seconde partie. La distance qui sépare la sortie du RAS au troisième capteur est notée x_3, elle est égale à la longueur du conduit de sortie (conduit chaud) avec les pièces d'adaptation (environ 972mm). La distance entre x_3 et x_4 est égale à 95mm.

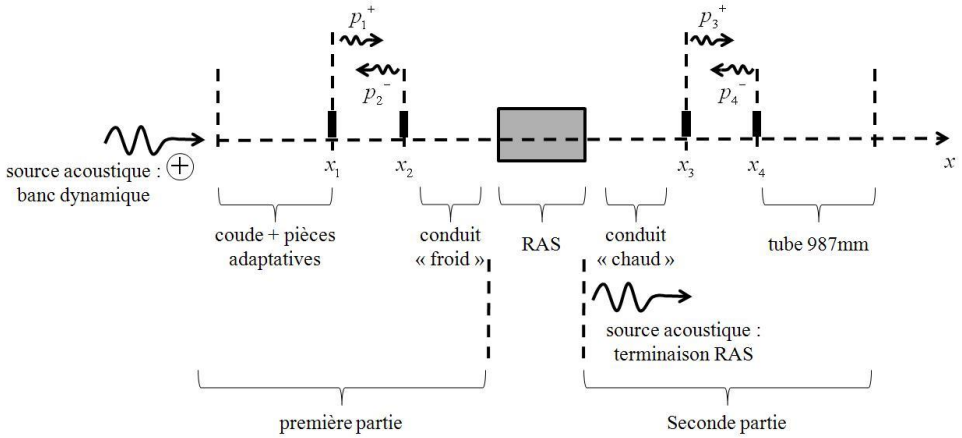

Figure 72 -Schéma de propagation acoustique sur le Banc Dynamique

Les équations de décomposition en ondes directes et rétrogrades sont données par (I - 45) et (I - 46), les équations pour le coefficient d'atténuation visco-thermique et le nombre d'onde complexe sont données respectivement par (I - 28) et (I - 31). Harrison *et al.* [80] remplacent les pressions par leurs auto-spectres respectifs AP , les équations (III - 11), (III - 12), (III - 13) et (III - 14) décrivent finalement la décomposition du système d'onde stationnaire dans la première et la seconde partie de la Figure 72.

$$AP_{11} = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(\beta^+ x_1) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^- x_1) \qquad \text{(III - 11)}$$

$$AP_{22} = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(\beta^+ x_2) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^- x_2) \qquad \text{(III - 12)}$$

$$AP_{33} = \tilde{J}_3(j\omega)\exp(\beta^+ x_3) + \tilde{J}_4(j\omega)\exp(\beta^- x_3) \qquad \text{(III - 13)}$$

$$AP_{44} = \tilde{J}_3(j\omega)\exp(\beta^+ x_4) + \tilde{J}_4(j\omega)\exp(\beta^- x_4) \qquad \text{(III - 14)}$$

Les équations précédentes sont résolues pour déterminer la valeur des amplitudes complexes des ondes directes et rétrogrades. Le système d'onde s'établit avec un débit moyen nul (fermeture de la guillotine du Banc Dynamique à zéro), la valeur du nombre de Mach dans les calculs est alors nulle. Le coefficient de réflexion de la première partie (côté froid) de la Figure 72 est donné par l'équation (III - 15) tandis que le coefficient de réflexion de la seconde partie (côté chaud) est donné par (III - 16). Les températures interviennent dans le calcul des valeurs de la célérité du son qui dépend de la racine carré de la température dans les deux parties.

$$R_{12}(j\omega) = \frac{\tilde{J}_2}{\tilde{J}_1} \qquad \text{(III - 15)}$$

$$R_{34}(j\omega) = \frac{\tilde{J}_4}{\tilde{J}_3} \qquad \text{(III - 16)}$$

A noter que les réponses de pression sur le Banc Dynamique sont trop courtes et non-périodiques, elles ne permettent donc pas une identification avec un bon niveau signal à bruit des coefficients de réflexion. C'est pourquoi un traitement du signal est nécessaire : les réponses de pression enregistrées sur le Banc Dynamique sont filtrées puis normalisées. La normalisation consiste à diviser les signaux de pression par un signal élémentaire (échelon) d'une façon très similaire à la méthodologie de fonction de transfert où le signal de pression est divisé par le débit excitateur (équation (I - 75)). Une fois les signaux normalisés, ils sont ensuite multipliés par un produit de convolution avec un signal répétitif entretenu. Le résultat de ce produit de convolution est ensuite utilisé dans les auto-spectres des équations (III - 11) à (III - 14). Ce traitement de signal ne change pas les caractéristiques des signaux mais permet une amélioration du niveau signal à bruit et de la cohérence et donc du calcul des coefficients de réflexion. La fréquence d'acquisition est de 20 kHz et 16384 points sont utilisés pour calculer la FFT.

L'effet de la discontinuité thermique est alors étudié en mesurant les coefficients de réflexion sans et avec transfert thermique.

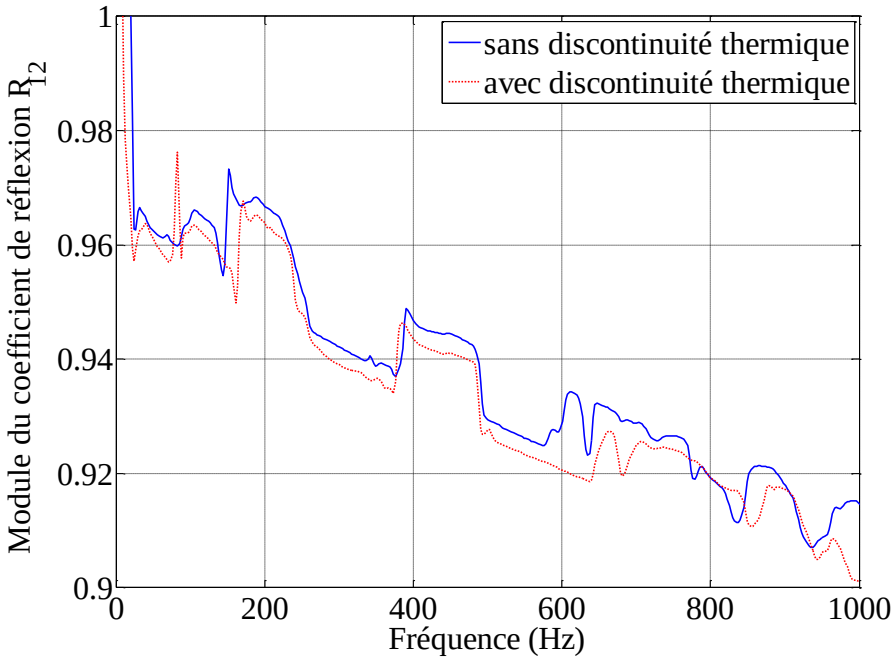

Figure 73 - Coefficient de réflexion R_{12} pour le RAS n°1

Les Figure 73 et Figure 74 présentent respectivement l'évolution des coefficients de réflexion R_{12} et R_{34} pour les deux configurations. Comme déjà mentionné, l'addition de ce tube enrichit la zone basse fréquence en créant des fréquences de résonance additionnelles dans cette zone.

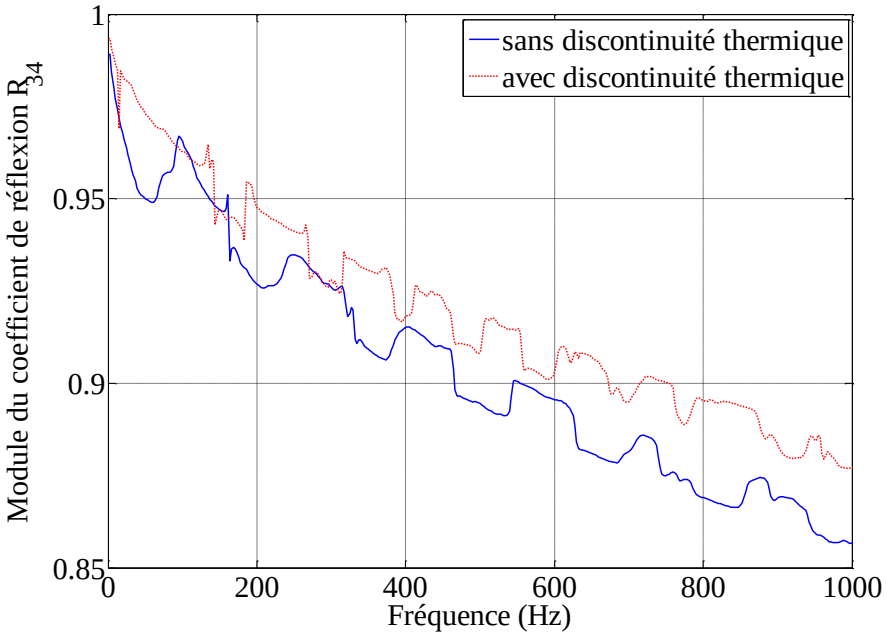

Figure 74 - Coefficient de réflexion R_{34} pour le RAS n°1

Le coefficient R_{12} de la Figure 73 a une valeur plus grande lorsque la discontinuité thermique est présente dans la plupart de la zone fréquentielle représentée. Les valeurs des coefficients de réflexion sont très proches autour de la fréquence de 100Hz. Il en est de même pour le coefficient de réflexion R_{34} représenté par la Figure 74 : ce coefficient est plus important dans le cas où les transferts thermiques sont présents. La présence d'une discontinuité thermique augmente alors le coefficient de réflexion en amont ainsi qu'en aval et ceci à cause de la discontinuité d'impédance qui se produit et qui est due à la modification des impédances caractéristiques des deux milieux amont et aval. La différence entre les coefficients de réflexion en amont du RAS (Figure 74) est plus importante que celle observée en aval (Figure 73). En effet, la température en amont sans échanges thermiques est celle de la température ambiante (autour de 20°C) tandis que dans le cas avec échanges thermiques, elle est égale à 130°C. Pour la mesure en aval, la température est également de 20°C pour les essais sans échanges thermiques et elle est égale à 13°C dans le second cas. La différence de température entre les deux configurations (sans / avec transferts thermiques) est plus importante en amont du RAS, du côté « chaud ». Ceci explique pourquoi les différences dans les coefficients de réflexion sont plus prononcées pour R_{34} qu'elles le sont pour R_{12}.

Ceci étant dit, la différence entre les coefficients de réflexion n'est pas trop importante, spécialement dans la zone fréquentielle qui contient les harmoniques moteurs de second ordre (entre 0 et 300Hz). Finalement, l'effet d'une discontinuité thermique est présent mais semble être « minime ». Par ailleurs, le profil des deux coefficients de réflexion suit une courbe descendante qui commence par 1 pour la fréquence 0Hz et diminue lorsque la fréquence augmente. Ce profil de coefficient de réflexion est caractéristique d'un tube qui débouche à l'atmosphère ou vers une chambre d'expansion de plus grand diamètre. Afin de valider cela le coefficient de réflexion de la chambre d'expansion est calculé, le montage expérimental est donné par la Figure 75 où la chambre d'expansion est installée sur le Banc Dynamique dans la config. 4 du Tableau 9.

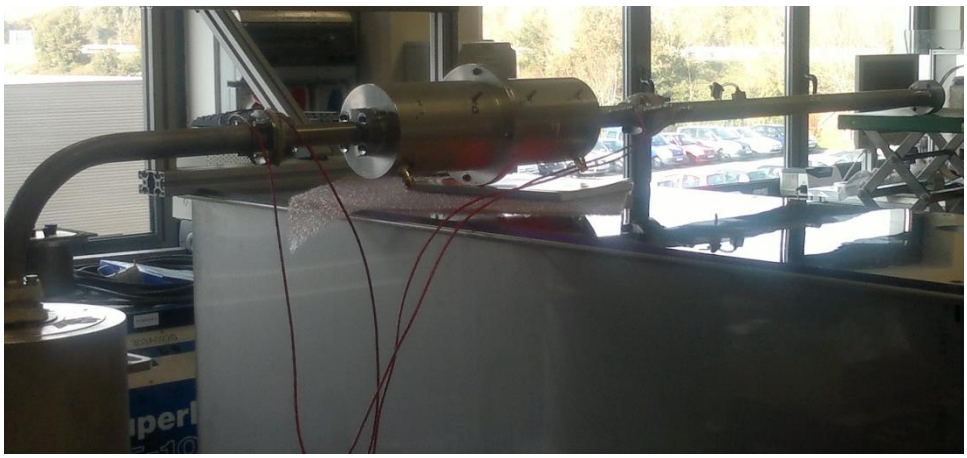

Figure 75 - Chambre d'expansion installée sur le Banc Dynamique (config. 4)

Le schéma de propagation acoustique de la Figure 72 est également utilisé pour calculer les coefficients de réflexion. Ces derniers sont représentés respectivement par la Figure 76 et la Figure 77. On retrouve le profil caractéristique du coefficient de réflexion qui diminue progressivement en fonction de la fréquence.

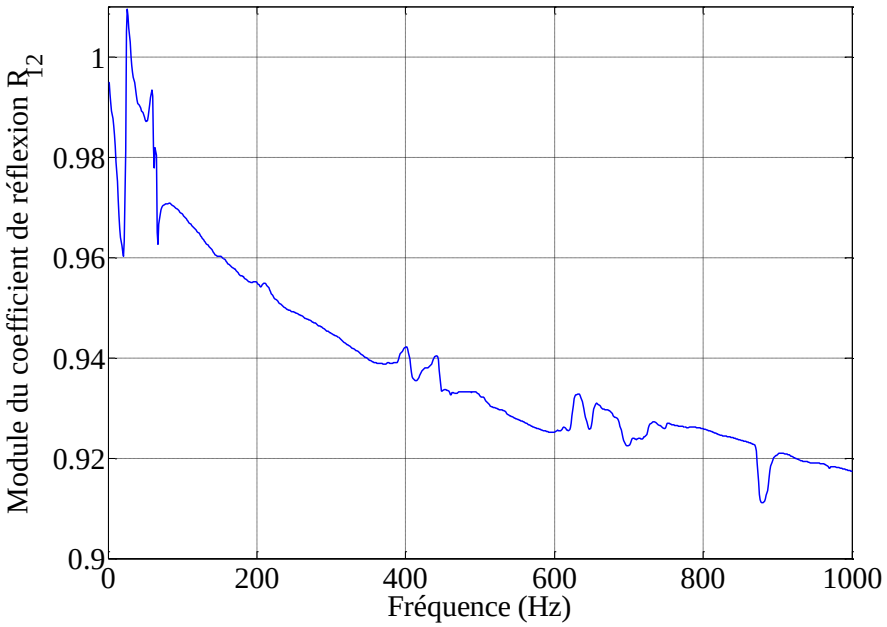

Figure 76 - Coefficient de réflexion R_{12} pour la chambre d'expansion dans la config. 4

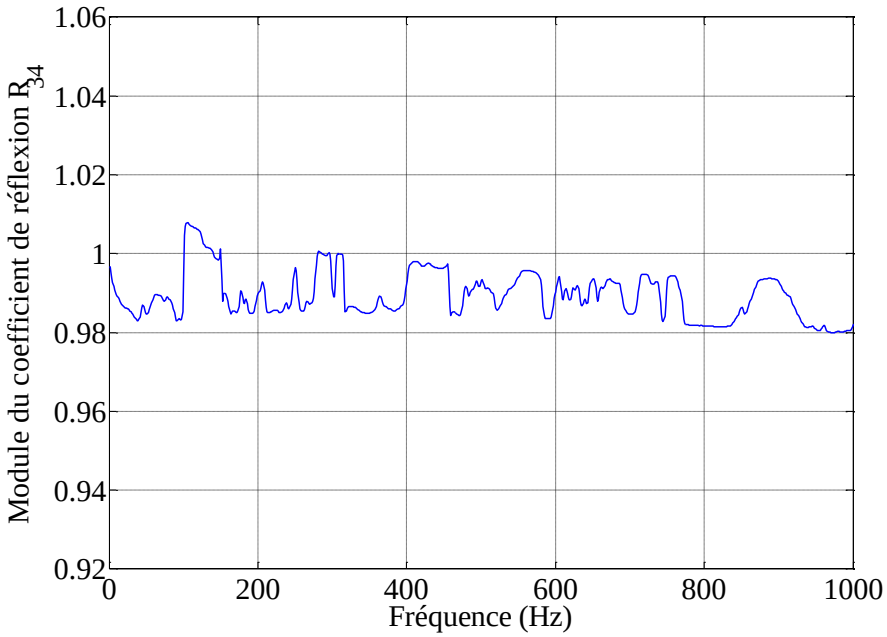

Figure 77 - Coefficient de réflexion R_{34} pour la chambre d'expansion dans la config. 4

Pour la chambre d'expansion, les coefficients de réflexion sont plus importants car la rupture d'impédance est très brusque au niveau du changement de la section (diamètre 30mm pour le tube à un diamètre de 120mm pour le volume).

Il semble alors que la terminaison du RAS se comporte comme une ouverture vers un volume plus grand, ceci suggère que l'effet de la géométrie sur le coefficient de réflexion est plus important que l'effet des transferts thermiques. Ce raisonnement sera repris dans le chapitre IV dans la partie simulation avec la matrice de transfert identifiée sans et avec transferts thermiques. La différence sur les résultats de simulation sera étudiée.

D'autre part les coefficients de réflexion sont assez élevés spécialement avec une discontinuité thermique, ils sont de l'ordre de 0.9. Ceci signifie qu'une grande quantité de l'énergie acoustique se réfléchit sur le RAS pour retourner vers les soupapes et créé alors un premier système d'onde stationnaire entre l'excitation des soupapes et le RAS. Ce système d'onde stationnaire joue un rôle important dans le remplissage du moteur à cause des phénomènes d'onde associé à cette réflexion. La partie en entrée du RAS réfléchit beaucoup les ondes pour les fréquences associées au remplissage moteur et les éléments en amont du RAS n'auront que peu d'impact sur le remplissage d'un point de vue ondes de pression.

III.2.1.2 Effet de la géométrie

L'effet d'une discontinuité thermique a été présenté dans le paragraphe précédent. Le RAS n°1 a servi comme base de comparaison. Afin de comparer l'effet de la géométrie d'un RAS sur le coefficient de réflexion, le même montage doit être utilisé sur le Banc Dynamique (même longueurs en amont et en aval du système). Contrairement au RAS n°2 qui est plus petit et léger, le RAS n°1 n'a pas été installé directement sur le Banc Dynamique, pour des raisons pratiques, le RAS n°1 a toujours été identifié avec ses propres conduits.

Pour illustrer l'effet de la géométrie, le RAS n°3 est utilisé. C'est un RAS à eau ou à refroidissement indirect. Le fluide qui sert au refroidissement n'est pas l'air mais l'eau. Ce genre de RAS présente un volume beaucoup plus réduit et plus compact. Ce RAS est choisi parce qu'il apparait aujourd'hui sur plusieurs architecture moteur.

Le RAS n°2 et le RAS n°3 seront comparés. Les deux sont installés sur le Banc Dynamique avec une pièce d'adaptation (52.8mm), le coude (474mm) et le tube de mesure (185mm) entre le RAS et le banc. De l'autre côté, des pièces d'adaptation sont utilisées pour connecter les RAS au second tube de mesure (185mm) et au tube de 987mm. On retrouve alors le même schéma que celui donné par la Figure 72 sans la présence des conduits en plastique amont et aval des systèmes. La même configuration géométrique pour les deux RAS permet alors de comparer leurs géométries respectives à travers une mesure des coefficients de réflexion. La Figure 78 montre le montage expérimental pour le RAS à eau.

Le coefficient de réflexion R_{12} est représenté par la Figure 79 pour les deux RAS. Les valeurs de R_{12} sont très proches même avec la différence de géométrie entre les deux RAS. Dans certaines zones, le RAS n°3 présente un coefficient de réflexion légèrement plus grand en le comparant au RAS n°2, cependant les valeurs des coefficients de réflexion restent proches.

Ceci suggère que la forme et la constitution interne des RAS à peu d'influence sur le comportement des ondes de pression car avec deux géométries très différentes de RAS des valeurs des coefficients de réflexion très proches sont obtenus. Les deux RAS présentent des coefficients de réflexion assez élevés pour les basses fréquences. Dans la zone fréquentielle relative au remplissage moteur, la géométrie se comporte comme un tube qui s'ouvre vers une chambre d'expansion. En effet, un changement brusque de section entrainera une discontinuité d'impédance et donc un coefficient de réflexion élevé comme le montre la Figure 76.

CONFIDENTIEL

Figure 78 - RAS n°3 sur le Banc Dynamique

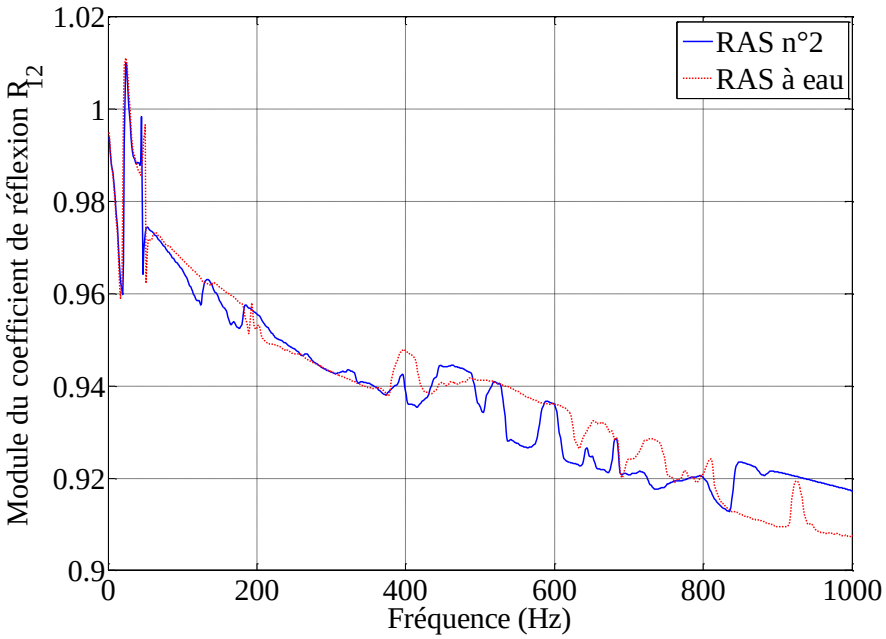

Figure 79 - Coefficient de réflexion R_{12} pour le RAS n°2 et le RAS à eau

Ce qui compte alors c'est le fait que le volume interne des RAS est plus grand que celui des tubes de connections, ce saut de section est responsable des valeurs élevées du coefficient de réflexion.

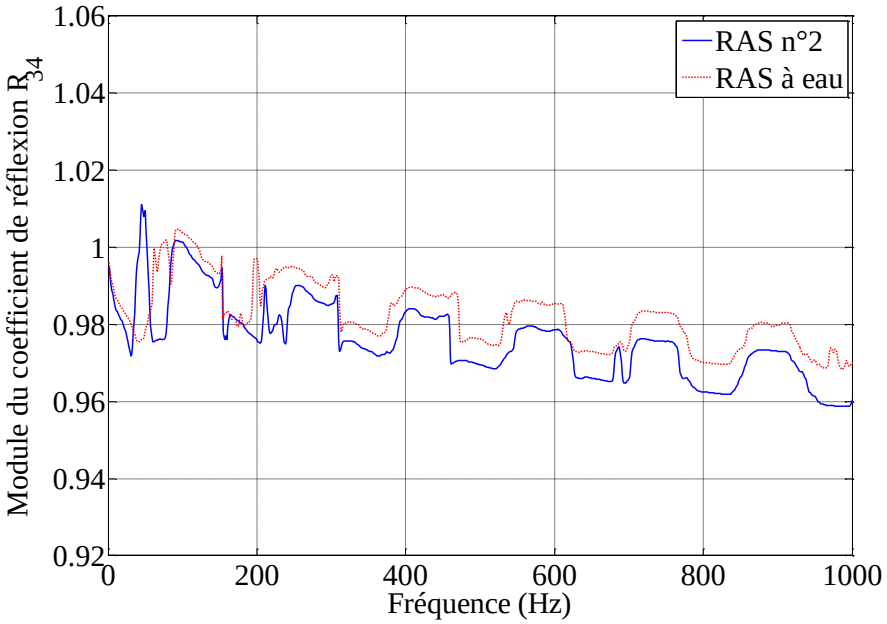

Figure 80 - Coefficient de réflexion R_{34} pour le RAS n°2 et le RAS à eau

Pour les hautes fréquences, le coefficient de réflexion est beaucoup plus faible mais reste proche pour les deux géométries, ce qui signifie que les ondes de pression hautes fréquences responsables du bruit de bouche traverseront les RAS mais les ondes basses fréquences à grandes énergie responsables pour le remplissage moteur seront réfléchies en grande partie.

La Figure 80 représente le coefficient de réflexion R_{34} pour les deux systèmes. Le coefficient de réflexion en amont du RAS n°3 est également très proche de celui du RAS n°2 avec des valeurs légèrement plus importantes surtout pour les fréquences supérieures à 150 Hz. Ceci est du au fait que le RAS n°3 se comporte plus comme un volume compact tandis que le RAS n°2 possède une forme géométrique plus « longitudinale ». Cette forme permet de transmettre un peu plus d'ondes de pression tandis qu'un volume va plutôt « amortir » les pulsations et les empêcher de se propager.

III.2.2 Mesure sur le banc moteur entrainé

Après avoir mesuré sur le Banc Dynamique un coefficient de réflexion élevé dans la zone fréquentielle relative aux phénomènes d'ondes de remplissage moteur, l'objectif de cette partie est de vérifier les mesures des coefficients de réflexion sur un moteur. Le coefficient de réflexion élevé validera que la distance entre le RAS et les soupapes joue un rôle dans le remplissage acoustique d'un moteur suralimenté. Pour les moteurs suralimentés, le contrôle du niveau de pression en amont de la soupape est obtenu en adaptant le fonctionnement de la turbine. Ces moteurs sont parfois considérés comme étant moins sensibles aux effets d'ondes de pression et de remplissage acoustique [143] [144] où le niveau de surpression est essentiellement produit par le compresseur. Bien que ce raisonnement soit correct pour des points de fonctionnement à

pleine charge et grandes vitesses de rotation, les moteurs « downsizés » suralimentés souffrent très souvent d'un manque de couple à bas régime. Pour le conducteur, ceci se traduit par un manque de dynamique conduite et une augmentation de la consommation pendant les transitoires et pour les faibles vitesses de rotation. Watson [145] et Sato *et al.* [146] ont démontré qu'il était possible de calibrer la ligne d'admission d'un moteur Diesel suralimenté pour obtenir des accords acoustiques et bénéficier d'un gain de remplissage. Pour cela, il est nécessaire de déterminer le lieu de réflexion des ondes de pression provenant des soupapes et ensuite choisir la bonne distance entre ce point de réflexion et les soupapes afin d'obtenir un maximum de pression autour du PMH juste avant la fermeture de la soupape d'admission. Comme la gamme de régime moteur visée pour être améliorée sur un moteur Diesel suralimenté est essentiellement à bas régime (où la pression de suralimentation est très faible), il n'est donc pas pratique de considérer la réflexion à l'intersection des conduits primaires et du répartiteur d'admission. L'accord acoustique avec cette réflexion nécessitera des conduits primaires beaucoup trop longs. Les mesures de coefficients de réflexion avec le Banc Dynamique ont validé que la seconde réflexion existe au niveau du RAS. L'effet de la longueur entre le RAS et le répartiteur est alors un paramètre important.

III.2.2.1 Description du dispositif expérimental

Le banc moteur entrainé est d'un moteur Diesel 1.5L suralimenté (raccordé à un moteur électrique) et fonctionnant ici sans combustion au laboratoire thermodynamique chez Mann+Hummel France. Le moteur 4 cylindres à 8 soupapes a un rapport de compression de 18.8 :1 et joue alors le rôle d'un générateur de pulsations. Afin de garantir les bonnes conditions d'admission en termes de pression et de températures mais aussi des conditions expérimentales similaires à la réalité, le turbocompresseur doit être opérationnel. Comme le moteur fonctionne sans combustion, il n'est donc pas possible de faire fonctionner le turbocompresseur d'une façon « normale » avec les gaz d'échappement. Un banc d'écoulement équipé d'un réchauffeur d'air assure la pression et la température à l'entrée turbine nécessaires pour produire la pression de suralimentation désirée à l'admission.

L'objectif de ce dispositif expérimental (voir Figure 81) est de mesurer un coefficient de réflexion entre le RAS et les soupapes mais aussi de mesurer la pression d'admission (dans le répartiteur) en fonction des longueurs amont et aval RAS. Le RAS n°2 et le RAS n°3 ont été testés sur ce moteur entrainé.

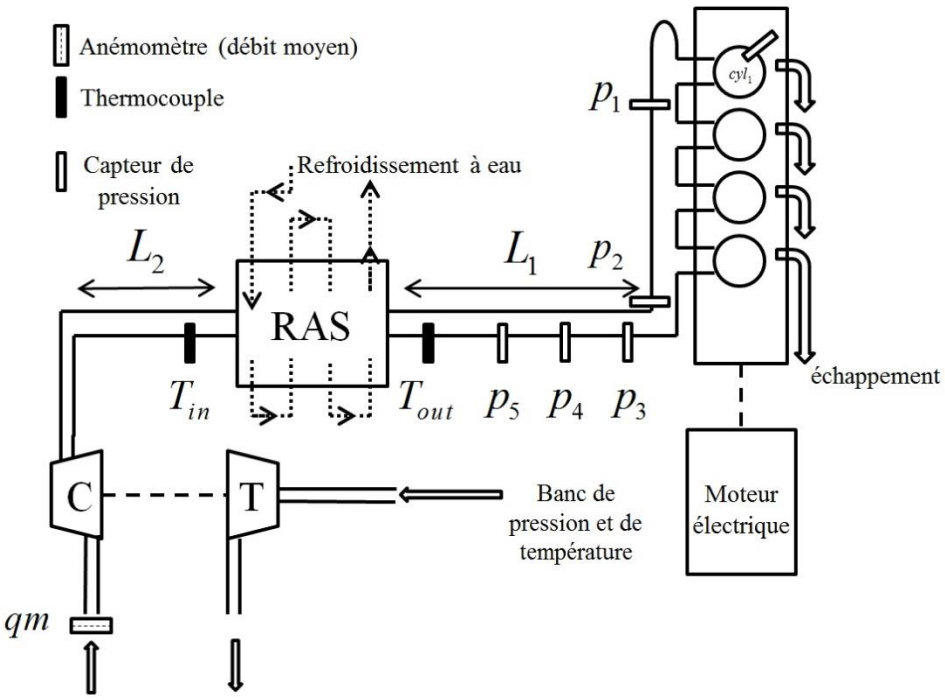

Figure 81 - schéma du montage sur le banc moteur entrainé

Le répartiteur du moteur est conservé. Sa géométrie est particulière car il est constitué d'éléments tubulaires de petit diamètre. La ligne d'admission a été modifiée à partir de l'interface avec le répartiteur. Des tubes interchangeables ont été construits, ils permettent de changer la longueur entre le RAS et le répartiteur mais aussi entre le RAS et le compresseur. L_1 désigne la première longueur (côté froid) tandis que la seconde longueur est notée L_2. Des capteurs de pression Kistler piezo-résistifs type 4043A2 et 4043A5 ont été installés sur la ligne d'admission. Les tubes ont un diamètre interne fixe à $D = 28mm$. Ce diamètre relativement réduit a été choisi afin d'augmenter l'énergie acoustique des ondes de pression lors de cette étude sur les accords acoustiques. Deux capteurs de pression sont installés dans le répartiteur afin d'enregistrer les variations de la pression en amont des soupapes. Trois capteurs sont installés entre le RAS et le répartiteur, la distance entre les capteurs 3 et 4 est égale à 125mm tandis que celle entre les capteurs 4 et 5 est égale à 95mm. La combinaison de ces trois capteurs sera utilisée pour mesurer le coefficient de réflexion. Le banc d'écoulement avec le réchauffeur d'air alimente l'entrée de la turbine en air chaud sous pression avec une température autour de 220°C. La température et la pression d'entrée turbine ont été pilotée « manuellement » afin d'obtenir la pression de suralimentation désirée, fixe pour toutes les configurations. La cartographie de pression de suralimentation en fonction du régime moteur est donnée par le Tableau 10. Ceci revient à maintenir alors la même pression de suralimentation quel que soit la géométrie d'admission. Ainsi seuls les effets dynamiques de pression sont étudiés.

N (tr.min^{-1})	1000	1250	1500	1750	2000	2250	2500	2750	3000	3250	3500
$p_{2,a}$ (bar)	1.07	1.504	1.957	2.207	2.48	2.567	2.6	2.59	2.59	2.58	2.57

Tableau 10 - Pression de suralimentation en fonction de la vitesse de rotation sur le banc moteur entrainé

Pour éliminer les effets liés à la température qui pourraient exister, les deux RAS ont été refroidis d'une façon à maintenir la même température de sortie $T_{out} \simeq 20°C$. La température d'entrée RAS est notée T_{in}. Le contrôle de la température est effectué en contrôlant le débit du système de refroidissement du RAS. Pour le RAS n°2, l'eau a été utilisée (des buses projettent de l'eau directement sur le RAS pour favoriser les échanges thermiques). Un débitmètre situé en amont du compresseur enregistre la masse d'air admise par le système. Le premier cylindre du moteur est instrumenté avec un capteur de pression instantané Kistler type 601 installé à la place de l'injecteur. Un codeur installé sur le vilebrequin permet d'obtenir des signaux de pression précis en fonction de l'angle moteur.

La première étape consiste à étudier l'influence de la longueur entre le RAS et le répartiteur sur le remplissage, donc en changeant la longueur L_1 tout en conservant la longueur L_2 fixe à 0.9m. Les longueurs suivantes ont été testées : 0.9m, 1.3m, 1.5m, 1.6m, 1.7m, 1.9m et 2.9m. Pour le RAS n°3 une configuration additionnelle est testée, celle du RAS installé le plus proche du répartiteur avec une distance $L_1 = 0.2m$, et ce afin de reproduire la configuration d'un RAS à eau intégré au répartiteur d'admission. Un tel design est avantageux avec le RAS à eau d'un point de vue encombrement. Pour chaque longueur, la pression dans le répartiteur est enregistrée afin d'identifier la longueur qui permet d'obtenir le maximum d'amplitude de pression juste avant la fermeture de la soupape d'admission. La Figure 82 présente le montage du RAS n°2 avec $L_1 = 1.5m$ tandis que la Figure 83 donne le montage pour le RAS à eau avec $L_1 = 2.9m$. Le montage avec le RAS le plus proche est représenté par la Figure 84. Pour cette configuration, il n'était pas possible d'installer les trois capteurs de pression entre le RAS et le répartiteur. Par ailleurs, un tuyau souple a assuré la connexion avec le compresseur car le montage avec les conduits rigides n'était pas possible.

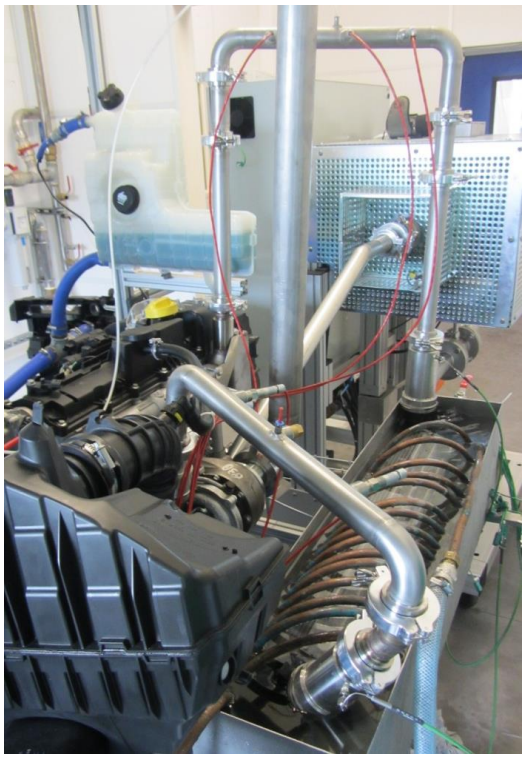

Figure 82 - RAS n°2 sur le banc moteur entrainé avec $L_1 = 1.5m$ **et** $L_2 = 0.9m$

CONFIDENTIEL

Figure 83 - RAS à eau sur le banc moteur entrainé avec $L_1 = 2.9m$ **et** $L_2 = 0.9m$

Une vitesse de rotation a été choisie comme référence, c'est la vitesse de 1250 tr.min^{-1}. La longueur L_1 qui donnait le maximum d'amplitude de pression pour cette vitesse sera la longueur dite « optimale » pour les accords acoustiques à cette vitesse de rotation. Cette vitesse de rotation a été choisie car elle correspond à une vitesse de rotation où la pression de suralimentation n'est pas assez importante. Un gain en remplissage pour cette vitesse de rotation pourra se traduire par un gain en couple bas régime et un meilleur comportement transitoire.

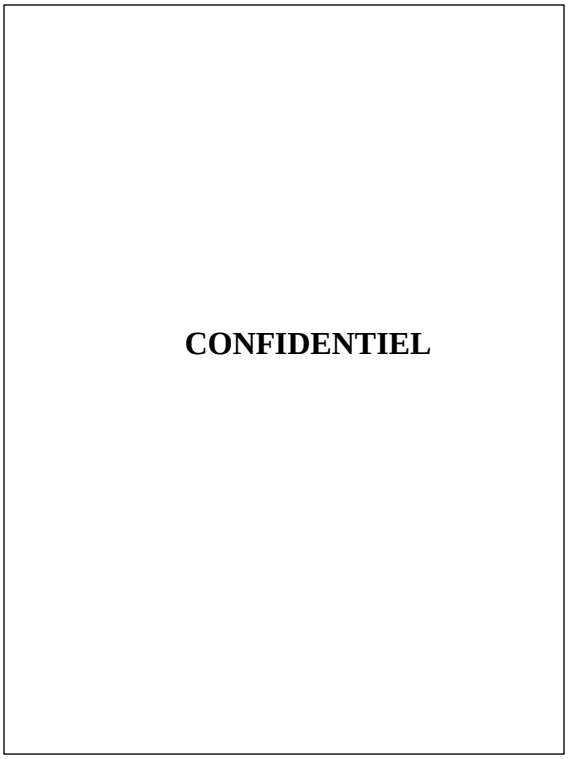

Figure 84 - RAS à eau sur le banc moteur entrainé avec $L_1 = 0.2m$ et $L_2 = 0.9m$

Une fois la longueur optimale L_1 déterminée (pour 1250 tr.min^{-1}), celle-ci reste fixe et l'influence de la longueur L_2 sur la pression d'admission dans le répartiteur est ensuite étudiée. Les mêmes combinaisons de longueur que pour L_1 sont effectuées.

III.2.2.2 Calculs et résultats

Le signal de pression p_2 dans le répartiteur d'admission est enregistré en fonction de l'angle vilebrequin pour les différentes longueurs de L_1 en gardant L_2 fixe à 0.9m dans un premier temps. Pour la vitesse de rotation de 1250 tr.min^{-1}, une longueur de 1.5m entre le RAS n°2 et le répartiteur permet d'obtenir les amplitudes de pression les plus élevées comme le montre la Figure 85 qui compare les signaux de pression dynamique pour 0.9m, 1.5m et 2.9m. L'amplitude de pression devient plus petite lorsque l'accord acoustique est perdu. Donc une condition de pression maximale existe en amont des soupapes d'admission lors de la fermeture des soupapes. La Figure 86 représente la surface effective de passage de la soupape d'admission en fonction de l'angle vilebrequin.

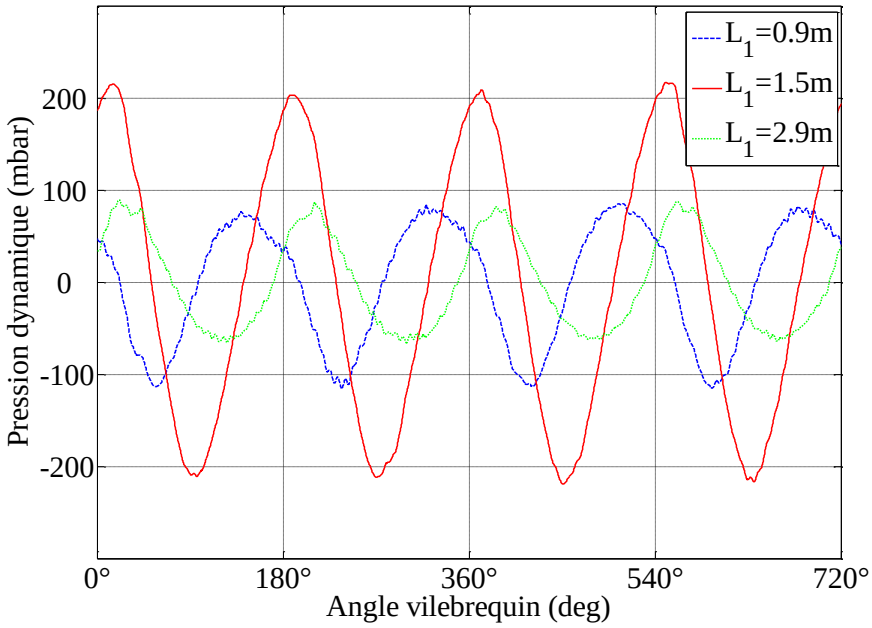

Figure 85 - Effet de variation de L_1 à 1250 tr.min^{-1} pour le RAS n°2 avec $L_2 = 0.9m$

Un gain de remplissage grâce aux accords acoustiques est obtenu lorsque qu'un maximum de pression est enregistré lors de la fermeture de la soupape d'admission (angle vibrequin autour de 540°) [11] [123] [147]. En se basant sur ce raisonnement, L_1 optimale est égale à 1.5m pour le RAS n°2 avec une vitesse de rotation de 1250 tr.min^{-1}.

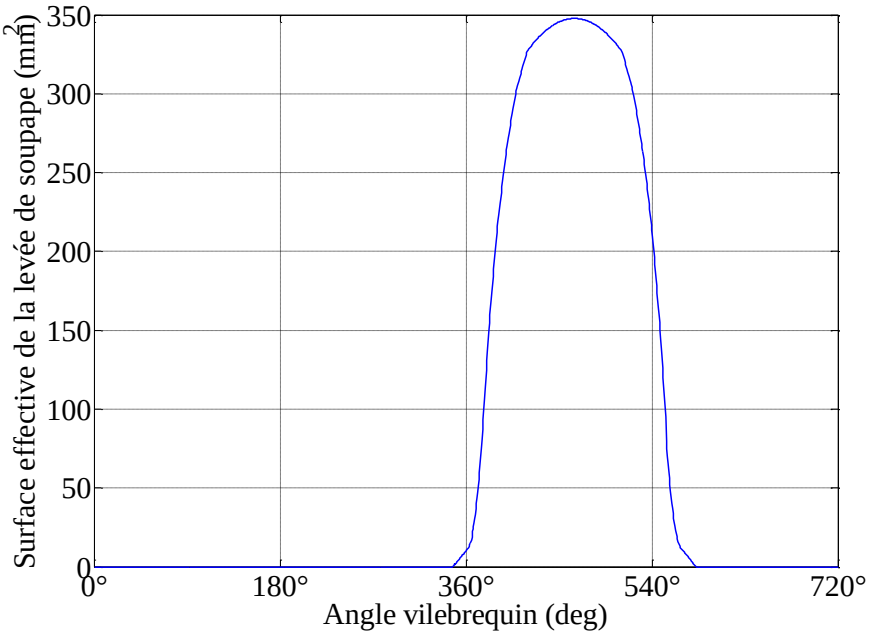

Figure 86 - Surface effective de passage de la soupape d'admission

Dans le cas du RAS à eau, les mêmes essais expérimentaux ont été réalisés. La Figure 87 représente les signaux de pression en fonction de la longueur L_1 à 1250 tr.min^{-1}.

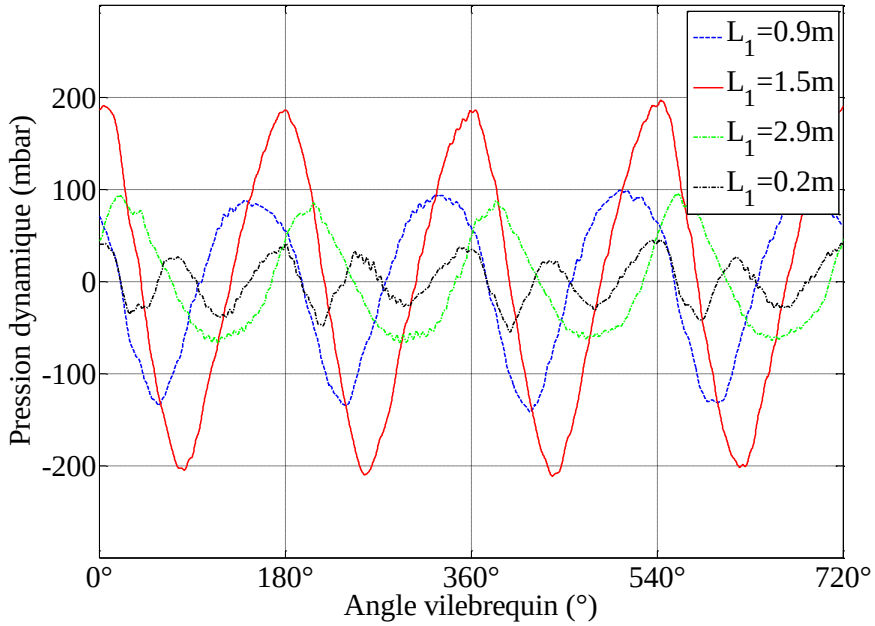

Figure 87 - Effet de variation de L_1 à 1250 tr.min^{-1} pour le RAS n°3 avec $L_2 = 0.9m$

La longueur $L_1 = 1.5m$ est également la longueur optimale qui donne le maximum de pression à 1250 tr. min^{-1} pour le RAS n°3. Les autres longueurs (plus courtes et plus longues) détériorent le maximum de pression pour cette vitesse de rotation, particulièrement la longueur de 0.2m qui représente la configuration d'un RAS intégré au répartiteur. En diminuant trop la longueur, les accords acoustiques sont décalés vers les grandes vitesses de rotation. Pour montrer cet effet, la Figure 88 représente les fluctuations dynamiques de pression pour le RAS n°2 enregistrées pour la vitesse de rotation de 2000 tr.min^{-1}, et ceci pour L_1 égale à 0.9m et 1.5m (L_2 est maintenue à 0.9m). Pour cette vitesse de rotation, l'accord acoustique correspond à une longueur plus courte (celle de 0.9m au lieu de 1.5m). La Figure 89 montre le même phénomène pour le RAS n°3 cette fois-ci. Les amplitudes maximales pour le RAS n°3 correspondent également à la longueur de 0.9m, sachant que le niveau d'amplitude maximale pour cette vitesse de rotation n'est pas le même pour les deux RAS (les amplitudes de pression dans le cas du RAS n°2 sont légèrement plus importantes). Les Figure 88 et Figure 89 montrent que l'accord acoustique est toujours possible pour les grandes vitesses de rotation, même avec une pression de suralimentation. Cependant, il n'y a pas beaucoup d'intérêt à faire de l'accord acoustique pour les grandes vitesses de rotation car le niveau de surpression nécessaire sera fourni par le compresseur. L'effet des longueurs entre le RAS et le répartiteur sera encore étudié sur un moteur avec combustion pour toute la plage de régime dans le Chapitre IV.

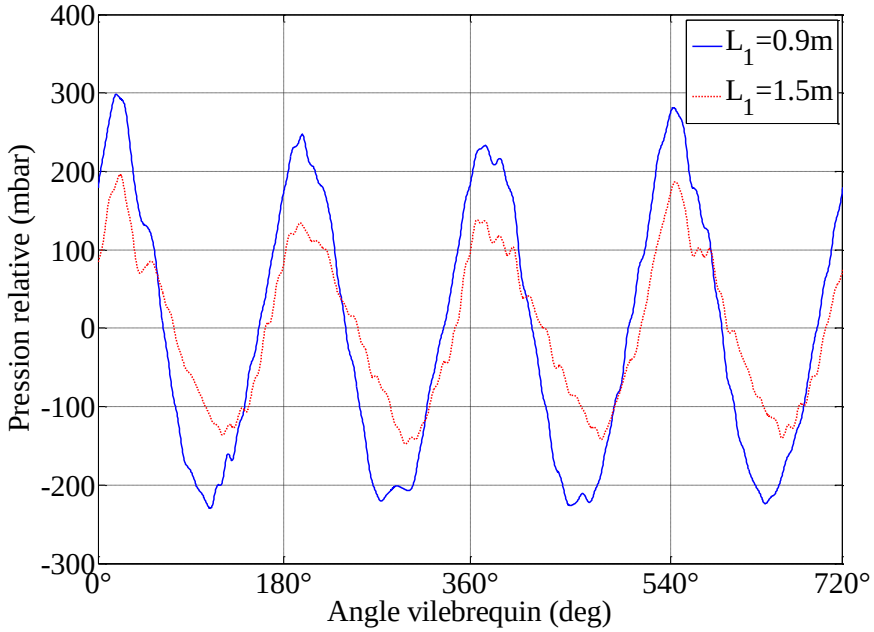

Figure 88 - Effet de variation de L_1 à 2000 tr.min^{-1} pour le RAS n°2 avec $L_2 = 0.9m$

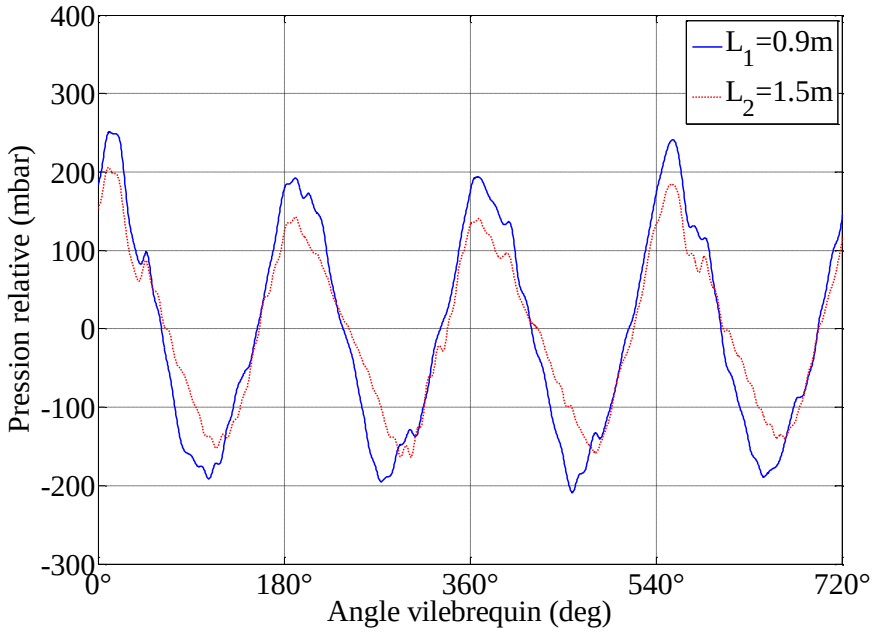

Figure 89 - Effet de variation de L_1 à 2000 tr.min^{-1} pour le RAS n°3 avec $L_2 = 0.9m$

En ce qui concerne la longueur dite «optimale » d'un point de vue accord acoustique à 1250 tr.min^{-1}, la phase et l'amplitude de pression pour les deux RAS sont très similaires (Figure 85 et Figure 87). La même longueur optimale de 1.5m est obtenue pour les deux RAS à 1250 tr.min^{-1}. Une amplitude maximale autour de 200 mbar est enregistrée pour la pression dynamique pour les

deux RAS (elle est un peu plus importante pour le RAS n°2). Le fait que les signaux dynamiques de pression soient similaires, signifie que les deux RAS présentent un comportement dynamique très semblable. Ce qui valide les coefficients de réflexion calculés sur le Banc Dynamique dont les valeurs étaient proches dans la zone 0-300 Hz.

Pour cette longueur optimale de 1.5m à 1250 tr.min^{-1}, trois longueurs de L_2 ont été testées : 0.9m, 1.5m et 2.9m pour la vitesse de 1250 tr.min^{-1} uniquement pour le RAS n°2. Les deux RAS présentant un comportement dynamique identique. La Figure 90 montre l'effet de la variation de L_2 sur la pression p_2 à 1250 tr.min^{-1}.

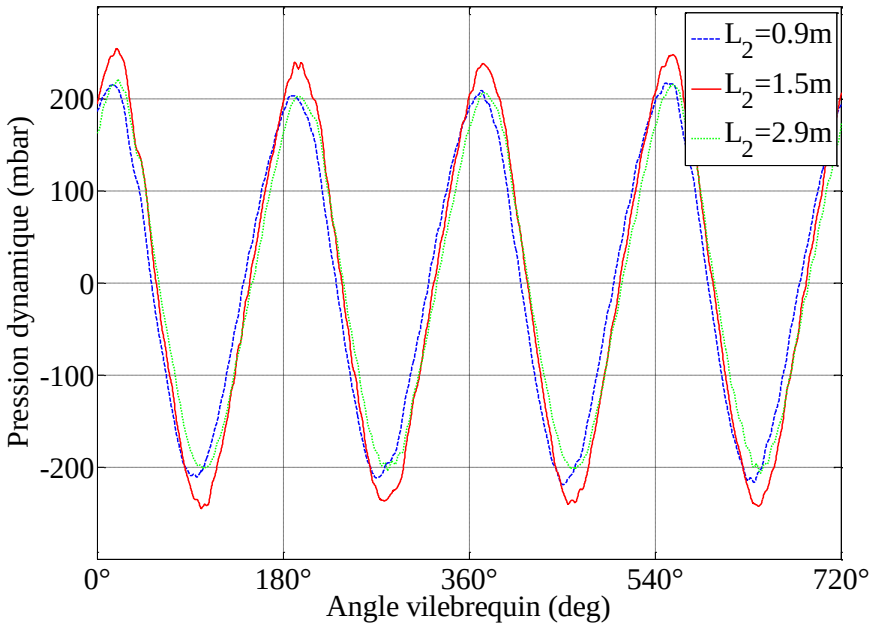

Figure 90 - Effet de variation de L_2 à 1250 tr.min^{-1} pour le RAS n°2 avec $L_1 = 1.5m$

L'effet de la longueur entre le compresseur et le RAS sur la pression dynamique à l'admission est minime. Ceci indique de nouveau que le coefficient de réflexion est assez important en aval du RAS et qu'une petite partie des ondes de pression qui proviennent des soupapes traverse le RAS.

Le coefficient de réflexion est calculé à l'admission, entre le RAS et les soupapes au niveau du capteur 3. La Figure 91 présente le schéma de propagation acoustique.

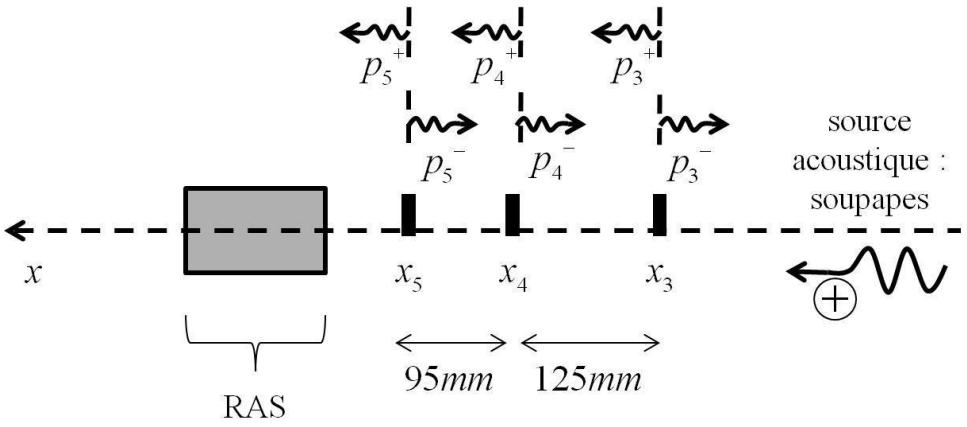

Figure 91 - Schéma de propagation acoustique sur le banc moteur entrainé

L'abscisse x_3 est choisie comme l'origine des espaces pour le domaine de propagation acoustique. Le coefficient de réflexion est calculé en ce point. Les équations de décomposition des ondes acoustiques en ondes directes et rétrogrades sont données par (III - 17), (III - 18) et (III - 19).

$$AP_{33} = \tilde{J}_1(j\omega) + \tilde{J}_2(j\omega) \qquad \text{(III - 17)}$$

$$AP_{44} = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(-\beta^+(x_4 - x_3)) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^-(x_4 - x_3)) \qquad \text{(III - 18)}$$

$$AP_{55} = \tilde{J}_1(j\omega)\exp(-\beta^+(x_5 - x_3)) + \tilde{J}_2(j\omega)\exp(\beta^-(x_5 - x_3)) \qquad \text{(III - 19)}$$

Le coefficient d'atténuation visco-thermique est donné par (I - 28) et le nombre d'onde complexe choisi par Harrison *et al.* [80] est adopté. Il est donné par l'équation (III - 20).

$$\beta^{\mp} = \frac{k_0 + (1-i)\alpha}{1 \pm M} \qquad \text{(III - 20)}$$

Le nombre de Mach est calculé à partir de la mesure de débit moyen qm, de la température T_{out} de sortie RAS et de la pression moyenne de suralimentation p_{2a}. Sa valeur est donnée par l'équation (III - 21).

$$M = \sqrt{\frac{r T_{out}}{\gamma}} \frac{4 q_m}{p_{2a} \pi D^2} \qquad \text{(III - 21)}$$

Ceci permet d'inclure les effets d'un débit moyen sur la valeur du coefficient de réflexion. Les trois capteurs de pression, utilisés par paire, servent à calculer le coefficient de réflexion. Le moteur est entrainé avec des vitesses de rotation allant de 1000 tr.min^{-1} jusqu'à 3300 tr.min^{-1} avec des pas de 100 tr.min^{-1}. Pour chaque vitesse de rotation, les signaux de pression sont

enregistrés avec une fréquence d'acquisition de 25.6 kHz. Cette plage de régime a été étudiée avec la longueur L_1 dite optimale et qui vaut 1.5m. Pour chaque vitesse de rotation les trois paires de capteurs 3 et 4, 3 et 5, 4 et 5, sont utilisées pour déterminer respectivement les coefficient de réflexion R_{34}, R_{35} et R_{45} . Chacun de ces coefficients de réflexion est alors associé à une paire de capteurs. Le moteur est alors utilisé comme source d'excitation et toute la plage fréquentielle est étudiée avec le balayage des régimes moteurs correspondants. Une fois les coefficients de réflexion R_{34}, R_{35} et R_{45} calculés, les valeurs des coefficients dont les signaux de pression ne permettent pas de satisfaire une cohérence égale à 1 sont éliminées. Donc pour chaque vitesse de rotation N , trois coefficients de réflexion sont calculés. Un total de trois coefficients de réflexion est obtenu pour chaque régime. Les trois coefficients de réflexion doivent théoriquement être égaux parce qu'ils ne dépendent que de la géométrie du RAS. En pratique, les trois paires de capteurs sont utilisées afin de couvrir la plus grande bande fréquentielle. Soit R_N le coefficient de réflexion pour chaque vitesse de rotation. Après élimination des valeurs ne validant pas une cohérence entre les pressions égale à 1, la valeur finale de R_N est donnée par l'équation (III - 22) en moyennant les 3 mesures.

$$R_N(j\omega) = \frac{R_{34} + R_{35} + R_{45}}{3} \qquad \text{(III - 22)}$$

La Figure 92 représente les valeurs du coefficient de réflexion énergétique calculé avec l'équation (I - 63), l'utilisation de ce coefficient de réflexion énergétique est plus directe parce qu'il intègre le nombre de Mach.

Les coefficients de réflexion des fréquences correspondantes aux harmoniques moteurs du second ordre sont uniquement représentés dans la Figure 92. Et ceci parce que la cohérence entre les trois signaux de pression, calculée à partir de l'équation (I - 47), était égale à 1 seulement pour ces fréquences. Ce qui est normal car le contenu fréquentiel des signaux est concentré principalement sur les harmoniques de second ordre. Pour les autres harmoniques, la cohérence était moins bonne et les signaux ne pouvaient pas être utilisés pour un calcul fiable du coefficient de réflexion. Cela aurait nécessité une calibration croisée des signaux de pression et le résultat n'aura pas apporté plus de compréhension sur l'influence des ondes de pression sur le remplissage moteur.

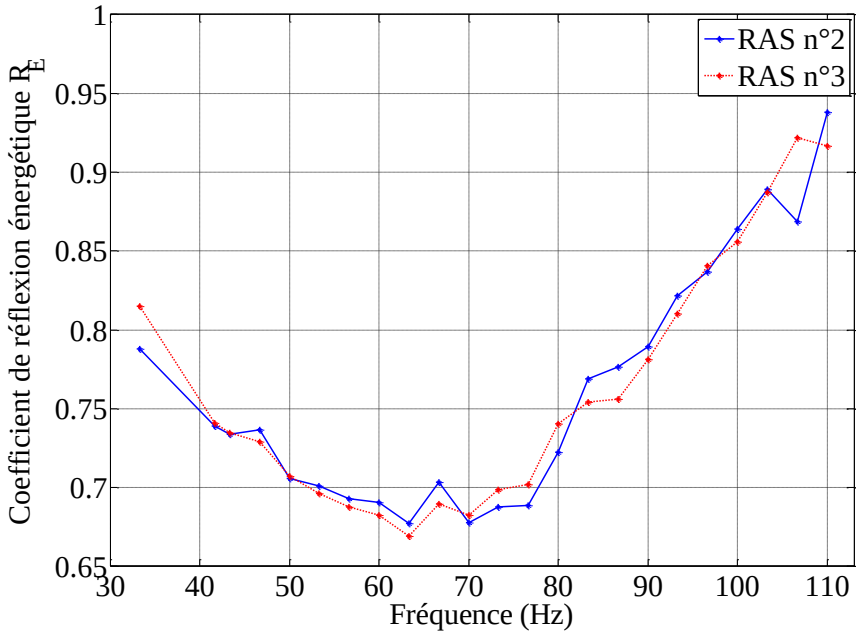

Figure 92 - Coefficient de réflexion énergétique pour les deux RAS mesuré sur le banc moteur entrainé

Les deux RAS présentent un coefficient de réflexion énergétique très similaire, donc un comportement dynamique face aux ondes de pressions semblable. Ceci était visible à partir des signaux de pression dynamique enregistrés avec les différentes longueurs : les deux RAS ont donné la même longueur optimale avec la même amplitude et phasage des signaux.

Une chambre d'expansion et trois RAS ont été caractérisés avec la méthodologie de matrice de transfert. Concrètement, ceci est effectué en utilisant deux tubes dont la matrice de transfert a été déterminée auparavant (Chapitre II). Deux types d'excitation ont été présentés pour la mesure de la matrice de transfert : la première est celle du Banc Dynamique et nécessite un enrichissement de la plage fréquentielle afin d'obtenir une matrice précise pour toute la gamme fréquentielle. La seconde source d'excitation consiste à utiliser le moteur, en mesurant la matrice directement à l'admission. La validation des différentes matrices de transfert sera présentée dans le Chapitre IV suite à des mesures expérimentales sur un banc moteur avec combustion et des simulations fréquentielles-temporelles couplées.

L'effet des échanges thermiques ainsi que l'effet de la géométrie sur la propagation des ondes de pression ont été étudiés sur le Banc Dynamique avec la notion du coefficient de réflexion. Le transfert thermique à travers le RAS donne naissance à une discontinuité thermique et une légère augmentation du coefficient de réflexion. L'effet de cette augmentation du coefficient de réflexion sera étudié dans le chapitre IV d'un point de vue simulation moteur en couplant les matrices de transfert à un code de calcul.

D'autre part, les coefficients de réflexion des différents RAS et de la chambre d'expansion sont comparés. Les résultats montrent que les profils des coefficients de réflexion pour les différents systèmes sont proches. La comparaison a été principalement faite sur un RAS à air et un RAS à eau. Les deux systèmes présentent un module de coefficient de réflexion similaire pour les harmoniques moteurs de second ordre. Grâce à ce coefficient élevé, mesuré sur un banc moteur entrainé, la distance entre le RAS et les soupapes joue un rôle important dans le remplissage moteur car elle permet d'établir un système d'onde stationnaire et donc potentiellement de faire du « remplissage acoustique ». Plusieurs longueurs ont été testées pour un moteur Diesel suralimenté et ceci sur un banc moteur entrainé avec un pilotage indépendant du turbocompresseur. Les résultats ont montré que l'accord acoustique est possible même sur un moteur suralimenté et ceci en faisant varier la longueur entre le RAS et les soupapes. Suite à cette étude, le choix d'un conduit optimisé pour le remplissage acoustique sera étudié en simulation mais aussi sur un banc moteur avec combustion dans le chapitre IV.

IV. Analyse du remplissage d'un moteur suralimenté

Ce chapitre met en œuvre les différentes méthodologies développées au cours de ce travail de thèse pour analyser et comprendre les différents phénomènes liés au remplissage d'un moteur suralimenté.

Dans un premier temps, il est important de valider la matrice de transfert, comme définie dans ce travail, pour un refroidisseur d'air de suralimentation (RAS). Ceci est effectué suite à des essais expérimentaux à l'admission sur le banc moteur suivant deux configurations : avec et sans transfert thermique. Une fois la matrice validée, avec une analyse dans les domaines temporels et fréquentiels, elle est intégrée dans le code de calcul GT-Power pour réaliser une simulation couplée entre l'approche linéaire fréquentielle et le code non-linéaire. Les résultats sont comparés et l'influence d'un gradient thermique sur la propagation des ondes de pression à travers les RAS est étudiée.

Ensuite, une évaluation plus directe du remplissage d'un moteur suralimenté est effectuée en étudiant l'effet de la longueur entre le RAS et le répartiteur d'admission. Les signaux de pression issus du banc moteur entrainé peuvent être utilisés pour réaliser une simulation véhicule et mettre en évidence l'accord acoustique présent sur un moteur suralimenté. Les mêmes configurations expérimentales avec les longueurs variables sont étudiées sur le banc moteur et l'influence sur le rendement volumétrique est analysée.

IV.1. Utilisation de la matrice de transfert

IV.1.1 Description du banc moteur

Afin de valider les différentes mesures de matrices de transfert sur le Banc Dynamique et de mesurer des matrices directement à l'admission, un moteur Diesel suralimenté a été spécialement instrumenté. Il s'agit d'un Renault K9K raccordé à un frein dynamique Horiba au Laboratoire à l'Ecole Centrale de Nantes. Ce moteur sera utilisé comme base de validation des différentes matrices et pour étudier l'influence de la longueur entre le RAS et les soupapes ainsi que l'influence des transferts thermiques sur la modélisation et la propagation des ondes de pression à l'admission. Les principales caractéristiques de ce moteur 4 temps sont données par le Tableau 11.

Caractéristiques	Données numériques
Alésage	76mm
Course	80.5mm
Rapport volumétrique	16
Configuration des soupapes	8 soupapes SOHC
Puissance maximale	75.4 kW à 4000 $tr.min^{-1}$
Couple maximal	227 N.m à 2750 $tr.min^{-1}$

Tableau 11 - Principales caractéristiques du moteur Renault K9K

Le fonctionnement du moteur est obtenu à partir du calculateur, qui lui-même, peut être contrôlé à partir du logiciel INCA. Le frein dynamique Horiba est piloté via une station de commande dédiée. Le moteur est instrumenté avec plusieurs capteurs afin de mesurer l'évolution des différents paramètres et variables thermodynamiques :

- La pression cylindre est mesurée avec un capteur Kistler 6056A ayant une gamme de mesure de 0 à 250 bars avec une précision de +/- 0.75 bar.
- 3 capteurs de pression type Sensortechnics LBA ayant une gamme de mesure de 0 à 2 bar avec une précision de +/- 2 mbar.
- 1 capteur de pression type Sensortechnics CTE8010GY7 ayant une gamme de mesure de 0 à 10 bar avec une précision de +/- 10 mbar installé en amont turbine.
- 4 capteurs refroidis de pression instantanée à haute fréquence d'acquisition type Kistler 4049A10SP22 ayant une gamme de mesure de 0 à 10 bar avec une précision de +/- 10 mbar. Ces capteurs sont utilisés pour mesurer les signaux de pression qui seront exploités pour valider les matrices de transfert.

- 8 capteurs de température (thermocouples) de type K, de diamètre 1,5 mm ayant une gamme de mesure de 0 à 1100°C avec une précision de +/- 1.5°C. Ces capteurs servent essentiellement à mesurer la température à l'entrée et à la sortie des RAS et également celle de l'huile moteur.
- Consommation de carburant avec une balance type AVL 733S ayant une gamme de mesure de 0 à 160 $kg.h^{-1}$ avec une précision de +/- 0.16 $kg.h^{-1}$.
- Régime turbocompresseur avec une sonde type ACAM Picoturn SM5.3 ayant une gamme de mesure de 0 à 320 000 $tr.min^{-1}$ avec une précision de +/- 200 $tr.min^{-1}$.
- Régime moteur avec un codeur IVO 370.01.10003 ayant une gamme de mesure de 0 à 10 000 $tr.min^{-1}$ avec une précision de +/- 0.36 degré vilebrequin.

L'emplacement des différents capteurs est représenté par la Figure 93.

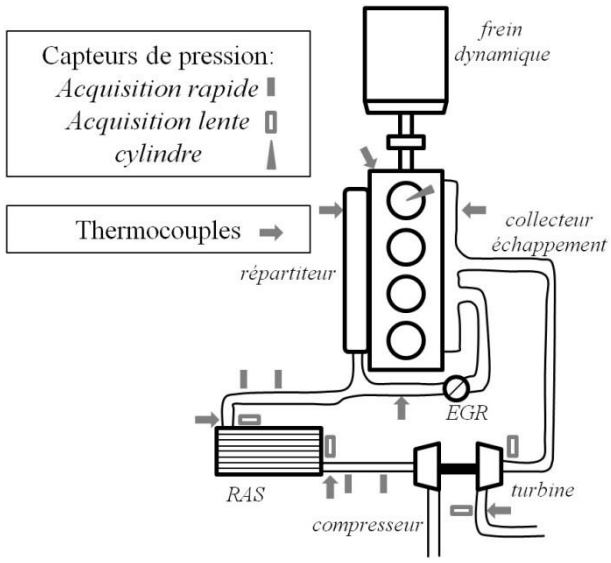

Figure 93 - Descriptif du moteur sur le frein dynamique avec son instrumentation

Des grandeurs instantanées sont également accessibles via le logiciel INCA comme par exemple le débit masse d'air moyen donné par le débitmètre à fil chaud du moteur ou le temps d'injection. La Figure 94 montre le moteur couplé au frein dynamique Horiba. Pour le refroidissement du RAS (refroidisseur d'air de suralimentation), un flux d'eau est utilisé à la place du flux d'air véhicule qui existe normalement. La Figure 95 montre le dispositif expérimental avec le RAS dans un petit bassin qui récupère l'eau versée.

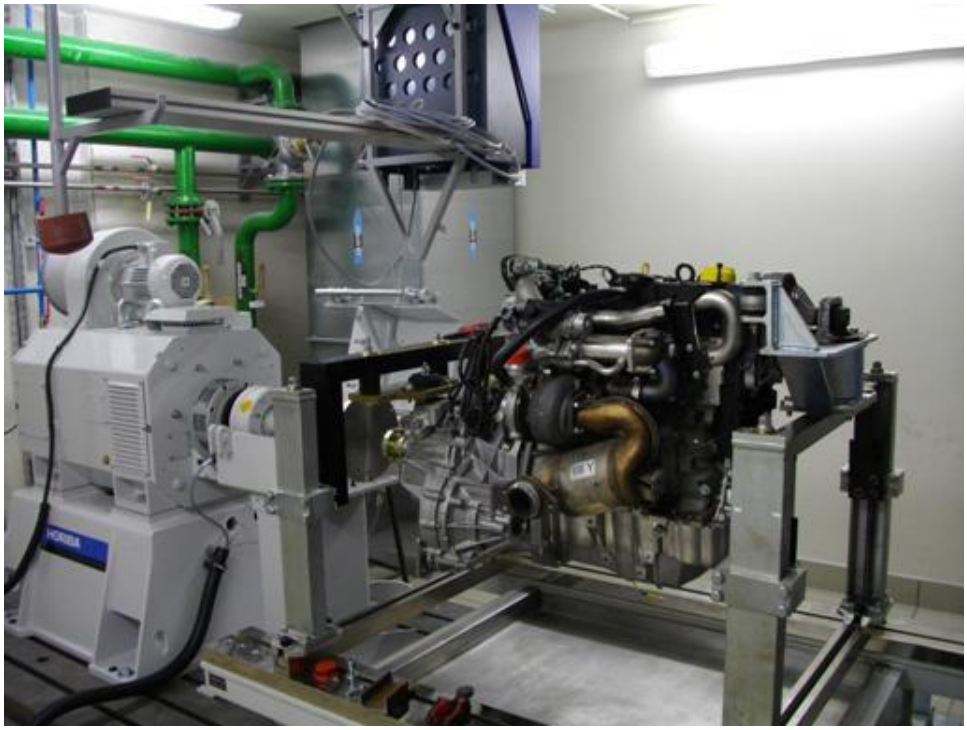

Figure 94 - Moteur K9K installé sur le banc d'essais moteur

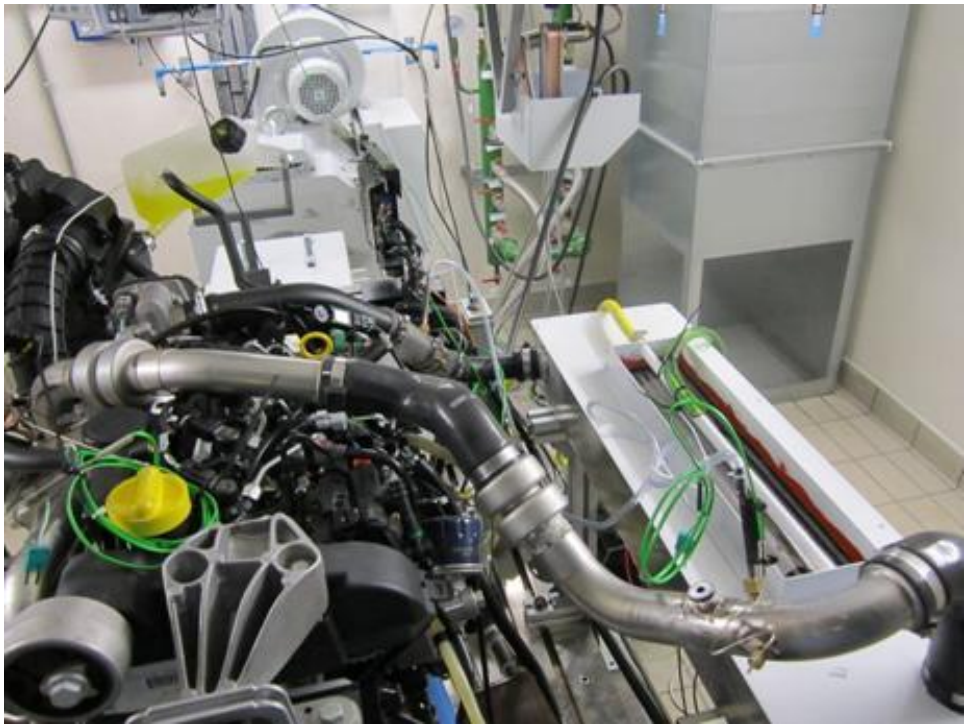

Figure 95 - Vue du RAS refroidi par de l'eau sur le banc moteur

IV.1.2 Matrice de transfert mesurée sur le Banc Dynamique

La modélisation par matrice de transfert doit être validée dans une configuration réelle d'utilisation, c'est-à-dire directement en application banc moteur (avec combustion couplé au frein dynamique). La première étape consiste à valider le fait que la matrice de transfert des RAS (RAS n°1 et RAS n°2) identifiée sur le Banc Dynamique (paragraphe III.1.1) fonctionnera en utilisation réelle moteur. La matrice de transfert du RAS n°3 n'a pas été validée dans ce travail car il n'existe pas de conduit aval associé à cette géométrie de RAS particulière, le RAS n°3 (RAS à eau) étant destiné à être intégré dans le répartiteur d'admission. Une validation de la matrice de transfert du volume a été effectuée en installant le volume à la place du RAS sur le moteur, les résultats ne sont pas présentés dans ce travail car, contrairement aux RAS, une chambre d'expansion ne constitue pas un élément « normal » de la ligne d'admission d'un moteur.

Il faut donc valider le fait que la matrice est capable de transmettre l'information de pression et de débit à travers les RAS. La seconde approche de validation consiste à mesurer directement la matrice à l'admission du moteur comme expliqué dans la partie III.1.2. Cette première validation ne prendra pas en compte l'effet des échanges thermiques sur les propriétés de la matrice de transfert mais uniquement ceux de la géométrie.

Le moteur est entrainé aux vitesses de rotation suivantes : 1500 $tr.min^{-1}$, 2000 $tr.min^{-1}$, 2500 $tr.min^{-1}$, 3000 $tr.min^{-1}$ et 3500 $tr.min^{-1}$. La charge du moteur est fixée pour ces essais à environ 30% de la charge maximale. Ceci correspond à un débit d'air moyen entre 450 $mg.cycle^{-1}$ et 500 $mg.cycle^{-1}$ suivant le système étudié. La vanne EGR est maintenue en position fermée afin de ne pas modifier les phénomènes de propagation des ondes à cause d'un changement des propriétés de l'air.

Une fois la matrice de transfert mesurée sur le Banc Dynamique, le système étudié est installé à l'admission du moteur avec deux tubes de 185mm en amont et en aval respectivement. Le montage correspond au schéma présenté sur la Figure 69. Les capteurs de pression sont alors numérotés 1, 2, 3 et 4 ; le capteur 1 étant le plus proche des soupapes. La distance entre les capteurs 1-2 et 3-4 est de 95mm, le diamètre interne des tubes est de 30mm, la matrice de transfert de ces tubes n'est autre que celle identifiée sur le Banc Dynamique (partie II.2). Les pôles de la matrice de transfert des tubes sont A, B, C et D et valident l'équation (II - 61).

La matrice de transfert du RAS est donnée par l'équation (III - 2), elle est obtenue par mesure suivant le processus décrit dans le chapitre III. Les pôles de cette matrice sont A_s, B_s, C_s et D_s. Les RAS ne sont pas refroidis dans cette première validation pour éviter la présence d'une discontinuité thermique, cependant la température à la sortie du compresseur est plus grande que la température ambiante pour laquelle la matrice a été mesurée sur le Banc Dynamique. Une température plus grande affectera les pertes visco-thermiques et les fréquences de résonance. Il a été considéré pour cette première approche de validation que cette température d'air plus importante a moins d'influence sur la propagation des ondes de pression que l'excitation des

soupapes. En d'autres termes, il a été supposé comme première approximation que l'interaction de la source des ondes de pression (les soupapes) avec la géométrie d'admission est plus importante pour les effets dynamiques que la température de l'écoulement.

La Figure 96 montre le RAS n°1 avec les deux tubes de mesure en amont et en aval. Les mêmes pièces d'adaptation que celle employées sur le Banc Dynamique ont été utilisées afin de conserver la même géométrie entre les tubes de mesure et donc la même matrice de transfert. Les capteurs de pression sont utilisés pour enregistrer les signaux temporels avec une fréquence d'acquisition $Fs = 20kHz$. Les signaux de pression sont ensuite filtrés avec les filtres $\tilde{F}_{bf}$ et $\tilde{F}_{hf}$ pour garder uniquement les fréquences entre 2 Hz et 1000Hz. Le contenu fréquentiel des signaux de pression est ensuite accessible via une transformée de Fourier. Les grandeurs fréquentielles sont alors notées P_1, P_2, P_3 et P_4.

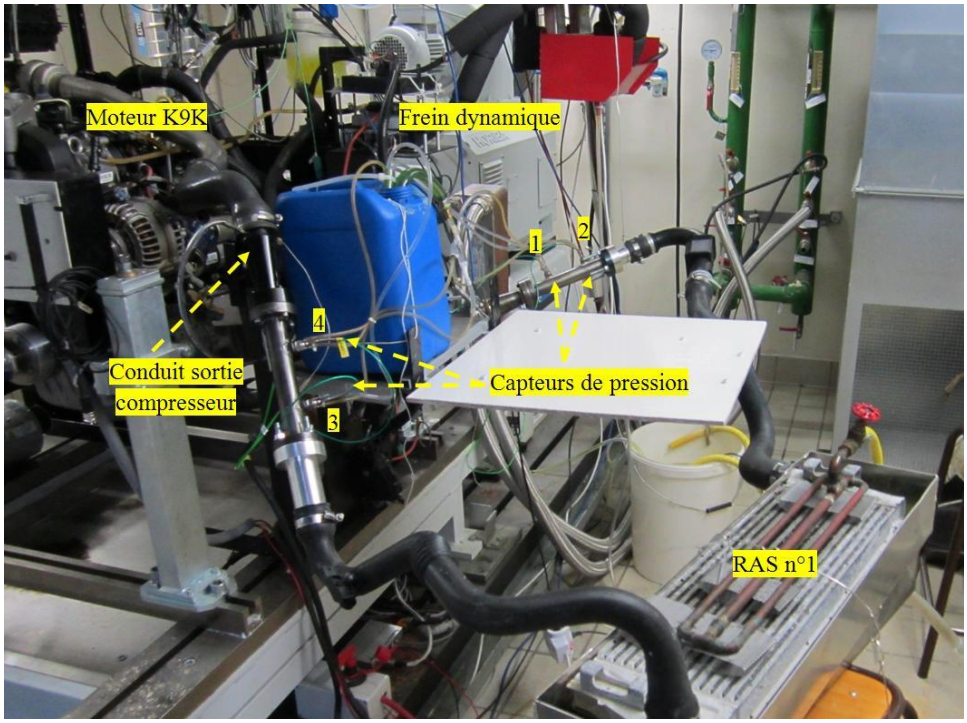

Figure 96 - RAS n°1 installé à l'admission du K9K

Afin de valider la matrice de transfert déterminée à partir du Banc Dynamique, les signaux de pression mesurés sur le banc moteur sont comparés à ceux obtenus par utilisation de la matrice de transfert. La matrice du tube où sont installés les capteurs 1 et 2, les signaux de pression P_1 et P_2 ainsi que la matrice de transfert du RAS sont utilisés suivant l'expression (IV - 1) pour chercher la pression $P_{3calcul}$ au point 3. Cette pression calculée au point 3 est ensuite comparée à la pression mesurée en aval (au point 3).

$$P_{3calcul} = \left[\left(P_2 - AP_1 \right) \frac{D}{B} + CP_1 \right] B_s - A_s P_2 \qquad \text{(IV - 1)}$$

Cette comparaison est effectuée dans le domaine fréquentiel mais également dans le domaine temporel en passant par l'équation (IV - 2) obtenue par utilisation de la transformée inverse de Fourier.

$$p_{3calcul} = IFFT\left(P_{3calcul} \right) \qquad \text{(IV - 2)}$$

Les niveaux de pression sonores *SPL* (sound pressure levels) peuvent également être comparés dans le domaine fréquentiel. Ce type de comparaison a été choisi pour regarder les amplitudes de pression en échelle logarithmique et observer ainsi les différentes harmoniques. L'équation (IV - 3) donne l'expression du *SPL* pour une pression *P* exprimée en Pa [51].

$$SPL = 20 \log_{10} \left(\frac{\left| \frac{P}{\sqrt{2}} \right|}{2 \times 10^{-5}} \right) \qquad \text{(IV - 3)}$$

Le débit masse peut être étudié en comparant le débit qm_3 obtenu au point 3 de deux méthodes différentes :

- Par utilisation de la matrice de transfert du tube où sont installés les capteurs 3 et 4 et les signaux de pression en 3 et 4. Ce débit Qm_3 est obtenu grâce à l'équation (IV - 4).
- A partir de la matrice de transfert du RAS et de la matrice de transfert du tube où sont installés les capteurs 1 et 2 et les signaux de pression en 1 et 2. Ce débit Qm_3 est obtenu grâce à l'équation (IV - 5).

Les deux grandeurs de débit sont calculées suivant deux approches différentes, cependant, elles doivent aboutir au même résultat. La validation de pression et de débit avec les équations (IV - 1), (IV - 4) et (IV - 5) valide non seulement la matrice du RAS mais également celle des tubes de mesure.

$$Qm_3 = \frac{P_4 - CP_3}{D} \qquad \text{(IV - 4)}$$

$$Qm_3 = P_2 C_s + \left[\left(P_2 - AP_1 \right) \frac{D}{B} + CP_1 \right] D_s \qquad \text{(IV - 5)}$$

Les Figure 97, Figure 98 et Figure 99 montrent la comparaison entre les signaux de pression mesurés au point 3 et calculés avec la matrice de transfert pour le RAS n°1 pour les vitesses de

1500 tr.min^{-1}, 2000 tr.min^{-1} et 3000 tr.min^{-1} respectivement. La pression au point 2 est également représentée sur les graphiques pour montrer la différence en termes d'amplitudes et de phase entre les signaux de pression en amont et en aval du RAS. Chaque vitesse de rotation excite des fréquences bien déterminées qui correspondent aux harmoniques moteur.

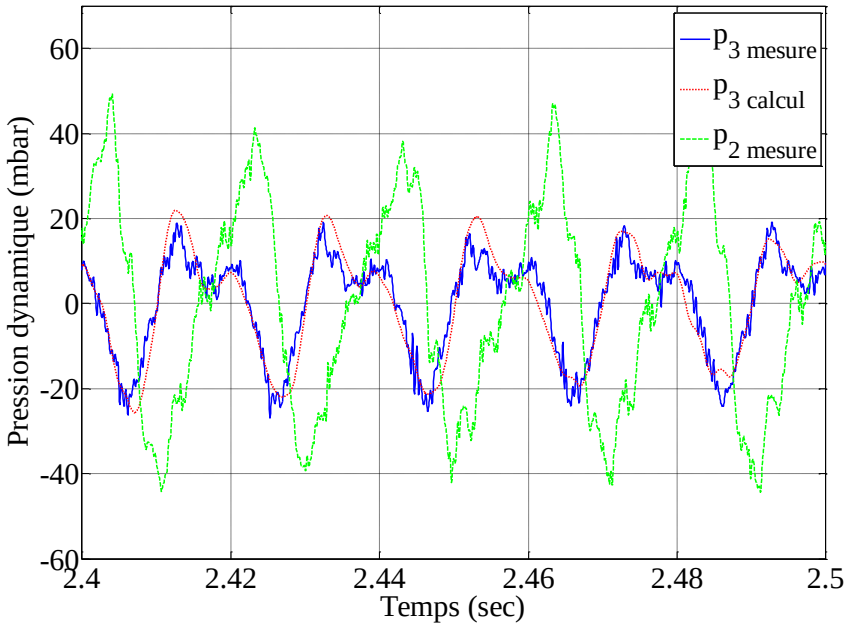

Figure 97 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°1 à 1500 tr.min^{-1}

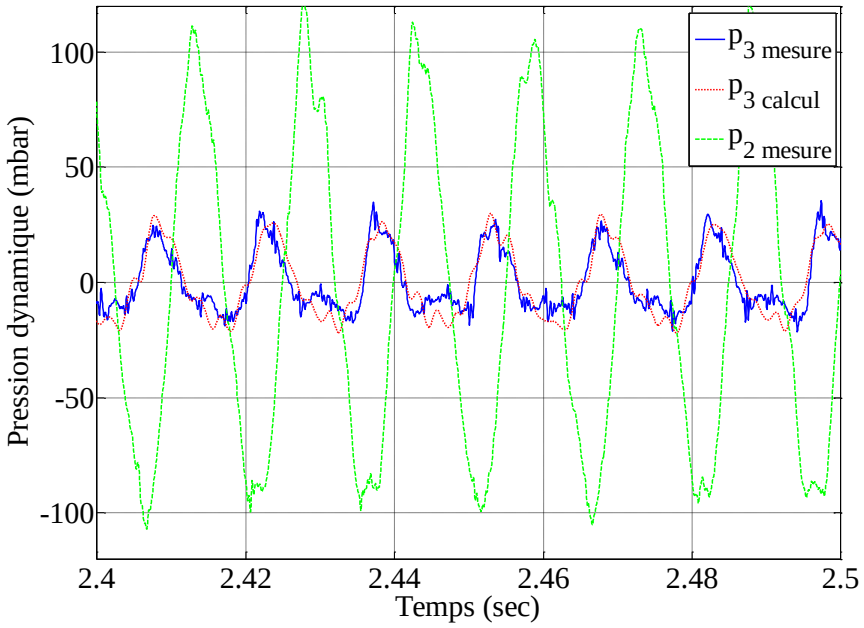

Figure 98 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°1 à 2000 tr.min^{-1}

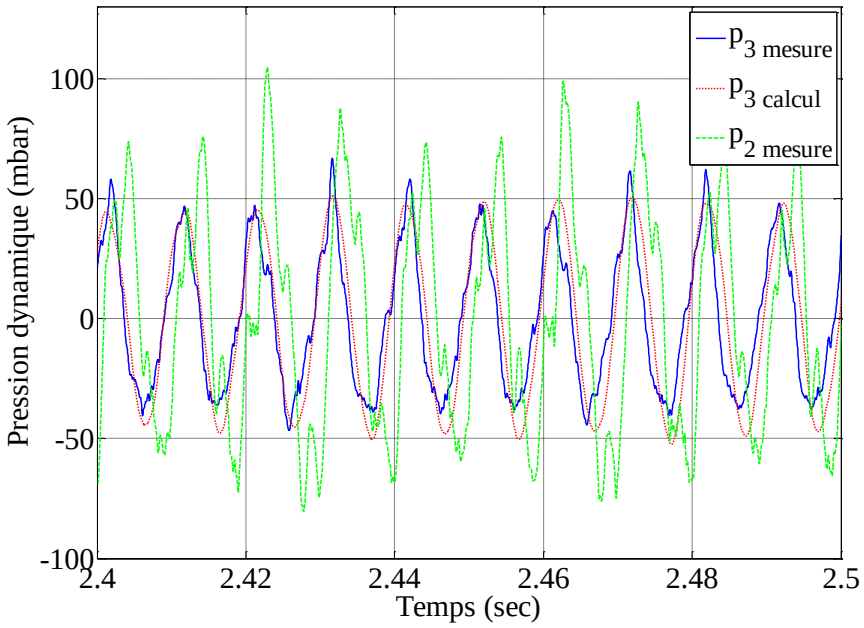

Figure 99 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°1 à 3000 tr.min^{-1}

Pour chaque vitesse de rotation, il est nécessaire d'avoir la bonne matrice de transfert identifiée sur le Banc Dynamique avec la procédure détaillée précédemment. La matrice de transfert donne des résultats cohérents, la phase est bien représentée, le déphasage est bien remarquable entre les signaux de pression en 2 et en 3. Les effets d'amortissement de l'amplitude à travers le RAS sont égalment bien représentés, notamment sur la Figure 98. Pour cette vitesse de rotation, la pression au point 2 représente une valeur maximale dynamique autour de 100 mbar, l'amplitude maximale est autour de 25 mbar pour la pression au point 3.

Il est également intéressant de regarder les spectres fréquentiels en comparant les niveaux de pression sonore (SPL). Les Figure 100, Figure 101 et Figure 102 présentent les comparaisons effectuées pour les différentes vitesses de rotation. Une bonne corrélation est aussi remarquée dans le domaine fréquentiel spécialement pour la première harmonique moteur de second ordre (équation (III - 1)). Cette fréquence a le plus grand « poids » du contenu fréquentiel des signaux de pression. La plage fréquentielle observée est limitée à 500Hz. Au-delà de cette valeur, le contenu fréquentiel devient beaucoup moins important et influence moins le profil des signaux. Les figures montrent une bonne corrélation particulièrement dans la zone au-dessous de 200 Hz, pour les plus hautes fréquences. Les pics dans le spectre fréquentiel semblent être bien localisés mais leurs modules sont légèrement sous-estimés particulièrement dans le cas de la Figure 100 par exemple. Cependant, ceci a peu d'influence sur la réponse temporelle comme le montre les Figure 97, Figure 98 et Figure 99.

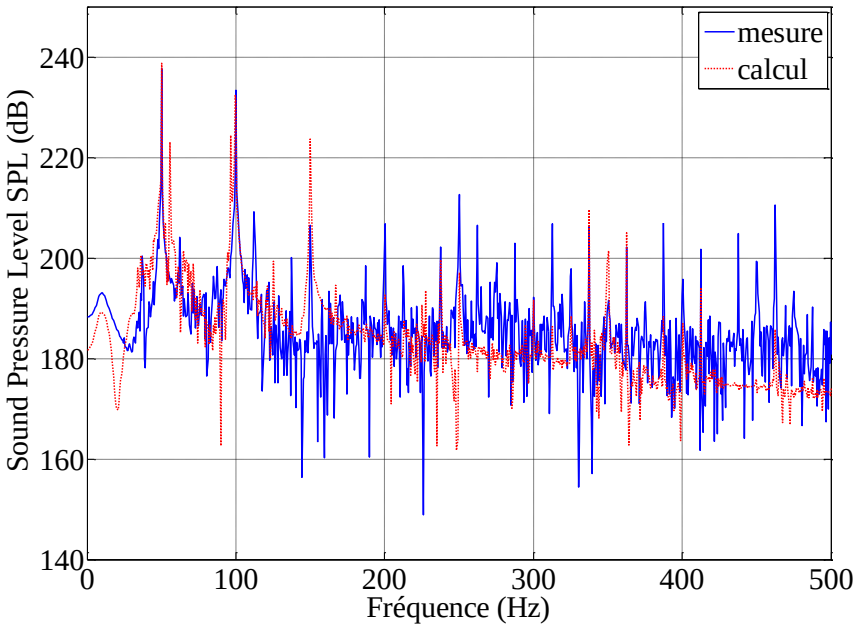

Figure 100 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée au point 3 pour le RAS n°1 à 1500 tr.min^{-1}

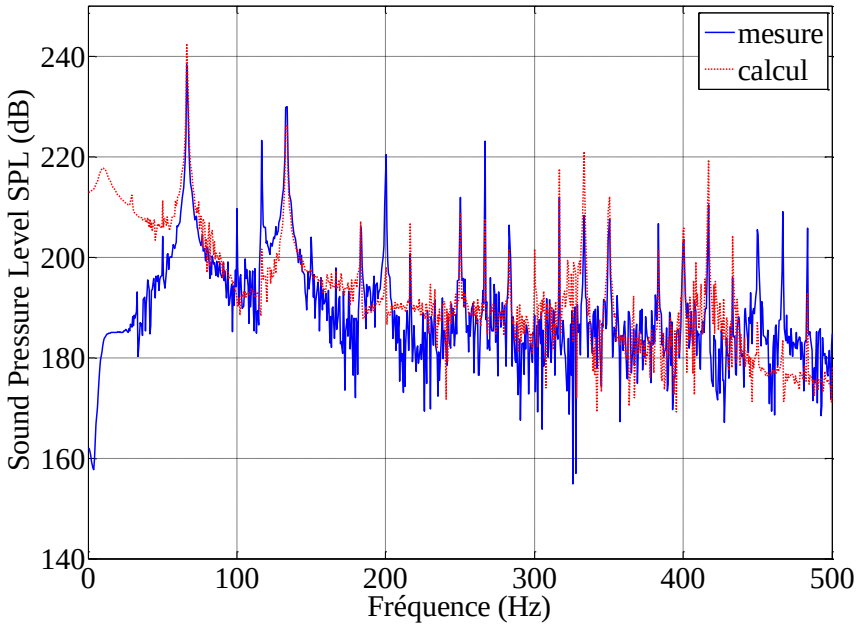

Figure 101 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée au point 3 pour le RAS n°1 à 2000 tr.min^{-1}

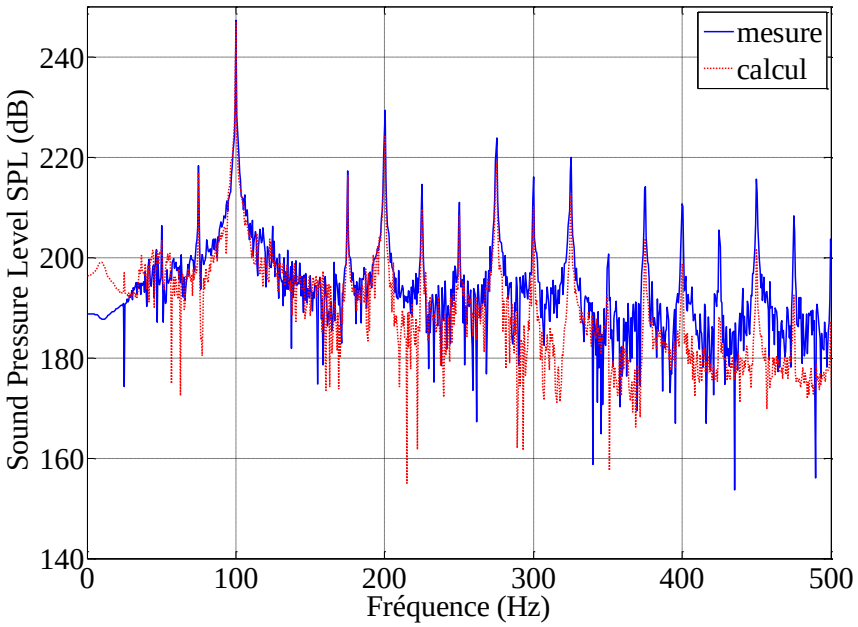

Figure 102 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée au point 3 pour le RAS n°1 à 3000 tr.min^{-1}

Il est également possible de comparer les signaux de débit en appliquant les équations (IV - 4) et (IV - 5). Les Figure 103, Figure 104 et Figure 105 représentent le débit masse dynamique au point 3 pour les vitesses de rotation de 1500 tr.min^{-1}, 2000 tr.min^{-1} et 3000 tr.min^{-1} respectivement.

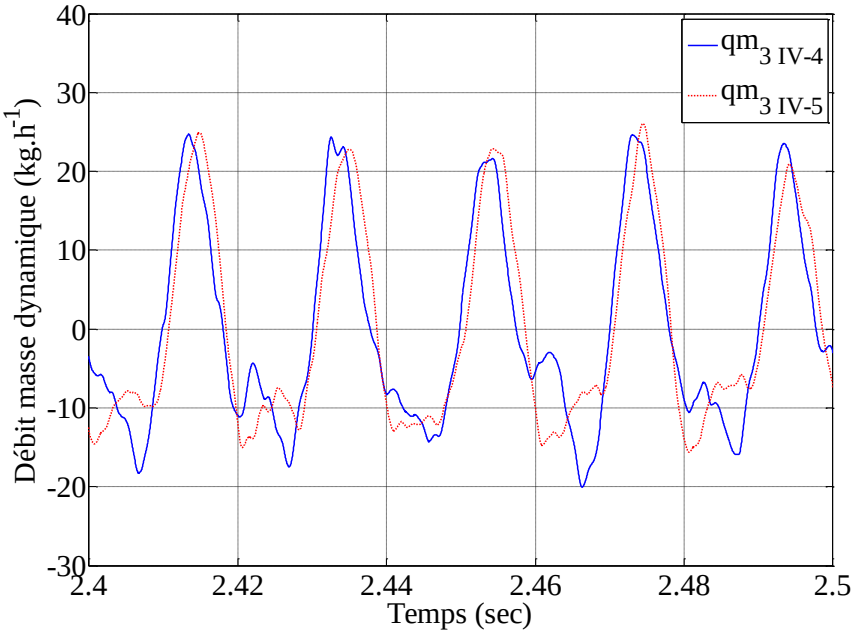

Figure 103 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°1 à 1500 tr.min^{-1}

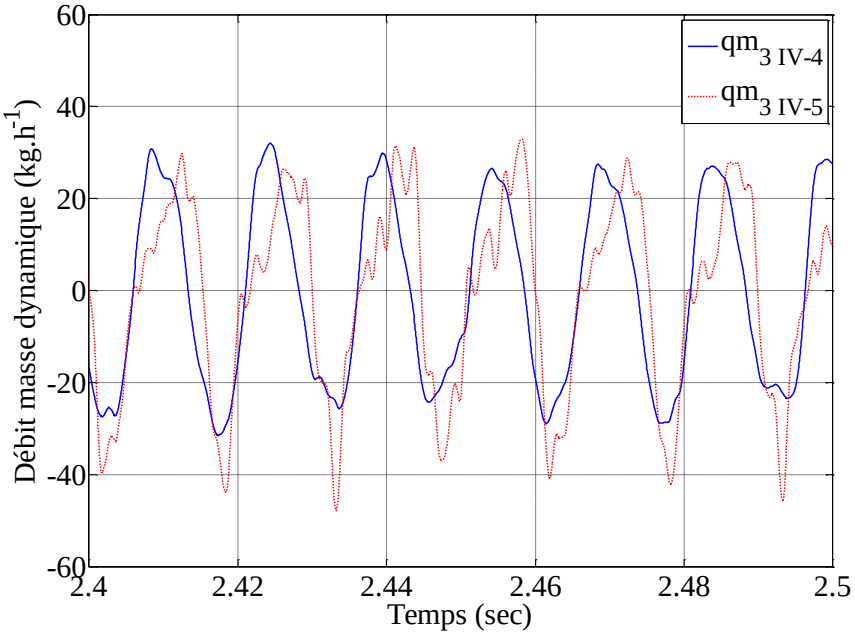

Figure 104 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°1 à 2000 tr.min^{-1}

Les deux valeurs de débit sont des grandeurs calculées à partir des signaux de pression. Des différences existent entre les deux méthodes de calcul du débit, l'équation (IV - 4) reste plus précise comme moyen de calcul que l'équation (IV - 5) parce qu'elle est obtenue à partir de la matrice de transfert du tube.

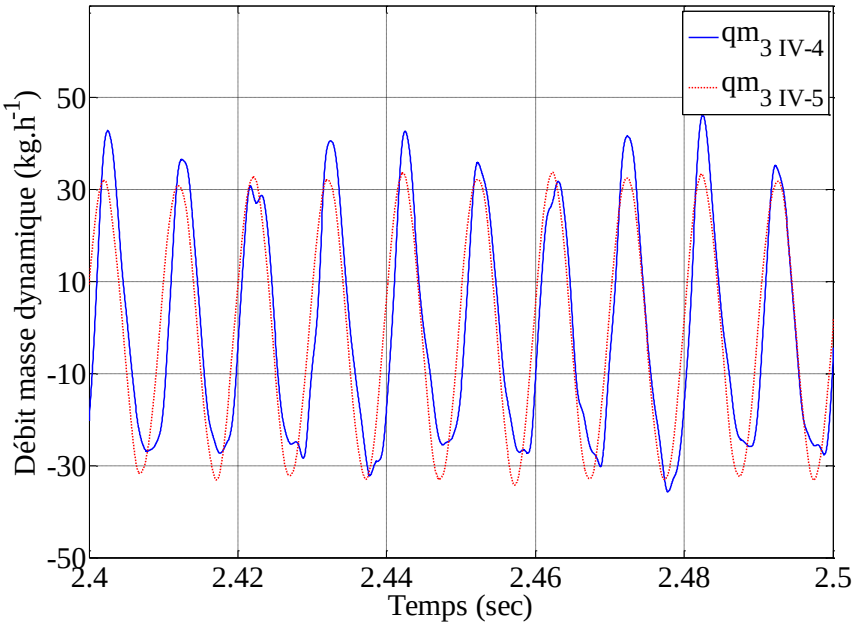

Figure 105 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°1 à 3000 tr.min^{-1}

Cette dernière étant riche en contenu fréquentiel et déjà validée avec des valeurs de débit de GT-Power (partie II.2.3). Il est plus « facile » d'enrichir la matrice de transfert pour le simple tube que celle du RAS car GT-Power peut être utilisé par exemple en ajoutant des longueurs additionnelles (partie II.2.4). Pour la vitesse de 1500 tr.min^{-1} dont le résultat est représenté sur la Figure 103, l'amplitude des signaux de débit ainsi que la phase pour la fréquence fondamentale sont bien cohérents. Cependant, les harmoniques secondaires sont mal représentées, ce qui explique les différences entre deux périodes consécutives sur la Figure 103.

Pour le débit masse à 2000 tr.min^{-1} (Figure 104), les amplitudes des signaux semblent être surestimées avec l'équation (IV - 5), la phase des signaux n'est pas très cohérente non plus. Ce type de résultat montre qu'il existe bien des différences entre les deux équations (IV - 4) et (IV - 5). Ces différences sont dues à la caractérisation de la matrice de transfert du RAS sur le Banc Dynamique qui n'est finalement pas aussi précise que la matrice de transfert pour le simple tube. L'installation du RAS n°1 peut également jouer un rôle avec les conduits amont et aval qui sont relativement longs et souples, et qui peuvent finalement changer la configuration expérimentale entre le Banc Dynamique et le Banc moteur.

Le débit masse à 3000 tr.min^{-1} présente les meilleurs résultats de calcul en utilisant les équations (IV - 4) et (IV - 5). Ceci signifie que la matrice de transfert du RAS n°1 est particulièrement bien déterminée sur le Banc Dynamique pour cette vitesse de rotation. En effet, en comparant le spectre fréquentiel de la Figure 102 (vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}) à celui de la Figure 100 par exemple (vitesse de rotation de 1500 tr.min^{-1}) le pic à 150 Hz n'existe pas sur la Figure 102 tandis qu'il est présent comme étant une harmonique sur la Figure 100. Aussi, le module de ce pic est sous-estimé avec le calcul, ce qui suggère que la matrice de transfert n'est pas très précise pour cette vitesse de rotation. La fréquence « manquante » pour obtenir plus de précision à 1500 tr.min^{-1} est la fréquence de 150 Hz. Comme cette harmonique n'existe plus à 3000 tr.min^{-1}, le résultat pour cette vitesse de rotation est alors meilleur.

A noter que le RAS n°1 a été caractérisé avec ses conduits amont et aval, donc les résultats précédents incluent l'effet de ces longueurs et ne montrent pas les caractéristiques du RAS n°1 seul.

Le second élément caractérisé sur le Banc Dynamique est le RAS n°2. La Figure 106 présente le montage expérimental avec les deux tubes de mesure en amont et en aval. Comme pour le précédent RAS, il n'est pas refroidi et il est connecté aux tubes de mesures avec les mêmes pièces d'adaptation qui ont servies au raccordement avec le Banc Dynamique.

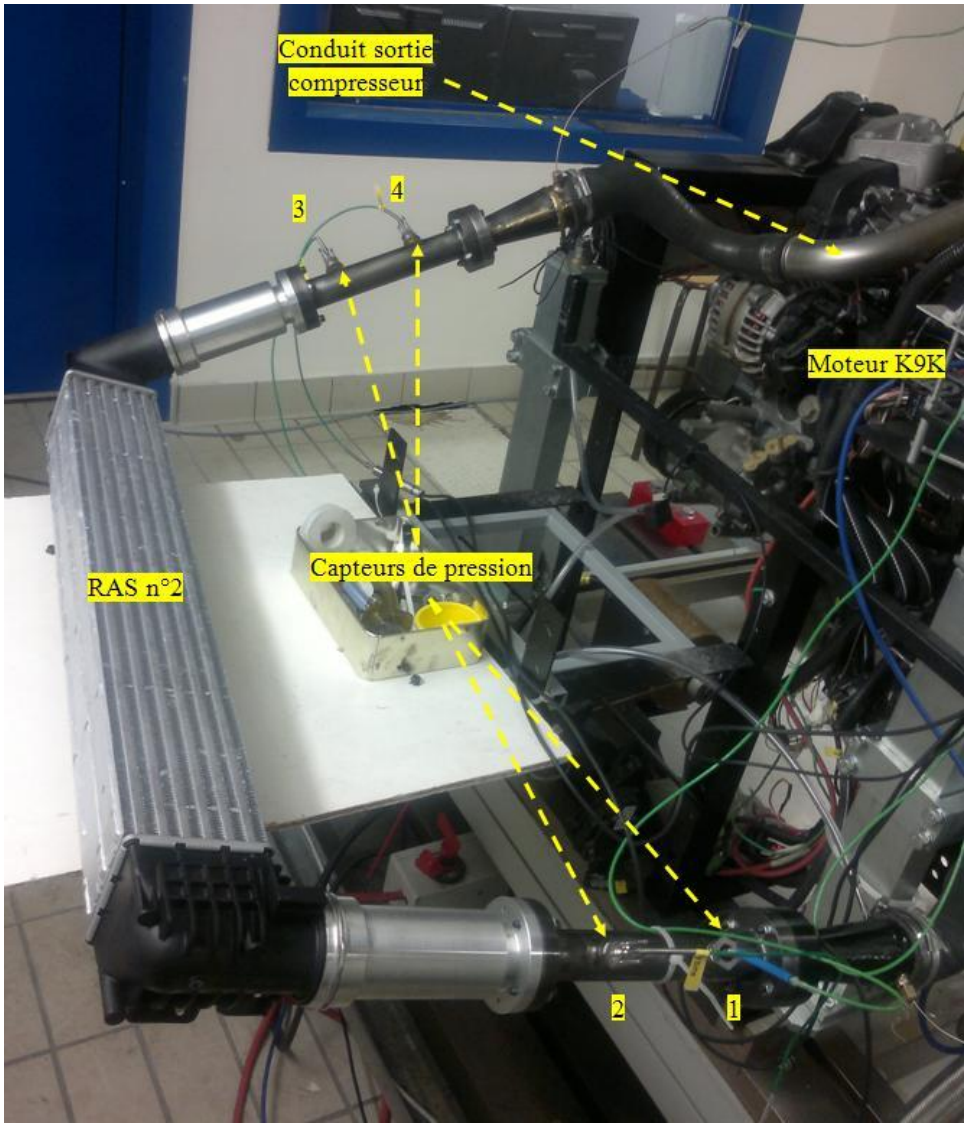

Figure 106 - RAS n°2 installé à l'admission du K9K

Les Figure 107, Figure 108, Figure 109 et Figure 110 présentent les résultats obtenus concernant les signaux mesurés et calculés de pression au point 4 pour des vitesses de rotation de 1500 tr.min^{-1}, 2000 tr.min^{-1}, 3000 tr.min^{-1} et 3500 tr.min^{-1} respectivement. Généralement une bonne corrélation est observée du point de vue de la phase et de la transmission d'amplitude. Pour le RAS n°2, c'est l'élément seul qui est caractérisé (pas de conduits amont et aval comme le RAS n°1).

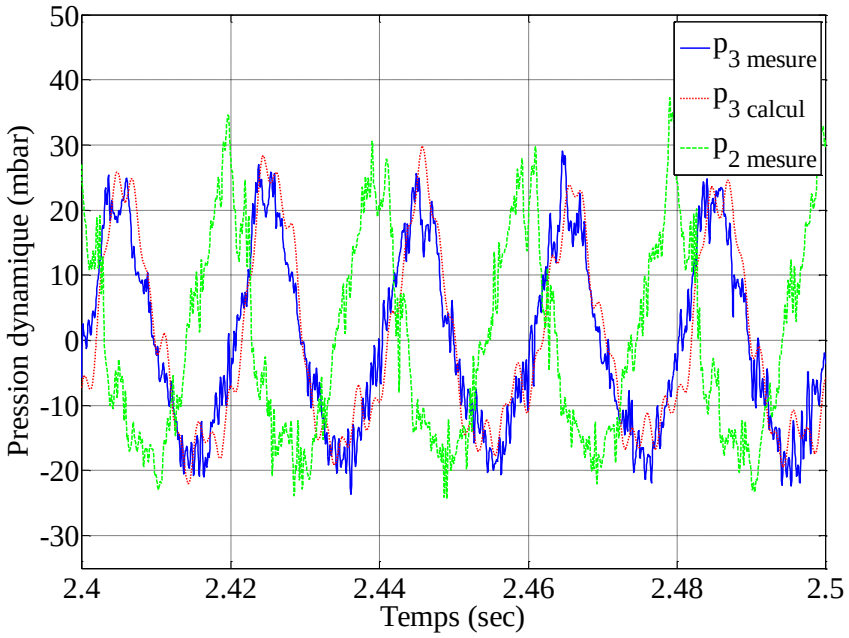

Figure 107 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1}

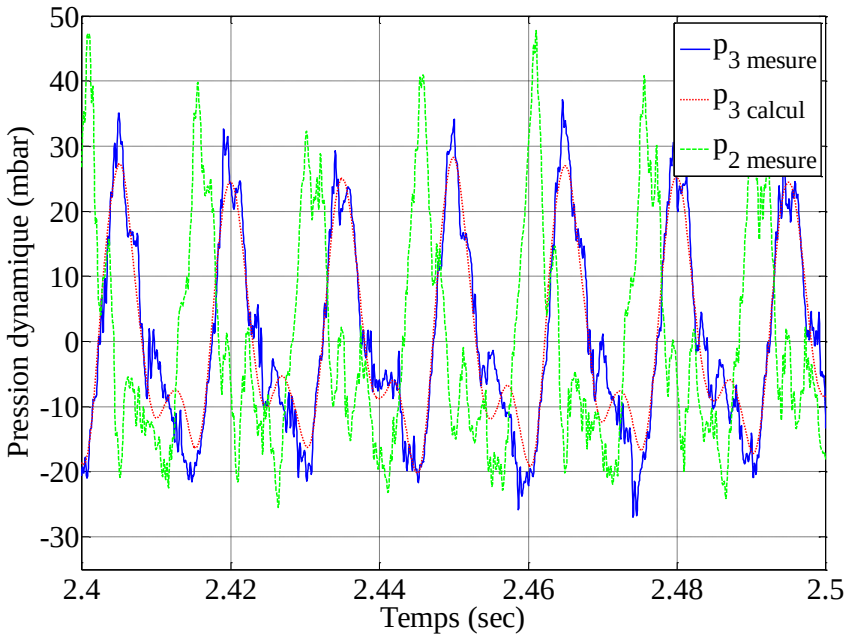

Figure 108 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1}

Les résultats temporels de pression pour les deux premières vitesses de rotation (Figure 107 et Figure 108) sont cohérents par rapport aux mesures expérimentales. Le profil principal des signaux de pression est bien reproduit par calcul avec les mêmes harmoniques secondes (fluctuations dynamique dans le signal entre deux périodes consécutives). Pour les deux autres vitesses de rotation, les différences deviennent plus importantes comme le montre les Figure 109

et Figure 110. Le contenu fréquentiel pour ces vitesses de rotation est beaucoup plus riche, ceci est visible sur les signaux temporels qui deviennent plus « dynamiques ». L'harmonique principale est bien représentée mais les petits « artéfacts » deviennent de plus en plus difficiles à reproduire. Ce phénomène est très visible pour la vitesse de 3500 tr.min^{-1} (Figure 110) où la courbe calculée suit la tendance globale du signal mais ne reproduit pas les différentes fréquences.

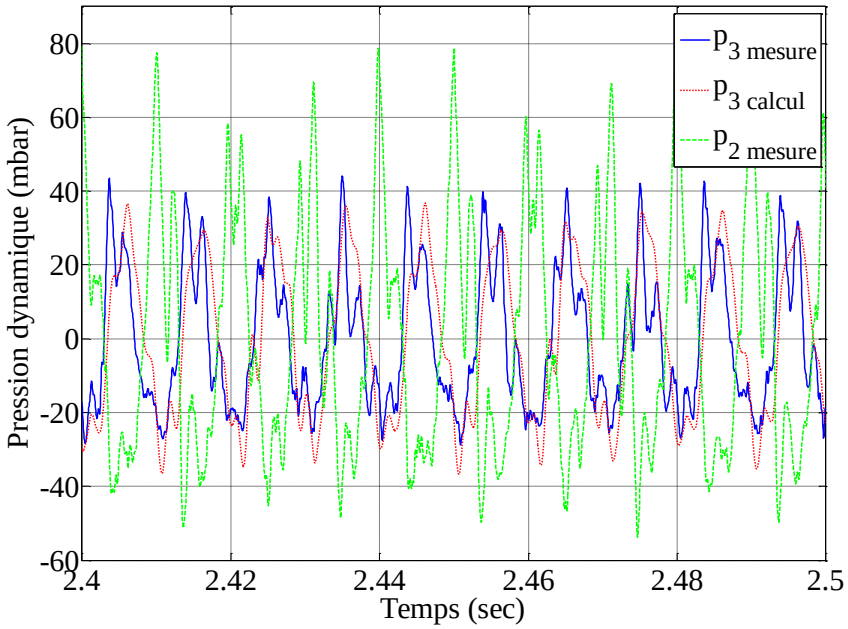

Figure 109 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1}

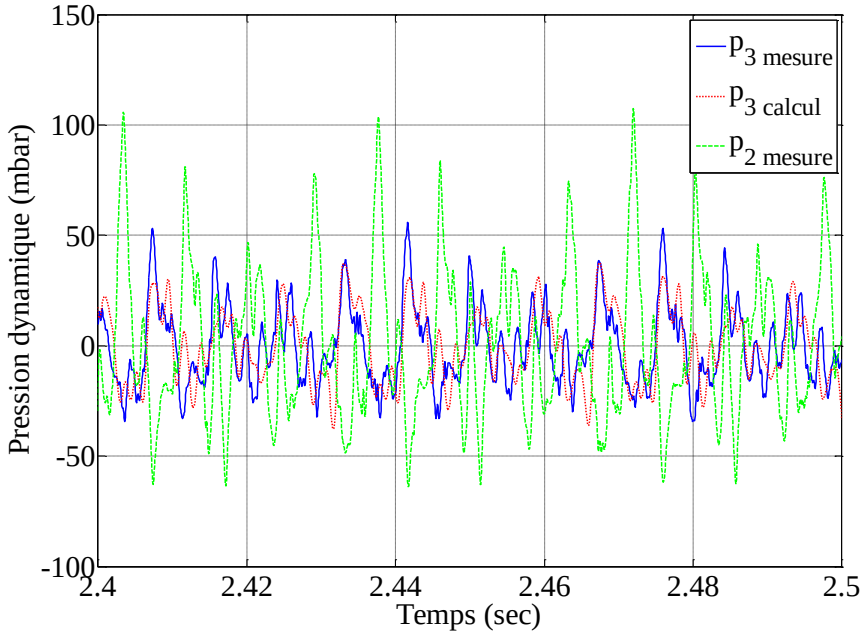

Figure 110 - Pression dynamique mesurée et calculée pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1}

Le spectre fréquentiel est donné par les Figure 111, Figure 112, Figure 113 et Figure 114 pour les 4 vitesses de rotation respectivement. Pour la vitesse de 1500 tr.min^{-1} dont le niveau sonore de pression est donné par la Figure 111, la première harmonique à 50 Hz est la plus précise tandis que l'amplitude des autres fréquences est surestimée pour la plage de 100 Hz à 250 Hz. Au-delà de 200 Hz, les fréquences ne sont pas très bien représentées. Cependant, en analysant le signal temporel donné par la Figure 107, une bonne corrélation est remarquée. Donc la première fréquence des harmoniques est la plus importante parce qu'elle donne le caractère général du signal de pression spécialement pour les faibles vitesses de rotation. Les petites variations de pression correspondantes à une dynamique haute fréquence ne sont pas très bien « captées » avec la matrice de transfert identifiée sur le Banc Dynamique. Le résultat pour la vitesse de rotation de 2000 tr.min^{-1} semble être le plus précis, ceci est observable sur la Figure 112 où les trois premières harmoniques (66 Hz, 133 Hz et 200 Hz) sont identifiables.

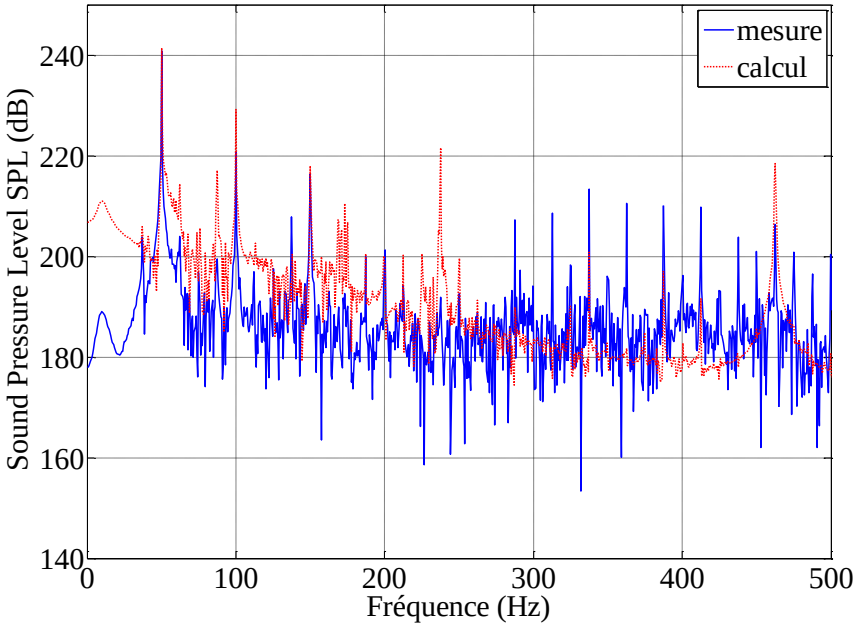

Figure 111 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée en 3 pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1}

L'effet des hautes fréquences devient plus important avec l'augmentation de la vitesse de rotation. La Figure 113 montre une excellente corrélation pour les fréquences entre 0 Hz et 250 Hz et entre 350 Hz et 500Hz. Cependant la plage fréquentielle entre 250 Hz et 350 Hz n'est pas très bien représentée. L'effet de cette caractérisation incomplète entre 250 Hz et 350 Hz est observable sur le signal temporel donné par la Figure 109. Il apparait nettement qu'une fréquence manque dans le signal calculé bien que le profil global soit bien représenté. Comme déjà expliqué, ceci provient du fait qu'il faut plus de longueurs additionnelles sur le Banc Dynamique pour enrichir la plage fréquentielle. Le niveau d'exactitude et de précision demandé déterminera si les matrices de transfert sont suffisamment correctes ou pas pour les inclure dans un code de calcul.

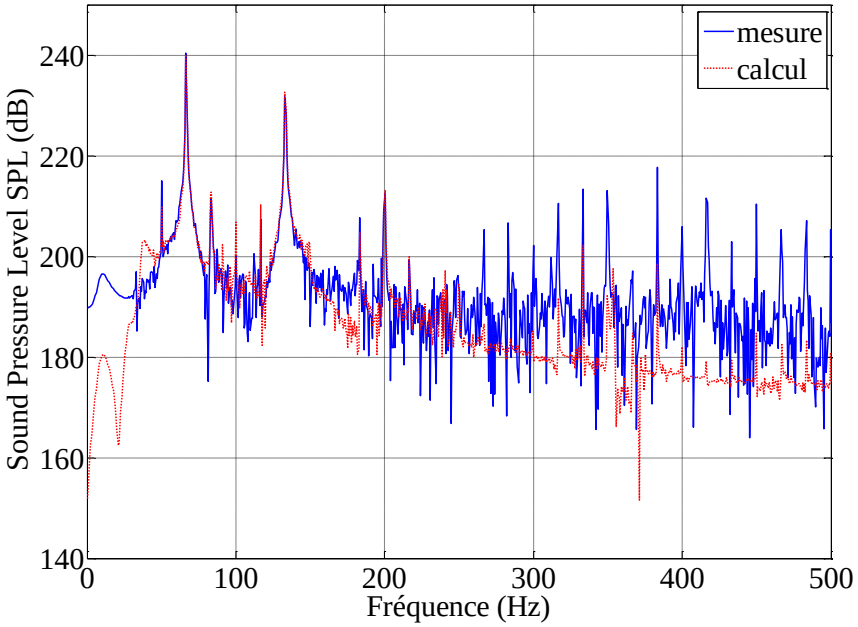

Figure 112 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée en 3 pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1}

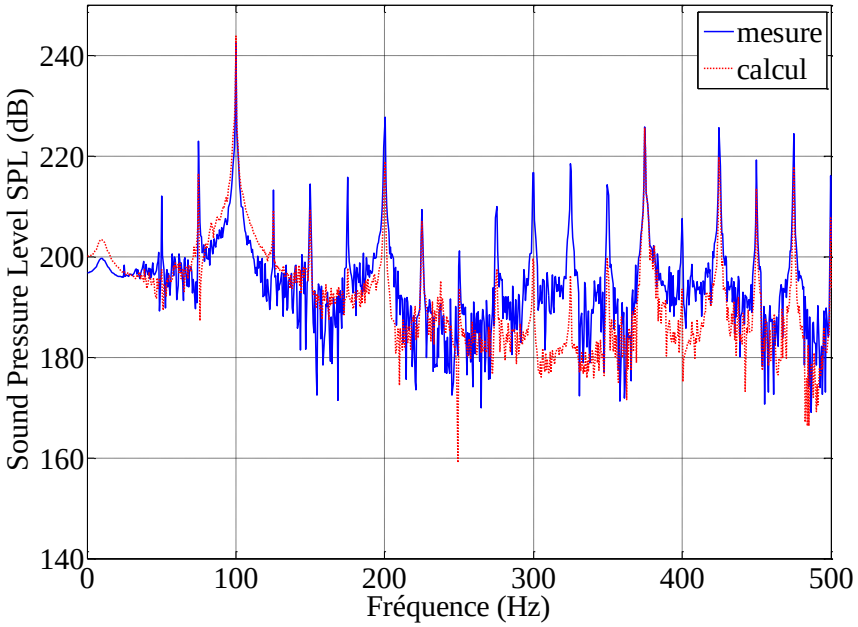

Figure 113 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée en 3 pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1}

Pour la vitesse de rotation à 3500 tr.min^{-1}, la fréquence à 87 Hz est la seule fréquence qui est bien représentée comme le montre la Figure 114. Le module de l'harmonique à 116 Hz est sous-estimé tandis qu'il est surestimé pour l'harmonique à 233Hz. Ce manque de précision pour ce régime de rotation explique les différences observées sur la Figure 110. Les composantes dynamiques hautes fréquences deviennent plus importantes et il faut les considérer dans ce cas.

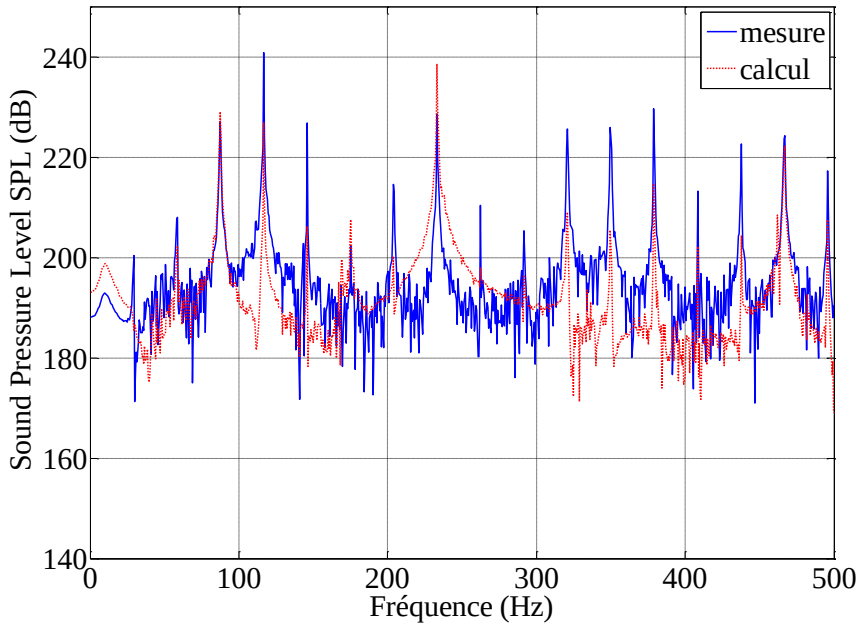

Figure 114 - Spectre fréquentiel de la pression mesurée et calculée en 3 pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1}

Il est également possible de calculer le débit masse de la même manière que pour le RAS n°1. Les Figure 115, Figure 116, Figure 117 et Figure 118 représentent le calcul du débit masse en utilisant les deux équations (IV - 4) et (IV - 5) pour les quatre vitesses de rotation. Une bonne corrélation est observée pour les vitesses de rotation de 1500 tr.min^{-1} et de 2000 tr.min^{-1} d'une façon complémentaire aux résultats obtenues pour la pression.

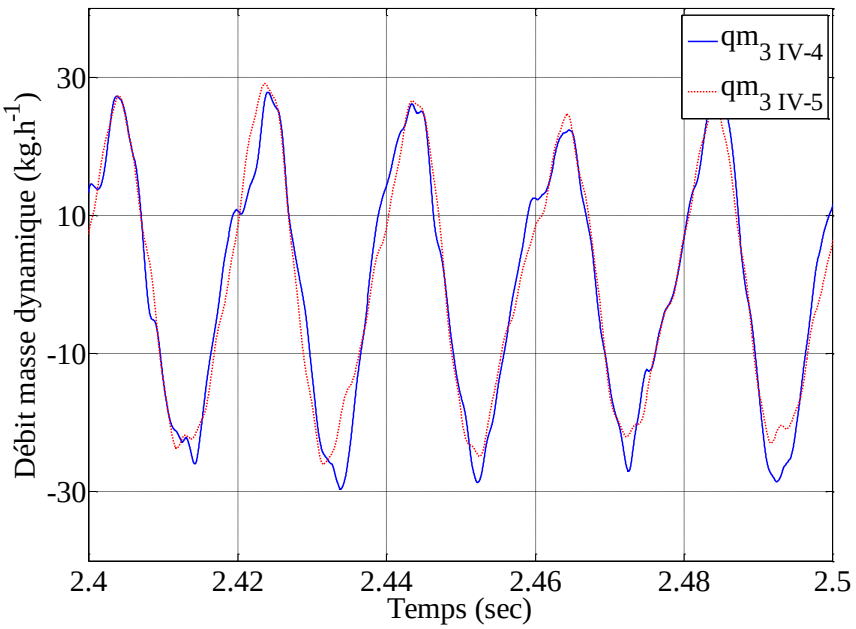

Figure 115 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1}

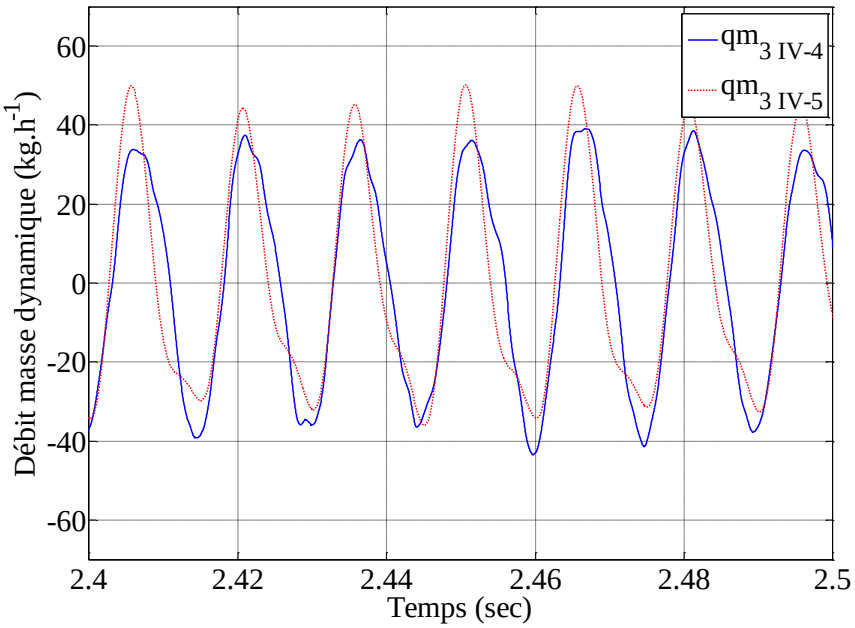

Figure 116 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1}

Le résultat obtenu avec l'équation (IV - 4) représente précisément le signal dynamique de débit pour les vitesses de rotation de 3000 tr.min^{-1} et de 3500 tr.min^{-1} (Figure 117 et Figure 118). Les composantes hautes fréquences sont particulièrement bien calculées dans le cas de la Figure 118, ce qui indique encore une fois la précision de la matrice de transfert pour le tube.

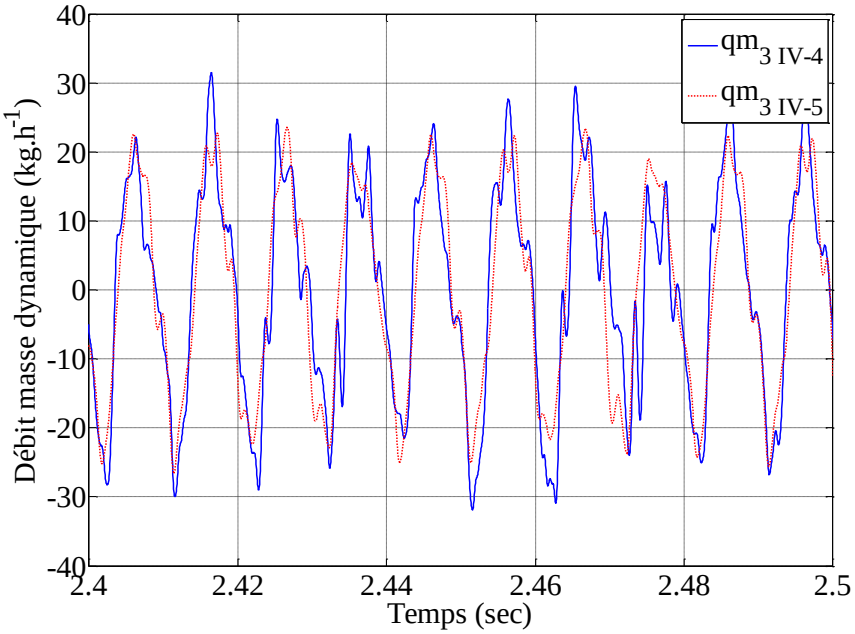

Figure 117 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1}

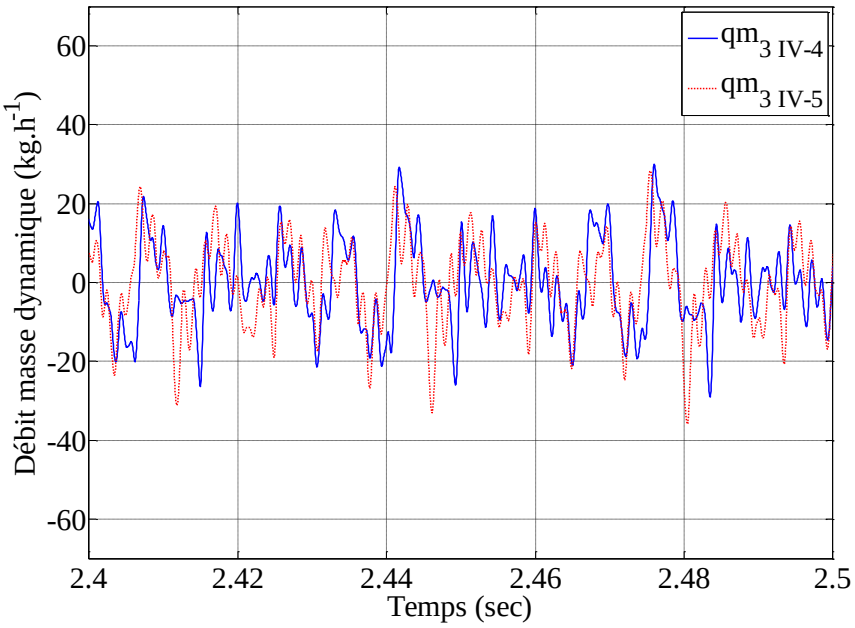

Figure 118 - Débit masse dynamique calculé pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1}

Cependant, la matrice de transfert pour le RAS est bien entendu moins précise. Un manque de précision dans la détermination de la matrice de transfert se manifeste pour la pression ainsi que pour le débit masse. Ceci étant dit, les résultats de pression et de débit masse sont satisfaisants sachant que le modèle utilisé (matrice de transfert) est un modèle fréquentiel linéaire qui permet de caractériser les ondes de pression relatives au remplissage moteur avec des niveaux d'amplitudes importants.

Les résultats des deux RAS ont montré qu'une bonne corrélation est possible même lorsque la matrice identifiée sur le Banc Dynamique avec une température ambiante est utilisée dans un environnement où la température de l'écoulement est légèrement supérieure. Par ailleurs, les résultats ont permis de vérifier d'une façon expérimentale que la matrice de transfert pour les tubes de mesure est suffisamment robuste et qu'elle peut être utilisée pour déterminer un débit masse dynamique instantané à l'admission d'un moteur à combustion interne.

Généralement une bonne corrélation est observée pour la plage fréquentielle au-dessous de 200 Hz. Pour les fréquences supérieures à cette valeur, la corrélation existe toujours pour certains pics mais la matrice perd en précision. Ce point est important car cela correspond aux limites de caractérisation de la matrice de transfert par utilisation du Banc Dynamique (impossibilité d'utiliser un nombre infini de tubes). Une autre méthode de caractérisation de la matrice de transfert d'un élément complexe peut être réalisée directement à l'admission du moteur et sera présentée dans le prochain paragraphe.

IV.1.3 Matrice de transfert établie directement à l'admission

Les résultats précédents valident la méthodologie de matrice de transfert mesurée sur le Banc Dynamique. L'excitation du Banc Dynamique est capable de reproduire les effets d'ondes de pression qui prennent place à l'admission d'un moteur à combustion interne. Cependant pour que la matrice mesurée sur le Banc Dynamique puisse donner de bons résultats sur un moteur réel, il faut exciter les fréquences de résonance sur le Banc Dynamique qui correspondent aux harmoniques de second ordre du moteur. De plus, il faut non seulement exciter la géométrie correctement (excitation de débit masse) mais il faut « cibler » les bonnes fréquences. Sur le Banc Dynamique, ces fréquences sont la résonance de la géométrie entière installée sur le banc. Pour changer les fréquences pour un système donné, il faut changer les longueurs de tubes en amont et en aval afin d'obtenir le bon contenu fréquentiel. Cette phase « d'enrichissement » de la matrice est beaucoup plus facile pour un simple tube en comparaison à un système complexe, notamment parce que les fréquences de résonance correspondent aux harmoniques en quart d'onde.

Les résultats précédents ont également démontré que la matrice de transfert des différents systèmes donne des résultats cohérents lorsque la température de l'écoulement sur le moteur est supérieure à la température ambiante pour laquelle la matrice est mesurée sur le Banc Dynamique. Ceci indique alors que l'excitation des soupapes sur un moteur est celle qui contribue le plus aux phénomènes de propagation d'ondes de pression et que la température de l'air joue un rôle de second ordre (lorsque cette variation de température est faible) par rapport à la composante dynamique des variables.

Comme déjà évoqué dans la partie III.1.2, il est possible de mesurer la matrice de transfert du système complexe directement sur le moteur. Ceci revient à dire que la matrice du système (notamment le RAS) est inconnue. Cependant les matrices des tubes de mesures sont connues car déjà déterminées sur le Banc Dynamique. Au lieu d'utiliser un banc d'organe (comme le Banc Dynamique ou le banc d'impédance) pour caractériser un système complexe tout en essayant d'assurer les bonnes conditions de débit moyen, il est possible d'utiliser l'excitation du moteur lui-même pour obtenir la matrice de transfert du système directement dans son environnement. Ceci assurera une meilleure précision de mesure, à condition d'être capable de bien caractériser les ondes de pression et de débit avec les deux tubes. La Figure 69 présente le montage pour mesurer la matrice de transfert du RAS. Si ce dernier est supposé non-symétrique, alors une seconde terminaison est nécessaire afin de résoudre le système linéaire (III - 3). Sur un moteur en fonctionnement, cette seconde terminaison ne peut être qu'une inversion du RAS et ceci parce que la source des ondes de pression est directement liée à la vitesse de rotation du moteur mais également à l'interaction entre les soupapes et la ligne d'admission complète. Le balayage des fréquences se fait alors à travers le balayage de la vitesse de rotation du moteur.

Les deux systèmes, RAS n°1 et RAS n°2, ont été caractérisés de cette façon, cette fois-ci avec une seconde campagne expérimentale qui intègre un gradient thermique à travers le RAS.

Le montage sur le banc d'essais moteur est le même que précédemment mais pour chaque RAS il y a 4 essais à faire pour chaque vitesse de rotation :

- Sans échanges thermiques en configuration directe
- Sans échanges thermiques en configuration inverse
- Avec échanges thermiques en configuration directe
- Avec échanges thermiques en configuration inverse

Le calcul de la matrice à partir des essais expérimentaux est présenté dans la partie (III - 3). La Figure 119 montre le RAS n°2 en configuration « inverse » où ce dernier est inversé par rapport au montage de la Figure 106. Les échanges thermiques sont privilégiés à travers le RAS en faisant couler de l'eau sur le RAS. L'eau est récupérée dans une cuve comme le montre la Figure 119.

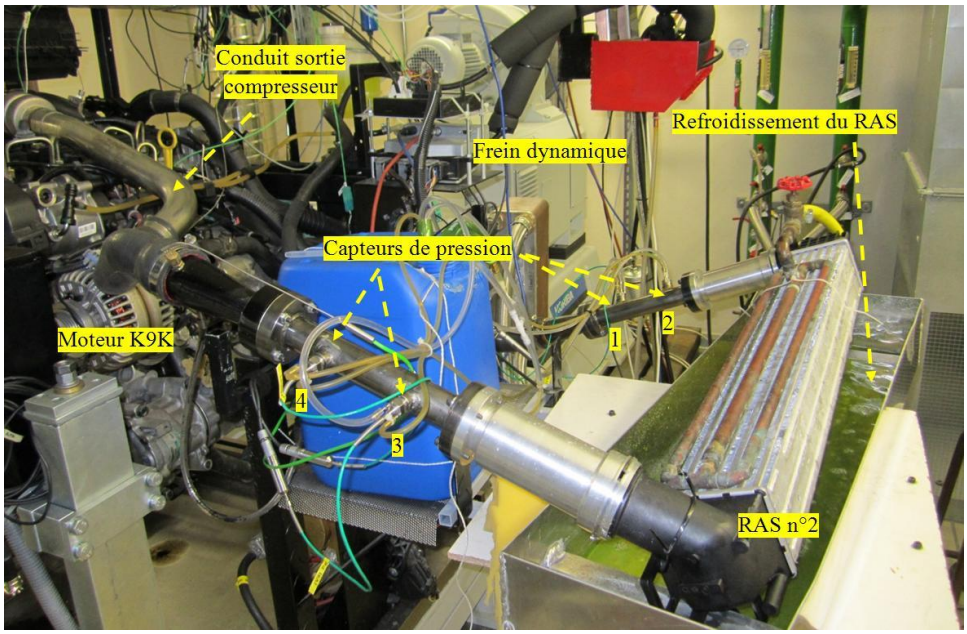

Figure 119 - RAS n°2 monté à l'admission du K9K dans la configuration "inverse" avec échanges thermiques

Les essais sont réalisés pour différentes vitesses de rotation: 1500 tr.min^{-1}, 2000 tr.min^{-1}, 2500 tr.min^{-1}, 3000 tr.min^{-1} et 3500 tr.min^{-1}. Afin de regarder l'effet d'une discontinuité thermique sur la propagation des ondes de pression, un gradient thermique constant est choisi pour les deux RAS. Pratiquement ceci revient à fixer la température d'entrée des RAS T_{in} à 110°C, ceci revient alors à changer la charge du moteur afin d'obtenir cette température en sortie compresseur. Le Tableau 12 résume les conditions de température en entrée et en sortie des RAS sans et avec les échanges thermiques. Le débit d'air moyen et la pression de suralimentation sont également donnés, ils sont fournis par la mesure du débitmètre fil chaud et le capteur de pression statique dans le répartiteur respectivement. Pour la vitesse de rotation de 1500 tr.min^{-1}, il n'était pas possible d'atteindre une température d'entrée RAS de 110°C à cause de la faible pression de suralimentation pour cette vitesse.

Vitesse de rotation (tr.min^{-1})		1500	2000	2500	3000	3500
T_{in} (°C)	Avec transfert	101.2	109.9	109.1	110.2	110.5
	Sans transfert	103.9	113	112.5	114.3	114.4
T_{out} (°C)	Avec transfert	37.7	45.5	50.1	54.7	57.8
	Sans transfert	83.1	96	99	102.6	115.2
Débit d'air (mg.cycle^{-1})	Avec transfert	596.6	650.8	649.3	622.4	596.2
	Sans transfert	548.2	603	588.1	591.8	554
Pression de suralimentation (bar)	Avec transfert	1.75	1.77	1.79	1.81	1.82
	Sans transfert	1.73	1.77	1.78	1.83	1.83

Tableau 12 - Sommaire des points de mesure

En utilisant la méthodologie de mesure de la matrice de transfert directement à l'admission du moteur, 8 grandeurs sont recueillies : 4 signaux de pression mesurés expérimentalement et 4 signaux de débit masse calculés avec l'approche matricielle. Pour chaque vitesse de rotation, deux matrices de transfert sont déterminées : une avec transfert thermique et une sans transfert thermique.

La validation de la mesure sur le banc moteur ne peut pas se faire de la même manière que précédemment, parce que la matrice pour les RAS n'est pas déterminée auparavant. Elle est mesurée directement à l'admission. La mesure sur le banc moteur des matrices sera validée dans un code le calcul 1D GT-Power. La matrice sera intégrée dans le code comme expliqué ci-dessous avec les conditions de débit et de pression correspondantes. Le résultat de la simulation de GT-Power sera comparé aux mesures expérimentales pour juger si la matrice de transfert est correcte ou non. L'effet de la discontinuité thermique sera également mis en évidence par la simulation.

IV.1.4 Couplage avec le code de calcul GT-Power

En observant le schéma de la Figure 69, la matrice de transfert mesurée sur le banc moteur correspond au système existant entre les points de mesure 2 et 3. L'objectif à présent est d'inclure la matrice de transfert dans un code de calcul 1D, par exemple GT-Power, de façon à remplacer la modélisation avec des éléments unidimensionnels par la matrice de transfert mesurée. Ce type de couplage entre un code 1D et une matrice fréquentielle a été déjà effectué par plusieurs auteurs ([122], [148], [149], [150]), cependant leurs travaux étaient centrés sur la

simulation des ondes acoustiques afin d'obtenir une étude acoustique du bruit de bouche ou du bruit rayonné par les différents éléments de l'échappement (pots d'échappement, turbomachines…).

L'objectif ici est de simuler le fonctionnement d'un moteur à combustion interne pour étudier le remplissage moteur. Théoriquement, la matrice de transfert comme définie dans ce travail de thèse pourrait communiquer avec le code GT-Power parce qu'elle caractérise un élément donné en termes de pression et de débit masse dans les conditions d'un écoulement à l'admission du moteur. L'étude est donc effectuée en présence d'un écoulement moyen et des pertes de charge importantes avec des amplitudes maximales proches des 240 dB. Les résultats précédents ont déjà validé que cette matrice transmet correctement les variables de pression et de débit masse. Il faut donc déterminer la forme adéquate pour intégrer cette matrice de transfert dans GT-Power. En d'autres termes, il faut trouver un moyen pour optimiser les opérations de convolution fréquentielle et de passage fréquentiel-temporel d'une façon parallèle au schéma numérique de GT-Power. Ce dernier ne travaille pas dans le domaine fréquentiel lors d'une simulation moteur, mais résout les équations 1D à travers un pas de temps et pas d'espace (maillage). Le fait que les signaux de pression obtenues par GT-Power soient périodiques est un résultat de la simulation et non pas un moyen de calcul, contrairement aux approches fréquentielles qui nécessitent un signal périodique pour appliquer les transformées de Fourier.

Alberston *et al.* [151] ont testé différentes approches pour coupler une matrice de transfert à un code de calcul moteur travaillant avec un schéma 1D. La difficulté est de réussir à coupler l'excitation acoustique qui provient des soupapes aux conditions aux limites de la matrice. Cette dernière doit maintenant « travailler » pour simuler des résultats et aider à la convergence du calcul plutôt comme un instrument de caractérisation. Les différentes approches ont été testées sur un modèle 1D d'un moteur monocylindre fonctionnant à froid (sans échanges thermiques au niveau de la culasse et des parois du cylindre). Le mouvement du piston et l'ouverture et fermeture des soupapes sont considérés comme les éléments sources pour l'excitation acoustique. Ils ont constaté que lorsque le niveau d'amplitude des ondes de pression et la contribution des non-linéarités augmentaient, les solutions divergeaient lentement. Pourtant, les mêmes matrices de transfert donnaient des résultats acceptables lorsqu'ils caractérisaient le même modèle à partir des mesures. La cause de ces différences pourrait être due à la manière dont les valeurs discrètes échantillonnées sont mise en œuvre dans la routine de simulation d'un élément complexe. Une autre cause probable selon les auteurs est la transformée de Fourier inverse qui est utilisée pour obtenir des séries temporelles pendant une durée d'échantillonnage relativement courte et qui manque alors de points suffisants pour obtenir des résultats précis communicables par la suite avec le code 1D. Les hautes fréquences sont également problématiques d'un point de vue temporel notamment avec une transformée inverse de Fourier qui donne naissance à un phénomène mathématique d'ondes « virtuelles » ou non-physiques, connu sous le nom de phénomène de Gibb. Ces oscillations parasites n'existent pas dans le

système physique, mais ils découlent des mathématiques. L'ensemble de ces éléments rend le couplage fréquentiel-temporel « délicat ».

Knutsson *et al.* [65] ont couplé une matrice de transfert d'un élément filtrant au code de calcul GT-Power. Les pôles de la matrice de transfert ont été codés comme des filtres FIR (finite impulse response filter) et intégrés dans une routine Simulink. Cette dernière communiquait avec le code de calcul. Pour assurer la bonne convergence, et tout particulièrement au début du calcul, des matrices analytiques de deux tubes de mesure (amont et aval du système) ont été utilisées. Ceci a permis de s'assurer que la zone très basse fréquences entre 0Hz et 5Hz est bien caractérisée, sinon le calcul diverge. A noter que la mesure expérimentale de la matrice de transfert et la simulation couplée avec GT-Power ont été faits sans débit moyen. Les résultats sont très prometteurs pour la zone fréquentielle entre 100Hz et 500Hz mais sont moins précis au-dessous de 100Hz. Cependant, la méthodologie employée pour simuler les ondes de pression est très intéressante : les mesures expérimentales de pression en amont et en aval (aux points de mesure) sont fournies à GT-Power comme des conditions aux limites. Un block Simulink est installé entre les deux, ce dernier prend les informations de pression de GT-Power et lui rend des informations de débit masse. Une technique similaire est proposée dans ce travail où des informations de pression et de débit masse sont importés de GT-Power jusqu'au Simulink. Ce dernier doit calculer les informations de pression et de débit masse manquantes pour ensuite les fournir à GT-Power. Le système est alors fermé et la simulation peut être effectuée. Une bonne corrélation entre des signaux de pression et de débit expérimentaux et ceux obtenus par simulation validera que la matrice mesurée sur le banc moteur est correcte et que le processus de couplage fonctionne.

La matrice de transfert du RAS n°2 mesurée sur le banc moteur sera couplée à GT-Power à travers Simulink. Ce RAS a été choisi car il n'était pas possible (d'un point de vue montage) de caractériser le RAS n°1 sans ses conduits amont et aval, tandis que le RAS n°2 a été caractérisé tout seul (avec les pièces d'adaptation). La matrice de transfert MT_{23} mesurée sur le banc moteur entre les points 2 et 3 (voir Figure 69) peut être écrite sous la forme donnée par l'équation (IV - 6). En arrangeant les termes de la matrice de cette façon, l'objectif est de communiquer avec GT-Power la pression mais également le débit masse de part et d'autre du RAS.

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ Qm_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} O_{11} & O_{12} \\ O_{21} & O_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_3 \\ Qm_2 \end{pmatrix} \qquad \text{(IV - 6)}$$

La Figure 120 présente le schéma de couplage envisagé. Une condition de débit masse est imposée en amont de la matrice. Cette valeur de débit masse $qm_{1,a}(t)$ est le débit masse au point 1, qui est égale à la valeur moyenne de débit masse donnée par le débitmètre à fil chaud $qm_0(t)$ du moteur ajoutée à la composante dynamique $qm_1(t)$ qui, elle, est donnée par la matrice de transfert MT_{12}. De l'autre côté de la matrice, une condition de pression statique est imposée dans

GT-Power. C'est la pression absolue $p_{4,a}(t)$ mesurée au point 4. Le block Simulink prend la composante dynamique de débit $qm_2(t)$ au point 2 et la composante dynamique de pression $p_3(t)$ au point 3. Ces deux signaux sont ensuite traités dans le programme Simulink pour générer (suite à un produit de convolution qui sera présenté ultérieurement) les grandeurs dynamiques de pression $p_2(t)$ et de débit masse $qm_3(t)$ aux points 2 et 3 respectivement. La routine Simulink fournira en amont (en 2) la pression absolue $p_{2,a}(t)$ égale à la somme de la pression $p_2(t)$ calculée et de la pression moyenne au point 2 $p_{2,0}(t)$. La pression moyenne au point 2 correspond à la pression moyenne au point 3 dont les pertes de charge du RAS ont été soustraites. Côté aval, la routine Simulink fournira au maillage GT-Power le débit masse absolue $qm_{3,a}(t)$ égal à la somme du débit masse dynamique $qm_3(t)$ au point 3 avec le débit moyen $qm_0(t)$. Ce débit moyen est le même débit mesuré par le débitmètre à fil chaud du moteur. Il correspond au débit moyen aspiré et il est donné par le Tableau 12. Les conditions de température en amont et aval RAS sont définies dans GT-Power comme étant la température de l'écoulement interne. A rappeler que deux configurations « directe » et « inverse » sont nécessaires pour déterminer la matrice, la condition « directe » est choisie comme cas de validation.

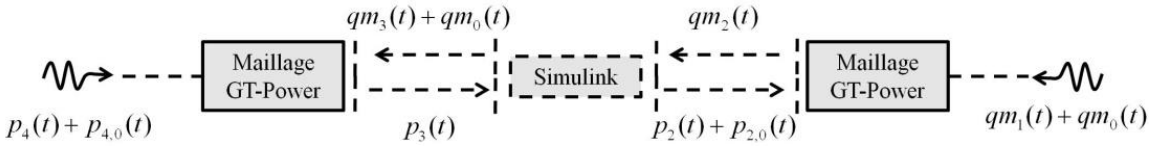

Figure 120 - Schéma du couplage Simulink / GT-Power

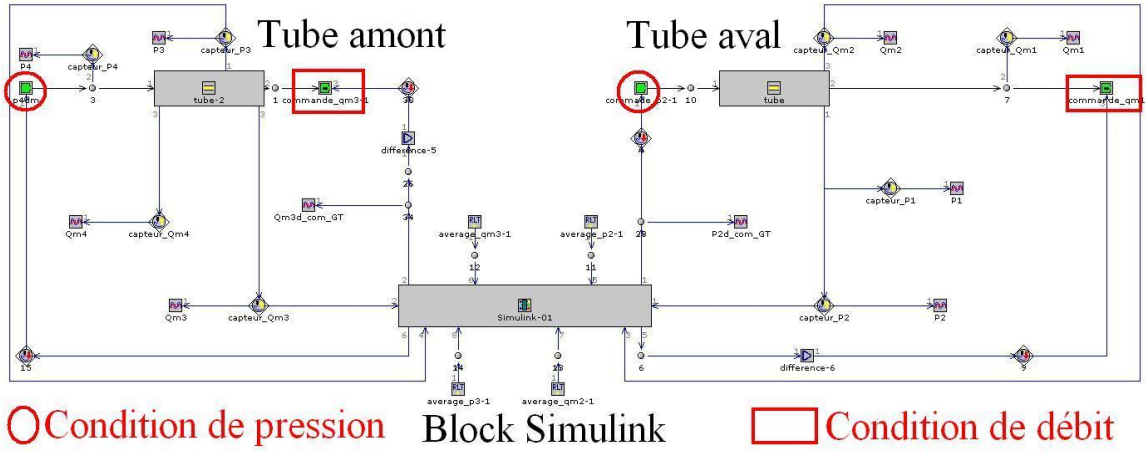

Figure 121 - Modèle du couplage dans GT-Power

Les valeurs de débit masse sont imposées dans GT-Power avec des composants de type « EndFlowInlet » tandis que la pression est imposée avec des composants de type

« EndEnvironement ». Le modèle dans l'environnement GT-Power est donné par la Figure 121 annotée. L'intégration de la matrice de transfert dans Simulink est présentée en annexe.

IV.1.5 Simulation couplée en présence de transferts thermiques

La simulation couplée a été réalisée pour les deux cas : sans et avec transfert de chaleur. L'objectif est de mesurer la matrice de transfert du RAS n°2 dans son environnement « habituel » de fonctionnement à l'admission du moteur et ensuite d'intégrer la mesure dans un modèle GT-Power du moteur. Les résultats sont tout d'abord présentés pour le cas avec transfert de chaleur (fonctionnement normal du RAS). La validation du modèle sera faite en comparant les signaux de pression et de débit mesurés à ceux obtenus par le calcul couplé et ceci dans le domaine temporel et dans le domaine fréquentiel. Le temps nécessaire pour la convergence n'est pas le même pour les différents points du Tableau 12, il dépend de la forme analytique et du degré des fonctions de transfert représentants les pôles mais aussi de l'interaction des différents paramètres du modèle comme le filtrage et l'amortissement numérique. Comme le schéma numérique de GT-Power est dissocié en deux (zone amont et zone aval), c'est à l'utilisateur de juger la convergence en contrôlant les valeurs moyennes de débit en amont et en aval qui doivent en théorie être égales. Un résultat précis doit bien évidemment être également cohérent à la mesure. Une fois que ces deux critères de convergence sont atteints, la simulation est arrêtée.

La Figure 122 représente l'évolution de la pression absolue calculée par la simulation couplée au point 2 et la comparaison à la pression mesurée expérimentalement au même point pour une vitesse de rotation de 1500 tr.min^{-1}.

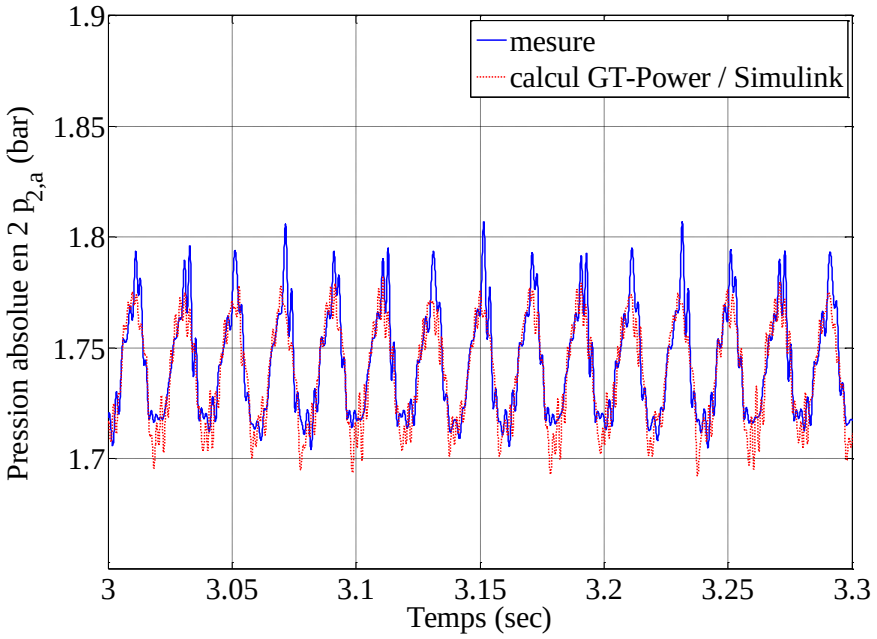

Figure 122 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Dans le domaine fréquentiel, le résultat du niveau sonore de la pression au point 2 est calculé avec la formule (IV - 3) et est représenté sur la Figure 123.

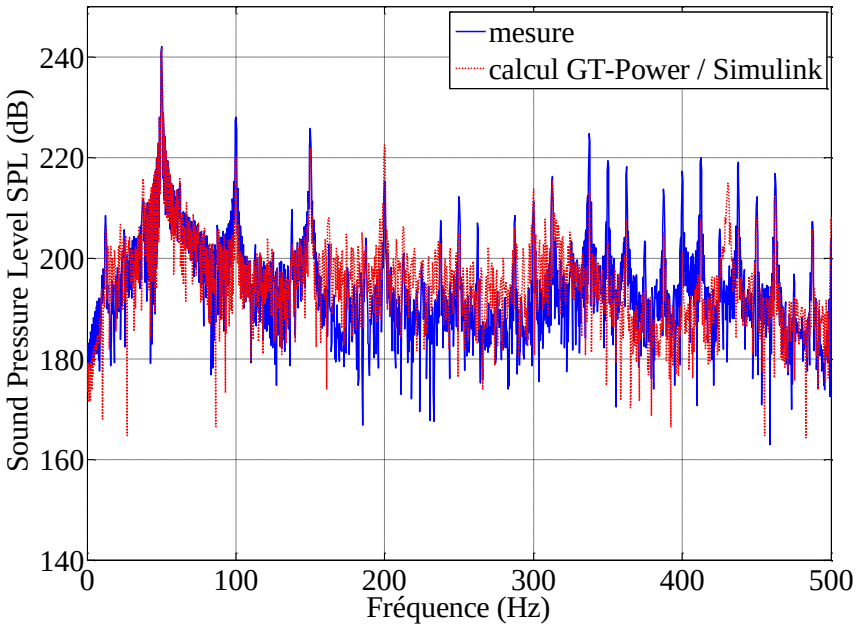

Figure 123 - Spectre fréquentiel pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

La simulation pour le cas avec une vitesse de rotation de 1500 tr.min^{-1} pour le RAS n°2 avec transfert de chaleur a demandé un temps de simulation d'environ 3 secondes pour converger. Les résultats sont cohérents entre la mesure expérimentale et la pression obtenue à partir de la simulation couplée. De l'autre côté du block Simulink, le programme Simulink calcule le débit masse au point 3 et le communique à GT-Power. La Figure 124 représente la comparaison entre le débit masse obtenu à partir de la mesure avec la matrice de transfert du tube au point 3 et celui obtenu par la simulation couplée. L'amplitude des pics du débit masse est globalement bien représentée sachant que la simulation couplée tend à surestimer les valeurs par rapport à la mesure. Les sources de ces erreurs peuvent êtres causées par plusieurs éléments :

- La matrice de transfert des tubes de mesure qui est employée pour chercher le débit masse instantané expérimental.
- La perte d'information qui existe lors du processus d'identification des pôles de la matrice de transfert.
- Le schéma 1D lui-même dans GT-Power.
- L'apparition des éventuelles sources de non-linéarités avec l'approximation linéaire des matrices de transfert.
- Les variations numériques qui peuvent apparaitre et qui sont causés par les fonctions de transfert (pôles de la matrice de transfert).
- L'effet indésirable et non-physique des filtres et de l'amortissement numérique qui peuvent interagir incorrectement avec le code GT-Power.

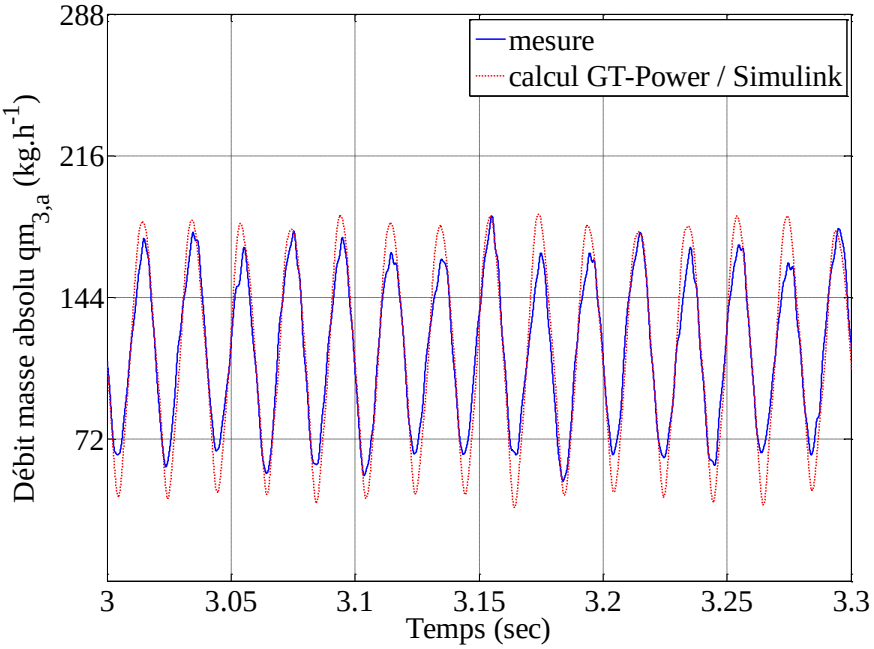

Figure 124 - Débit masse absolu pour le RAS n°2 à 1500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Ceci étant dit, les résultats peuvent être considérés comme étant acceptables et utilisables pour un code de calcul moteur.

La Figure 125 présente l'évolution de la pression absolue au point 2 pour une vitesse de rotation de 2000 tr.min^{-1}.

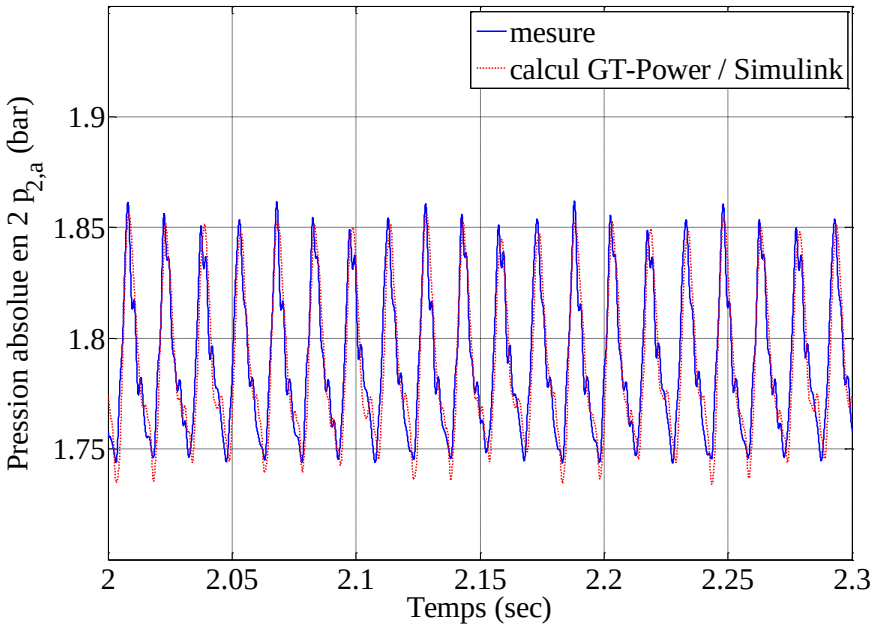

Figure 125 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

La solution a convergé plus rapidement pour cette vitesse de rotation (autour de 2 secondes de temps de simulation). La solution de pression semble être également plus précise par rapport à la mesure expérimentale que la solution à 1500 tr.min^{-1}. La raison de cette meilleure cohérence ne revient pas nécessairement à des causes physiques mais plutôt à des causes numériques et une bonne « interaction » entre les fonctions de transfert identifiées pour cette vitesse avec le code 1D. Il en est de même pour le débit masse absolu au point 3, une bonne corrélation est observée entre la mesure expérimentale et la simulation couplée (voir Figure 126).

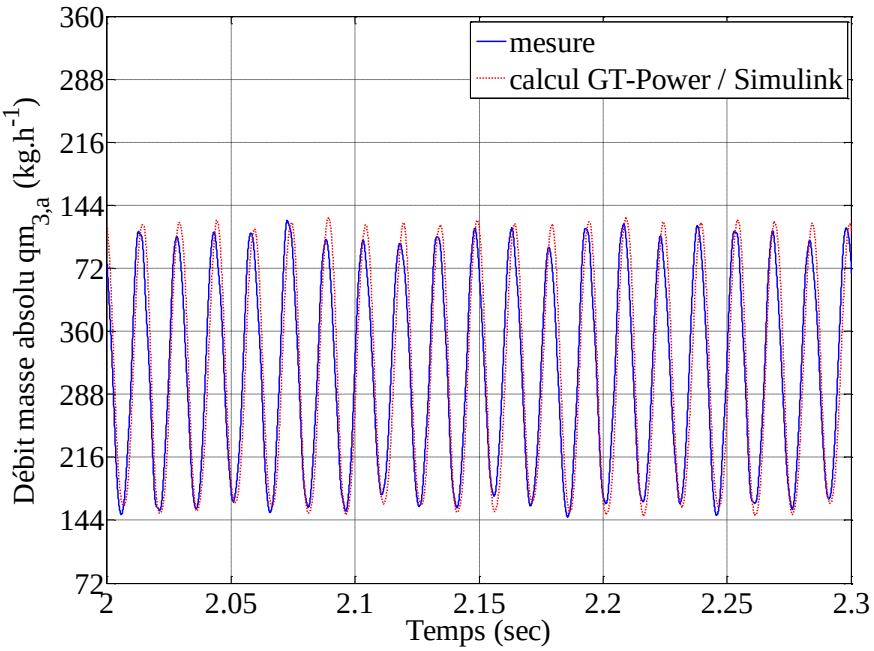

Figure 126 - Débit masse absolu pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Les résultats peuvent également être comparés dans le domaine fréquentiel comme le montre la Figure 127.

Les basses fréquences (au-dessous de 200Hz) sont bien représentées dans les Figure 123 et Figure 127, le profil général de l'onde est alors conservé tandis qu'il a été considéré que les petites variations (contenu hautes fréquences) peuvent être négligées. En effet, la méthode d'intégration de la matrice de transfert dans Simulink (voir Annexe) assure que la forme générale de l'onde est conservée mais peut ne pas capter toutes les hautes fréquences, d'où le manque d'une certaine précision pour les pics au-dessus de 250Hz. Une demande de précision plus élevée pour capter toute la plage fréquentielle nécessitera l'augmentation du nombre de paramètres à identifier dans les équations (A - 5) et (A - 6) et apportera une complexité additionnelle au système. L'ordre de la fonction de transfert des pôles de la matrice est rarement supérieur à 6 ou 8 avec le choix de ce critère de précision. Il y a un compromis à faire entre le niveau de précision nécessaire pour modéliser un RAS et la robustesse et la vitesse de calcul.

Ceci étant dit, le calcul couplé du modèle de la Figure 121 est relativement rapide : moins de 2 minutes si les critères de convergence (filtres et amortissement numérique) sont corrects.

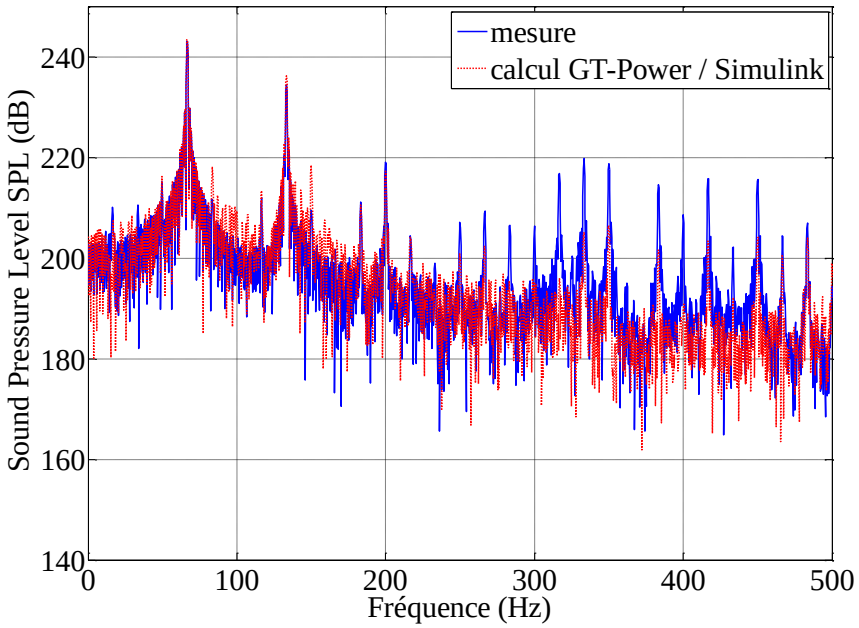

Figure 127 - Spectre fréquentiel pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Les Figure 128, Figure 129 et Figure 130 représentent la pression absolue au point 2, le spectre fréquentiel et le débit masse absolu respectivement au point 3 pour la vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}.

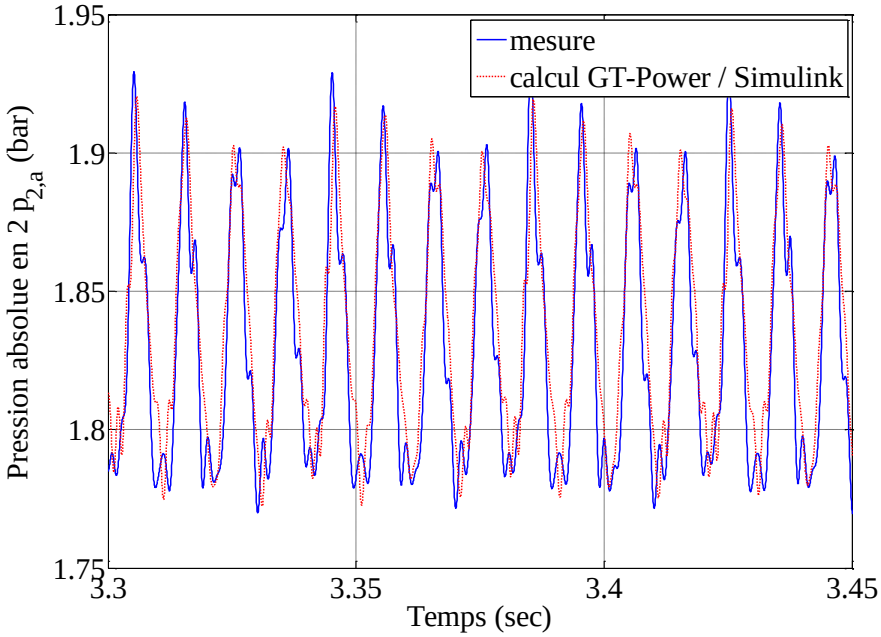

Figure 128 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 3000 tr.min-1 avec transfert de chaleur

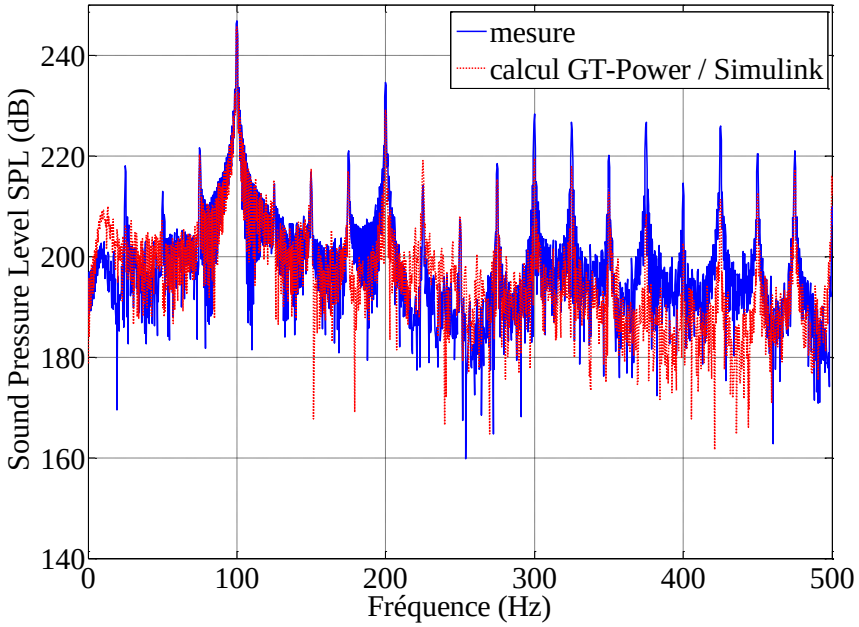

Figure 129 - Spectre fréquentiel pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

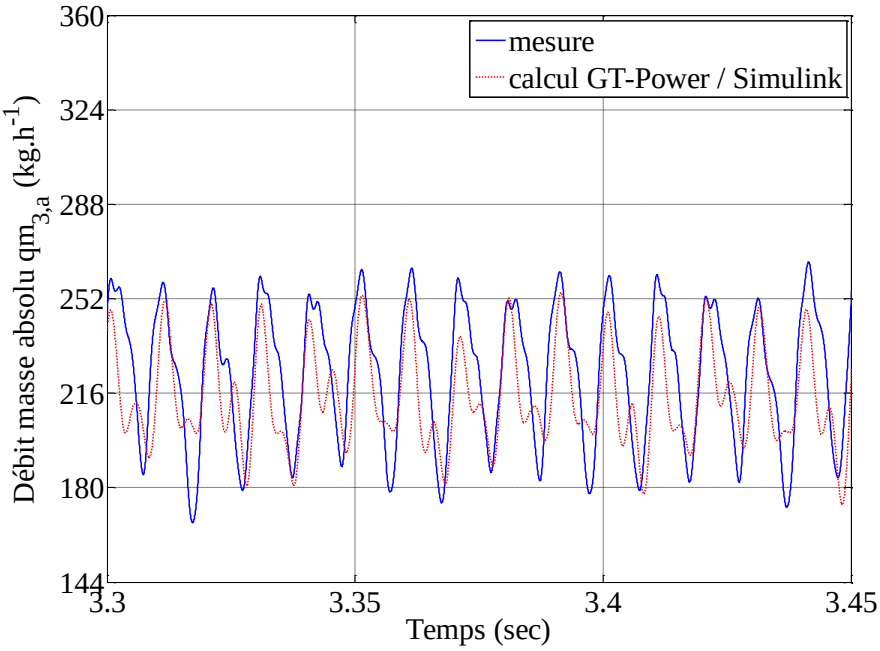

Figure 130 - Débit masse absolu pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Une bonne corrélation est observée pour la pression à 3000 tr.min^{-1}, cependant le signal de débit semble être moins précis. La phase du signal est correcte comme le montre la Figure 130, cependant des différences d'amplitude sont remarquables. Il apparait que c'est le signal mesuré expérimentalement qui présente des petites différences d'une période à une autre. Lorsque ce signal est fourni à la simulation couplée, le résultat de cette dernière, ne sera pas cohérent avec la

mesure expérimentale à cause de ces difficultés de périodicité. La raison de ces différences dans la mesure du débit instantané expérimental pourrait être due à un manque de précision de la matrice de transfert pour le simple tube comme elle est identifiée sur le Banc Dynamique. Une autre cause pourrait être des différences cycliques qui apparaissent sur le moteur. En effet, les données temporelles n'ont pas été moyennées puis représentées en fonction du cycle moteur parce que c'est la simulation temporelle continue qui est nécessaire pour que le concept de simulation par matrice de transfert puisse fonctionner.

Les variables absolues pour le dernier point de fonctionnement à 3500 tr.min^{-1} sont données par les Figure 131, Figure 132 et Figure 133.

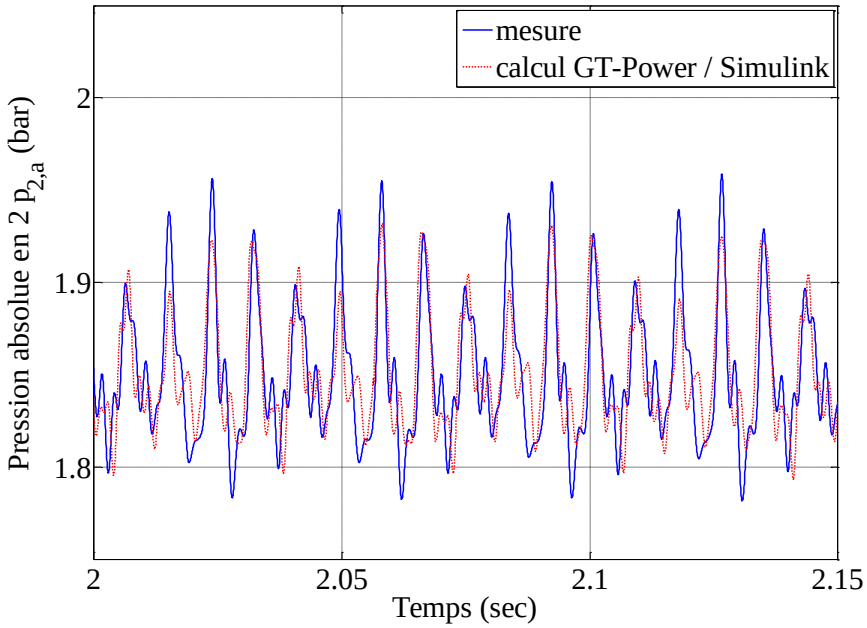

Figure 131 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Le résultat de pression donné par les Figure 131 et Figure 132 montre une bonne corrélation avec les mesures expérimentales. Cependant le résultat pour le débit masse donné par la Figure 133 est moins précis. Pourtant la mesure expérimentale pour cette vitesse de rotation est périodique, donc la source de l'erreur ne provient pas des erreurs de mesure de débit instantané avec la matrice de transfert. La variable de pression semble être plus « facile » à simuler avec le couplage fréquentiel-temporel entre GT-Power et Simulink. Une cause probable pour les erreurs entre la simulation et la mesure du débit masse est la fréquence d'acquisition et le pas de temps du calcul qui ne sont pas suffisants pour les grandes vitesses de rotation. En effet, la vitesse de rotation déterminera le flux des informations communiquées entre GT-Power et Simulink et donc la « vitesse » avec laquelle les signaux entrent et sortent des fonctions de transfert. Il faut alors théoriquement diminuer le pas de temps maximal lorsque la vitesse de rotation est augmentée. Pendant les essais expérimentaux la fréquence d'acquisition (qui fixe le pas de temps maximal) a été conservée à 20 kHz, ce qui n'est pas une très grande fréquence. D'autre part, et comme le pas

de temps maximal de la simulation est inversement proportionnel à la fréquence d'acquisition (voir Annexe), l'augmentation de la fréquence d'acquisition engendrera une diminution du pas de temps maximal et donc une augmentation du temps de calcul.

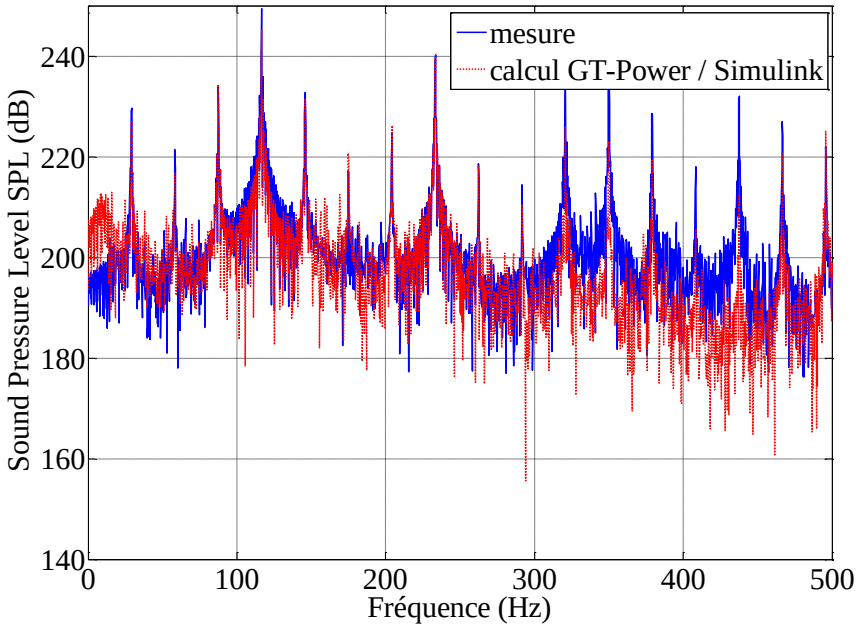

Figure 132 - Spectre fréquentiel pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

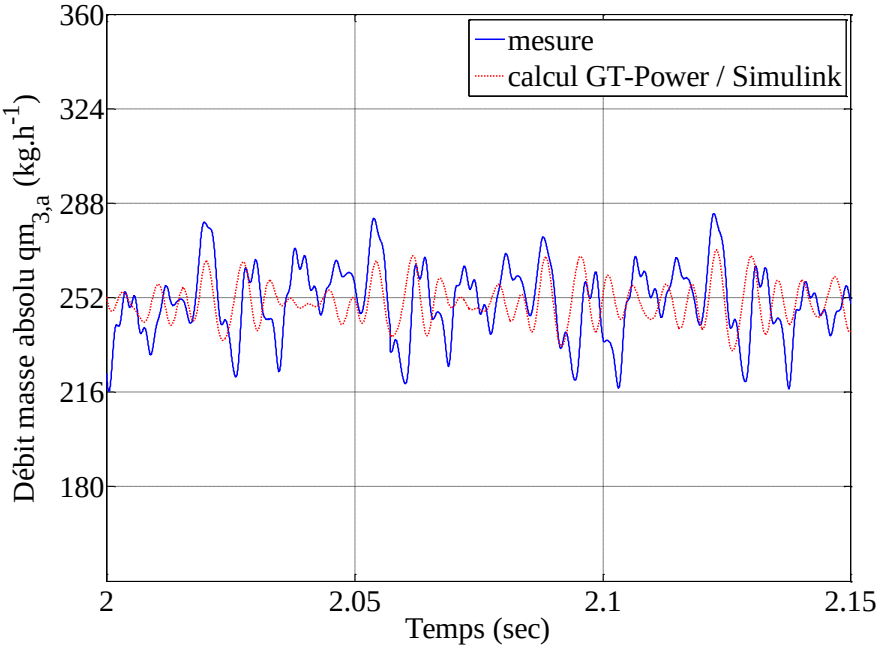

Figure 133 - Débit masse absolu pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1} avec transfert de chaleur

Il faut rappeler qu'un bloc moteur dans GT-Power n'existe pas dans cette simulation, cette dernière est uniquement utilisée pour valider la mesure et le processus du couplage entre Simulink et GT-Power. Donc le temps de calcul augmentera sans doute avec l'intégration des éléments comme les pistons, les soupapes et les turbomachines.

La méthodologie de mesure de la matrice de transfert à l'admission d'un moteur et son couplage avec un code de calcul 1D a été validée. Il est donc possible de caractériser la dynamique de la propagation des ondes de pression à travers un élément complexe comme le RAS avec une matrice de transfert. La précision de la mesure et du calcul couplé, dépendra de la précision de la matrice de transfert des tubes de mesures, de la fréquence d'acquisition, de la convergence et du suivi du calcul couplé. Ceci étant dit, les résultats sont fidèles à la réalité et une bonne cohérence est observée lorsque les signaux de pression et de débit issus de la simulation sont comparés à ceux mesurés.

IV.1.6 Influence des échanges thermiques

La simulation couplée a été utilisée pour valider la mesure de la matrice de transfert du RAS dans les conditions où les transferts thermiques sont présents, c'est-à-dire dans les conditions « normales » d'opération. La matrice a également été déterminée sans transfert thermique. Les signaux de pression mesurés sans transfert thermique à travers le RAS sont comparés dans cette partie, aux résultats obtenus par simulation avec une matrice de transfert, cette dernière étant mesurée avec transfert de chaleur dans un premier temps et sans transfert de chaleur dans un second cas.

En d'autres termes, le résultat avec une matrice de transfert caractérisée *avec transfert* sera comparé au résultat obtenu avec une matrice de transfert mesurée *sans transfert.* Seul le RAS n°2 a été étudié, avec les points de mesure du Tableau 12. La Figure 134 compare la pression absolue au point 2 pour une vitesse de rotation moteur de 2000 $tr.min^{-1}$ mesurée sans échange thermique à celle obtenue avec la simulation, une fois par la matrice *avec transfert* et une fois avec la matrice *sans transfert*. Les résultats sont très proches. Les résultats obtenus pour une autre vitesse de rotation, à 2500 $tr.min^{-1}$, sont représentés sur la Figure 135. Pour cette vitesse, la simulation avec transfert de chaleur donne un signal de pression dont l'amplitude est plus grande que celle du signal sans transfert de chaleur, la phase des signaux étant cohérente. La différence d'amplitude reste relativement minime mais existe tout de même. La Figure 136 présente les résultats obtenus pour une vitesse de rotation moteur de 3000 $tr.min^{-1}$. Les deux signaux simulés présentent un profil très similaire, ils sont très proches du point de vue phase mais aussi amplitude, tous les deux sous-estiment un peu l'amplitude par rapport à la mesure. Il semble alors que pour cette vitesse de rotation l'effet des transferts thermiques est moins présent. Les différences par rapport à la mesure sont dues aux raisons citées précédemment (manque de précision dans la mesure de la matrice avec les tubes, pertes d'information avec l'identification des pôles…). Les résultats obtenus pour la dernière vitesse sont représentés sur la Figure 137, pour un régime de 3500 $tr.min^{-1}$. Semblable à la vitesse de rotation de 2500 $tr.min^{-1}$, des

différences existent entre les signaux simulés. On notera tout de même que les différences ne sont pas importantes, cependant le signal de pression simulé avec échanges thermiques est caractérisé par des amplitudes légèrement supérieures à celui obtenu par simulation sans transfert de chaleur. Donc l'effet d'une discontinuité thermique sur la propagation des ondes de pression est bien présent, rien n'a été changé entre les deux configurations sauf la température à la sortie du RAS.

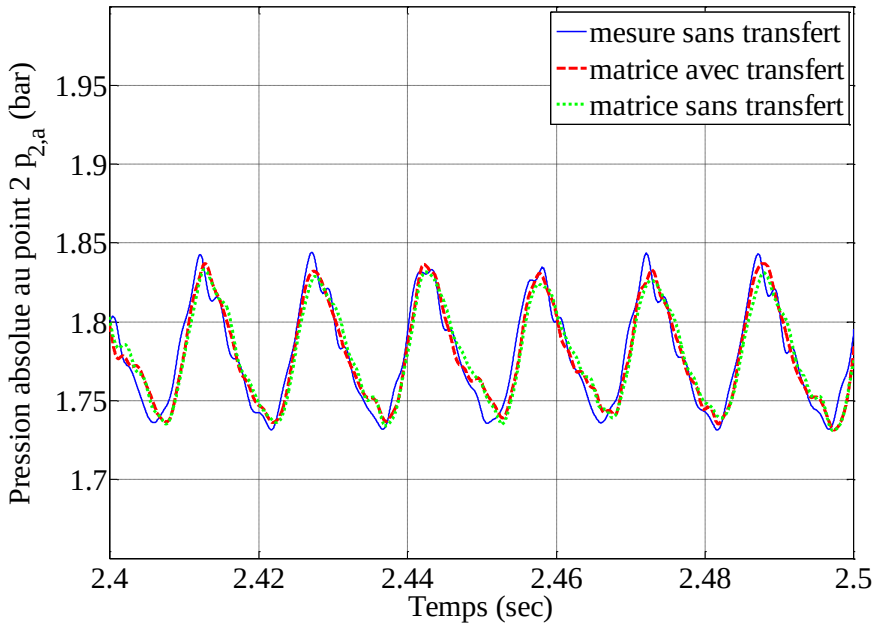

Figure 134 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 2000 tr.min^{-1} sans / avec transfert de chaleur

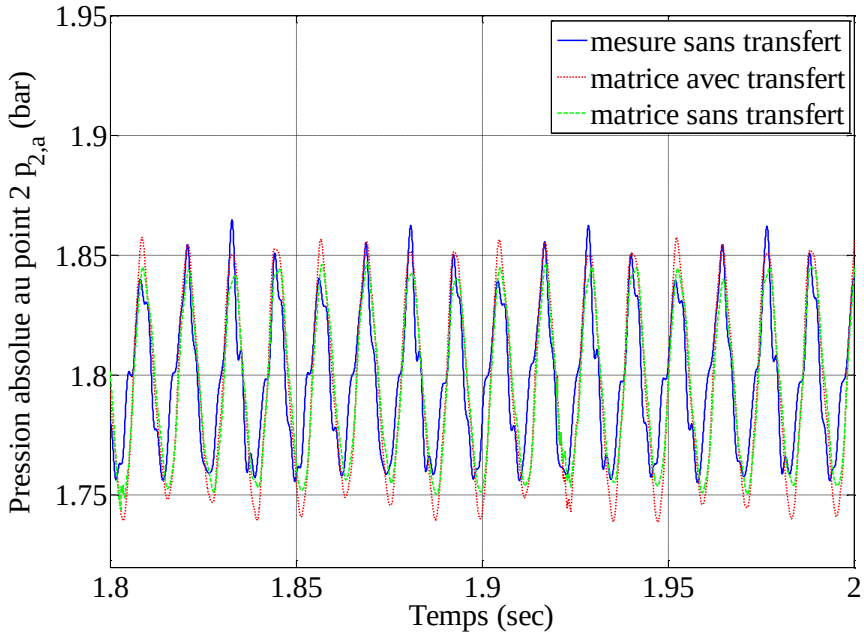

Figure 135 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 2500 tr.min^{-1} sans / avec transfert de chaleur

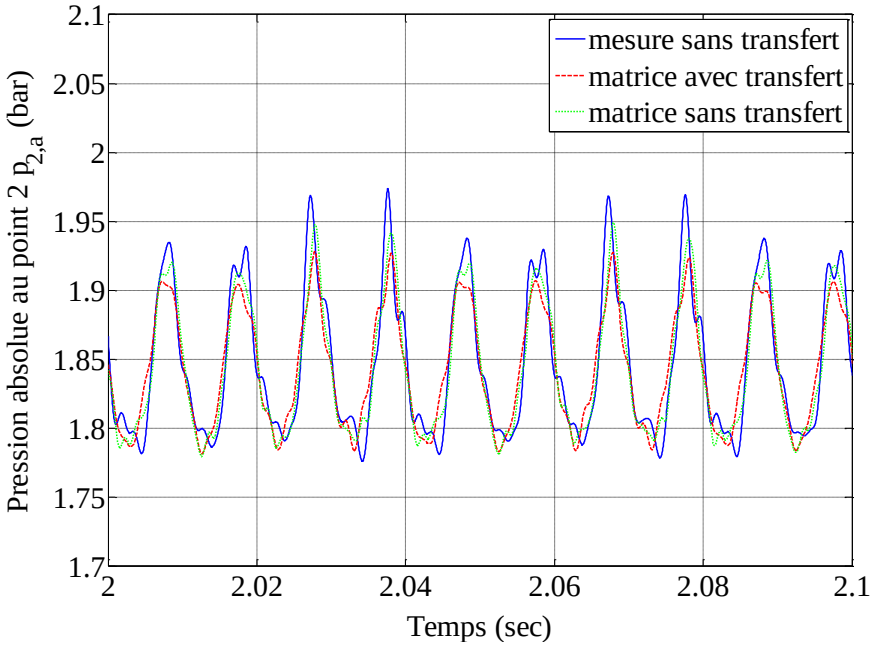

Figure 136 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 3000 tr.min^{-1} sans / avec transfert de chaleur

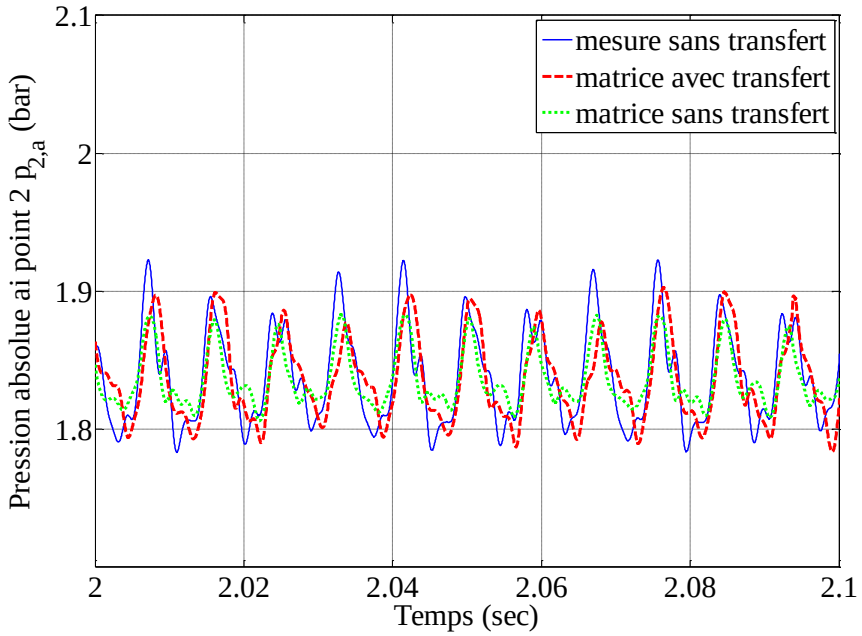

Figure 137 - Pression absolue pour le RAS n°2 à 3500 tr.min^{-1} sans / avec transfert de chaleur

L'effet de la discontinuité thermique sur la propagation des ondes de pression dépend alors de la vitesse de rotation. Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui expliquent cette dépendance il peut être utile d'étudier le coefficient de réflexion du RAS. Le coefficient de réflexion du RAS est accessible à partir de la matrice de diffusion donnée par l'équation (I - 67). La matrice de transfert MT_{23} caractérise la géométrie existante entre les deux points de mesures 2

et 3. Elle est mesurée directement sur le moteur (Figure 69). Ses pôles sont exprimés par l'équation (III - 2). Les informations de pression et débit masse en ces deux points de mesure sont alors liées selon l'équation (IV - 7).

$$\begin{pmatrix} P_3 \\ Qm_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_2 \\ Qm_2 \end{pmatrix} \tag{IV - 7}$$

La matrice de diffusion lie les composantes directes et rétrogrades en ces deux points de mesure selon les équations (IV - 8) et (IV - 9).

$$P_3^+ = \tilde{T}^+ P_2^+ + \tilde{R}^- P_3^- \tag{IV - 8}$$

$$P_2^+ = \tilde{R}^+ P_2^+ + \tilde{T}^- P_3^- \tag{IV - 9}$$

La pression en n'importe quel point peut être exprimée en fonction des composantes directes et rétrogrades suivant l'équation (I - 33), ceci revient à écrire l'équation (IV - 10).

$$P = P^+ + P^- \tag{IV - 10}$$

Le débit masse s'exprime aussi en fonction des composantes directes et rétrogrades de pression et l'impédance caractéristique complexe selon l'équation (I - 36). En supposant, comme première approximation, que l'impédance caractéristique complexe est égale à l'impédance caractéristique réelle z_{c0} donnée par l'équation (I - 24), le débit masse en n'importe quel point pourrait être écrit sous la forme donnée par (IV - 11).

$$Qm = \frac{1}{z_{c0}} \left(P^+ - P^- \right) \tag{IV - 11}$$

En combinant les équations (IV - 7), (IV - 8), (IV - 9), (IV - 10) et (IV - 11), il est possible d'exprimer les coefficients de réflexion et de transmission en fonction des pôles de la matrice de transfert. Le coefficient $\tilde{R}^+$ caractérise la propriété de réflexion du RAS et son comportement face aux ondes de pression qui proviennent des soupapes. Il peut être obtenu à partir de l'équation (IV - 12).

$$\tilde{R}^+ = \frac{A_s + \frac{B_s}{z_{c0,3}} - \frac{C_s}{z_{c0,2}} - D_s \frac{z_{c0,2}}{z_{c0,3}}}{A_s + \frac{B_s}{z_{c0,3}} + \frac{C_s}{z_{c0,2}} + D_s \frac{z_{c0,2}}{z_{c0,3}}} \tag{IV - 12}$$

Les impédances caractéristiques $z_{c0,2}$ et $z_{c0,3}$ prennent en compte la température de l'écoulement en aval et en amont du RAS respectivement. L'équation (IV - 12) permet de calculer la valeur du coefficient de réflexion à partir des matrices de transfert mesurées. Cependant, il existe une matrice de transfert par régime moteur car c'est le régime moteur qui fixe le contenu fréquentiel de la matrice de transfert, les soupapes étant la source des ondes de pression. Les pôles de chaque matrice de transfert caractérisent alors une zone fréquentielle, et en utilisant tous les pôles des matrices correspondantes aux mesures du Tableau 12, la plage fréquentielle globale est prise en compte.

En pratique, il n'est pas possible de couvrir toute la plage fréquentielle parce que cette dernière dépendra des régimes moteur testés, il existera alors des zones fréquentielles qui seront pauvres en contenu fréquentiel. Ceci est tout simplement dû au fait que ces fréquences n'ont pas été excitées avec le régime correspondant. En effet, 5 points stabilisés ne sont pas suffisants pour caractériser complètement un élément pour toute la gamme fréquentielle. L'objectif de ce travail n'est pas de déterminer précisément le coefficient de réflexion mais de caractériser certains points de fonctionnement afin d'intégrer la mesure dans un code de calcul qui simule le moteur pour ces mêmes points. Ici 5 points de fonctionnement ont été testés, mais une campagne d'essais avec des pas de régimes beaucoup plus fins est tout à fait possible. Les fréquences excitées à l'admission correspondent aux harmoniques moteur de second ordre.

Seules les fréquences pour lesquelles les signaux de pression aux points 2 et 3 présentent une cohérence (I - 47) supérieure à 0.999 sont utilisées pour calculer le coefficient de réflexion. Ceci assurera un bon niveau de signal sur bruit d'une part et la prise en compte uniquement des harmoniques moteur d'autre part. Ceci est important car la relation de linéarité donnée par les équations (IV - 8) et (IV - 9) est vérifiée uniquement pour ces fréquences (fréquences excitées).

Le coefficient de réflexion est calculé à partir de la mesure des matrices de transfert pour les deux configurations : sans et avec transferts thermiques. Le module du coefficient de réflexion le plus intéressant, celui correspondant à la partie entre le RAS et les soupapes et qui influence le plus le remplissage, est donné par la Figure 138. Cette dernière permet de mieux comprendre les phénomènes physiques. Pour la vitesse de rotation de 2000 $tr.min^{-1}$ dont les signaux de pression sont donnés par la Figure 134 et ont été jugés comme relativement proches, la fréquence fondamentale de l'harmonique moteur est égale à 66Hz. Pour cette fréquence, les modules des coefficients de réflexion sont presque égaux comme le montre la Figure 138, ce qui explique le comportement très similaire des ondes de pression. Pour la vitesse de rotation de 2500 $tr.min^{-1}$, la fréquence fondamentale de la seconde harmonique est égale à 83Hz. Pour cette fréquence, le coefficient de réflexion avec transfert thermique est supérieur à celui calculé sans échanges de chaleur. Donc la réflexion à l'interface du RAS pour cette fréquence est plus importante, ce qui cré une surpression qui se traduit par une amplitude des signaux de pression supérieure comme le montre la Figure 135. Le profil général des deux courbes de la Figure 138 montre que le coefficient de réflexion avec transfert de chaleur est plus important que celui obtenu sans échanges thermiques. Ceci montre que la discontinuité thermique cré en effet une discontinuité

d'impédance au niveau du RAS qui s'ajoute à la discontinuité d'impédance principale causée par le volume du RAS et le changement de section. Cela se traduit par une augmentation du coefficient de réflexion. Pour la vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}, qui correspond à une fréquence fondamentale de 100Hz, les valeurs des coefficients de réflexion sont très proches, tandis que le coefficient de réflexion avec transfert de chaleur est légèrement plus grand pour la vitesse de rotation de 3500 tr.min^{-1} (116Hz).

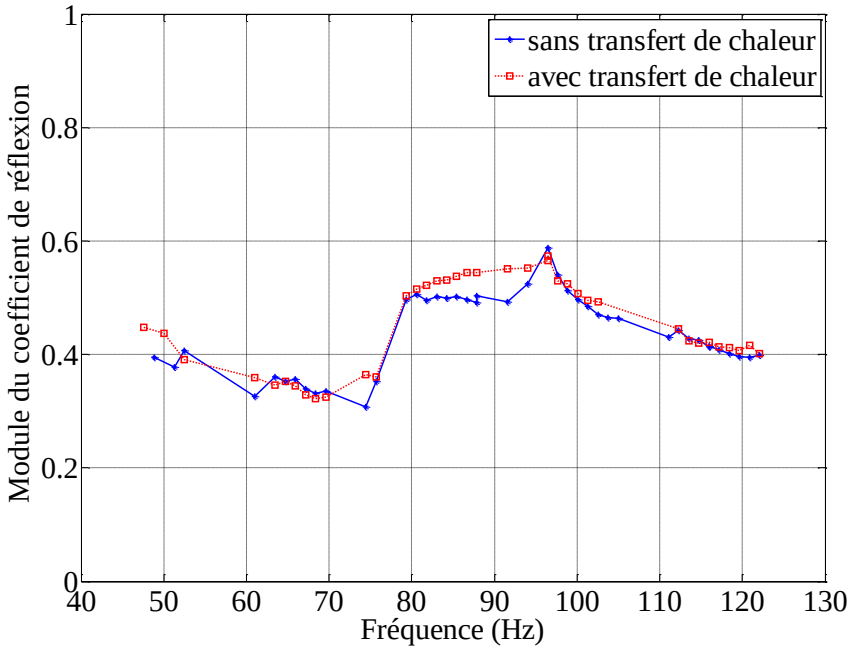

Figure 138 - Module du coefficient de réflexion $\tilde{R}^{+}$ de la matrice de diffusion

Ceci étant dit, les différences restent relativement minimes et il peut exister d'autres paramètres qui peuvent influencer d'une façon plus importante le résultat de la simulation et la mesure elle-même de la matrice de transfert. Les effets géométriques, l'interaction de l'écoulement avec les soupapes (effets aéro-acoustiques), le pas de temps, sont des facteurs qui ont plus d'influence sur le résultat. D'autre part, le gradient thermique testé dans ce travail n'est pas le gradient maximal qui pourrait exister à travers le RAS.

Dans tous les cas, la mesure de la matrice de transfert peut se faire directement à l'admission du moteur avec des échanges thermiques au niveau du RAS. Ainsi les effets d'une discontinuité thermique seront pris en compte implicitement dans les pôles de la matrice de transfert. D'autre part, la mesure à température ambiante sur le Banc Dynamique donne également de bons résultats si les fréquences d'intérêt sont bien captées avec la mise en forme de la géométrie. Une discontinuité thermique a finalement un effet sur la propagation des ondes de pression mais il reste de second ordre par rapport aux effets de la géométrie et de la source elle-même.

IV.2. Evaluation du remplissage moteur

IV.2.1 Simulation GT-Suite à partir des résultats banc moteur entrainé

Les essais expérimentaux sur le banc moteur entrainé dans la partie III.2.2 ont montré que la distance entre le RAS et le répartiteur influence la pression d'admission. Deux RAS ont été testés, le RAS n°2 et le RAS n°3 avec plusieurs longueurs entre le RAS et l'entrée du répartiteur. Les Figure 85 et Figure 87 montre la pression dans le répartiteur pour trois longueurs 0.9m, 1.5m et 2.9m pour le RAS n°2 et le RAS n° 3 respectivement pour la vitesse de 1250 $tr.min^{-1}$. Dans le cas du RAS n°3, un quatrième cas est testé, celui avec une longueur très courte de 0.2m. Les résultats montrent une pression maximale à 1250 $tr.min^{-1}$ pour la longueur de 1.5m et ceci pour les deux RAS. Cette longueur donne un maximum de pression à la fermeture de la soupape d'admission. Ces résultats expérimentaux montrent que l'accord acoustique est toujours possible et existe sur un moteur suralimenté. Ils montrent également que le comportement dynamique des RAS est très similaire, ce qui suggère que la discontinuité d'impédance à l'interface de ces RAS qui crée la réflexion dépend de la variation de section et de l'aspect volumétrique des RAS.

Pour évaluer l'effet que pourrait avoir cet accord acoustique sur le remplissage moteur et les performances notamment à bas régime une simulation GT-Power est proposée. L'objectif étant d'évaluer le gain possible à bas régime, dans la zone où la turbomachine ne fonctionne pas d'une façon optimale et n'assure pas en conséquence la pression de suralimentation nécessaire.

Le moteur K9K de série a été modélisé à priori dans GT-Power et validé à partir d'essais expérimentaux. L'objectif ici n'est pas de valider le modèle du K9K mais plutôt de l'utiliser comme une base de comparaison. Le moteur est alors modélisé avec les lignes d'admission et d'échappement série, la loi de combustion étant bien paramétrée. La ligne d'admission est modifiée à partir de l'entrée du répartiteur afin de reproduire la géométrie existante lors des essais expérimentaux. Pour chaque RAS, deux cas ont été testés. Pour le RAS n°2 les longueurs de 0.9m et de 1.5m sont testées tandis que pour le RAS n°3 les longueurs de 0.2m et de 1.5m sont comparées. La longueur de 0.2m est intéressante à étudier pour le RAS n°3 parce qu'elle représente le cas d'un RAS n°3 intégré dans le répartiteur (ou très proche dans ce cas). La distance entre la sortie compresseur et l'entrée du RAS est maintenue égale à 0.9m comme elle a peu d'influence sur la composante dynamique de la pression à l'admission.

Pour chaque géométrie, les conduits correspondants sont modélisés dans GT-Power (longueur et diamètre). Le RAS est modélisé comme un simple ensemble de multitube raccordé à deux volumes en amont et en aval. La modélisation de la ligne d'admission n'a pas été faite très précisément de façon à capter les caractéristiques dynamiques de l'écoulement. La ligne d'admission a été modélisée grossièrement d'une façon à respecter uniquement les pertes de charge (composante statique de la pression). La composante dynamique de pression sera fournie séparément à partir des signaux issus des essais expérimentaux enregistrés sur le banc moteur entrainé. Elle sera sommée à la pression moyenne. Ceci évitera de modéliser finement le RAS

avec la ligne d'admission et de valider pour chaque changement de géométrie que les ondes de pression sont fidèlement représentées avec des calibrations différentes de la géométrie.

En pratique les signaux de pression enregistrés pour les 6 premières vitesses de rotation du Tableau 10 varient de 1000 $tr.min^{-1}$ jusqu'à 2250 $tr.min^{-1}$ et sont phasés correctement avec le début du cycle moteur dans le modèle GT-Power en fonction de l'angle du vilebrequin. Ces 6 vitesses de rotation sont choisies afin d'étudier la zone à bas régime où l'accord acoustique pourrait être éventuellement bénéfique. Pour les grandes vitesses de rotation, c'est la turbomachine qui assurera la pression de suralimentation. Ensuite, ces signaux de pression sont intégrés dans le modèle GT-Power à l'admission en utilisant un élément de type « EndEnvironnement ». Des éléments algébriques existant dans GT-Power permettent de sommer la composante dynamique (qui vient de la mesure expérimentale) au signal statique de pression (pertes de charge qui vient de la ligne d'admission dans GT-Power). Le résultat de ces deux signaux est utilisé comme condition d'entrée de pression. La pression expérimentale est obtenue au point du capteur 2 de la Figure 81.

Cette démarche permet d'éliminer complètement la ligne d'admission et de prendre le signal de pression absolu (statique + dynamique) des essais expérimentaux et de l'injecter à l'admission du modèle. La ligne d'admission a été conservée avec les bonnes pertes de charge globales (assurées par les bonnes longueurs et volumes) afin de conserver le travail du compresseur qui assurera dans le modèle la pression de suralimentation donc également le travail de détente au niveau de la turbine. En effet, un PID permet de faire varier la position de la géométrie variable de la turbine de façon à maintenir la consigne de pression de suralimentation présentée dans le Tableau 10 quel que soit la géométrie à l'admission.

Pour récapituler, les signaux dynamiques de pression mesurés expérimentalement sont sommés à la pression statique à l'admission (pression moyenne de suralimentation moins les pertes de charge) obtenue à partir d'une modélisation de GT-Power des différentes géométries testées. Le signal final est injecté à l'entrée du répartiteur en contrôlant la géométrie variable de la turbine d'une façon à obtenir la même cartographie de pression de suralimentation quel que soit les longueurs testées. La température d'admission est fixée manuellement dans GT-Power, elle est égale à 20°C et correspond à la température de sortie du RAS pendant les essais. La simulation est réalisée pour des régimes stabilisés, la ligne d'échappement et la loi de combustion sont restées inchangées.

Dans un premier temps la simulation est effectuée pour les vitesses variant de 1000 $tr.min^{-1}$ jusqu'à 2250 $tr.min^{-1}$ et pour les longueurs de 0.9m et 1.5m pour le RAS n°2 et de 0.2m et 1.5m pour le RAS n°3. Des grandeurs de pression moyenne effective, pression moyenne de frottement et de consommation spécifique sont calculées pour chaque simulation et ceci pour chaque vitesse de rotation et chaque configuration de géométrie. Ces cartographies obtenues à partir de la simulation moteur de GT-Power sont ensuite utilisées comme données d'entrée pour une simulation d'un véhicule complet avec GT-Suite. La Figure 139 présente le modèle véhicule dans GT-Suite.

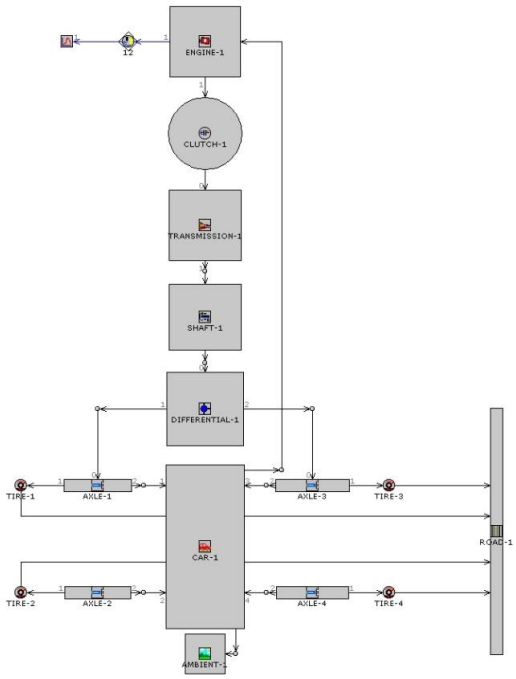

Figure 139 - Modèle véhicule dans GT-Suite

Une voiture ayant une masse de 1365 kg a été choisie avec une section frontale de 2.53m^2 et un coefficient de frottement aérodynamique de 0.82. Le diamètre des roues, la géométrie des différents composants de la carrosserie et transmission ainsi que les rapports de vitesse sont également définis dans le modèle de GT-Suite. Ces valeurs numériques sont obtenues à partir de la fiche technique d'un véhicule équipé d'un moteur K9K. Le moteur est représenté comme un modèle macro défini en fonction des cartographies obtenues à partir des simulations GT-Power.

Afin d'étudier la réponse et le couple à bas régime, la simulation consiste à faire une demande de pleine charge d'une vitesse moteur initiale de 1000 tr.min^{-1} (vitesse véhicule de 17 km.h^{-1}) en troisième. La simulation est ensuite arrêtée quand la vitesse de rotation du moteur atteint 2000 tr.min^{-1}. La Figure 140 représente l'évolution de la vitesse de rotation du moteur en fonction du temps de simulation pour le RAS n°2 avec les deux longueurs en aval RAS de 0.9m et de 1.5m. La longueur de 1.5m présente un léger avantage en terme de temps pour atteindre la vitesse de 2000 tr.min^{-1}. Le gain obtenu est minime, pourtant l'amplitude du signal de pression à 1250 tr.min^{-1} était deux fois supérieure avec la longueur de 1.5m qu'avec celle de 0.9m (Figure 85).

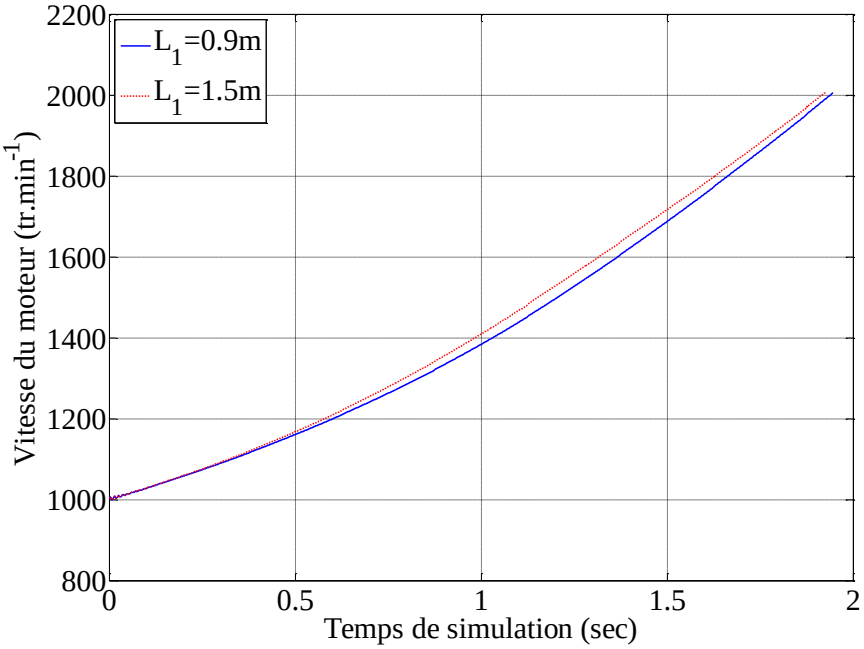

Figure 140 - Vitesse du moteur pour la simulation véhicule avec le RAS n°2

Pour mieux comprendre pourquoi le gain obtenu est si petit, il est intéressant d'étudier la courbe de couple représentée par la Figure 141 et celle du rendement volumétrique représentée par la Figure 142 en fonction du temps de simulation et du régime moteur respectivement. La courbe de rendement volumétrique montre un meilleur remplissage pour la plage de vitesse entre 1000 $tr.min^{-1}$ et 1500 $tr.min^{-1}$ avec la longueur de 1.5m, ce qui est cohérent avec les grandes amplitudes de pression mesurées avec la longueur de 1.5m à 1250 $tr.min^{-1}$. L'effet de cette amélioration dans le remplissage est visible sur la courbe de couple jusqu'à 1.25 sec. A partir de cet instant la configuration avec 0.9m de longueur donne un meilleur couple. En effet, cet instant correspond à la vitesse de 1500 $tr.min^{-1}$ (voir Figure 140) et à partir de cette vitesse de rotation le rendement volumétrique est amélioré avec la longueur de 0.9m. Deux explications sont alors possibles : la pression de suralimentation commence à être assurée par la turbomachine spécialement à pleine charge et l'accord acoustique avec la courte longueur de 0.9m est décalé vers les hauts régimes. Cependant, même avec cette perte de rendement volumétrique avec la longueur de 1.5m à partir de 1500 $tr.min^{-1}$ le temps de réponse et le couple à bas régime sont améliorés, ce qui suggère l'importance du couple à bas régime et de l'accord acoustique sur un moteur suralimenté.

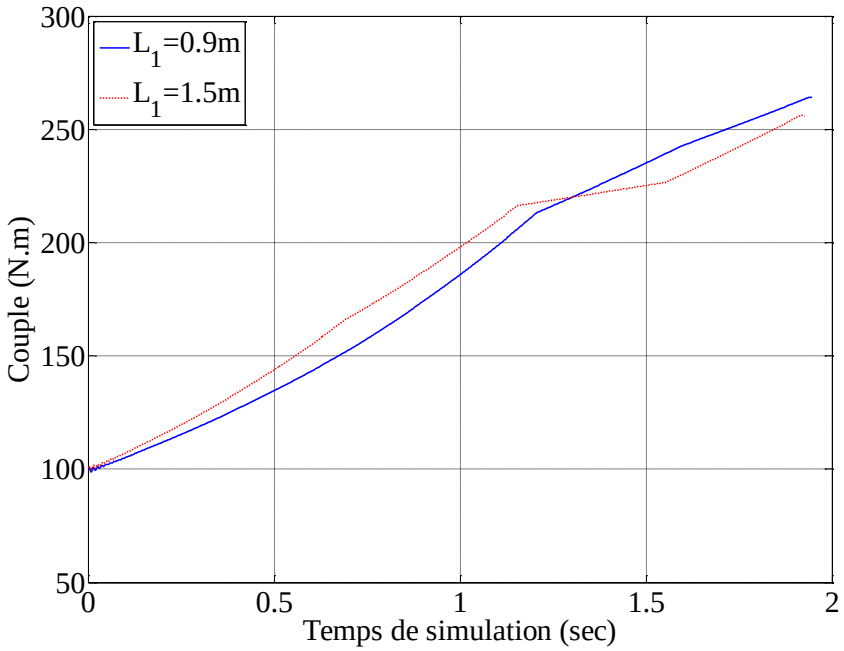

Figure 141 - Couple du moteur pour la simulation véhicule avec le RAS n°2

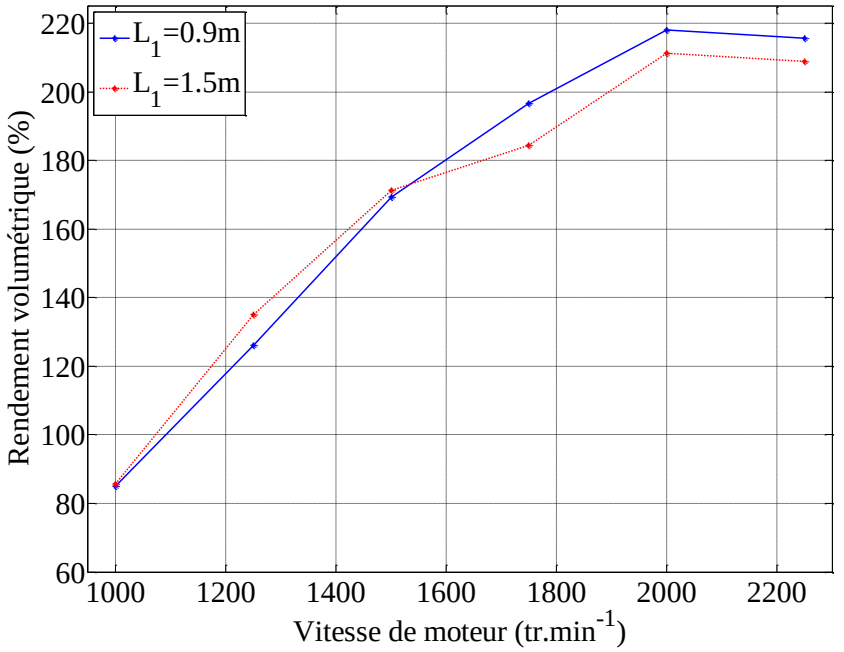

Figure 142 - Rendement volumétrique pour la simulation véhicule avec le RAS n°2

Le second cas étudié est celui du RAS n°3 avec la comparaison des deux configurations de 0.2m et de 1.5m.

La Figure 143 représente l'évolution de la vitesse de rotation du moteur lorsque la pleine charge est demandée par le conducteur du véhicule avec une vitesse initiale de 17 km.h^{-1} (même

expérience qu'avec le RAS n°2). Le gain obtenu avec une longueur de 1.5m est plus important lorsque la comparaison est faite avec le cas où la longueur est de 0.2m.

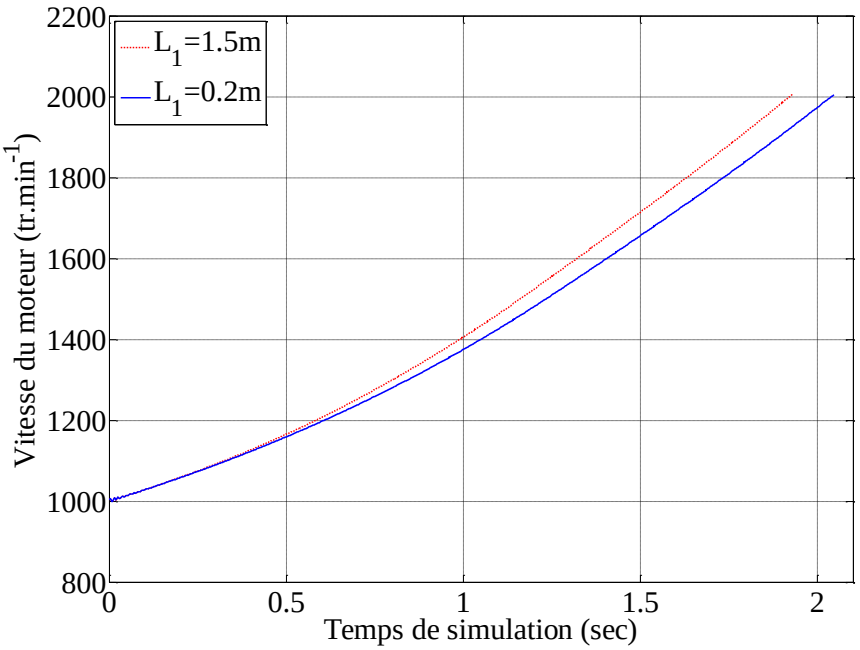

Figure 143 - Vitesse du moteur pour la simulation véhicule avec le RAS n°3

Le temps nécessaire pour atteindre 2000 tr.min^{-1} est amélioré de presque 6% par rapport à celui avec la longueur de 0.2m qui illustre le cas d'un RAS à eau intégré dans le répartiteur. La Figure 144 représente la courbe de couple en fonction du temps de simulation et la Figure 145 le rendement volumétrique. Le temps nécessaire pour atteindre 90% du couple maximal du moteur est réduit de 21% avec la longueur de 1.5m par rapport à celle de 0.2m, ce qui correspond à une amélioration significative de couple à bas régime et de conditions de dynamique véhicule. Le rendement volumétrique est supérieur avec la longueur de 1.5m pour toutes la plage de régime et ceci parce que la longueur de 0.2m décale l'accord acoustique vers les très hauts régimes où il n'est plus de premier ordre face à la surpression assurée par le compresseur.

Ce potentiel de couple plus élevé à bas régime avec le bon accord acoustique peut être exploité en utilisant des rapports de vitesses plus allongés de façon à faire fonctionner le moteur dans les zones de bas régimes et à favoriser le concept de « downspeeding ». L'application du « downspeeding » sur un véhicule Diesel avec l'optimisation des rapports de vitesse peut délivrer une amélioration dans la consommation de carburant de l'ordre de 6.6% par rapport à la base moteur [152]. Des simulations récentes [153] indiquent une diminution de la consommation de carburant en appliquant des techniques de changement de vitesses optimisées pour un moteur suralimenté avec un compresseur mécanique pour un cycle de type NEDC. Cette diminution est comprise entre 7% et 8% pour une simulation par modèle macro véhicule et entre 3,1% et 3,7% pour un modèle détaillé (en incluant le temps de réponse de la turbine).

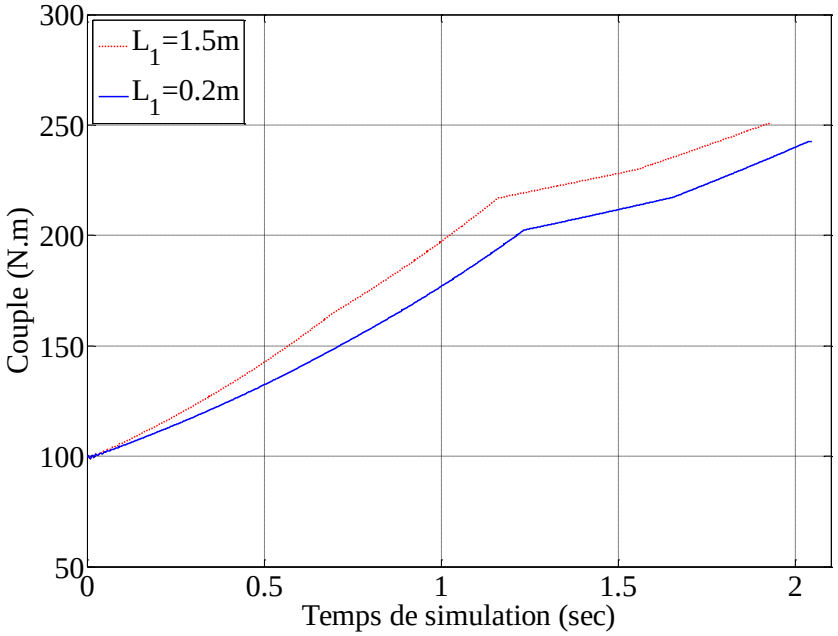

Figure 144 - Couple du moteur pour la simulation véhicule avec le RAS n°3

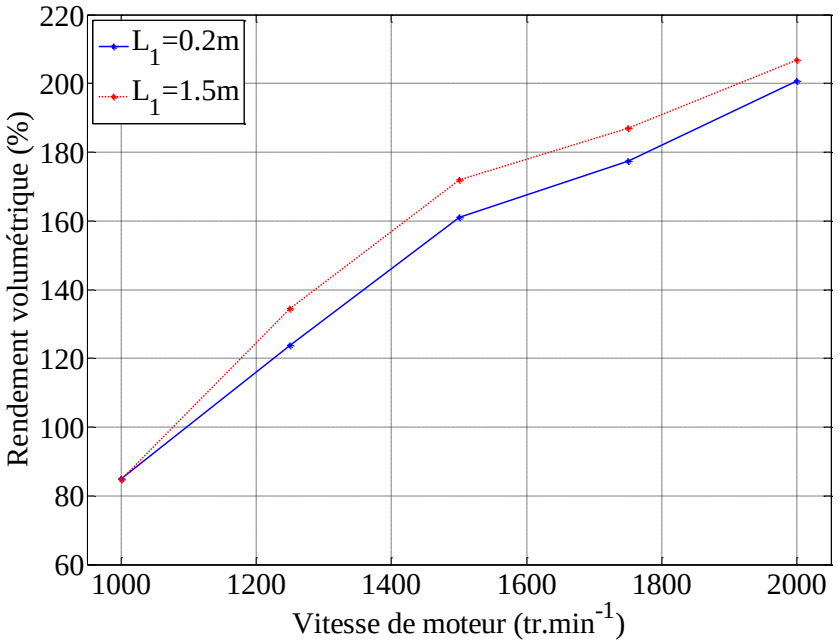

Figure 145 - Rendement volumétrique pour la simulation véhicule avec le RAS n°3

IV.2.2 Essais expérimentaux sur le banc moteur

La simulation de GT-Power à partir des essais du banc moteur entrainé a montré l'effet de l'accord acoustique sur un moteur suralimenté. Pour le RAS n°3 par exemple, un accord acoustique pour la vitesse de 1250 $tr.min^{-1}$ donne une amélioration du couple à bas régime et de la dynamique véhicule par rapport à un RAS à eau intégrée à iso-pression de suralimentation. Les résultats de la simulation montrent alors qu'il y a effectivement un effet lié aux phénomènes d'ondes de pression et plus précisément à la réflexion à l'interface du RAS, ce qui crée l'accord acoustique en question.

Afin de valider les résultats du banc moteur entrainé et ceux de la simulation, les géométries ont été testées sur le banc moteur au Laboratoire. Les mêmes configurations que celles de la Figure 81 sont installées à l'admission du moteur K9K décrit dans la partie IV.1.1. Les longueurs de 0.9m, 1.5m et 2.9m ont été testées en aval pour les deux RAS à air cette fois-ci, le RAS n°1 et le RAS n°2. Le RAS n°3 a également été testé avec la longueur additionnelle de 0.2m. La longueur en amont (entre le compresseur et l'entrée RAS) a été fixée à 0.9m pour tous les essais. La Figure 146 montre le RAS n°1 avec la longueur de 1.5m en aval du RAS et la longueur de 0.9m en aval.

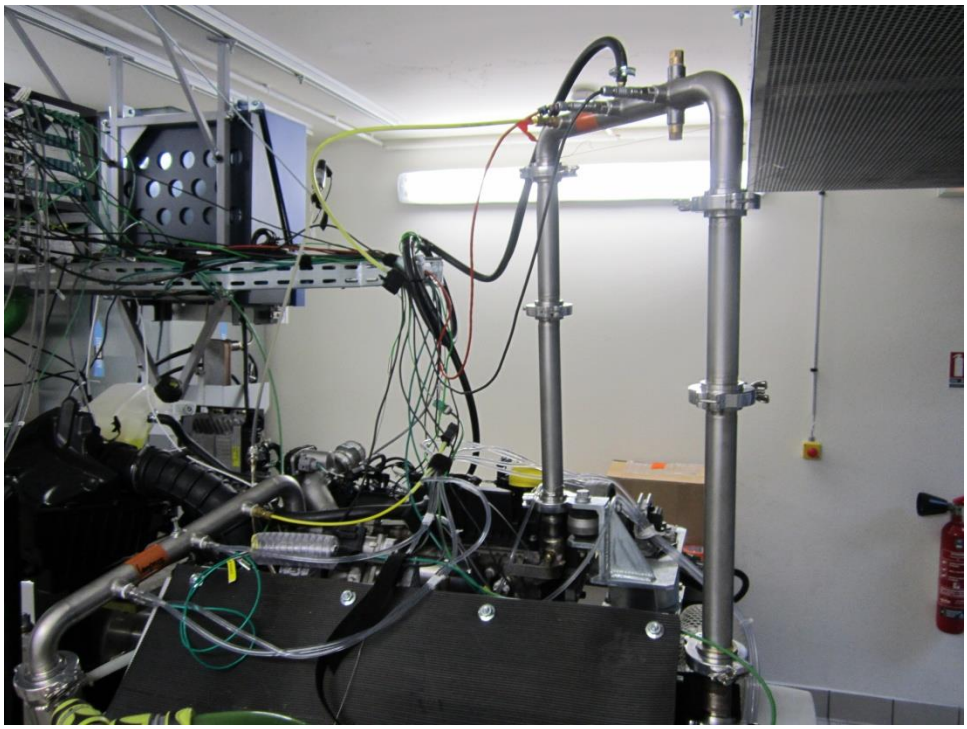

Figure 146 - RAS n°1 sur le banc moteur avec la longueur de 1.5m en aval et 0.9m en amont

L'emplacement des capteurs est identique à celui du montage sur le banc moteur entrainé. Les RAS sont refroidis grâce à l'utilisation des buses d'eau. La Figure 147 représente le montage du RAS n°2, cette fois-ci avec une longueur de 0.9m en amont et en aval. La pression de suralimentation a été fixée suivant la cartographie du Tableau 13 pour toutes les géométries. Le calculateur du moteur ajuste d'une façon automatique la géométrie variable de la turbine afin

d'atteindre la consigne de pression de suralimentation quel que soit la géométrie. Cette pression de suralimentation est mesurée en aval du RAS.

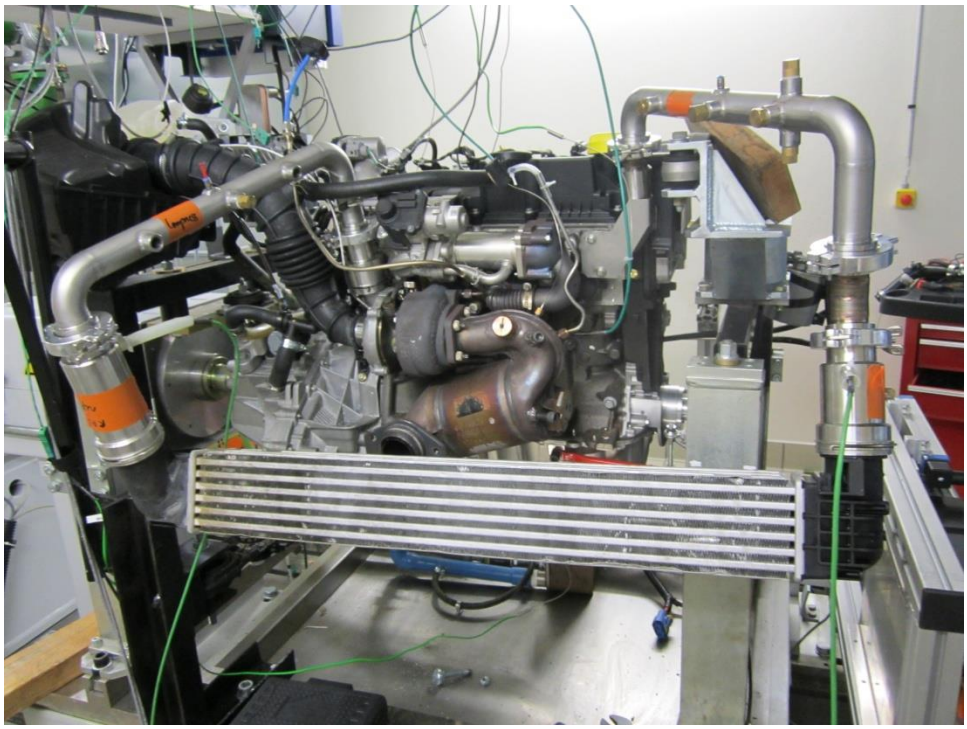

Figure 147 - RAS n°2 sur le banc moteur avec la longueur de 0.9m en amont et en aval

N (tr.min^{-1})	1250	1500	1750	2000	2250	2500	2750	3000	3250	3500	3750	4000	4250
$p_{2,a}$ (bar)	1.35	1.905	2.35	2.505	2.6	2.59	2.630	2.61	2.63	2.645	2.62	2.65	2.52

Tableau 13 - Pression de suralimentation en fonction de la vitesse de rotation sur le banc moteur

Les valeurs numériques du Tableau 13 sont issues de la pression de suralimentation enregistrée à plein charge sur le banc moteur du K9K avec la ligne d'admission série. Tous les essais sur le banc moteur ont été réalisés à pleine charge. La Figure 148 montre le RAS n°3 sur le banc moteur avec la longueur de 1.5m en aval. La température de sortie des RAS est maintenue à 50°C pour toutes les configurations et tous les régimes en question en contrôlant le débit d'eau de refroidissement des RAS. Ceci a pour effet d'exclure les éventuels effets de température d'admission sur les performances du moteur et de se concentrer uniquement sur l'effet des ondes de pression.

L'objectif de cette étude est d'utiliser les ondes de pression pour favoriser le remplissage acoustique à bas régime afin de compenser la faible pression de suralimentation.

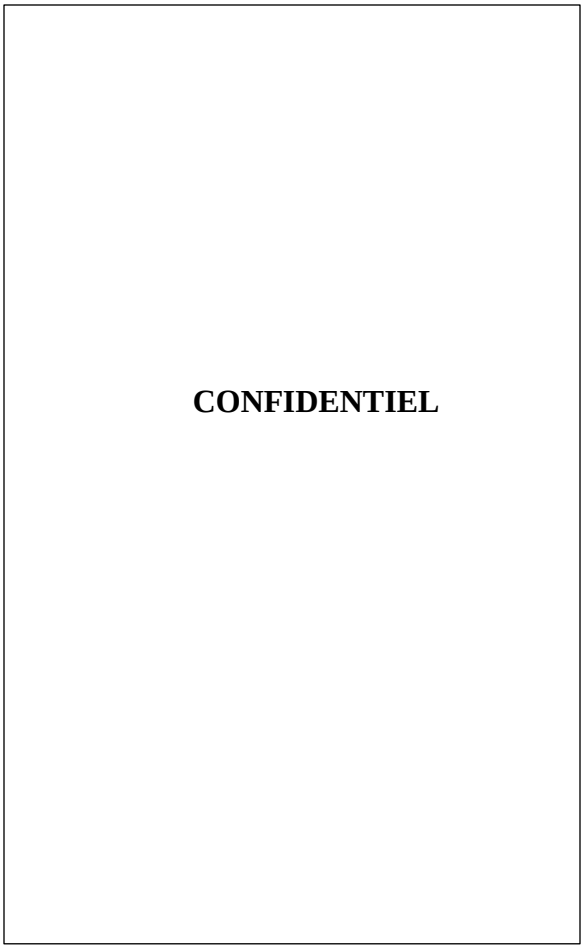

Figure 148 - RAS n°3 sur le banc moteur avec la longueur de 1.5m en aval et 0.9m en amont

La Figure 149 représente l'évolution de la courbe de couple pour le RAS n°1 en fonction de la vitesse de rotation et des longueurs d'admission en aval du RAS. La longueur de 1.5m qui a donné le maximum d'amplitude de pression dans le répartiteur sur le banc moteur entrainé à 1250 $tr.min^{-1}$, donne le maximum de couple à bas régime dans la plage entre 1250 $tr.min^{-1}$ et 2750 $tr.min^{-1}$. Pour les grandes vitesses de rotation, la courte longueur de 0.9m donne les meilleures performances, les variations dynamique deviennent petites par rapport à la pression moyenne et les pertes de charge augmentent. La Figure 150 représente la courbe de couple pour le RAS n°2. La longueur de 1.5m donne également le meilleur résultat en terme de couple pour la plage de vitesse entre 1250 $tr.min^{-1}$ et 1500 $tr.min^{-1}$. Au-delà de cette valeur, l'accord acoustique est décalé vers les hautes fréquences et correspondra alors à la courte distance de 0.9m. La Figure 151 donne la courbe de couple pour le RAS n°3. Pour le couple à bas régime, notamment pour la vitesse de rotation de 1250 $tr.min^{-1}$, les configurations qui donnent le plus de couple par ordre croissant sont : 0.9m, 0.2m, 2.9m et 1.5m. La longueur de 1.5m qui donne le plus d'accord acoustique à cette vitesse de rotation est retrouvée, ce qui valide le fait que les trois RAS sont très similaires d'un point de vue caractéristiques dynamiques.

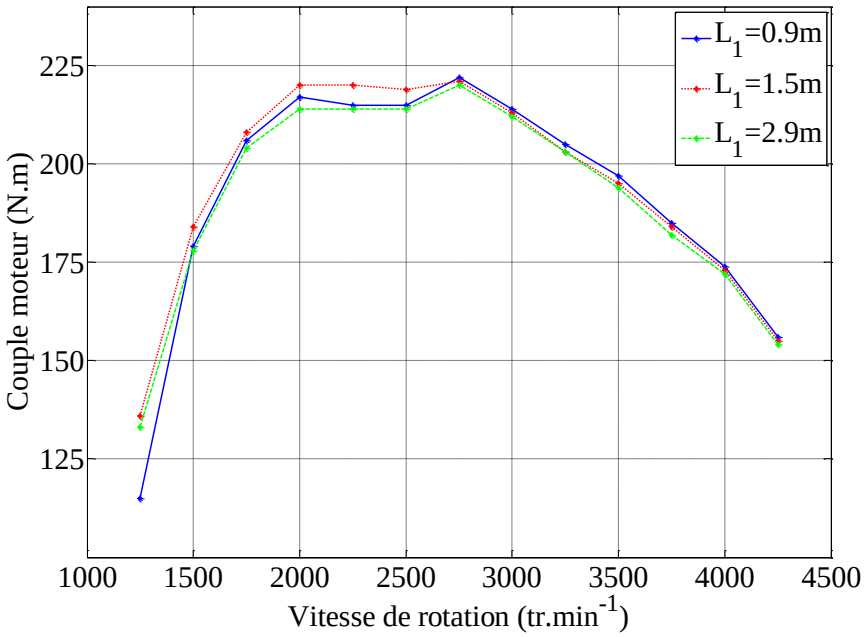

Figure 149 - Couple mesuré au banc moteur avec le RAS n°1

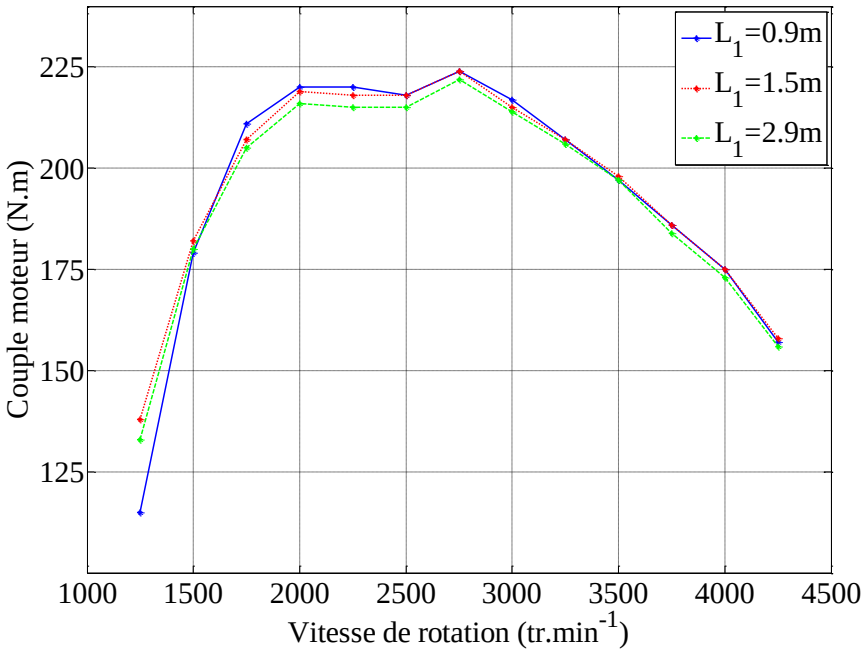

Figure 150 - Couple mesuré au banc moteur avec le RAS n°2

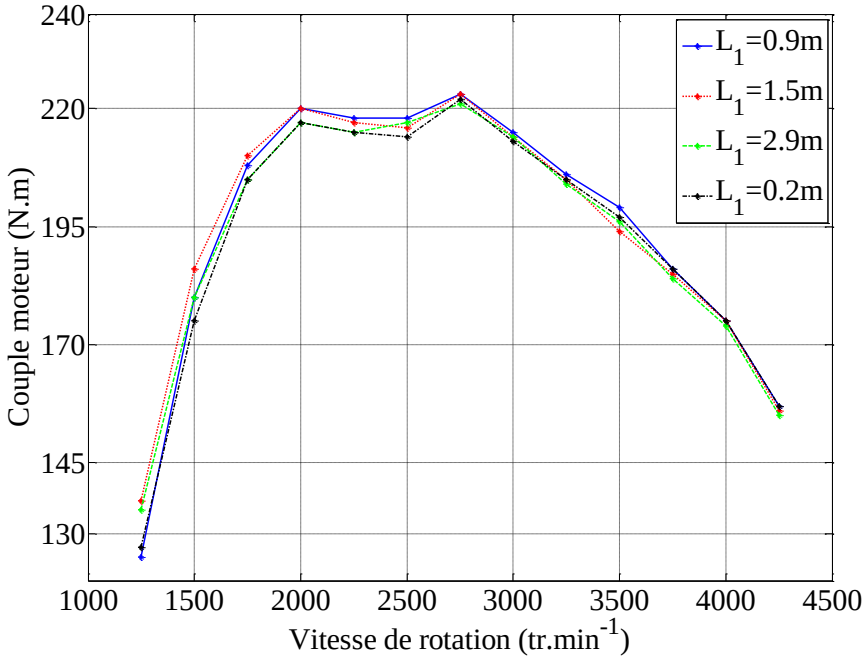

Figure 151 - Couple mesuré au banc moteur avec le RAS n°3

La longueur de 1.5m donne le meilleur couple à bas régime jusqu'à 2000 tr.min^{-1} pour le RAS n°3. Pour les grandes vitesses de rotation, l'analyse de ces essais devient moins évidente et ceci à cause des différents paramètres qui entrent en jeu, notamment la pression de suralimentation et les pertes de charge des RAS. L'effet des pertes de charge n'est pas visible pour ces essais expérimentaux car la pression de suralimentation est constante pour une vitesse de rotation donnée quel que soit la géométrie. A rappeler que dans ce travail, la pression de suralimentation est mesurée en aval du RAS. Cependant l'effet des pertes de charge sera visible par exemple sur la consommation spécifique. Pour mieux comprendre et analyser les résultats, il est plus intéressant de tracer la courbe de remplissage, et plus particulièrement la courbe du rendement volumétrique. Le rendement volumétrique est défini comme étant le rapport entre le débit réel aspiré par le moteur sur le débit théorique, il est donné pour le moteur étudié par l'équation (IV - 13). La valeur du débit moteur qm_0 est obtenue à partir de la valeur mesurée par le débitmètre à fil chaud du moteur.

$$\eta = qm_0 \times \frac{2 \times 60 \times 1000 \times r \times T_{out}}{V_{cyl} \times 4 \times N \times p_{2,a} \times 3600} \qquad \text{(IV - 13)}$$

La Figure 152 représente l'évolution du rendement volumétrique dans le cas du RAS n°1 en fonction des différentes longueurs. La courbe montre que la longueur de 1.5m améliore le remplissage pour les régimes au-dessous de 1500 tr.min^{-1}, et qu'à partir de cette vitesse c'est la longueur de 0.9m qui donne le meilleur remplissage grâce au décalage des accords acoustiques. La Figure 153 représente l'évolution du rendement volumétrique η pour le RAS n°2. Le même

profil de courbe est obtenu, le remplissage en-dessous de 1500 tr.min^{-1} est amélioré avec la longueur de 1.5m, tandis que la longueur de 0.9m offre le meilleur rendement au-delà de cette vitesse.

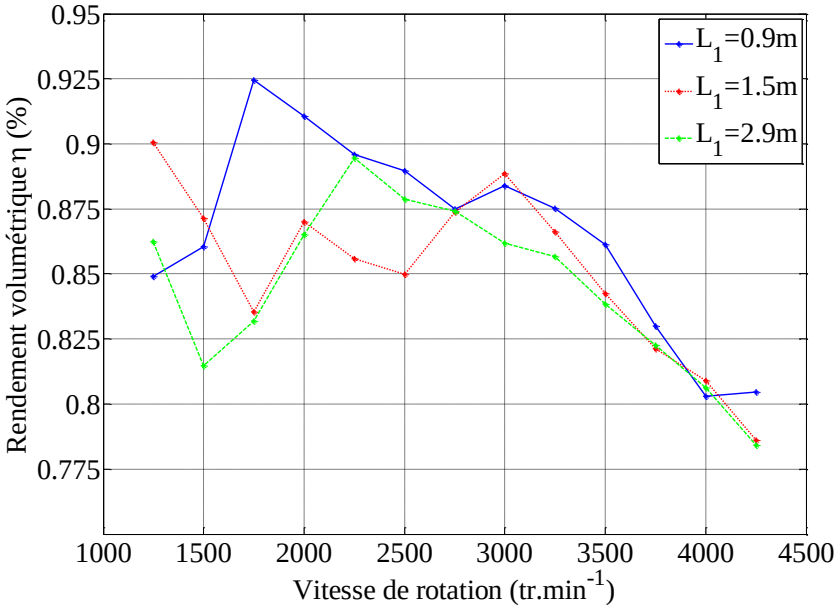

Figure 152 - Rendement volumétrique pour le RAS n°1

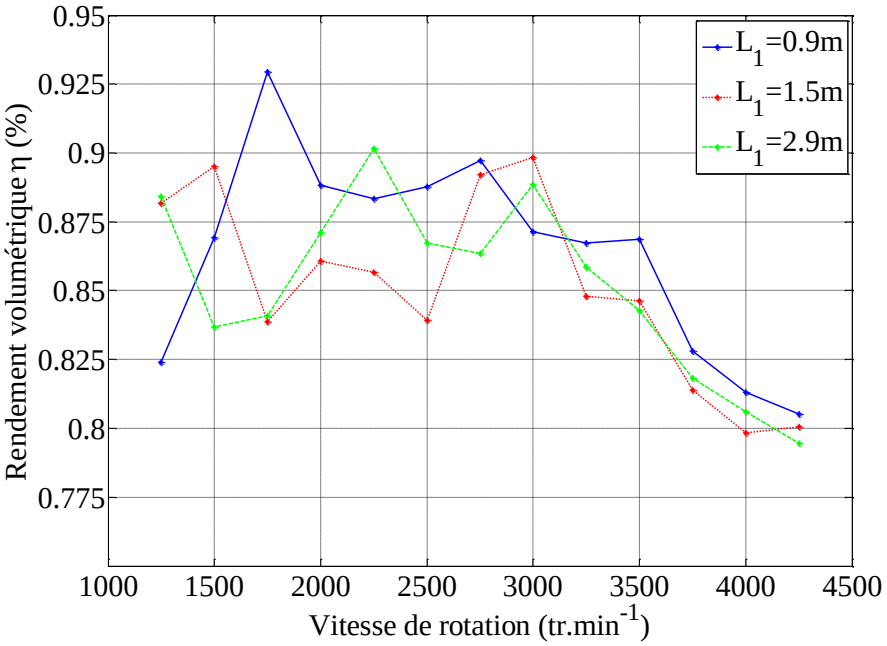

Figure 153 - Rendement volumétrique pour le RAS n°2

La Figure 154 représente l'évolution de la courbe du rendement volumétrique pour le RAS n°3 avec la longueur additionnelle de 0.2m. Les mêmes observations peuvent être faites pour une vitesse de rotation de 1250 tr.min^{-1}.

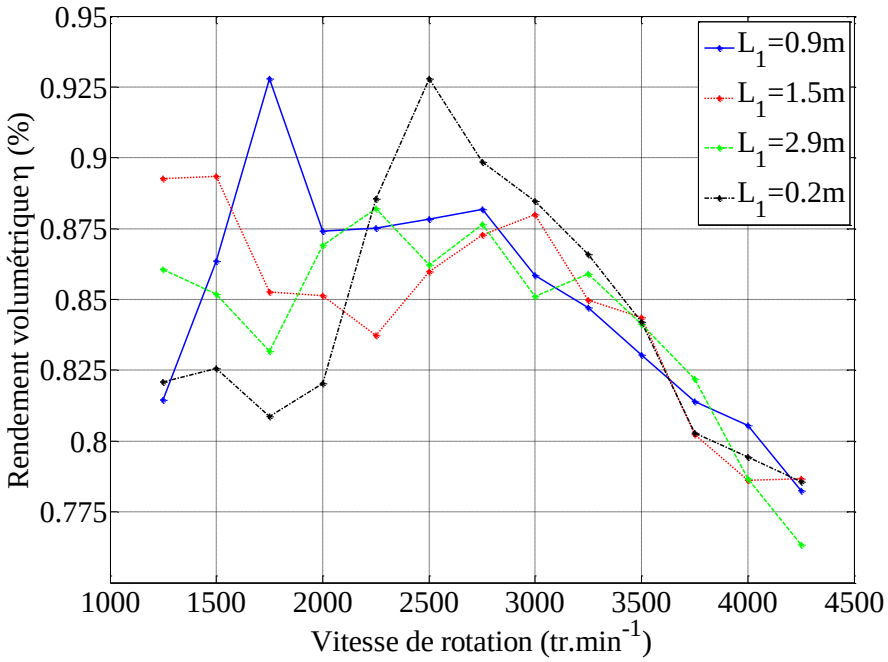

Figure 154 - Rendement volumétrique pour le RAS n°3

Les configurations qui permettent d'obtenir la plus grande valeur pour le rendement volumétrique par ordre croissant sont retrouvées. Une amélioration du rendement volumétrique est traduite immédiatement en une amélioration du couple. Pour les deux autres RAS, à partir d'une vitesse de rotation voisine de 1500 tr.min^{-1} la longueur de 0.9m donne le meilleur rendement volumétrique. La plus courte longueur de 0.2m donne une forte amélioration du rendement volumétrique de 2250 tr.min^{-1} jusqu'à 3500 tr.min^{-1}. Cependant, cette longueur détériore le remplissage pour les faibles vitesses de rotation et a donc un effet indésirable sur le couple à bas régime. A remarquer qu'il existe également un pic dans la courbe du rendement volumétrique à 3000 tr.min^{-1} et ceci pour les trois RAS. Un accord acoustique existe alors pour cette vitesse de rotation avec la longueur de 1.5m (seconde harmonique de résonance).

La matrice de transfert de deux RAS, mesurée sur le Banc Dynamique a été validée grâce à des essais expérimentaux sur le banc moteur. Les signaux de pression mesurés sont comparés à ceux calculés. Les signaux de débit masse dynamique ont également été calculés avec la matrice de transfert du tube et celle du RAS. Une bonne corrélation est obtenue pour les deux variables. La méthodologie de matrice de transfert est alors capable de caractériser les RAS en termes de propagation des ondes de pression.

La matrice est également mesurée dans un second temps directement à l'admission sur le banc moteur. Ceci a permis de comparer deux configurations : sans et avec transfert thermique. La matrice de transfert est intégrée à un code de calcul non-linéaire, GT-Power, grâce à l'utilisation de Simulink. Les résultats de la simulation sont comparés aux mesures avec une bonne précision, le bloc Simulink est alors capable de remplacer la modélisation 1D des RAS dans GT-Power. Par ailleurs, l'étude des transferts thermiques au niveau des RAS a montré que ces phénomènes sont de second ordre au vu du faible niveau de variation des températures.

Les essais avec des longueurs variables sur le banc moteur ont montré que la longueur en aval du RAS a une influence de premier ordre sur la pression d'admission et donc sur le remplissage. En modifiant cette longueur, il est possible de modifier les accords acoustiques. Un gain de couple à bas régime est possible avec le choix de la longueur adéquate, cet aspect est validé sur le banc moteur pour trois géométries de RAS ; deux RAS à air et un RAS à eau. Les résultats des courbes de performances montrent que les effets d'ondes de pression existent toujours sur un moteur suralimenté. Cependant, le choix de l'architecture de l'admission n'est pas évident, il dépend de plusieurs paramètres comme les contraintes d'espace sous le capot véhicule et de la plateforme véhicule: couple à bas régime et dynamique véhicule contre puissance et performances à haut régime. Dans le premier cas, c'est un conduit plutôt long de faible diamètre qu'il faut choisir et dans le second cas c'est un conduit court de grand diamètre qui donnera le moins de pertes de charge et le plus de pression de suralimentation. Dans tous les cas c'est un compromis qu'il faut faire vis-à-vis du poids de ces différentes contraintes.

Conclusion

La description du comportement dynamique des ondes de pression à l'admission d'un moteur à combustion interne a pris la forme dans ce travail de thèse d'une approche fréquentielle de caractérisation. Cette dernière consiste en une méthodologie de mesure d'une matrice de transfert définie en termes de pression et de débit masse.

Le travail de thèse a commencé par une étude préliminaire sur la fonction de transfert (Chapitre II) qui attribue une signification physique aux différents paramètres de la fonction pour le cas d'un simple tube. Les paramètres ainsi modélisés sont validés en couplant la fonction de transfert au code de calcul GT-Power via le logiciel Simulink. Ce type de couplage utilise une excitation non-linéaire, celle issue du débit masse de GT-Power, comme entrée pour un modèle linéaire, la fonction de transfert.

L'étude sur la fonction de transfert a permis de démontrer également la nécessité d'utiliser une matrice de transfert notamment pour un moteur suralimenté. Cette dernière offre la possibilité d'étudier chaque élément séparément et de résoudre le problème de représentation des discontinuités thermodynamiques. En bénéficiant du régime en quart d'onde existant sur le Banc Dynamique pour un simple tube (Chapitre II), la matrice de transfert entre deux capteurs de pression est mesurée. Ceci est accompli en calculant les variations dynamiques de débit masse pendant la résonance en quart d'onde sur le banc. Ainsi le lien fréquentiel entre les variables est obtenu. En gardant la même distance entre les capteurs, la matrice est enrichie afin de couvrir la bande fréquentielle intéressante pour l'étude du remplissage en air du moteur.

La méthodologie est innovante car elle permet, pour la première fois, de caractériser un élément dans le domaine fréquentiel, avec des matrices de transfert en prenant en compte, d'une façon implicite, l'effet d'un écoulement pulsé et d'un nombre de Mach fortement instationnaire sous de grandes amplitudes de pression dynamique. La matrice de transfert ainsi obtenue permet de mesurer un débit masse dynamique instantané à partir des mesures de pression, et par la suite de caractériser le système. De plus, elle est capable d'étendre le domaine de validité de l'approche linéaire pour les grandes amplitudes de pression.

Une fois la matrice obtenue pour le tube, il est possible de caractériser la matrice de transfert d'un élément plus complexe avec la même méthodologie. Le RAS est choisi dans ce travail de thèse. En effet, des mesures du coefficient de réflexion à l'admission, entre le RAS et les soupapes, sur le Banc Dynamique et le banc moteur entrainé (Chapitre III) ont montré une propriété importante de réflexion pour les basses fréquences relatives au remplissage. Ceci suggère que le RAS a une grande influence sur la dynamique à l'admission, et c'est pourquoi il a été le centre d'intérêt dans ce manuscrit de thèse. Différents types de RAS ont été caractérisés : deux RAS à air et un RAS à eau.

La matrice de transfert du RAS, est mesurée de deux façons : sur le Banc Dynamique (Chapitre III) ou directement à l'admission du moteur (Chapitre IV). La propagation des ondes de pression est alors caractérisée avec un modèle 0D défini en deux points en amont et en aval du système tridimensionnel ce qui permet d'intégrer les effets de propagation et d'amortissement

d'onde entre les deux points de mesure. L'effet d'une discontinuité thermique à travers le RAS a également été étudié. L'influence de la température sur la dynamique à l'admission reste du second ordre par rapport à l'excitation du moteur (soupapes) et l'interaction entre les différentes géométries (résonance). Dans tous les cas, avec une mesure expérimentale directement à l'admission du moteur, les effets de la température sur la pression et le débit masse sont pris en compte.

Le Chapitre IV permet de valider la mesure de la matrice de transfert du tube et du RAS. La matrice de transfert est ensuite intégrée dans le code de calcul 1D non-linéaire GT-Power. Il est intéressant de remarquer que la communication avec le code de calcul se fait de part et d'autre du système avec des variables de pression et de débit masse. Le couplage fréquentiel-temporel est réalisé grâce à l'utilisation de Simulink qui remplace la modélisation 1D classique du RAS par un modèle fréquentiel issu d'une mesure expérimentale.

En parallèle des travaux de modélisation et de simulation, une activité expérimentale a été effectuée pendant toute la durée de cette thèse pour valider les différentes techniques mais également pour étudier l'effet de la longueur entre le RAS et les soupapes sur le remplissage moteur (Chapitre III). Les moteurs suralimentés sont sensibles aux effets d'ondes de pression notamment à bas régime où la turbomachine ne peut pas assurer la surpression demandée. Différentes longueurs en amont et en aval du RAS ont été testées et leurs influences étudiées. Le choix judicieux de cette longueur permet d'assurer un remplissage acoustique qui permet d'améliorer le couple à bas régime et la dynamique de conduite.

Les travaux de recherche de cette thèse s'étendent à de nombreuses perspectives :

- *L'étude plus approfondie de l'effet de la discontinuité thermique sur le coefficient de réflexion à travers des essais expérimentaux avec un gradient de température plus important à travers le RAS.*
- *L'application de la méthodologie de mesure de la matrice de transfert à d'autres éléments plus complexes comme par exemple le turbocompresseur. Les effets de la température seront sans doute plus importants et doivent être intégrés. Un modèle plus complet avec une matrice multiport pourrait être intéressant.*
- *Essayer d'appliquer les méthodologies de simulation par couplage fréquentiel-temporel (fonction de transfert et/ou matrice de transfert) pour la partie échappement. Encore une fois la température jouera un rôle important.*
- *Il sera également intéressant d'employer les techniques de résolution fréquentielle (fonction et matrice) pour une simulation d'un véhicule complet comme par exemple le cycle NEDC et ceci grâce à leur temps de calcul très réduit. De cette façon les effets dynamiques des ondes de pression qui sont négligés aujourd'hui avec les modèles simplifiés pour les cycles pourraient désormais être pris en compte.*

Références bibliographiques

[1] SPEZIALE, C.G., Analytical methods for the development of Reynold stress closures in turbulence. Palo Alto, CA: Annual review of fluid mechanics, Annual Reviews, Inc., Vol. 23, pp. 107-157, DOI: 10.1146/annurev.fl.23.010191.000543, 1991.

[2] LAUNDER, B.E.; SPLADING, D.B., The numerical computation of turbulent flows.: Comp. Methods Appli. Mech. Engng, Vol. 3(2), pp. 269-289, DOI: 10.1016/0045-7825(74)90029-2, 1974.

[3] LEA, C.J.; WATKINS, A.P., Differential stress modelling of turbulent flows in model reciprocating engines.: roceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol.211(1), pp. 59-77; DOI: 10.1243/0954407971526227 , January 1, 1997.

[4] BALDWIN, B.S.; LOMAX, H., Thin layer approximation and algebric model for seperated turbulent flow. Huntsville, Alabama: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Aerospace Sciences Meeting, 9 p, Jan. 16-18, 1978.

[5] CHALET, D.; CHESSE, P., Analysis of unsteady flow through a throttle valve using CFD.: Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, Vol. 4(3), pp. 387-395, 2010.

[6] KNUTSSON, M.; ABOM, M., Sound propagation in narrow tubes including effects of viscothermal and turbulent damping with application to charge air coolers.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 320, pp. 289-321, DOI:10.1016/j.jsv.2008.07.006, 2009.

[7] CHALET, D.; CHESSE, P.; TAUZIA, X.; HETET, J.-F., Simulation of a spark-ignition engine with 1-D unsteady flows in pipe. Kyoto, Japan: 24th CIMAC World Congress on Combustion Engine Technology, Spring Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division, June 7-11, 2004.

[8] BORDJANE, M., Modélisation et caractérisation dynamique des circuits d'admission et d'échappement des moteurs a combustion interne. Algérie: Thèse, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, 2012.

[9] BORDJANE, M.; CHALET, D.; ABIDAT, M.; CHESSE, P., Inertial effects on fluid flow through manifolds of internal combustion engines.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Vol. 225(6), pp. 734-747, DOI: 10.1177/0957650911406334, July 29, 2011.

[10] ERIKSSON, L.J., Higher-order mode effects in circular ducts ans expansion chambers.: J. Acous. Soc. Amer., Vol. 68(2), pp. 545-550, 1980.

[11] WINTERBONE, D.E.; PEARSON, R.J., Design Techniques for Engine Manifolds.: Professional Engineering Publishing, 1999.

[12] SCHETZ A., J.; E. FUHS, A., Fundamentals of Fluid Mechanics. USA: John Wiley & Sons, pp.490, ISBN 0-471-34856-2, 1999.

[13] BENSON, R.S., The thermodynamics and gas dynamics of internal combustion engines, J.H. and Winterbone, D.E. Horlock, Ed. Oxford: Clarendon Press, 1982.

[14] CHALET, D., Etude et modélisation des ondes de pression dans les géométries complexes. Application à la simulation du fonctionnement d'un moteur à combustion interne.: Thèse, Laboratoire de Mécanique des fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes, 2003.

[15] BOREL, M., Les phénomènes d'ondes dans les moteurs. Paris: Publications de l'IFP, Editions TECHNIP, 2000.

[16] MOODY, L.F., Friction factors for pipe flows.: Trans. ASME, Vol. 66, pp. 641, 1944.

[17] SWAMEE, P.K.; JAIN, A.K., Explicit equation for pipe flow problems.: Journal of the Hydraulics Division, Vol. 102(5), pp. 657-664, May 1976.

[18] CHEN, N.H., An Explicit Equation for Friction factor in Pipe.: Ind. Eng. Chem. Fundamen., Vol. 18(3), pp. 296-297, DOI: 10.1021/i160071a019, 1979.

[19] MANADILLI, G., Replace implicit equations with sigmoidal functions.: Chem.Eng. Journal, Vol. 104(8), 1997.

[20] WINTERBONE, D.E.; PEARSON, R.J., Theory of Engine Manifold Design: Wave Action Methods for IC Engines.: Professional Engineering Publishing, 2000.

[21] HIRSCH, C., Numerical Computation of Internal and External Flows. New York: Wiley, Vol 1 – Fundementals of Numerical Discretization, 1988.

[22] EARNSHAW, S., On the mathematical theory of sound.: Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Vol. 150, pp. 133-148, DOI: 10.1098/rstl.1860.0009, January 1, 1857.

[23] LEVEQUE, R.J., Numerical methods for conservation laws. ETH, Zurich: Birhauser, ISBN 3-7643-2723-5, 1992.

[24] ROE, P.L., Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes.: Journal of Computational Physics, Vol. 43(2), pp. 357-372, DOI: 10.1016/0021-9991(81)90128-5, 1981.

[25] TRENGROUSE, G. H.; SOLIMAN, M.M., Effect of sudden changes in flow area on pressure waves of finite

amplitude.: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 8(2), pp. 198-206, DOI: 10.1243/JMES_JOUR_1966_008_024_02 , June 1966.

[26] BLAIR, G.P.; KIRKPATRICK, S.J.; MACKEY, D.O.; FLECK, R., Experimental validation of 1-D modeling codes for a pipe system containing area discontinuities. Detroit: SAE no.950276, DOI:10.4271/950276, 1995.

[27] DIMITRIADIS, C.; LESCHZINER, M.A.; ALEXANDER, G.I.; WINTERBONE, D.E.; SIERENS, R., Computation of three-dimensional flow in manifold-type junctions. Miami Beach: Proc. Int. Symp. on Flows in Internal Combustion Engines, ASME Winter Annual Meeting, pp. 57-62, 1985.

[28] BINGHAM., J.F.; BLAIR, G.P., An improved branched pipe model for automotive engine calculations.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 199(1), pp. 65-77, DOI: 10.1243/PIME_PROC_1985_199_140_01, January 1985.

[29] BLAIR, G.P.; CALLENDER, E.; MACKEY, D.O., Maps of discharge coefficients for valves, ports and throttles. Pisa, Italy: SAE no. 2001-01-1798, DOI: 10.4271/2001-01-1798, November, 2001.

[30] BLAIR, G.P.; DROUIN, F., Relationship Between Discharge Coefficients and Accuracy of Engine Simulation.: SAE no. 962527, DOI: 10.4271/962527, 1996.

[31] BLAIR, A.J.; BLAIR, G.P., Gas flow modeling of valves and manifolds in car engines. Robinson Cambridge: International Conference computers in Engine Technology, pp. 131-144, 24-25 march, 1987.

[32] CHALET, D.; CHESSE, P.; HETET, J.-F., Boundary conditions modelling of one-dimensional gas flows in an internal combustion engine.: International Journal of Engine Research, Vol. 9(4), pp. 267-282, August 1, 2008.

[33] CHALET, D.; CHESSE, P.; HETET, J.-F.; TAUZIA, X., Inflow boundary condition for one-dimensional gas dynamics simulation code of internal combustion engine manifolds, Internal Combustion Engine Team.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 223(7), pp. 953-965, DOI: 10.1243/09544070JAUTO1098, July 1, 2009.

[34] CHALET, D.; CHESSE, P., Fluid dynamic modeling of junctions in internal combustion engine inlet and exhaust systems.: Journal of Thermal Science, Vol. 19(5), pp. 410-418, DOI: 10.1007/s11630-010-0402-0, 2010.

[35] HRIBERNIK, A.; DOBOVISEK, Z.; CERNEJ, A., Application of rotor characteristics for onedimensional turbine modelling.: Institution of Mechanical Engineers Conference Publications, Vol. 6, pp. 239–249, ISSN : 0144-0799, 1994.

[36] PAYRI, F.; BENAJES, J.; REYES M., Modelling of supercharger turbines in internal combustion engines.: International Journal of Mechanical Sciences, Vol. 38(8-9), pp. 853-869, DOI: 10.1016/0020-7403(95)00105-0, 1996.

[37] TORREGROSA, A.; ARNAU, F.; PIQUERAS, P.; REYES-BELMONTE, M.; KNUTSSON, M.; LENNBLAD, J., Acoustic One-Dimensional Compressor Model for Integration in a Gaz-Dynamic Code. Detroit: SAE no.2012-01-0834, DOI: 10.427/2012-01-0834, 2012.

[38] MOHTAR, H., Elargissement de la plage de fonctionnement d'un turbocompresseur de suralimentation automobile.: Thèse, Laboratoire de Mécanique des fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes, 8 Juin 2010.

[39] KAYS, W.M.; LONDON, A.L., Compact heat exchangers. New York: MacGraw-Hil, 1964.

[40] WATSON, N.; JANOTA, S., Turbocharging the internal combustion engine. London: McMillan Publishers Ltd., ISBN 0-333-24290-4, 1982.

[41] BENSON, R.S., The Use of Generalized Boundary Conditions for Devices in Non-steady Flow in One Dimensional Pipe Systems.: Int. J. Mech. Sci, Vol. 21, pp. 399-406, 1979.

[42] BROMNICK, P.A.; PEARSON, R.J.; WINTERBONE, D.E., Intercooler Model for Unsteady Flows in Engine Manifolds.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering,Vol. 212(2), pp. 119-132, DOI: 10.1243/0954407981525849 , February 1, 1998.

[43] SEIFERT, H., 20 Jahre Erfolgreiche Entwicklung des Programmsystems PROMO.: MTZ Motortech. Z., Vol. 11, pp. 478-488, 1990.

[44] CORNOLTI, L.; ONORATI, A.; CERRI, T.; MONTENEGRO, G.; PISCAGLIA, F., 1D simulation of a turbocharged Diesel engine with comparison of short and long EGR route solutions.: Applied Energy, Vol. 111, pp. 1-15, DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.04.016, 2013.

[45] PINGAUD, H.; LE LANN, J.M.; KOCHRET, B.; BARDIN, M.C., Steady-State and Dynamic Simulation of Plate Fin Heat Exchangers.: Computers & Chemical Engineering, Vol. 13(4-5), pp. 577-585, DOI: 10.1016/0098-1354(89)85041-0, 1989.

[46] NAKNONIECZNY, K., Numerical Modeling of Cross-Flow Plate-Fin Air-to-Air Heat Exchanger Under Unsteady Flow Conditions.: Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 49, pp. 1-24, DOI: 10.1080/10407780500302265, 2006.

[47] PRITHIVIRAJ, M.; ANDREWS, M.J., Three-Dimensional Numerical Simulation of Shell-and-Tube Heat Exchangers. Part I: Foundation and Fluid Mechanics.: Numerical Heat Transfer - Part A, Vol. 33-8), pp. 799-816, DOI:10.1080/10407789808913967, 1998.

[48] ROSSING; T. D.; FLETCHER; N.H., Principles of Vibration and Sound. New York: Springer-Verlag, 1995.

[49] MUNGUR, P.; GLADWELL, G.M.L., Acoustic wave propagation in a sheared fluid contained in a duct.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 9(1), pp. 28-48, DOI: 10.1016/0022-460X(69)90260-0, 1969.

[50] D'ALEMBERT, J.-Le.R., Recherches sur la courbe que forme une corde tenduee mise en vibration.: Histoire de l'académie royale des sciences et belles lettres de Berlin, Vol. 3, pp. 214-219, 1747.

[51] MUNJAL, M.L., Acoustics of ducts and mufflers with application to exhaust and ventilation system design.: John Wiley & Sons, 1987.

[52] CHAIGNE, A., Ondes acoustiques.: Les éditions de l'Ecole Polytechnique, ISBN 2-7302-0840-2, Palaiseau, 2008.

[53] BRUNEAU, M., Manuel d'acoustique fondamentale. Paris: Hermes, 1998.

[54] BUTALY, T.; NIESSNER, H., Calculation of 1-D unsteady flows in pipe systems of IC engines.: Journal of Fluids Engineering, Vol. 107(3), pp. 407-412, DOI: 10.1115/1.3242501, 1985.

[55] BROOME, D., Induction ram - Part 3 : wave phenomena and the design of ram intake systems.: Automobile Engineer, pp. 262-267, 1969.

[56] MATSUMOTO, I.; OHATA, A., Variable induction systems to improve volumetric efficiency at low and/or medium engine speeds.: SAE no.860100, 1986.

[57] OHATA, A.; ISHIDA, Y., Dynamic Inlet Pressure and Volumetric Efficiency of Four Cycle Cylinder Engine.: SAE, no.820407, 1983.

[58] STREETER, V.L., Fluid Mechanics (2nd edition). New York: McGraw-Hill, 1958.

[59] THAWANI, P.T., Analytical and experimental investigation of the performance of exhaust mufflers with flow. Alberta, Canada: Thèse, The University of Calgary, 1978.

[60] KINSLER, L.E.; FREY, A.R., Fundementals of Acoustics. New York: Wiley, 1962.

[61] RAYLEIGH, J.W.S., The theory of sound. New York: Dover, 1945.

[62] DAVIES, P.O.A.L., Practical flow duct acoustic.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 124(1), pp. 91-115, DOI:10.1016/S0022-460X(88)81407-X, 1988.

[63] PANICKER, V.B.; MUNJAL, M.L., Acoustic dissipation in a uniform tube with moving medium.: J. Acous. Soc. of India, Vol. 9(3), pp. 95-101, 1981.

[64] PAYRI, F.; TORREGROSA, A.J.; PAYRI, R., Evaluation through pressure and mass velocity distributions of the linear acoustical description of I. C. engine exhaust systems.: Applied Acoustics Elsevier, Vol. 60(4), pp. 489-504, DOI: 10.1016/S0003-682X(00)00006-2, 2000.

[65] KNUTSSON, M.; LENNBLAD, J.; BODEN, H.; ABOM, M., A study on acoustical time-domain two-ports based on digital filters with application to automotive air intake systems.: SAE no. 2011-01-1522, DOIi:10.4271/2011-01-1522, 2011.

[66] DESMET, B., Contribution à l'etude de l''influence du circuit d'aspiration sur le remplissage d'un moteur diesel.: Thèse, L'Université des Sciences et Techniques de Lille, 1977.

[67] SEYBERT, A.F.; ROSS, D.F., Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol.61(5), pp.1362-1370, 1977.

[68] SEYBERT, A.F.; SOERNARKO, B., Error analysis of spectral estimates with application to the measurement of acoustic parameters using random sound fields in ducts.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 69(4), pp. 1190-1199, , 1981.

[69] CHUNG, J.Y.; BLASER, J.Y., Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. ii. experiment.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 68(3), pp. 914-921, DOI: 10.1121/1.384779, 1980.

[70] CHUNG, J.Y.; BLASER, D.A., Transfer function method of measuring induct acoustic properties - i. theory.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 68(3), pp. 907-913, DOI: DOI: 10.1121/1.384778, 1980.

[71] ENGLISH, E. J., A measurement based study of the acoustics of pipe systems with flow.: Thèse, University of Southampton. Faculty of Engineering Science and Mathematics. Institute of Sound and Vibration, July 2010.

[72] PETERS, M.C.A.M.; HIRSCHBERG, A.; REIJNEN, A.J.; WIJNANDS, A.P., Damping and reflection coefficient

measurements for an open pipe at low Mach and low Hemholtz numbers.: J. Fluid Mech, Vol. 256, pp. 499-534, DOI: 10.1017/S0022112093002861, 1993.

[73] BOONEN, R.; SAS, P.; DESMET, W.; LAURIKS, W.; VERMEIR, G., Calibration of the two microphone transfer function method to measure acoustic impedance in a wide frequency range. Leuven, Belgium: International Conference on Noise and Vibration Engineering, pp. 4501-4511, Sep 18-20, 2006.

[74] BHATTACHARYA, M., Engine Noise Source Characterisation - an analysis and evaluation of experimental techniques.: Thèse, University of Southampton, 1980.

[75] BENTO COELHO, J.L., Aeroacoustic characteristics of perforate liners in expansion chambers.: Thèse, University of Southampton, 1983.

[76] CATALIFAUD, J., Acoustique industrielle analyse.: 01 dB-Stell MVI Technologies Group, www.metravib.fr, 2001.

[77] BAUDOIN, G.; BERCHER, J.-F., Eléments de Traitement de Signal.: Ecole Nationale d'Ingénieurs en Electrothechnique et Electronique, version 0.89, Septembre 1998.

[78] HOLLAND, K. R.; DAVIES, P.O.A.L; VAN DER WALT, D. C., Sound power flux measurements in strongly exited ducts with flow.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 112(6), pp. 2863-2871, 2002.

[79] CHUNG, J.Y., Rejection of flow noise using a coherence function method.: The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 62(2), pp. 388-395, DOI: 10.1121/1.381537, 1977.

[80] HARRISON, M.F.; STANEV, P.T., Measuring wave dynamics in IC engine intake systems.: Journal of Sound and Vibration, Vol.269, pp. 389–408, DOI:10.1016/S0022-460X(03)00197-4, 2004.

[81] DUMAS, J.; BENNEVAULT, B., Analyse du signal (FFT et Filtrage numérique) & Analyse des systèmes.: 01dB-STELL (Groupe MVI technologies), February 2001.

[82] DAVIES, P.O.A.L., Plane wave reflection at flow intakes.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 115(3), pp. 560-564, DOI: 10.1016/0022-460X(87)90298-7, June 22, 1987.

[83] DAVIES, P.O.A.L; BENTOCOELHO, J.L.; BHATTACHARYA, M., Reflection coefficient for an unflanged pipe with flow.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 72(4), pp. 543-546, 1980.

[84] BLAIKLEY, D.J., Experiments for Determining the Correction to be Added to the length of a Cylindrical Resonant Tube to Find the True Wave-length and the Velocity of Sound in Small Tubes.: Philosophical Magazine and Journal, Vol. 7, pp. 339-343, 1879.

[85] BOEHM, W.M., A Determination of the Correction for the Open end of a Cylindrical Resonator.: Phys. Rev. (Series I), Vol. 31, pp. 332-341, DOI: 10.1103/PhysRevSeriesI.31.332, 1910.

[86] ANDERSON, S.H.; OSTENSEN, F.C., Effect of Frequency on the End Correction of Pipes.: Tech Print Physical Review, Vol. 31, pp. 267-274, 1928.

[87] DOLINAR, A.; HARRISON, M.F., Acoustic predictions for intake pipes fitted to internal combustion (I.C.) engines. Graz, Austria: 7th Symposium "Numerical Simulation in Automotive Engineering", 9 February 2005.

[88] MUNT.M., The interaction of sound with a subsonic jet issuing from a semi-infinite cylindrical pipe.: Journal of fluid Mechanics, Vol. 83(4), pp. 609-640, DOI:10.1017/S0022112077001384, 1977.

[89] RAMMAL, H.; LAVRENTJEV, J.; TIIKOJA, H., On the acoustic reflecion at pipe opening. Cairo: The 17th international congress on sound and vibration, ISBN: 978-1-61782-255-1, 18-22 July, 2010.

[90] ÅBOM, M., An Introduction to Flow Acoustics. KTH, The Royal Institute of Technology, The Marcus Wallenberg Lab., Stockholm: TRITA-AVE, ISSN 1651-7660, 2006.

[91] DALMONT, J.-P., Guide d'ondes acoustiques.: Cours, Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM, UMR CNRS 6613), version 1.3, 2007.

[92] DALMONT, J.P., Acoustique et ecoulement.: Cours de License professionnelle: Ingénierie acoustique et vibratoire. Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM, UMR CNRS 6613), 2008.

[93] TO, C.W.S; DOIGE, A.G., The application of transient testing methods to the determination of acoustic properties of unknown system.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 71 (4), pp. 545-554, DOI: 10.1016/0022-460X(80)90726-9, 1980.

[94] TO, C.W.S; DOIGE, A.G., A transient testing technique for the determination of martrix parameters of acoustic systems, I : Theory and principles.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 62(2), pp.207-222, DOI:10.1016/0022-460X(79)90022-1, 1979.

[95] TO, C.W.S; DOIGE, A.G., A transient testing technique for the determination of martrix parameters of acoustic systems, II: Experimental procedures and results.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 62(2), pp. 223-233, DOI:

10.1016/0022-460X(79)90023-3, 1979.

[96] WINTERBONE, D.E., The theory of wave action approaches applied to reciprocating engines. London: Internal Combustion Engineering: Science & Technology, pp 445-500, 1990.

[97] LUNG, T.Y.; DOIGE, A.G., A time-averaging transient testing method for acoustic properties of piping and mufflers with flow.: J. Acous. Soc. Am., Vol. 73(3), pp. 867-876, 1983.

[98] BODEN, H., On multi-load methods for determination of the source data of acoustic one-port sources.: Journal of Sound and Vibration, Vol.180(5), pp. 725-743, 0022-460X/95/100725, 1995.

[99] MUNJAL, M.L.; DOIGE, A.G., On uniqueness, transfer and combination of acoustic sources in one-dimensional systems.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 121(1), pp. 25-35, DOI: 10.1016/S0022-460X(88)80058-0, 1988.

[100] MUNJAL, M.L.; DOIGE, A.G., The two-microphone method incorporating the effects of mean flow and acoustic damping.: Journal of sound and vibration, Vol. 137(1), pp. 135-138, DOI: 10.1016/0022-460X(90)90722-C, 1990.

[101] MUNJAL, M.L.; DOIGE, A.G., Theory of a Two Source-Location Method for Direct Experimental Evaluation of the Four-Pole Parameters of an Aeroacoustic Element.: Journal Of Sound And Vibration, Vol. 141(2), pp. 323-333, 1990.

[102] MUNJAL, M.L.; DOIGE, A.G., Symmetry of One-Dimensional Dynamical Systems in Terms Of Transfer Matrix Parameters.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 163(3), pp. 467-475, DOI: 10.1016/0022-460X(90)90457-B, 1990.

[103] TAO, Z.; SEYBERT, A., A Review of Current Techniques for Measuring Muffler Transmission Loss.: SAE no. 2003-01-1653, DOI: 10.4271/2003-01-1653, 2001.

[104] DAVIES, P.O.A.L; HOLLAND, K.R., The observed aeroacoustic behavior of some flow-excited expansion chambers.: Journal of Sound and Vibration, Vol.239(4), pp. 695-708, DOI: 10.1006/jsvi.2000.3223, 2001.

[105] GERGES, S.N.Y.; JORDAN, R.; THIEME, F.A.; BENTO COELHO, J.L.; ARENAS, J.P., Muffler Modeling by Transfer Matrix Method and Experimental Verification. Rio de Janeiro: J. Braz. Soc. Mech. Sci.& Eng, Vol. 27(2), pp. 132-140, DOI: 10.1590/S1678-58782005000200005, April - June 2005.

[106] FONTANA, P.; BERNHARD, H., A new evaluation method for the thermodynamic behavior of air intake systems.: SAE 2005-01-1136, 2005.

[107] CHALET, D.; MAHE, A.; MIGAUD, J.; HETET, J.F., A frequency modeling of the pressure waves in the inlet manifold of internal combustion engine.: Applied Energy, Vol. 88(9), pp. 2988-2994, ISSN 0306-2619, DOI 10.1016/j.apenergy.2011.03.036, 2011.

[108] MAHE, A., Caractérisation du comportement non-stationnaire du système d'admission d'air d'un moteur à combustion interne - Incidence sur le remplissage.: Thèse, Laboratoire de Mécanique des fluides UMR CNRS 6598 – Ecole Centrale de Nantes, 2010.

[109] PRASSAD, M.G.; CROCKER, M.J., On the measurement of the internal source impedance of a multi-cylinder engine exhaust system.: Journal of sound and vibration, Vol. 90(4), pp. 479-490, 1983.

[110] MUNJAL, M.L., Acoustic characterization of an engine exhaust source – A review. Gold coast, Australia: Proceedings of Acoustics 2004, Transportation Noise and Vibration, pp. 117-122, 3-5 November, 2004.

[111] MAHE, A.; MIGAUD, J.; CHALET, D.; HETET, J.-F., Comparison between two experimental characterization setups of unsteady behavior of Internal Combustion Engine intake systems.: SAE no. 2008-01-0674, DOI: 10.4271/2008-01-0674 , 2008.

[112] CHALET, D.; CHESSE, P.; VIOLLEAU, M., Unsteady flows inside the piping systems of internal combustion engines. New-Orleans, Louisiana: Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division, no. ICEF2002-525, Vol. 39, pp. 419-426, 2002.

[113] MEROUANE, A., Non-linéarité acoustique localisée à l'extrémité ouverte d'un tube mesure, modélisation et application aux instruments à vent.: Thèse, Université du Maine, U.F.R. des Sciences et Techniques, 2004.

[114] PAYRI, F.; DESANTES, J.M.; BROATCH, A., Modified impulse method for the measurement of the frequency response of acoustic filters to weakly nonlinear transient excitations.: Acoustical Society of America, Vol. 107(2), pp. 731-738, 2000.

[115] JACQUET, X.; FONTANA, P.; NUEZ, E., Dynamic flow bench Report. Brussels: Confidential internal report Mann+Hummel, 01 March 2002.

[116] PROSSER, T.G., Induction ramming a motored high speed four-stroke reciprocating engine - influence of inlet port pressure waves on volumetric efficiency.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Vol. 188(1), pp. 577-584, DOI: 10.1243/PIME_PROC_1974_188_069_02, June 1974.

[117] BANISOLEIMAN, K.; SMITH, L.A.; FRENCH, B.A., The interaction of diesel engine turbocharging and tuned inlet manifold systems under steady state and transient operation.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Vol. 205(4), pp.269-281, DOI:10.1243/PIME_PROC_1991_205_037_02, 1991.

[118] TAYLOR, J.; GURNEY, D.; FREELAND, P.; DINGELSTADT, R.; STEHLIG, J.; BRUGGESSE, V., Intake Manifold Length Effects on Turbocharged Gasoline Downsizing Engine Performance and Fuel Economy. Detroit, MI: SAE no.2012-01-0714, DOI:10.4271/2012-01-0714, 2012.

[119] TIIKOJA, H., Acoustic Characterization of Turbochargers and Pipe Terminations. Stockholm, Sweden: Thèse, The Marcus Wallenberg Laboratory for Sound and Vibration Research - Department of Aeronautical and Vehicle Engineering, 2012.

[120] RAMMAL, H.; ABOM, M., Acoustics of turbochargers.: SAE no. 2007-01-2205, DOI: 10.4271/2007-01-2205 , 2007.

[121] TORREGROSA, A.J.; SERRANO, J.R.; DOPZAO, J.A.; SOLTANI, S., Experiments on wave transmission and reflection by turbochargers in engine operating conditions. Detroit, MI: SAE no.2006-01-0022, DOI: 10.4271/2006-01-0022 , April 3-6, 2006.

[122] PORTIER, E.; LEANDRE, J., Experimental determination and prediction of turbocharger transfer matrix. Le Mans: SIA technical articles no. R-2012-06-15, 2012.

[123] HARRISON, M.F.; STANEV, P.T., A linear acoustics model for intake wave dynamics in IC engines.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 269(1-2), pp. 361-387, DOI: 10.1016/S0022-460X(03)00196-2, 6 January 2004.

[124] HARRISON, M.F.; PEREZ ARENAS, R., A hybrid boundary for the prediction of intake wave dynamics in IC engines.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 270(1-2), pp. 111-136, DOI: 10.1016/S0022-460X(03)00486-3, 6 February 2004.

[125] SATHYANARAYANA, Y.; MUNJAL, M.L., A hybrid approach for aeroacoustic analysis of the engine exhaust system.: Applied Acoustics, Vol. 60(4), pp. 425-450, 2000.

[126] HARRISON, M.F.; DUNKLEY, A., The acoustics of racing engine intake systems.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 271, pp.959-984, DOI:10.1016/S0022-460X(03)00773-9, 2004.

[127] HARRISON, M.F.; DE SOTO, I.; RUBIO UNZUETA, P., A linear acoustic model for multi-cylinder IC engine intake manifolds including the effects of the intake throttle, Journal of Sound and Vibration 278, 975-1011.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 278(4-5), pp.975-1011, DOI:10.1016/j.jsv.2003.12.009, 22 December 2004.

[128] POLIFKE, W.; PONCET, A.; PASCHEREIT, C.O.; DOBBELING, K., Reconstruction of Acoustic Transfer Matrices by Instationary Computational Fluid Dynamics.: Journal of Sound and vibration, Vol. 245(3), pp.483-510, DOI: 10.1006/jsvi.2001.3594, 2001.

[129] SEKAVENIK, M.; OGOREVC, T.; SKERGET, L., CFD analysis of the dynamic behaviour of a pipe system.: Forschung im Ingenieurwesen, Vol; 70(3), pp 139-144, DOI: 10.1007/s10010-006-0024-6, 2006.

[130] ELNEMR, Y., Acoustic Modeling and Testing of Exhaust and Intake System Components. Stockholm, Sweden: Thèse, The Marcus Wallenberg Laboratory of Sound and Vibration Research, Department of Aeronautical and Vehicle Engineering, 2011.

[131] CHALET, D.; MAHE, A.; HETET, J-F.; MIGAUD, J., A new modeling approach of pressure waves at the inlet of internal combustion engines.: Journal of Thermal Science, Vol. 20(2), pp. 181-188, DOI: 10.1007/s11630-011-0455-8, 2011.

[132] CHALET, D.; MAHE, A.; MIGAUD, J.; HETET, J.-F., Multi-frequency modelling of unsteady flow in the inlet manifold of an internal combustion engine.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, Vol. 226(5), pp. 648-658, DOI: 10.1177/0954407011423745, May 2012.

[133] CORMERAIS, M.; CHALET, D.; HETET, J.-F.; MIGAUD, J.; HUURDEMAN, B., A New Accurate 1D Modeling Method for the Air Intake Line Based on 3D Geometry. Stuttgart, Allemagne: MTZ Conference Ladungswechsel im Verbrennungsmotor, 19 - 20 octobre 2010.

[134] RAMIREZ, R.W., The FFT: Fundamentals and Concepts. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice-Hall, Inc., ISBN:0-13-314386-4 , 1975.

[135] SINCLAIR, I., Practical electronics handbook. Oxford: Linacre House, Jordan Hill, ISBN 0 7506 4585 9, 2000.

[136] TOOLEY, M., Electronic circuits: fundamentals and applications. Oxford: Linacre House, Jordan Hill, ISBN-13: 978-0-75-066923-8, ISBN-10: 0-75-066923-3, 2006.

[137] GHIDAOUI, M.; ZHAO, M.; MCLNNIS, D.; AXWORTHY, D., A review of water hammer theory and practice.: The world's knowledge. Applied Mechanics Reviews, Vol. 58(1), pp. 49-76, DOI: 10.1115/1.1828050, Mar 08

2005.

[138] KORTEWEG, D.J., "Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in elastischen Röhren." ("On the velocity of propagation of sound in elastic tubes.").: Annalen der Physik und Chemie, New Series 5, pp. 525-542 , 1878.

[139] CZICHOS, H.; SAITO, T.; SMITH, L., Springer handbook of materials measurement methods. Sturtz AG, Wurzburg: Springer, ISBN-10: 3-540-20785-6, ISBN-13: 978-3-540-20785-6, 2006.

[140] TOTTEN, G.E., Handbook of hydraulic fluid technology. New York, USA: Marcel Dekker, ISBN: 0-8427-6022-0, 2000.

[141] GOLSTEIN, H.; POOLE, C.P. Jr.; SAFKO, J.L., Classical mechanics.: Addison-Wesley, ISBN-10: 0201657023, ISBN-13: 9780201657029, 2002.

[142] BON, C.;, Relation pression-vitesse d'une classe d'écoulement instationnaire : application à la mesure des débits instantané.: Thèse, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 1996.

[143] DZUNG, L., Pressure pulsation at the intake of a supercharged internal combustion engine.: Brown Boveri Rev, Vol. 39, pp. 295-305, 1952.

[144] RYTI, M., Pulsation in the air intake systems of turbocharged diesel engines.: Brown Boveri Rev, Vol. 52 (1-2-3), pp. 190, 1965.

[145] WATSON, N., Resonant intake and variable geometry turbocharging systems for a V-8 diesel engine.: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Vol. 197(1), pp. 27-36, DOI: 10.1243/PIME_PROC_1983_197_003_02, February 1983.

[146] SATO, A.; SUENAGA, K.; NODA, M.; MEADA, Y., Advanced Boost-up in Hino EP100-11 Turbocharged and Charge-Cooled Diesel Engine.: SAE no. 870298, DOI: 10.4271/870298, 1987.

[147] CROLLA, D.A., Automotive engineering, powertrain, chassis system and vehicle body.: Elsevier, ISBN: 978-1-85617-577-7, 2009.

[148] P.O.A.L., D.; HARRISON, M.F., Hybrid systems for IC engine breathing noise synthesis.: Proceedings of the Institute of Acoustics, Vol. 15, pp. 369-374, 1993.

[149] DESANTES, J.M.; TORREGROSA, A.J.; BROATCH, A., Hybrid linear/nonlinear method for exhaust noise prediction.: SAE 950545, 1995.

[150] PAYRI, F.; DESANTES, J.M.; TORREGROSA, A.J., Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 188(1), pp. 85-110, 1995.

[151] ALBERSTON, F.; BODEN, H.; GILBERT, J., Comparison of different methods to couple nonlinear source descriptions in the time domain to linear system descriptions in the frequency domain - Application to a simple valveless one-cylinder cold engine.: Journal of Sound and Vibration, Vol. 291, pp. 963–985, doi:10.1016/j.jsv.2005.07.046, 2006.

[152] OSTROWSKI, G.; NEELY, G.; CHADWELL, C.; MEHTA, D.; WETZEL, P., Downspeeding and Supercharging a Diesel Passenger Car for Increased Fuel Economy.: SAE no. 2012-01-0704, DOI: 10.4271/2012-01-0704 , 2012.

[153] BIRCKETT, A.; TMAZIC, D.; BOWYER, S.; WETZEL, P.; BEVAN, K.; KEIDEL, S., Engine and Vehicle Simulations of a 1.6L Light Duty Diesel Engine with Supercharger-Turbocharger and Twin Turbocharger Boosting Systems. Dresden: 17th Supercharging Conference, 13 - 14 September 2012.

[154] GARNIER, H.; WANG, L., Identification of Continuous-time Models from Sampled Data. London: Springer, pp. 249-290, ISBN 978-1-84800-160-2, DOI 10.1007/978-1-84800-161-9, 2008.

Annexe

Intégration de la matrice dans Simulink

Il faut intégrer correctement les pôles de la matrice de transfert mesurée dans le programme Simulink. Le spectre de pression P_2 s'écrit suivant l'équation (A - 1) en développant l'équation (IV - 6).

$$P_2 = O_{11} \otimes P_3 + O_{12} \otimes Qm_2 \qquad \text{(A - 1)}$$

Soit $W_{11}(j\omega)$ le premier terme de l'équation (A - 1) , $W_{11}(j\omega)$ est alors un vecteur fréquentiel donné par l'équation (A - 2).

$$W_{11}(j\omega) = O_{11}(j\omega) \otimes P_3(j\omega) \qquad \text{(A - 2)}$$

Il est possible de transposer le vecteur fréquentiel $W_{11}(j\omega)$ dans le domaine temporel en appliquant une transformée inverse de Fourier pour obtenir la série de points échantillonnés $w_{11}(t)$ selon l'équation (A - 3).

$$w_{11}(t) = IFFT\left[W_{11}(j\omega)\right] = IFFT\left[O_{11}(j\omega) \otimes P_3(j\omega)\right] \qquad \text{(A - 3)}$$

La série temporelle $w_{11}(t)$ peut être considérée comme étant la réponse d'une fonction de transfert $O_{11}(s)$ lorsque cette dernière est excitée par un signal temporel $p_3(t)$ selon le diagramme de la Figure 155. L'objectif de ce raisonnement est de chercher une forme analytique exprimée avec la variable de Laplace s afin d'incorporer les pôles de la matrice de transfert comme des fonctions de transfert. Cette méthodologie évitera de coder des blocks de FFT et de IFFT dans la routine Simulink qui nécessiteront le stockage d'un certain nombre de points. Les fonctions de transfert pourront ainsi fonctionner en temps réel avec la simulation GT-Power et le schéma numérique.

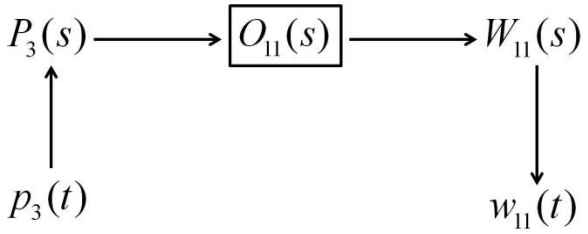

Figure 155 - Identification d'une expression analytique du premier pôle de la matrice

L'objectif maintenant est d'utiliser les signaux temporels discrets pour identifier les pôles de la matrice de transfert. Dans le cas de $O_{11}(j\omega)$, c'est le signal temporel de pression $p_3(t)$ mesuré expérimentalement avec le signal $w_{11}(t)$ calculé avec l'équation (A - 3) qu'il faut utiliser. L'obtention de la forme analytique passera par une identification d'un modèle continu à partir

des données échantillonnées. L'identification à partir des séries temporelles est importante parce que la fonction de transfert qui en découlera sera utilisée dans une simulation dans le domaine temporel, elle doit interagir correctement avec les signaux temporels. La procédure pour l'identification d'un modèle continu à partir des séries temporelles est détaillée par Gamier *et al.* [154]. Elle consiste tout d'abord à échantillonner correctement les données temporelles puis à choisir une structure de modèle à appliquer et finalement à choisir un critère de sélection qui permet d'opter pour un modèle plutôt qu'un autre. Plus précisément, la procédure itérative implique les étapes suivantes:

1. Collecte des données d'entrée / sortie dans le domaine temporel, donc les séries $p_3(t)$ et $w_{11}(t)$.
2. Examiner les données. Retirer les tendances et les valeurs aberrantes, et sélectionner des parties utiles des données d'origine.
3. Sélectionner et définir une structure de modèle $O_{11}(s)$, un ensemble de paramètres pour lesquels un modèle doit être estimé.
4. Estimer les paramètres de la structure du modèle choisi en fonction des données d'entrée et de sortie et d'un critère donné d'ajustement.
5. Examinez les propriétés du modèle finalement estimé.
6. Si le modèle est jugé inacceptable alors retour à l'étape 3 puis essayer de nouveau un autre ensemble de modèles. Peut-être aussi essayer d'autres méthodes d'estimation (étape 4) ou poursuivre les travaux sur les données d'entrée / sortie (étapes 1 et 2).

Il existe dans Matlab, des boîtes à outils (System Identification Toolbox) conçues pour l'application de la procédure d'indentification résumée ci-dessus et qui est basée sur des données temporelles. La structure de modèle choisi pour les pôles de la matrice de transfert est de type « CT Hybrid OE Models » [154], ou un modèle polynomial d'estimation de sortie et d'erreur d'itération en se basant sur les données temporelles. En restant sur l'exemple d'identification du premier pôle de la matrice de transfert, la forme générale du modèle polynomial est donnée par l'équation (A - 4) où m désigne l'indice de la série échantillonnée et Δm le retard du modèle.

$$w_{11}(m) = \frac{num(q)}{den(q)} p_3(m - \Delta m) + e(m) \qquad \text{(A - 4)}$$

$num(q)$ et $den(q)$ sont des polynômes en fonction de l'opérateur de la transformée discrète en Z et sont donnés par les équations suivantes :

$$num(q) = b_0 + b_1 q^{-1} + b_2 q^{-2} + ... + b_{n_b - 1} q^{-(n_b - 1)} \qquad \text{(A - 5)}$$

$$den(q) = g_0 + g_1 q^{-1} + g_2 q^{-2} + ... + g_{n_g} q^{-n_g} \qquad \text{(A - 6)}$$

Où n_b et n_g dans les équations (A - 5) et (A - 6) sont les nombres de paramètres à estimer dans chaque polynôme, de telle sorte que l'équation (A - 7) soit respectée.

$$n_g \geq n_b - 1 \qquad \text{(A - 7)}$$

Ainsi la forme analytique en q est identifiée pour le pôle O_{11} de la matrice de transfert, elle est ensuite transposée dans le domaine continu comme une fonction de transfert avec la variable de Laplace. Le critère pour l'identification des paramètres est la précision du résultat qui doit être supérieure à 85% - 90% et la stabilité du modèle. Cette dernière caractérise l'aptitude du modèle à converger lorsque le niveau de perturbation extérieure est augmenté.

Cette procédure d'identification a été appliquée pour tous les pôles de la matrice de transfert O_{12}, O_{21} et O_{22}. A noter que pour chaque configuration (sans / avec transfert de chaleur) et pour chaque régime, une matrice de transfert a été mesurée expérimentalement sur le banc moteur. Cela revient à mesurer une matrice de transfert pour chaque configuration expérimentale du Tableau 12, soit au total 10 matrices de transfert (ou aussi 40 fonctions identifiées pour les pôles respectifs). Ainsi chaque configuration sera caractérisée par 4 fonctions polynomiales représentant les pôles de la matrice de transfert.

La prochaine étape consiste à intégrer les pôles de la matrice de transfert (les fonctions identifiés) dans la routine Simulink. La Figure 156 présente le modèle dans Simulink.

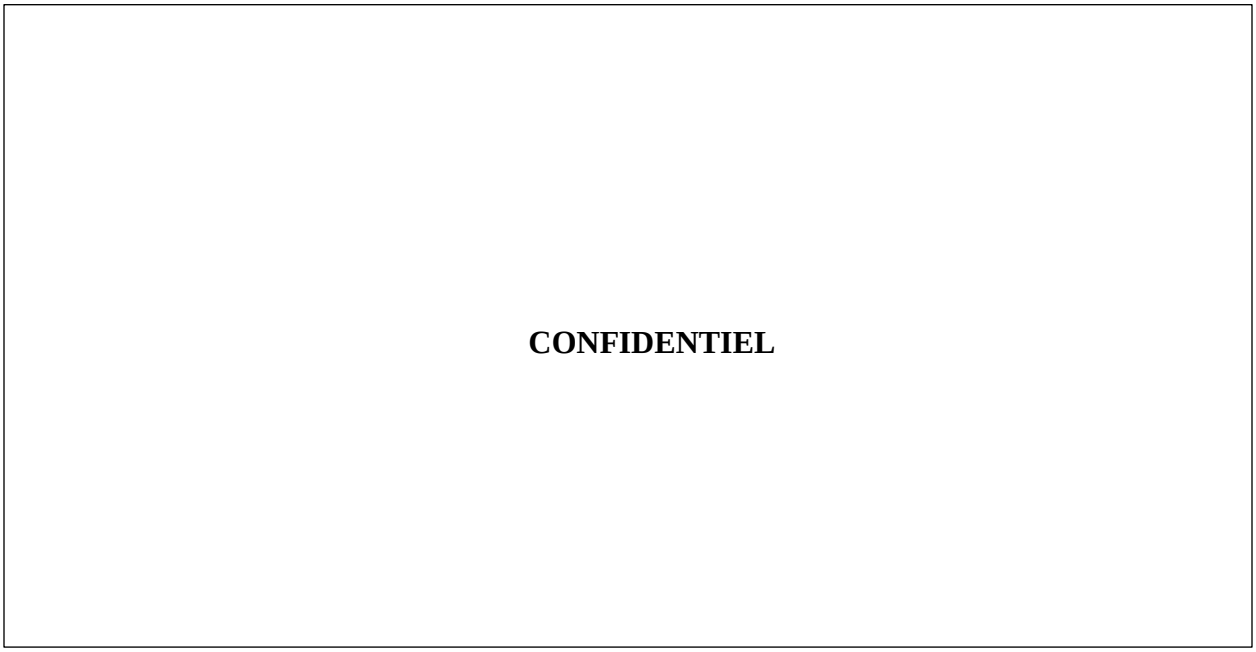

Figure 156 - Modèle dans Simulink

Les étapes de calculs dans Simulink sont les suivantes :

1. Récupérer les signaux instantanés de pression et de débit de GT-Power via le block GT-Power intégré dans Simulink et qui pointe vers un fichier de type « .dat » créé par le logiciel lui-même. Récupérer également les valeurs moyennes de pression et débit en amont et en aval séparément avec un capteur dans GT-Power de type « RLTSensor ». Cette valeur moyenne est actualisée par GT-Power à chaque pas.
2. Les signaux sont accessibles par leur numérotation d'entrée et de sortie dans le modèle GT-Power de la Figure 121. Un élément « demux » dans Simulink répartit et dissocie les signaux.
3. La valeur moyenne des signaux instantanés de pression et de débit en amont et en aval est soustraite en conservant ainsi uniquement la valeur dynamique de pression et de débit masse.
4. Les pôles de la matrice de transfert sont définis avec l'unité « mbar » pour la pression et « $kg.h^{-1}$ » pour le débit masse, c'est pourquoi plusieurs opérations de changement d'unités sont effectuées à travers la routine Simulink car les signaux obtenus depuis GT-Power sont en unités SI.
5. Les signaux temporels dynamiques de pression au point 3 et de débit masse au point 2 sont utilisés comme l'entrée à 4 fonctions de transfert (pôles de la matrice de transfert). Il n'y a pas besoin de faire des opérations pour les ramener au domaine fréquentiel. Cette étape est réalisée automatiquement dans Simulink.
6. Les fonctions représentant les pôles de la matrice génèrent en sortie les signaux de pression au point 2 et de débit masse au point 3.
7. Avant d'injecter ces signaux directement dans l'environnement de GT-Power, un post-traitement est nécessaire. Les signaux de sortie sont filtrés par un filtre bande passante 5Hz-500Hz. Ce dernier élimine les hautes fréquences qui peuvent provenir du calcul fréquentiel avec les fonctions de Laplace mais également élimine toute composante moyenne qui pourrait se créer à la sortie de ces fonctions de transfert. En effet, les fonctions de transfert sont des fonctions avec des paramètres identifiés, donc elles sont naturellement sensibles aux conditions initiales et la sortie peut osciller fortement avec de grandes amplitudes dans le calcul de Simulink avant de converger. Cette oscillation, sera vue par le code GT-Power comme un signal physique, le code 1D va agir d'une façon équivalente en générant de grandes amplitudes. Quand ce phénomène est répété plusieurs fois avec le processus itératif le calcul diverge très rapidement. Ce filtrage est ajouté pour « aider » le couplage à converger pendant les premiers pas de temps (initialisation des fonctions de transfert).
8. Un second système de contrôle de convergence est ajouté, c'est un amortissement numérique qui limite la valeur maximale des oscillations parasites qui peuvent provenir des fonctions de transfert lors de l'initialisation du calcul. Ainsi un seuil supérieur à ne pas dépasser est fixé pour les signaux de pression et de débit. Cet amortissement numérique est enlevé au fur et à mesure que la simulation progresse.

9. Les signaux dynamiques sont ensuite sommés avec les valeurs moyennes de pression et de débit. Le débit moyen est obtenu depuis GT-Power, il est considéré comme étant le même en appliquant la loi de conservation de la masse. La pression moyenne en 2 correspond à la pression moyenne en 3 dont les pertes de charge du RAS ont été soustraites. Les pertes de charge du RAS pourraient être facilement caractérisées sur un banc d'écoulement en fonction du débit moyen et un coefficient de perte de charge.
10. Les signaux de pression et de débit absolus sont ramenés au système d'unités SI et réinjectés dans le block de GT-Power via un élément dans Simulink de type « mux » qui regroupe les signaux.

Les 10 étapes précédentes se font d'une façon continue et itérative à chaque pas de temps, en échangeant des informations entre les deux logiciels. A noter qu'à cause de la simulation continue en temps, il n'est pas possible d'utiliser des filtres à phase nul, donc l'inclusion des filtres dans l'étape 7 pour stabiliser la sortie engendre un délai des signaux temporels. Ce délai dépend de la constante et du type du filtre mais également de la bande passante. Si ce délai est jugé être trop grand et peut dans la suite influencer le résultat, il est possible d'introduire un filtrage avec une constante linéairement variable en fonction du temps de simulation. Ainsi le filtre a tendance à s'annuler lorsque la simulation progresse et se stabilise.

La fréquence d'acquisition des signaux sur le banc moteur est égale à $Fs = 20kHz$, ce qui donne une période d'échantillonnage Ts entre deux signaux correspondants aux indices m et $m-1$ de $5e-5$ secondes. Le pas de temps maximal lors de la simulation est fixé à Ts. Un solveur de type ODE45 (Dormand-Prince) avec un pas de temps variable est choisi dans Simulink, le pas de temps variable offre la possibilité d'accélérer le calcul. C'est Simulink qui est le « maitre » du calcul, il contrôle l'avancement de la simulation et le pas de temps. Le pas d'espace dans GT-Power est fixé à 10mm.

l'université nantes angers le mans

PÔLE DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

Centrale Nantes

Thèse de Doctorat

Haitham MEZHER

Titre de thèse Caractérisation du comportement dynamique d'un circuit d'admission. Incidence sur le remplissage d'un moteur à combustion interne suralimenté.

Title of thesis : Characterization of the dynamic behavior of an intake system. Impact on filling a turbocharged internal combustion engine.

Résumé

Cette thèse étudie le comportement instationnaire des ondes de pression à l'admission d'un moteur à combustion interne avec des méthodes dites « fréquentielles » ainsi que leur influence sur le remplissage en air d'un moteur suralimenté. Ces ondes sont générées par les soupapes et pistons qui se comportent comme des sources acoustiques à cause de leur fonctionnement alternatif. Les ondes de pression ont une influence du premier ordre sur les paramètres et le fonctionnement du moteur.
La méthodologie fréquentielle est développée avec deux dispositifs expérimentaux : le tube à choc et le Banc Dynamique. Des matrices de transfert des refroidisseurs d'air de suralimentation (RAS) sont déterminées suite à une excitation de débit masse sur le Banc Dynamique ou directement à l'admission du moteur. Les matrices doivent être précises pour les harmoniques moteur relatives au remplissage et prennent en compte les effets d'un débit pulsé et des variations de grandes amplitudes.
D'autre part, l'influence de la géométrie et des transferts thermiques sur le coefficient de réflexion à travers le RAS est étudiée. La distance entre le RAS et les soupapes est expérimentalement modifiée sur le banc moteur et son influence sur le remplissage moteur analysée.
La matrice de transfert du RAS est couplée à un code de calcul moteur GT-Power sous la forme d'un modèle dans Simulink qui échange des informations fréquentielles et temporelles à chaque pas de temps et remplace alors la modélisation unidimensionnelle.
L'ensemble des méthodologies est validé sur le banc d'essais moteur en terme de pression et de débit masse puis une comparaison avec des résultats expérimentaux obtenus a été effectuée.

Mots clés
écoulements instationnaires, dynamique des gaz, moteur à combustion interne, caractérisation fréquentielle, admission d'air, fonction de transfert, matrice de transfert, remplissage moteur suralimenté, simulation moteur, couplage fréquentiel-temporel, mesures expérimentales.

Abstract

This Ph.D. thesis studies the unsteady behavior of pressure waves at the intake of an internal combustion engine using "frequency-domain" solutions and methodologies as well as the influence of said waves on the filling of a turbocharged engine. These pressure waves are generated by the pistons and valves that behave much like an acoustic source due to engine's reciprocating operation.
The methodology is developed with two experimental systems: the shock tube and the Dynamic Bench. Transfer matrices of charge air coolers (CAC) are determined following a mass flow excitation on the Dynamic Bench or directly at the engine's intake. The transfer matrices have to be accurate for frequencies corresponding to the engine's harmonics and the effects of a pulsating flow as well as marge pressure amplitudes have to be taken into account.
The influence of the geometry and heat transfer on the reflection coefficient through the CAC is also investigated. The distance separating the CAC from the intake valves is experimentally modified in a way to analyze its influence on engine filling and transient response.
The transfer matrix of the CAC is coupled to an engine simulation code GT-Power using a Simulink model that exchange frequency and time domain information at each time step and replace the one-dimensional modeling of the CAC.
This set of methodologies is validated against engine test bench experimental data in terms of pressure and mass flow both in the frequency and time domains.

Key Words
Unsteady air flows, gas dynamics, internal combustion engine, frequency domain characterization, air intake, charge air cooler, transfer function, transfer matrix, turbocharged engine volumetric efficiency, frequency-time domains coupling, experimental measurements.