

# Table des matières

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Introduction</b>  | <b>1</b>  |
| <b>1 Introduction sur l'aéroacoustique en écoulement confiné et le sifflement</b>                        | <b>5</b>  |
| 1.1 Préambule . . . . .  | 5         |
| 1.2 Introduction du problème général . . . . .   | 5         |
| 1.3 Propagation acoustique en conduit . . . . .  | 7         |
| 1.4 Biporte acoustique . . . . .   | 9         |
| 1.5 Introduction sur le sifflement . . . . .   | 10        |
| 1.5.1 Oscillations auto-entretenuës . . . . .  | 10        |
| 1.5.2 Instabilité aérodynamique et amplification acoustique . . . . .                                    | 10        |
| 1.5.3 Rôle du résonateur et saturation non linéaire . . . . .  | 13        |
| 1.6 Critère de sifflement . . . . .  | 14        |
| 1.6.1 Critère de sifflement dans le cas général . . . . .  | 14        |
| 1.6.2 Critère de sifflement dans le cas incompressible . . . . .   | 17        |
| 1.7 Rappels des conclusions des travaux de thèse de Testud . . . . .                                     | 17        |
| <b>2 Détermination expérimentale du potentiel de sifflement de diaphragmes sur le banc d'essai d'EDF</b> | <b>19</b> |
| 2.1 Introduction . . . . .   | 19        |
| 2.2 Principe de la mesure . . . . .  | 20        |
| 2.3 Dispositif expérimental et réalisation de la mesure . . . . .  | 21        |
| 2.3.1 Description du banc d'essai . . . . .  | 21        |
| 2.3.2 Conditions aux limites acoustiques . . . . .   | 23        |
| 2.3.3 Calibration des microphones . . . . .  | 25        |
| 2.3.4 Balayage en fréquence et mesure des fonctions de transfert . . . . .                               | 25        |
| 2.3.5 Géométrie des diaphragmes et conditions d'écoulement . . . . .                                     | 25        |
| 2.4 Résultats . . . . .  | 26        |
| 2.4.1 Matrice de diffusion . . . . .   | 27        |
| 2.4.2 Critère de sifflement . . . . .  | 31        |
| 2.4.3 Qualité des mesures . . . . .  | 33        |
| 2.5 Conclusion . . . . .   | 35        |

|  |           |
|--|-----------|
| <b>3 Étude du potentiel de sifflement de diaphragmes en série sur le banc d'essai du LAUM</b>  | <b>37</b> |
| 3.1 Introduction . . . . .   | 37        |
| 3.2 Description du système et présentation des modèles . . . . .   | 38        |
| 3.2.1 Présentation générale . . . . .  | 38        |
| 3.2.2 Méthode de prédiction dans le cas général . . . . .  | 38        |
| 3.2.3 Méthode de prédiction dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Mach . . . . .  | 39        |
| 3.3 Dispositif expérimental . . . . .  | 41        |
| 3.3.1 Description du banc d'essai . . . . .  | 41        |
| 3.3.2 Conditions aux limites acoustiques . . . . .   | 42        |
| 3.3.3 Calibration des microphones . . . . .  | 42        |
| 3.3.4 Balayage en fréquence et mesure des fonctions de transfert . . . . .   | 42        |
| 3.3.5 Diaphragme testé . . . . .   | 44        |
| 3.3.6 Condition d'écoulement . . . . .   | 44        |
| 3.4 Résultats . . . . .  | 45        |
| 3.4.1 Potentiel de sifflement à partir des expériences . . . . .   | 45        |
| 3.4.2 Validation des modèles . . . . .   | 46        |
| 3.4.3 Mise en évidence des paramètres contrôlant le potentiel de sifflement . . . . .  | 48        |
| 3.5 Conclusion . . . . .   | 50        |
| <b>4 Sifflement de diaphragmes en présence de réflexions : description des essais sur le banc du LAUM</b>                            | <b>51</b> |
| 4.1 Introduction . . . . .   | 51        |
| 4.2 Présentation du dispositif expérimental et de l'instrumentation . . . . .  | 52        |
| 4.3 Conception de la section d'essai . . . . .   | 53        |
| 4.3.1 Distances amont et aval . . . . .  | 53        |
| 4.3.2 Conditions de réflexion . . . . .  | 53        |
| 4.4 Caractéristiques du diaphragme testé . . . . .   | 54        |
| 4.5 Conditions aux limites acoustiques . . . . .   | 54        |
| 4.6 Configurations et conditions d'écoulement testées . . . . .  | 57        |
| 4.7 Traitement du signal . . . . .   | 58        |
| 4.8 Estimation de la vitesse acoustique au niveau du diaphragme . . . . .  | 58        |
| 4.8.1 Présentation de la méthode d'estimation . . . . .  | 58        |
| 4.8.2 Incertitudes et choix des mesures . . . . .  | 59        |
| 4.9 Exemple de sifflement . . . . .  | 60        |
| 4.10 Résultats . . . . .   | 62        |
| 4.10.1 Modification de l'amplitude de la réflexion aval. Séries 1 à 4 . . . . .  | 62        |
| 4.10.2 Modification du contenu fréquentiel de la réflexion amont. Séries 5 à 9 . . . . .   | 64        |
| 4.11 Conclusion . . . . .  | 65        |
| <b>5 Sifflement de diaphragmes en présence de réflexions : analyse théorique du départ en instabilité et fréquence de sifflement</b> | <b>67</b> |
| 5.1 Introduction . . . . .   | 67        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 5.2      | Description du principe de l'analyse de stabilité linéaire . . . . .  | 68        |
| 5.3      | Résultats et comparaison avec l'expérience . . . . .  | 69        |
| 5.3.1    | Extraction des fréquences instables . . . . .   | 70        |
| 5.3.2    | Comparaison avec les fréquences de sifflement mesurées . . . . .  | 70        |
| 5.3.3    | Analyse d'incertitude . . . . .   | 71        |
| 5.4      | Taux d'amplification et amplitude de sifflement . . . . .   | 75        |
| 5.5      | Conclusion . . . . .  | 75        |
| <b>6</b> | <b>Whistling of an orifice in a reverberating duct at low Mach number (soumis le 6 décembre 2010 au JASA)</b> | <b>81</b> |
| 6.1      | Préambule . . . . .   | 81        |
| 6.2      | Introduction . . . . .  | 82        |
| 6.3      | Theoretical background . . . . .  | 82        |
| 6.3.1    | Acoustic amplification in linear regime . . . . .   | 83        |
| 6.3.2    | Acoustic balance in whistling regime . . . . .  | 84        |
| 6.4      | Experimental procedure . . . . .  | 86        |
| 6.4.1    | Experimental setup . . . . .  | 86        |
| 6.4.2    | Reflections at the boundaries . . . . .   | 87        |
| 6.4.3    | Acoustic identification . . . . .   | 88        |
| 6.5      | Results . . . . .   | 93        |
| 6.6      | Discussion . . . . .  | 94        |
| 6.7      | Conclusion . . . . .  | 96        |
| <b>7</b> | <b>Évaluation du potentiel de sifflement de diaphragmes via différentes approches numériques</b>              | <b>99</b> |
| 7.1      | Introduction . . . . .  | 99        |
| 7.2      | Rappel des résultats de la méthode multimodale . . . . .  | 101       |
| 7.2.1    | Décomposition multimodale . . . . .   | 102       |
| 7.2.2    | Condition de continuité au niveau d'une discontinuité de section . . . . .                                    | 102       |
| 7.2.3    | Application à une expansion double potentiellement sifflante . . . . .  | 102       |
| 7.3      | Conditions d'écoulement et géométrie étudiées . . . . .   | 104       |
| 7.4      | Simulation via l'approche statistique pour un fluide incompressible . . . . .                                 | 105       |
| 7.4.1    | Compacité et diffusion acoustique . . . . .   | 105       |
| 7.4.2    | Description de l'outil numérique . . . . .  | 107       |
| 7.4.3    | Ajout de perturbations . . . . .  | 108       |
| 7.5      | Simulations des grandes échelles pour un fluide compressible . . . . .  | 109       |
| 7.5.1    | Méthodes d'identification de la matrice de diffusion . . . . .  | 110       |
| 7.5.2    | Présentation des outils de simulation . . . . .   | 114       |
| 7.5.3    | Description des calculs . . . . .   | 117       |
| 7.6      | Résultats . . . . .   | 121       |
| 7.6.1    | Résultats aérodynamiques . . . . .  | 121       |
| 7.6.2    | Simulations URANS incompressible . . . . .  | 121       |
| 7.6.3    | Simulations LES compressible avec AVBP . . . . .  | 124       |

|  |  |            |
|--|--|------------|
| 7.6.4  | Simulations LES compressible avec <i>Code_Safari</i> . . . . . | 128        |
| 7.6.5  | Comparaison des champs d'écoulement moyen . . . . .            | 131        |
| 7.7  | Conclusion . . . . .   | 134        |
| <b>Conclusion générale</b>   |  | <b>137</b> |
| <b>A Identification of aero-acoustic scattering matrices from large eddy simulation.</b> |  |            |
| <b>Application to whistling orifices. (Soumis au JSV le 22 mars 2011)</b>                |  | <b>141</b> |

# Introduction

La génération de bruit dans les écoulements en conduit concerne les instruments de musique à vent [39], le bruit de jet des réacteurs d'avion [24] ainsi que les sifflements dans les conduites [2, 107, 119] transportant un gaz ou un liquide. L'analyse de ces phénomènes relève du domaine de l'aéroacoustique, qui étudie la génération du son par les écoulements turbulents, la propagation acoustique dans les fluides en mouvement et la rétroaction du champ acoustique sur l'écoulement.

Dans le contexte de la production d'énergie et d'EDF, l'intérêt d'étudier les phénomènes aéroacoustiques en écoulement confiné est clairement identifié. Les centrales électriques sont en effet composées de différents circuits transportant des gaz et des liquides. Le contrôle et la surveillance des écoulements au sein de ces tuyauteries nécessitent le montage de différents organes de robinetteries. La présence de ces obstacles dans l'écoulement engendre des zones de turbulence, sources de bruit et de vibration. Les niveaux acoustiques et vibratoires résultants [72, 83] peuvent dépasser les seuils de tolérance fixés, pour la protection des travailleurs et pour la tenue des matériels. Ces phénomènes peuvent ainsi nécessiter l'arrêt de l'installation. Des outils de compréhension, de prédiction et de contrôle des phénomènes responsables de ces gênes sont donc recherchés.

Les obstacles rencontrés dans les circuits de centrales sont multiples et peuvent être des soupapes, des vannes, des organes de perte de charge, des coudes ou des irrégularités de parois. La géométrie de certains de ces organes correspond à une plaque perforée ou peut s'en approcher. C'est le cas de certains organes de perte de charge. Les travaux présentés ici s'attachent à étudier ce type de géométries, référencées comme des diaphragmes dans la suite.

Pour des écoulements subsoniques, les bruits mesurés en présence de diaphragmes sont de plusieurs types. Un bruit de turbulence [44, 104], large bande, est dans tous les cas mesuré. Il prend naissance dans la zone de forte turbulence créée en aval de l'organe. Couplé à cette manifestation, un sifflement [2, 118, 119] peut être créé en présence de conditions acoustiques résonantes. Il résulte d'oscillations auto-entretenues, qui mettent en jeu une amplification des fluctuations acoustiques dans la zone du jet de l'orifice associée à une rétroaction acoustique liée au caractère résonant du système. Enfin, le dernier type de bruit mesuré se rencontre exclusivement pour des écoulements liquides et correspond à un bruit de cavitation [120]. Ce bruit provient de l'implosion de bulles de vapeur pouvant être créées en aval d'organes de perte de charge si la différence de pression engendrée implique des pressions en aval immédiat de l'obstacle inférieures à la pression de saturation du liquide.

Parmi ces différents types de bruits, les travaux présentés ici s'attachent à étudier le sifflement. Ce dernier s'interprète comme la conséquence d'un phénomène d'oscillations auto-entretenues couplé à des effets de saturation non linéaires. La génération d'oscillations auto-entretenues est le résultat de la superposition d'un champ acoustique résonant, induit par la présence de réflexions acoustiques

amont et aval, et d'un écoulement cisailé instable. Au coin amont de l'orifice, un jet instable est en effet créé. Le champ tourbillonnaire produit dans cette zone est alors susceptible d'amplifier les fluctuations acoustiques à certaines fréquences. Le caractère résonant de ces fluctuations acoustiques agit alors comme une rétroaction. Le système bouclé ainsi obtenu amplifie les fluctuations initiales à l'infini. Cette amplification est bridée par des effets de saturation non linéaires assurant le bilan d'énergie entre l'amplification induite par l'interaction entre les champs acoustiques et l'écoulement et les pertes acoustiques dans le système résonant.

Les écoulements considérés dans ce manuscrit sont des écoulements d'air turbulents, caractérisés, dans la conduite principale, par des nombres de Mach inférieurs à 0,15 et des nombres de Reynolds supérieurs à  $10^4$ . Les géométries étudiées sont axisymétriques, les vibrations des parois sont ignorées. Seuls les diaphragmes fins à bords droits sont étudiés, il n'y a donc pas de recollement de l'écoulement aux parois du diaphragme. Les fréquences étudiées sont limitées par la première fréquence de coupure du tube, la propagation acoustique dans le conduit est ainsi unidimensionnelle.

Les présents travaux ont pour but d'étudier les différents phénomènes intervenant dans la création d'un sifflement afin de développer des outils de compréhension et de prédiction. Ainsi, il est question de caractériser les conditions nécessaires à l'amplification de perturbations acoustiques au niveau de l'instabilité aérodynamique. Puis, le rôle du résonateur acoustique dans l'établissement des oscillations auto-entretenues est défini. Enfin, les phénomènes de saturation non linéaires et plus précisément leur impact sur la détermination de la fréquence et du niveau acoustique de sifflement sont étudiés. Ces différents objectifs sont atteints grâce à l'utilisation conjointe d'expériences, de calculs analytiques et numériques.

Le présent manuscrit est divisé en sept chapitres. Le premier chapitre se propose d'introduire les concepts fondamentaux utilisés au cours des travaux. Le système étudié est ainsi exposé et les notations sont introduites. Le principe de propagation acoustique en conduit en présence d'un écoulement est ensuite rappelé, ainsi que la représentation d'un diaphragme par un biporte acoustique caractérisé par sa matrice de diffusion. Puis, au cours d'une présentation détaillée du sifflement, les différents phénomènes mis en jeu sont exposés et certains sont mis en équation. Enfin, et sur la base des travaux de Testud [118], qui ont précédé ceux présentés ici, un critère de sifflement [7] caractérisant les conditions d'amplification acoustique au niveau de l'instabilité aérodynamique est rappelé. Ce critère définit les bandes fréquentielles potentiellement sifflantes. Les résultats principaux obtenus par Testud sont également résumés.

La suite du manuscrit est divisé en trois parties. La première, composée des chapitres 2 et 3, a pour but de généraliser les résultats de Testud sur la définition du potentiel de sifflement de diaphragmes à de nouvelles conditions d'écoulement puis à de nouvelles géométries.

Au cours du deuxième chapitre, les résultats obtenus sur le banc d'essai du LAUM [118] sont étendus à de nouvelles conditions d'écoulement. L'adaptation du moyen d'essai Clarinette d'EDF a permis d'augmenter les valeurs des nombres de Reynolds, l'ordre de grandeur passant de  $10^4$  pour les essais précédents à  $10^5$ . Plusieurs essais ont ainsi été effectués sur cet outil expérimental pour trois géométries de diaphragmes. La matrice de diffusion des diaphragmes a été mesurée à chaque fois. L'utilisation du critère de sifflement permet alors de caractériser le potentiel de sifflement des diaphragmes. Les résultats montrent que l'influence du nombre de Reynolds sur le sifflement est négligeable. Ces essais permettent par ailleurs de valider l'utilisation du banc d'EDF pour la caractérisation aéroacoustique future de géométries industrielles.

Au cours du troisième chapitre, l'application du critère a été généralisée à des diaphragmes disposés en série. En utilisant la matrice de diffusion individuelle des deux diaphragmes, et en prenant en compte la propagation acoustique entre ces deux diaphragmes, un modèle global de matrice de diffusion des deux diaphragmes a été élaboré et caractérisé expérimentalement. La comparaison avec l'expérience présente un très bon accord pour des distances entre diaphragmes supérieures à dix diamètres de la tuyauterie. En deçà, l'assemblage des matrices de diffusion n'est plus pertinent, la zone de turbulence induite par le premier diaphragme impactant le second. Pour des distances entre diaphragmes de l'ordre du diamètre de la tuyauterie, des modèles de la littérature peuvent s'appliquer [55, 81, 91]. L'analyse des résultats montre que l'amplification acoustique engendrée par une série de diaphragmes peut être supérieure au double de l'amplification pour un seul diaphragme. Par ailleurs, il est observé que la distance entre les diaphragmes joue un rôle prépondérant dans l'émergence de fréquences à l'intérieur de la bande de sifflement potentiel.

La seconde partie du rapport porte sur l'analyse du sifflement dans un système résonant et couvre les chapitres 4, 5 et 6. Il s'agit d'étudier le sifflement en terme de fréquences et de niveaux acoustiques. Les paramètres contrôlant les caractéristiques du sifflement sont notamment recherchés.

Le quatrième chapitre décrit les essais réalisés au LAUM dans le cadre de cette étude. Les différentes mesures entreprises ont pour but d'explorer les paramètres contrôlant les caractéristiques du sifflement. L'adaptation du banc d'essai en ce sens est ainsi décrite et permet de tester différents environnements acoustiques autour du diaphragme. Les résultats obtenus sont présentés et une première analyse est donnée. L'accrochage des fréquences de sifflement à des modes de conduit est ainsi mis en évidence. Les résultats montrent par ailleurs que l'amplitude de sifflement prend des valeurs telles que le rapport entre l'amplitude zéro-crête de la vitesse acoustique et la vitesse d'écoulement moyen  $u'/U_0$  est compris entre 0,01 et 0,15, pour le diaphragme testé.

Le cinquième chapitre présente une évaluation de la prédiction des fréquences de sifflement par une analyse de stabilité linéaire définissant les fréquences des oscillations auto-entretenues. Le but est d'extraire les fréquences des modes acoustiques instables du système résonant composé du diaphragme et des conditions acoustiques environnantes. Une bonne concordance est observée entre ces fréquences instables et les fréquences de sifflement mesurées. Ainsi, malgré son caractère linéaire, l'analyse de stabilité permet de prédire les fréquences de sifflement avec des écarts inférieurs à cinq pour cent. Les effets de saturation ne modifient que légèrement les fréquences d'instabilité. L'utilisation de ce type d'analyse permet par ailleurs de mettre en évidence les paramètres contrôlant les fréquences de sifflement. Ainsi, il est observé que la seule modification de l'amplitude des réflexions ne modifie pas les modes acoustiques et, dans la limite de réflexions suffisantes, les fréquences de sifflement, alors qu'une modification des conditions de phase change les modes acoustiques et donc les fréquences de sifflement. Finalement une comparaison entre le taux d'amplification des modes instables, définissant l'amplification d'un mode sur un cycle, et des niveaux de sifflement est présentée. Il est ainsi observé que l'amplitude d'un sifflement augmente avec le taux d'amplification. Cependant, une dispersion des résultats et le souhait de dissocier les effets des conditions de réflexion acoustique et de l'amplification au niveau du diaphragme ont mené à une analyse complémentaire, qui est l'objet du chapitre six.

Le sixième chapitre concerne donc l'étude du niveau acoustique des sifflements. Le but est de mettre en évidence les paramètres contrôlant ce niveau. Sous l'hypothèse d'une zone d'amplification acoustique compacte, les effets liés à l'écoulement instable sont caractérisés par un gain en boucle ouverte, l'environnement acoustique par un terme de rétroaction. En régime de sifflement, ces deux

termes se compensent, le gain en boucle ouverte s'adaptant au terme de rétroaction par des effets de saturation. L'analyse de l'évolution de l'amplitude de sifflement avec l'un de ces termes montre que l'amplitude de sifflement augmente avec la réverbération acoustique environnante. Il est également observé que le nombre de Strouhal a une forte influence sur le niveau acoustique de sifflement. Ce dernier est en effet maximum pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,25.

La dernière partie du manuscrit, correspondant au septième et dernier chapitre, présente une évaluation des simulations numériques en mécanique des fluides pour l'étude du sifflement de diaphragmes. Selon les conditions d'écoulement visées, deux types de simulations sont proposés. Dans un premier temps, des simulations par une modélisation statistique de la turbulence pour un fluide incompressible sont réalisées. Cette approche suppose une compacité de la zone d'amplification au niveau du diaphragme. Des écoulements à faibles nombres de Mach et des dimensions de diaphragmes très petites devant les longueurs d'onde acoustique sont nécessaires à son application. La caractérisation de la diffusion acoustique au niveau du diaphragme sous ces hypothèses passe par l'identification d'un terme d'impédance reliant la fluctuation de la différence de pression de part et d'autre du diaphragme à la vitesse fluctuante. Le potentiel de sifflement est alors estimé à partir de ce terme complexe et est comparé aux résultats expérimentaux. Les résultats numériques sont en très bon accord avec l'expérience. La bande de sifflement potentiel est notamment prédite correctement. La limitation de l'approche statistique pour un fluide incompressible à des faibles nombres de Mach et son incapacité à étudier les phénomènes de rétroaction acoustique ont mené à l'utilisation d'un autre type de simulation. Une seconde approche est ainsi utilisée et correspond à une simulation des grandes échelles de la turbulence dans le cas d'un fluide compressible. Les méthodes d'identification de la matrice de diffusion à partir de ces calculs sont détaillées. L'application de celles-ci à différentes simulations permet ainsi de définir le potentiel de sifflement de diaphragmes. Dans la mesure où la résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice est suffisante, la comparaison des résultats à l'expérience montre un très bon accord. Un résultat important des différentes simulations, par une approche statistique ou déterministe, est la mise en évidence des conditions sur la résolution spatiale nécessaires à la caractérisation du phénomène d'amplification. En effet, il est observé que l'évaluation du potentiel de sifflement passe par une définition correcte du profil d'écoulement dans l'orifice, ce qui nécessite une première cellule du maillage dans la sous-couche visqueuse.

## Remarque

Le chapitre 6 a été rédigé en anglais. Il correspond à un article soumis dans une revue internationale à comité de lecture.



# Chapitre 1

## Introduction sur l'aéroacoustique en écoulement confiné et le sifflement

### 1.1 Préambule

Les écoulements en conduit se rencontrent dans de nombreuses configurations industrielles. Ces écoulements liquides ou gazeux sont souvent la cause de bruits divers, pouvant engendrer des vibrations, causes de fatigues des matériaux. L'apparition de ces phénomènes est souvent liée à la présence au sein de l'écoulement de singularités. Les singularités rencontrées sont des vannes, des soupapes [84], des organes de perte de charge [119], des coudes [22, 37], des irrégularités de paroi [88, 121], *etc.* Les bruits générés par ces différentes géométries sont large bande pour le bruit de turbulence, et à bande fine pour le sifflement.

Les travaux présentés au cours de ce rapport portent sur l'étude du sifflement généré par la présence d'un diaphragme au sein d'un écoulement confiné. L'objectif de ce chapitre est de présenter les caractéristiques fondamentales du phénomène.

Dans un premier temps, le problème général étudié tout au long du rapport est présenté. Le sifflement d'un diaphragme est ensuite détaillé et les causes de la génération d'un sifflement et la physique mise en jeu sont introduites. Une troisième section s'attache à présenter un critère de sifflement [7] permettant de caractériser le potentiel de sifflement d'une singularité. Finalement, les conclusions principales issues d'une partie des travaux de thèse de Testud [118] sont rappelées, le présent rapport s'inscrivant dans la suite des résultats obtenus.

### 1.2 Introduction du problème général

Le schéma de la figure 1.1 présente le problème général étudié dans la suite du rapport. Une plaque d'épaisseur  $e$  perforée d'un orifice de diamètre  $d$  est disposée dans une conduite de section circulaire de diamètre  $D$ . Un fluide s'écoule à l'intérieur de la tuyauterie avec une vitesse moyenne  $U_0$ . Un repère cylindrique est utilisé,  $z$  représentant la direction longitudinale,  $r$  la direction radiale et  $\theta$  la direction azimutale.

De part et d'autre du diaphragme, à des distances  $L_1$  à l'amont et  $L_2$  à l'aval, des singularités (coudes, vannes, piquages ...), représentées par les deux boîtes noires sur la figure 1.1, sont présentes.

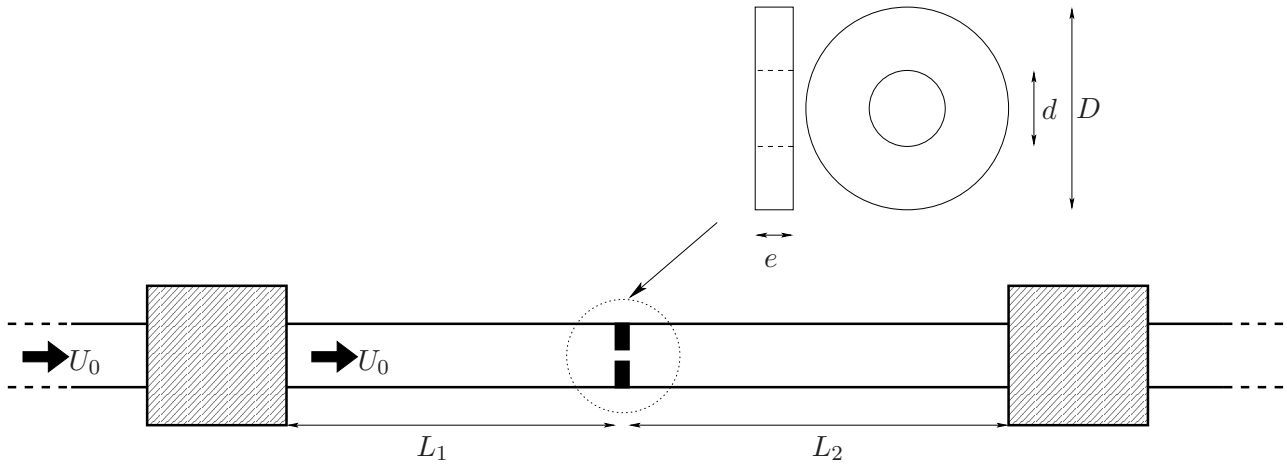


FIG. 1.1: Schéma du problème général étudié

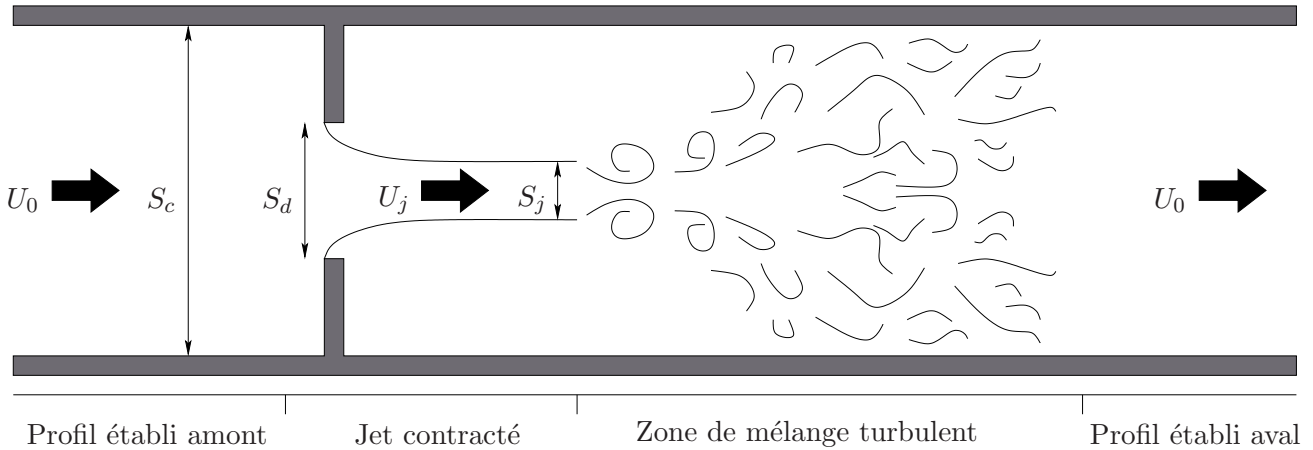


FIG. 1.2: Représentation schématisée de l'écoulement autour d'un diaphragme [52]

L'écoulement autour d'un diaphragme est schématisé sur la figure 1.2 tirée de [52]. La section du conduit est notée  $S_c$ , la section de l'orifice  $S_d$ . Quatre zones distinctes peuvent être définies. Un écoulement incident de profil établi à l'amont est accéléré jusqu'à une vitesse  $U_j$  lors de son passage dans le diaphragme formant ainsi un jet contracté de section  $S_j$ . Le phénomène de contraction de l'écoulement est connu sous le nom de *vena contracta* et se matérialise par un diamètre de jet inférieur au diamètre du diaphragme. La fin du jet s'accompagne d'une zone de mélange turbulent qui s'étend jusqu'à l'établissement d'un écoulement aval pleinement développé.

La présence d'un diaphragme au sein d'un écoulement confiné est susceptible de générer différents types de bruits. Bruit de turbulence, bruit de cavitation et sifflement sont les trois phénomènes relevés en conditions industrielles. Bien que seul le sifflement soit étudié dans ce rapport, une brève introduction des deux autres types de bruit est donnée.

La turbulence engendrée par la présence d'un jet en aval du diaphragme est responsable d'un bruit large bande. Ce bruit est la conséquence de plusieurs sources causées par l'interaction de tourbillons ou l'impact d'un tourbillon sur une paroi. Ces deux phénomènes engendrent une fluctuation de pression

qui résulte en une onde acoustique large bande, le bruit de turbulence [14, 76].

Le bruit de cavitation est observé exclusivement dans le cas d'un liquide. En aval du diaphragme, l'accélération du fluide au niveau de la *vena contracta* implique une chute de pression importante, inférieure à celle provoquée par la perte de charge créée par le diaphragme. Lorsque cette pression est plus faible que la pression de vapeur saturante du fluide, des bulles de vapeur sont générées. Le phénomène de cavitation correspond à l'implosion de ces bulles. Selon le régime de cavitation, le bruit de cavitation mesuré est exclusivement large bande ou il peut être associé à un sifflement [120].

Le dernier type de bruit relevé dans le cas de diaphragme en conduit est le sifflement. Les travaux présentés ici étudient ce dernier. La suite de ce chapitre s'attache à introduire ce phénomène et les concepts de base utilisés au cours du rapport.

### 1.3 Propagation acoustique en conduit

Les notions de propagation acoustique en conduit sont rappelées dans cette section. Les effets du profil de vitesse sur la propagation sont notamment introduits. Il s'agit également de rappeler le principe de la représentation d'un élément acoustique par un biporte.

En présence d'un écoulement uniforme et en négligeant les effets de dissipation, les équations linéarisées de la mécanique des fluides s'écrivent [94, 105]

$$\frac{D_0 \rho'}{Dt} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{D_0 \mathbf{u}'}{Dt} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = \mathbf{0}, \quad (1.2)$$

$$\frac{D_0 s'}{Dt} = 0, \quad (1.3)$$

et

$$\frac{D_0 p'}{Dt} = c_0^2 \frac{D_0 \rho'}{Dt}, \quad (1.4)$$

où l'indice  $_0$  caractérise les valeurs moyennes des variables et où  $p'$  représente les fluctuations de pression,  $\mathbf{u}'$  les fluctuations de vitesse,  $\rho'$  les fluctuations de densité et  $s'$  les fluctuations d'entropie. La dérivée convective est  $D_0/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u}_0 \cdot \nabla$ , avec  $\mathbf{u}_0 = U_0 \mathbf{z}$ . La vitesse du son dans le fluide au repos est notée  $c_0$  et est donnée, pour une température  $t_0$ , par la relation empirique [1, 123]

$$c_0 = \sqrt{\frac{t_0 + 273,15}{293,15}} 343,2042. \quad (1.5)$$

La combinaison des équations (1.1), (1.2) et (1.4) permet d'obtenir l'équation de propagation des fluctuations de pression

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D_0^2 p'}{Dt^2} - \Delta p' = 0, \quad (1.6)$$

à laquelle s'ajoute la condition aux limites au niveau des parois du conduit,  $r = D/2$ ,  $\partial p'/\partial r = 0$ .

En supposant une dépendance temporelle harmonique de la forme  $e^{j\omega t}$ , les variables fluctuantes peuvent être décomposées en une somme de modes propagatifs et évanescents. Le caractère propagatif ou évanescent d'un mode peut être défini à partir des différentes fréquences de coupure caractéristiques

du conduit. La première fréquence de coupure est définie comme la fréquence en deçà de laquelle seul le mode plan est propagatif. Cette fréquence est définie par  $f_c = 1,84c_0/(\pi D)$  [94, 21]. Aux fréquences inférieures à  $f_c$ , le champ de pression loin des discontinuités peut alors être décomposé en deux ondes de pression planes, l'une se propageant dans le sens de l'écoulement, la seconde dans le sens contraire,

$$p' = p^+ e^{j(\omega t - k^+ z)} + p^- e^{j(\omega t + k^- z)}, \quad (1.7)$$

où les nombres d'onde  $k^\pm$  dans la direction longitudinale sont définis par

$$k^\pm = \frac{k_0}{1 \pm M}, \quad (1.8)$$

et où le nombre d'onde dans un fluide au repos est  $k_0 = \omega/c_0$  et le nombre de Mach de l'écoulement est  $M = U_0/c_0$ .

En présence d'un écoulement parallèle non uniforme, l'équation (1.6) devient l'équation de Lilley [45]

$$\frac{D_0}{Dt} \left( \frac{1}{c_0^2} \frac{D_0^2}{Dt^2} - \Delta \right) p' = -2 \frac{dU}{dr} \frac{\partial^2 p'}{\partial r \partial z}. \quad (1.9)$$

Une décomposition modale de la pression  $p' = P(r)e^{j(\omega t - kz)}$  conduit à l'équation de Pridmore-Brown [101]

$$\Delta P + \frac{2k}{k_0 - Mk} \frac{dM}{dr} \frac{dP}{dr} + ((k_0 - Mk)^2 - k^2) P = 0. \quad (1.10)$$

La résolution de cette équation par des méthodes numériques [118] ou par des méthodes de perturbations [92] montre que pour des faibles nombres de Mach, le nombre d'onde du mode plan n'est pas modifié par un profil de vitesse non uniforme. Pour des fréquences inférieures à la première fréquence de coupure et loin des singularités, la pression fluctuante peut alors être décomposée en suivant l'équation (1.7) où  $k^\pm$  sont inchangés, le nombre de Mach utilisé étant défini à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement. Cependant, et bien que la dénomination de mode plan ait été gardée, la présence d'un écoulement cisailé induit une distorsion de ce mode par rapport au mode plan obtenu sans écoulement, de telle sorte que les amplitudes  $p^\pm$  de l'équation (1.7) sont fonction de  $r$  [76, 92]. Néanmoins, cet effet n'est pas pris en compte au cours de l'étude, notamment à cause du fait que lors des expériences les mesures de pression sont toutes réalisées à la paroi du conduit.

Au cours de l'étude, des effets de dissipation lors de la propagation acoustique sont pris en compte. Ces effets, principalement dûs à la dissipation visqueuse et à la diffusion de chaleur au voisinage des parois du conduit, modifient la définition des nombres d'onde. Le modèle de Dokumaci [33] est utilisé pour inclure ces effets de dissipation. Ce modèle est basé sur l'hypothèse d'un écoulement moyen uniforme dans un conduit large. Les nombres d'onde modifiés s'écrivent

$$k^\pm = k_0 \frac{K}{1 \pm KM}, \quad (1.11)$$

avec

$$K = 1 + \frac{1-j}{s\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{\sigma} \right), \quad (1.12)$$

$s = a\sqrt{\rho_0\omega/\mu}$  le nombre de cisaillement,  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques,  $\sigma^2 = \mu c_p/\kappa$  le nombre de Prandtl,  $\mu$  la viscosité dynamique,  $\kappa$  la conductivité thermique,  $c_p$  la capacité thermique à pression constante et  $a = D/2$  le rayon du tube.

## 1.4 Biporte acoustique

Dans le cas d'une propagation en ondes planes, la section précédente a introduit la décomposition de la fluctuation de pression dans un conduit loin des singularités en une onde  $p^+$  se propageant dans le sens de l'écoulement et une onde  $p^-$  se propageant dans le sens contraire. Afin de caractériser les propriétés acoustiques des diaphragmes, le concept de biporte acoustique est introduit au cours de cette section.

Un biporte acoustique est défini par un système à deux entrées et deux sorties et est caractérisé par sa matrice de diffusion reliant les signaux correspondants. Dans le cas présent, les indices 1 et 2 caractérisant les parties amont et aval au diaphragme, les signaux d'entrée sont  $p_1^+$  et  $p_2^-$ , les signaux de sortie  $p_2^+$  et  $p_1^-$ , comme l'illustre la figure 1.3. La matrice de diffusion notée  $\mathbf{S}$  est alors définie par

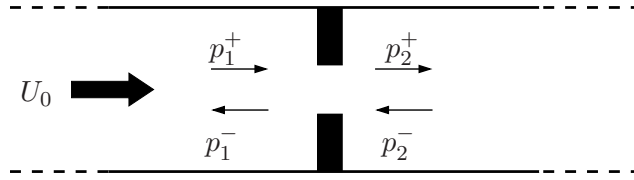


FIG. 1.3: Diaphragme et pressions incidentes et réfléchies

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Cette matrice de diffusion, composée de coefficients de transmission  $T^\pm$  et de réflexion  $R^\pm$  complexes, caractérise complètement les effets de dissipation et de diffusion acoustique existant au niveau du diaphragme.

Sur la base du principe de biporte acoustique, la propagation acoustique le long des conduits de longueur  $L_1$  et  $L_2$  et la réflexion au niveau des singularités amont et aval, représentées sur la figure 1.1, peuvent être caractérisées. Ainsi, une combinaison des effets de cette propagation et des réflexions permet de relier les pressions à l'amont du diaphragme selon

$$p_1^+ = R_1 e^{-j(k^+ + k^-)L_1} p_1^-, \quad (1.14)$$

et à l'aval par

$$p_2^- = R_2 e^{-j(k^+ + k^-)L_2} p_2^+, \quad (1.15)$$

où  $R_1$  et  $R_2$  sont les coefficients de réflexion acoustique caractérisant les conditions amont et aval, distantes respectivement du diaphragme de longueurs  $L_1$  et  $L_2$ .

La matrice de diffusion d'un diaphragme et l'expression des effets liés à son environnement acoustique sont utilisées au cours du manuscrit pour caractériser le sifflement de diaphragmes. En préambule à ces études, la prochaine partie se propose d'introduire le phénomène de sifflement, ses causes et les principes physiques mis en jeu.

## 1.5 Introduction sur le sifflement

Cette section se propose d'introduire les différentes étapes à l'émergence d'un sifflement. Il s'agit notamment de présenter le phénomène d'oscillations auto-entretenues et le rôle des effets de saturation non linéaire. La génération d'un sifflement est bien documenté dans la littérature, le lecteur peut se référer aux références [12, 39, 51, 59] pour une présentation plus détaillée.

### 1.5.1 Oscillations auto-entretenues

La génération de sifflement au niveau d'un diaphragme en conduit réverbérant est en premier lieu la conséquence d'oscillations auto-entretenues [6, 12, 105]. Ce phénomène peut être représenté par le schéma de la figure 1.4. Deux éléments sont nécessaires à la génération d'un tel phénomène, une amplification et une rétroaction. Ainsi, en un point ou dans une zone du domaine, les ondes acoustiques peuvent être amplifiées. La présence de conditions de réflexion suffisamment importantes redirigent ces ondes vers la zone d'amplification. Une boucle de rétroaction est alors créée à l'intérieur de laquelle un accroissement infini des perturbations initiales a lieu. En réalité cet accroissement ne peut pas être infini et la génération d'oscillations auto-entretenues s'accompagne toujours de phénomènes de saturation non linéaire [12] fixant les caractéristiques du sifflement résultant.

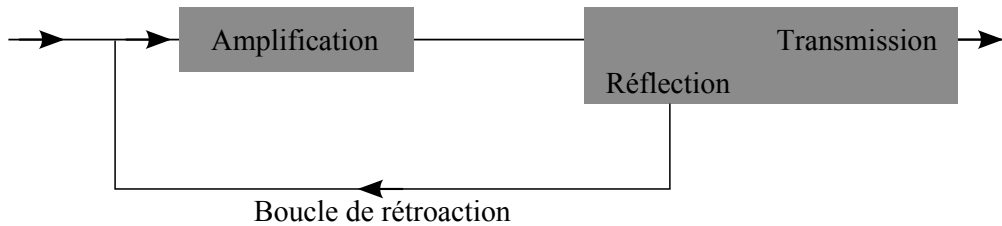


FIG. 1.4: Schéma de principe d'une oscillation auto-entretenue

Les sections suivantes se proposent d'introduire les phénomènes présentés sur la figure 1.4 et ceux intervenant lors de la saturation.

### 1.5.2 Instabilité aérodynamique et amplification acoustique

Dans le cas d'un diaphragme, l'amplification des ondes acoustiques a lieu au niveau de la couche cisailée induite par le jet à l'intérieur de l'orifice. Dans cette zone, des instabilités aérodynamiques de type Kelvin-Helmholtz [9, 34, 47] se développent. L'interaction entre un champ acoustique et ces instabilités entraîne des échanges d'énergie qui dissipent ou génèrent de la puissance acoustique. Ces échanges peuvent être caractérisés en utilisant le concept de « vortex sound », décrit par Howe [56, 57, 58] par exemple. Sur un principe similaire à l'analogie de Lighthill [27, 45], l'interaction entre l'écoulement et le champ acoustique est représentée par un terme source équivalent. Ainsi, Howe définit une analogie reliant la distribution de vortacité  $\boldsymbol{\omega} = \nabla \wedge \mathbf{v}$  sur une zone compacte à la production de puissance acoustique.

En ignorant la viscosité, pour un écoulement à entropie constante et uniforme et en l'absence de forces extérieures, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est définie par la forme de

Crocco [59, 105]

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla B = -(\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}), \quad (1.16)$$

avec  $B = e + p/\rho + 1/2|\mathbf{u}|^2$  l'enthalpie totale et  $e$  l'énergie interne par unité de masse. Le terme d'enthalpie totale peut être décomposé en une somme  $B = B_0 + B'$ . Le premier élément  $B_0$  est solution de l'équation  $\partial \mathbf{u}_0/\partial t + \nabla B_0 = 0$  et correspond à l'enthalpie totale pour un écoulement potentiel. Le second terme est la partie fluctuante  $B'$ . L'équation (1.16) devient alors

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0) + \nabla B' = -(\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}). \quad (1.17)$$

À partir de l'équation (1.17), la puissance acoustique générée autour du diaphragme est recherchée. Pour ceci, l'équation (1.17) est multipliée par le champ de vitesse acoustique  $\mathbf{u}' = \nabla \Phi'$  dérivant d'un potentiel  $\Phi'$  et est intégrée sur le volume de vorticité non nulle  $V$ . La moyenne temporelle sur une période de la puissance acoustique générée  $\mathcal{P}_{vort} = -\rho_0 \langle \iint_S B' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS \rangle$  à l'intérieur du volume de contrôle  $V$ , délimité par  $S$ , prend alors la forme [54]

$$\mathcal{P}_{vort} = -\rho_0 \left\langle \iiint_V (\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u}' dV \right\rangle, \quad (1.18)$$

où  $\langle . \rangle$  est la moyenne temporelle. L'obtention de cette relation suppose une région acoustiquement compacte, c'est à dire un écoulement à faible nombre de Mach,  $M \ll 1$  et des dimensions du diaphragme très petites devant les longueurs d'onde acoustique étudiées.

Pour les très petits nombres de Mach, il est possible d'écrire

$$\iint_S p' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS = -\rho_0 \iiint_V (\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u}' dV. \quad (1.19)$$

Dans ce cas, les limites du volume  $V$  étant choisies au niveau des régions de profil d'écoulement établi, il est possible de définir un terme source  $\Delta p_{source}$  tel que [54, 53]

$$\iint_S p' \mathbf{u}' \cdot \mathbf{n} dS = S_c \Delta p_{source} u'_z, \quad (1.20)$$

où  $u'_z$  définit la fluctuation de vitesse dans la direction longitudinale, identique à l'amont et à l'aval par hypothèse de compacité. Ici  $\Delta p_{source}$  correspond à une différence  $p - p_0$ ,  $p$  étant la pression totale et  $p_0$  la pression mesurée dans le cas d'un écoulement potentiel entre les limites amont et aval de  $V$ .

Les équations (1.18) ou (1.19) mettent en évidence le rôle du terme combiné  $(\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u}'$  dans le phénomène d'amplification [51, 55, 125]. Selon le signe de ce triple produit, la vorticité agit en effet comme une source ou un puits acoustique. La moyenne sur un cycle de cet effet définit alors le caractère dissipatif ou amplifiant du diaphragme.

Hirschberg et coll. [50, 51] mettent ainsi en évidence le phénomène de dissipation/génération de puissance acoustique en étudiant deux géométries de tube ouvert représentées sur la figure 1.5 tirée de [51]. La première correspond à un tube ouvert simple, où la puissance acoustique est toujours dissipée. La seconde est un tube ouvert avec une expansion juste avant la fin du tube. La présence de l'expansion permet une génération de puissance acoustique à certaines fréquences. Les conclusions de cette étude montrent que les échanges entre l'écoulement et le champ acoustique sont maximums lorsque les

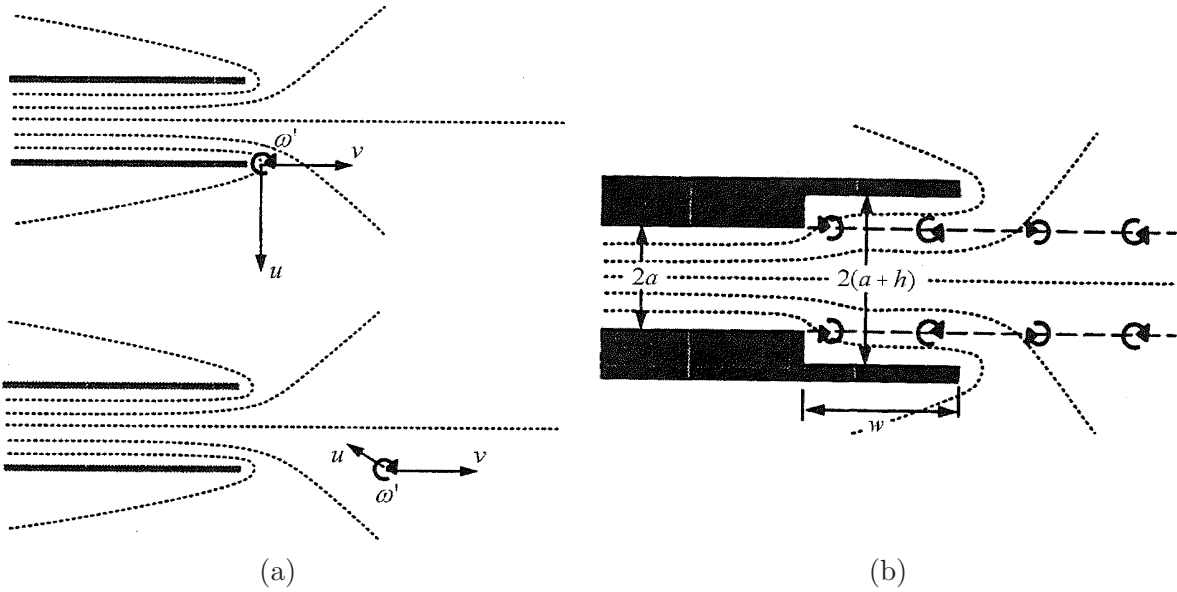


FIG. 1.5: Trajectoire des tourbillons et lignes de courant d'un écoulement potentiel (traits pointillés) caractérisant le champ acoustique pour deux géométries de tube ouvert [51]. (a) Tube ouvert et position des tourbillons à la création et une demi période plus tard. (b) Tube ouvert pr esentant une expansion. Les notations sont celles tirées de [51], où  $\omega'$  est le champ de vorticité,  $v$  la vitesse de convection et  $u'$  le champ de vitesse acoustique.

trajectoires des lignes de courant acoustique, basées sur un écoulement potentiel, coupent une couche cisailée où des structures tourbillonnaires sont convectées. En effet, le triple produit de l'équation (1.18) tend vers un extremum dans ces conditions. Le signe de la puissance acoustique instantanée dans le volume est alors déterminé par le signe du champ acoustique, fonction de la fréquence. Ainsi, le long d'une couche cisailée, il est observé une alternance d'absorption et de génération de puissance acoustique sur un cycle. La moyenne sur une période détermine la puissance générée. Dans le cas du tube ouvert de la figure 1.5a, le lâcher de tourbillons étant synchronisé à une vitesse acoustique maximum, la puissance acoustique est dans un premier temps dissipée au niveau du coin. Une demi période plus tard, le tourbillon a été convecté et le champ acoustique a changé de signe, une certaine puissance acoustique est alors générée. Dans ce cas, la production de puissance acoustique n'est pas suffisante pour compenser la dissipation initiale, la moyenne sur un cycle est négative et aucune puissance acoustique n'est engendrée. Pour la deuxième géométrie de la figure 1.5b, l'utilisation d'une expansion permet de diminuer l'absorption initiale et d'augmenter la génération de puissance qui suit. Au coin amont de l'expansion, le lâcher de tourbillon reste quasiment identique à celui du tube ouvert, mais le champ acoustique est moins singulier du fait de la présence des parois. Ensuite, si le temps de convection des tourbillons le long de l'expansion correspond à une demi-longueur d'onde acoustique, le champ acoustique étant singulier à la sortie du conduit, la production acoustique en ce point est augmentée. Le bilan sur une période devient positif, une terminaison avec une expansion engendre ainsi de la puissance acoustique à certaines fréquences.

Le cas d'un diaphragme est assez similaire au cas de la terminaison par une expansion. Hirschberg



[49] propose ainsi de définir la première fréquence d'amplification acoustique en considérant un temps de traversée de l'épaisseur du diaphragme par les tourbillons de l'ordre d'une demi période d'oscillations des fluctuations acoustiques. La vitesse de convection des tourbillons est choisie égale à  $0,5U_0S_c/S_d$  [105]. Pour un lâcher de tourbillons synchronisé à la période d'oscillation du champ acoustique, une génération de puissance acoustique est attendue à une fréquence satisfaisant

$$\frac{1}{2f} = \frac{e}{0,5U_0S_c/S_d}, \quad (1.21)$$

soit

$$St = \frac{fe}{U_0S_c/S_d} = 0,25, \quad (1.22)$$

où  $St$  est le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur du diaphragme et la vitesse dans l'orifice. De la même manière, un temps de traversée de l'épaisseur du diaphragme par les tourbillons d'une période supplémentaire définit un nombre de Strouhal  $St = 0,75$ . Ces valeurs de nombre de Strouhal définissant le maximum d'amplification de la puissance acoustique sont en accord avec les résultats d'Anderson [3] et de Testud *et al.* [119], résultats qui seront introduits au cours de la section 1.7.

L'amplification au niveau d'un diaphragme est alors le résultat d'une interaction entre les tourbillons, leur trajectoire et le champ de vitesse acoustique. Selon la fréquence d'oscillation des perturbations acoustiques, cette interaction est susceptible de générer de la puissance acoustique ou de la dissiper. Une première étape dans l'étude du sifflement passe donc par la caractérisation des fréquences où une amplification acoustique peut exister. Ceci a mené à la définition d'un critère de sifflement, présenté au cours de la section 1.6.

### 1.5.3 Rôle du résonateur et saturation non linéaire

Un sifflement résulte non seulement du phénomène d'amplification introduit au cours de la section précédente, mais également d'une rétroaction qui engendre des oscillations auto-entretenues. Cette rétroaction est ici assurée par la présence de réflexions acoustiques à l'amont et à l'aval du diaphragme. La combinaison de ces réflexions, des caractéristiques acoustiques du diaphragme et des distances les séparant engendre l'existence de modes acoustiques longitudinaux. Lorsque la fréquence de l'un de ces modes coïncide avec une fréquence d'amplification acoustique au niveau du jet en aval du diaphragme et que les conditions de phase sont propices à cette amplification, des oscillations auto-entretenues sont créées. L'écoulement joue le rôle d'un amplificateur et les modes acoustiques de filtre. Les modes acoustiques résonants peuvent alors être définis amortis ou instables selon que des oscillations auto-entretenues sont créées ou non.

Finalement, un sifflement est obtenu lorsque les oscillations sont stables et d'amplitude finie [39, 79]. Des effets de saturation interviennent ainsi afin d'assurer le bilan de puissance

$$\mathcal{P}_{vort} = \mathcal{P}_{dis}, \quad (1.23)$$

où  $\mathcal{P}_{dis}$  est la moyenne temporelle de la puissance acoustique dissipée par les conditions aux limites et lors de la propagation. Dans le cadre d'une approximation linéaire,  $\mathcal{P}_{vort}$  et  $\mathcal{P}_{dis}$  dépendent quadratiquement de l'amplitude de la vitesse acoustique  $|\mathbf{u}'|$ , si bien que seules la stabilité ou l'instabilité peuvent être prédites [88, 121]. Des effets non linéaires interviennent au niveau de l'amplification acoustique de sorte que  $\mathcal{P}_{vort}$  satisfasse l'équation (1.23).

Lors de l'adaptation de  $\mathcal{P}_{vort}$  au cours de la saturation, les caractéristiques acoustiques du diaphragme évoluent et la fréquence de sifflement peut être différente de la fréquence de départ en instabilité basée sur un mode acoustique résonant, déterminé pour des caractéristiques linéaires du système [112]. Néanmoins, comme il sera montré au cours du rapport, ces deux fréquences sont relativement proches.

La combinaison de l'amplification au niveau du diaphragme, des réflexions acoustiques amont et aval et des effets de saturation mène à la génération d'un sifflement. Au cours de ce mémoire, chacun de ces trois éléments est étudié. Les chapitres 2 et 3, par des outils expérimentaux, et le chapitre 7, par des outils numériques, portent ainsi sur la caractérisation du phénomène d'amplification acoustique au niveau d'un diaphragme ou d'une série de diaphragmes, en utilisant un critère de sifflement présenté au cours de la section 1.6. Le rôle des réflexions autour du diaphragme et des effets de saturation sont quant à eux étudiés aux chapitres 4, 5 et 6.

## 1.6 Critère de sifflement

La caractérisation de l'amplification acoustique autour d'une singularité en présence d'écoulement a fait l'objet du développement d'un critère de sifflement [7, 118, 119, 85]. Le but de ce critère est de définir les conditions d'amplification au niveau du diaphragme, condition nécessaire au sifflement. Sur la base d'un bilan d'énergie de part et d'autre du diaphragme, des gammes de fréquences potentiellement sifflantes sont définies.

Le critère de sifflement a dans un premier temps été introduit quel que soit le nombre de Mach. L'obtention de ce critère dans ce cas est détaillée au cours de la section 1.6.1. Une simplification de ce dernier pour des écoulements à faible nombre de Mach a ensuite été adoptée. Celle-ci est introduite au paragraphe 1.6.2.

### 1.6.1 Critère de sifflement dans le cas général

Le critère de sifflement dans le cas général est présenté. Sa définition est basée sur les travaux d'Aurégan et Starobinsky [7].

En présence d'écoulement, Morfey [82] définit l'équation de conservation de l'énergie acoustique sous la forme

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \mathbf{I} = -\mathcal{D}, \quad (1.24)$$

où  $E$  représente la densité d'énergie acoustique,  $\mathbf{I}$  correspond au flux d'énergie acoustique et  $\mathcal{D}$  désigne le taux d'énergie acoustique dissipée par unité de volume.

Le flux de masse acoustique  $\mathbf{m}'$  et l'exergie acoustique  $\Pi'$ <sup>1</sup> s'écrivent

$$\mathbf{m}' = \rho_0 \mathbf{u}' + \rho' \mathbf{u}_0, \quad (1.25)$$

et

$$\Pi' = \frac{p'}{\rho_0} + \mathbf{u}_0 \mathbf{u}', \quad (1.26)$$

---

<sup>1</sup>Par analogie à l'enthalpie totale  $B'$  dans le cas général [31, 32, 56], l'exergie acoustique  $\Pi'$  est utilisée comme la variable acoustique naturelle dans le cas d'un fluide parfait et pour un écoulement irrotationnel et à entropie constante [115].

avec  $\mathbf{u}'$  la partie fluctuante irrotationnelle de la vitesse,  $\mathbf{u}_0$  la vitesse d'écoulement moyenne,  $p'$  la pression fluctuante,  $\rho'$  la masse volumique fluctuante et  $\rho_0$  la masse volumique du fluide au repos. En présence d'écoulement, les deux variables  $\Pi'$  et  $\mathbf{m}'$  assurent le même rôle que  $p'$  et  $\mathbf{u}'$  dans le cas sans écoulement. La densité d'énergie acoustique et le flux d'énergie acoustique s'écrivent alors

$$E = \frac{1}{2}(\mathbf{u}'\mathbf{m}' + \rho'\Pi') \quad (1.27)$$

et

$$\mathbf{I} = \Pi'\mathbf{m}'. \quad (1.28)$$

De part et d'autre de la singularité, l'écoulement est considéré comme parallèle et uniforme et l'hypothèse de propagation en ondes planes est prise en compte. Sous ces considérations, l'exergie acoustique satisfait à l'équation de propagation. Il est ainsi possible de décomposer l'exergie acoustique au niveau d'une section  $S_i$  comme une somme de deux termes se propageant dans des directions opposées,

$$\Pi'_i = \Pi_i^+ + \Pi_i^-, \quad (1.29)$$

et, de la même manière, le flux de masse acoustique,

$$m'_i = \frac{\rho_0}{c_0} (\Pi_i^+ - \Pi_i^-). \quad (1.30)$$

Sous les conditions précédemment introduites, les termes d'exergie acoustique  $\Pi_i^\pm$  s'expriment en fonction des pressions sur la section  $S_i$  sous la forme

$$\Pi_i^\pm = \frac{(1 \pm M_i) p_i^\pm}{\rho_0}. \quad (1.31)$$

À partir de l'équation de conservation (1.24), il s'agit maintenant d'exprimer la puissance acoustique dissipée au niveau de la singularité. Pour ceci, l'équation (1.24) est intégrée sur le volume de contrôle  $V$ , incluant la singularité, fermé par les sections amont et aval  $S_1$  et  $S_2$  de normale sortante  $\mathbf{n}$ . Une moyenne temporelle est ensuite réalisée. En utilisant la propriété que la moyenne temporelle de la densité d'énergie acoustique  $\langle E \rangle$  sur une période est constante pour un champ acoustique périodique, il vient

$$\mathcal{P} = \iint_{S_1 \cup S_2} \langle \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} \rangle = - \iiint_V \mathcal{D}, \quad (1.32)$$

où  $\mathcal{P}$  correspond alors à la puissance acoustique sortant du volume  $V$ . Ce flux peut être décomposé en une partie reçue par le volume  $V$  et une partie émise. Cette décomposition peut s'écrire comme

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_r + \mathcal{P}_e, \quad (1.33)$$

avec

$$\mathcal{P}_r = \iint_{S_1} \langle \mathbf{I}_1^+ \cdot \mathbf{n} \rangle + \iint_{S_2} \langle \mathbf{I}_2^- \cdot \mathbf{n} \rangle, \quad (1.34)$$

et

$$\mathcal{P}_e = \iint_{S_1} \langle \mathbf{I}_1^- \cdot \mathbf{n} \rangle + \iint_{S_2} \langle \mathbf{I}_2^+ \cdot \mathbf{n} \rangle. \quad (1.35)$$

Les termes  $\mathbf{I}_i^\pm$  correspondent aux flux d'énergie acoustique dans le sens de l'écoulement et dans le sens contraire au niveau de la section  $S_i$ . La puissance acoustique dissipée à l'intérieur du domaine  $V$  est alors obtenue à partir de la différence entre  $\mathcal{P}_r$  et  $\mathcal{P}_e$ .

À partir du calcul du flux d'énergie acoustique introduit à l'équation (1.28), les puissances reçue et émise s'écrivent

$$\mathcal{P}_r = S_c |\mathbf{\Pi}_r|^2 \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_e = S_c |\mathbf{\Pi}_e|^2, \quad (1.36)$$

où les vecteurs colonnes  $\mathbf{\Pi}_r$  et  $\mathbf{\Pi}_e$  sont composés des termes d'exergie acoustique correspondant aux ondes incidentes et diffusées par la singularité,

$$\mathbf{\Pi}_r = \begin{pmatrix} \Pi_1^+ \\ \Pi_2^- \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{\Pi}_e = \begin{pmatrix} \Pi_2^+ \\ \Pi_1^- \end{pmatrix}. \quad (1.37)$$

La notation  $|\cdot|$  représente la norme du vecteur, soit la racine carrée du produit entre la transposée du conjugué du vecteur et le vecteur lui-même.

La relation entre les vecteurs exergie est assurée par une matrice de diffusion. Il est alors possible d'écrire

$$\mathbf{\Pi}_e = \mathbf{S}_e \mathbf{\Pi}_r, \quad (1.38)$$

où la matrice de diffusion en exergie peut être déterminée à partir de la matrice de diffusion en pression, en utilisant la relation (1.31). Le passage entre matrice en exergie et matrice en pression s'effectue de la manière suivante,

$$\mathbf{S}_e = \begin{pmatrix} T^+ & \frac{1+M_0}{1-M_0} R^- \\ \frac{1-M_0}{1+M_0} R^+ & T^- \end{pmatrix}. \quad (1.39)$$

Finalement la puissance acoustique dissipée au niveau de la singularité prend la forme

$$|\mathbf{\Pi}_r|^2 - |\mathbf{\Pi}_e|^2 = S_c {}^t \mathbf{\Pi}_r (\mathbf{Id} - {}^t \mathbf{S}_e \mathbf{S}_e) \mathbf{\Pi}_r, \quad (1.40)$$

où  $\mathbf{Id}$  représente la matrice identité et  ${}^t$  définit la transposée. En normalisant cette équation par  $\mathbf{\Pi}_r$ , la puissance acoustique dissipée est alors caractérisée par la matrice  $(\mathbf{Id} - {}^t \mathbf{S}_e \mathbf{S}_e)$ . Les valeurs propres de cette matrice permettent alors de borner la puissance acoustique dissipée normalisée

$$\xi_{min} \leq \frac{\mathcal{P}_r - \mathcal{P}_e}{\mathcal{P}_r} \leq \xi_{max}, \quad (1.41)$$

avec  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$  les minimum et maximum des valeurs propres.

Ainsi, il est possible de caractériser le potentiel de dissipation/amplification acoustique d'une singularité et donc son potentiel de sifflement. Le critère de sifflement s'énonce ainsi

- si  $\xi_{min} \geq 0$ , la singularité dissipe la puissance acoustique reçue quelles que soient les ondes incidentes. Aux fréquences correspondantes, la singularité ne pourra alors jamais siffler ;
- si  $\xi_{min} < 0$ , la singularité peut amplifier la puissance acoustique reçue pour certaines combinaisons d'ondes incidentes. Aux fréquences correspondantes et pour ces combinaisons d'ondes incidentes, la singularité générera un sifflement lorsqu'elle sera placée entre des conditions de réflexion propices et pour des conditions de phase adéquates.

### 1.6.2 Critère de sifflement dans le cas incompressible

Lors des études présentées au cours du rapport, les écoulements sont caractérisés par des nombres de Mach souvent très petits, inférieurs à 0,1. Dans ce cas [85] certaines hypothèses peuvent être considérées et le critère de sifflement est simplifié.

Comme introduit au cours de la sous-section 1.5.2, dans le cadre d'un écoulement à faible nombre de Mach et pour une source compacte, l'amplification au niveau du diaphragme peut être caractérisée par une différence de pression  $\Delta p_{source}$ . Ce terme est utilisé pour définir la condition d'amplification nécessaire au sifflement.

Sous les hypothèses considérées, l'application des conditions de continuité autour du diaphragme permet d'écrire la relation matricielle pour les variables acoustiques

$$\begin{pmatrix} p'_1 \\ u'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \rho c_0 Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p'_2 \\ u'_2 \end{pmatrix}, \quad (1.42)$$

où  $Z$  est un terme d'impédance sans dimension. La différence de pression autour du diaphragme est alors reliée à la fluctuation de vitesse par cette impédance complexe. La partie réelle  $Z_s$  de l'impédance permet ainsi de caractériser l'amplification acoustique provenant de  $\Delta p_{source}$ . La partie imaginaire correspond quant à elle à des effets purement inertiels de l'écoulement.

Ainsi,  $Z_s$  caractérise les effets d'amplification au niveau du diaphragme. En décomposant,  $p'_i$  et  $u'_i$  en une somme et une différence d'ondes acoustiques  $p_i^+$  et  $p_i^-$ , l'impédance réelle  $Z$  peut être reliée aux coefficients de la matrice de diffusion

$$Z = 2 \frac{1 - T}{T} \quad (1.43)$$

où  $T$  est défini comme un coefficient de transmission généralisé tel que

$$T = T^\pm = 1 - R^\pm. \quad (1.44)$$

Il est ici observé que la condition de compacité de la source induit une symétrie de la matrice de diffusion définie à l'équation (1.13).

Le critère de sifflement est alors établi et s'énonce ainsi,

- si  $Z_s > 0$ , le diaphragme dissipe la puissance acoustique reçue ;
- si  $Z_s < 0$ , le diaphragme est susceptible d'amplifier la puissance acoustique reçue, il est alors défini comme potentiellement sifflant.

Le critère est ici exprimé en fonction de  $Z$ , mais il peut également être défini à partir de  $T$ . Par ailleurs, une formulation différente sera utilisée au cours du chapitre 6, où la matrice de diffusion est exprimée en fonction des combinaisons d'ondes incidentes  $p_1^+ + p_2^-$  et  $p_1^+ - p_2^-$ . Cette formulation met en évidence les conditions de phase nécessaire à l'amplification acoustique, conditions introduites par Testud [118, 119] et rappelées au cours de la section 1.7.

## 1.7 Rappels des conclusions des travaux de thèse de Testud

Les résultats principaux de la thèse de Testud [118, 119] sur le sifflement de diaphragme sont maintenant rappelés dans cette section. Ils concernent les conclusions de l'étude expérimentale du potentiel de sifflement de diaphragmes.

L'application du critère de sifflement à de nombreuses géométries de diaphragme a été la base de cette étude. Dans le cas de diaphragmes à bord droit, différentes bandes fréquentielles de sifflement potentiel ont été mises en évidence. Ainsi, en définissant un nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ , où  $U_d = U(D/d)^2$  est la vitesse du fluide dans l'orifice, deux plages de sifflement potentiel ont été relevées, la première de 0,15 à 0,4, la seconde de 0,6 à 0,9. Ces deux plages de sifflement correspondent à deux modes aérodynamiques distincts. Les valeurs mesurées sont proches de celles proposées au cours de la section 1.5.2.

L'analyse des résultats a par ailleurs mis en évidence les conditions privilégiées pour la génération d'un sifflement. Celles-ci correspondent à un noeud de pression au niveau du diaphragme, soit  $u' \neq 0$  et  $p' = 0$ . Ce résultat correspond au résultat classique de la bibliographie et est à mettre en relation avec la formule de Howe introduite au paragraphe 1.5.1, qui montre que le maximum d'échange d'énergie est obtenue lorsque la fluctuation de vitesse acoustique est importante. Ces conditions d'échange de puissance ont été caractérisées en suivant le formalisme introduit dans la section 1.6.2. Les deux valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ , définissant le minimum et le maximum de la puissance acoustique dissipée au niveau du diaphragme, sont en effet associées à leurs vecteurs propres qui caractérisent les conditions de phase. Une conséquence de ces conditions d'échange de puissance est qu'au moins une des deux valeurs propres, associées à un noeud de pression au diaphragme, est nulle.

Une autre conclusion de Testud est associée à l'analyse des effets d'arrondissement des angles du diaphragme. La présence d'un chanfrein ou d'un biseau au niveau du bord amont du diaphragme supprime tout sifflement alors qu'un chanfrein situé en aval augmente le potentiel de sifflement du diaphragme. Cette observation rejoint la discussion présentée au cours de la section 1.5.2. Ainsi, afin de disposer d'une amplification de la puissance acoustique, il est nécessaire que les trajectoires des lignes de courant acoustique et des tourbillons se croisent en deux endroits distants d'une longueur de synchronisation permettant une amplification acoustique. Dans le cas d'un diaphragme, la contraction du jet à l'intérieur de l'orifice d'épaisseur finie est ainsi nécessaire pour générer un sifflement.

Des essais en eau ayant par ailleurs été réalisés, les travaux ont permis d'étendre l'ensemble des résultats obtenus en air à des écoulements en eau. Ces similitudes observées permettent de se concentrer au seul cas de l'air dans la suite.

## Chapitre 2

# Détermination expérimentale du potentiel de sifflement de diaphragmes sur le banc d'essai d'EDF

### 2.1 Introduction

Une première étape dans l'analyse du sifflement de diaphragmes consiste à caractériser le phénomène d'amplification acoustique au niveau de la couche cisillée [58, 100]. Cette amplification intervient dans la création d'oscillations auto-entretenues [6, 12, 105]. La caractérisation des fréquences où une amplification acoustique peut intervenir permet de définir le potentiel de sifflement de singularités. Cette caractérisation est effectuée grâce à l'application d'un critère de sifflement [7, 118, 119]. Ce critère nécessite la connaissance de la matrice de diffusion du diaphragme, qui est estimée expérimentalement grâce à la méthode à deux sources [1, 13, 86, 102, 103].

De précédents essais effectués au LAUM par Testud et coll. [118, 119] ont ainsi permis la caractérisation du potentiel de sifflement de diaphragmes pour une certaine gamme de nombre de Reynolds. Le but de ce chapitre est de généraliser ces résultats à des nombres de Reynolds plus élevés.

Afin d'augmenter le nombre de Reynolds, les essais sont réalisés sur une nouvelle infrastructure située dans les locaux d'EDF R&D à Clamart. Ce changement de moyen d'essai s'accompagne d'une augmentation du diamètre du conduit principal  $D$ , d'un facteur d'échelle 2,63/1. La gamme de vitesse du fluide en entrée prend par ailleurs des valeurs plus importantes. Les rapports des dimensions des diaphragmes étudiés par rapport au diamètre de la conduite principale sont identiques à ceux utilisés par Testud et coll. [118, 119], ceci afin de comparer les résultats entre eux.

La mise en place de la méthode à deux sources sur le banc d'essai d'EDF s'inscrit par ailleurs dans une démarche de transfert de compétence. Elle devrait ainsi permettre de caractériser des géométries proches des problématiques industrielles.

Le chapitre est divisé en quatre sections. Un rappel de la méthode à deux sources est tout d'abord effectué. Le banc d'essai est ensuite décrit. Il s'agit notamment de présenter les conditions aux limites acoustiques et d'exposer les géométries des diaphragmes et les conditions d'écoulement. Au cours d'une troisième section, les résultats sont présentés et comparés aux essais réalisés par Testud. L'influence du nombre de Reynolds sur le potentiel de sifflement de diaphragmes est ainsi évalué. En marge de

cette analyse, les effets d’augmentation du nombre de Mach sont également étudiés. Les limites du banc d’essai d’EDF sont ensuite exposées et les améliorations possibles sont présentées. Une conclusion générale clôture finalement ce chapitre.

## 2.2 Principe de la mesure

L’analyse du potentiel de sifflement d’un diaphragme est réalisée par application du critère de sifflement introduit au paragraphe 1.6.1. Cette analyse nécessite la connaissance de la matrice de diffusion du diaphragme. La détermination expérimentale de cette matrice est présentée ici. La méthode utilisée est la méthode à deux sources [1, 86, 102, 103].

Un schéma de principe de la méthode est donné sur la figure 2.1. Deux mesures sont réalisées,

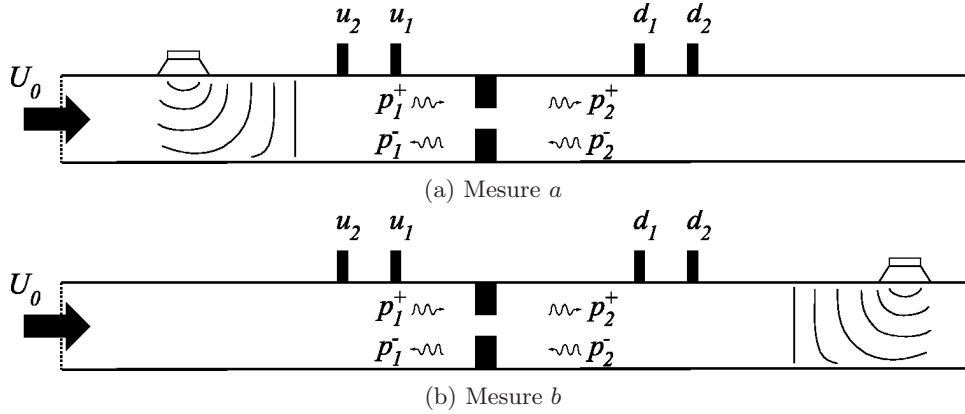


FIG. 2.1: Schéma de principe de la méthode à deux sources. Deux mesures indépendantes sont réalisées. Les conditions acoustiques amont et aval sont inchangées entre les deux mesures.

la première avec une source à l’amont, figure 2.1a, la seconde avec une source à l’aval, figure 2.1b. Chacune des mesures correspond à deux états indépendants du système. Ainsi, la mesure *a*, respectivement *b*, favorise l’excitation de l’onde  $p_1^+$ , respectivement de l’onde  $p_2^-$ . Les conditions acoustiques environnantes à la section d’essai sont inchangées entre les deux mesures. L’extraction des coefficients de la matrice de diffusion à partir de ces deux états, symbolisés par les exposants *a* et *b*, s’effectue alors à partir du problème matriciel

$$\begin{pmatrix} \frac{p_2^+}{p_1^+} & \frac{p_2^+}{p_2^-} \\ \frac{p_1^-}{p_1^+} & \frac{p_1^-}{p_2^-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{p_1^+}{p_2^-} \\ \frac{p_2^-}{p_1^+} & 1 \end{pmatrix}. \tag{2.1}$$

Sous l’hypothèse d’une propagation en ondes planes, les différents rapports des ondes  $p_i^\pm$  peuvent s’exprimer à partir des fonctions de transfert entre les différents microphones, la distance entre eux et les nombres des ondes propagative et rétrograde  $k^+$  et  $k^-$ . Ainsi, une décomposition de la pression mesurée dans le conduit amont au capteur *i* positionné à l’abscisse  $x_i$  sous la forme  $p_1(x_i) = p_1^+ e^{-jk^+ x_i} + p_1^- e^{jk^- x_i}$  de l’équation (1.7), permet d’exprimer le rapport des ondes dans le conduit amont comme

$$\frac{p_1^-}{p_1^+} = \frac{H_{ij} e^{-jk^+ x_j} - e^{-jk^+ x_i}}{e^{jk^- x_i} - H_{ij} e^{jk^- x_j}}, \tag{2.2}$$



où  $H_{ij}$  est la fonction de transfert entre les microphones  $i$  et  $j$  et  $k^\pm$  les nombres d'onde se propageant dans le sens de l'écoulement et dans le sens opposé. Ces nombres d'onde prennent en compte les effets de dissipation thermo-visqueux introduits par le modèle de Dokumaci [33], présentés au cours de la section 1.3. Les autres rapports des ondes sont déterminés de manière identique. Les coefficients de la matrice de diffusion sont alors calculés par résolution du système (2.1). La résolution de ce système nécessite que les deux états, notés  $a$  et  $b$ , soient indépendants. En effet, lors de l'inversion de la matrice du second membre de l'équation (2.1), plus les deux états sont indépendants, plus le discriminant de cette matrice est loin de zéro. Dans ce cas, les coefficients de la matrice de diffusion sont parfaitement déterminés.

La précision de la méthode à deux sources dépend, entre autre, de la distance entre capteurs. Pour une mesure à deux microphones, la distance entre capteurs doit être différente d'un multiple d'une demi-longueur d'onde à la fréquence d'étude pour éviter une indétermination au niveau des coefficients à identifier [1, 13]. L'écart entre capteurs définit alors des bandes interdites. Afin de pallier l'inconvénient de ces plages aveugles, le nombre de microphones est augmenté. Ici, comme indiqué ultérieurement sur la figure 2.2, trois microphones de part et d'autre de la singularité sont utilisés. Ce choix offre une surdétermination du problème et permet une amélioration des estimations. Les écarts entre les microphones sont choisis afin de couvrir au mieux la plage fréquentielle 100 – 2300 Hz.

## 2.3 Dispositif expérimental et réalisation de la mesure

Au cours de cette section, le dispositif expérimental utilisé lors des mesures est présenté. Chaque élément est introduit. Les conditions de réflexion amont et aval de la veine d'essai sont également exposées. Il s'agit ensuite d'introduire la mesure en elle-même ainsi que les configurations étudiées. La géométrie des diaphragmes et les conditions d'écoulement sont notamment données.

### 2.3.1 Description du banc d'essai

La figure 2.2 présente un schéma du dispositif expérimental — l'échelle n'est pas représentative.

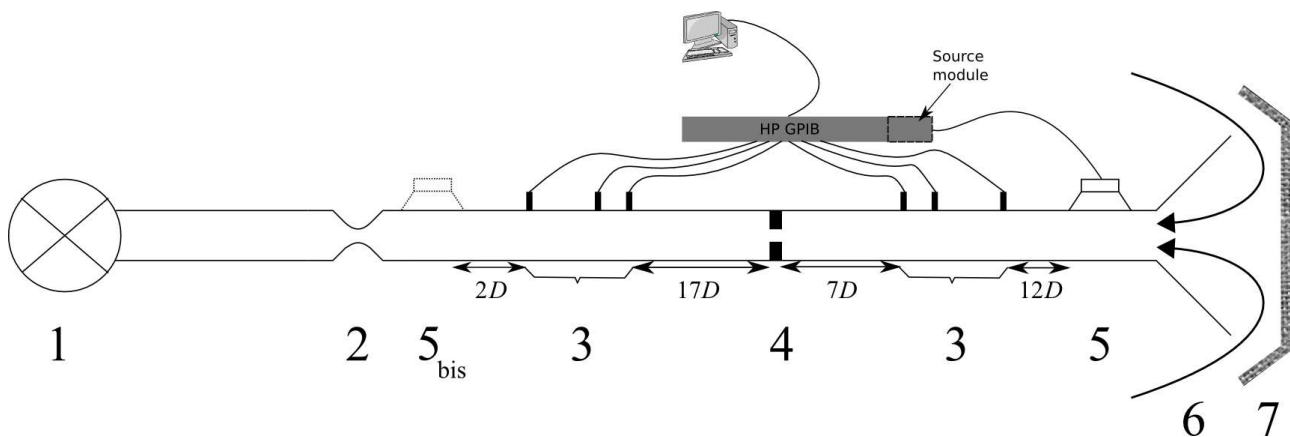


FIG. 2.2: Schéma du dispositif expérimental

Le banc fonctionne en dépression. Une pompe à vide à anneaux liquides (1) aspire l'air du laboratoire par l'entrée de la veine et crée ainsi un écoulement à l'intérieur de celle-ci. La dépression est fonction de la vitesse de rotation de la pompe.

Afin de contrôler de manière précise la vitesse d'écoulement dans la veine et d'isoler la section d'essai des perturbations acoustiques de la pompe, un col sonique variable (2) est utilisé. Ce col sonique se présente sous la forme d'un convergent/divergent dont la plus petite section de passage est variable et connue. Pour une section fixe, au delà d'une certaine dépression aval, le régime de blocage sonique prévaut au col où la vitesse d'écoulement égale la vitesse du son [25]. Le débit amont ne dépend alors plus de la diminution de pression aval et la section d'essai est isolée des perturbations acoustiques de la pompe, celles-ci ne pouvant pas se propager à l'amont du passage sonique. Une relation analytique [23] donne alors le débit massique  $q_m$  dans la section d'essai en fonction de la section de passage du col  $S_{col}$ ,

$$q_m = S_{col} P_{atm} \left( \frac{\gamma}{r T_{atm}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \tag{2.3}$$

où  $P_{atm}$  est la pression atmosphérique ambiante,  $T_{atm}$  la température ambiante,  $\gamma = 1,4$  le rapport des chaleurs spécifiques et  $r = 287,06 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$  la constante spécifique de l'air. La relation (2.3), étendue à la vitesse dans la veine  $U_0$ , est représentée sur la figure 2.3. Les vitesses dans la veine sont par

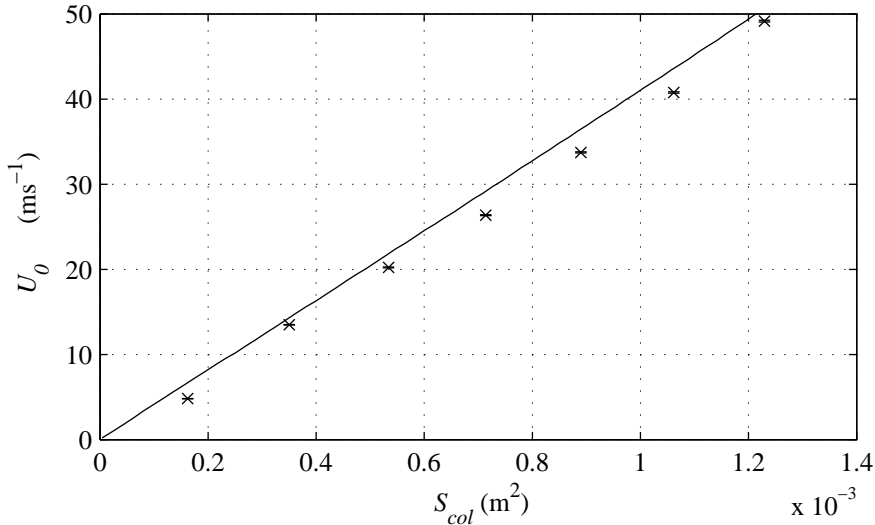


FIG. 2.3: Évolution de la vitesse moyenne dans la veine en fonction de la section du col pour une température  $T_{atm} = 293 \text{ K}$ . Comparaison avec des mesures de vitesse représentées par les croix.

ailleurs mesurées et comparées à celles obtenues par la relation (2.3). L'estimation expérimentale de ces vitesses est réalisée par une mesure acoustique. Le temps de propagation d'une onde est mesuré avec et sans écoulement, la différence entre les deux temps de trajet sur une longueur connue permet alors d'estimer la vitesse moyenne du fluide. Les résultats de cette mesure sont représentés sur la figure 2.3 par des croix, accompagnées de leurs barres d'incertitudes. Un biais apparaît entre les valeurs mesurées et celles calculées. Ce biais est pris en compte dans la suite pour l'estimation de la vitesse du fluide dans la veine. Lors de l'étape de post-traitement, la vitesse dans la veine est finalement corrigée [1].

En effet, la surdétermination du problème permet de minimiser l'erreur sur la mesure de la vitesse d'écoulement dans la veine. Ainsi, par exemple, la recherche de la vitesse minimisant la différence entre deux estimations du rapport des ondes de l'expression (2.2) réalisées pour deux couples de capteurs différents permet de connaître la vitesse dans la veine précisément.

À l'extrémité amont de la veine d'essai, un pavillon conique ouvert vers le laboratoire (6) assure une entrée d'air relativement douce. Il est également utilisé comme condition de réflexion acoustique en amont de la veine d'essai. Un panneau de matériau absorbant (7) est positionné en vis-à-vis de ce pavillon, diminuant les réflexions sur les murs du laboratoire.

Un haut-parleur, associé à un amplificateur et un générateur de signaux, peut être monté à l'amont (5) ou à l'aval (5<sub>bis</sub>) de la section d'essai, constituée de deux conduits. Le diaphragme à caractériser (4) est placé entre ces deux conduits.

Chaque conduit de diamètre  $D = 7,9 \cdot 10^{-2}$  m avec des parois d'épaisseur  $4 \cdot 10^{-3}$  m est équipé de trois supports pouvant accueillir des microphones (3). La première fréquence de coupure du conduit est 2518 Hz. Les écarts entre les microphones sont choisis afin d'augmenter la précision de la méthode de post-traitement sur la bande fréquentielle d'étude, comme introduit dans la section 2.2. Les positions des capteurs sont, la référence étant choisie au niveau du diaphragme,  $x_{1_1} = -5,65 \cdot 10^{-1}$  m,  $x_{1_2} = -9,45 \cdot 10^{-1}$  m,  $x_{1_3} = -1,542$  m à l'amont et  $x_{2_1} = 1,344$  m,  $x_{2_2} = 1,724$  m,  $x_{2_3} = 2,344$  m à l'aval.

Les microphones sont des microphones à condensateur à polarisation externe et sont alimentés par leur chaîne de conditionnement composé d'un préamplificateur puis d'un conditionneur/amplificateur. Les signaux récupérés en sortie des amplificateurs sont finalement envoyés vers un système d'acquisition HP GPIB.

Un relevé de température est réalisé lors de chaque mesure afin d'estimer au mieux la vitesse de propagation des ondes acoustiques.

### 2.3.2 Conditions aux limites acoustiques

Les figures 2.4a, 2.4c et 2.4b, 2.4d présentent les valeurs absolues et les phases des coefficients de réflexion des deux conditions aux limites autour de la section d'essai.

Les oscillations observées sur la valeur absolue du coefficient amont peuvent être reliées au pavillon (voir page 357 de [94]). Ces oscillations sont espacées d'un pas de fréquence de l'ordre de 240 Hz, ce qui correspond à une demi-longueur d'onde autour de 0,7 m. Cette valeur est à mettre en relation avec une longueur du pavillon de 0,6 m.

Les deux conditions aux limites utilisées lors de la mesure offrent des coefficients de réflexion relativement élevés notamment aux basses fréquences. La méthode à deux sources, utilisée pour extraire le coefficient de la matrice de diffusion de l'élément mesuré et présentée dans la section 2.2, est applicable quelles que soient les conditions acoustiques environnantes. Néanmoins, il a été démontré une amélioration des résultats pour des réflexions plus faibles de part et d'autre de la section de mesures [13]. De plus la présence de conditions de réflexion élevée peut engendrer la génération d'un sifflement à certaines fréquences, phénomène non souhaité pour le type de mesure réalisée ici. Les résultats obtenus avec ces conditions sont cependant relativement bons, mais pourront être sujet à des améliorations en faisant évoluer les conditions aux limites, ce qui n'était pas possible lors des mesures. Ces améliorations sont développées au cours du paragraphe 2.4.3.

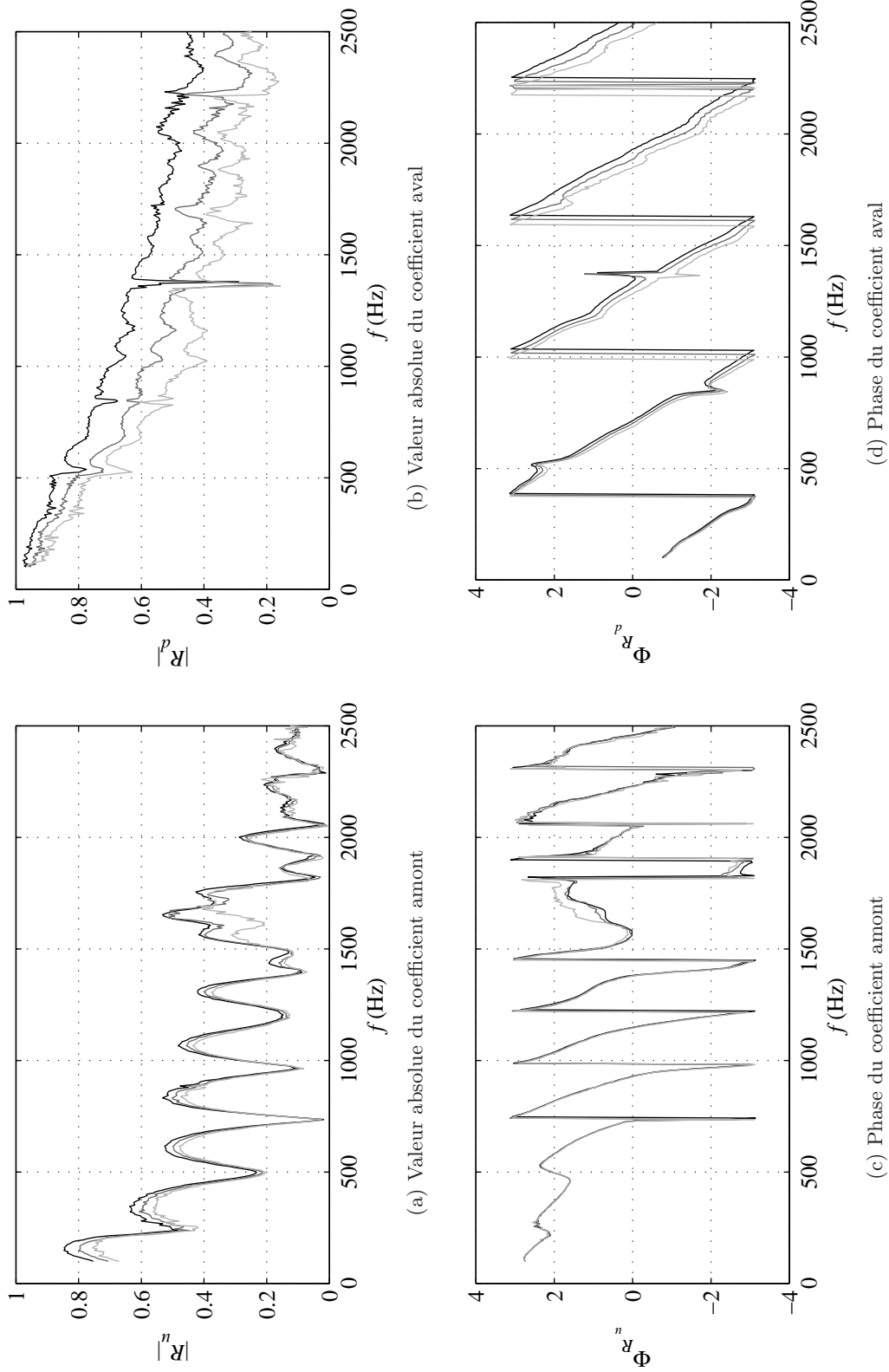


FIG. 2.4: Valeur absolue et phase des coefficients de réflexion amont et aval en fonction de la fréquence pour différentes vitesses dans la veine d'essai. Courbe noire :  $U_0 = 16,2 \text{ ms}^{-1}$ , courbe grise :  $U_0 = 25,9 \text{ ms}^{-1}$ , courbe grise claire :  $U_0 = 35,9 \text{ ms}^{-1}$ .

### 2.3.3 Calibration des microphones

La mesure de fonctions de transfert entre microphones nécessite une calibration relative entre chacun des capteurs. Ces calibrations permettent de s'affranchir des écarts de gain et de phase entre les différents microphones, écarts générés par chaque chaîne microphonique et la chaîne d'acquisition.

La calibration est réalisée en utilisant une cavité où deux microphones montés simultanément mesurent la même pression acoustique. L'un des six capteurs utilisés est choisi comme référence. La mesure de la fonction de transfert entre le microphone de référence et chacun des cinq autres permet alors de connaître les facteurs de calibration à appliquer pour corriger les écarts d'amplitude et de phase entre chaînes microphoniques.

### 2.3.4 Balayage en fréquence et mesure des fonctions de transfert

La mesure de la matrice de diffusion est réalisée sur la base d'un signal d'excitation composé d'une suite de sinus à fréquence croissante. La chaîne de mesure HP permet d'appliquer les différents signaux harmoniques et assure le post-traitement en simultané. Celui-ci permet d'extraire le gain et la phase de la fonction de transfert fréquence par fréquence.

Chaque sinus a une durée égale à 1000 cycles, c'est à dire  $t_{f_{exc}} = 1000/f_{exc}$  avec  $f_{exc}$  la fréquence du sinus. La moitié de ces cycles est dévolue à la stabilisation du système, l'autre moitié est utilisée pour la mesure elle-même. Ce grand nombre de cycles permet un moyennage suffisant pour le calcul des fonctions de transfert.

La bande de fréquence étudiée s'étend de 100 Hz à 2500 Hz. Le pas de fréquence est de 6 Hz.

Le niveau du signal d'excitation doit être choisi afin d'éviter la présence d'effets non linéaires au niveau du diaphragme. Au cours des mesures, deux niveaux d'excitations sont utilisés. L'égalité des résultats pour ces deux niveaux permet de s'assurer de la réponse linéaire du système aux niveaux concernés. La valeur de ces niveaux est telle que la perturbation en vitesse est de l'ordre du pourcent de la vitesse moyenne dans le conduit principal.

### 2.3.5 Géométrie des diaphragmes et conditions d'écoulement

Trois diaphragmes sont étudiés. Les dimensions de chacun d'entre eux sont présentées dans le tableau 2.1. Tous les diaphragmes sont à bords droits. Les dimensions des diaphragmes sont choisies

| Numéro du diaphragme | 1                     | 2                     | 3                     |
|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| $e$ (épaisseur, m)   | $1,319 \cdot 10^{-2}$ | $1,319 \cdot 10^{-2}$ | $2,109 \cdot 10^{-2}$ |
| $d$ (diamètre, m)    | $5,001 \cdot 10^{-2}$ | $3,950 \cdot 10^{-2}$ | $5,269 \cdot 10^{-2}$ |
| $e/d$                | 0,26                  | 0,33                  | 0,40                  |
| $d/D$                | 0,63                  | 0,5                   | 0,67                  |

TAB. 2.1: Dimensions des diaphragmes

afin de pouvoir comparer les résultats avec ceux précédemment obtenus sur le banc d'essai du LAUM [118, 119], constitué d'un conduit de diamètre  $3 \cdot 10^{-2}$  m. Ainsi les rapports  $e/d$  et  $d/D$  sont identiques à ceux précédemment étudiés.

Pour chacun des trois diaphragmes, les mesures sont réalisées avec différentes vitesses d'écoulement. Ces vitesses d'écoulement sont présentées dans le tableau 2.2, avec les nombres de Reynolds correspondant. Ces nombres de Reynolds sont estimés à partir de la vitesse d'écoulement moyen dans le conduit principal suivant la relation  $Re = U_0 D / \nu$ , avec  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

| Numéro du diaphragme         | 1      | 2      | 3      |
|------------------------------|--------|--------|--------|
| $U_{01}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 16,2   | 16,8   | 28,7   |
| $Re_1$                       | 82000  | 85000  | 146000 |
| $U_{02}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 25,9   | 20,2   | 49,0   |
| $Re_2$                       | 131000 | 102000 | 248000 |
| $U_{03}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 35,9   | 24,3   |        |
| $Re_3$                       | 182000 | 123000 |        |

TAB. 2.2: Conditions d'écoulement testées sur le banc d'essai d'EDF

Le tableau 2.3 présente de manière identique les conditions d'écoulement testées lors des essais au LAUM.

| Numéro du diaphragme                | 1     | 2     | 3     |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|
| $U_{01}^{LAUM}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 12,0  | 6,5   | 11,3  |
| $Re_1^{LAUM}$                       | 23000 | 13000 | 22000 |
| $U_{02}^{LAUM}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 14,4  | 9,0   | 18,3  |
| $Re_2^{LAUM}$                       | 28000 | 17000 | 35000 |
| $U_{03}^{LAUM}$ (ms <sup>-1</sup> ) | 17,8  | 12,0  | 28,8  |
| $Re_3^{LAUM}$                       | 34000 | 23000 | 55000 |

TAB. 2.3: Conditions d'écoulement testées sur le banc d'essai du LAUM

## 2.4 Résultats

Les résultats des mesures et leur analyse sont présentés au cours de cette dernière section. Dans un premier temps, les coefficients de la matrice de diffusion mesurés pour un diaphragme sont exposés et l'impact du changement des conditions d'écoulement sur ces coefficients est décrit. L'étude du potentiel de sifflement des diaphragmes testés est ensuite réalisée. Les valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ , nécessaires à l'application du critère de sifflement et introduites au paragraphe 1.6.1, y sont notamment présentées. Elles sont comparées aux précédents résultats à des nombres de Reynolds plus faibles. Cette comparaison permet une analyse de l'influence du changement de nombre de Reynolds sur le potentiel de sifflement des diaphragmes testés. Finalement, une analyse de la qualité des résultats obtenus sur le banc d'EDF est menée et des voies d'améliorations sont exposées.

### 2.4.1 Matrice de diffusion

Les figures 2.5 et 2.6 présentent la valeur absolue et la phase des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme 1 pour les trois vitesses d'écoulement présentées dans le tableau 2.2.

Les courbes sont caractéristiques de la présence d'une bande de sifflement potentiel. Ainsi, les coefficients de transmission prennent des valeurs élevées voire supérieures à un sur certaines bandes de fréquence. De la même manière de fortes variations des coefficients de réflexion et des différentes phases mesurées sont relevées sur cette même plage fréquentielle. Aux fréquences concernées, le couplage de ces différents phénomènes engendre une génération potentielle de puissance acoustique au niveau du diaphragme, élément nécessaire au sifflement. Ceci est examiné plus en détail avec l'application du critère de sifflement dans la sous-section 2.4.2.

Ces caractéristiques sont communes à tout diaphragme susceptible de générer un sifflement. Une comparaison des coefficients avec ceux mesurés pour des dimensions et des nombres de Reynolds plus faibles est donc réalisée. Cette comparaison est présentée sur la figure 2.7, pour le diaphragme 1. Seules les configurations à vitesses d'écoulement proches sont comparées. Les coefficients sont tracés en fonction d'un nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ , où  $U_d = U_0(D/d)^2$  est la vitesse équivalente du fluide dans l'orifice.

Cette comparaison montre ainsi des allures identiques des coefficients pour les deux géométries. Le comportement du diaphragme vis-à-vis du sifflement est donc similaire aux deux conditions d'écoulement testées, à savoir des vitesses d'écoulement proches mais des nombres de Reynolds très différents. Ceci montre alors une faible influence du nombre de Reynolds sur le comportement sifflant du diaphragme. Plus de détails sont exposés au cours du paragraphe 2.4.2.

Il faut cependant noter que bien que les formes des courbes soient identiques, des différences d'amplitude sont observées entre les coefficients mesurés sur les deux configurations de la figure 2.7. Ces différences proviennent tout d'abord de l'écart entre les vitesses d'écoulement des deux configurations. Cet écart, de l'ordre de 9%, n'est en effet pas négligeable. Il faut également relever la différence de qualité entre les deux mesures, matérialisée par la présence de faibles oscillations sur les courbes des résultats obtenus à EDF. La raison la plus probable est liée à l'utilisation de conditions aux limites trop réfléchissantes utilisées sur le banc d'essai. Les légers écarts observés sur la figure 2.7 peuvent donc provenir de cette différence de qualité. Après prise en compte des causes potentielles des écarts, il est néanmoins possible de conclure qu'un diaphragme, dont le rapport des dimensions est gardé constant, soumis à des écoulements à nombres de Mach identiques mais à nombres de Reynolds différents, garde des caractéristiques de la matrice de diffusion similaires.

L'effet du nombre de Reynolds étant faible sur le comportement acoustique d'un diaphragme, il est maintenant intéressant de comprendre les causes de la perte de symétrie de la matrice de diffusion observée sur les figures 2.5 et 2.6. En effet, à mesure que la vitesse d'écoulement augmente, il est observé que l'écart entre les coefficients de transmission amont et aval et dans une moindre mesure entre les coefficients de réflexion, augmentent. Cette symétrie de la matrice de diffusion est généralement observée pour des cas à faible nombre de Mach et constitue la base de la représentation incompressible introduite au paragraphe 1.6.2. La perte de symétrie est alors la conséquence principale de l'augmentation du nombre de Mach et donc de la perte de compacité acoustique de l'écoulement turbulent en aval du diaphragme.

L'augmentation des dimensions des diaphragmes pourrait également expliquer cette perte de

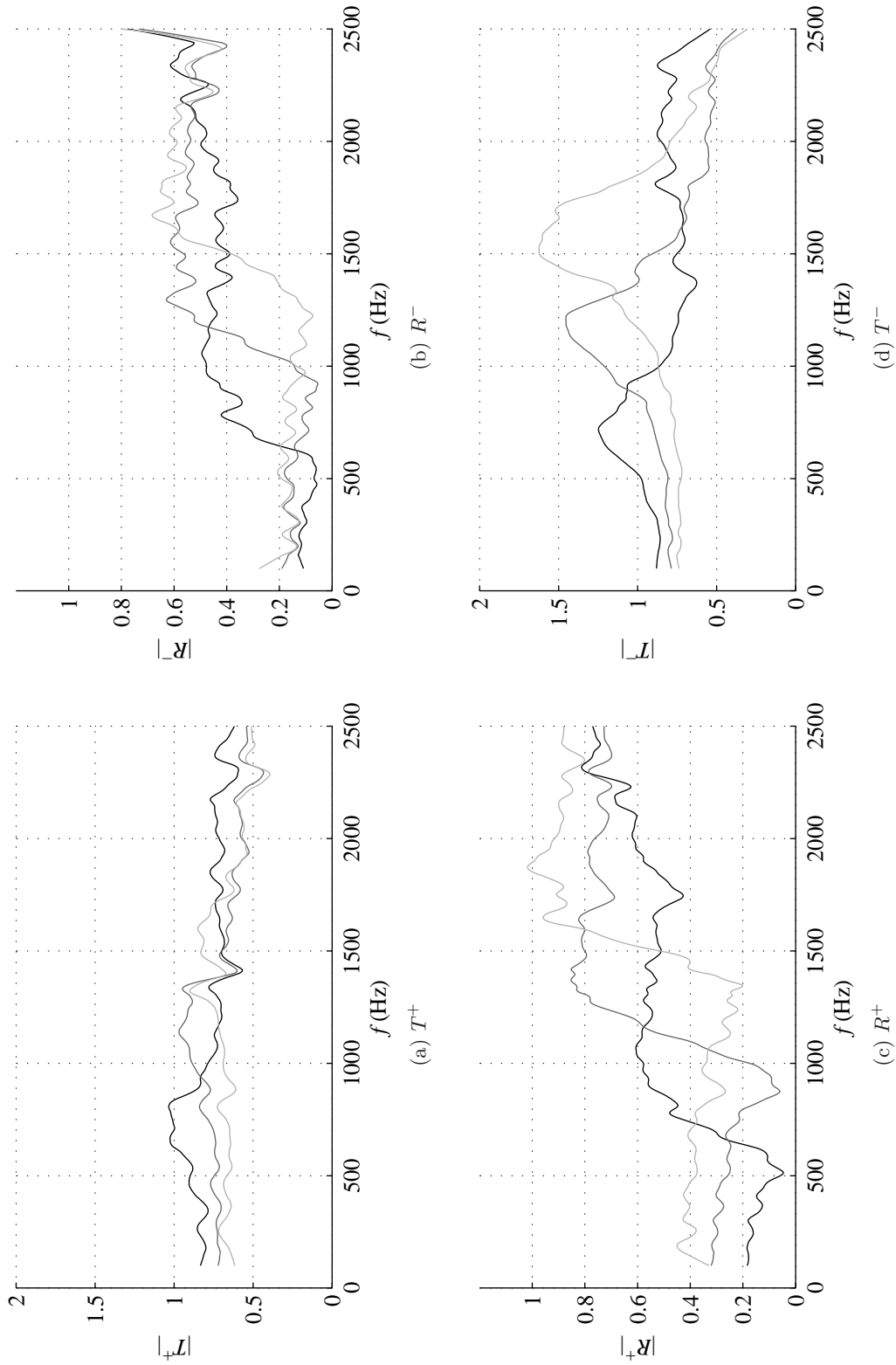


FIG. 2.5: Valeur absolue des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme 1 pour les trois vitesses d'écoulement présentées dans le tableau 2.2. La courbe noire correspond à la vitesse la plus faible, la courbe en gris clair à la vitesse la plus élevée.



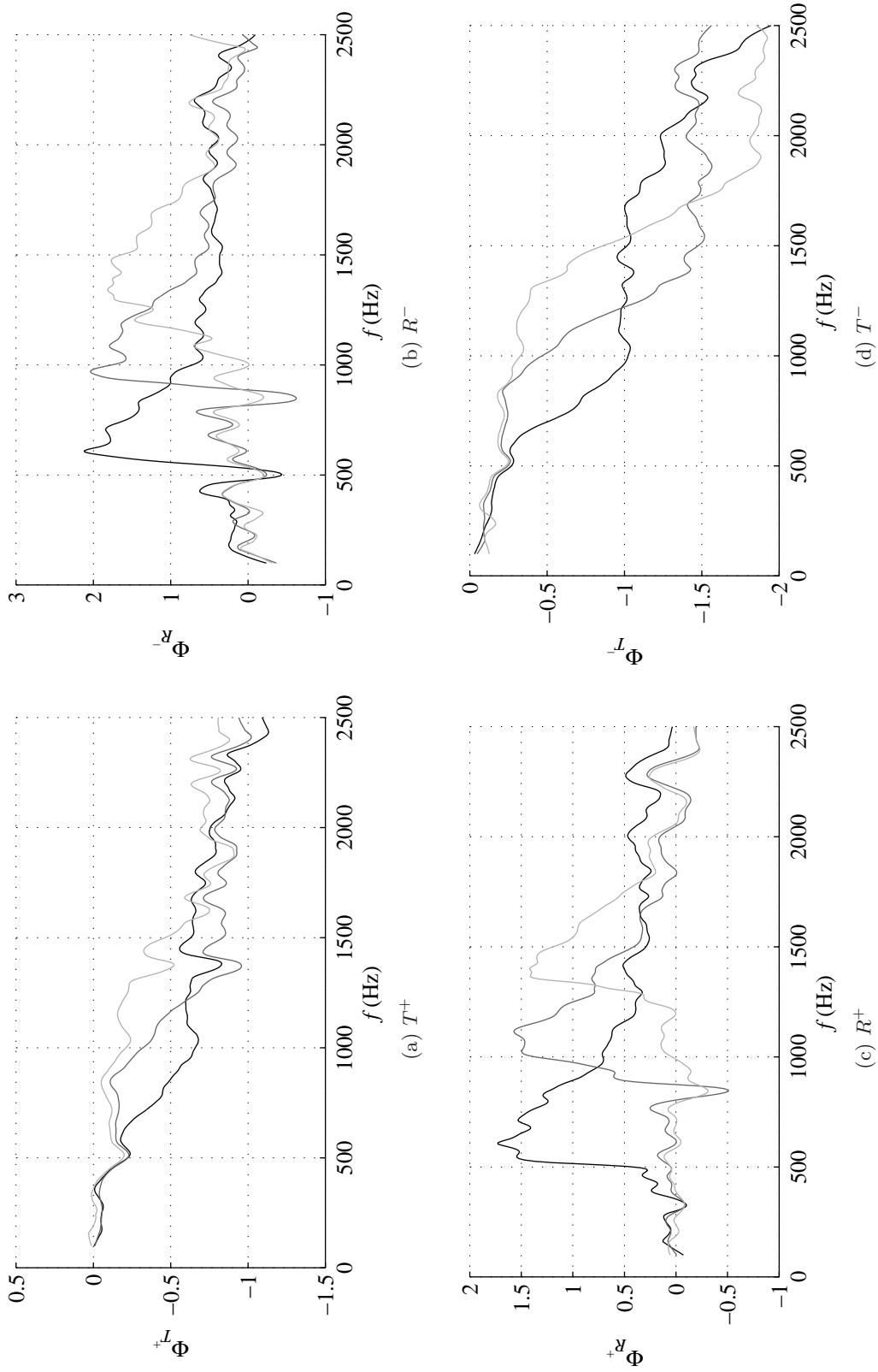


FIG. 2.6: Phase des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme 1 pour les trois vitesses d'écoulement présentées dans le tableau 2.2. La courbe noire correspond à la vitesse la plus faible, la courbe en gris clair à la vitesse la plus élevée.

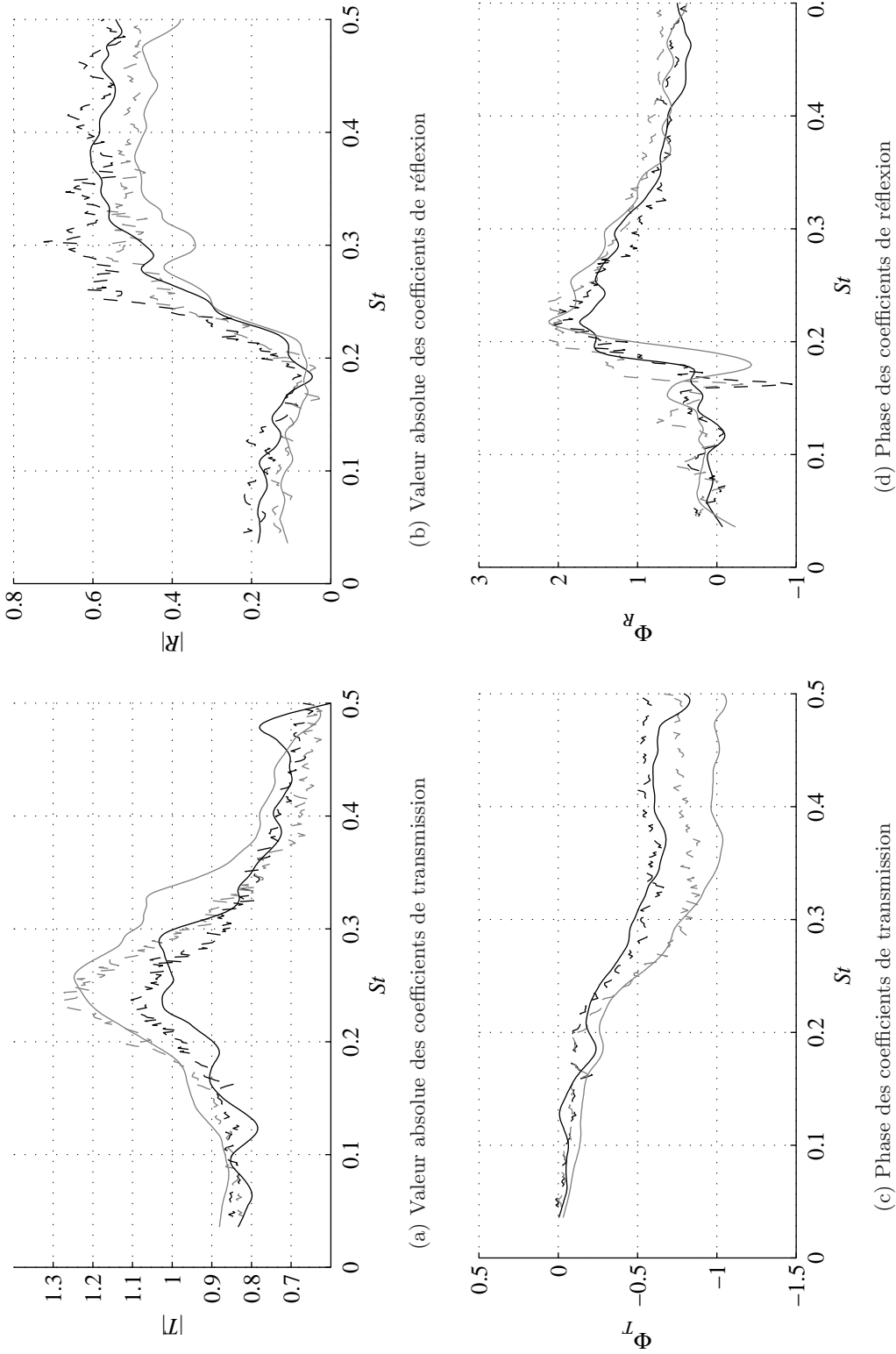


FIG. 2.7: Coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme 1 mesurés sur le banc d'essai d'EDF avec une vitesse d'écoulement de  $17,8 \text{ ms}^{-1}$  (courbes en trait continu) et sur le banc d'essai du LAUM avec une vitesse d'écoulement de  $16,2 \text{ ms}^{-1}$  (courbes en trait plein) en fonction du nombre de Strouhal. Les courbes noires correspondent aux coefficients amont  $T^+$  et  $R^+$ , les courbes grises aux coefficients aval  $T^-$  et  $R^-$ .

symétrie du biporte acoustique. L'hypothèse de compacité nécessite en effet que les dimensions du diaphragme soient négligeables devant la longueur d'onde. Une étude de l'évolution du rapport entre l'épaisseur du diaphragme  $e$  et la longueur d'onde correspondant à la fréquence du maximum du coefficient de transmission montre néanmoins que l'hypothèse de compacité des dimensions du diaphragme reste valide pour chaque configuration testée. Ce résultat est la conséquence d'une bande de sifflement potentiel constante en fonction du nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ .

### 2.4.2 Critère de sifflement

À partir de la mesure des différentes matrices de diffusion, le critère de sifflement est utilisé pour caractériser le potentiel de sifflement des diaphragmes. Ce critère a été introduit au cours de la sous-section 1.6.1. La figure 2.8 présente les deux valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$  pour les différents cas étudiés sur les deux bancs d'essai. Ces deux valeurs propres correspondent au minimum et au maximum de la puissance acoustique dissipée normalisée au niveau du diaphragme. Les courbes sont représentées en fonction du nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ .

L'application du critère de sifflement aux données de la figure 2.8 est donc réalisée. Il est ainsi observé sur deux plages de nombre de Strouhal  $0,15 - 0,4$  et  $0,6 - 0,9$  que le minimum de la puissance acoustique dissipée prend des valeurs négatives. Ces plages de Strouhal correspondent alors à une possible création de puissance acoustique, selon les conditions de phase rencontrées, ou encore à la présence d'une amplification potentielle des perturbations acoustiques incidentes. Les diaphragmes sont alors considérés comme potentiellement sifflant aux nombres de Strouhal correspondant. Les plages de nombre de Strouhal complémentaires correspondent à une dissipation de la puissance acoustique.

Les diaphragmes 1 et 3 ne subissent pas ou peu de modifications de leurs bandes de sifflement potentiel avec le changement des conditions d'écoulement. L'amplitude des valeurs propres est par contre affectée par ces changements. Il semble que les effets responsables de cette évolution de l'amplitude proviennent de l'augmentation du nombre de Mach. Ainsi, pour les diaphragmes 1 et 3, la comparaison des résultats des deux géométries à des vitesses d'écoulement du même ordre montre des résultats relativement proches. Une étude sur la normalisation des valeurs propres par le nombre de Mach des écoulements n'a par contre pas permis de mettre en évidence une représentation adimensionnelle pertinente.

De son côté, l'étude des résultats pour le diaphragme 2 montre une légère évolution de la bande de sifflement potentiel en nombre de Strouhal avec le changement des conditions d'écoulement. Il apparaît un décalage de la bande de sifflement potentiel vers les basses fréquences avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Ce décalage est observé aux deux gammes de Reynolds mesurées. Les bandes de sifflement potentiel restent néanmoins comprises dans les limites observées par Testud [118], c'est à dire pour un nombre de Strouhal compris entre  $0,15 - 0,4$ . En ce qui concerne les amplitudes des valeurs propres, les conclusions faites pour les deux précédents diaphragmes ne semblent plus valides. Il est observé que l'amplitude des valeurs propres pour le cas au nombre de Mach le plus élevé ne suit pas l'évolution des cinq autres mesures. Cette évolution correspond à une diminution du minimum de la valeur propre minimale avec l'augmentation du nombre de Mach. La réalisation d'essais complémentaires est donc nécessaire pour comprendre l'évolution de l'amplitude des valeurs propres sur la bande de sifflement potentiel.

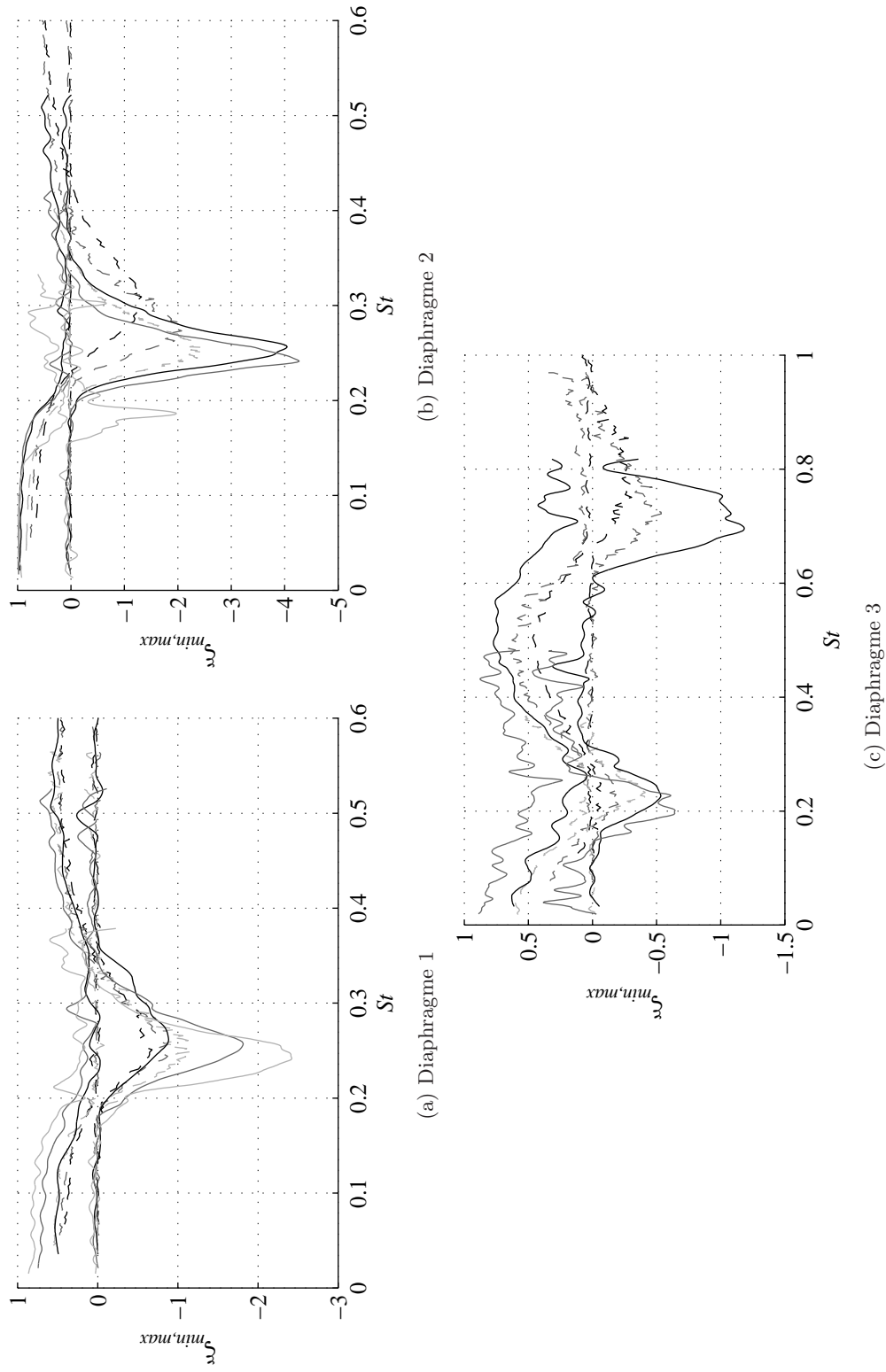


FIG. 2.8: Maximum et minimum de la puissance acoustique dissipée dans les différents cas étudiés. Les courbes en point-tirets correspondent aux résultats des mesures réalisées au LAUM, les courbes en trait plein à ceux obtenus à EDF. Pour chaque type de courbe, la variation de couleur du noir au gris clair est associée à une augmentation de la vitesse d'écoulement.

La figure 2.9 présente l'évolution du nombre de Strouhal des minimums de la valeur propre  $\xi_{min}$  avec le nombre de Reynolds. Ce nombre de Strouhal, noté  $St_{min}$ , correspond au milieu de la bande de sifflement potentiel. L'ensemble des données de la série de figures 2.8 est représenté sur cette figure.

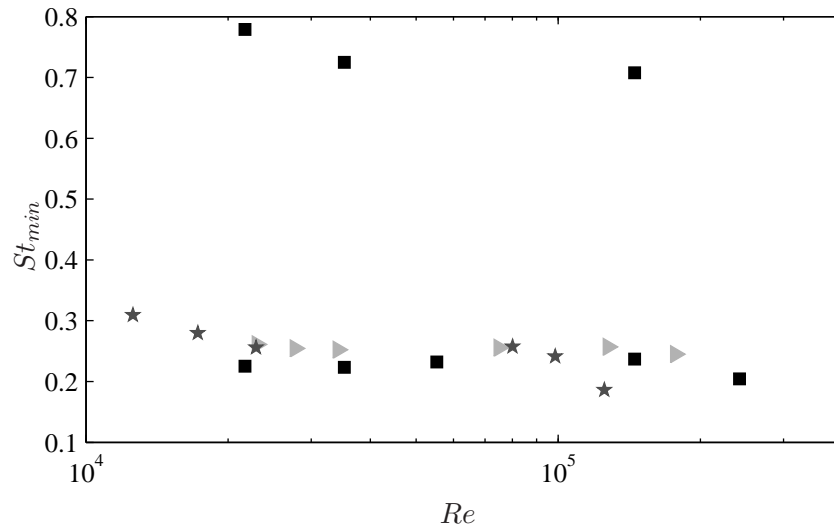


FIG. 2.9: Évolution du nombre de Strouhal  $St_{min}$  des minimums de la valeur propre  $\xi_{min}$  avec le nombre de Reynolds. Chaque symbole correspond à une géométrie de diaphragmes. Diaphragme 1 : triangles gris clairs, diaphragme 2 : étoiles grises foncées et diaphragme 3 : carrés noirs.

Il est observé que le nombre de Strouhal, correspondant au milieu des bandes de sifflement potentiel, est constant avec le nombre de Reynolds pour des écoulements turbulents. Cette observation est valable pour les deux modes de sifflement mesurés.

Ces observations ne caractérisent que le milieu de la bande de sifflement potentiel. En complément, il a été observé sur la série de figures 2.8 que l'effet du nombre de Reynolds sur les plages de sifflement potentiel est négligeable. L'évolution parfois observée de ces plages de sifflement est imputable à des effets de changements de vitesse. En fonction du diaphragme étudié, il apparaît ainsi deux comportements avec le nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$  : soit la gamme de sifflement potentiel ne change pas avec l'augmentation du nombre de Mach, soit elle se déplace vers les basses fréquences à mesure que la vitesse augmente.

Au niveau de l'amplitude des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ , une dépendance au nombre de Reynolds n'a pas pu être mise en évidence. Il est par contre observé une modification de ces amplitudes, qui au cours des mesures réalisées, semblent être corrélées au changement de nombre de Mach. Néanmoins, sur la figure 2.8b le résultat pour la vitesse d'écoulement la plus grande n'est pas en accord avec cette observation. Des études complémentaires sont donc nécessaires pour expliquer l'évolution des amplitudes des valeurs propres sur la bande de sifflement potentiel.

### 2.4.3 Qualité des mesures

L'analyse des précédents résultats a révélé une faible dépendance du potentiel de sifflement de diaphragmes à une augmentation importante du nombre de Reynolds. Cependant, il résulte des comparaisons avec les résultats obtenus sur le banc d'essai du LAUM une différence de qualité

symbolisée par de légères oscillations. Le but du présent paragraphe est de proposer des modifications afin d'améliorer les résultats obtenus à EDF. Ces améliorations sont déduites des causes d'erreurs connues lors de l'application de la méthode à deux sources [1, 13].

Une première cause d'erreurs provient des conditions aux limites utilisées sur le banc d'essai d'EDF. Ces conditions aux limites sont moyennement voire fortement réfléchissantes sur une partie ou la totalité de la bande fréquentielle d'étude, comme le montre les figures 2.4a et 2.4b. Il est connu [1, 13] que des réflexions importantes autour de la section d'essai diminuent la précision lors de l'identification des rapports des ondes — équation (2.2) par exemple — à certaines fréquences pour certaines distances inter-capteurs. De plus, des réflexions élevées rendent les deux mesures, avec un haut-parleur alternativement à l'amont puis à l'aval, moins indépendantes, et l'inversion de la matrice de l'équation (2.1) perd en robustesse. Finalement, des réflexions importantes peuvent mener à la génération d'un sifflement dans le cas d'un diaphragme et générer des erreurs supplémentaires. Un gain en précision nécessite donc la mise en oeuvre de conditions aux limites faiblement réfléchissantes. Selon la gamme de fréquence à optimiser différentes solutions peuvent être envisagées. Il est en effet plus simple de développer des conditions peu réfléchissantes aux moyennes et hautes fréquences qu'aux basses fréquences. Le choix des améliorations est par ailleurs actuellement limité par l'espace disponible, la veine d'essai sous sa forme actuelle occupant la totalité de celui-ci. La mise en oeuvre de conditions moins réfléchissantes peut alors passer par l'utilisation d'un pavillon d'entrée optimisé aux fréquences d'intérêt [8]. L'ajout d'un silencieux de faible dimension, donc peu efficace aux basses fréquences, est également envisageable, bien qu'un léger raccourcissement de la section d'essai soit nécessaire. Le traitement acoustique d'une partie des conduits peut également être envisagée. Différentes solutions sont donc possibles pour obtenir des conditions de réflexion environnantes peu réfléchissantes. Une diminution des réflexions aux basses fréquences est par contre limitée par l'espace actuellement disponible dans le laboratoire. Il s'agit donc de bien cibler les fréquences d'intérêt et d'en déduire les solutions les mieux adaptées pour améliorer la précision lors de futurs essais.

La disposition de la salle et la longueur des conduits utilisés ont nécessité un choix concernant le placement des capteurs. La figure 2.2 donne les distances entre le premier capteur et le diaphragme, de  $7D$  à l'amont et de  $17D$  à l'aval, et entre le dernier capteur et la source, de  $12D$  à l'amont et de  $2D$  à l'aval. La méthode à deux sources considère une propagation en ondes planes. De part et d'autre d'une source, ici les haut-parleurs et le diaphragme, une distance minimale est donc nécessaire à l'atténuation des modes évanescents. À l'aval, il apparaît que la distance entre le haut-parleur et le dernier capteur est faible. La présence de front d'ondes planes peut alors ne pas être assurée totalement au niveau du dernier microphone du triplet aval et l'augmentation de l'écart entre ces deux éléments peut être nécessaire. Une modification de cette distance nécessite le décalage du triplet de microphones vers l'amont. Il s'agit dans ce cas de s'assurer que le premier microphone ne se situe pas au niveau d'un écoulement fortement turbulent créé par la singularité testée. Dans le cas du diaphragme, le jet créé au niveau du rétrécissement nécessite d'espacer suffisamment le premier microphone. Une optimisation de la position du triplet de microphones est néanmoins envisageable dans la limite de quelques diamètres. Dans le cas de géométries différentes, les distances peuvent par ailleurs être adaptées.

Parmi les améliorations proposées, l'application de certaines nécessitent une augmentation des longueurs de la veine d'essai. Une alternative à cette augmentation peut être une diminution du diamètre de la conduite utilisée et une mise à l'échelle des géométries à tester.

## 2.5 Conclusion

La détermination expérimentale du potentiel de sifflement de différentes géométries de diaphragmes a été décrites au cours de ce chapitre. L'objectif premier était de généraliser les résultats de Testud *et al.* [118, 119] à des nombres de Reynolds plus élevés. Ceci a nécessité la mise en place de la méthode à deux sources [1, 86, 102, 103] sur le banc d'essai d'EDF dont les dimensions et les vitesses d'écoulement disponibles ont permis l'augmentation de ce nombre de Reynolds. Cette méthode a été utilisée pour déterminer la matrice de diffusion des diaphragmes. À partir de cette matrice, un critère de sifflement [7, 118, 119] a été appliqué afin de déterminer le potentiel de sifflement de chaque géométrie d'orifice.

Après un rappel de la méthode de mesures, une description du banc d'essai a été donnée. La mesure en elle-même a ensuite été décrite et les géométries des diaphragmes et les conditions d'écoulement ont été introduites. Les rapports des dimensions des diaphragmes et des conduits étaient identiques à ceux étudiés par Testud. Finalement les résultats ont été exposés.

Il a ainsi été mis en évidence une faible dépendance du potentiel de sifflement d'un diaphragme vis-à-vis d'un changement de nombre de Reynolds. Exprimées en fonction d'un nombre de Strouhal défini à partir de l'épaisseur du diaphragme et de la vitesse équivalente dans l'orifice, les bandes de sifflement potentiel restent proches voire identiques sur les larges gammes de Reynolds étudiées. Aucune influence du nombre de Reynolds sur l'amplitude de la puissance acoustique potentiellement dissipée au niveau du diaphragme n'a par ailleurs été identifiée. Néanmoins, une analyse plus précise sur ce point est nécessaire notamment au niveau de l'amplitude des valeurs propres dans la bande de sifflement potentiel.

Les vitesses disponibles sur le banc d'essai d'EDF ont par ailleurs forcé des gammes de nombres de Mach plus importants que ceux testés au LAUM. Des effets liés à l'augmentation de celui-ci ont donc été relevés. Il a ainsi été observé la perte de symétrie de la matrice de diffusion des diaphragmes aux nombres de Mach élevés. Ce phénomène est lié à la perte de l'hypothèse de compacité du fluide dans le diaphragme, hypothèse responsable de cette symétrie. Il apparaît par ailleurs que le nombre de Mach est le paramètre majeur pour la détermination de l'amplitude des valeurs propres. Cependant, afin de confirmer cette observation, des essais complémentaires sont nécessaires.

L'analyse des résultats a par ailleurs mis en évidence une différence de qualité entre les essais réalisés au LAUM et à EDF. La cause principale des écarts de précision provient de la présence de conditions environnantes trop réfléchissantes. Des propositions ont été faites pour améliorer la qualité des résultats obtenus à EDF. Ces améliorations sont variées et doivent être choisies en fonction des gammes de fréquences étudiées.

Outre les conclusions sur l'influence du nombre de Reynolds sur le potentiel de sifflement, l'étude présentée au cours de ce chapitre a permis le développement de la méthode à deux sources sur le banc d'essai d'EDF pour caractériser la matrice de diffusion de singularités. Ceci ouvre donc la voie à de futures études pour des géométries proches de problématiques industrielles.





## Chapitre 3

# Étude du potentiel de sifflement de diaphragmes en série sur le banc d'essai du LAUM

### 3.1 Introduction

L'étude présentée au cours de ce chapitre porte sur la caractérisation du potentiel de sifflement de diaphragmes en série. Deux objectifs ont motivé cette étude. Tout d'abord, le cas de diaphragmes en série s'avère être une généralisation simple du cas à un diaphragme. Il est possible de généraliser le critère de sifflement à ce type de géométrie et de le comparer à des modèles obtenus par assemblage de biportes acoustiques. Ensuite, cette configuration est proche de problématiques industrielles [61] et des outils de prédiction à des fins de dimensionnement sont recherchés.

De précédents travaux ont porté sur ce type de configuration pour des distances entre orifices relativement faibles, de l'ordre du diamètre de la conduite [55, 91, 81]. Les distances étudiées au cours de ce chapitre sont plus importantes. Le cas d'écart entre diaphragmes plus grand n'est en effet pas documenté dans la littérature.

Le potentiel de sifflement de diaphragmes en série est, dans un premier temps, caractérisé expérimentalement. Des mesures effectuées sur le banc d'essai du LAUM permettent d'identifier la matrice de diffusion de deux diaphragmes espacés de différentes longueurs. L'application du critère de sifflement permet alors de déterminer les fréquences propices au sifflement.

Deux modèles sont ensuite présentés pour caractériser ce potentiel de sifflement. Ils utilisent un principe d'assemblage de matrice de diffusion des éléments du système global. Les deux modèles utilisés diffèrent par la prise en compte ou non d'hypothèses d'écoulement à faible nombre de Mach. Après avoir été validés, ces modèles sont utilisés pour définir les paramètres contrôlant le potentiel de sifflement de diaphragmes en série. Ils permettent ainsi de discriminer les effets liés aux diaphragmes et ceux liés à la longueur de conduit les séparant.

## 3.2 Description du système et présentation des modèles

Une présentation générale du système étudié est ici réalisée. Les notations sont notamment introduites. Il s'agit également de présenter deux modèles de prédiction utilisés pour caractériser le potentiel de sifflement de diaphragmes en série, à partir de la connaissance de la matrice de diffusion d'un diaphragme. Les deux modèles se distinguent par la prise en compte ou non d'une hypothèse de compacité de la zone d'interaction autour du diaphragme ainsi que des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique. L'utilisation d'un modèle sous hypothèse de faible nombre de Mach permet d'extraire les paramètres contrôlant le potentiel de sifflement de diaphragmes en série grâce à une mise en équation simplifiée.

### 3.2.1 Présentation générale

La figure 3.1 présente un schéma du système composé de deux diaphragmes en série et introduit les notations utilisées dans la suite. L'hypothèse de décomposition en ondes planes harmoniques est considérée. Pour alléger les formules, le terme de dépendance temporelle  $e^{j\omega t}$  est omis.

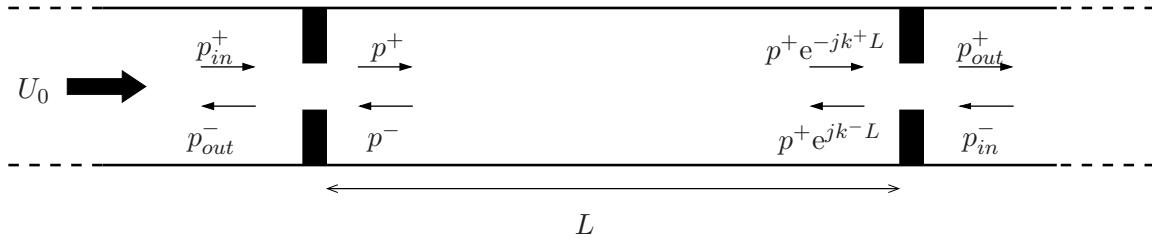


FIG. 3.1: Présentation du système général

Le système dans son ensemble peut être vu comme un biporte acoustique défini par sa matrice de diffusion reliant les ondes incidentes  $p_{in}^+$  et  $p_{in}^-$  aux ondes réfractées  $p_{out}^+$  et  $p_{out}^-$ . Entre les deux diaphragmes, deux ondes,  $p^+$  et  $p^-$  se propagent. Les exposants  $+$  et  $-$  caractérisent des ondes se propageant dans le sens de l'écoulement et dans le sens opposé. Les deux diaphragmes sont distants de  $L$ .

Dans la suite de cette section, deux méthodes sont présentées, dont le but est d'estimer le potentiel de sifflement de diaphragmes en série à partir de la connaissance de la matrice de diffusion d'un diaphragme. Les deux méthodes ont en commun l'utilisation du principe d'assemblage de matrices. Le système global est décomposé en sous-systèmes, chacun étant caractérisé par sa matrice de diffusion. Les deux méthodes diffèrent par la prise en compte ou non de l'hypothèse de compacité au niveau des diaphragmes et des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique.

### 3.2.2 Méthode de prédiction dans le cas général

Le système de la figure 3.1 est décomposé en trois sous-systèmes, à savoir le premier diaphragme, la portion de conduit de longueur  $L$  et le second diaphragme. Chaque élément est caractérisé par sa matrice de diffusion. Ces matrices de diffusion sont déterminées analytiquement, expérimentalement ou numériquement. L'équation (3.1) rappelle la matrice de diffusion d'une portion de conduit de

longueur  $L$ ,

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-jk^+L} & 0 \\ 0 & e^{-jk^-L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

où les nombres d'onde  $k^\pm$  prennent en compte les effets de dissipation thermo-visqueux [33] introduits dans la section 1.3. Les matrices de diffusion des diaphragmes sont mesurées.

Sous l'hypothèse d'espacement suffisant, il est possible de calculer la matrice de diffusion de diaphragmes en série par assemblage successif des matrices de diffusion des éléments composants le système. La formule d'assemblage de deux matrices de diffusion [42] prend la forme suivante,

$$\begin{aligned} T^+ &= T_2^+ E T_1^+ & T^- &= T_1^- F T_2^- \\ R^+ &= R_1^+ + T_1^- F R_2^+ T_1^+ & R^- &= R_2^- + T_2^+ E R_1^- T_2^- \end{aligned} \quad (3.2)$$

où  $E = (1 - R_1^- R_2^+)^{-1}$  et  $F = (1 - R_2^+ R_1^-)^{-1}$ . Les indices 1 et 2 désignent les coefficients des deux matrices à assembler. Appliqué deux fois, ce système d'équations permet de calculer les coefficients de la matrice de diffusion d'une série de diaphragmes.

À partir de l'estimation de la matrice de diffusion du système, le critère de sifflement [7] introduit au paragraphe 1.6.2 est ensuite utilisé pour caractériser le potentiel de sifflement d'une série de diaphragmes.

Cette méthode peut être appliquée dans le cas d'écoulements subsoniques quelconques pour prédire le potentiel de sifflement de singularités en série. Néanmoins, une expression analytique du critère de sifflement ferait intervenir quatre coefficients, *a priori* indépendants, liés aux diaphragmes, la longueur inter-diaphragme et les deux nombres d'onde. Une description simplifiée de l'effet acoustique du diaphragme a été élaborée pour exprimer le système analytiquement et est présentée dans la suite.

### 3.2.3 Méthode de prédiction dans le cas d'un écoulement à faible nombre de Mach

Les vitesses d'écoulement considérées ici sont caractérisées par des nombres de Mach très faibles inférieurs à 0,1. Cette considération permet la prise en compte de deux hypothèses simplificatrices. Tout d'abord, l'influence de l'écoulement sur la propagation des ondes entre les deux diaphragmes est négligée. La vitesse de propagation est choisie égale à la vitesse des ondes acoustiques dans le fluide au repos et les nombres d'onde dans les deux directions sont identiques et indépendants de la vitesse d'écoulement. Ensuite, l'écoulement au niveau d'un diaphragme est supposé incompressible, une hypothèse de compacité peut alors être appliquée. Cette hypothèse a précédemment été utilisée par Moussou *et. al.* [85] et a été introduite au cours de la section 1.6.2.

L'hypothèse d'incompressibilité du fluide dans l'orifice permet de simplifier la matrice de diffusion d'un diaphragme seul qui s'exprime désormais sous la forme,

$$\begin{pmatrix} p_{out}^+ \\ p_{out}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T & 1 - T \\ 1 - T & T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{in}^+ \\ p_{in}^- \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

où  $T$  est le coefficient de transmission généralisé. Dans ce cas, le critère de sifflement prend la forme simplifiée  $|2T - 1| > 1$ , voir section 1.6.2.

À partir de cette matrice de diffusion simplifiée, le système composé de deux diaphragmes en série peut être décrit analytiquement. Il vient ainsi au niveau du premier diaphragme,

$$p^+ = Tp_{in}^+ + Rp^-, \quad (3.4)$$

$$p_{out}^- = Rp_{in}^+ + Tp^-, \quad (3.5)$$

puis au niveau du second,

$$p_{out}^+ = Tp^+ e^{-jkL} + Rp_{in}^-, \quad (3.6)$$

$$p^- e^{jkL} = Rp^+ e^{-jkL} + Tp_{in}^-, \quad (3.7)$$

où  $k$  est le nombre d'onde pour le fluide au repos, pouvant inclure une partie imaginaire prenant en compte les effets de dissipation [1, 93]. Ces deux équations permettent alors d'exprimer la matrice de diffusion du système globale sous la forme

$$\begin{pmatrix} p_{out}^+ \\ p_{out}^- \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{series} & R_{series} \\ R_{series} & T_{series} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_{in}^+ \\ p_{in}^- \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

avec

$$T_{series} = \frac{T^2}{e^{jkL} - R^2 e^{-jkL}}, \quad (3.9)$$

et

$$R_{series} = R + \frac{RT^2 e^{-jkL}}{e^{jkL} - R^2 e^{-jkL}}. \quad (3.10)$$

À partir de la matrice de diffusion simplifiée du système complet et en négligeant les effets d'écoulement, les valeurs propres de la puissance acoustique dissipée normalisée sont définies par

$$\xi_a = 1 - (T_{series} + R_{series})^* (T_{series} + R_{series}), \quad (3.11)$$

et

$$\xi_b = 1 - (T_{series} - R_{series})^* (T_{series} - R_{series}), \quad (3.12)$$

où l'exposant  $*$  définit le complexe conjugué.

Une comparaison avec le cas à un diaphragme montre qu'aucune des deux valeurs propres n'est nulle dans le cas d'éléments en série. Cette observation, qui sera commentée plus longuement lors de l'analyse des résultats, provient du fait qu'une série de diaphragmes ne satisfait pas compte tenu des distances choisies à l'hypothèse de compacité acoustique, ce qui était le cas pour un diaphragme seul.

Les deux valeurs propres  $\xi_a$  et  $\xi_b$  sont ensuite utilisées pour définir le critère de sifflement. Sous les hypothèses prises en compte, la condition de sifflement prend l'expression analytique suivante

$$|T_{series} + R_{series}| > 1 \quad (3.13)$$

ou

$$|T_{series} - R_{series}| > 1, \quad (3.14)$$

avec

$$T_{series} + R_{series} = \frac{T^2 e^{-jkL}}{1 - R e^{-jkL}} + R = \frac{1 + R(e^{jkL} - 2)}{e^{jkL} - R}, \quad (3.15)$$

et

$$T_{series} - R_{series} = \frac{T^2 e^{-jkL}}{1 + R e^{-jkL}} - R = \frac{1 - R(e^{jkL} + 2)}{e^{jkL} + R}. \quad (3.16)$$

Cette expression, de par les hypothèses considérées, est simplifiée par rapport au cas général. Elle permet d'étudier l'influence des différents paramètres, intervenant dans son écriture, sur le potentiel de sifflement de diaphragmes en série. Ces paramètres sont le coefficient complexe  $R$ , caractérisant les effets liés au diaphragme, la fréquence  $f$  et l'espacement  $L$  entre les singularités. Leur influence respective sera étudiée ultérieurement au cours de l'analyse des résultats.

### 3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présentée dans cette section. Le banc d'essai est d'abord décrit, puis les conditions aux limites acoustiques sont données. La géométrie du diaphragme utilisé lors des mesures est détaillée ainsi qu'une description du potentiel de sifflement de celui-ci.

L'objectif de la mesure est d'estimer la matrice de diffusion de diaphragmes en série. Cette matrice de diffusion est ensuite utilisée pour caractériser le potentiel de sifflement d'un tel système, qui sera comparé aux modèles de prédiction introduits au cours de la section 3.2. Le principe de la mesure de la matrice de diffusion est identique à celui utilisé dans le cas d'un diaphragme seul. Il s'agit de la méthode à deux sources introduites dans la section 2.2. L'élément testé est composé de deux diaphragmes identiques séparés d'un conduit de longueur  $L$ . Plusieurs espacements entre diaphragmes sont étudiés.

#### 3.3.1 Description du banc d'essai

La figure 3.2 présente un schéma du dispositif expérimental. Le banc d'essai utilisé est situé au LAUM et a été développé par Ajello [1]. Une brève introduction de son principe général est donnée ici.

Un compresseur, (1), engendre un écoulement d'air dans un assemblage de conduits de diamètre  $D = 3 \cdot 10^{-2}$  m et d'épaisseur de parois  $4 \cdot 10^{-3}$  m. La première fréquence de coupure de tels conduits est  $f_c \approx 6700$  Hz [21, 94] et fixe le maximum de la bande fréquentielle d'étude.

Le débit créé est mesuré par un débitmètre à turbine, (2).

De part et d'autre de la section d'essai, deux terminaisons faiblement réfléchissantes, (3) et (9), sont disposées. Leurs caractéristiques sont décrites au cours de la section 3.3.2.

La zone d'essai est instrumentée pour la méthode à deux sources. Deux sources acoustiques, (4) et (8), sont présentes à l'amont et à l'aval. Elles sont utilisées indépendamment l'une de l'autre. Deux quadruplets de microphones à condensateur et leur instrumentation, (5) et (7), sont montés de part et d'autre de l'élément à caractériser. La disposition des capteurs est choisie afin de couvrir de manière optimale la totalité de la bande fréquentielle d'étude en suivant les prescriptions données au cours du paragraphe 2.2. Les distances entre le capteur le plus proche du diaphragme et les trois autres sont de  $1 \cdot 10^{-2}$  m,  $4,748 \cdot 10^{-2}$  m et  $1,0715$  m à mesure de l'éloignement du diaphragme. Ces distances sont identiques à l'amont et à l'aval.

Finalement, l'élément à tester est disposé au centre de la section d'essai. La distance entre le premier capteur amont et cet élément est de l'ordre de  $12D$  alors qu'elle est de  $20D$  par rapport au

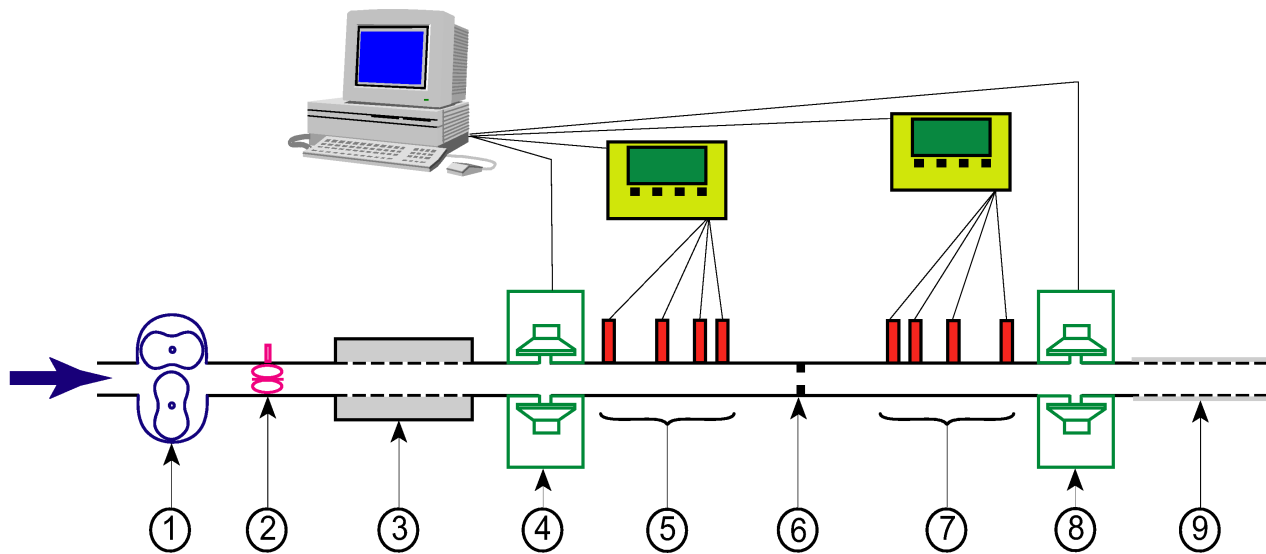


FIG. 3.2: Schéma du dispositif expérimental

premier capteur aval.

### 3.3.2 Conditions aux limites acoustiques

Les conditions acoustiques autour de la section d'essai sont faiblement réfléchissantes. Elles empêchent ainsi la génération d'un sifflement en présence de diaphragmes et permettent également d'améliorer la qualité des mesures de la matrice de diffusion.

Les figures 3.3 et 3.4 présentent les amplitudes des coefficients de réflexion de ces terminaisons.

La condition acoustique amont est assurée par une chambre d'expansion garnie de mousse absorbante. Le coefficient de réflexion résultant est inférieur à 0,2 sur la gamme fréquentielle d'étude.

Un tube à paroi perforée, entouré d'un tissu, joue le rôle de la terminaison quasi-anéchoïque avale. Les trous le long du tube sont répartis de manière non uniforme. Le coefficient de réflexion de cet élément ne dépasse pas 0,4 aux fréquences d'intérêt.

### 3.3.3 Calibration des microphones

Une estimation précise des fonctions de transfert entre microphones nécessite une calibration relative des microphones. Chaque microphone est ainsi calibré par rapport à un capteur de référence. La prise en compte des fonctions de transfert de calibration permet par la suite de s'affranchir des différences de phase et d'amplitude engendrées par l'instrumentation et le montage des microphones dans leur support.

### 3.3.4 Balayage en fréquence et mesure des fonctions de transfert

Le signal d'excitation choisi est composé d'une suite de sinus à fréquence croissante. Une chaîne de mesure HP GPIB assure simultanément l'application de la source et le calcul des fonctions de transfert

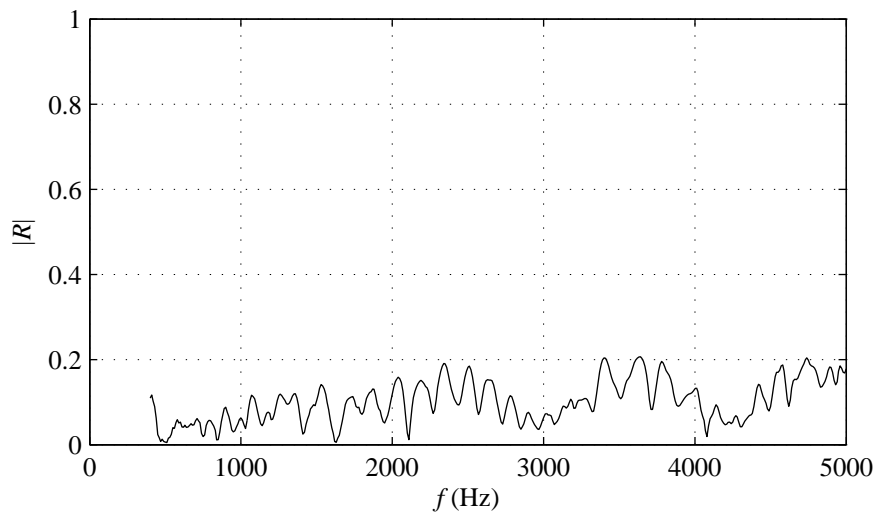


FIG. 3.3: Amplitude du coefficient de réflexion amont

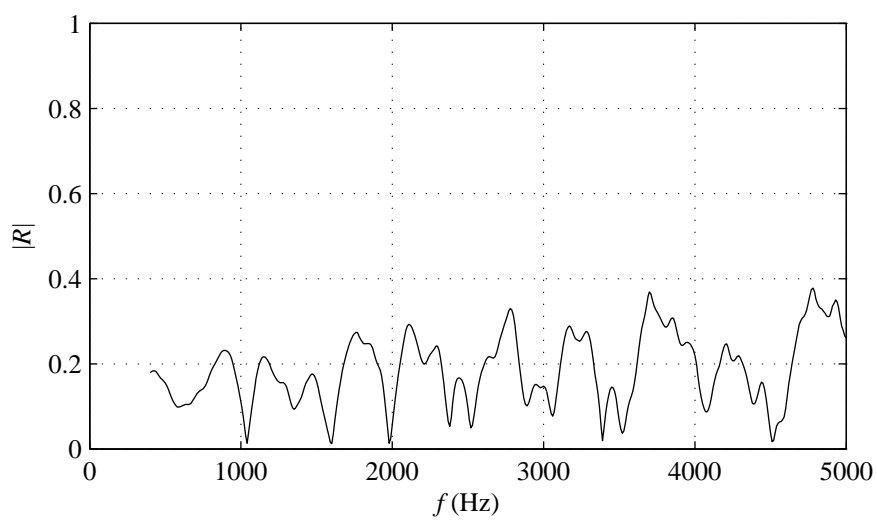


FIG. 3.4: Amplitude du coefficient de réflexion aval

fréquence par fréquence.

Chaque sinus a une durée égale à 1000 cycles, c'est à dire  $1000/f_{exc}$  où  $f_{exc}$  est la fréquence du sinus. Le temps de stabilisation du système correspond à la moitié de la durée du sinus, la seconde moitié est utilisée pour l'estimation des fonctions de transfert.

La bande de fréquence étudiée s'étend de 100 Hz à 5000 Hz. Le pas de fréquence est de 10 Hz.

### 3.3.5 Diaphragme testé

Les deux diaphragmes utilisés au cours de la présente étude sont identiques. Leur diamètre est  $d = 15$  mm, leur épaisseur  $e = 5$  mm. Le potentiel de sifflement de ce diaphragme pour une vitesse d'écoulement de  $9 \text{ ms}^{-1}$  est présenté ici, à partir du minimum et du maximum de la puissance acoustique dissipée calculés et tracés sur la figure 3.5. Les courbes sont représentées en fonction d'un nombre de Strouhal, défini à partir de l'épaisseur du diaphragme et de la vitesse équivalente sur la section de l'orifice,  $St = fe/U_d$ .

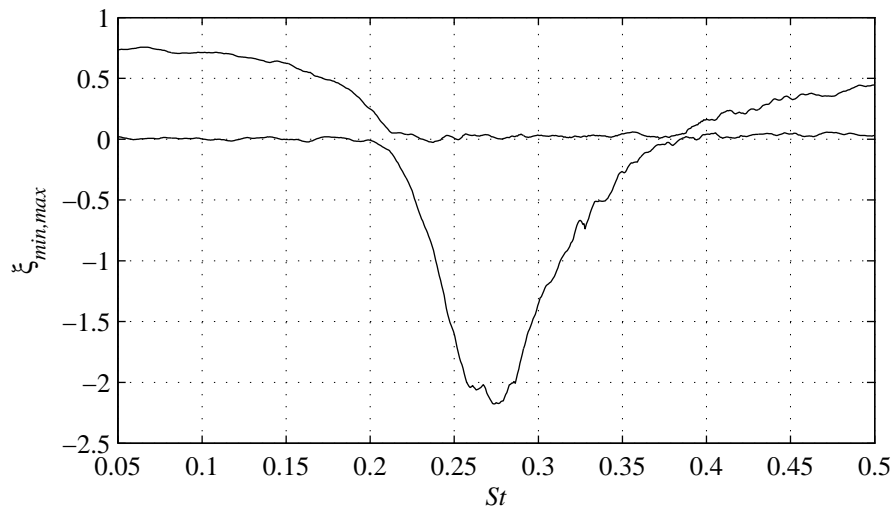


FIG. 3.5: Minimum et maximum de la puissance acoustique dissipée normalisée au niveau du diaphragme.  $M = 0,026$ .

Le diaphragme est potentiellement siffant sur la bande de Strouhal comprise entre 0,2 et 0,4. Le potentiel de sifflement du diaphragme seul est ultérieurement comparé à celui mesuré pour différentes séries de diaphragmes. Ceci permet de visualiser l'impact de l'ajout du second diaphragme et d'analyser les paramètres contrôlant le sifflement.

### 3.3.6 Condition d'écoulement

Chaque mesure est réalisée avec la même vitesse d'écoulement dans la conduite principale. Cette vitesse est choisie égale à  $9 \text{ ms}^{-1}$ , soit un nombre de Mach  $M = 0,026$ . Le nombre de Reynolds correspondant est alors de l'ordre de 18000.



## 3.4 Résultats

Dans un premier temps, les résultats expérimentaux sont décrits. De premières observations sur le sifflement de diaphragmes en série sont ainsi données. Les expériences sont ensuite comparées aux modèles de prédiction. Ces comparaisons permettent de juger de la validité des méthodes ainsi que de leurs limites. Finalement, à partir du modèle sous hypothèse de faible nombre de Mach, les paramètres contrôlant le sifflement de diaphragmes en série sont analysés.

### 3.4.1 Potentiel de sifflement à partir des expériences

Plusieurs longueurs  $L$  entre diaphragmes sont testées. Pour chacune d'entre elles, la matrice de diffusion du système complet est mesurée. À partir du calcul du minimum et du maximum de la puissance acoustique dissipée au niveau du système, le potentiel de sifflement des différentes configurations est estimé. Sur cette base, les figures 3.6 et 3.7 permettent de visualiser le potentiel de sifflement de deux séries de diaphragmes.

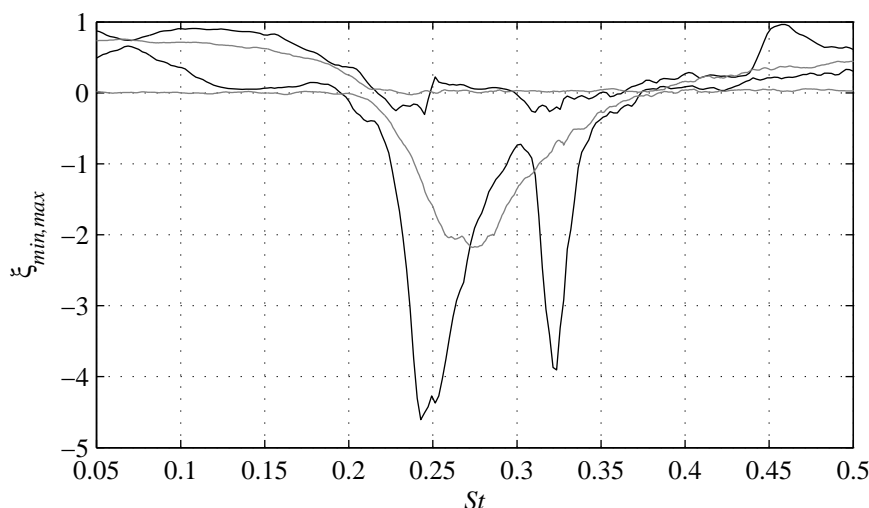


FIG. 3.6: Minimum et maximum de la puissance acoustique dissipée par deux diaphragmes en série, courbe noire.  $L = 0,17$  m. La courbe grise représente ces deux valeurs pour un diaphragme seul.

L'analyse des figures montre d'abord que la gamme de sifflement potentiel est identique à celle d'un diaphragme seul. Les diaphragmes ayant des géométries identiques, aucun nouveau mécanisme n'est susceptible d'engendrer une amplification acoustique sur une autre bande fréquentielle.

Il est ensuite observé une modification des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ . Contrairement au cas à un diaphragme, la nullité d'une valeur propre sur toute la bande de fréquence n'est pas constatée. Dans le cas de diaphragmes en série des variations autour de zéro pour l'une des deux valeurs propres sont notées. Cette observation trouve son explication dans la perte de compacité acoustique, liée à des longueurs de système à caractériser comparables aux longueurs d'ondes étudiées.

À l'intérieur de la bande de sifflement potentiel, le comportement du minimum de la puissance acoustique dissipée est grandement modifié. Ainsi des oscillations sont par exemple observées, figure

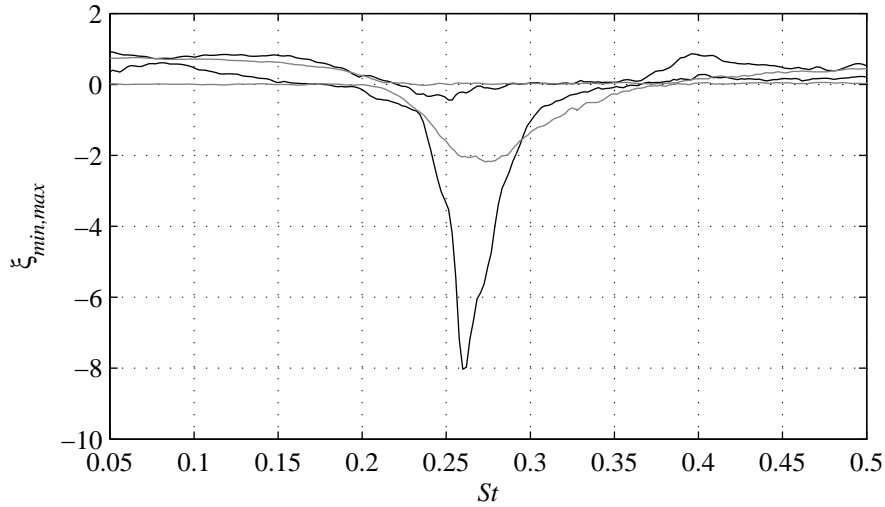


FIG. 3.7: Minimum et maximum de la puissance acoustique dissipée par deux diaphragmes en série, courbe noire.  $L = 0,137$  m. La courbe grise représente ces deux valeurs pour un diaphragme seul.

3.6, mais également une diminution notable de la valeur minimale prise par ce terme est relevée sur les figures 3.6 et 3.7. La fréquence ainsi que la valeur du minimum de la puissance acoustique dissipée sont donc modifiées par rapport au cas à un diaphragme, mais peuvent également être très différentes pour deux distances entre diaphragmes différentes.

Parmi les paramètres contrôlant le potentiel de sifflement de diaphragme, il semble donc que le potentiel de sifflement du diaphragme seul et que la distance inter-diaphragme jouent des rôles importants. L'analyse de l'influence de ces paramètres est approfondie au cours de la sous-section 3.4.3 avec l'utilisation des modèles.

### 3.4.2 Validation des modèles

L'utilisation de modèles a deux objectifs. Il s'agit tout d'abord d'être capable de prédire le potentiel de sifflement d'éléments mis en série à partir de la connaissance des caractéristiques acoustiques de ces éléments. Dans le cas de diaphragmes en série, le second objectif est d'extraire les paramètres contrôlant le potentiel de sifflement. Les modèles introduits au cours de la section 3.2 sont utilisés dans cette optique. Ces modèles sont validés. Leurs limites d'application sont par ailleurs mises en évidence.

La comparaison des résultats obtenus à partir des deux modèles de prédiction avec les résultats expérimentaux est réalisée à partir de la visualisation des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ . Cette comparaison est présentée sur les figures 3.8a, 3.8b, 3.8c et 3.8d pour quatre longueurs  $L$  différentes.

Une bonne concordance entre les résultats issus de la mesure du système complet et ceux issus des modèles d'assemblage d'éléments acoustiques est observée sur les figures 3.8a, 3.8b et 3.8c. Il est cependant observé que plus l'écart entre les diaphragmes diminue, plus les prédictions s'éloignent des expériences. La figure 3.8d présente ainsi un cas où les modèles ne permettent plus de prédire le potentiel de sifflement de diaphragmes en série. Ce cas correspond à une longueur de conduit entre

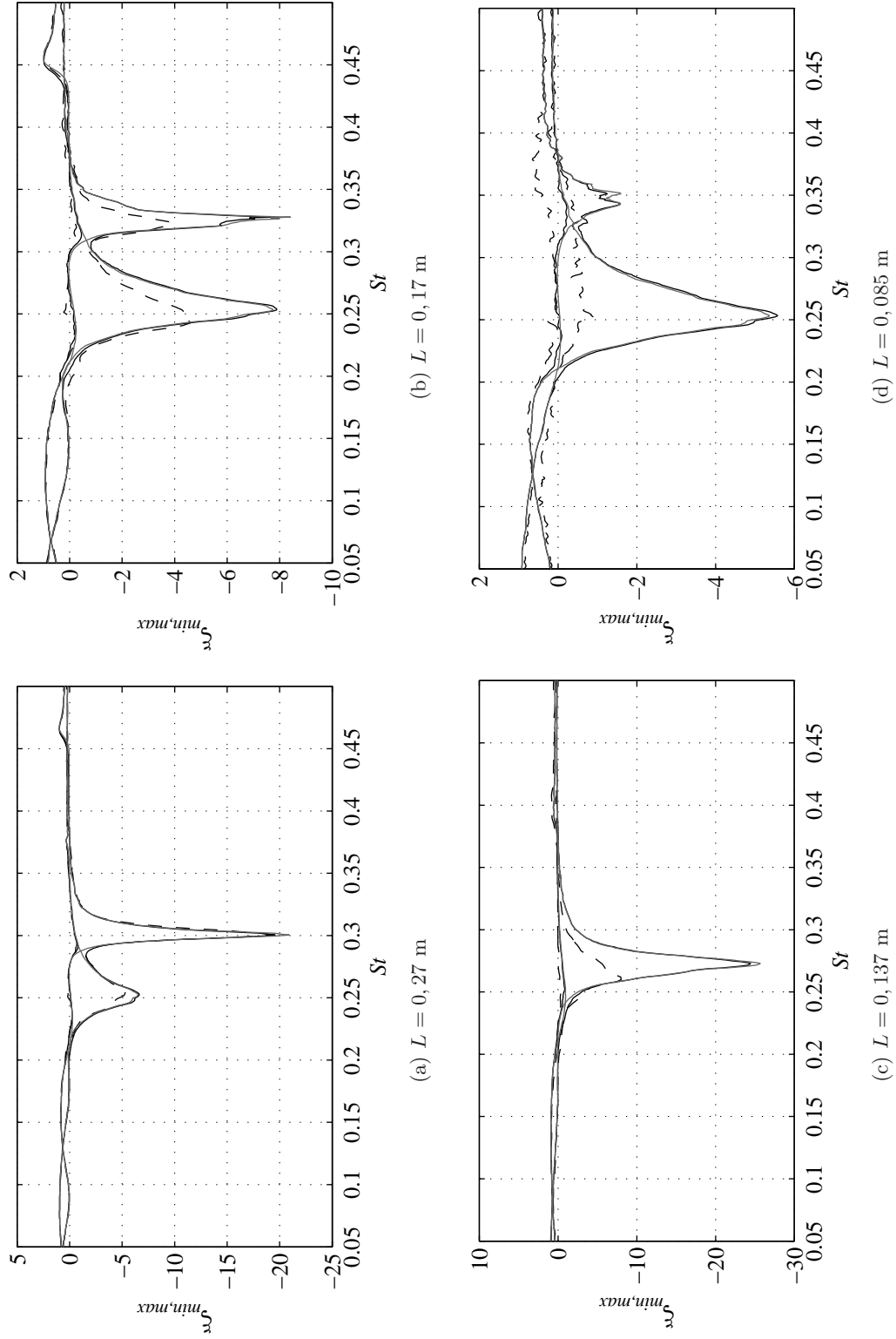


FIG. 3.8: Comparaison des valeurs propres calculées à partir des expériences et des deux modèles de prédiction pour quatre longueurs  $L$ . Courbes discontinues : expérience. Courbes continues noires : modèle général. Courbes continues grises : modèle faible nombre de Mach.

diaphragmes relativement faible, inférieure à six fois le diamètre de l'orifice. Ainsi, les modèles de prédiction donnent de bons résultats dans la limite d'une distance entre diaphragmes suffisante. En effet, la matrice de diffusion des diaphragmes seuls est mesurée dans le cas d'un écoulement turbulent pleinement développé en amont de l'orifice. L'utilisation d'assemblage d'éléments acoustiques à partir de cette matrice nécessite alors des conditions d'écoulement incident similaires. Une distance trop faible ne permet pas à l'écoulement en amont du second diaphragme de retrouver un profil correctement établi à cause du jet induit par l'orifice. Dans le cas de distances trop faibles, le système doit alors être étudié dans son ensemble, les interactions entre les deux diaphragmes ne pouvant alors se résumer à des effets de propagation acoustique. De précédentes études ont caractérisé le comportement de diaphragmes distants d'une longueur de l'ordre du diamètre de l'orifice [55, 81, 91]. Dans ce cas, l'espace entre les diaphragmes agit plutôt comme une cavité. Néanmoins, les cas limites pour l'application des modèles d'assemblage correspondent à des distances plutôt de l'ordre de dix diamètres de l'orifice. Ce cas correspond donc à une configuration intermédiaire, où le conduit entre diaphragmes ne peut ni être étudié comme une cavité, ni comme un conduit où seuls des effets de propagation interviennent.

Il est également observé à partir des figures 3.8 que les différences entre les deux modèles sont très faibles, voire négligeables. Au nombre de Mach étudié, l'hypothèse d'incompressibilité au niveau des diaphragmes est donc valide. La non prise en compte des effets d'écoulement sur la propagation acoustique n'est par ailleurs pas pénalisante.

Les deux modèles ont donc été validés. La limite de validation se situe au niveau des distances entre diaphragmes. Pour des distances inter-diaphragmes trop faibles, la seule prise en compte de l'acoustique entre les diaphragmes n'est plus suffisante. Cette distance est estimée autour d'une dizaine de diamètres de l'orifice.

Une fois les modèles validés, il est maintenant intéressant d'extraire les paramètres contrôlant le potentiel de sifflement de diaphragmes en série. Le modèle simplifié du paragraphe 3.2.3 est utilisé dans cette optique.

### 3.4.3 Mise en évidence des paramètres contrôlant le potentiel de sifflement

Le modèle de prédiction dans le cas d'écoulement à faible nombre de Mach est ici utilisé. Le potentiel de sifflement de diaphragmes est alors étudié à partir des équations (3.13) et (3.14), contrairement au paragraphe précédent où il était estimé à partir des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ .

Trois paramètres interviennent dans les expressions analytiques de  $T_{series} \pm R_{series}$  des équations (3.13) et (3.14). Il s'agit du coefficient de réflexion généralisé du diaphragme  $R$ , de la fréquence et de la longueur  $L$  de conduit entre les diaphragmes.

Les figures 3.9 et 3.10 présentent le tracé des termes  $|T_{series} \pm R_{series}|$  utilisés dans la définition du critère de sifflement dans le cas d'écoulement à faible nombre de Mach. Chaque figure correspond à une distance inter-diaphragmes différente. Le terme  $|2T - 1|$ , sur lequel est basé le critère de sifflement pour un diaphragme, est également rappelé sur chaque figure. Dans chaque cas, un sifflement potentiel est détecté dès que les courbes sont supérieures à un. Les courbes sont tracées en fonction d'un nombre de Helmholtz  $He = fL/c$ .

L'étude simultanée des figures 3.9 et 3.10 et des expressions analytiques (3.13) et (3.14), mettent en évidence l'effet acoustique du conduit entre les deux diaphragmes. Il est ainsi observé qu'une combinaison d'ondes satisfaisant la relation  $p_{in}^+ = p_{in}^-$  ne contribue pas à la génération ou dissipation

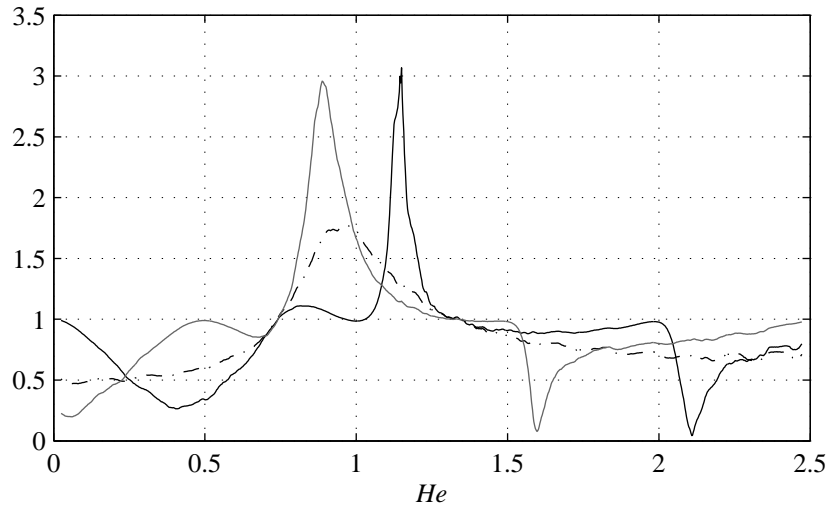


FIG. 3.9: Visualisation des termes  $|T_{series} \pm R_{series}|$  des équations (3.13) et (3.14) et du terme  $|2T - 1|$  calculé pour un diaphragme seul.  $L = 0,17$  m. Courbes discontinues :  $|2T - 1|$ , cas à un diaphragme. Courbes continues noires :  $|T_{series} + R_{series}|$ . Courbes continues grises :  $|T_{series} - R_{series}|$ .

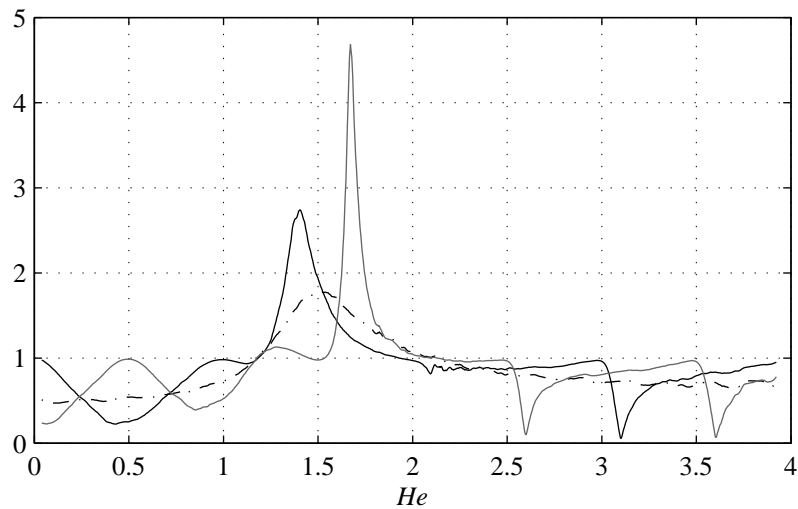


FIG. 3.10: Visualisation des termes  $|T_{series} \pm R_{series}|$  des équations (3.13) et (3.14) et du terme  $|2T - 1|$  calculé pour un diaphragme seul.  $L = 0,27$  m. Courbes discontinues :  $|2T - 1|$ , cas à un diaphragme. Courbes continues noires :  $|T_{series} + R_{series}|$ . Courbes continues grises :  $|T_{series} - R_{series}|$ .

de puissance acoustique dès lors que le rapport entre la distance  $L$  et la longueur d'onde  $\lambda = c/f$  prend des valeurs entières. De la même manière une combinaison d'ondes telle que  $p_{in}^+ = -p_{in}^-$  ne contribue pas pour un rapport  $L/\lambda = (2n + 1)/2$ . Dans le premier cas, le terme  $|T_{series} + R_{series}|$  égale l'unité, dans le second cas, c'est le terme  $|T_{series} - R_{series}|$ . L'existence de ces conditions périodiques explique donc les oscillations observées sur les valeurs propres de la figure 3.8, et est exposée sur les figures 3.9 et 3.10 par l'intermédiaire de la visualisation en fonction du nombre de Helmholtz. Les pics observés sont donc des conséquences des oscillations engendrées par les termes  $e^{\pm jkL}$  liés à la présence de la cavité inter-diaphragmes.

Les pics supérieurs à un n'apparaissent par contre que lorsque la condition de sifflement potentiel pour un diaphragme seul est respectée. Ceci correspond aux résultats déjà observés et est la conséquence logique d'un bilan de puissance acoustique. La bande de sifflement potentiel de diaphragmes en série est déterminée par celle des deux diaphragmes.

### 3.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le potentiel de sifflement de diaphragmes identiques en série a été étudié expérimentalement et à l'aide de modèles. Il s'agissait notamment de tester le critère de sifflement sur ce type de configurations et de prédire les fréquences de sifflement potentiel à partir de la connaissance des matrices de diffusion des éléments composant l'ensemble.

Les résultats expérimentaux et l'utilisation des modèles ont permis les observations suivantes. La bande de sifflement potentiel de diaphragmes en série est déterminée par les diaphragmes utilisés. La longueur de conduit entre les diaphragmes fait de son côté évoluer le potentiel de sifflement à l'intérieur de ces bandes de sifflement potentiel. Selon la distance entre diaphragmes, l'émergence de fréquences de maximum de génération de puissance acoustique différentes de celles observées pour le cas d'un diaphragme seul est relevée. Par ailleurs, la modification de l'écart fait évoluer la fréquence de ce ou ces maximums. Ils prennent de plus des valeurs plus élevées lorsqu'un diaphragme est ajouté.

Les modèles de prédiction utilisés lors de l'analyse des résultats ont été validés expérimentalement et leurs conditions d'application ont été mises en évidence. Ainsi, ces modèles basés sur un assemblage de matrices de diffusion sont utilisables pour des distances inter-diaphragmes suffisantes. La limite d'application se situe autour de dix fois le diamètre du diaphragme. Pour des écarts plus faibles, les conditions d'écoulement incident au second diaphragme ne sont alors plus identiques à celles présentes lors de la détermination de la matrice de diffusion du diaphragme seul alors que cette matrice est utilisée lors de l'assemblage du système complet.

La détermination du potentiel de sifflement de singularités en série est donc possible à partir d'un modèle d'assemblage de matrices de diffusion et de la connaissance de ces matrices pour chaque élément, pour des distances suffisantes. Dans le cas de distances plus faibles, le système doit être étudié dans son ensemble d'un point de vue interaction écoulement-acoustique. Ce type de système a été étudié au cours de précédentes études [55, 81, 91]. De telles prédictions peuvent donc s'avérer utiles pour évaluer le potentiel de sifflement d'un assemblage de singularités lors d'une phase de mise au point de nouveaux organes de robinetterie par exemple.

## Chapitre 4

# Sifflement de diaphragmes en présence de réflexions : description des essais sur le banc du LAUM

### 4.1 Introduction

Après l'analyse du phénomène d'amplification acoustique, ce chapitre et les deux suivants s'attachent à étudier le sifflement de diaphragmes en présence de conditions de réflexion amont et aval. À partir d'expériences présentées au cours de ce chapitre, les chapitres 5 et 6 portent sur l'étude des caractéristiques du sifflement. Des outils de prédiction de l'apparition du sifflement et de détermination de sa fréquence sont ainsi recherchés. Il s'agit également d'étudier le niveau de sifflement en régime saturé et d'extraire les paramètres définissant sa valeur.

Ce chapitre détaille donc les expériences réalisées pour offrir une base de travail afin d'atteindre ces objectifs. La génération d'un sifflement est assurée en disposant un diaphragme présentant des fréquences d'amplification potentielle entre des conditions aux limites réfléchissantes. La mise en place d'un tel assemblage nécessite une étape de conception préalable qui définit le diaphragme à étudier, les conditions d'écoulement considérées, les longueurs de tuyauteries et les conditions aux limites testées. Les conditions de réflexion sont notamment choisies afin d'étudier le rôle de leurs paramètres sur le sifflement. Il est ainsi utilisé des conditions aux limites présentant des niveaux de réflexion décroissant, grâce à différentes terminaisons de conduit, ou encore dont le contenu fréquentiel peut être modifié, par l'intermédiaire d'une cavité adjacente à profondeur variable.

Neuf configurations différentes sont ainsi testées en combinant des changements de conditions aux limites, de vitesse d'écoulement et de longueurs de tuyauterie. Pour chaque mesure, la fréquence de sifflement et le niveau acoustique résultant sont mesurés. Le niveau acoustique est estimé à partir de la vitesse acoustique au niveau du diaphragme, normalisée par la vitesse d'écoulement dans le conduit. Cette vitesse acoustique est calculée à partir de signaux de pressions mesurés et de la connaissance des coefficients de réflexion des conditions aux limites. Une hypothèse de compacité acoustique du diaphragme permet de définir cette vitesse identique à l'amont et à l'aval du diaphragme.

La présentation des résultats des essais met en évidence l'accrochage des fréquences de sifflement à des modes de conduit. Ainsi, il est observé une relative indépendance de la fréquence de sifflement vis

à vis de l'amplitude des réflexions alors qu'un changement de phase dans les conduits engendre une évolution de cette fréquence. Une dépendance de la fréquence de sifflement à la vitesse d'écoulement est par ailleurs démontrée. Une méthode de prédiction des fréquences de sifflement est détaillée au chapitre 5, où des commentaires sur l'évolution de la fréquence de sifflement sont également donnés.

Les niveaux acoustique de sifflement sont seulement présentés ici. L'analyse détaillée de ces derniers est réalisée au chapitre 6.

## 4.2 Présentation du dispositif expérimental et de l'instrumentation

Un schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.1.

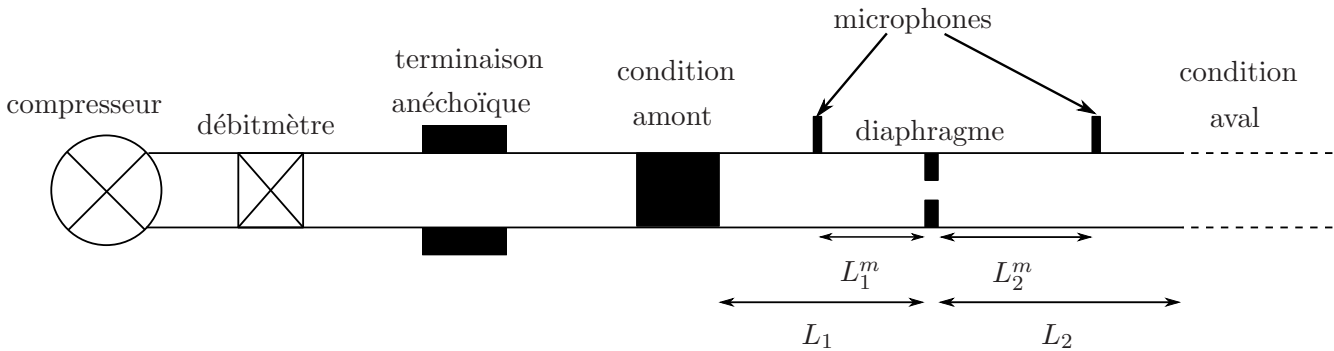


FIG. 4.1: Description du banc d'essai

Un écoulement d'air est généré à l'amont de la section d'essai par un compresseur Aerzen Delta blower GM10S dont le débit maximal est de  $0,15 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ . Le débit volumique créé est mesuré par un débitmètre à turbine ITT Barton 7402, dont la gamme de mesure s'étend de  $0,03$  à  $0,015 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ .

Un silencieux est disposé entre le débitmètre et la section d'essai, assurant un niveau de réflexion amont inférieur à  $0,2$ , comme le montre la figure 3.3, et une indépendance de la zone de mesure vis à vis des perturbations acoustiques du compresseur. La température à l'intérieur du conduit est mesurée pour estimer la vitesse du son dans le fluide au repos ainsi que les pertes thermo-visqueuses intervenant lors de la propagation des ondes acoustiques.

Le conduit principal a un diamètre  $D = 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ . La première fréquence de coupure de ce conduit est  $f_c \approx 6700 \text{ Hz}$  [21, 94]. Cette fréquence fixe la limite haute de la bande fréquentielle d'étude. L'épaisseur des parois est  $4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ . Pour éviter la vibration des tuyauteries, plusieurs supports sont répartis le long du conduit.

La section d'essai est constituée d'un diaphragme entouré d'éléments acoustiquement réfléchissants. Les indices 1 et 2 désignent les portions de conduit en amont et en aval au diaphragme. Les conditions aux limites amont et aval sont distantes du diaphragme d'une longueur  $L_1$  et  $L_2$ . La pression acoustique est mesurée à l'amont et à l'aval par des microphones 1/4 de pouces B&K 4938 conditionnés par un Nexus 2690. Les distances entre les capteurs et le diaphragme sont notés  $L_1^m$  à l'amont et  $L_2^m$  à l'aval.



## 4.3 Conception de la section d'essai

Le choix des longueurs de conduit et des conditions aux limites est guidé par les conditions d'écoulement et les fréquences d'étude. Les vitesses d'écoulement étudiées sont comprises entre 6 et  $12 \text{ ms}^{-1}$ . En considérant une bande de sifflement potentiel pour un nombre de Strouhal allant de 0,2 à 0,4, valeurs définies au cours des chapitres 1 et 2, et un diaphragme de diamètre  $d = 0,015 \text{ m}$  et d'épaisseur  $e = 0,005 \text{ m}$ , les fréquences de sifflement à caractériser se situent dans une gamme de fréquences entre 1000 Hz et 3900 Hz.

### 4.3.1 Distances amont et aval

Les longueurs de conduits à l'amont et à l'aval du diaphragme doivent dans un premier temps permettre le positionnement d'un capteur acoustique dans une zone d'ondes acoustiques planes et en dehors du jet turbulent.

Les fréquences d'étude se situant en deçà de la première fréquence de coupure du conduit, la présence d'ondes planes est assurée au delà d'une distance faible. Aux fréquences d'étude, les ondes évanescentes sont atténuées pour une distances autour d'un diamètre de la conduite, par rapport au lieu de création des ondes [21], situé ici à l'aval immédiat du diaphragme.

La disposition du capteur acoustique aval est alors contrainte majoritairement par la présence du jet. La distance entre le diaphragme et le microphone aval est alors fixée autour de dix fois le diamètre de la conduite principale, pour sortir de la zone du jet.

Le choix des longueurs de conduit est également guidé par la volonté de diminuer les incertitudes lors de l'identification des caractéristiques acoustiques du système. Les longueurs de conduit ne sont ainsi pas choisies trop grandes. Ceci permet de garder un nombre de modes acoustiques de tuyauterie raisonnable et d'éviter des situations de sifflement sur plusieurs modes.

La prise en compte de ces considérations aboutit à un compromis sur le choix des distances autour de cinq fois le diamètre  $D$  à l'amont et dix fois à l'aval. Les valeurs exactes pour les différentes configurations étudiées sont données ultérieurement lors de la présentation des conditions expérimentales au cours de la section 4.6.

### 4.3.2 Conditions de réflexion

Les conditions aux limites utilisées permettent d'étudier l'influence des modules et des phases des coefficients de réflexion sur la fréquence et le niveau acoustique du sifflement.

L'une des conditions aux limites choisies permet ainsi de diminuer progressivement le module de son coefficient de réflexion, tout en conservant une phase constante. La condition aux limites est réalisée au niveau de la condition aval du conduit, par un tube ouvert à parois perforées autour duquel des disques de mousses peuvent être ajoutés.

L'influence de la seule modification de la phase est également testée. La manière la plus simple consiste à ajouter une longueur de conduit au système et donc d'allonger le temps de propagation des ondes. Ceci permet de garder, pour une longueur ajoutée faible, une amplitude de réflexion très proche de la condition initiale et de ne modifier que la phase.

Le rôle du contenu fréquentiel des conditions de réflexion sur le sifflement est par ailleurs étudié. Il s'agit de tester l'influence d'un décalage fréquentiel progressif d'un niveau de réflexion élevé. Cette

condition est assurée grâce à l'utilisation d'une cavité adjacente fermée dont la profondeur est réglable. Cette condition est placée à l'amont du diaphragme.

Une condition aux limites disposant d'une réflexion fixe est par ailleurs utilisée à l'amont, alternativement avec la cavité adjacente. Cette condition est choisie fortement réfléchissante. Elle est réalisée à partir d'une chambre d'expansion dont les parois sont traitées avec de la mousse absorbante.

Le coefficient de réflexion de chacune des conditions utilisées est présenté au cours de la section 4.5.

#### 4.4 Caractéristiques du diaphragme testé

Le diaphragme utilisé pour les expériences a un diamètre  $d = 1,5 \cdot 10^{-2}$  m et une épaisseur  $e = 5 \cdot 10^{-3}$  m. Les bords de l'orifice sont droits.

Par l'intermédiaire de la méthode à deux sources introduite au paragraphe 2.2, la matrice de diffusion de ce diaphragme est mesurée pour différentes vitesses d'écoulement. Les coefficients de cette matrice sont présentés sur la figure 4.2 en fonction du nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ .

L'analyse par le critère de sifflement n'est pas présentée ici, mais le lecteur peut se reporter à la figure 2.8b du chapitre 2 ou à la figure 3.5 du chapitre 3 pour plus de détails. Il est observé que le diaphragme est potentiellement sifflant sur une bande de nombre de Strouhal s'étendant de 0,2 à 0,4. Il faut également noter que les coefficients de transmission et de réflexion, et donc la bande de sifflement potentiel, présentent une légère dépendance au nombre de Mach. Celle-ci se matérialise par un décalage en nombre de Strouhal, vers des valeurs plus faibles.

#### 4.5 Conditions aux limites acoustiques

Comme introduit dans la sous-section 4.3.2, différentes conditions aux limites sont utilisées au cours des expériences. Les coefficients de réflexion de chacune d'entre elles sont introduits ici.

À l'aval, plusieurs terminaisons de conduit sont utilisées. La première est un tube ouvert simple. Ce dernier est ensuite complété par une portion de tube à parois perforées de longueur  $8,45 \cdot 10^{-2}$  m. La présence des perforations ajoute des pertes acoustiques et diminue l'amplitude de la réflexion. À partir de ce tube perforé, de nouvelles conditions de réflexion sont créées en ajoutant successivement des disques de mousse autour du conduit. À nouveau l'ajout de ces éléments diminue l'amplitude du coefficient de réflexion à mesure que le nombre de disques de mousse augmente, jusqu'à atteindre une valeur minimale à partir de trois disques de mousse. La figure 4.3 présente les coefficients de réflexion de ces différentes terminaisons.

La figure 4.3 montre que l'utilisation d'un tube perforé et de disques de mousses assure une diminution de l'amplitude du coefficient de réflexion amont tout en conservant des conditions de phase identiques. Le cas du tube ouvert reste celui le plus réfléchissant, mais présente des conditions de phase différentes.

À l'amont, deux conditions de réflexion sont utilisées alternativement :

- une chambre d'expansion contenant une mousse absorbante est tout d'abord employée. Le coefficient de réflexion de cette condition est représenté sur la figure 4.4. Il prend des valeurs élevées, supérieures à 0,7, jusqu'à 2800 Hz ;

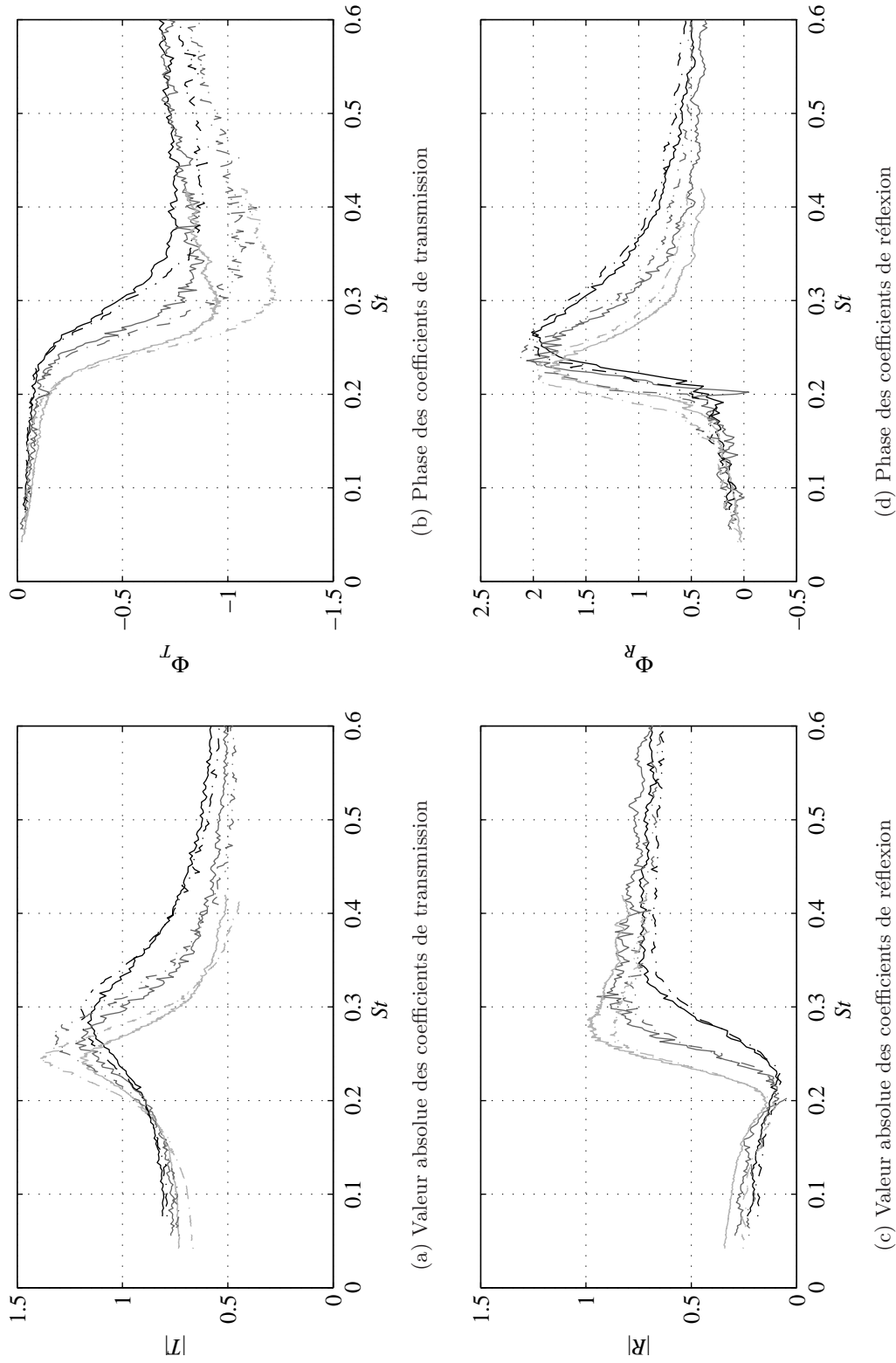


FIG. 4.2: Coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme pour trois vitesses d'écoulement. Lignes en trait plein :  $T^+$  et  $R^+$ . Lignes discontinues :  $T^-$  et  $R^-$ .  $U_0 = 6 \text{ ms}^{-1}$  : courbes noires,  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$  : courbes en gris foncé,  $U_0 = 12 \text{ ms}^{-1}$  : courbes en gris clair.

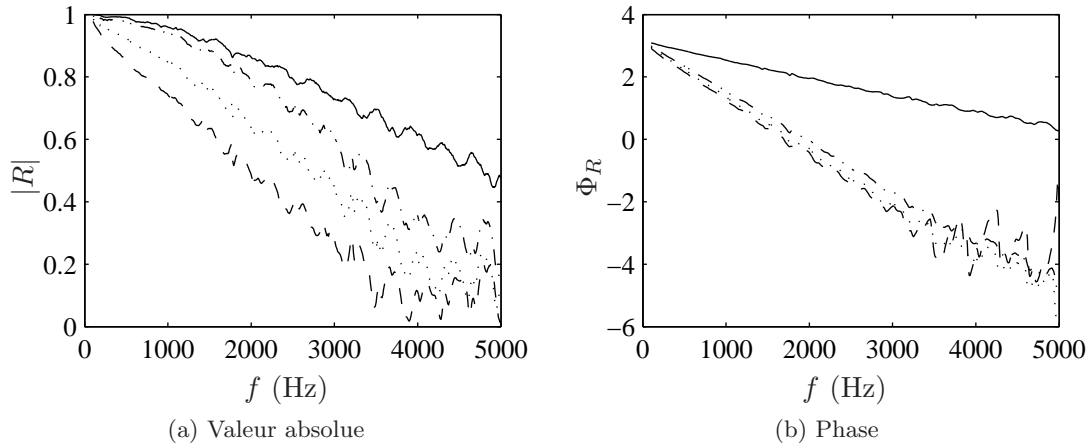


FIG. 4.3: Coefficient de réflexion des différentes terminaisons utilisées. Tube ouvert : trait continu, tube perforé : ligne en point-tiret, tube perforé avec un disque de mousse : ligne en pointillé, tube perforé avec deux disques de mousse : ligne en trait discontinu. La phase est déroulée pour plus de clarté.

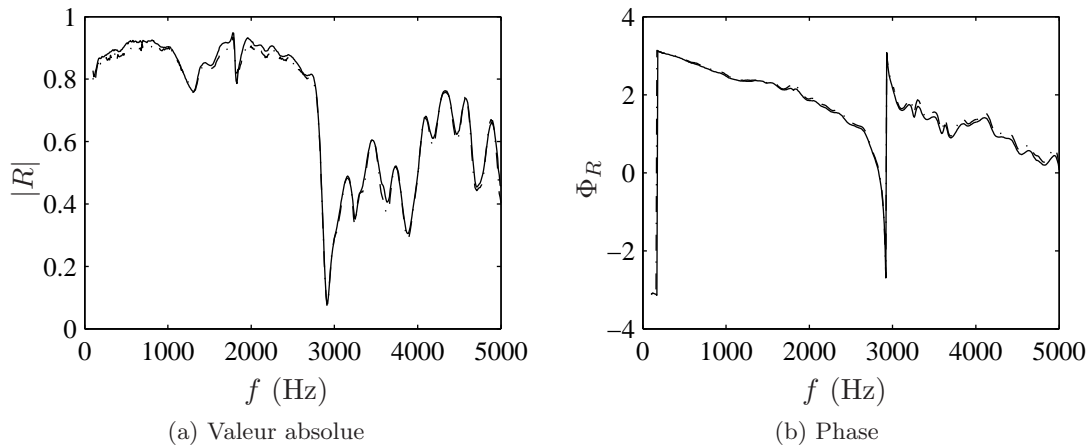


FIG. 4.4: Coefficient de réflexion de la chambre d'expansion pour deux vitesses d'écoulement.  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$  : trait plein,  $U = 12 \text{ ms}^{-1}$  : ligne en point-tiret.

- le second élément exploité est une cavité adjacente au conduit principal présentant une profondeur variable. La figure 4.5 présente le coefficient de réflexion d'une telle condition pour différentes profondeurs de la cavité. Le coefficient de réflexion prend des valeurs importantes pour des fréquences autour de la fréquence de résonance du conduit annexe. Le contenu fréquentiel de la réflexion est donc contrôlé par la profondeur de la cavité [60, 94], la fréquence du pic de réflexion diminuant avec l'augmentation de la profondeur du conduit.

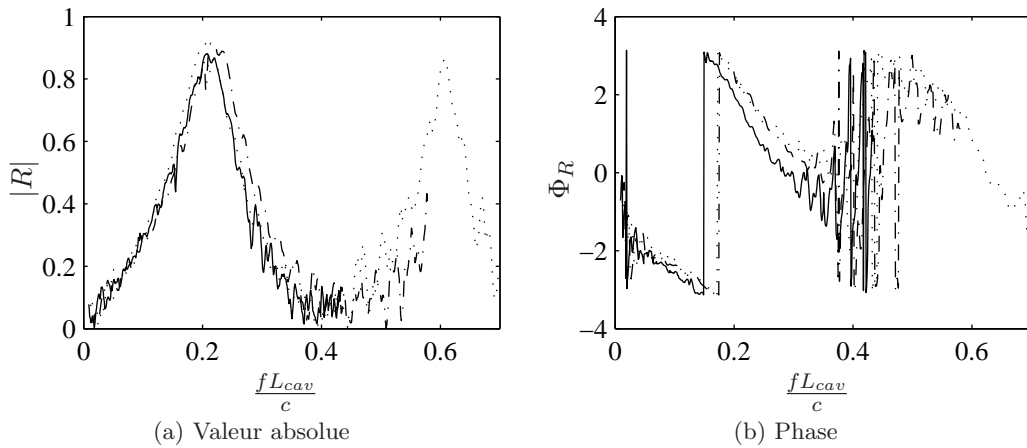


FIG. 4.5: Coefficient de réflexion de la jonction en T pour différentes profondeurs du conduit annexe.  $U = 9\text{ms}^{-1}$ .  $L_{cav} = 2,7 \cdot 10^{-2}$  m : trait plein,  $L_{cav} = 3,7 \cdot 10^{-2}$  m : ligne en point-tiret,  $L_{cav} = 4,7 \cdot 10^{-2}$  m : ligne en pointillé.

Aux faibles nombres de Mach testés, l'impact de l'écoulement sur les valeurs de réflexion des conditions aux limites est négligeable. Les coefficients présentés sont généralisés à toutes les vitesses d'écoulement testées dans la suite.

## 4.6 Configurations et conditions d'écoulement testées

Le tableau 4.1 présente les différentes configurations testées ainsi que leurs conditions d'écoulement. Chaque configuration, numérotée de un à neuf, est caractérisée par les conditions aux limites utilisées, les positions de ces dernières et les vitesses d'écoulement dans le conduit principal.

Deux principaux types d'essai sont étudiés. Le premier correspond au cas de la chambre d'expansion à l'amont. Pour ce groupe de mesures, la vitesse d'écoulement change entre chaque essai.

Le second type d'essai utilise une cavité adjacente à l'amont. Les mesures d'un même essai sont ici réalisées en changeant la profondeur de la cavité. La position du capteur aval est dans ce cas trop proche du diaphragme, le capteur mesurant une contribution du bruit de jet. Néanmoins, la position du capteur n'ayant pu être changée, les essais ont été réalisés sans modification. Un commentaire est donné à ce sujet dans la section 4.9.

TAB. 4.1: Présentation des neuf séries d'essais réalisées

|   | Amont               | Aval                                   | $L_1$ (m) | $L_1^m$ (m) | $L_2$ (m) | $L_2^m$ (m) | $U_0$ (ms <sup>-1</sup> ) |
|---|---------------------|--|-----------|-------------|-----------|-------------|---------------------------|
| 1 | Chambre d'expansion | Tube ouvert                            | 0,222     | 0,077       | 0,260     | 0,178       | 6 à 12                    |
| 2 | Chambre d'expansion | Tube perforé                           | 0,222     | 0,077       | 0,260     | 0,178       | 6 à 12                    |
| 3 | Chambre d'expansion | Tube perforé et un disque de mousse    | 0,222     | 0,077       | 0,260     | 0,178       | 6 à 12                    |
| 4 | Chambre d'expansion | Tube perforé et deux disques de mousse | 0,222     | 0,077       | 0,260     | 0,178       | 6 à 12                    |
| 5 | Cavité              | Tube ouvert                            | 0,115     | 0,077       | 0,185     | 0,093       | 9                         |
| 6 | Cavité              | Tube perforé                           | 0,115     | 0,077       | 0,185     | 0,093       | 9                         |
| 7 | Cavité              | Tube perforé et un disque de mousse    | 0,115     | 0,077       | 0,185     | 0,093       | 9                         |
| 8 | Cavité              | Tube ouvert                            | 0,115     | 0,077       | 0,185     | 0,093       | 6                         |
| 9 | Cavité              | Tube ouvert                            | 0,115     | 0,077       | 0,375     | 0,093       | 9                         |

## 4.7 Traitement du signal

Un spectre de puissance est enregistré à partir du signal de pression mesuré par chaque microphone. La fréquence d'échantillonnage est choisie égale à 16834 Hz et est suffisamment élevée pour satisfaire le critère de Nyquist-Shannon. Le pas de fréquence des spectres est de 4 Hz. L'estimation du spectre est réalisée par 150 moyennes utilisant un fenêtrage de type Hanning et un recouvrement de 50%.

Les caractéristiques du sifflement sont définies à partir des spectres de vitesse estimée au niveau du diaphragme sur la base des pressions mesurées. La méthode d'estimation est présentée au cours de la section 4.8.

Dans la suite, les amplitudes des pressions fluctuantes et des vitesses acoustiques sont représentées par  $p$  et  $v$ . Les spectres de puissance correspondant sont notés  $\tilde{P}$  et  $\tilde{U}$ , leurs unités respectives sont le Pa<sup>2</sup> et le m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>. Les spectres de pression mesurés sont ainsi notés  $\tilde{P}_1^m$  pour l'amont et  $\tilde{P}_2^m$  pour l'aval.

Le niveau acoustique d'un sifflement est calculé en recherchant l'amplitude équivalente d'un signal harmonique à la fréquence de sifflement  $f_{sif}$ . Ainsi, l'amplitude d'un sifflement en pression ou en vitesse est obtenue en prenant la racine carrée des valeurs des spectres pour des fréquences comprises dans l'intervalle  $f_{sif} \pm 4\text{Hz}$ . Cette procédure a été validée sur des signaux harmoniques calibrés et présente une erreur relative moyenne inférieure à un pour cent.

## 4.8 Estimation de la vitesse acoustique au niveau du diaphragme

### 4.8.1 Présentation de la méthode d'estimation

À partir des deux mesures de pressions à l'amont et à l'aval, de la connaissance des conditions aux limites amont et aval et des longueurs de conduits, il est possible de calculer les vitesses acoustiques de part et d'autre du diaphragme. Les caractéristiques du sifflement sont calculées à partir de l'estimation

de ces vitesses.

En décomposant les amplitudes des pressions acoustiques harmoniques mesurées au niveau des microphones en une somme d'ondes propagative et rétrograde et à partir des coefficients de réflexion ramenés au niveau du diaphragme,

$$R_1 = R_1^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_1} \quad (4.1)$$

et

$$R_2 = R_2^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_2}, \quad (4.2)$$

avec  $R_1^{mes}$  et  $R_2^{mes}$  les coefficients mesurés, reproduits sur les figures 4.3, 4.4 ou 4.5, les fonctions de transfert reliant les pressions mesurées aux vitesses acoustiques au niveau du diaphragme s'expriment sous les formes adimensionnelles

$$H_1 = \frac{(R_1 - 1)e^{jk^-L_1^m}}{1 + R_1 e^{j(k^+ + k^-)L_1^m}} \quad (4.3)$$

à l'amont et

$$H_2 = \frac{(R_2 - 1)e^{jk^-L_2^m}}{1 + R_2 e^{j(k^+ + k^-)L_2^m}} \quad (4.4)$$

à l'aval.

Ces fonctions de transfert sont utilisées pour calculer les spectres de vitesses acoustiques normalisées de part et d'autre du diaphragme en suivant les relations

$$\frac{\tilde{U}_1}{U_0^2} = |H_1| \frac{\tilde{P}_1^m}{\rho^2 c^2 U_0^2} \quad (4.5)$$

et

$$\frac{\tilde{U}_2}{U_0^2} = |H_2| \frac{\tilde{P}_2^m}{\rho^2 c^2 U_0^2}. \quad (4.6)$$

Les caractéristiques des sifflements sont extraites de ces spectres de vitesses normalisées, la fréquence de sifflement correspondant à la fréquence du pic, l'amplitude adimensionnelle quant à elle étant calculée selon la procédure décrite au cours de la section 4.7.

#### 4.8.2 Incertitudes et choix des mesures

La détermination des vitesses par les équations (4.5) et (4.6) est dépendante des coefficients de réflexion, des longueurs du système et des nombres d'onde propagative et rétrograde. En fonction des valeurs de ces paramètres et du fait des termes exponentiels, les fonctions de transfert  $H_1$  et  $H_2$  présentent une alternance de minimums et maximums. Aux fréquences de ces extremums, l'estimation des vitesses est donc extrêmement sensible à de légères erreurs dans la détermination des caractéristiques acoustiques et géométriques du système. Afin de réduire les incertitudes lors du calcul de la fréquence et de l'amplitude de sifflement, les fréquences correspondantes sont exclues de l'analyse. Cette démarche de filtrage des mesures est illustrée au cours du paragraphe 4.9 et conduit à supprimer certaines mesures issues de l'estimation amont, de l'estimation aval ou éventuellement des deux.

Il faut également noter l'existence de cas où deux raies fines émergent sur les spectres mesurés avec un rapport des niveaux inférieur à un facteur cent. Dans ce cas, une alternance de sifflement sur

deux modes est suspectée. Afin de ne pas sous-estimer le niveau de chacun des deux sifflements, un moyennage étant appliqué lors du traitement des signaux, les mesures concernées ne sont pas prises en compte.

## 4.9 Exemple de sifflement

Deux exemples de sifflement sont analysés ici. Les spectres des vitesses estimées au niveau du diaphragme sont présentés, ainsi que les fonctions de transfert  $H_1$  et  $H_2$  entre ces vitesses et les pressions mesurées. Le propos est d'introduire la procédure d'estimation des fréquences et des amplitudes de sifflement et de présenter le principe de sélection des bandes de fréquences à faible incertitude à partir des fonctions de transfert  $H_1$  et  $H_2$ .

La première mesure étudiée correspond à la configuration 2 et une vitesse d'écoulement  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$ , la seconde à la configuration 5 avec une profondeur de cavité  $L_{cav} = 0,044 \text{ m}$ . Les spectres de vitesse et les fonctions de transfert  $H_1$  et  $H_2$  sont présentés sur la série de figures 4.6.

Pour la mesure de la série d'essais 2, le pic de sifflement est observé à la fréquence 2080 Hz. Un harmonique de cette fréquence est mesuré à 4160 Hz. L'amplitude de sifflement normalisée par la vitesse du fluide est estimée à 0,037 à l'amont et 0,109 à l'aval.

La mesure de la série 5 présente un sifflement à une fréquence 1840 Hz, un harmonique étant observé à 3680 Hz. L'amplitude de sifflement normalisée est estimée à 0,064 pour l'estimation amont et à 0,059 pour l'estimation aval.

Au vu des petits nombres de Mach étudiés et des faibles dimensions du diaphragme par rapport aux longueurs d'ondes, l'hypothèse de compacité acoustique du diaphragme est prise en compte [52, 53]. Une conséquence de cette définition est la conservation de la vitesse fluctuante de part et d'autre du diaphragme, hypothèse introduite dans la section 1.6.2. Cette égalité des vitesses acoustiques amont et aval est observée pour la mesure de la série d'essais 5. Pour la mesure issue de la série numérotée 2, les amplitudes de vitesse amont et aval sont très différentes. Cette différence peut être expliquée par l'étude des fonctions de transfert  $H_1$  et  $H_2$ . Au niveau de la fréquence de sifflement 2080 Hz, la fonction de transfert  $H_1$ , représentée sur la figure 4.6b présente un pic. Dans la zone de celui-ci, l'estimation de la vitesse acoustique est extrêmement sensible à de faibles variations des caractéristiques du système. Ainsi, une légère incertitude dans la mesure de ces dernières entraîne des erreurs importantes lors de l'estimation de la vitesse acoustique. C'est ce qui est observé lors de l'estimation des vitesses acoustiques amont et aval, celles-ci prenant des valeurs très éloignées. Dans ce cas, le choix de l'estimateur de la vitesse acoustique est défini à partir de l'étude des fonctions de transfert.

Dans le cas où les deux fonctions de transfert ne présentent pas d'extremum autour de la fréquence de sifflement, ce qui est observé sur la figure 4.6d pour la mesure de la série 5, les estimations de vitesse acoustique sont proches. La valeur choisie correspond alors à la moyenne des amplitudes amont et aval.

La procédure de filtrage des mesures détaillée à l'instant est donc appliquée à chaque mesure. Elle permet de minimiser les risques de biais et d'incertitudes dans l'estimation de la vitesse acoustique.

Il faut noter que l'incertitude liée aux extremums de la fonction de transfert s'applique également au domaine large bande. Il est ainsi observé que les spectres de vitesse amont et aval sont proches hormis dans les zones où les fonctions de transfert présentent des extremums.



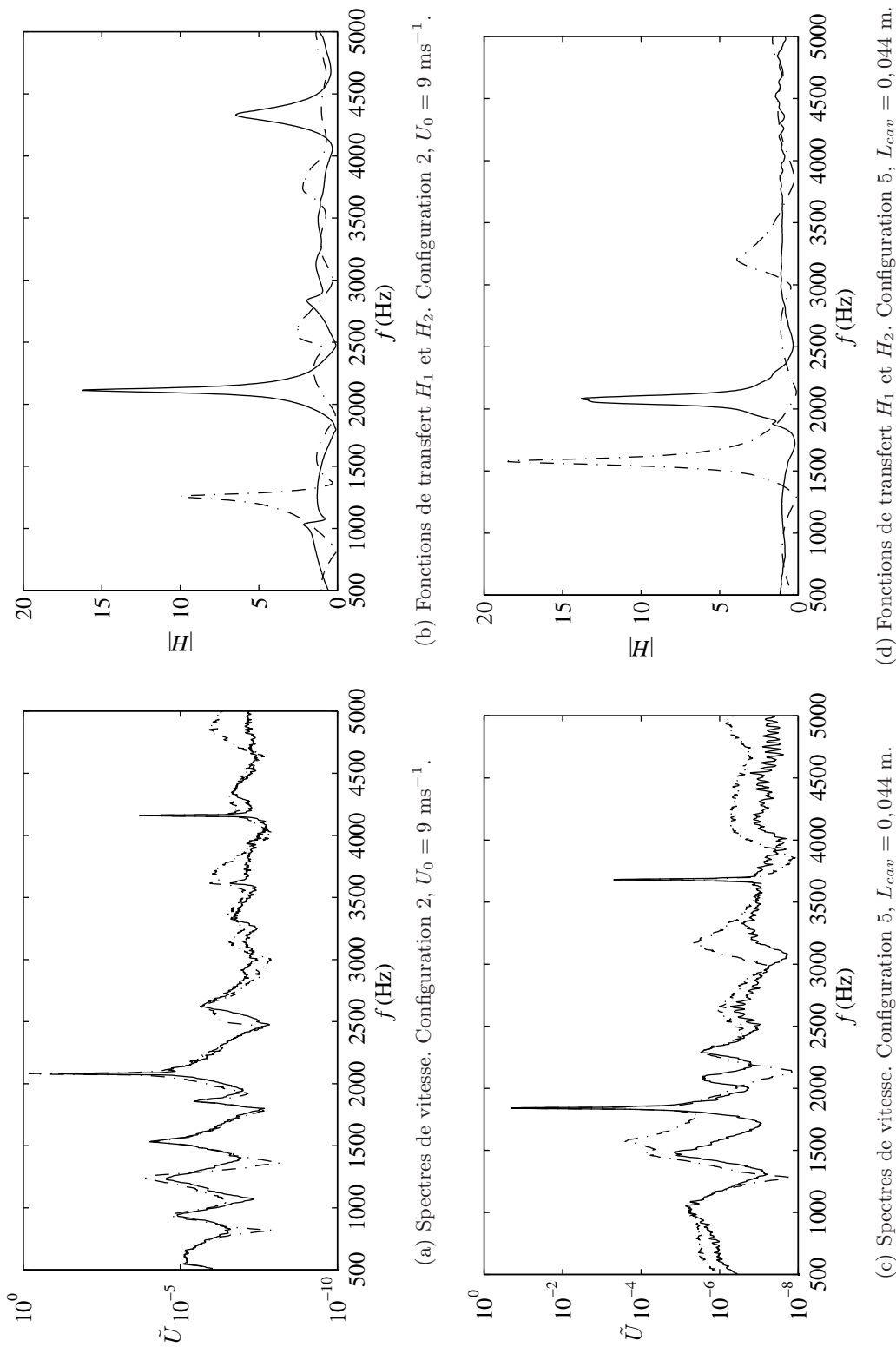


FIG. 4.6: Deux exemples de spectre en présence de sifflement et fonctions de transfert  $H$  associées. Les courbes en trait plein correspondent aux estimations amont, les courbes en point-tirets aux estimations aval.

Dans le cas de la configuration 5 des écarts non liés à des extrema de la fonction de transfert sont relevés. Ils proviennent du bruit de jet en aval du diaphragme mesuré par le capteur acoustique aval situé trop près de l'orifice. Il est néanmoins observé que le sifflement émerge largement de ce bruit de turbulence et que l'amplitude semble bien estimée. Cependant afin d'éviter un risque d'incertitudes, les mesures concernées par la présence d'un bruit de turbulence ne sont pas prises en compte. Celles-ci correspondent aux mesures aval des configurations 5 à 9.

## 4.10 Résultats

Sur la base des deux exemples présentés au paragraphe 4.9, l'étude des caractéristiques de sifflement sur les neuf configurations testées est présentée au cours de cette section. L'analyse est séparée en deux sous-sections, la première portant sur les séries d'essais 1 à 4, la seconde sur les séries 5 à 9. Pour rappel, chacune des deux groupes correspond à une condition aux limites amont identique pour chaque série.

### 4.10.1 Modification de l'amplitude de la réflexion aval. Séries 1 à 4

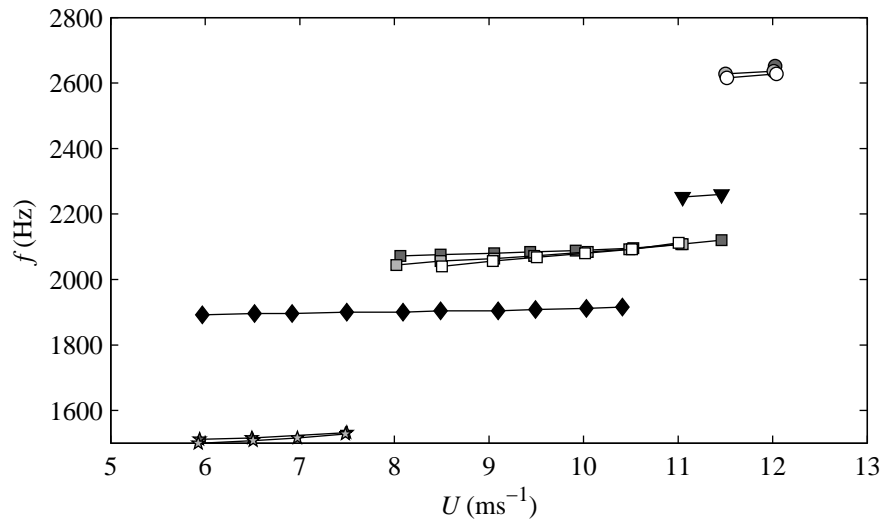
Les résultats des configurations 1 à 4 sont exposés ici. Ces configurations permettent d'étudier l'influence de l'amplitude du coefficient de réflexion aval sur le sifflement. Les figures 4.7a et 4.7b présentent les fréquences de sifflement et les amplitudes des vitesses acoustiques adimensionnées associées en fonction de la vitesse d'écoulement.

L'analyse de la figure 4.7 met en évidence l'accrochage de la fréquence de sifflement à des modes de conduit [12, 59, 88, 89, 122].

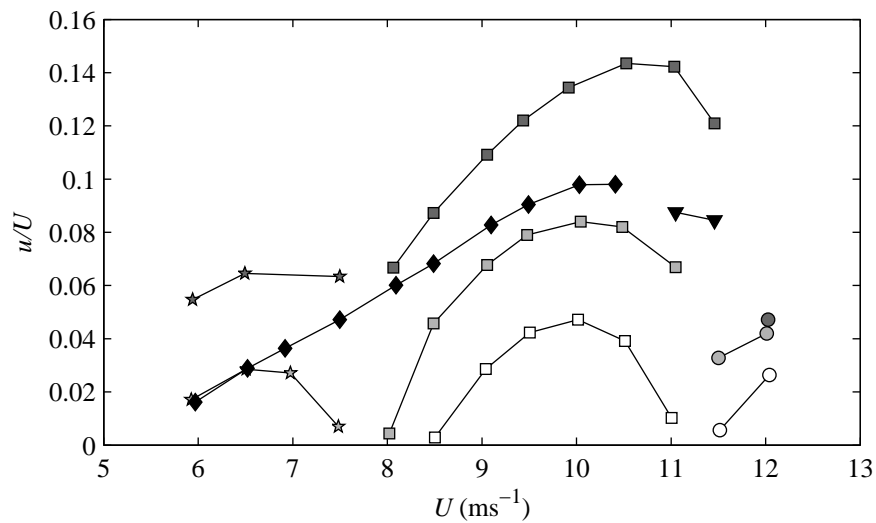
Des sauts de fréquence avec la vitesse d'écoulement sont relevés. Ces sauts correspondent au passage d'un mode acoustique de conduit à un autre. L'augmentation de la vitesse d'écoulement s'accompagne en effet d'un glissement de la bande de sifflement potentiel vers les hautes fréquences, entraînant les sauts de fréquence.

Les fréquences de sifflement ne sont pas affectées par l'amplitude du coefficient aval. Ceci est observé à partir des résultats des mesures 2 à 4, pour lesquelles, à phase constante, l'amplitude du coefficient de réflexion aval diminue entre chaque configuration. Ceci corrobore le fait que les fréquences de sifflement correspondent à des modes de conduit. À phase constante, il est en effet attendu que les modes de conduit soient peu modifiés, et donc pour un niveau de réflexion suffisant les fréquences de sifflement également. La comparaison des configurations 2 à 4 avec la configuration 1 permet de valider cette remarque. En effet, la condition aval de la configuration 1 n'a pas la même phase que les trois autres. Il en résulte que les modes de conduit diffèrent, de même que les fréquences de sifflement.

Pour une fréquence de sifflement sur un mode de conduit, une légère augmentation de la fréquence avec la vitesse d'écoulement est relevée. Cette évolution a également été constatée en présence d'une cavité ou d'une succession de cavités [88, 127]. Dans le cas d'un diaphragme, ce phénomène est lié à la faible dépendance des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme à la vitesse d'écoulement, comme le montre la série de figures 4.2. La modification des caractéristiques acoustiques du diaphragme avec la vitesse d'écoulement s'accompagne d'un changement des modes du conduit et donc de la fréquence de sifflement. Des effets de saturation peuvent également modifier la phase. Ils sont ici considérés comme négligeables par rapport à la dérive avec le nombre de Mach.



(a) Fréquence



(b) Amplitude

FIG. 4.7: Évolution de la fréquence et de l'amplitude de sifflement avec la vitesse d'écoulement. L'échelle des couleurs, de noir à blanc, représente l'amplitude de réflexion de la condition aval, de la plus réfléchissante à la moins réfléchissante, soit de la configuration 1 vers la configuration 4. Chaque forme de point représente un mode de conduit.

La figure 4.7b présente l'évolution de l'amplitude adimensionnée de la vitesse acoustique, à la fréquence de sifflement, avec la vitesse d'écoulement. L'analyse détaillée des paramètres contrôlant l'amplitude du sifflement est réalisée au chapitre 6.

#### 4.10.2 Modification du contenu fréquentiel de la réflexion amont. Séries 5 à 9

Les configurations 5 à 9 sont étudiées au cours de cette partie dans cette sous-section. Les figures 4.8a et 4.8b présentent l'évolution des caractéristiques du sifflement avec le changement de profondeur de la cavité adjacente et donc l'influence du contenu fréquentiel de la réflexion amont sur le sifflement.

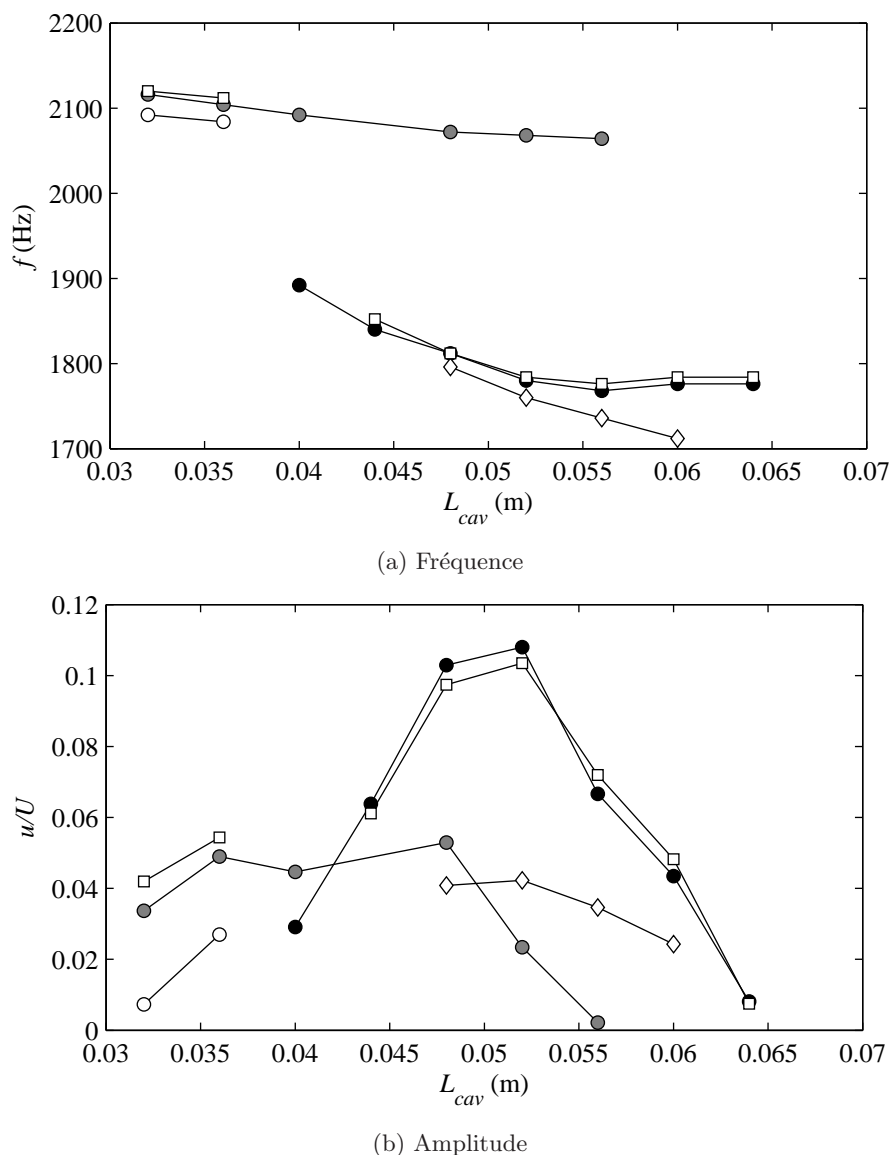


FIG. 4.8: Évolution de la fréquence et de l'amplitude de sifflement avec la profondeur de la cavité.

Disques noirs : configuration 5, disques gris : configuration 6, disques blancs : configuration 7, losanges blancs : configuration 8, carrés blancs : configuration 9.

L'analyse de la figure 4.8a montre à nouveau l'accrochage des fréquences de sifflement à des modes de conduit. La modification du contenu fréquentiel de la condition de réflexion amont s'accompagne d'une adaptation des modes de conduit, il en résulte un changement progressif des fréquences de sifflement voire des sauts de fréquence. Il est observé qu'à mesure que la profondeur de la cavité augmente et donc que la fréquence du pic de réflexion diminue, la fréquence de sifflement diminue.

La comparaison des configurations 6 et 7 met à nouveau en évidence l'indépendance des fréquences de sifflement vis-à-vis de l'amplitude de la réflexion aval, comme décrit lors du paragraphe 4.10.1.

Dans le cas d'un sifflement sur un mode, la comparaison des configurations 5 et 8 montre que l'effet de la vitesse d'écoulement sur la fréquence de sifflement est faible. Ceci est similaire aux remarques faites au paragraphe 4.10.1.

Enfin, l'analyse des configurations 5 et 9 met en évidence l'effet de l'ajout d'une portion de tube sur la fréquence de sifflement. En modifiant les conditions de phase du système, l'ajout de cette portion de tube modifie les modes de conduit et donc la fréquence de sifflement. Selon la longueur de tube ajouté, cette modification est plus ou moins importante.

L'évolution de l'amplitude de sifflement avec la profondeur de la cavité amont est présentée sur la figure 4.8b. Ces résultats sont analysés au chapitre 6.

## 4.11 Conclusion

Au cours de ce chapitre, les essais réalisés dans le cadre de l'étude du sifflement de diaphragmes en présence de conditions réfléchissantes ont été présentés. Ces essais sont la base des analyses sur la fréquence et le niveau de sifflement traités respectivement au cours des chapitres 5 et 6.

Les choix de conception des essais ont été détaillés. Ils portent sur le diaphragme utilisé, les conditions d'écoulement choisies, les longueurs de tuyauterie et les conditions aux limites adoptées. Ces dernières permettent d'étudier l'influence du changement de leurs caractéristiques sur le sifflement. Ainsi, différentes terminaisons ouvertes permettent d'étudier le rôle de l'amplitude de la réflexion aval sur le sifflement. L'utilisation d'une cavité adjacente à profondeur variable sert ensuite à examiner l'effet d'un changement du contenu fréquentiel de la réflexion amont. Le choix des longueurs de conduit est quant à lui guidé par la volonté de positionner le capteur hors de la zone du jet et de garder un nombre de modes raisonnables dans la bande fréquentielle d'étude. Pour des nombres de Mach inférieurs à 0,1 et des fréquences autour de 2000 Hz, les longueurs de conduit ont été choisies autour de cinq fois le diamètre de la tuyauterie principale à l'amont et autour de dix fois ce même diamètre à l'aval.

Le traitement des différentes mesures réalisées nécessite l'estimation des vitesses acoustiques au niveau du diaphragme à partir des mesures de pressions acoustiques dans le conduit. Les fréquences et amplitudes de sifflement sont déterminées sur la base de ces vitesses. Au cours de ce traitement, une analyse d'erreurs est réalisée. Elle permet de supprimer les estimations soumises à une trop grande incertitude. L'application de ce traitement à deux exemples de sifflement montre que la condition d'égalité des vitesses est assurée et valide l'hypothèse de compacité du diaphragmes.

L'analyse des mesures montrent que les fréquences de sifflement présentent un accrochage à des modes acoustiques de conduit. Il est ainsi relevé le rôle important des conditions de phase dans la définition de la fréquence de sifflement. Au contraire, la faible dépendance de la fréquence de

sifflement aux amplitudes de réflexion est mise en évidence. De manière identique aux effets observés sur les coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme, le nombre de Mach apparaît comme un paramètre influant sur la fréquence de sifflement. Une méthode de prédiction des fréquences de sifflement est présentée au cours du chapitre 5.

Les valeurs des amplitudes de sifflement ont par ailleurs été données au cours de ce chapitre. Il s'agissait de les présenter, leur analyse détaillée étant réalisée au chapitre 6.

## Chapitre 5

# Sifflement de diaphragmes en présence de réflexions : analyse théorique du départ en instabilité et fréquence de sifflement

### 5.1 Introduction

Au cours de ce chapitre, les possibilités de prédiction et d'analyse des fréquences de sifflement par la recherche des fréquences d'instabilité dans le domaine linéaire sont étudiées.

La description donnée au cours de la section 1.5 présente le sifflement comme la conséquence d'oscillations auto-entretenues et d'un phénomène de saturation non linéaire fixant les caractéristiques finales du sifflement. Les fréquences de sifflement et de départ en instabilité, caractéristiques des oscillations auto-entretenues, sont *a priori* différentes [112]. Il s'agit ici d'évaluer les différences entre ces deux valeurs.

La fréquence de départ en instabilité est calculée par l'intermédiaire d'une analyse de stabilité linéaire. À partir des coefficients de réflexion amont et aval, des longueurs de conduits et des caractéristiques linéaires du diaphragme, les modes propres du système acoustique sont calculés dans le domaine des fréquences complexes. Les fréquences de départ en instabilité sont extraites des modes instables, au même titre que les taux d'amplification caractérisant le facteur d'accroissement du mode pendant un cycle. Les fréquences de départ en instabilité et le taux d'amplification des modes instables sont comparés aux fréquences et aux amplitudes de sifflement mesurées et introduites au chapitre 4.

La comparaison des fréquences des modes instables du problème linéaire aux fréquences de sifflement mesurées montre une bonne concordance. La non prise en compte des effets de saturation engendre des différences entre ces deux valeurs, mais les écarts relatifs restent inférieurs à cinq pour cent. Une analyse de stabilité linéaire offre ainsi une bonne prédiction de l'apparition d'un sifflement et de sa fréquence. Cependant, il arrive qu'un sifflement ne soit pas prédit ou que la fréquence de départ en instabilité soit très différente de la fréquence mesurée. Une étude de dépendance des fréquences d'instabilité à l'amplitude et à la phase des coefficients de réflexion montre que ces différences,

majoritairement observées aux faibles niveaux de sifflement, peuvent provenir d'incertitudes dans la connaissance des caractéristiques acoustiques des composants du système. Néanmoins, la majorité des fréquences de sifflement sont correctement prédites et les écarts observés apparaissent pour des sifflements de faible amplitude.

Enfin, la comparaison des niveaux de sifflement au taux d'amplification des modes instables permet de mettre en évidence une relation entre ces deux valeurs. Pour compléter cette analyse, une étude détaillée du comportement des amplitudes de sifflement vis-à-vis de différents paramètres adimensionnés est effectuée au cours du chapitre 6.

## 5.2 Description du principe de l'analyse de stabilité linéaire

L'analyse de stabilité présentée au cours de cette section suppose une fréquence complexe. La recherche des modes du système, composé du diaphragme et des conditions acoustiques environnantes, dans le plan complexe permet de discriminer les fréquences amorties des fréquences instables. Cette démarche est détaillée dans la suite.

La figure 5.1 présente un modèle acoustique de l'ensemble. L'analyse est réalisée dans le cas d'ondes planes harmoniques se propageant dans le conduit. La limite d'étude aux hautes fréquences est alors fixée par la fréquence de coupure du conduit.

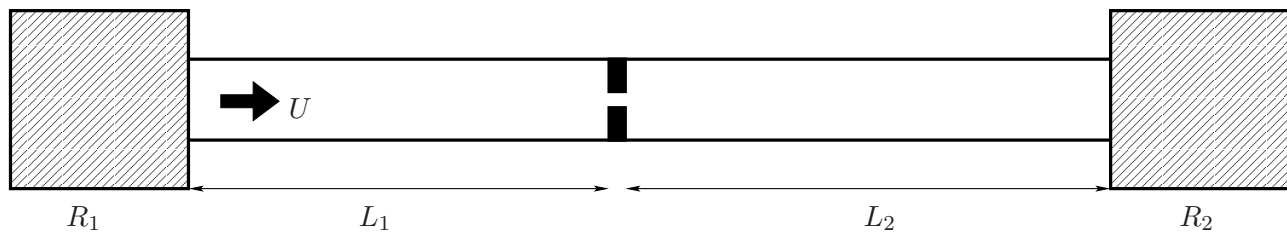


FIG. 5.1: Schéma de principe

Les indices 1 et 2 désignent les parties amont et aval au diaphragme. Les pressions acoustiques au niveau du diaphragme sont exprimées à partir de la somme d'une onde propagative, exposant  $+$ , et d'une onde rétrograde, exposant  $-$ . Le terme de dépendance temporelle est choisi selon la convention  $e^{j\omega t}$ , avec  $\omega$  complexe. La partie réelle de ce terme correspond à la fréquence angulaire, la partie imaginaire caractérise les effets de dissipation.

L'étude étant réalisée dans le domaine des fréquences complexes, une première étape de la méthode consiste à interpoler les différents coefficients du système dans le plan complexe. Les coefficients de réflexion et de transmission du diaphragme, ainsi que les coefficients de réflexion des conditions aux limites, sont en effet déterminés expérimentalement en fonction de la fréquence réelle. Ces coefficients sont alors interpolés par une fraction polynomiale fonction de la fréquence réelle. L'expression résultante est ensuite étendue aux fréquences complexes [46, 113]. L'interpolation sur une large bande de fréquence n'étant pas toujours possible et pour minimiser les erreurs, elle est réalisée sur une gamme fréquentielle limitée correspondant à la bande de sifflement potentiel.

À partir des coefficients extrapolés aux fréquences complexes, chaque élément acoustique est ramené au niveau du diaphragme, choisi comme origine des axes. La matrice de diffusion du



diaphragme dans ces conditions est rappelée et prend la forme

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

Les conditions de réflexion amont  $R_1^{mes}$  et aval  $R_2^{mes}$  sont exprimées au niveau du diaphragme, en suivant les équations (4.1) et (4.2), et il vient les relations

$$p_1^+ = R_1^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_1} p_1^-, \quad (5.2)$$

pour l'amont, et

$$p_2^- = R_2^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_2} p_2^+ \quad (5.3)$$

pour l'aval. Les nombres d'ondes propagative et rétrograde,  $k^+$  et  $k^-$  sont fonctions de la fréquence complexe et sont définis par l'équation (1.8). Les effets de dissipation lors de la propagation sont ici ignorés.

La combinaison des équations (5.1), (5.2) et (5.3) aboutit au système matriciel

$$\begin{pmatrix} 1 & -R_1^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -R_2^{mes} e^{-j(k^+ + k^-)L_2} & 1 \\ T^+ & 0 & -1 & R^- \\ R^+ & -1 & 0 & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_1^- \\ p_2^+ \\ p_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Les fréquences propres du système annulent le déterminant de la matrice de l'équation (5.4). Parmi ces fréquences, celles présentant un amortissement négatif, c'est à dire une partie imaginaire négative pour la convention utilisée, sont définies instables. À ces fréquences, le système est donc le lieu d'un départ en instabilité, genèse d'un sifflement.

La résolution analytique du système de l'équation (5.4) n'étant pas possible, la recherche des fréquences instables s'effectue graphiquement. L'inverse du déterminant de la matrice de l'équation (5.4) est ainsi représenté dans le domaine des fréquences complexes. Les maximums observés indiquent les fréquences propres du système, celles instables étant caractérisées par une partie imaginaire négative. Cette démarche est présentée à partir d'un exemple au cours de la section 5.3.1.

À partir de l'analyse de stabilité linéaire, le taux d'amplification  $\Gamma$  par mode peut être identifié. Ce terme définit le facteur d'amplification d'un mode pendant un cycle  $T = 1/\mathcal{R}(f)$ . Il est déterminé par [71]

$$\Gamma = \frac{e^{j\omega(t+T)} - e^{j\omega t}}{e^{j\omega t}} = e^{-2\pi \frac{\mathcal{I}(f)}{\mathcal{R}(f)}} - 1, \quad (5.5)$$

avec  $\mathcal{I}(f)$  la partie imaginaire de la fréquence et  $\mathcal{R}(f)$  la partie réelle. Un mode instable est caractérisé par un taux d'amplification positif.

### 5.3 Résultats et comparaison avec l'expérience

Les résultats de l'analyse de stabilité linéaire sont présentés ici. La méthode graphique utilisée pour déterminer les fréquences instables est présentée dans un premier temps. Cette méthode est ensuite appliquée aux configurations étudiées au chapitre 4. Une bonne concordance entre les fréquences de

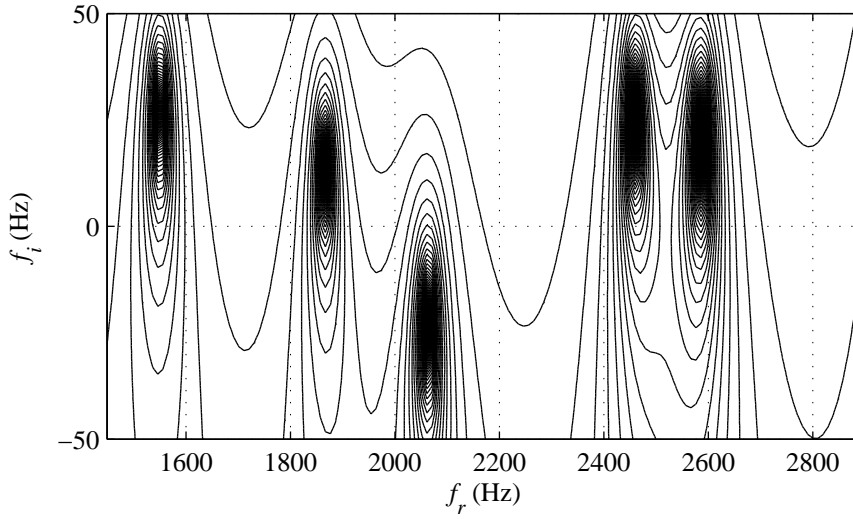


FIG. 5.2: Inverse du déterminant de la matrice de l'équation (5.4) dans le plan des fréquences complexes

sifflement et les fréquences de départ en instabilité est observée. Certaines différences sont cependant observées et font l'objet d'une analyse d'incertitude. Une dernière section traite de la comparaison entre le taux d'amplification des modes instables et les amplitudes de sifflement. Il est observé que le niveau de sifflement augmente avec le taux d'amplification.

### 5.3.1 Extraction des fréquences instables

La figure 5.2 présente l'inverse du déterminant de la matrice de l'équation (5.4) tracé dans le plan des fréquences complexes. Le cas étudié correspond à la configuration 2 du tableau 4.1 pour une vitesse d'écoulement  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$ .

Les modes propres du système correspondent aux maxima observés sur la figure 5.2. Les fréquences de départ en instabilité sont alors les fréquences des modes situés dans le demi-plan inférieur. Pour le cas étudié, un mode instable est visualisé à la fréquence 2071 Hz. Cette fréquence est à mettre en regard de la fréquence de sifflement mesurée à 2080 Hz, figure 4.6a. Ces deux fréquences sont très proches, l'écart relatif étant inférieur au pourcent dans ce cas.

Sur la base de cette analyse, l'ensemble des mesures présentées au cours du chapitre 4 et répertoriées dans le tableau 4.1 est étudié dans la suite.

### 5.3.2 Comparaison avec les fréquences de sifflement mesurées

La série de figures 5.3 présente une comparaison des fréquences de sifflement mesurées aux fréquences de départ en instabilité prédites par l'analyse de stabilité linéaire pour les configurations 1 à 4. Les fréquences de sifflement sont représentées en fonction de la vitesse d'écoulement dans le conduit principal.

La même analyse est réalisée dans le cas des configurations 5 à 9. Les résultats pour ces essais sont présentés dans la série de figures 5.4. L'évolution des fréquences est ici étudiée en fonction du

changement de la profondeur de la cavité amont.

Les deux séries de figures montrent que la majorité des fréquences de sifflement mesurées correspondent à une fréquence de départ en instabilité, et que leurs valeurs respectives sont proches. Une analyse de stabilité linéaire permet donc de prédire l'apparition d'un sifflement dans la majeure partie des cas et de donner une estimation de la fréquence de sifflement.

Les légers écarts entre les fréquences de sifflement et de départ en instabilité résultent des effets de saturation intervenant au niveau des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme [118] et dépendant de l'amplitude des ondes acoustiques incidentes. L'adaptation des caractéristiques du diaphragme par effet de saturation, voir 1.5.3, a alors pour conséquence la modification des modes du système, la fréquence de sifflement finale ne pouvant être estimée en négligeant les effets de saturation. Il est cependant observé que ces effets ont relativement peu d'influence sur la fréquence, et qu'une analyse de stabilité linéaire permet d'avoir une bonne prédiction de la fréquence de sifflement.

### 5.3.3 Analyse d'incertitude

Bien que l'analyse de stabilité permette dans la majeure partie des cas de prédire la fréquence de sifflement, la comparaison des fréquences de sifflement avec les fréquences de départ en instabilité met en évidence des différences marquées. Tout d'abord, l'apparition de certaines fréquences de sifflement n'est pas prédite par l'analyse de stabilité. Ensuite, pour certaines configurations deux fréquences de départ en instabilité sont relevées. Ces écarts peuvent être la conséquence de plusieurs effets étudiés à travers la série de figures 5.5. Celles-ci présentent l'évolution de la fréquence de départ en instabilité et du facteur d'amplification  $\Gamma$  en fonction d'une modification progressive de la valeur absolue puis de la phase du coefficient de réflexion aval sur une configuration précise. Le cas pris en compte ici correspond à la configuration 2 et une vitesse d'écoulement  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$ . Les modifications sont successivement appliquées à l'amplitude de la réflexion aval original, qui est multipliée par un terme  $\alpha_{|R_d|}$  allant de 1 à 0,5, puis à la phase du coefficient original à laquelle un angle  $\theta$  est ajouté.

Les fréquences propres du système ne sont pas affectées par la diminution de l'amplitude de la condition de réflexion aval. Ceci est observé sur la figure 5.5a et est en accord avec l'un des résultats du chapitre 4, selon lequel la fréquence de sifflement n'est pas modifiée par le seul changement de l'amplitude du coefficient de réflexion aval. En revanche, le taux d'amplification diminue à mesure que la valeur absolue du coefficient de réflexion diminue, figure 5.5b. Ainsi, le mode instable autour de 2070 Hz dans le cas étudié devient neutre puis amorti pour une valeur absolue du coefficient de réflexion inférieure à 60% de sa valeur initiale. Cette observation met en évidence le rôle des réflexions dans la mise en place d'oscillations auto-entretenues. Le départ en instabilité est en effet conditionné par la présence de conditions aux limites suffisamment réfléchissantes sur la bande de sifflement potentiel. Par ailleurs, cette observation peut également expliquer certains écarts entre les fréquences de sifflement et les fréquences de départ en instabilité. Ainsi, une incertitude sur la détermination de la valeur absolue d'un des coefficients de réflexion peut conduire à une erreur lors de la recherche des fréquences instables. L'influence des incertitudes est plus importante lorsque les fréquences à caractériser se situent à la limite de la stabilité. Comme détaillé dans la section suivante, ces fréquences correspondent dans la plupart des cas aux faibles amplitudes de sifflement. Ces observations peuvent donc expliquer l'absence de prédiction de certaines fréquences de sifflement sur les figures des séries 5.3 et 5.4.

Les figures 5.5c et 5.5d présentent l'évolution de la fréquence de départ en instabilité et du taux

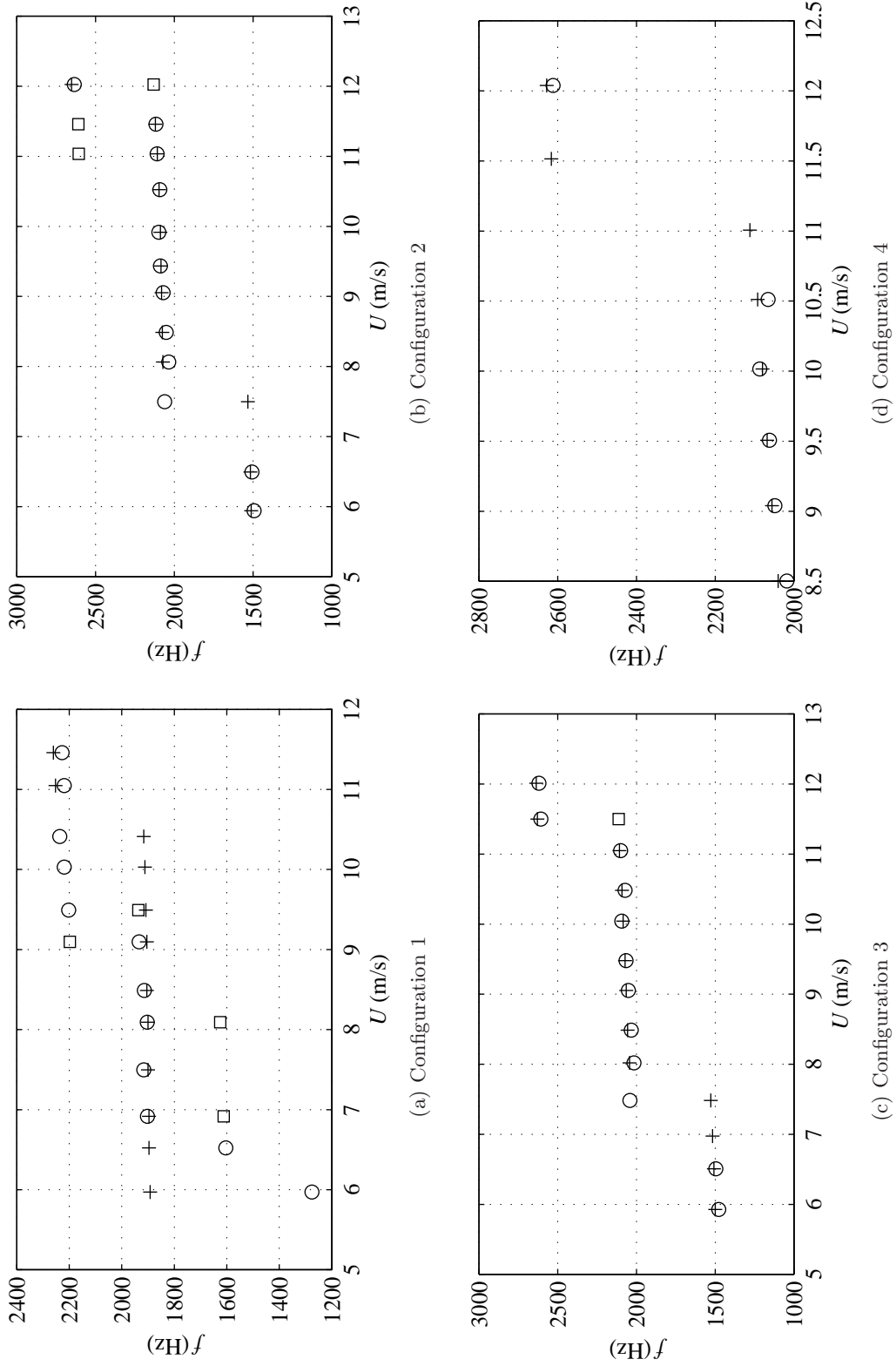


FIG. 5.3: Comparaison des fréquences de sifflement, croix, et des fréquences de départ en instabilité, ronds et carrés, en fonction de la vitesse d'écoulement

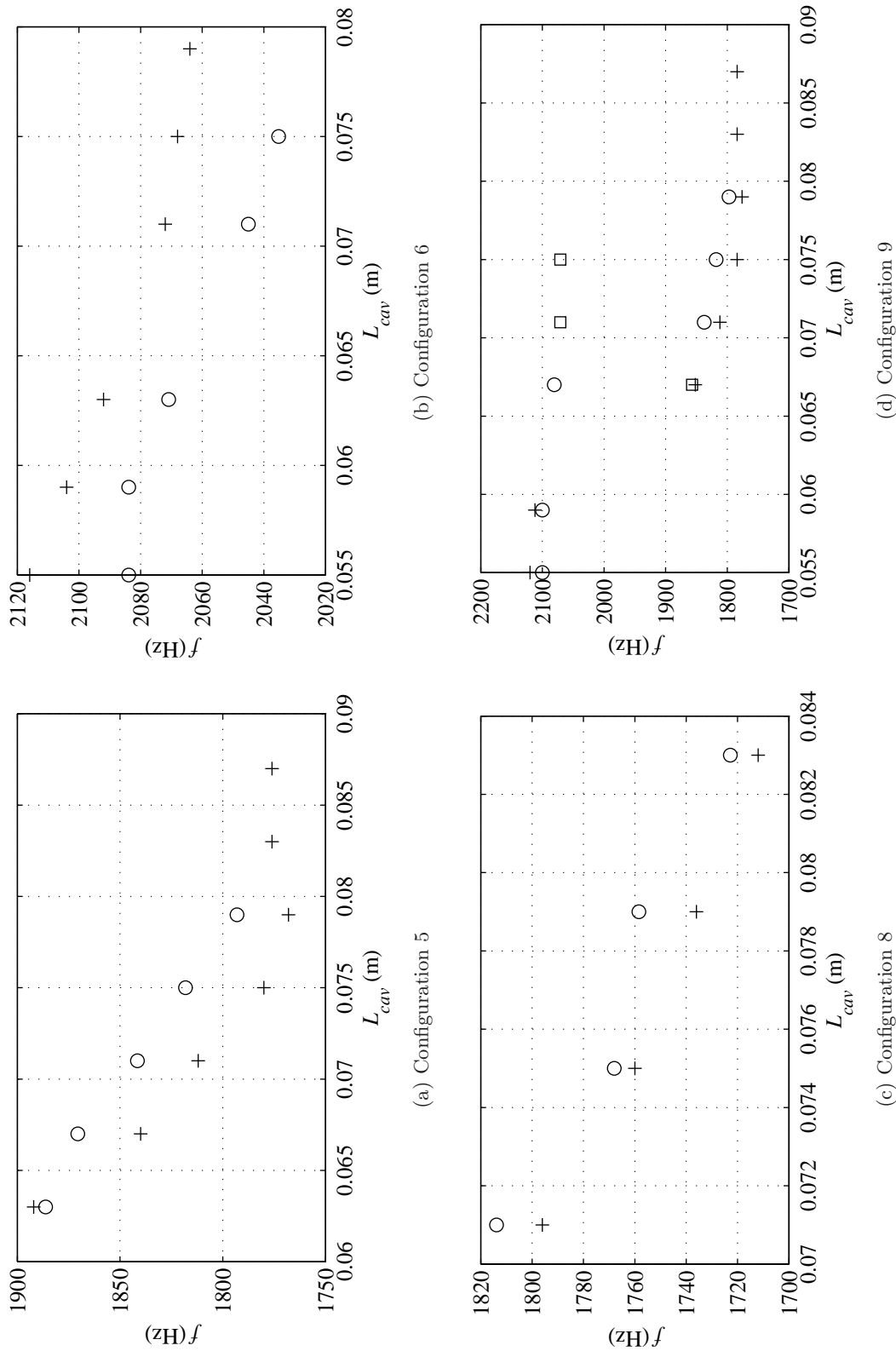


FIG. 5.4: Comparaison des fréquences de sifflement, croix, et des fréquences de départ en instabilité, ronds et carrés, en fonction de la profondeur de la cavité adjacente

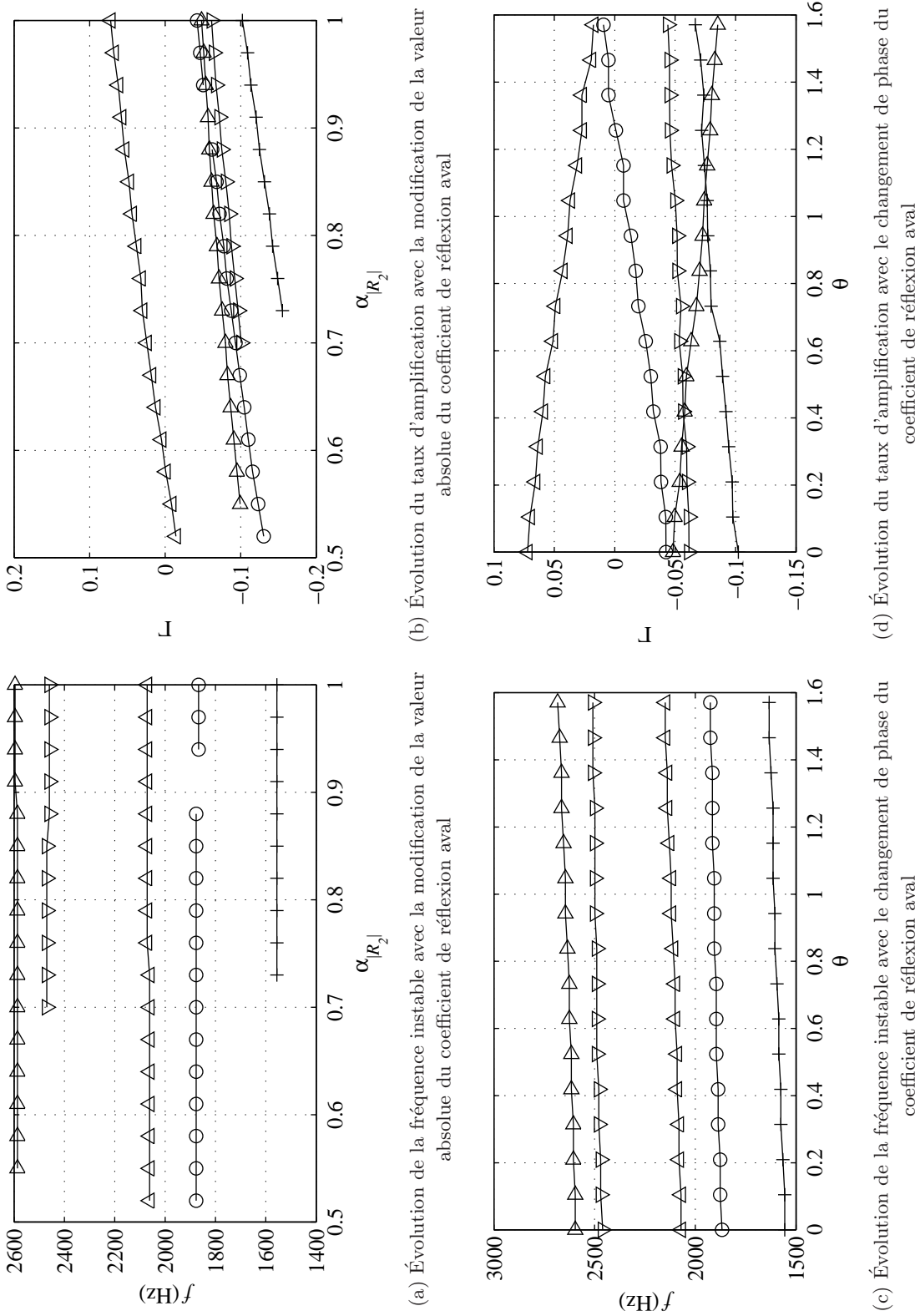


FIG. 5.5: Analyse de l'effet de modification de la valeur absolue et de la phase du coefficient de réflexion aval sur la fréquence de départ en instabilité et sur le taux d'amplification du mode correspondant. Configuration 2,  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$ . Chaque symbole correspond au suivi d'un mode du système.

d'amplification avec le changement de phase de la condition de réflexion aval. L'ajout d'un terme de phase  $\theta$  modifie simultanément la fréquence de départ en instabilité et le taux d'amplification. Le changement de phase a en effet pour conséquence l'évolution des fréquences propres du conduit. Un effet similaire est observé lors de l'ajout d'une portion de tube, qui, en négligeant les effets de dissipation lors de la propagation, agit exclusivement sur le temps de trajet des ondes et donc sur la phase des conditions de réflexion ramenées au niveau du diaphragme. Le changement des fréquences propres du conduit entraîne une variation des valeurs des coefficients de transmission et de réflexion des différents éléments du système. L'adaptation de ces paramètres a pour conséquence une évolution du taux d'amplification. Ceci est observé sur la figure 5.5d. La modification des fréquences propres est couplée à une augmentation ou une diminution conséquente des taux d'amplification, certains modes passant d'un état instable à un état amorti et inversement. À nouveau, les phénomènes décrits au cours du paragraphe peuvent expliquer certains écarts observés entre les fréquences de sifflement et les fréquences de départ en instabilité. Une légère incertitude sur la phase des coefficients, la mesure des distances, la mesure de vitesse d'écoulement ou de célérité des ondes ou sur la connaissance des nombres d'ondes se traduit par une erreur de phase dans la définition du système. Ces incertitudes peuvent alors engendrer une mauvaise détermination de la fréquence, la non-prédiction d'une fréquence de sifflement ou la détermination d'une fréquence instable à tort.

## 5.4 Taux d'amplification et amplitude de sifflement

Les deux séries de figures 5.6 et 5.7 présentent une comparaison de la valeur du taux d'amplification avec le niveau acoustique des sifflements, lorsque les fréquences de sifflement mesurées et les fréquences de départ en instabilité coïncident. Les configurations testées sont identiques à celles des séries de figures 5.3 et 5.4.

L'analyse des deux séries de figures met en évidence une bonne corrélation entre l'amplitude de sifflement et le taux d'amplification. Une visualisation condensée est proposée sur la figure 5.8, où l'ensemble des données des figures 5.6 et 5.7 est rassemblé. Bien qu'une dispersion non négligeable existe, il est observé qu'à mesure que le taux d'amplification augmente, le niveau acoustique adimensionné du sifflement augmente. Ainsi, plus un mode propre est instable, plus l'amplitude de sifflement est importante. Cette analyse se limite à une modélisation linéaire du système et combine les effets du diaphragme et des conditions environnantes en un terme. Le sifflement étant le résultat d'effets de saturation non linéaire au niveau du diaphragme, cette représentation ne permet pas de définir les paramètres contrôlant le sifflement et le rôle des conditions aux limites et de la saturation. Cette analyse est entreprise au cours du chapitre 6, mais il est ici intéressant de mettre en évidence les possibilités offertes par l'analyse linéaire dans la définition de l'amplitude de sifflement.

## 5.5 Conclusion

L'apport de la détermination des fréquences de départ en instabilité, par une analyse de stabilité linéaire, à l'étude et à la prédiction des fréquences de sifflement d'un diaphragme en conditions résonantes a été examiné au cours de ce chapitre.

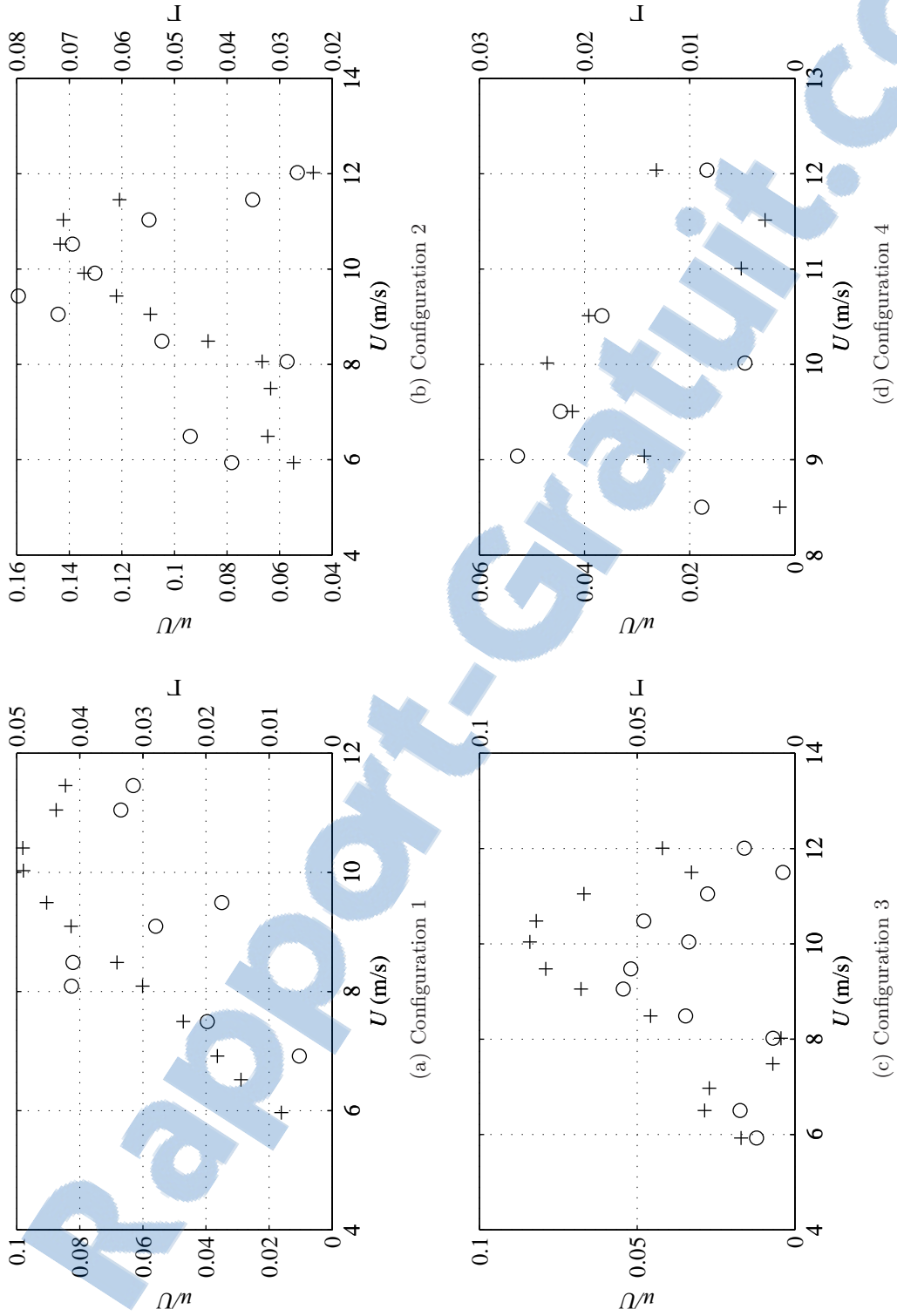


FIG. 5.6: Comparaison des amplitudes de sifflement, croix, au taux d'amplification des modes instables, ronds, en fonction de la vitesse d'écoulement



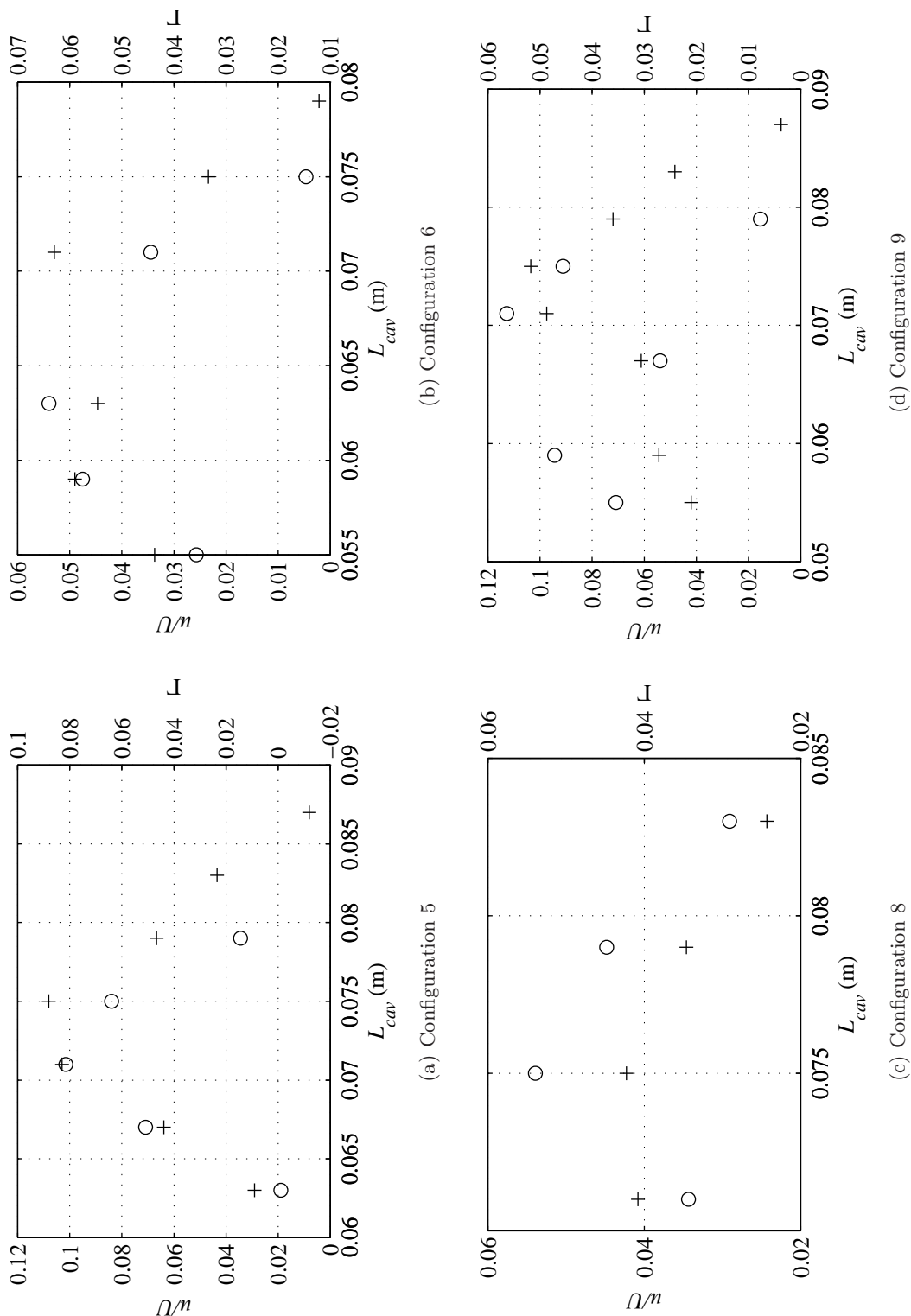


FIG. 5.7: Comparaison des amplitudes de sifflement, croix, aux taux d'amplification des modes instables, ronds, en fonction de la profondeur de la cavité amont

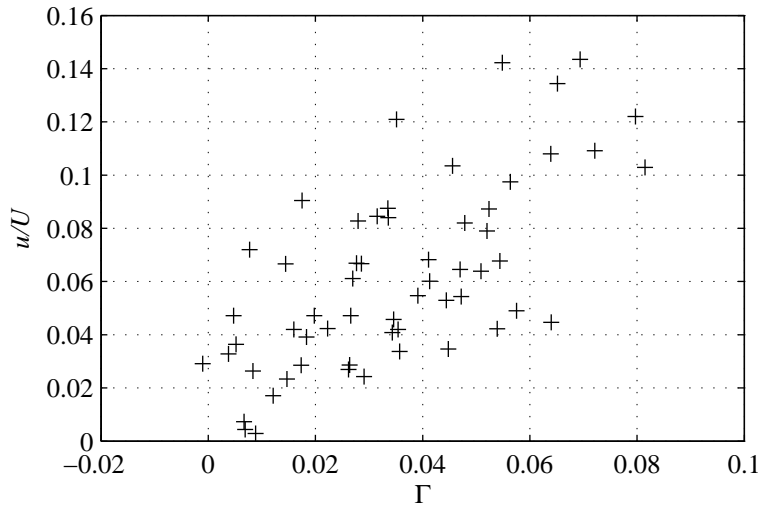


FIG. 5.8: Évolution de l'amplitude de sifflement adimensionnelle avec le taux d'amplification des modes instables. Tous les points des figures 5.6 et 5.7 sont présentés.

La fréquence de départ en instabilité est définie comme la fréquence des oscillations auto-entretenues à l'origine du phénomène de sifflement. Elle est estimée par une analyse de stabilité linéaire, en recherchant les modes propres instables du système dans le domaine des fréquences complexes. Elle diffère de la fréquence de sifflement, les effets de saturation au niveau du diaphragme n'étant pas pris en compte.

Une bonne concordance entre les deux fréquences est observée lors de la comparaison avec les expériences introduites au chapitre 4. Les écarts observés liés aux effets de saturation sont de l'ordre du pourcent. Une analyse de stabilité linéaire permet ainsi dans la majeure partie des cas de prédire l'apparition d'un sifflement et la fréquence associée.

Cependant, il arrive que certains sifflements ne soient pas prédits ou que la fréquence de départ en instabilité ne correspondent pas à la fréquence de sifflement. Une analyse des effets de la modification de la valeur absolue ou de la phase du coefficient de réflexion aval a permis de mettre en évidence les sources éventuelles d'erreurs lors de l'analyse de stabilité linéaire. Il est ainsi relevé qu'une incertitude sur la détermination des caractéristiques des éléments acoustiques du système peut engendrer des erreurs lors de la recherche des fréquences de départ en instabilité, notamment dans le cas de sifflement à faible amplitude.

Cette étude d'incertitude a également permis de mettre en évidence les paramètres influant la détermination des fréquences de sifflement. Il a ainsi été observé que pour des amplitudes de réflexion suffisantes, une modification de ces dernières ne changent pas la fréquence de sifflement. Au delà d'une certaine valeur, un mode instable devient stable et le système ne siffle alors plus. Le changement des conditions de phase du système modifie quant à lui à la fois les fréquences des modes du système et la stabilité de ceux-ci. La fréquence de sifflement est ainsi modifiée et un sifflement peut disparaître ou apparaître en fonction de ces conditions.

Finalement, une comparaison des niveaux de sifflement mesurés avec le taux d'amplification des modes instables est entreprise. Ce taux d'amplification est calculé lors de l'analyse de stabilité linéaire

---

et correspond au facteur d'amplification du mode pendant un cycle. La comparaison de ce taux d'amplification aux niveaux de sifflement montre une relation entre ces deux termes. Ainsi, plus ce taux d'amplification est grand et donc plus le mode est instable, plus le niveau de sifflement est élevé. Les résultats présentent néanmoins une dispersion importante. Il semble en effet que la caractérisation du taux d'amplification ne soit pas suffisante pour prédire précisément le niveau acoustique de sifflement, bien qu'il fournisse de premières indications. Ce terme ne prend en effet pas en compte les effets de saturation non linéaire intervenant lors d'un sifflement, ce qui peut expliquer les différences d'amplitude observées pour des valeurs de taux d'amplification identiques. Une étude plus détaillée du niveau de sifflement prenant en compte les effets de saturation est proposée au chapitre 6.



## Chapitre 6

# Whistling of an orifice in a reverberating duct at low Mach number (soumis le 6 décembre 2010 au JASA)

### 6.1 Préambule

Ce chapitre correspond à un article, soumis au JASA. Il présente une étude du sifflement de diaphragmes en présence de réflexion et s'attarde plus particulièrement à caractériser le niveau de sifflement et les effets contrôlant ce dernier.

L'idée générale est de caractériser le système par une boucle de rétroaction en définissant un gain équivalent au niveau du diaphragme et un terme de retour, associé aux réflexions acoustiques. En présence d'un sifflement, ces deux termes doivent se compenser, le gain au niveau du diaphragme s'adaptant à son environnement acoustique par des effets de saturation non linéaire. Les valeurs alors prises par le gain au diaphragme, ou par le terme de retour, ces deux termes étant dépendant l'un de l'autre, sont reliées à l'amplitude de sifflement mesurée. Une relation entre ces deux termes est ainsi mise en évidence, mais il est observé qu'il ne s'agit pas du seul paramètre à prendre en compte. Ainsi, une dépendance avec le nombre de Strouhal est établie.

La définition du terme de gain au niveau du diaphragme suppose un écoulement compact en son sein. Le prix à payer est alors une limitation des résultats aux faibles nombres de Mach. Ceci offre cependant une modélisation simplifiée du système, la diffusion acoustique au diaphragme n'étant alors plus définie que par un terme complexe.

La présentation des essais donnée au chapitre 4 est reprise ici. Le présent chapitre correspondant en effet à un article, il est rédigé pour être autonome.

## 6.2 Introduction

Single hole orifices are known to sometimes generate single tone noise when the adequate conditions are met. A detailed description of vortex shedding with lock-in can be found in classical literature [108, 12, 59, 6], and in papers dedicated to acoustically induced whistling phenomena [20, 126, 30, 72]. The whistling of an orifice in a confined flow with acoustical reflecting conditions has been investigated by Rockwell [106] and Anderson [2]. The physical mechanism generally proposed is that the feedback acoustic velocity modulates the unstable shear layers where the downstream flow separates, so that energy is transferred from the flow to acoustics.

A criterion of whistling ability has been proposed by Starobinski & Aurégan [7] and experimentally validated by Testud [119] for thin sharp edge orifices. This criterion is based on an acoustic power balance expressed with the help of the scattering matrix

$$\begin{pmatrix} p_d^+ \\ p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ \\ p_d^- \end{pmatrix}, \quad (6.1)$$

where the complex transmission and reflection coefficients  $T^+$ ,  $T^-$ ,  $R^+$  and  $R^-$  are functions of the frequency and of the fluid velocity, and where  $p_u^+$  and  $p_d^-$  are the incident propagating pressure waves, and where  $p_d^+$  and  $p_u^-$  are the scattered propagating pressure waves. The measurement of the matrix elements can be achieved with the two sources method [13, 86, 102, 103, 5]. The criterion indicates that an orifice is prone to whistling if there is a range of frequencies for which the scattered acoustic power can exceed the incident acoustic power. In other words, such an orifice behaves as an amplifier of acoustic pressure waves, and instability occurs if the surrounding duct exhibits a sufficient feedback. Once the instability is triggered, an initial perturbation undergoes an exponential growth, up to the point where nonlinear effects stabilize the oscillation to a steady state harmonic regime. Such a process can be described by a single degree of freedom oscillator [79], with a nonlinear acoustic gain at the orifice, and a linear acoustic response of the surrounding duct. The present paper deals with the steady whistling regime, and more precisely with the parameters of the orifice and of the duct which control its amplitude and its frequency. Based on previous studies [119], it was chosen to test a straight edge orifice. In a first section, a theoretical expression of the acoustic gain of the orifice is proposed, associated with an equation for the balance of acoustic gain and feedback. The experimental set up is described in a second section, with the design of the boundary conditions which are to be used to control the modulus and the argument of the acoustic feedback. Upstream, either an expansion chamber with a reflection coefficient close to unity or a closed side branch with a tunable length is arranged, and downstream, an open end pipe is arranged, to which a perforated pipe and foam discs can be added. Results are provided in a third section, and the roles of the acoustic feedback and of the Strouhal number are highlighted. The fourth section is dedicated to the discussion of the results in terms of nonlinear acoustic amplification at the orifice.

## 6.3 Theoretical background

The flow-acoustic interaction in the shear flow, at the orifice, converts incident pressure waves  $p_u^+$  and  $p_d^-$  in scattered pressure waves  $p_d^+$  and  $p_u^-$ . Eq. (6.1) describes this process in the framework of small perturbations. Such a description is correct from an aeroacoustic point of view, but it can be

simplified at low Mach numbers. In the latter case, the fluid compressibility inside the orifice does not play a significant role, and the four elements of the scattering matrix are no longer independent [52, 53, 85]. Taking benefit from this circumstance, a new set of variables can be introduced, which facilitates the physical understanding of acoustic amplification and of pure tone generation.

Basically, the idea consists in distinguishing 'velocity excitations' of the orifice, associated to  $p_u^+ = -p_d^-$ , from 'pressure excitations', associated to  $p_u^+ = p_d^-$ . In the first case, the interaction of the acoustic waves with the shear flow has been reported to be maximum [119]. In the second case, an equal increase of the pressure on both sides of the orifice should not generate acoustic amplification nor dissipation. This property is known to be related to the fact that at low Mach numbers, the orifice area can be considered as almost acoustically compact, so that the upstream and downstream acoustic velocities are approximately equal [52, 53, 85].

From now on, the sums and the differences of the incident and of the scattered propagating pressures shall be used as a new set of variables, having in mind that the phenomena of interest are essentially due to the pressure difference terms. In a first subsection, the mechanisms of acoustic amplification which trigger the instability are revisited, and in a second subsection, a simplified representation of the orifice behavior in whistling regime is proposed, which constitutes the background of the experimental study.

### 6.3.1 Acoustic amplification in linear regime

Using the new set of variables, the scattering matrix of Eq. (6.1) can be rewritten after a straightforward calculation as

$$\begin{pmatrix} p_d^+ + p_u^- \\ p_d^+ - p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Sigma T + \Sigma R & \Delta T + \Delta R \\ \Delta T - \Delta R & \Sigma T - \Sigma R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ + p_d^- \\ p_u^+ - p_d^- \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

where the new transmission and reflection coefficients are functions of the sums and differences of the former ones,  $\Sigma T = \frac{T^+ + T^-}{2}$ ,  $\Sigma R = \frac{R^+ + R^-}{2}$ ,  $\Delta T = \frac{T^+ - T^-}{2}$  and  $\Delta R = \frac{R^+ - R^-}{2}$ . In order to determine the elements of the scattering matrix, experiments were carried out with the same test rig and the same procedure as Testud *et al.* [119], so that details are not provided here. It should be noted that the linear regime is ensured by keeping the dimensionless acoustic velocity  $u/U$  smaller than 0.03. The resulting transmission and reflection coefficients are reproduced in Fig. 6.1, as a function of a Strouhal number  $St = \frac{ft}{U_{hole}}$ , based on the orifice thickness  $t$  and on the velocity  $U_{hole} = U \frac{D^2}{d^2}$  in the orifice hole,  $d$  being the hole diameter and  $D$  the pipe diameter.

As expected, the diagonal element corresponding to a pressure excitation is close to unity, and the modulus of the extradiagonal elements are close to zero. The arguments of the extradiagonal elements have not been plotted, because their modulus are smaller than 0.1. The transmission and reflection coefficients of the original scattering matrix appear to reasonably fulfill the low Mach number relations [52, 53, 85], namely

$$T^+ = T^- = 1 - R^+ = 1 - R^-. \quad (6.3)$$

For practical purposes, the acoustic behavior of the orifice can hence be described by the simplified scattering matrix

$$\begin{pmatrix} p_d^+ + p_u^- \\ p_d^+ - p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \mathcal{G} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ + p_d^- \\ p_u^+ - p_d^- \end{pmatrix}, \quad (6.4)$$

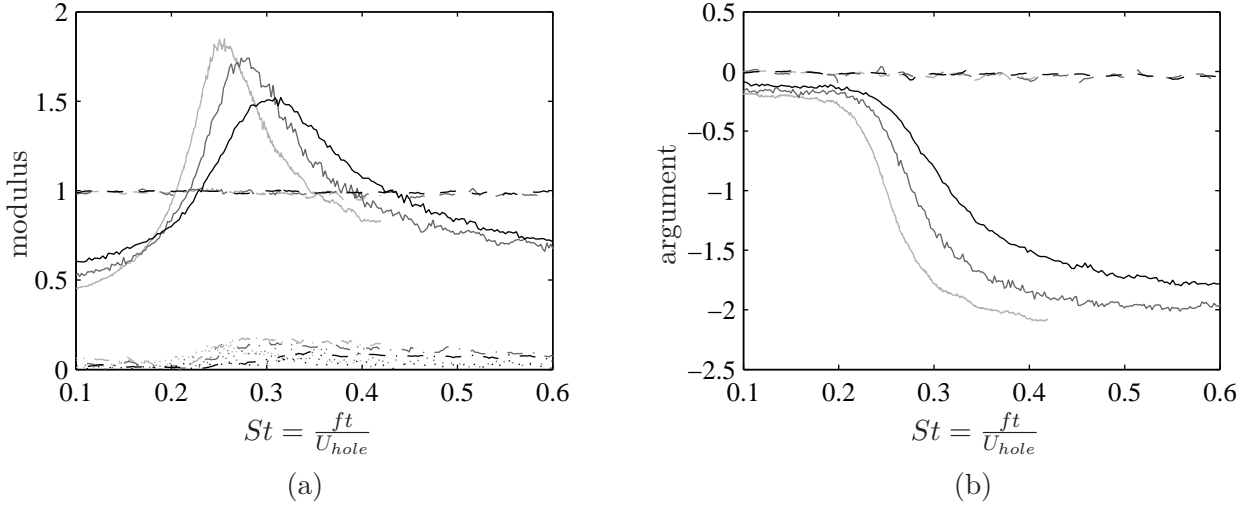


FIG. 6.1: Modulus, (a), and argument, (b), of the scattering matrix elements in Eq. (6.2). Solid lines :  $\Sigma T - \Sigma R$ , dashed lines :  $\Sigma T + \Sigma R$ , dotted and dash-dotted lines :  $\Delta T \pm \Delta R$ . Black :  $U = 6 \text{ ms}^{-1}$ , dark gray :  $U = 9 \text{ ms}^{-1}$  and light gray :  $U = 12 \text{ ms}^{-1}$ .

where the acoustic gain  $\mathcal{G}$  fully describes the mechanism of flow-acoustic interaction at low Mach numbers. This representation overlooks the local influence of the compressibility, but it greatly simplifies the analysis of experimental data by reducing the acoustic behavior of the orifice to only one parameter.

The use of the acoustic gain  $\mathcal{G}$  brings out in a straightforward manner trends observed in previous studies [119]; the values of its modulus exceeding unity in Fig. 6.1 indicate that the orifice behaves as an acoustic amplifier for a Strouhal number varying between 0.2 and 0.4. An influence of the flow velocity is also observed.

### 6.3.2 Acoustic balance in whistling regime

The description of the onset of instability requires an analysis of the acoustic gain of the orifice and of the acoustic feedback of the surrounding pipe, either with the help of the Bode-Nyquist criterion, or by extending the frequency responses to the complex domain. Such an investigation is beyond the scope of the present study, and is not undertaken here. It is admitted that a linear instability is triggered by a closed loop acoustic gain higher than unity, and that nonlinear phenomena in the orifice limit the amplitude of the pressure pulsation.

Once the steady state regime is obtained, the harmonic analysis holds again, and what must be kept in mind is the fact that this regime results from the balance of acoustic amplification and of external losses. As a starting point, let the scattering matrix of Eq. (6.4) be generalized to the whistling regime

$$\begin{pmatrix} p_d^+ + p_u^- \\ p_d^+ - p_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \mathcal{G}_{sat} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_u^+ + p_d^- \\ p_u^+ - p_d^- \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

where  $\mathcal{G}_{sat}$  is the steady state saturated acoustic gain. Its value departs from the linear case and nonlinear effects inside the orifice adapt the acoustic gain to the acoustic feedback of the surrounding



pipe. In other words, the steady state gain cannot be considered any longer as an intrinsic property of the orifice, it depends on the amplitude of the whistling.

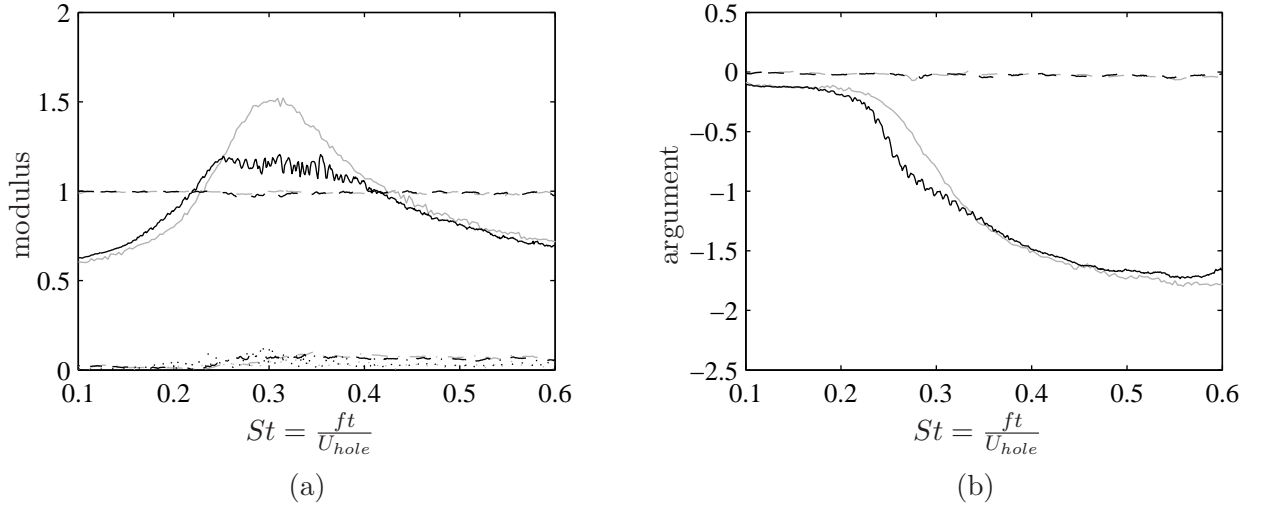


FIG. 6.2: Modulus, (a), and argument, (b), of the scattering matrix elements in Eq. (6.5), black lines. Comparison with the elements in linear regime, Eq. (6.2), gray lines. Solid lines :  $\Sigma T - \Sigma R$ , dashed lines :  $\Sigma T + \Sigma R$ , dotted and dash-dotted lines :  $\Delta T \pm \Delta R$ .  $U = 6 \text{ ms}^{-1}$ .

An illustration of this proposition is given by the scattering matrix elements in Fig. 6.2, which were obtained through the same two-sources method as in section 6.3.1, but with a higher amplitude of the pressure generated by the loudspeaker. The experiment was not designed to accurately control the amplitude of the acoustic velocity, but only to qualitatively assess its influence; be it enough to mention that the dimensionless acoustic velocity  $u/U$  ranged from 0.04 to 0.32, the linear regime being ensured for values up to 0.03. The values obtained show that the simplified matrix proposed in Eq. (6.5) is appropriate; an equal increase of the pressure on both sides of the orifice does not generate noticeable effects, the extradiagonal elements can be neglected, and the analysis can still be based on the pressure differences  $p_d^+ - p_u^-$  and  $p_u^+ - p_d^-$ . The comparison with the matrix elements of Fig. 6.1 shows that an increase in the excitation amplitude leads to a decrease of the acoustic gain modulus in the Strouhal range from 0.2 to 0.4, associated with a smoothing of its argument.

The acoustic feedback of the surrounding pipe can be described by a second series of equations, based on the measured upstream and downstream reflection coefficients, respectively denoted  $R_u^m$  and  $R_d^m$ . Introducing the forward and backward propagating wavenumbers  $k^+$  and  $k^-$ , the equivalent reflection coefficients at the location of the orifice are

$$R_u = R_u^m e^{-j(k^+ + k^-)L_u}, \quad (6.6)$$

and

$$R_d = R_d^m e^{-j(k^+ + k^-)L_d}, \quad (6.7)$$

where  $L_u$  and  $L_d$  are the pipe lengths from the orifice to the upstream and to the downstream boundaries, respectively.

The reflection coefficients of Eqs. (6.6) and (6.7) can now be used to express a second set of equations upon the incident and scattered propagating pressures at the orifice

$$\begin{pmatrix} p_u^+ + p_d^- \\ p_u^+ - p_d^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{R_u + R_d}{2} & -\frac{R_u - R_d}{2} \\ \frac{R_u - R_d}{2} & -\frac{R_u + R_d}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_d^+ + p_u^- \\ p_d^+ - p_u^- \end{pmatrix}. \quad (6.8)$$

Combining Eqs. (6.5) and (6.8), the balance of acoustic amplification and feedback can be written after some elaboration as

$$\mathcal{G}_{sat}\mathcal{F} = 1, \text{ with } \mathcal{F} = \frac{R_u + R_d - 2R_uR_d}{R_u + R_d - 2}, \quad (6.9)$$

where  $\mathcal{F}$  is a complex number describing the acoustic feedback due to the surrounding duct. It corresponds to a reflection coefficient between the waves combinations  $p_u^+ - p_d^-$  and  $p_d^+ - p_u^-$ . The balance of gain and feedback described by Eq. (6.9) has the classical form of linear oscillator studies with a single degree of freedom [79]. The feedback term  $\mathcal{F}$  is known to be a key parameter for the onset of self-sustained oscillations, and in the following, its value is provided with experimental data, in order to evaluate its influence on the whistling amplitude.

## 6.4 Experimental procedure

The test rig consists of a straight circular pipe in ambient air, with an inner diameter of 0.03 m. It can be operated at flow velocities of the order of  $10 \text{ ms}^{-1}$ , i.e., at Mach numbers of the order of 0.01 and at Reynolds numbers of the order of  $10^4$ . As the orifice thickness is equal to 0.005 m and as the hole diameter is equal to 0.015 m, the fluid velocity inside the hole is equal to about  $40 \text{ ms}^{-1}$ . For a Strouhal number equal to about 0.3, the expected whistling frequency is of the order of 2000 Hz, which is lower than a third of the cut-off frequency of non-planar acoustics.

The design of the pipe lengths upstream and downstream the orifice results from a compromise between the minimum length required for the turbulent jet influence to vanish and the necessity to keep the total length of the acoustic system as short as possible, so that it does not exceed a few wavelengths. This last requirement is due to the fact that a large number of wavelengths in the system increases the uncertainties of acoustic identification. The choice is made of an upstream length of the order of 0.1 to 0.2 m, and of a downstream length of the order of 0.2 to 0.3 m. As a consequence, only one microphone on each side of the orifice can be arranged.

Upstream and downstream, acoustic boundaries have to enhance self-sustained oscillations. A reflection coefficient with a modulus of 0.5 or more is then required in the frequency range of interest. Furthermore, these acoustic boundaries have to be designed in such a way that the amplitude of  $\Phi$  and the whistling frequency can be easily modified.

### 6.4.1 Experimental setup

A scheme of the test rig is presented in Fig. 6.3. As mentioned previously, it is an air test rig with an inner diameter equal to 0.03 m and a thickness equal to 0.004 m. Several supports are arranged all along it to avoid vibrations. A compressor Aerzen Delta blower GM10S generates a constant flow rate from  $0.03$  to  $0.15 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ , corresponding to a flow velocity inside the pipe varying from  $6$  to  $12 \text{ ms}^{-1}$ . It is measured by a turbine flow meter ITT Barton 7402 providing an accuracy of  $10^{-1} \text{ ms}^{-1}$ . The duct

temperature is measured by a transducer with an accuracy of  $\pm 0.1$  K, which is used to estimate the speed of sound and the visco-thermal losses in the pipe. In order to ensure low reflection conditions from the flow meter and the compressor, an anechoic termination is mounted upstream of the test section.

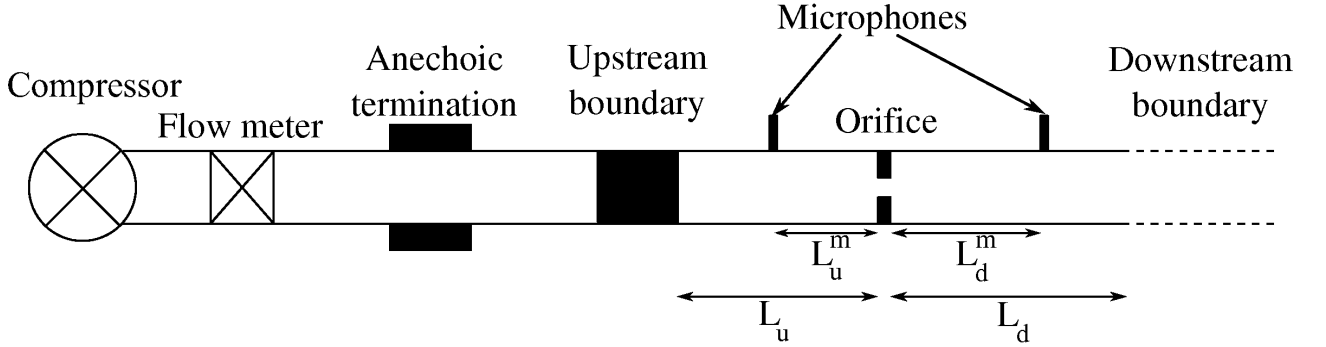


FIG. 6.3: Scheme of the test rig

Fluctuating pressures are measured upstream and downstream of the orifice with 1/4 inches B&K 4938 microphones. Each microphone is connected to a preamplifier B&K Nexus 2670, and the output signals are sent to an acquisition system HP 3565. In steady state conditions, power spectra are calculated by averaging 150 samples, using Hanning windows with an overlap of 50 %. The sampling frequency is equal to 16384 Hz, the measuring time is equal to about 3 minutes and the frequency step is equal to 4 Hz. Using the spectra provided by the acquisition system, the amplitude of the pressure peaks at the whistling frequency  $f_w$  is obtained by taking the square root of the summation of the spectra in the range  $f_w \pm 4$  Hz. This procedure was checked by applying a calibrated harmonic signal to the acquisition system; the estimated amplitude matched the actual value with an accuracy better than one percent. To avoid any confusion in the following, the zero-peak amplitudes of the fluctuating pressure and of the acoustic velocity in harmonic regime are denoted by small case letters  $p$  and  $u$ , the physical units of which being the Pa and the  $\text{ms}^{-1}$ , respectively. The power spectra are labelled with large case letters and a tilde, e.g.,  $\tilde{P}$  and  $\tilde{U}$ , and their physical units are the  $\text{Pa}^2$  and the  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ , respectively.

#### 6.4.2 Reflections at the boundaries

On the downstream side, an open end pipe is first tested, and a perforated pipe with a length equal to 0.0845 m is added afterwards, which generate acoustic losses. One or two foam discs can be arranged around the perforated pipe, which furthermore increase the acoustic losses. The reflection coefficients are measured using the same experimental procedure as for the scattering matrices, and the results are plotted in Fig. 6.4. It can be seen that the modulus of the reflection coefficient is in the range 0.4-0.8, and that its argument is almost constant for the three cases with the perforated pipe. Besides, tests performed with different flow velocities showed that this last parameter has no significant influence.

Upstream, a closed side branch with a variable length  $L_{side}$ , and a diameter identical to the one of the main pipe is first arranged. Its reflection coefficient is plotted in Fig. 6.5 for three different values

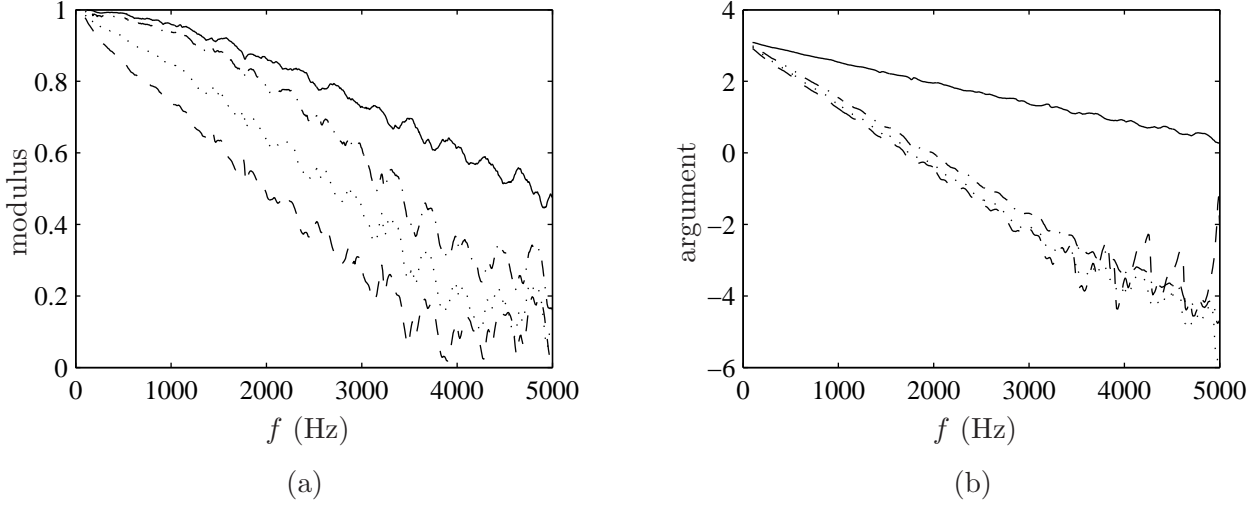


FIG. 6.4: Reflection coefficient modulus, (a), and argument, (b), of the downstream pipe. Open end pipe : solid line, perforated pipe : dash-dotted line, perforated pipe with one foam disc : dotted line, perforated pipe with two foam discs : dashed line.

of  $L_{side}$ . The peaks correspond to the resonance frequencies of the side branch [94], as is made evident by introducing the dimensionless frequency to  $\frac{fL_{side}}{c}$ . As in the case of the downstream arrangement, tests showed that the flow velocity has no significant influence on the reflection coefficient. This device can hence be used to tune the whistling frequency.

An expansion chamber filled with an absorbing foam can also be arranged upstream. Its reflection coefficient is plotted in Fig. 6.6. Once again, the flow velocity has no noticeable effect on the acoustic behaviour. This device is used to generate a high reflection coefficient.

The boundary conditions, their location and the mean flow velocities in the main pipe are given in Table 6.1 for all test cases.

### 6.4.3 Acoustic identification

As proposed in section 6.3, the analysis of the experiments is based on the amplitude of the pressure pulsations, using the acoustic feedback  $\mathcal{F}$  as a parameter. Estimations of the amplitude of the whistling and of the acoustic feedback are then required. For the sake of convenience, it is proposed that the amplitude of the whistling be expressed as the ratio of the acoustic velocity amplitude  $u$  to the steady flow velocity  $U$ , as is currently done in experiments with shallow cavities [88, 121]. Another dimensionless number that could have been used is the ratio of the acoustic pressure difference to the dynamic pressure  $\frac{\rho U^2}{2}$ , which would have led to similar results.

The first step of the data processing deals with the estimation of the acoustic velocity amplitude at the orifice. The transfer function relating the pressure to the acoustic velocity in harmonic regime can be written in dimensionless form by expanding the pressure in a forward propagating term and a backward propagating term

$$H_u = \frac{(R_u^m - 1)e^{jk^-L_u^m}}{1 + R_u^m e^{j(k^+ + k^-)L_u^m}}, \quad (6.10)$$

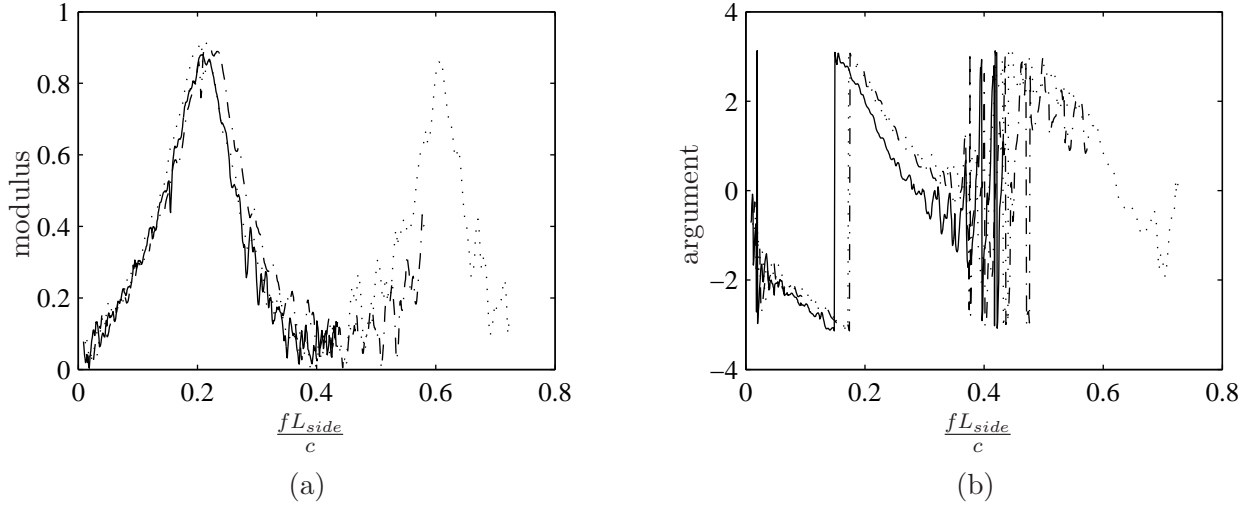


FIG. 6.5: Reflection coefficient modulus, (a), and argument, (b), at the side branch for different lengths.  $M = 2.6 \times 10^{-2}$ .  $L_{side} = 2.7 \times 10^{-2}$  m : solid line,  $L_{side} = 3.7 \times 10^{-2}$  m : dash-dotted line,  $L_{side} = 4.7 \times 10^{-2}$  m : dotted line.

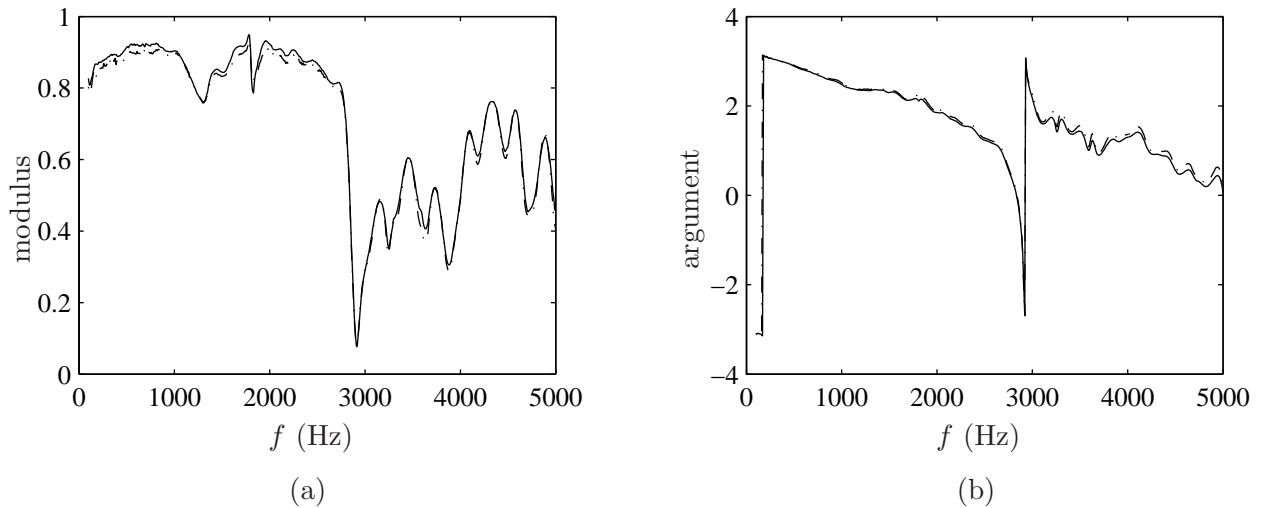


FIG. 6.6: Reflection coefficient modulus, (a), and argument, (b), at the expansion chamber for two Mach numbers.  $M = 2.6 \times 10^{-2}$  : solid line,  $M = 3.4 \times 10^{-2}$  : dash-dotted line.

TAB. 6.1: Tested cases.

| Test number | Amont             | Aval                           | $L_u$ (m) | $L_u^m$ (m) | $L_d$ (m) | $L_d^m$ (m) | $U$ (ms <sup>-1</sup> ) |
|-------------|-------------------|--------------------------------|-----------|-------------|-----------|-------------|-------------------------|
| 1           | expansion chamber | open pipe                      | 0.222     | 0.077       | 0.260     | 0.178       | 6 to 12                 |
| 2           | expansion chamber | perforated pipe                | 0.222     | 0.077       | 0.260     | 0.178       | 6 to 12                 |
| 3           | expansion chamber | perforated pipe + 1 foam disc  | 0.222     | 0.077       | 0.260     | 0.178       | 6 to 12                 |
| 4           | expansion chamber | perforated pipe + 2 foam discs | 0.222     | 0.077       | 0.260     | 0.178       | 6 to 12                 |
| 5           | side branch       | open pipe                      | 0.115     | 0.077       | 0.185     | 0.093       | 9                       |
| 6           | side branch       | perforated pipe                | 0.115     | 0.077       | 0.185     | 0.093       | 9                       |
| 7           | side branch       | perforated pipe + 1 foam disc  | 0.115     | 0.077       | 0.185     | 0.093       | 9                       |
| 8           | side branch       | open pipe                      | 0.115     | 0.077       | 0.185     | 0.093       | 6                       |
| 9           | side branch       | open pipe                      | 0.115     | 0.077       | 0.375     | 0.093       | 9                       |

where  $L_u^m$  is the distance from the orifice to the upstream pressure sensor, where the expression of the wavenumbers  $k^+$  and  $k^-$  include visco-thermal losses [33], and where the reflection coefficient  $R_u^m$  can be found in Fig. 6.5 or Fig. 6.6. In the formalism of power spectra, the dimensionless relation between the acoustic velocity spectrum  $\tilde{U}_u$  and the measured upstream pressure spectrum  $\tilde{P}_u^m$  is

$$\frac{\tilde{U}_u}{U^2} = |H_u|^2 \frac{\tilde{P}_u^m}{\rho^2 c^2 U^2}. \quad (6.11)$$

Similar expressions can be derived on the downstream side. The transfer function is

$$H_d = \frac{(1 - R_d^m) e^{jk^+ L_d^m}}{1 + R_d^m e^{j(k^+ + k^-) L_d^m}}, \quad (6.12)$$

where  $L_d^m$  is the distance from the orifice to the downstream pressure sensor, and where the reflection coefficient  $R_d^m$  can be found in Fig. 6.4. The power spectrum of the velocity  $\tilde{U}_d$  is related to the measured power spectrum pressure  $\tilde{P}_d^m$  by

$$\frac{\tilde{U}_d}{U^2} = |H_d|^2 \frac{\tilde{P}_d^m}{\rho^2 c^2 U^2}. \quad (6.13)$$

A comparison of the two estimations of the acoustic velocity power spectrum is given in Fig. 6.7, corresponding to the test case 1, with a flow velocity equal to  $9 \text{ ms}^{-1}$ . A sharp peak at 1900 Hz and an harmonic at 3800 Hz are observed, which constitute the meaningful part of the signal. Besides, the broad band noise generated by the turbulence of the orifice jet excites the acoustic resonances of the pipe. As can be seen, the two estimations of the acoustic velocities power spectra are very close, the discrepancies being mostly due to the vanishing of either  $T_d$  or  $T_u$  at certain frequencies, as illustrated in Fig. 6.8. This observation is consistent with the fact that the orifice behaves in an almost incompressible manner in the range of Mach numbers considered.

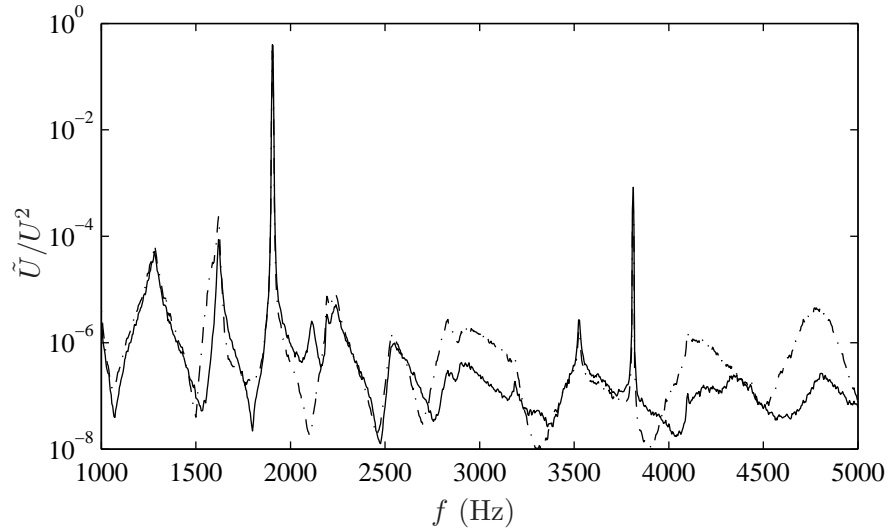


FIG. 6.7: Dimensionless power spectra of the upstream and downstream fluctuating velocity for the test number 1 with a flow velocity equal to  $9 \text{ ms}^{-1}$ .  $\tilde{U}_u$  : solid line,  $\tilde{U}_d$  : dash-dotted line.

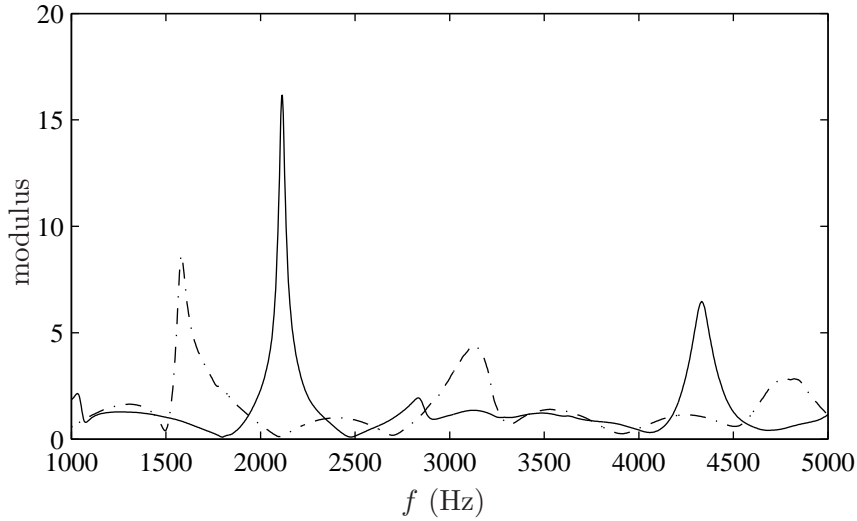


FIG. 6.8: Dimensionless transfer functions between the acoustic velocity and the measured pressure for the case 1.  $H_u$  : solid line,  $H_d$  : dash-dotted line.

The zero-peak amplitude  $u$  of the acoustic velocity at the whistling frequency can be deduced from the power spectra with the help of the procedure described in the previous section. In the case illustrated in Figs. 6.7 and 6.8, the dimensionless acoustic velocity is estimated to 0.25 upstream and to 0.21 downstream, which constitutes a reasonably fair agreement in the framework of acoustic identification. This agreement results from the fact that both transfer functions are not close to zero and do not exhibit high slopes at the whistling frequency.

The last step of the acoustic identification deals with the estimation of the acoustic feedback  $\mathcal{F}$  according to Eq. (6.9). The equivalent reflection coefficients  $R_u$  and  $R_d$  in this equation are deduced from the ones plotted in Figs. 6.4, 6.5 and 6.6, and from Eqs. 6.6 and 6.7, which exhibit terms of the type  $e^{jk\pm L}$ . As is the case for the transfer functions  $H_u$  and  $H_d$ , the combination of these exponential terms with the ratio of Eq. (6.9) generate a series of maxima and minima, which are responsible of uncertainties in the estimation of  $\mathcal{F}$ . Parametric studies on the lengths, the wavenumbers and the reflection coefficients have shown that the overall uncertainty on the modulus of  $\mathcal{F}$  can be estimated to about  $\pm 0.1$ .

Finally, based on the shapes of the transfer functions  $H_u$  and  $H_d$  at the whistling frequency, a selection process of the experimental data is elaborated. Measurements for which both transfer functions are close to zero or which exhibit high slopes are removed, and the acoustic velocity is taken equal to the average of both estimations if neither of them is close to zero. A second elimination process is applied, which consists in removing the cases where the power spectra exhibits several narrow peaks, because this situation is probably due to an intermittent regime of vortex shedding, switching from one acoustic mode to the other. In that case, the amplitude of each peak may be significantly underestimated by comparison with a situation where only one peak would be present. The test cases of Table 6.1 result from the application of these criteria.



## 6.5 Results

The series of tests numbered from 1 to 4 are performed with fixed boundary conditions and flow velocities varying from 6 to 12  $\text{ms}^{-1}$ . As can be seen in Fig. 6.9a, successive lock-ins occur with several acoustic modes between 1500 Hz and 2700 Hz, in a manner similar to literature[12, 59, 88].

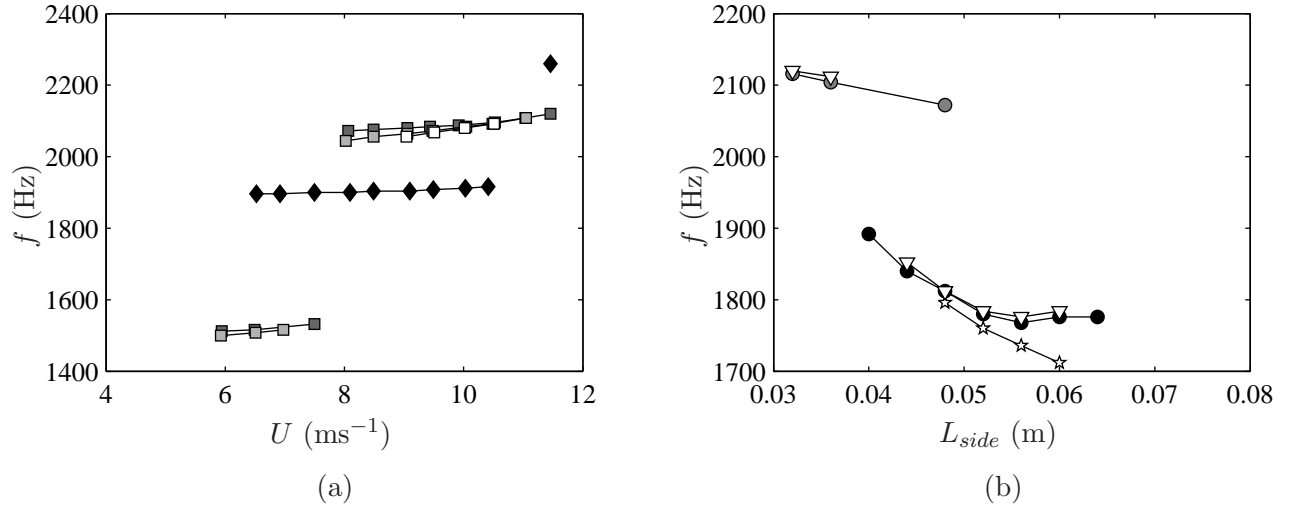


FIG. 6.9: Evolution of the whistling frequency with the mean flow velocity  $U$  or with the side branch depth. (a), case 1 : black diamonds, case 2 : dark gray squares, case 3 : light gray squares, case 4 : white squares. (b), case 5 : black circles, case 6 : gray circles, case 7 : white circles, case 8 : white stars, case 9 : white triangles.

The other way around, the series of tests numbered 5, 6, 7 and 9 are performed with varying boundary conditions, and a flow velocity equal to 9  $\text{ms}^{-1}$ . This choice of a common flow regime was made to ensure that a sufficient number of data would be available with a unique Mach number. The test number 8 was ran with a flow velocity equal to 6  $\text{ms}^{-1}$ . The whistling frequency evolves then in a more continuous manner than previously, as can be seen in Fig. 6.9b where two ranges of frequencies are observed.

In order to highlight the salient features of the whistling phenomenon, the discussion is first focused on the regimes of the test cases 2, 3 and 4 corresponding to the acoustic mode at about 2100 Hz of Fig. 6.9a. This mode is present when the perforated pipe is arranged downstream, with and without foam discs; this is due to the fact that, as can be seen in Fig. 6.4, the argument of the reflection coefficient is almost insensitive to the presence of the foam discs. In the meanwhile, the modulus of the reflection coefficient varies from 0.5 to 0.8, so that the acoustic modes of the system are only slightly altered when the foam discs are arranged.

Fig. 6.10 illustrates the main result of the study : the parameters controlling the whistling amplitude are the modulus of the acoustic feedback  $\mathcal{F}$  and the Strouhal number. The dimensionless acoustic velocity varies from 1% to about 15%, it increases with the feedback modulus (see Fig. 6.10a), and it exhibits a maximum for a Strouhal number of the order of 0.25 (see Fig. 6.10b). It can also be observed that the highest amplitude is obtained for a Strouhal number close to the value which makes the linear gain maximum (see Fig. 6.1a). Moreover, the comparison of the three curves of Fig. 6.10a

indicates a variation of the Strouhal number associated to the maximum amplitude with the feedback modulus. However, this variation is within the range of uncertainties of the measurement procedure, and it is not clear whether other parameters like the argument of  $\mathcal{F}$  should not also be taken into account. By lack of very accurate data, this question is not investigated in the present study.

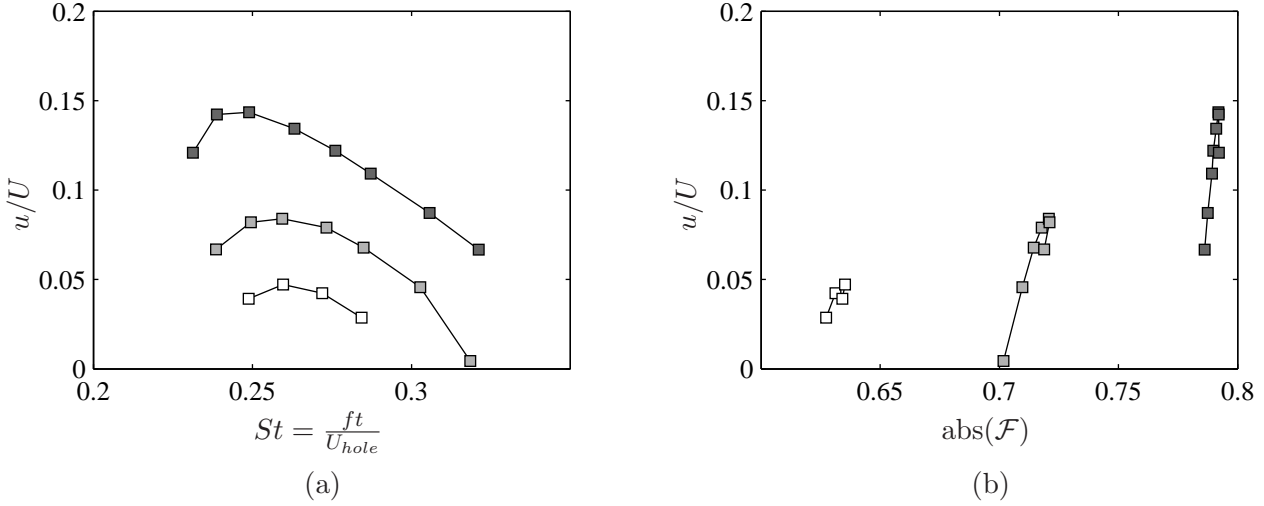


FIG. 6.10: Evolution of the dimensionless whistling amplitude with the Strouhal number, (a), and with the modulus of  $\mathcal{F}$ , (b), for one single mode. Case 2 : dark gray squares, case 3 : light gray squares, case 4 : white squares.

The previous analysis is now extended to all whistling regimes observed during the experiments summarized in Table 6.1. Notwithstanding the upstream or downstream arrangements nor the flow velocity, data are sorted in Fig. 6.11 by the values of the Strouhal number and of the modulus of the feedback only. Whistling regimes exhibiting values of the modulus of  $\mathcal{F}$  equal to 0.56, 0.65, 0.71 and 0.78 are selected, so that the influence of this parameter is made apparent. Other data are available which are consistent with the ones provided hereafter, but with intermediate values of the modulus of  $\mathcal{F}$ . They are not plotted for the sake of clarity. A trend very similar to the one of the single mode case is observed. The dimensionless acoustic velocity varies from 0.5% to about 12%, it increases with the feedback modulus (see Fig. 6.11b), and it exhibits a maximum for a Strouhal number of the order of 0.25 (see Fig. 6.11a). These data are consistent with the ones of Fig. 6.10, but they exhibit more scatter, which is due to the fact that they were obtained with different acoustic boundaries, so that they do not correspond to one single acoustic mode.

## 6.6 Discussion

The former section was focused on the parameters of the surrounding pipe which have an influence on the whistling amplitude, namely the modulus of the acoustic feedback. The influence of the Strouhal number was also exhibited. These options greatly facilitate the presentation of the experimental data, but they do not provide information on the mechanisms of acoustic amplification and saturation. Yet some features of these mechanisms can be highlighted with the help of physical reasoning.

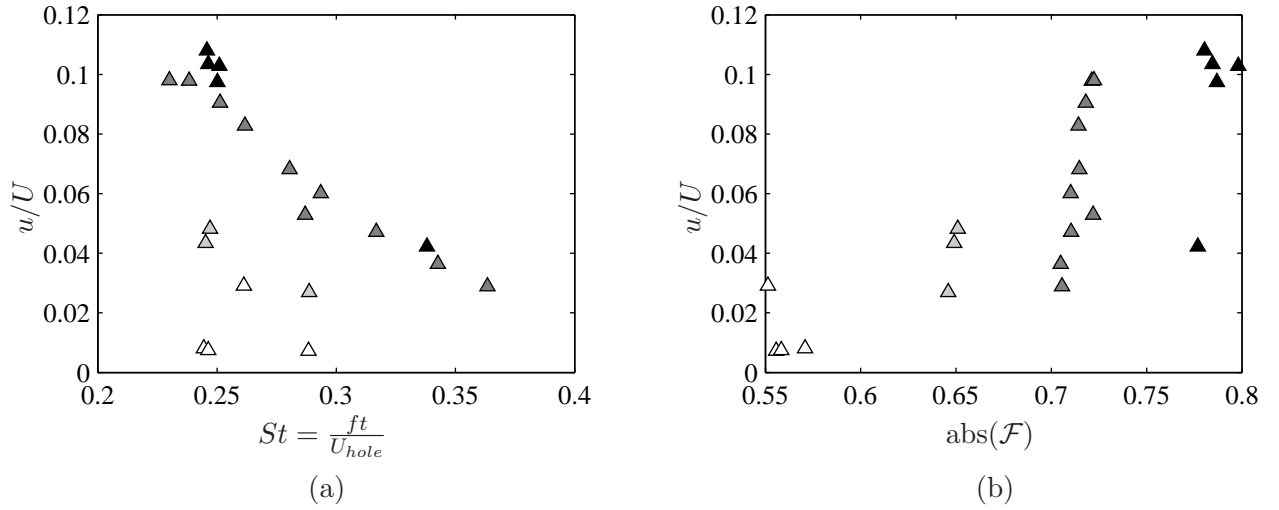


FIG. 6.11: Collapse of dimensionless whistling amplitudes for different experimental arrangements. Evolution with the Strouhal number in (a) and with the modulus of the acoustic feedback in (b).

First of all, the issue of the evolution of the whistling frequency with the flow velocity can be raised. For a given mode, a slight increase is observed, in a manner similar to side branches cases [88, 127]. Eq. (6.9) sheds some light on this effect : because the argument of the saturated gain of the orifice balances the argument of the acoustic feedback of the surrounding pipe, a variation of the flow velocity requires an adaptation of the gain of the orifice. Overlooking the nonlinear mechanism of gain adaptation, it can be gathered that the increase of the flow velocity results in a decrease of the Strouhal number, which in turn generates an increase of the argument of  $\mathcal{G}_{sat}$ . The whistling frequency varies in such a way that the argument of  $\mathcal{G}_{sat}$  balances the argument of  $\mathcal{F}$ , according to Eq. (6.9). To support this view, the evolution of the argument of  $\mathcal{F}$  as a function of the flow velocity is plotted in Fig. 6.12 for the second whistling mode of tests 2, 3 and 4, which appears at 2100 Hz. It can be seen that the argument of  $\mathcal{F}$  decreases with  $U$ , which implies that the argument of  $\mathcal{G}_{sat}$  increases with the Strouhal number. To summarize, it is proposed that the variation of the whistling frequency with the flow velocity results from the variation of the argument of the saturated gain with the Strouhal number.

Second, the saturated gain can be estimated for the same tests with the help of Eq. (6.9). Using the values of Fig. 6.10, the modulus of  $\mathcal{G}_{sat}$  is found to be equal to about 1.6 (white squares), to 1.4 (light gray squares) and to 1.2 (dark gray squares). As expected, the saturated gain exceeds unity, and it is lower than the linear gain of Fig 6.1a. Its decrease with the increase of the whistling amplitude is an illustration of the adaptation of vortex shedding to the acoustics of the duct. What is more, the decrease of the saturated gain modulus comes along with a variation of its argument, as illustrated by the three series of data in Fig. 6.12, obtained in almost identical acoustic conditions. One expects then the whistling frequency to evolve slightly with the amplitude, as was pointed out by Sarpkaya [112]. The comparison of the three frequencies in Fig. 6.9 shows that such a dependency exists. The whistling frequency is then a function of the whistling amplitude as well.

Considering the saturated gain of the orifice as a function of the Strouhal number and of the acoustic velocity, as proposed in section 6.3, a qualitative description of the initial instability and of

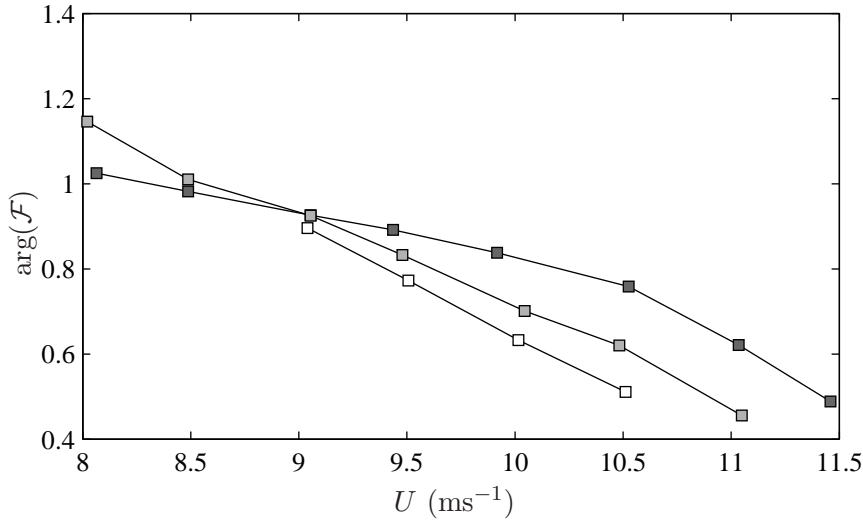


FIG. 6.12: Argument of  $\mathcal{F}$  versus flow velocity for the 2100 Hz mode of cases 2 (dark gray squares), 3 (light gray squares) and 4 (white squares)

its evolution towards the steady state regime can be given. At the onset of instability, the linear gain of the orifice shown in Fig 6.1 exceeds the feedback modulus in a certain range of frequencies. If one of the frequencies is such that the argument of  $\mathcal{F}$  equals the argument of  $\mathcal{G}$ , lock-in occurs and an exponentially growing velocity is generated at this frequency. When the amplitude of the fluctuating velocity reaches a value of a few percent of the steady flow velocity, nonlinear effects reduce the modulus of the acoustic gain and alter its argument simultaneously. Hence, both the whistling amplitude and the whistling frequency appear as consequences of a nonlinear adaptation of the orifice acoustic gain to its surroundings.

## 6.7 Conclusion

An experimental investigation of the parameters controlling the whistling amplitude of a circular single hole orifice at low Mach number was performed. It is found that the steady whistling regime is the result of the adaptation of the orifice flow dynamics to the acoustic modes of the surrounding duct. Defining the acoustic gain of the orifice  $\mathcal{G}$  as the ratio of the incident and of the scattered propagating pressure waves difference, and defining the feedback of the surrounding duct  $\mathcal{F}$  with the same set of variables, it is proposed that self-sustained oscillations are initiated at a frequency for which the argument of  $\mathcal{G}\mathcal{F}$  is equal to zero and for which the modulus of  $\mathcal{G}\mathcal{F}$  exceeds unity. Nonlinear adaptation of the orifice occurs after a phase of exponential growth, and the steady state regime corresponds to a saturated gain and to a frequency such that  $\mathcal{G}_{sat}\mathcal{F}$  is equal to 1.

The tests showed that the acoustic velocity generated by the orifice varies from 0.01 to 0.15 times the steady flow velocity. This velocity exhibits a maximum for a Strouhal number of the order of 0.25, and it increases with the modulus of the feedback of the surrounding duct.

Further work is needed to generalize the results of the present study to other orifices, and to investigate the influence of the Mach number and of the Reynolds number. It can reasonably be

---

thought that a correlation exists between the whistling ability of an orifice that was described by Testud et al. [119] and the whistling amplitude in steady state regime. This correlation can hardly be assessed with a plane acoustic wave identification approach as the one of the present study, and other approaches are required to bridge this gap, so that the inner mechanisms of acoustic amplification and saturation would be better understood.



## Chapitre 7

# Évaluation du potentiel de sifflement de diaphragmes via différentes approches numériques

### 7.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'application de simulations numériques en mécanique des fluides pour la caractérisation de la diffusion acoustique au niveau de diaphragmes et du potentiel de sifflement associé. En complément des études expérimentales présentées aux chapitres précédents, il s'agit ici d'exposer les possibilités offertes par différents types de simulations présentant un degré de modélisation croissant. Différentes hypothèses sont ainsi appliquées. Pour chaque simulation numérique proposée, la caractérisation de la diffusion acoustique au niveau du diaphragme et du potentiel de sifflement associé est recherchée et comparée à des résultats expérimentaux. Une revue des approches proposées dans la littérature est donnée ici et permet d'introduire le choix des simulations numériques utilisées au cours de ce chapitre.

La diffusion acoustique au niveau d'un diaphragme a dans un premier temps fait l'objet d'études analytiques. Aux très basses fréquences et pour des nombres de Mach très petits devant un, l'utilisation d'un modèle incompressible quasi-stationnaire permet de définir les coefficients de transmission et de réflexion du diaphragme [1, 54, 52]. Ce modèle est basé sur l'utilisation des équations linéarisées de la mécanique des fluides incompressibles non visqueux. Dans ce cas, les coefficients de la matrice de diffusion prennent la forme

$$T^\pm = 1 - R^\pm = \frac{2}{2 + M\beta}, \quad (7.1)$$

avec  $\beta = (S_c/S_j)^2 - 1$ , où  $S_c$  est la section du conduit principal et  $S_j$  la section du jet contracté et  $M$  le nombre de Mach dans le conduit principal. Ces coefficients définissent le comportement quasi-stationnaire d'un diaphragme.

Dans le cas d'une géométrie plane, la simulation d'un écoulement incompressible non visqueux bidimensionnel au moyen d'une méthode par vortex discret (vortex-blob method) [53] a été proposée pour caractériser la diffusion acoustique dans le cas instationnaire. La séparation du jet aux coins amont du diaphragme est obtenue par l'application de la condition de Kutta. Cette méthode, limitée

aux faibles nombres de Mach, permet de caractériser les pertes acoustiques à travers le diaphragme sur une large bande fréquentielle. Un modèle de réponse acoustique du diaphragme sous forme d'un terme d'impédance a été extrait de ces calculs.

L'étude du potentiel de sifflement sur des géométries simplifiées a été entreprise au cours des travaux de Testud [118]. Le but était de caractériser la matrice de diffusion d'une géométrie composée d'une contraction biseautée suivie d'une double expansion par une méthode multimodale [11, 67, 68, 69, 118]. Les résultats, rappelés au cours de la première section de ce chapitre, mettent en évidence la capacité de cette méthode à caractériser le potentiel de sifflement de géométries simplifiées en présence d'écoulements parallèles. Cette méthode est alors particulièrement adaptée à la compréhension des phénomènes de dissipation et d'amplification acoustique mis en jeu au niveau d'une couche cisailée parallèle mais n'est pas applicable aux cas des jets contractés observés au niveau d'un diaphragme. Sur cette base, différentes simulations numériques sont envisagées, deux d'entre elles étant présentées dans ce chapitre.

Une première approche a été proposée par Kierkegaard et coll. [65, 66] pour la caractérisation de la matrice de diffusion de diaphragmes en deux dimensions. Dans un premier temps, l'écoulement moyen est obtenu à partir d'un calcul via l'approche statistique RANS [66] ou l'approche déterministe par calcul direct [65]. Sur cette base, les champs des variables fluctuantes sont calculés dans le domaine fréquentiel à partir des équations de Navier-Stokes linéarisées résolues par une méthode directe. Ce calcul est effectué deux fois, alternativement avec une source à l'amont puis à l'aval et ceci pour plusieurs fréquences. L'identification de la matrice de diffusion du diaphragme est alors réalisée en appliquant la méthode à deux sources, introduite au cours de la section 2.2. Une mise à l'échelle de la fréquence [18] permet ensuite d'étendre les résultats à une géométrie 3D. Les résultats présentés sont en très bon accord avec l'expérience et permettent de définir la bande de sifflement potentiel avec précision. Ce type de méthode est donc applicable à la caractérisation du sifflement de diaphragmes, dans la limite où les effets de la troisième dimension peuvent être négligés. L'extension à des géométries complexes ou à des problèmes tridimensionnels est cependant impossible à l'heure actuelle. En effet, la résolution du système linéaire par une méthode directe nécessite le stockage d'une matrice de taille proportionnelle aux nombres de degrés de liberté du domaine. Par ailleurs, la méthode nécessite deux étapes indépendantes, à savoir la simulation de l'écoulement moyen puis le calcul des champs perturbés, augmentant les sources d'erreurs possibles. Finalement, la détermination d'effets non linéaires sort du champ d'application de cette méthode.

Une seconde méthode est donc utilisée et est présentée au cours de la deuxième section de ce chapitre. Il s'agit d'offrir une possibilité de calcul de géométries tridimensionnelles et de prise en compte des effets non linéaires. Cette méthode, utilisée par Martinez *et al.* [77, 78] dans le cas d'une jonction en T entre trois conduits et par Nakiboğlu *et al.* [87] dans le cas d'une cavité en conduit, utilise une résolution des équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires incompressibles (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes — URANS). La perturbation d'un état stationnaire de l'écoulement par des fluctuations de faibles amplitudes permet de caractériser les effets de diffusion acoustique au niveau du diaphragme. Ceci passe par l'identification d'un terme d'impédance, introduit dans la section 1.6.2, à partir de la relation entre la fluctuation de la différence de pression de part et d'autre du diaphragme et la vitesse fluctuante. Les résultats présentés au cours de ce chapitre sont en très bon accord avec l'expérience. La bande de sifflement potentiel du diaphragme est correctement prédite. Une approche URANS incompressible est alors à même de caractériser le sifflement potentiel



d'un diaphragme. Cependant, les hypothèses de modélisation considérées limitent son application aux faibles nombres de Mach et empêchent la prise en compte des effets de rétroaction acoustique.

Finalement pour remédier à ces limitations, un dernier type de simulation est proposé au cours de la troisième section. Une résolution des équations de Navier-Stokes en fluide compressible par simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation — LES) est ainsi utilisée. L'apport attendu par rapport à la simulation URANS incompressible est double. Le passage à une simulation compressible permet dans un premier temps d'étendre le champ d'application à des nombres de Mach quelconques. Dans l'optique d'une analyse du sifflement en présence de réflexions, une simulation des grandes échelles d'un écoulement compressible permet également de prendre en compte l'effet de rétroaction acoustique sur l'écoulement. Deux outils numériques ont été utilisés. Les motivations qui ont guidé le choix de ces deux outils de calcul sont détaillées ultérieurement, leurs différences principales étant liées aux méthodes numériques utilisées et aux stratégies de maillage adoptées. L'identification de la matrice de diffusion est réalisée sur la base des différents calculs entrepris. Dans la mesure où les grilles de calcul sont suffisamment fines au coin amont du diaphragme, les résultats obtenus présentent un très bon accord avec les expériences. La condition sur le raffinement des maillages n'a pu être satisfaite pour l'un des deux outils numériques menant ainsi à des écarts entre expériences et calculs. Ceci est discuté en détail à la fin du chapitre.

Les résultats des approches URANS incompressible et LES compressible sont présentés simultanément dans la quatrième section de ce chapitre.

La conclusion de ce chapitre présente finalement les avantages et les limites des différentes approches utilisées pour l'évaluation du potentiel de sifflement de diaphragmes. Le champ d'application de chacune de ces simulations est ainsi discuté.

### Remarque

Une partie des travaux de ce chapitre a été soumise à la revue internationale JSV. L'article qui a été déposé est présenté dans l'annexe A.

## 7.2 Rappel des résultats de la méthode multimodale

Une partie des travaux de Testud [118] portait sur l'analyse du sifflement de singularités par une méthode numérique basée sur la résolution par différences finies des équations d'Euler linéarisées en régime harmonique établi. Cette méthode utilisant une projection multimodale a été validée dans le cas d'une expansion simple, puis a été appliquée à une expansion double potentiellement siffiante.

Il ne s'agit pas ici de présenter en détail la méthode multimodale, mais plutôt de rappeler ses fondements, les principaux résultats obtenus et son champ d'application. Pour plus de précisions sur cette méthode, le lecteur peut se reporter aux références [67, 69, 68, 118].

Dans chaque conduit autour d'une singularité géométrique, les champs de pression et de vitesse fluctuantes sont décomposés en modes propres transverses. L'appariement des modes, par application des conditions de continuité des variables au niveau de la discontinuité de section, permet d'identifier la matrice de diffusion qui relie l'ensemble des modes. Ces deux étapes sont introduites dans la suite.

### 7.2.1 Décomposition multimodale

En présence d'un écoulement moyen uniforme ou non uniforme avec ou sans point d'inflexion, les équations d'Euler linéarisées en régime harmonique établi sont discrétisées dans la direction transverse du conduit pour des géométries 2D cartésiennes ou axisymétriques. Il en résulte un problème aux valeurs propres dont les vecteurs propres correspondent aux modes propres du conduit, les valeurs propres associées définissant les nombres d'onde. Les modes calculés sont de trois sortes :

- acoustiques propagatifs vers l'amont et l'aval. Le mode acoustique plan est toujours propagatif ;
- acoustiques évanescents, vers l'amont et l'aval. Le caractère propagatif ou évanescent d'un mode est défini par les différentes fréquences de coupure du conduit ;
- hydrodynamiques neutres, amortis ou instables, se propageant dans le sens de l'écoulement. La présence ou non d'un mode instable est associé au développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz, dont l'apparition est lié au profil d'écoulement. La présence d'instabilité peut être prédite par des critères détaillés dans [34]. Par exemple dans le cas d'un écoulement parallèle, la présence d'un point d'inflexion sur le profil d'écoulement est un critère d'instabilité.

### 7.2.2 Condition de continuité au niveau d'une discontinuité de section

Sur la base de la décomposition modale des champs de pression et de vitesse sur chaque conduit de part et d'autre d'une expansion, les conditions de continuité des variables acoustiques sont appliquées afin d'extraire la matrice de diffusion. Au niveau de l'expansion, la viscosité étant ignorée, la condition de Kutta doit être respectée. Dans ce cas, le profil de vitesse aval est choisie afin de forcer l'écoulement à quitter la paroi du conduit amont de manière tangentielle. Cette condition est assurée en conservant le profil d'écoulement du conduit amont dans le conduit aval.

L'application des conditions de continuité permet de calculer les coefficients des modes dans chaque conduit et ainsi de définir la matrice de diffusion d'une discontinuité de section.

La comparaison de la matrice de diffusion d'une expansion entre deux conduits calculée par la méthode multimodale à des résultats de la littérature issus de l'expérience [109, 110] ou de la modélisation [18, 19] montre un très bon accord. La validité des approches 2D cartésiennes et axisymétriques est par ailleurs vérifiée.

### 7.2.3 Application à une expansion double potentiellement sifflante

La validation de l'approche multimodale pour la modélisation du comportement aéroacoustique d'une expansion simple a mené à étendre l'analyse à une géométrie à expansion double, schématisée sur la figure 7.1a, potentiellement sifflante [50, 51]. Cette géométrie présente des similitudes avec le cas d'un diaphragme, dans la mesure où la longueur  $L_{exp}$  entre les deux discontinuités de section permet de créer une longueur de synchronisation similaire à celle présente dans un diaphragme. Cette similitude explique le caractère potentiellement sifflant d'une expansion double. Le profil de vitesse dans une expansion double est cependant défini parallèle, ce qui n'est pas le cas dans l'orifice d'un diaphragme.

La matrice de diffusion d'une expansion double est obtenue par assemblage de trois matrices de diffusion successives. La première correspond à celle calculée pour une expansion simple, la seconde définit la propagation le long du conduit de longueur  $L_{exp}$ , la dernière est obtenue à partir d'un calcul

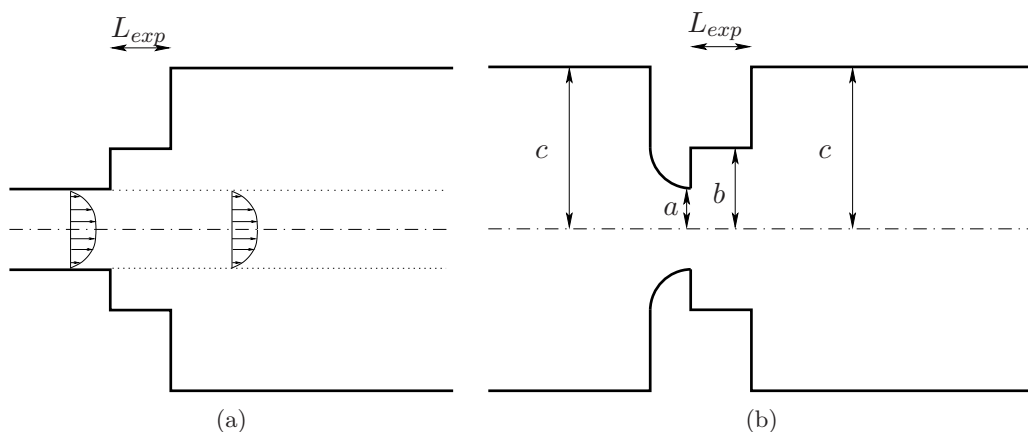


FIG. 7.1: Géométries (a) d'une expansion double, les lignes en pointillé délimitant l'écoulement dans les conduits aval et (b) d'une expansion double précédée d'une contraction biseautée

pour une expansion dont le profil d'écoulement est non uniforme de chaque côté. Ce profil d'écoulement est identique à celui défini dans le conduit de plus petite section comme l'illustre la figure 7.1a. Ceci modélise le jet créé à travers la double expansion. L'assemblage des trois matrices donne alors la matrice de diffusion d'une expansion double. Afin de comparer les résultats à l'expérience, l'expansion double est enrichie d'une contraction biseautée à l'amont, la matrice de diffusion de cette contraction étant calculée analytiquement sur la base d'un écoulement incompressible. La figure 7.1b présente la géométrie dans ce cas.

Les résultats expérimentaux et numériques sont rappelés sur la figure 7.2 tirée de [118], où les valeurs propres minimale et maximale de la puissance acoustique dissipée au diaphragme sont tracées.

La comparaison des résultats obtenus avec la méthode multimodale à l'expérience montre une bonne concordance au vu des hypothèses considérées. Les deux modes de sifflement sont ainsi prédits par les calculs, leurs valeurs asymptotiques en hautes fréquences étant cependant surestimées. Les amplitudes des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$  définissant les extremums de la puissance acoustique dissipée sont surestimées par la méthode multimodale. Ces amplitudes sont cependant modifiées avec l'ajout d'effets de saturation aux modes hydrodynamiques instables ainsi qu'avec le changement du profil d'écoulement dans la contraction. Ces deux paramètres n'étant pas connus la comparaison des amplitudes des valeurs propres reste qualitative. Il faut noter cependant qu'ils n'ont que peu d'influence sur le contenu fréquentiel des résultats.

En complément de l'étude sur l'expansion double, un calcul d'une géométrie composée d'une contraction et d'une expansion simple met en évidence la disparition des bandes de sifflement potentiel. Ce résultat, validé expérimentalement, met donc bien en évidence la nécessité de disposer d'une seconde expansion pour générer un sifflement. La longueur de conduit  $L_{exp}$  permet donc une synchronisation des perturbations acoustiques avec les fluctuations de nature aérodynamique de la couche cisillée. Cette longueur est présente dans le cas d'un diaphragme entre les coins amont et aval de l'orifice, l'écoulement à l'intérieur n'étant cependant pas parallèle.

La méthode multimodale permet donc de prédire la présence de bandes fréquentielles potentiellement sifflantes pour des géométries simples, en présence d'un écoulement parallèle. Dans le cas d'écoulements plus complexes, en présence d'un effet de *vena contracta* par exemple, cette méthode

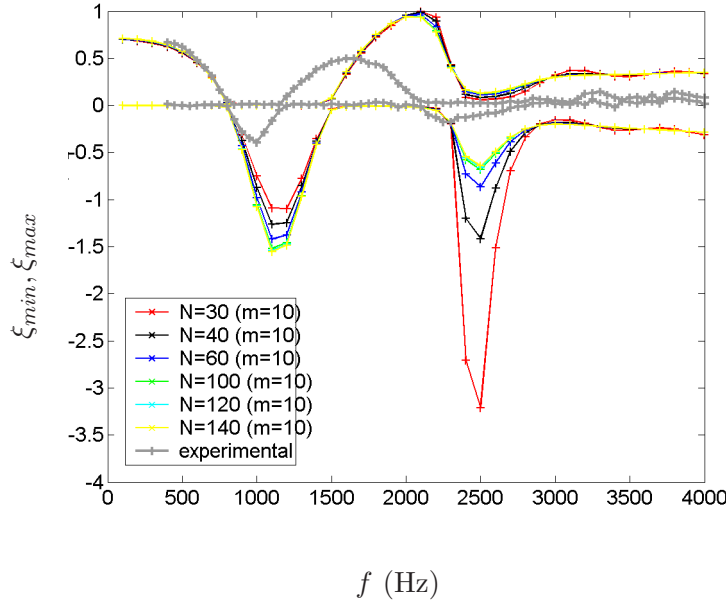


FIG. 7.2: Maximum et minimum de la puissance acoustique dissipée normalisée pour une contraction biseautée suivie d'une expansion double obtenus avec la méthode multimodale et expérimentalement (courbes grises et signes plus) par Testud [118]. Rayon de la contraction  $a = 0,005$  m, rayon de la première expansion  $b = 0,0075$  m et rayon du conduit principal  $c = 0,015$  m. Longueur du conduit entre les deux expansions  $L_{exp} = 0,01$  m. Nombre de Mach de l'écoulement  $M = 0,0087$ . La convergence avec la discrétisation transverse  $N$  est présentée.

n'est plus applicable. La matrice de diffusion d'un diaphragme ne peut donc pas être caractérisée par la méthode multimodale. Les solutions mises en œuvre dans la suite permettent de remédier à ces limitations.

### 7.3 Conditions d'écoulement et géométrie étudiées

Les simulations présentées dans la suite sont toutes réalisées pour une géométrie et des conditions d'écoulement identiques, exposées ici.

Le diamètre du conduit étudié est  $D = 3 \cdot 10^{-2}$  m. Le diamètre de l'orifice, à bord droit, est  $d = 1,5 \cdot 10^{-2}$  m, son épaisseur  $e = 5 \cdot 10^{-3}$  m.

Deux conditions d'écoulement sont étudiées. Les paramètres de ces deux conditions sont présentés dans le tableau 7.1.

La condition 1 est celle étudiée en détail dans la suite. Un seul résultat a été obtenu pour la condition d'écoulement 2.

L'analyse des résultats en fin de chapitre met en évidence l'importance de la résolution des maillages utilisés au niveau des parois de l'orifice. Lors de la présentation des grilles de calcul, la résolution proche paroi est donnée en unité de paroi. Ces unités adimensionnelles sont déterminées analytiquement sur la base d'un profil moyen de vitesse correspondant à un écoulement turbulent établi [124]. Selon que

TAB. 7.1: Conditions d'écoulement

|                           | 1                    | 2                    |
|---------------------------|----------------------|----------------------|
| $U_0$ (vitesse moyenne)   | 9 ms <sup>-1</sup>   | 12 ms <sup>-1</sup>  |
| $M$ (Nombre de Mach)      | $2,6 \times 10^{-2}$ | $3,5 \times 10^{-2}$ |
| $Re$ (Nombre de Reynolds) | $\approx 18000$      | $\approx 24000$      |

la résolution est définie dans le conduit principal ou dans l'orifice, la vitesse moyenne de l'écoulement considéré est  $U_0$  ou  $U_d = U_0(D/d)^2$ . Les unités de paroi ne correspondent alors pas toujours à celles observées en fin de calcul. Mais cette démarche permet de disposer d'un indicateur uniforme quels que soient le maillage ou les méthodes numériques.

## 7.4 Simulation via l'approche statistique pour un fluide incompressible

La caractérisation de la diffusion acoustique au niveau d'un diaphragme en présence d'écoulement nécessite la prise en compte de l'effet de *vena contracta*. L'accélération du fluide au passage du diaphragme s'accompagne en effet d'une contraction de l'écoulement, la section du jet à la sortie du diaphragme étant plus petite que la section de l'orifice comme l'illustre la figure 1.2. L'interaction entre le champ acoustique et les structures tourbillonnaires étant localisée le long de la couche de cisaillement, la définition du bon profil de cette couche cisailée est alors primordial pour l'étude de la diffusion acoustique d'un diaphragme. Plusieurs types de simulation sont alors envisageables pour permettre la définition du profil d'écoulement.

Une simulation numérique fondée sur la résolution des équations de Navier-Stokes incompressibles moyennées instationnaires (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes — URANS) est utilisée ici. L'étude dans le cas d'un fluide incompressible est soumise à une hypothèse de compacité de la zone d'interaction aéroacoustique. Un écoulement à faible nombre de Mach et des dimensions du diaphragme très inférieures aux longueurs d'onde des perturbations sont alors nécessaires à l'application de cette approche. Sous ces contraintes, la diffusion acoustique du diaphragme peut être caractérisée par un terme d'impédance complexe, introduit au cours de la sous-section 1.6.2. La définition de ce terme est reprise dans un premier temps et permet de détailler les étapes d'identification de ce dernier. L'outil numérique ainsi que le maillage utilisés sont ensuite présentés. La procédure d'identification du terme d'impédance est également détaillée.

### 7.4.1 Compacité et diffusion acoustique

La représentation de la diffusion acoustique au niveau d'un diaphragme sous une hypothèse de compacité est introduite. Celle-ci passe par la définition d'un terme d'impédance.

L'hypothèse de compacité implique deux conditions, à savoir, une vitesse d'écoulement faible, telle que le nombre de Mach soit très petit devant un, et des dimensions de diaphragme très petites devant les longueurs d'onde étudiées. Sous ces conditions, la fluctuation de la différence de pression de part et d'autre d'un diaphragme peut être décomposée en un terme source et un terme potentiel. Cette

décomposition est présentée ici, en complément de l'introduction qui avait été donnée au cours de la sous-section 1.6.2.

Pour un fluide incompressible avec un nombre de Reynolds suffisamment élevé, afin de négliger les effets de viscosité, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\nabla p = -\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt}, \quad (7.2)$$

où  $p$  représente la pression,  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse,  $\rho$  la masse volumique du fluide identique en tout point du domaine et  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ . En utilisant la décomposition

$$\nabla \left( \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 \right) = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}, \quad (7.3)$$

l'opérateur  $\wedge$  correspondant au produit vectoriel et  $\boldsymbol{\omega} = \nabla \wedge \mathbf{u}$  la vorticité, l'équation (7.2) devient

$$\nabla P = -\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \rho (\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}), \quad (7.4)$$

avec  $P = p + \rho |\mathbf{u}|^2 / 2$ .

D'après les travaux de Howe [57, 58], le second terme du second membre de l'équation (7.4) est relié à la moyenne temporelle de la puissance acoustique rayonnée par le volume de contrôle  $V$  autour du diaphragme par

$$\mathcal{P}_{vort} = -\rho \left\langle \int_V (\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}) \cdot \mathbf{u}' dV \right\rangle, \quad (7.5)$$

$\mathbf{u}'$  correspondant à la vitesse fluctuante irrotationnelle. À partir des équations (7.4) et (7.5), la fluctuation de la différence de pression totale  $\Delta P$  entre deux sections de conduit autour du diaphragme se décompose en une somme de deux termes  $\Delta P = \Delta p_{source} + \Delta p_{pot}$ . Le premier correspond à une différence de pression générée par le champ de vorticité de la couche cisillée. Le second terme  $\Delta p_{pot}$  définit une différence de pression créée par un écoulement potentiel et prend la forme, en supposant une vitesse fluctuante unidimensionnelle  $\mathbf{u}' = u'_z \mathbf{z}$ ,

$$\Delta p_{pot} = -\rho \int_{L_{tot}} \frac{\partial u'_z}{\partial t} dl = -j\rho\omega u'_z L_{tot}, \quad (7.6)$$

où  $\omega/(2\pi)$  définit la fréquence d'une perturbation harmonique. En considérant une différence de pression mesurée entre deux points espacés de  $L_1$  et  $L_2$  du diaphragme, la longueur  $L_{tot}$  est la somme des longueurs de conduit amont  $L_1$  et aval  $L_2$  et d'une longueur caractérisant les effets inertiels au niveau du diaphragme  $L_{diaph}$ .

Ainsi, la fluctuation de la différence de pression totale entre deux sections de part et d'autre d'un diaphragme s'exprime sous la forme

$$\Delta P = (\rho c Z_s - j\rho\omega L_{diaph} - j\rho\omega(L_1 + L_2)) u'_z. \quad (7.7)$$

L'équation (7.7) suppose une différence de pression  $\Delta p_{source} = \rho c Z_s u'_z$  proportionnelle à la vitesse fluctuante. Cette hypothèse a été introduite par Hofmans *et al.* [53] pour les faibles niveaux d'excitation. Il faut ici noter que le fluide étant considéré incompressible, la fluctuation de la différence de pression totale correspond à la fluctuation de la différence de pression. Le dernier terme de l'équation (7.7)

correspond à une différence de pression mesurée dans un conduit de longueur  $L_1 + L_2$  [87]. Afin de ne conserver que la contribution du diaphragme dans la différence de pression créée, ce terme doit être soustrait. La contribution du diaphragme se résume alors à un terme d'impédance  $Z = Z_s - j\omega L_{diaph}/c$ .

La caractérisation de la diffusion acoustique au niveau d'un diaphragme à partir d'un calcul incompressible passe donc par l'estimation des parties réelles et imaginaires de  $Z$ . Le potentiel de sifflement du diaphragme est estimé à partir de la partie réelle, qui définit les effets de dissipation. Ainsi, une partie réelle négative correspond à une amplification potentielle des ondes acoustiques incidentes et donc à un sifflement potentiel. La partie imaginaire de  $Z$  caractérise les effets inertiels liés au diaphragme.

### 7.4.2 Description de l'outil numérique

La simulation d'un écoulement incompressible à travers un diaphragme est ici réalisée à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires (URANS). L'outil de simulation *Code\_Saturne* développé à EDF est utilisé. Parmi les différents modèles de turbulence, le modèle  $\bar{k} - \omega$  SST [80] est employé. La discrétisation spatiale est assurée par des schémas volumes finis d'ordre 2 sur une grille colocalisée [4]. Le schéma en temps implicite de *Code\_Saturne* [4] est un schéma à pas fractionné associé à l'algorithme SIMPLEC, une étape de prédiction de la vitesse étant suivie d'une étape de correction de la pression.

L'écoulement est supposé satisfaire une symétrie axiale. La simulation est alors réalisée sur une coupe radiale du conduit. Cette coupe n'est pas plane mais est étendue selon un angle  $\alpha = \frac{\pi}{50}$ . Cette étape est nécessaire, *Code\_Saturne* ne disposant pas d'un module 2D. Elle permet de gagner en temps de calcul par rapport à un calcul 3D complet. L'axe de symétrie de la géométrie n'est pas pris en compte afin d'éviter la présence de points singuliers le long de celui-ci. La limite du domaine de calcul est alors translaturée d'un rayon  $\epsilon = 1 \cdot 10^{-4}$  m par rapport à l'axe, rayon de l'ordre du double du plus petit pas de discrétisation du maillage. Un schéma décrivant la géométrie du domaine de calcul est représenté sur la figure 7.3.

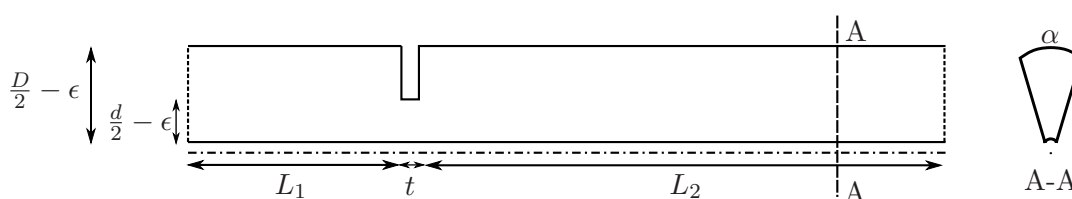


FIG. 7.3: Domaine de calcul. L'axe est représenté par le trait en point-tirets.

Le domaine de calcul est étendu de  $L_1 = 2,5D$  à l'amont et de  $L_2 = 7D$  à l'aval.

Le profil d'écoulement en entrée est choisi uniforme avec une vitesse moyenne  $U_0 = 9 \text{ ms}^{-1}$ , correspondant à la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Les conditions de paroi sont des conditions de non-glissement et intègrent une loi de paroi [4].

Sur les autres frontières du domaine de calcul, des conditions de glissement sont imposées. Elles assurent le caractère axisymétrique de l'écoulement.

Une condition de débit imposé est utilisée à l'entrée du domaine de calcul. La sortie du domaine correspond à une condition de Neumann assurant la nullité de la différence de pression à travers la

section de sortie.

Le maillage du domaine de calcul est réalisé à l'aide du logiciel Gmsh dans sa version 2.4.2. La forme des cellules a été choisie le plus cubique possible. Le raffinement est maximal au niveau du point de décollement au coin amont du diaphragme. Dans cette zone, le pas de discrétisation spatiale  $\Delta r = \Delta z$  est défini par  $\Delta r = 5 \cdot 10^{-5}$  m, soit en unité de paroi  $r^+ \approx 5$ . À mesure de l'éloignement de cette zone, les mailles sont étirées jusqu'à atteindre un pas de discrétisation minimum tel que  $D/\Delta r = D/\Delta z \approx 45$ . Au total, le domaine de calcul comporte 99000 cellules.

Le pas de temps par itération est fixé à  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7}$  s. Ce pas de temps correspond à un nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) inférieur à 5, nécessaire pour obtenir de bons résultats avec le schéma en temps utilisé. Le pas de temps choisi correspond à un nombre CFL de l'ordre de 1.

### 7.4.3 Ajout de perturbations

La première étape de la simulation consiste à calculer le champ de vitesse moyen. Celui-ci est obtenu à partir d'une durée de simulation de 0,03 s, soit 30000 itérations temporelles. Sur la base de l'écoulement moyen, une vitesse fluctuante uniforme radialement  $u'(t)$  est ajoutée au profil de vitesse en entrée.

Les signaux d'excitation sont choisis harmoniques de fréquence  $f_{exc}$  et d'amplitude  $A$ ,

$$u' = A \cos(2\pi f_{exc} t). \quad (7.8)$$

Ce type d'excitation facilite l'identification du terme d'impédance et est donc particulièrement adaptée à l'évaluation de l'approche URANS incompressible pour l'étude du sifflement. Il nécessite cependant plusieurs simulations pour balayer la bande fréquentielle d'étude. Le temps de calcul est néanmoins suffisamment faible, de l'ordre de deux heures de simulation parallélisée sur huit cœurs pour une fréquence de 2000 Hz, pour ne pas représenter un frein à l'utilisation de ce type de signal.

L'amplitude des excitations  $A$  est choisie égale à 0,1 % de la vitesse moyenne  $U_0$ . Cette valeur doit permettre de conserver une dépendance linéaire de la différence de pression fluctuante vis-à-vis de la vitesse d'excitation.

La bande fréquentielle caractérisée s'étend de 500 à 4000 Hz. Le pas fréquentiel est de 200 Hz, hormis à l'intérieur de la bande de sifflement potentiel où il est de 100 Hz. Pour chaque fréquence la durée de simulation correspond à 4 périodes.

Les valeurs de pression en fonction du temps sont enregistrées tous les dix pas de temps de part et d'autre du diaphragme en différents plans de mesure. Quatre plans sont utilisés de chaque côté. Chaque plan est composé de quatre points de mesure et les pressions sont moyennées à partir des valeurs en ces points.

L'identification du terme d'impédance peut être réalisée à partir des différences de pressions estimées entre les différents plans amont et aval. La contribution inertielle liée à la longueur de conduit entre les plans utilisés est dans chaque cas mesurée simultanément. Une étape permettant de supprimer cette dernière est utilisée ici. Dans un premier temps, la différence de pression entre deux plans amont est mesurée. Celle-ci est exclusivement engendrée par les effets inertiels entre les deux positions des plans. Un terme de correction est alors calculé en divisant la différence de pression mesurée par la distance séparant les deux plans. Le dernier terme de l'équation (7.7), caractérisant la contribution des effets inertiels à la différence de pression entre deux plans situés de part et d'autre du



diaphragme, est alors calculée en multipliant le terme de correction obtenu par la distance entre ces plans. La soustraction de ces effets inertiels à la différence de pression mesurée permet de ne conserver que les effets liés au diaphragme.

C'est sur cette base que le terme d'impédance  $Z$  est calculé. Les parties réelle et imaginaire de ce terme sont obtenues à partir des signaux de vitesse d'excitation et de la différence de pression engendrée par le diaphragme.

## 7.5 Simulations des grandes échelles pour un fluide compressible

La simulation d'un écoulement incompressible par une approche URANS n'est pas adaptée à des nombres de Mach trop grands, supérieurs à 0,1 dans l'orifice, et à la prise en compte de la rétroaction acoustique en présence de conditions de réflexion amont et aval. Afin d'étendre les possibilités dans l'étude du sifflement, des simulations réalisées pour un écoulement compressible par l'approche des grandes échelles sont utilisées au cours de cette section. Cette approche permet le calcul direct du champ acoustique et des couplages aéroacoustiques.

Cette section présente donc différents calculs par simulation des grandes échelles d'un fluide compressible à partir desquels la matrice de diffusion d'un diaphragme est déterminée. Deux outils de simulation sont utilisés au cours de cette étude. Les raisons ayant guidé le choix de ces outils sont détaillées plus tard. Il est ici important de préciser que les stratégies de discrétisation du domaine et les schémas numériques utilisés sont différents. L'un des codes permet un maillage de la géométrie peu contraignant, alors que le second utilise des schémas numériques adaptés à la résolution de problèmes en présence d'acoustique. L'utilisation de ces deux outils permet donc de juger de l'apport de chacune des deux approches par rapport à l'autre.

Par ailleurs, deux méthodes d'extraction de la matrice de diffusion sont mises en œuvre. Il s'agit dans un premier temps d'appliquer la méthode à deux sources employée lors des expériences et présentée au cours de la section 2.2. À partir de deux calculs avec une excitation alternativement à l'amont et à l'aval, cette méthode est adaptée au calcul numérique par quelques modifications. La seconde méthode proposée est basée sur un calcul avec deux excitations amont et aval simultanées couplé à une identification de système. L'application de cette seconde méthode nécessite des conditions aux limites amont et aval totalement non réfléchissantes. Le choix de l'une ou l'autre de ces démarches de calcul de la matrice de diffusion dépend alors des conditions aux limites amont et aval.

Dans un premier temps, les méthodes d'identification de la matrice de diffusion sont présentées. Une introduction des outils de simulation utilisés et une description de la configuration des calculs est ensuite donnée.

Afin de pouvoir être comparés aux simulations effectuées avec l'approche URANS incompressible, les calculs avec l'approche LES compressible sont réalisés avec les conditions d'écoulement du tableau 7.1. Afin que l'approche URANS incompressible puisse être appliquée, ces conditions d'écoulement correspondent à des nombres de Mach petits. Dans ce cas, les calculs par simulation compressible des grandes échelles sont difficiles et coûteux. Les disparités d'échelles spatiales entre les structures turbulentes et les longueurs d'onde acoustique sont importantes, les simulations doivent être suffisamment précises pour capter ces différentes échelles simultanément. De la même manière, une grande disparité existe entre les échelles temporelles liées à la propagation des ondes acoustiques et celles induites par

la convection de l'écoulement. Or, le caractère explicite des schémas en temps des outils numériques nécessite de respecter une condition de stabilité basée sur la vitesse de propagation des ondes acoustiques, les temps de calcul nécessaires à la prise en compte des phénomènes physiques liés à l'écoulement sont alors très grands. Pour les deux outils numériques utilisés, les temps de calculs parallélisés sur des calculateurs avec 256 processeurs sont compris entre 3 et 7 semaines. Néanmoins et comme introduit en début de paragraphe, le choix de ces conditions d'écoulement permet une comparaison avec les simulations réalisées avec l'approche URANS incompressible. La réussite des simulations à ces bas nombres de Mach est également un prérequis à l'extension pour l'étude d'écoulement présentant des nombres de Mach plus grands.

### 7.5.1 Méthodes d'identification de la matrice de diffusion

Expérimentalement, la matrice de diffusion d'un diaphragme est déterminée par la méthode à deux sources, introduite au cours du chapitre 2. Cette méthode peut être appliquée sans restriction à des simulations aéroacoustiques. Néanmoins et particulièrement dans le cas d'écoulement à bas nombre de Mach, il est impossible de simuler des durées supérieures à une demi-seconde sans dépasser plusieurs mois de calcul parallélisé sur un ordinateur. L'application directe de la méthode à deux sources n'est donc pas envisageable dès lors qu'une étude fréquence par fréquence est utilisée. Deux solutions sont alors présentées et utilisées ici.

Dans un premier temps, la méthode à deux sources est conservée, mais des étapes de traitement différentes de celles utilisées expérimentalement sont mises en œuvre. L'enregistrement conjoint des champs de pression et de vitesse est notamment utilisé pour caractériser les ondes acoustiques se propageant dans les deux directions. Ainsi pour deux calculs avec alternativement une excitation large bande à l'amont puis à l'aval, les fonctions de transfert entre les ondes acoustiques sont calculées et la méthode à deux sources peut ensuite être appliquée.

La seconde technique mise en œuvre pour identifier la matrice de diffusion d'un diaphragme est basée sur la réalisation d'un seul calcul, mais nécessite des conditions aux limites parfaitement non réfléchissantes. Cette dernière condition permet d'appliquer simultanément une excitation à l'amont et à l'aval et, dès lors que ces excitations sont statistiquement indépendantes, d'extraire les coefficients de la matrice de diffusion par une méthode d'identification de système, issue de la théorie du contrôle.

#### 7.5.1.1 Méthode à deux sources

Comme introduit précédemment, la méthode à deux sources est suffisamment générale pour pouvoir être utilisée à partir de simulations numériques. Les étapes de post-traitement appliquées sont cependant différentes de celles utilisées expérimentalement, la durée simulée étant très inférieure aux durées disponibles expérimentalement.

La figure 7.4 présente les étapes de la méthode à deux sources telle qu'elle a été appliquée aux simulations aéroacoustiques.

Deux calculs sont nécessaires, une excitation large bande étant successivement appliquée à l'amont et à l'aval. Ces deux calculs correspondent à deux états indépendants  $a$  et  $b$  du système.

Le signal d'excitation est obtenu par une somme de sinus à fréquence fixe dont la phase est déterminée aléatoirement. Les fréquences sont choisies entre 100 et 6000 Hz. L'amplitude maximale

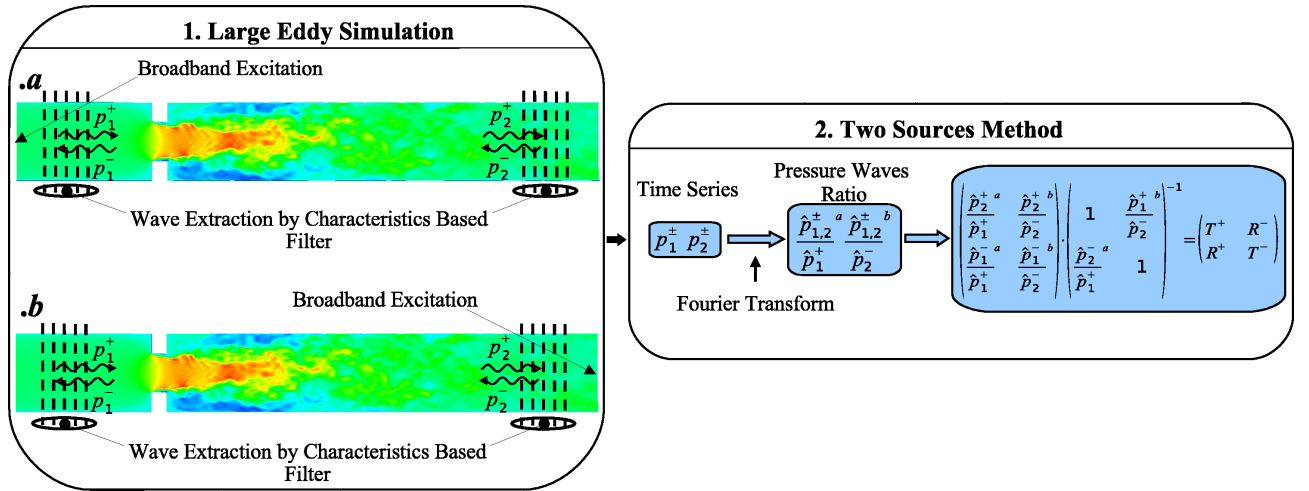


FIG. 7.4: Étapes de la méthode à deux sources appliquée aux simulations

du signal d'excitation résultant est choisie pour assurer une réponse linéaire du diaphragme. Elle est fixée de manière à satisfaire la condition  $u'/U_0 < 0,03$ .

La simulation numérique permet de disposer simultanément des champs de pression et de vitesse en tout point du domaine. Cette propriété est utilisée pour extraire les ondes acoustiques propagatives  $p^+$  et rétrogrades  $p^-$ . Cette étape remplace l'identification des rapports des ondes acoustiques à partir des fonctions de transfert entre différents signaux de pression obtenues expérimentalement, introduite par l'équation (2.2). La mise en œuvre de l'étape d'identification pour les simulations numériques permet de s'affranchir des perturbations turbulentes, si bien que le nombre de moyennes utilisées lors de l'application de la méthode à deux sources est plus faible que dans le cas expérimental.

Au cours du calcul, les pressions  $p(t)$  et vitesses  $u(t)$  moyennées spatialement le long de plusieurs coupes radiales sont enregistrées avec un pas de temps constant. Ces deux variables sont décomposées en la somme d'une partie moyennée temporellement  $\bar{p}$ ,  $\bar{u}$  et d'une partie fluctuante  $p'(t)$  et  $u'(t)$  incluant des contributions acoustiques et turbulentes. À partir des parties fluctuantes, les amplitudes des ondes propagatives  $p_{t_1}^+$ ,  $p_{t_2}^+$  et rétrogrades  $p_{t_1}^-$ ,  $p_{t_2}^-$  sont calculées selon les formules

$$p_{t_i}^+ = \frac{1}{2}(p_i' + \rho c u_i') \quad (7.9)$$

et

$$p_{t_i}^- = \frac{1}{2}(p_i' - \rho c u_i'). \quad (7.10)$$

Ces ondes sont ensuite filtrées afin de ne conserver que la partie acoustique [70]. Le filtre appliqué utilise les propriétés de propagation des fluctuations. Les ondes acoustiques se propagent en effet à la vitesse du son, corrigée par la vitesse de l'écoulement, alors que les perturbations turbulentes sont convectées à une vitesse voisine de la vitesse de l'écoulement moyen. Ainsi, l'onde acoustique  $p_1^+$  est extraite en sommant les pressions moyennées sur les plans amont après avoir corrigé chacune d'entre elles par le temps de propagation entre la position du plan et le plan choisi comme référence. Ce temps de propagation correspond dans ce cas au rapport entre la distance entre les plans et la somme entre

la vitesse de propagation des ondes dans le fluide au repos et la vitesse de l'écoulement moyen. Il vient ainsi

$$p_1^+(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_{t_1}^+ \left( t - \frac{|z_i - z_{ref}|}{c + U_0} \right), \quad (7.11)$$

avec  $N$  le nombre de plans,  $i$  l'indice du plan,  $z_i$  la position du plan et  $z_{ref}$  la position de référence. Cette procédure est ensuite appliquée aux trois ondes acoustiques restantes  $p_1^-$ ,  $p_2^+$  et  $p_2^-$ . Dans le cas des ondes  $p_i^-$ , la vitesse de propagation correspond à la différence entre la vitesse de propagation des ondes dans le fluide au repos et la vitesse d'écoulement moyen.

L'extraction des ondes acoustiques est ainsi réalisée pour les deux calculs  $a$  et  $b$ . Les autospectres moyennés, estimés par un périodogramme de Welch, permettent ensuite de calculer les rapports des ondes acoustiques en fonction de la fréquence. Ainsi, à partir de l'équation (2.1), dont la forme est rappelée,

$$\begin{pmatrix} \hat{p}_2^+ a & \hat{p}_2^+ b \\ \hat{p}_1^+ & \hat{p}_2^- \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \hat{p}_1^+ b \\ \hat{p}_2^- a & 1 \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix}, \quad (7.12)$$

les coefficients de la matrice de diffusion peuvent être calculés.

### 7.5.1.2 Méthode LES/SI

Contrairement à la méthode à deux sources présentée dans la section précédente, la méthode d'identification, décrite dans la suite, ne nécessite qu'un seul calcul. Deux excitations statistiquement indépendantes sont appliquées simultanément à l'amont et à l'aval du domaine de calcul. Une procédure d'identification de système est appliquée, sur la base des pressions et vitesses enregistrées, permettant d'extraire les coefficients de la matrice de diffusion. Une contrainte d'utilisation de cette méthode est de disposer de conditions aux limites totalement non réfléchissantes.

La méthode est nommée LES/SI [40, 96, 98], l'acronyme SI correspondant à System Identification. Un schéma de principe de cette méthode est présenté sur la figure 7.5.

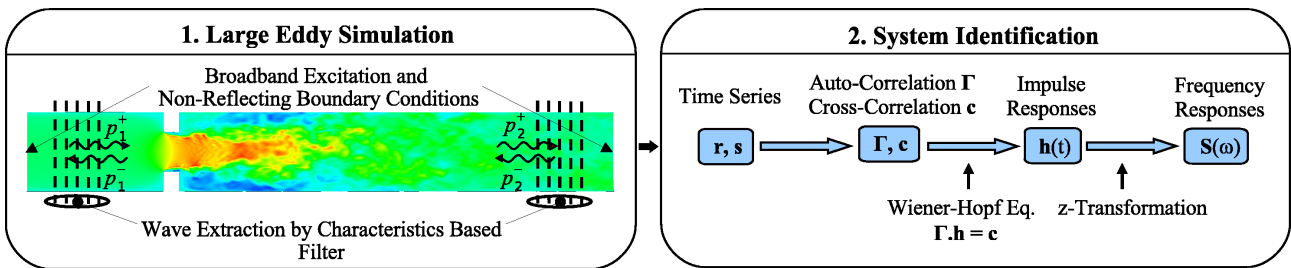


FIG. 7.5: Schéma de principe de la méthode LES/SI

**Signaux d'excitation** La méthode LES/SI est basée sur la réalisation d'un seul calcul avec excitations amont et aval simultanées. Le choix de ces excitations large bande est crucial, celles-ci devant satisfaire à des propriétés de décorrélation, nécessaires lors de l'étape de post-traitement.

Deux signaux binaires aléatoires discrets (Discrete Random Binary Signals - DRBS) statistiquement indépendants sont ainsi choisis. Ils sont obtenus par la formule

$$x_{exc}(n) = A \cdot \text{sgn}(\text{rand}(n) - 0,5), \quad (7.13)$$

avec  $n$  l'indice de l'itération temporelle,  $A$  l'amplitude du signal, la fonction  $\text{sgn}(expr)$  prenant les valeurs  $\pm 1$  selon le signe de  $expr$  et  $\text{rand}(n)$  un nombre aléatoire normalement distribué entre 0 et 1. Les signaux d'excitation prennent de manière aléatoire les deux valeurs  $\pm A$ . Afin de supprimer les oscillations hautes fréquences, un filtre passe-bas est appliqué aux signaux, la limite haute étant fixée par la première fréquence de coupure du conduit.

Le choix de ces signaux est guidé par le souhait de disposer d'excitations décorréliées entre l'amont et l'aval. Afin de conserver cette propriété au cours du calcul, il est nécessaire que les conditions aux limites soient non réfléchissantes à chaque extrémité du domaine de calcul.

**Extraction des ondes acoustiques propagatives et rétrogrades** L'extraction des ondes acoustiques  $p_1^+$ ,  $p_1^-$ ,  $p_2^+$  et  $p_2^-$  est identique à celle présentée au cours de la section 7.5.1.1 et utilise donc un filtre basé sur les différences entre les vitesses de propagation des ondes planes et les vitesses de convection des fluctuations turbulentes [70].

**Analyse de corrélation et réponses impulsionnelles** Le diaphragme est représenté par un biporte acoustique, qui est un système à deux entrées et deux sorties (Multiple Inputs Multiple Outputs — MIMO). Les signaux d'entrée sont  $p_1^+$  et  $p_2^-$ , les signaux de sortie  $p_2^+$  et  $p_1^-$ .

En supposant la réponse du diaphragme linéaire, condition satisfaite pour des niveaux d'excitation suffisamment faibles, le système est totalement défini par les réponses impulsionnelles entre chaque entrée et chaque sortie [75]. La matrice  $\mathbf{h}$  des réponses impulsionnelles, de dimension  $(2L \times 2)$ , est la concaténation des quatre réponses impulsionnelles du système. Ces réponses impulsionnelles, dont les éléments sont notés  $h^{m,n}(i)$ ,  $m = 1;2$  et  $n = 1;2$ , relient les entrées et sorties du système selon les relations

$$p_2^+(i) = \sum_{k=0}^{L-1} h^{1,1}(k)p_1^+(i-k) + \sum_{k=0}^{L-1} h^{1,2}(k)p_2^-(i-k) \quad (7.14)$$

et

$$p_1^-(i) = \sum_{k=0}^{L-1} h^{2,1}(k)p_1^+(i-k) + \sum_{k=0}^{L-1} h^{2,2}(k)p_2^-(i-k), \quad (7.15)$$

où  $i$  et  $k$  correspondent à des indices temporelles. La longueur  $L$  des réponses impulsionnelles doit correspondre à une durée incluant les temps caractéristiques du système. Ces temps caractéristiques correspondent dans le cas du diaphragme aux temps de propagation des ondes acoustiques entre les deux plans de références utilisés pour le calcul des ondes amont et aval, et au temps caractéristique de l'interaction entre l'écoulement et les perturbations acoustiques.

La matrice des réponses impulsionnelles du système est calculée en utilisant l'équation de Wiener-Hopf [75]

$$\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{h} = \mathbf{c}, \quad (7.16)$$

où  $\mathbf{\Gamma}$  est la matrice d'autocorrélation entre les deux entrées et dont la dimension est  $(2L \times 2L)$ , et où  $\mathbf{c}$  est la matrice de corrélation croisée, entre les entrées et sorties, de dimension  $(2L \times 2)$ . Ces deux matrices s'écrivent

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{1}{N-L+1} \sum_{k=L}^N \begin{pmatrix} p_1^+(k)p_1^+(k) & \dots & p_1^+(k)p_1^+(k-L) & p_1^+(k)p_2^-(k) & \dots & p_1^+(k)p_2^-(k-L) \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ p_1^+(k-L)p_1^+(k) & \dots & p_1^+(k-L)p_1^+(k-L) & p_1^+(k-L)p_2^-(k) & \dots & p_1^+(k-L)p_2^-(k-L) \\ p_2^-(k)p_1^+(k) & \dots & p_2^-(k)p_1^+(k-L) & p_2^-(k)p_2^-(k) & \dots & p_2^-(k)p_2^-(k-L) \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ p_2^-(k-L)p_1^+(k) & \dots & p_2^-(k-L)p_1^+(k-L) & p_2^-(k-L)p_2^-(k) & \dots & p_2^-(k-L)p_2^-(k-L) \end{pmatrix}, \quad (7.17)$$

et

$$\mathbf{c} = \frac{1}{N-L+1} \sum_{k=L}^N \begin{pmatrix} p_1^+(k)p_2^+(k) & p_1^+(k)p_1^-(k) \\ \vdots & \vdots \\ p_1^+(k-L)p_2^+(k) & p_1^+(k-L)p_1^-(k) \\ p_2^-(k)p_2^+(k) & p_2^-(k)p_1^-(k) \\ \vdots & \vdots \\ p_2^-(k-L)p_2^+(k) & p_2^-(k-L)p_1^-(k) \end{pmatrix}, \quad (7.18)$$

où  $N$  correspond à la longueur totale des signaux. Le calcul de la matrice des réponses impulsionnelles s'obtient en inversant la matrice d'autocorrélation

$$\mathbf{h} = \mathbf{\Gamma}^{-1} \cdot \mathbf{c}. \quad (7.19)$$

L'intérêt d'une bonne décorrélation entre les signaux d'excitations amont et aval est ici mise en évidence. En effet, plus ces signaux sont décorréllés, plus l'inversion de la matrice d'autocorrélation  $\mathbf{\Gamma}$  est facilitée. Le cas le plus simple correspond à une parfaite décorrélation, la matrice d'autocorrélation se résumant alors à la matrice identité, la matrice des réponses impulsionnelles étant directement obtenue par la matrice de corrélation croisée [97].

Pour plus de détails sur l'inversion de Wiener-Hopf le lecteur peut se référer à [75, 98].

**Transformée en  $z$  et matrice de diffusion** Le passage de la matrice des réponses impulsionnelles à la matrice de diffusion s'effectue finalement par une transformée en  $z$  [98]

$$S^{m,n}(\omega) = \sum_{k=0}^L h^{m,n}(k) e^{-j\omega \Delta t k}, \quad (7.20)$$

avec  $m$  et  $n$  prenant les valeurs 1 ou 2. Les quatre éléments obtenus à partir de l'équation (7.20) correspondent ainsi aux coefficients de la matrice de diffusion.

### 7.5.2 Présentation des outils de simulation

Les simulations d'un écoulement compressible en présence d'un diaphragme ont été réalisées à partir de deux outils numériques différents :

- le premier, AVBP, a été développé au Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique (CERFACS) qui en partage la propriété avec l’Institut Français du Pétrole (IFP),
- le second, *Code\_Safari*, a été développé à EDF R&D au département Analyse Mécanique et Acoustique en collaboration avec l’École Centrale de Lyon (ECL).

Les deux outils de simulation résolvent les équations compressibles de Navier-Stokes par des stratégies de type simulation des grandes échelles [43, 74, 111], qui correspondent à un compromis entre l’approche RANS et la simulation numérique directe. L’approche de la simulation des grandes échelles consiste à filtrer les équations compressibles de Navier-Stokes afin de ne conserver que les structures turbulentes de grande taille et de modéliser les plus petites structures. Ce filtrage est possible du fait que les grandes échelles sont généralement plus énergétiques que les petites [38].

Les deux outils numériques diffèrent par les schémas numériques utilisés, les stratégies de modélisation des petites échelles et le type de conditions aux limites implémentées. La réalisation des deux simulations est motivée par les différences d’approches qu’elles utilisent. La facilité de maillage avec AVBP est à mettre en regard des méthodes numériques d’ordre élevé de *Code\_Safari* adaptées aux problèmes aéroacoustiques :

- le solveur AVBP, présenté en 7.5.2.1 utilise des maillages non structurés et une discrétisation par volume fini d’ordre deux. Cette approche facilite le maillage de géométries complexes ainsi que le raffinement local dans les zones d’intérêt. Cependant, les schémas volumes finis d’ordre deux peuvent s’avérer trop dispersifs et trop dissipatifs pour préserver les amplitudes et les phases des fluctuations acoustiques superposées aux fluctuations turbulentes beaucoup plus énergétiques. Cette approche offre alors une facilité de mise en œuvre, mais peut présenter des difficultés pour la résolution des phénomènes aéroacoustiques ;
- de son côté, *Code\_Safari*, dont une introduction est présentée en 7.5.2.2, utilise des maillages structurés multi-domaines avec recouvrements partiels et des schémas aux différences finies d’ordre élevé. Ces schémas sont utilisés pour leur propriété de faible dispersion et de faible dissipation bien adaptée à l’étude de phénomènes aéroacoustiques, où de fortes disparités d’échelles et d’amplitudes existent entre les fluctuations turbulentes et acoustiques. La réalisation du maillage est de son côté complexifiée par l’utilisation de maillages structurés et par la nécessité d’assurer des communications faiblement dispersives et faiblement dissipatives entre maillages recouvrants. La première contrainte rend plus difficile une discrétisation locale autour du coin amont du diaphragme. La seconde nécessite une procédure d’interpolation de grande précision afin de préserver la qualité de la solution. En ce sens, le rapport de taille de mailles entre deux maillages recouvrants ne doit pas être trop grand, de l’ordre de 2. L’application d’une discrétisation locale devient alors difficile, les possibilités de déraffinement étant plus faibles que pour des maillages non structurés. L’approche privilégiée par *Code\_Safari* des maillages recouvrants requiert une attention plus poussée lors de la construction des grilles, mais permet aussi de résoudre avec précision les fluctuations de nature acoustique.

### 7.5.2.1 Présentation de l'outil AVBP

Le solveur AVBP<sup>1</sup> [114] utilise une méthode de type volumes finis avec un calcul des variables au sommet des cellules, sur des maillages non structurés. Le schéma de Lax-Wendroff d'ordre deux [48] est choisi pour discrétiser les dérivées spatiales et temporelles.

Les petites échelles sont modélisées par le modèle sous-maille WALE (Wall Attached Layer Eddy) [90]. AVBP dispose également du modèle sous-maille de Smaroginsky. Le choix du modèle sous-maille WALE est guidé par sa meilleure capacité à modéliser les petites structures pour les écoulements de parois et les écoulements cisailés.

Finalement, les conditions d'entrée et de sortie du domaine utilisées ont été optimisées pour assurer des propriétés de non-réflexion nécessaires à l'application de la méthode LES/SI. Elles correspondent aux conditions aux limites caractéristiques pour les équations de Navier-Stokes (Navier-Stokes Characteristics Boundary Condition — NSBC) [95] modifiées [64, 99]. Les modifications apportées viennent compenser le niveau de réflexion non nul des conditions aux limites originales, notamment aux basses fréquences [99]. Ceci est assuré par l'ajout d'un terme de correction qui compense les ondes acoustiques planes quittant le domaine. L'identification des ondes acoustiques planes est assurée par le filtre basé sur les caractéristiques introduit au paragraphe 7.5.1.1 [64].

### 7.5.2.2 Présentation du solveur *Code\_Safari*

*Code\_Safari* [35, 28, 36] se propose de résoudre les équations de Navier-Stokes par l'intermédiaire de différences finies d'ordre élevé sur des maillages structurés curvilignes. L'utilisation de grilles structurées pouvant représenter un frein à la simulation d'écoulements pour des géométries complexes, une méthode de recouvrement de maillages est utilisée. Une stratégie d'interpolation de données permet aux maillages de communiquer entre eux [29].

Les calculs réalisés ici utilisent une discrétisation par un schéma aux différences finies centré sur 7 points d'ordre 6. Ces schémas permettent de résoudre correctement les perturbations à partir de 5 points par longueur d'onde. Un schéma en temps de Runge-Kutta d'ordre quatre, optimisé dans le domaine fréquentiel, est appliqué pour discrétiser les dérivées temporelles [16, 10].

La stabilité numérique des schémas d'ordre élevé [16] est assurée par un filtre passe bas sur 7 points standard. Ce filtre, appliqué à l'issue de l'étape d'avancement en temps, élimine les hautes fréquences mal résolues par le schéma numérique. Le filtre est également utilisé pour modéliser l'interaction entre les structures résolues, les grandes échelles, et non résolues, les petites échelles, il joue alors le rôle d'un modèle de sous-maille. L'utilisation de filtres numériques en ce sens a été proposée et validée par Stolz et Adams [116] et Bogey et Bailly [17].

La réalisation de la grille de calcul par approche multi-domaine est effectuée avec la bibliothèque Overture développée au Lawrence Livermore National Laboratory [26]. Cette étape définit la géométrie des maillages élémentaires, les points d'interpolation de chaque maillage, les informations nécessaires au calcul sur ces points et les conditions aux limites. L'interpolation est réalisée par des polynômes de Lagrange d'ordre quatre.

Les points à proximité des conditions de paroi sont traités par des différences finies centrées dégradées, la stabilité numérique étant assurée par des filtres centrés dégradés. Finalement les

---

<sup>1</sup><http://www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php>



conditions d'entrée et de sortie fluides sont des conditions aux limites de champ lointain, développées par Tam et Dong [117] et adaptées aux cas tridimensionnels par Bogey et Bailly [15]. Ces conditions aux limites sont faiblement réfléchissantes, mais présentent une amplitude de réflexion non nulle [99].

### 7.5.2.3 Choix des méthodes d'identification de la matrice de diffusion

Les différences de traitement des conditions d'entrée et de sortie fluides entre les deux solveurs imposent l'utilisation de méthodes différentes pour l'identification de la matrice de diffusion du diaphragme. En effet, l'application de la méthode LES/SI, présentée à la section 7.5.1.2, nécessite des conditions aux limites non réfléchissantes. Le niveau de réflexion des conditions aux limites utilisées dans *Code\_Safari*, même faible, inférieur à 5 %, est suffisant pour ne plus assurer les propriétés d'indépendance statistique entre les signaux d'excitation amont et aval utilisés pour la méthode LES/SI. La perte de ces propriétés engendre des erreurs trop importantes pour appliquer dans ce cas la méthode [96]. Les calculs avec AVBP sont ainsi associés à la méthode LES/SI de la section 7.5.1.2, alors que les simulations avec *Code\_Safari* sont couplées à la méthode à deux sources de la section 7.5.1.1.

## 7.5.3 Description des calculs

Après avoir introduit les méthodes d'identification de la matrice de diffusion et présenté les codes de calcul, le détail des simulations est donné dans la suite. Il s'agit notamment de décrire les maillages utilisés ainsi que les paramètres choisis lors de l'extraction de la matrice de diffusion du diaphragme.

### 7.5.3.1 Simulations avec AVBP

La grille de calcul est composée d'hexaèdres, structurés en plusieurs blocs. Des grilles en H discrétisent l'axe du conduit et sont connectées à des grilles en O qui s'étendent jusqu'aux parois. La structuration du maillage permet de contrôler le pas de discrétisation dans le domaine. Exprimée en fonction des unités de paroi, la résolution moyenne du maillage correspond à  $r^+ \approx 80$  dans la direction radiale,  $\Phi^+ \approx 95$  dans la direction azimutale et  $z^+ \approx 100$  dans la direction longitudinale. Au niveau des parois, une discrétisation plus fine dans la direction radiale,  $r^+ \approx 4, 5$ , est appliquée aussi bien au niveau des parois du conduit principal que des parois du diaphragme. Le maillage est également raffiné dans la direction longitudinale au niveau du diaphragme et de la zone du jet aval. La description correcte de l'écoulement dans cette zone, et notamment du décollement au coin amont du diaphragme est cruciale, l'instabilité de la couche cisailée initiée en ce point contrôlant l'interaction aéroacoustique [53]. Une bonne définition de l'effet de *vena contracta* et des gradients de vitesse est ainsi nécessaire.

En fin de domaine, le maillage est étiré afin de dissiper les structures turbulentes avant la condition de sortie. Cette étirement de mailles fait office de zone éponge. Aucune dissipation supplémentaire n'est appliquée, le filtrage numérique des schémas étant suffisant ici.

Une description du maillage est donnée dans le tableau 7.2.

Les distances  $L_1$  et  $L_2$  définissent les longueurs amont et aval du domaine de calcul entre le diaphragme et les conditions d'entrée et de sortie. À la fréquence maximale d'étude, 5000 Hz, la résolution spatiale longitudinale est de 80 points par longueur d'onde pour la plus grande taille de

TAB. 7.2: Description du maillage.

|                                  | 1                        | 2                        |
|----------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| $L_1$                            | $5D$                     | $5D$                     |
| $L_2$                            | $12D$                    | $8D$                     |
| Nombre de cellules               | $\approx 5,3 \cdot 10^6$ | $\approx 5,5 \cdot 10^6$ |
| Plus petit pas de discrétisation | $4,2 \cdot 10^{-5}$ m    | $4,3 \cdot 10^{-5}$ m    |
| Plus grand pas de discrétisation | $9,1 \cdot 10^{-4}$ m    | $2,7 \cdot 10^{-4}$ m    |

maille. Cette résolution est suffisante pour assurer une propagation correcte de l'acoustique, comme détaillé dans [41].

Le profil d'écoulement moyen en entrée du domaine de calcul correspond à un écoulement turbulent pleinement développé. Ce profil moyen est défini à partir des travaux de Zagarola et Smits [124].

Les parois du conduit sont traitées par des conditions adiabatiques de non-glissement.

Afin d'appliquer la méthode LES/SI, deux signaux d'excitation décorrélés sont ajoutés et sont déterminés par l'équation (7.13). Ces deux excitations sont appliquées au niveau des conditions aux limites en imposant la dérivée temporelle des ondes acoustiques entrantes  $p_1^+$  à l'amont et  $p_2^-$  à l'aval [95]. L'amplitude des excitations est fixée à des valeurs de l'ordre de 1,5% de la vitesse d'écoulement moyen. Cette amplitude assure une réponse linéaire du diaphragme.

La durée de simulation est de 0,2 s, le pas de temps par itération est de  $8 \cdot 10^{-8}$  s. Ce pas de temps correspond à un nombre CFL de 0,7. Le calcul est parallélisé sur 256 processeurs. Il nécessite trois semaines de simulation pour arriver à terme.

Les pressions et vitesses moyennes sont enregistrées toutes les 10 itérations soit toutes les  $8 \cdot 10^{-7}$  s. Les plans de coupe où les variables moyennées sont enregistrées, sont au nombre de vingt. Dix d'entre eux sont situés à l'amont, pour des distances aux diaphragmes comprises entre  $4D$  et  $1D$ . Les dix autres sont placés à l'aval et leur position se répartit entre des distances au diaphragme de  $8D$  à  $11D$  pour le cas 1, et de  $4D$  à  $7D$  pour le cas 2. L'espacement entre deux plans successifs est de 0,01 m, soit  $0,33D$ . Les positions de référence, utilisées pour l'application du filtre extrayant les ondes acoustiques, sont  $1,5D$  à l'amont et à l'aval.

Fonction des distances entre les plans de référence amont et aval et du temps caractéristique de l'interaction des ondes acoustiques avec les structures turbulentes, la longueur  $L$  des réponses impulsionnelles composant la matrice  $\mathbf{h}$ , définie à l'équation (7.19), est choisie pour correspondre à une durée égale à  $1,2 \cdot 10^{-3}$  s. Au delà de cette valeur, les réponses impulsionnelles ne présentent plus de signal significatif.

### 7.5.3.2 Simulations avec *Code\_Safari*

Autour du diaphragme, le domaine de calcul est étendu de quatre diamètres à l'amont et de treize diamètres à l'aval. Une longueur de deux diamètres et demi à la fin du maillage aval est réservée à une zone éponge permettant d'évacuer les structures turbulentes avant la condition aux limites aval. Cette zone éponge associe un étirement du maillage à une dissipation numérique supplémentaire. La figure 7.6 présente une coupe schématisée de la grille de calcul.

Des maillages en O sont associés à des maillages en H, disposés le long de l'axe du conduit. Les

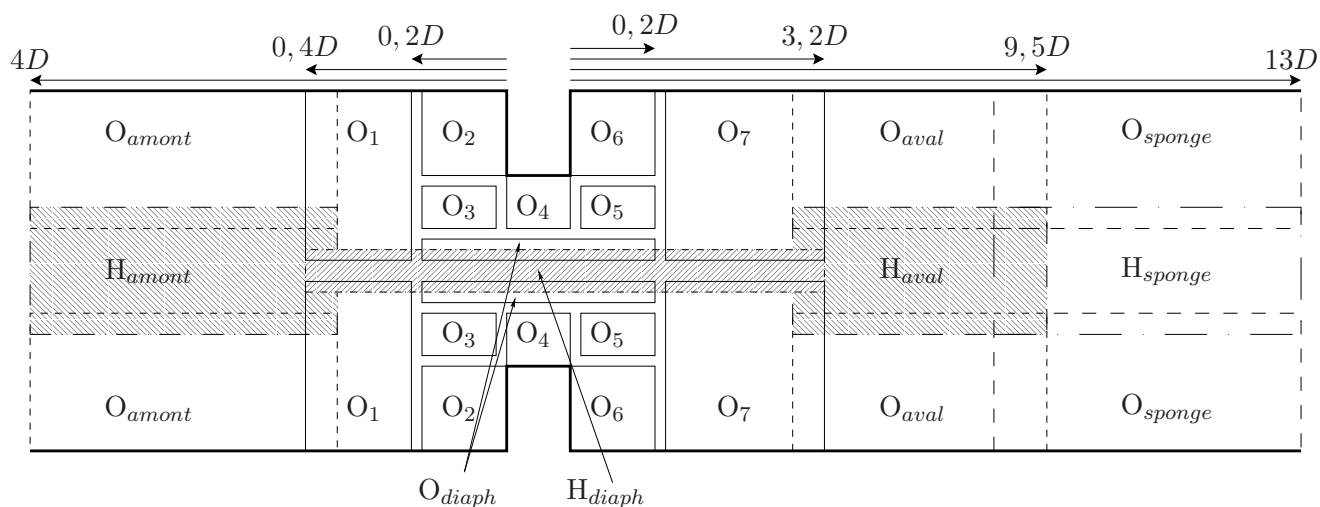


FIG. 7.6: Coupe de la grille de calcul. Les parois sont représentées par les traits en gras. Hormis au niveau de la zone éponge, les maillages en H du coeur du domaine sont hachurés. Les zones d'interpolation sont présentes au niveau du recouvrement de deux maillages.

maillages en O discrétisent le domaine des conditions de paroi jusqu'à la zone d'interpolation avec les maillages en H. Au total, quinze maillages sont utilisés. Le tableau 7.3 présente les caractéristiques des différentes grilles.

Les maillages dans la zone du diaphragme, notés  $O_1$  à  $O_7$  et  $O_{Diaph}$ , présentent des discrétisations définies par une variable de paroi dans le conduit  $z^+ = r^+ \approx 4$ . Au niveau du diaphragme, le pas de discrétisation devient  $z^+ = r^+ \approx 16$ . Au vu du grand nombre de points engendrés par ces pas de discrétisation, induisant des temps de calcul déjà supérieurs à ceux des simulations avec AVBP, il n'a pas été possible de diminuer ces derniers dans la zone de l'orifice. La problématique rencontrée provient notamment de la nécessité que les maillages  $O_1$  à  $O_7$  et  $O_{Diaph}$  aient la même résolution. Ceci est forcé par la présence des coins amont et aval du diaphragme. En effet, une grille élémentaire ne peut pas supporter plusieurs conditions aux limites sur une même face avec *Code\_Safari*. Le recouvrement de maillages au coin est alors impossible. La solution consiste à disposer des maillages coïncidents autour du coin sans zone de recouvrement. La communication entre les maillages coïncidents est réalisée afin que les points aux frontières des maillages disposent de trois points du maillage voisin pour appliquer le schéma aux différences finies utilisé dans le reste du domaine. Une diminution de la taille de maille au niveau du diaphragme entraîne alors une augmentation conséquente du nombre de points dans cette zone et donc du temps de calcul. Par ailleurs le respect d'un faible saut de taille de maille entre maillages recouvrants, de l'ordre de 2, impliquerait également une augmentation du nombre de points dans le reste du domaine. Le choix de la discrétisation spatiale est le résultat d'un compromis entre le temps de calcul et la précision recherchée. Le maillage dispose au final de 21 millions de points.

Le plus grand pas de discrétisation longitudinale, hors zone éponge, correspond à 200 points par longueur d'onde à la fréquence maximum d'étude de 5000 Hz. Cette discrétisation est suffisante pour assurer une propagation acoustique sans dispersion ni dissipation. Avec les schémas utilisés, cette discrétisation pourrait être diminuée jusqu'à la valeur limite de 5 points par longueur d'onde. Pour des raisons similaires à celles introduites au paragraphe précédent, ceci n'a pu être mis en œuvre pour ce calcul. Il faut néanmoins noter que la majorité des points de maillage se trouvent dans la zone du

TAB. 7.3: Caractéristiques des grilles

| Maillage            | Nombre de points |       |            | Pas de discrétisation |                     |                        |
|---------------------|------------------|-------|------------|-----------------------|---------------------|------------------------|
|                     | $N_z$            | $N_r$ | $N_\theta$ | $dz$ ( $10^{-4}$ m)   | $dr$ ( $10^{-4}$ m) | $d\Phi$ ( $10^{-4}$ m) |
| Type O              | $N_z$            | $N_r$ | $N_\theta$ | $dz$ ( $10^{-4}$ m)   | $dr$ ( $10^{-4}$ m) | $d\Phi$ ( $10^{-4}$ m) |
| O <sub>Amont</sub>  | 347              | 43    | 100        | 3, 12                 | 3, 06               | [1, 36; 9, 52]         |
| O <sub>1</sub>      | 40               | 88    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [1, 07; 9, 52]         |
| O <sub>2,6</sub>    | 40               | 50    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [4, 76; 9, 52]         |
| O <sub>3,5</sub>    | 39               | 23    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [1, 07; 4, 76]         |
| O <sub>4</sub>      | 33               | 24    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [1, 07; 4, 76]         |
| O <sub>Diaph</sub>  | 110              | 16    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [1, 07; 4, 76]         |
| O <sub>7</sub>      | 614              | 88    | 100        | 1, 56                 | 1, 53               | [1, 07; 9, 52]         |
| O <sub>Aval</sub>   | 641              | 43    | 100        | 3, 12                 | 3, 06               | [1, 36; 9, 52]         |
| O <sub>Sponge</sub> | 48               | 21    | 100        | [8, 38; 2, 93]        | 6, 12               | [1, 75; 9, 52]         |
| Type H              | $N_z$            | $N_x$ | $N_y$      | $dz$ ( $10^{-4}$ m)   | $dx$ ( $10^{-4}$ m) | $dy$ ( $10^{-4}$ m)    |
| H <sub>Amont</sub>  | 356              | 50    | 50         | 3, 14                 | 3, 06               | 3, 06                  |
| H <sub>Diaph</sub>  | 704              | 33    | 33         | 3, 14                 | 3, 06               | 3, 06                  |
| H <sub>Aval</sub>   | 639              | 50    | 50         | 3, 14                 | 3, 06               | 3, 06                  |
| H <sub>Sponge</sub> | 48               | 25    | 25         | [8, 44; 2, 95]        | 6, 25               | 6, 25                  |

diaphragme et que l'utilisation de maillages supplémentaires pour diminuer la discrétisation le long du conduit principal n'aurait eu qu'un impact faible sur le nombre de points total et donc sur le temps de calcul. Néanmoins, cette remarque met ici en évidence la perte d'intérêt de l'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé, le nombre de points au niveau des zones où seule la propagation acoustique importe étant contrôlé par la taille de maille dans l'orifice.

Au niveau de la condition d'entrée, le profil d'écoulement moyen est similaire à celui utilisé pour le calcul avec AVBP, soit celui d'un écoulement turbulent développé.

Les excitations amont et aval sont appliquées par l'intermédiaire de l'ajout d'un terme à la dérivée temporelle de la vitesse. Les niveaux d'excitation sont fixés tels que  $u'/U_0 < 0,02$ , condition assurant une réponse linéaire au niveau du diaphragme.

Le pas de temps est fixé à  $2,3 \cdot 10^{-7}$  s et correspond à un nombre CFL autour de 0,8. La durée de simulation totale est de 0,2 s soit 900000 itérations. Les pressions et vitesses acoustiques sont enregistrées tous les dix pas de temps, soit toutes les  $2,3 \cdot 10^{-6}$  s. Deux calculs sont nécessaires pour l'application de la méthode à deux sources.

Vingt-deux plans sont utilisés pour l'extraction des ondes acoustiques par la méthode décrite au cours de la section 7.5.1.1. À l'amont, dix plans espacés de 0,01 m sont utilisés entre des distances au diaphragme allant de  $3,6D$  et  $0,33D$ . À l'aval, l'espacement est de 0,011 m, les douze plans étant positionnés à des distances allant de  $5D$  à  $9,4D$ . Les positions de référence choisies pour l'application du filtre correspondent aux positions des plans les plus proches du diaphragme, soient  $0,33D$  à l'amont et  $5D$  à l'aval.

## 7.6 Résultats

Au cours de cette section, les résultats obtenus à partir des trois simulations introduites précédemment sont présentés. Dans un premier temps, une visualisation des résultats aérodynamiques est proposée. Puis, pour les simulations URANS incompressible, les parties réelle et imaginaire du terme d'impédance  $Z$  sont étudiées et comparées aux résultats expérimentaux. Les résultats des simulations LES compressible sont ensuite étudiés à travers les coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme puis les maximum et minimum de la puissance acoustique dissipée. Ces résultats sont également comparés à l'expérience. Enfin, une comparaison des champs moyens issus des simulations est réalisée afin d'expliquer les écarts observés dans l'identification des caractéristiques acoustiques du diaphragme.

### 7.6.1 Résultats aérodynamiques

La série de figures 7.7 présente les champs de vitesse longitudinale calculés avec les différents outils de simulation. La figure 7.7a correspond au champ de vitesse obtenu avec *Code\_Saturne*, les figures 7.7b et 7.7c aux champs instantanées issues des simulations avec AVBP et *Code\_Safari*.

Les spécificités de chaque outil numérique sont retrouvées. Ainsi, le résultat d'une simulation URANS permet de visualiser le champ d'écoulement moyen. Les simulations par une approche LES permettent de récupérer des champs instantanés, où les structures turbulentes sont clairement visibles.

Les champs instantanés issus des simulations avec AVBP et *Code\_Safari* présentent des différences. Ainsi, la turbulence en fin de jet est convectée à des distances plus lointaines de l'orifice sur la figure 7.7c par rapport à la figure 7.7b. Ceci provient des méthodes numériques utilisées et de la résolution des grilles de calcul. Ainsi, les schémas numériques d'ordre élevé de *Code\_Safari* associés à une discrétisation spatiale plus fine présentent une fréquence de coupure numérique sur le spectre de turbulence plus élevée que celle de l'outil AVBP. Le développement de la turbulence s'effectue alors sur une gamme d'échelle plus importante avec l'outil *Code\_Safari*.

Il est également observé que la transition vers la turbulence se fait plus tôt avec le calcul AVBP qu'avec *Code\_Safari*. Ces écarts proviennent vraisemblablement de différences au niveau du profil moyen de l'écoulement dans l'orifice. Ceci sera abordé plus en détail dans la sous-section 7.6.5.

### 7.6.2 Simulations URANS incompressible

Les figures 7.8 et 7.9 présentent les parties réelle et imaginaire de l'impédance  $Z$  calculées à partir d'une approche URANS incompressible et obtenues sur la base des expériences. La partie réelle de  $Z$  caractérise la dissipation acoustique au niveau du diaphragme. Comme il a été précisé dans la section 1.6.2, la plage de sifflement potentiel du diaphragme correspond à une partie réelle de  $Z$  négative. La partie imaginaire de  $Z$  définit les effets inertiels.

Aux fréquences inférieures à 1500 Hz, seuls des effets de dissipation sont observés. Dans cette gamme, les résultats numériques et expérimentaux sont en très bon accord pour les parties réelle et imaginaire de  $Z$ . De 1500 à 2700 Hz environ, la partie réelle de  $Z$  devient négative et une forte pente est relevée sur la partie imaginaire. Dans cette gamme, la présence du diaphragme est susceptible d'engendrer une certaine puissance acoustique, il s'agit de la bande de sifflement potentiel. L'approche URANS incompressible prédit cette bande de fréquence, mais présente de légers écarts à l'expérience.

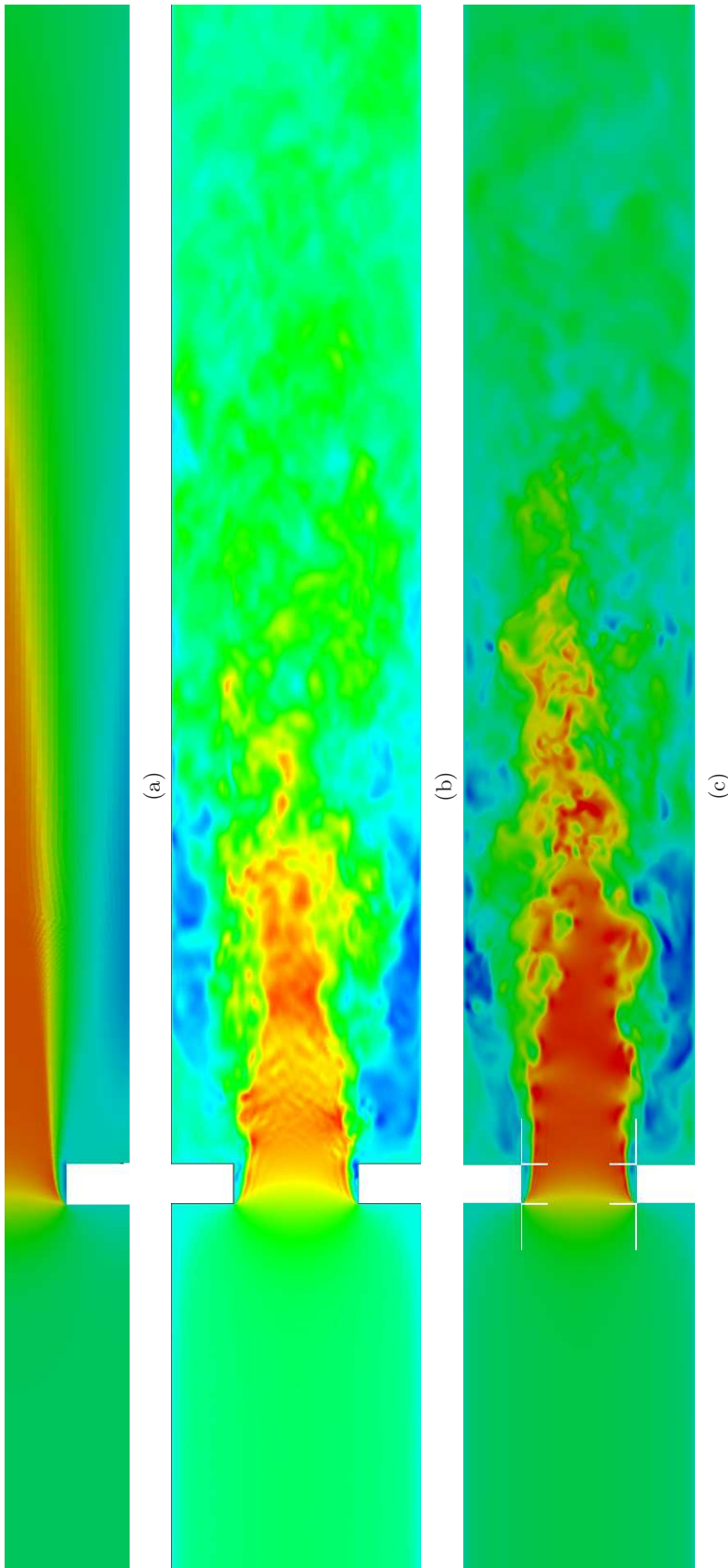


FIG. 7.7: Visualisation du champ de vitesse longitudinale issu des trois simulations. (a) *Code.Saturne* (champ moyen), (b) AVBP (champ instantané) et (c) *Code.Safari* (champ instantané). L'échelle de couleur du bleu vers le rouge correspond à une vitesse comprise entre  $-25$  et  $65 \text{ ms}^{-1}$ .

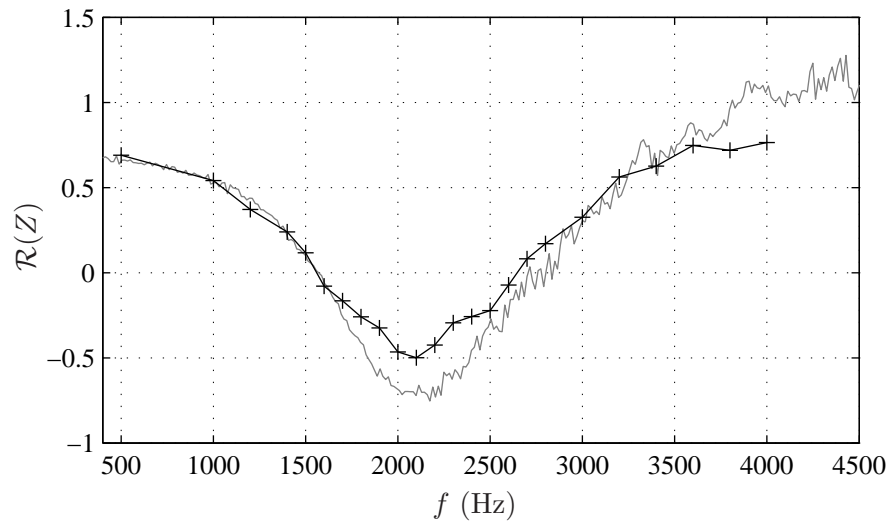


FIG. 7.8: Partie réelle de l'impédance en fonction de la fréquence. Traits et croix noirs : simulations numériques avec *Code\_Saturne*, courbes grises : expériences.

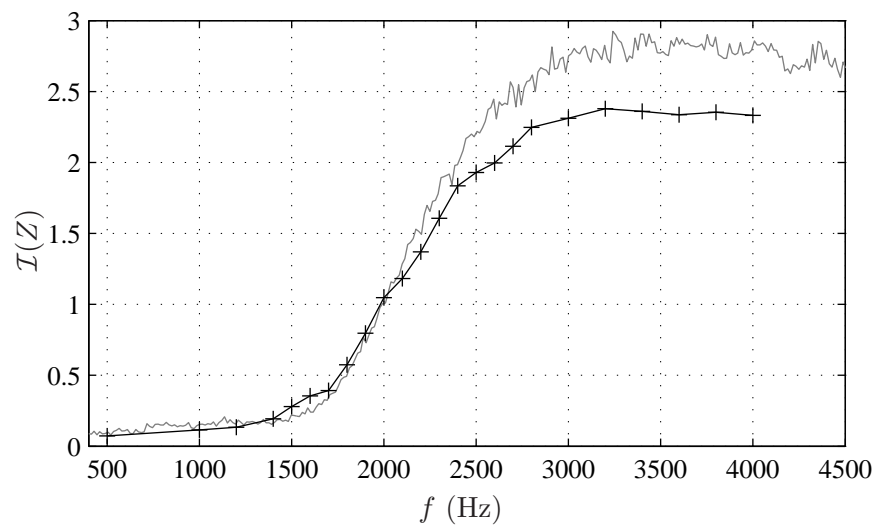


FIG. 7.9: Partie imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence. Traits et croix noirs : simulations numériques avec *Code\_Saturne*, courbes grises : expériences.

Ces écarts correspondent à une surestimation de la partie réelle de  $Z$ , un second passage par zéro de cette partie réelle décalé d'une dizaine de Hertz vers les basses fréquences et une sous-estimation de la partie imaginaire de  $Z$  au delà de 2000 Hz. Enfin, au delà de 2700 Hz, les caractéristiques de l'impédance sont identiques à celles aux basses fréquences, avec une partie réelle positive et une partie imaginaire quasi-constante. Ces caractéristiques sont communes aux résultats numériques et expérimentaux. Des écarts sont néanmoins relevés, ceux-ci étant particulièrement marqués pour la partie imaginaire de  $Z$ , les résultats numériques sous-estimant sa valeur.

Il apparaît ici que les simulations par une approche URANS incompressible sont à même de caractériser la diffusion acoustique existante au niveau d'un diaphragme. La prédiction de la bande de sifflement potentiel est ainsi possible par l'intermédiaire de ces outils. Les écarts cependant observés peuvent avoir plusieurs origines. Tout d'abord des différences entre les conditions d'écoulement choisies pour la simulation et celles présentes lors des expériences peuvent exister. La vitesse moyenne peut ainsi être légèrement différente. Aux faibles vitesses étudiées, il est en effet difficile de disposer d'une mesure précise de la vitesse d'écoulement, une incertitude de l'ordre de  $0,1 \text{ ms}^{-1}$  pouvant être attendue. Ce niveau d'incertitude est suffisant pour générer les écarts observés. De plus le profil d'écoulement moyen n'est pas connu expérimentalement et les effets possibles sur les interactions au niveau du diaphragme n'ont pu être testés. Ensuite, les simulations considèrent des coins du diaphragme parfaitement droit. L'usinage des pièces utilisées expérimentalement peut introduire un léger arrondissement de l'angle ou à l'opposée une surépaisseur en ce point. Les effets des chanfreins sur le potentiel de sifflement s'avérant importants [118], certains écarts peuvent provenir de ces différences géométriques, même peu marquées. Les écarts étant relevés aux moyennes et hautes fréquences pour la plupart, les hypothèses de modélisation prises en compte peuvent finalement expliquer certains d'entre eux. Le caractère incompressible de l'écoulement nécessite des longueurs d'onde très grandes devant l'épaisseur du diaphragme et devant les longueurs nécessaires aux ondes évanescentes créées au niveau de l'orifice pour s'atténuer. À mesure que la fréquence augmente, ces conditions peuvent ne plus être satisfaites et la prise en compte d'effets liés à la propagation acoustique sont nécessaires.

Le modèle de turbulence utilisé pour obtenir ces résultats est le modèle  $\bar{k} - \omega$  SST [80]. Il faut ici noter que des essais avec le modèle de turbulence  $\bar{k} - \epsilon$  [62, 63, 73] ont été réalisés pour un maillage identique. Ceux-ci n'ont pas permis de décrire la diffusion acoustique au niveau du diaphragme. Ces observations peuvent s'expliquer par des difficultés de l'approche  $\bar{k} - \epsilon$  à représenter des écoulements cisailés. La comparaison des profils d'écoulement dans l'orifice entre ces deux approches met en évidence deux profils différents. Ce profil contrôlant l'interaction entre les fluctuations et l'écoulement, une mauvaise définition de ce dernier ne permet ainsi pas de capter les phénomènes mises en jeu dans le sifflement.

### 7.6.3 Simulations LES compressible avec AVBP

Les résultats des simulations avec l'outil de simulation AVBP, traitées avec la méthode d'identification LES/SI, sont présentés au cours de cette section. Dans un premier temps, les coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1 sont exposés, puis, pour les deux conditions d'écoulement de ce même tableau, le potentiel de sifflement est défini à partir du critère de sifflement.



### 7.6.3.1 Matrice de diffusion

Les figures 7.10 et 7.11 présentent les amplitudes et les phases des coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme pour la condition d'écoulement 1. Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés.

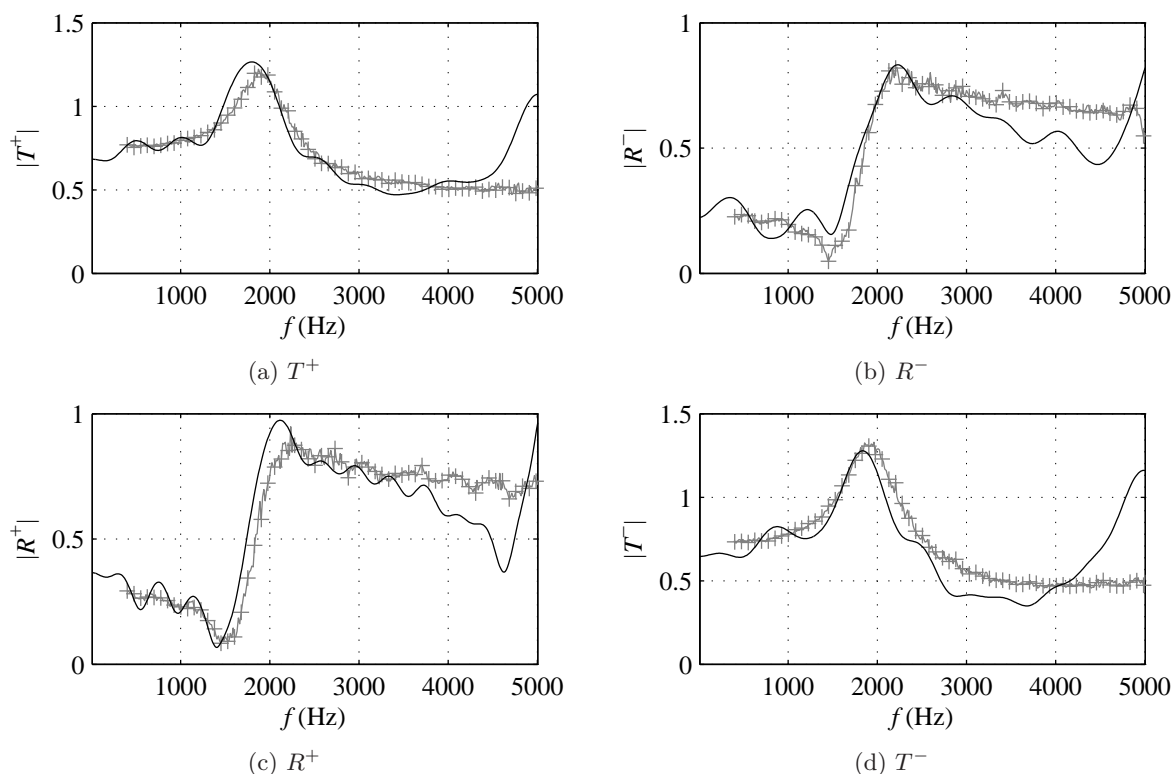


FIG. 7.10: Amplitude des coefficients de la matrice de diffusion pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Courbes noires : simulations avec AVBP, courbes et croix grises : expériences.

Jusqu'à une fréquence autour de 4000 Hz, les résultats numériques et expérimentaux sont proches. Autour de 2000 Hz, les caractéristiques des coefficients liés au sifflement potentiel sont correctement définies aussi bien en terme de fréquence, qu'en terme d'amplitude et de phase. Un léger décalage fréquentiel est cependant observé.

Au delà de 4000 Hz, l'accord entre expériences et résultats numériques n'est plus vérifié. Les raisons possibles de ces écarts et du décalage fréquentiel sont discutés au cours du paragraphe suivant, où le potentiel de sifflement du diaphragme estimé par le critère de sifflement, est étudié pour les deux conditions d'écoulement du tableau 7.1.

### 7.6.3.2 Potentiel de sifflement

À partir des coefficients de la matrice de diffusion calculés, le potentiel de sifflement du diaphragme est défini en utilisant le critère de sifflement, introduit au cours de la section 1.6. Les valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$  définissant le minimum et le maximum de la puissance acoustique dissipée au niveau du diaphragme sont représentées sur la figure 7.12 pour les deux conditions d'écoulement du tableau 7.1.

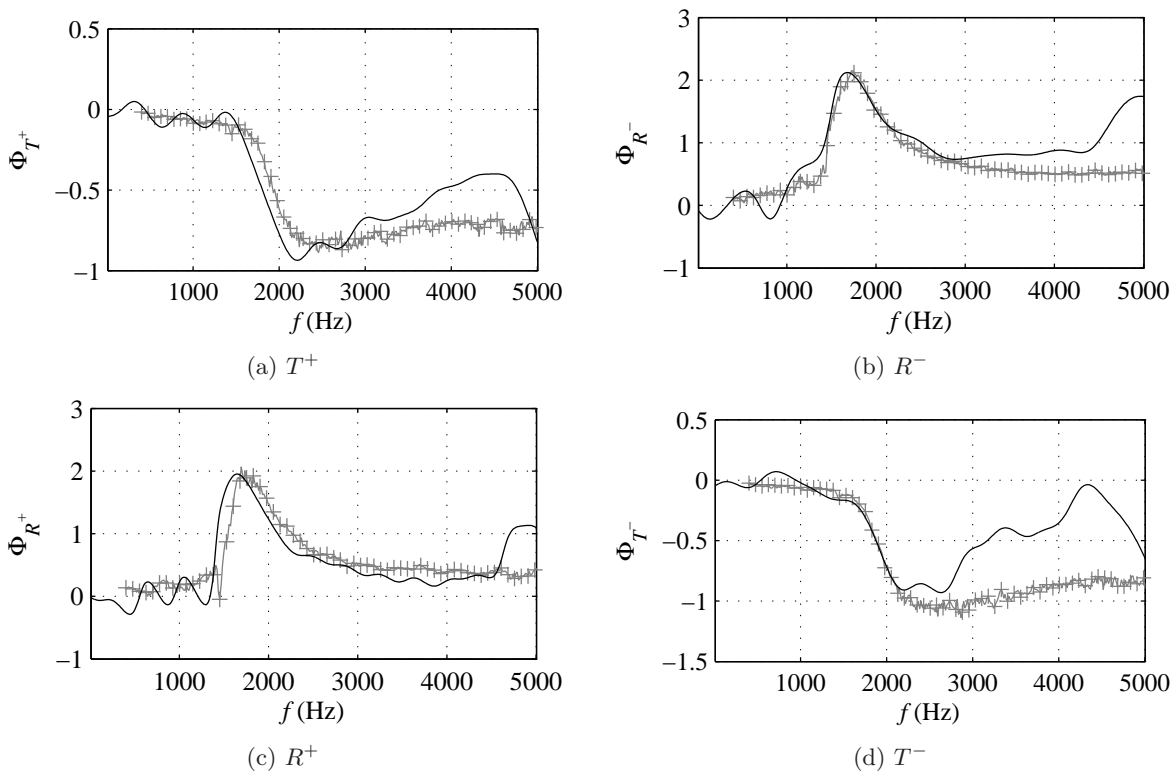


FIG. 7.11: Phase des coefficients de la matrice de diffusion pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Courbes noires : simulations avec AVBP, courbes et croix grises : expériences.

Les résultats sont représentés en fonction du nombre de Strouhal  $St = fe/U_d$ .

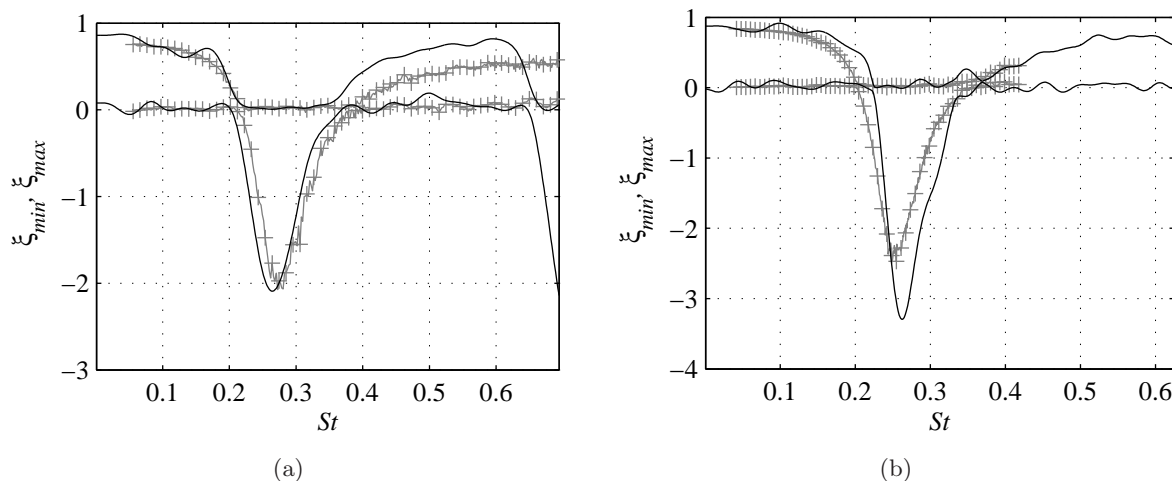


FIG. 7.12: Maximum et minimum de la puissance acoustique dissipée normalisée au niveau du diaphragme pour les conditions d'écoulement (a) 1 et (b) 2 du tableau 7.1. Courbes grises et croix : expériences, courbes noires : simulations avec AVBP.

L'analyse par le critère de sifflement est reprise dans la suite et fait l'objet d'une comparaison entre résultats numériques et expérimentaux.

Aux basses fréquences, pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0,2, la puissance acoustique incidente ne peut être que dissipée, les valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$  étant positives ou nulles. Pour la gamme de Strouhal correspondante, un très bon accord est observé entre expériences et calculs.

Le premier mode de sifflement est observé pour des valeurs de nombre de Strouhal comprises entre 0,2 et 0,4. Dans cette gamme, le minimum de la puissance acoustique dissipée est négatif, signifiant que, pour certaines conditions de phase, une onde acoustique incidente peut être amplifiée. Ce premier mode de sifflement est présent sur les résultats expérimentaux et numériques. De légers décalages en nombre de Strouhal sont observés, vers des valeurs plus faibles pour la condition d'écoulement 1 mais vers des valeurs plus élevées pour la condition 2. L'amplitude de la valeur propre minimale est correctement reproduite pour la condition 1, alors qu'elle est sous-estimée d'un facteur 1,4 pour la condition 2. Ces faibles écarts en fréquence et en amplitude peuvent s'expliquer par de légères différences entre les conditions d'écoulement expérimentales et numériques ou par une différence de la géométrie du coin. Ces différences possibles de conditions d'écoulement et de géométries ont déjà été discutées dans la section 7.6.2.

Enfin pour des nombres de Strouhal supérieurs à 0,4, seuls des effets de dissipation acoustique sont mis en évidence, avec un bon accord entre expériences et calculs. Des écarts fréquentiels sont observés pour la condition d'écoulement 1 mais sont liés à ceux relevés dans la gamme de sifflement potentiel.

Au delà d'un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,65 pour la condition d'écoulement 1, un second mode de sifflement est observé sur les résultats numériques et est en contradiction avec les résultats expérimentaux. Ce second mode de sifflement a été mesuré pour d'autres conditions d'écoulement ou pour d'autres géométries de diaphragme, mais dans le cas du diaphragme étudié, il n'apparaît pas

dans la bande fréquentielle d'étude. Différentes explications peuvent être données pour expliquer cet écart. Il peut dans un premier temps s'agir d'un effet lié au maillage. L'interaction entre le champ acoustique et l'écoulement étant maximal au niveau du diaphragme, une mauvaise simulation du profil d'écoulement en aval du coin amont du diaphragme du fait d'un maillage trop grossier peut expliquer cet écart. Au cours de la présente étude, le pas de discrétisation spatial à proximité de la paroi du diaphragme est défini par  $r^+ = 4$  pour la condition d'écoulement 1 et  $r^+ = 6$  pour la condition 2. Une valeur  $r^+ = 1$  serait bien sûr l'idéal, mais le temps de calcul s'en trouverait très fortement augmenté, cette solution s'avère donc peu viable actuellement.

Une seconde cause possible de ces écarts peut être liée à des difficultés des schémas de discrétisation utilisés au cours de ces calculs à capter l'interaction aéroacoustique de manière précise. Une solution serait alors l'utilisation de schémas mieux adaptés aux simulations aéroacoustiques, du type de ceux utilisés dans *Code\_Safari*. Ainsi, pour des discrétisations identiques, l'utilisation de schémas d'ordre élevé devrait permettre une meilleure résolution de l'interaction aéroacoustique. Ceci est entrepris au cours de la section suivante. Il faut cependant noter que pour les raisons invoquées précédemment, la discrétisation autour du diaphragme n'a pu être choisie identique à celle utilisée lors des calculs avec AVBP.

#### 7.6.4 Simulations LES compressible avec *Code\_Safari*

Cette section détaille les résultats obtenus avec *Code\_Safari*. La méthode d'identification de la matrice de diffusion utilisée est la méthode à deux sources qui nécessitent deux calculs avec alternativement une source à l'amont puis à l'aval. Les coefficients de la matrice de diffusion et les extremums de la puissance acoustique dissipée au diaphragme sont présentés pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1.

Les figures 7.13 et 7.14 présentent une comparaison des valeurs absolues et des phases des coefficients de la matrice de diffusion obtenues à partir des expériences et des simulations numériques. Les résultats sont tracés en fonction de la fréquence.

La figure 7.15 présente le minimum et le maximum de la puissance acoustique dissipée par l'écoulement au niveau du diaphragme. Ces deux variables sont tracées en fonction du nombre de Strouhal et permettent de caractériser le potentiel de sifflement du diaphragme.

Dans un premier temps, les résultats ne semblent pas avoir atteint une solution convergée. Ceci est observé notamment aux basses fréquences où des oscillations importantes sont observées. Aux hautes fréquences ces oscillations sont plus faibles, le nombre de cycles pour une durée de simulation identique étant bien entendu plus important. Bien que la durée de simulation soit identique à celle utilisée avec l'outil AVBP, la méthode à deux sources semble nécessiter un temps de simulation plus long. L'analyse des résultats est cependant entreprise sur cette base, de premières observations pouvant être données.

Aux fréquences supérieures à 2500 Hz soit pour des valeurs de nombre de Strouhal supérieures à 0,35, les résultats des calculs sont proches des résultats expérimentaux, aussi bien au niveau des amplitudes et des phase des coefficients de la matrice de diffusion qu'au niveau des valeurs propres  $\xi_{min}$  et  $\xi_{max}$ . Les effets acoustiques purement dissipatifs à ces fréquences sont donc correctement représentés.

Aux basses et moyennes fréquences, le temps d'intégration ne permet pas de disposer d'une solution convergée, d'où la présence d'oscillations parasites. Néanmoins, les observations suivantes sont faites.

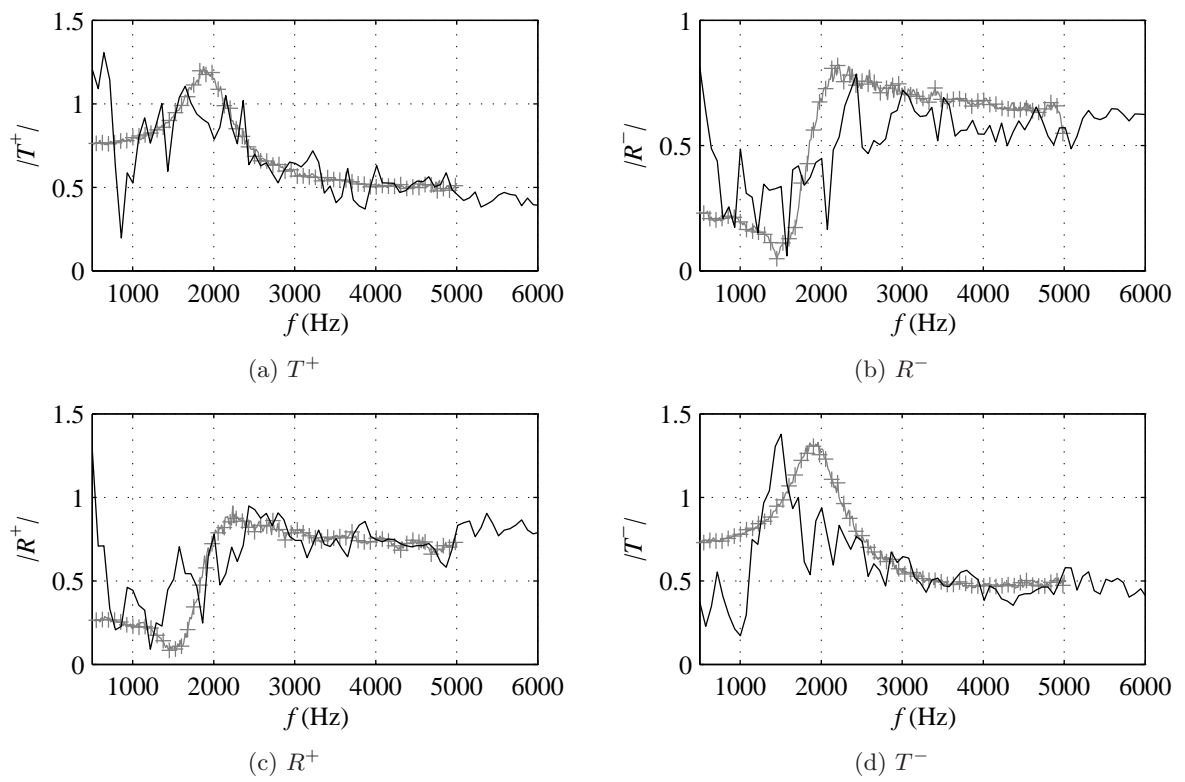


FIG. 7.13: Amplitude des coefficients de la matrice de diffusion pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Courbes noires : simulations avec *Code\_Safari*, courbes et croix grises : expériences.

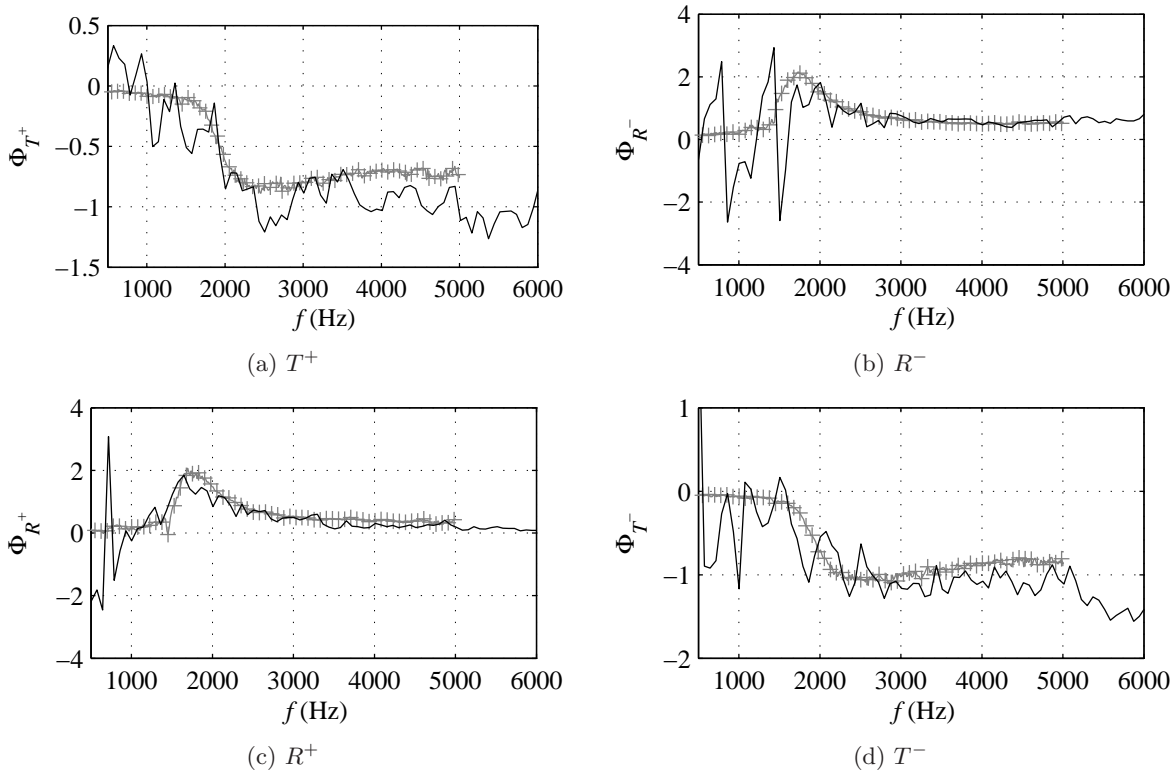


FIG. 7.14: Phase des coefficients de la matrice de diffusion pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Courbes noires : simulations avec *Code\_Safari*, courbes et croix grises : expériences.

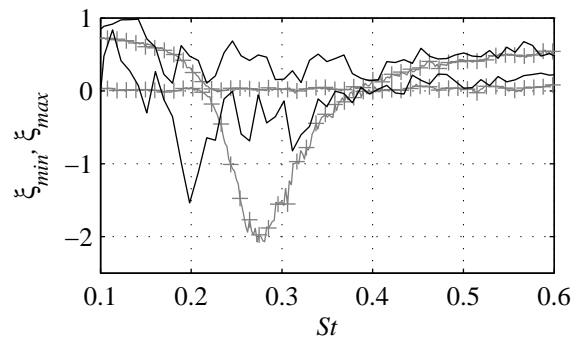


FIG. 7.15: Maximum et minimum de la puissance acoustique dissipée normalisée au niveau du diaphragme pour la condition d'écoulement 1 du tableau 7.1. Courbes grises et croix : expériences, courbes noires : simulations avec *Code\_Safari*.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour les phases des coefficients de la matrice de diffusion, sur la figure 7.14. Pour les amplitudes de ces coefficients, présentées sur la figure 7.13, les caractéristiques d'une bande de sifflement potentiel (bosse sur les coefficients de transmission et pente sur les coefficients de réflexion) semblent être reproduites, mais, d'une part, certaines bosses peuvent être imputables à des oscillations et, d'autre part, les fréquences ne coïncident pas à celles des résultats expérimentaux. Il semble de plus que le coefficient  $R^-$  soit translaté vers les hautes fréquences et que les coefficients  $T^+$  et  $T^-$  soient translatés vers les basses fréquences. L'étude de la figure 7.15 résume ces observations aux moyennes et basses fréquences. Il apparaît ainsi une bande de sifflement potentiel, mais dont les limites en nombre de Strouhal ne sont pas correctement définies. La valeur minimale prise par la valeur propre  $\xi_{min}$  est observée à une valeur de 0,2, alors qu'elle était mesurée à 0,28 lors des expériences, et l'étendue de la bande de sifflement potentiel de 0,17 à 0,4 donnée par les simulations est largement surestimée.

Ainsi, les solutions présentées ici, même non convergées, mettent en évidence une mauvaise représentation des phénomènes d'amplification acoustique par l'écoulement au niveau d'un diaphragme. Une bande de sifflement potentiel semble être définie, mais elle est translatée vers les basses fréquences.

Les problèmes rencontrés lors de l'élaboration de la grille de calcul ne permettent pas d'établir le gain qu'apporterait l'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé pour l'étude du sifflement de diaphragmes. D'une part la résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice n'a pu être choisie identique à celle utilisée avec AVBP, ce qui est une condition nécessaire pour une comparaison des approches. D'autre part, l'utilisation de maillages coïncidents dans et autour de l'orifice et l'impossibilité d'augmenter le pas de discrétisation de manière conséquente autour de la zone de l'orifice implique un nombre de points très importants dans cette zone mais également dans le reste du conduit. En plus d'entraîner des temps de calcul très longs, la conséquence est une sur-résolution des zones où seule la propagation acoustique compte et au niveau desquelles seulement quelques points par longueurs d'onde acoustique suffiraient avec les schémas numériques d'ordre élevé.

Les résultats des simulations avec *Code\_Safari* mettent cependant en évidence le rôle de la résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice. Les écarts observés dans la représentation de la bande de sifflement potentiel sont en effet imputables à une mauvaise définition du profil de vitesse dans l'orifice, liée à une résolution spatiale trop faible. Ceci est étudié dans la suite, où des profils d'écoulement moyen sont comparés.

### 7.6.5 Comparaison des champs d'écoulement moyen

Au vu des résultats précédents, il apparaît que la résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice est un paramètre important pour l'évaluation du potentiel de sifflement d'un diaphragme. Les conséquences d'une mauvaise résolution sur la définition du profil d'écoulement moyen sont visualisées ici. Les résultats comparés proviennent des champs moyen calculés avec *Code\_Saturne* et *Code\_Safari*. Les figures 7.16 et 7.17 présentent deux profils moyens de vitesse longitudinale et de pression en deux coupes radiales à l'intérieur de l'orifice. La première coupe, correspondant à la série de figures 7.16, est située à une distance de 0,0005 m du coin amont de l'orifice. La seconde coupe, présentée sur la série de figures 7.17, est localisée à une distance de 0,0025 m du coin amont.

Des différences dans les profils de champs moyens de vitesse et de pression entre ces deux

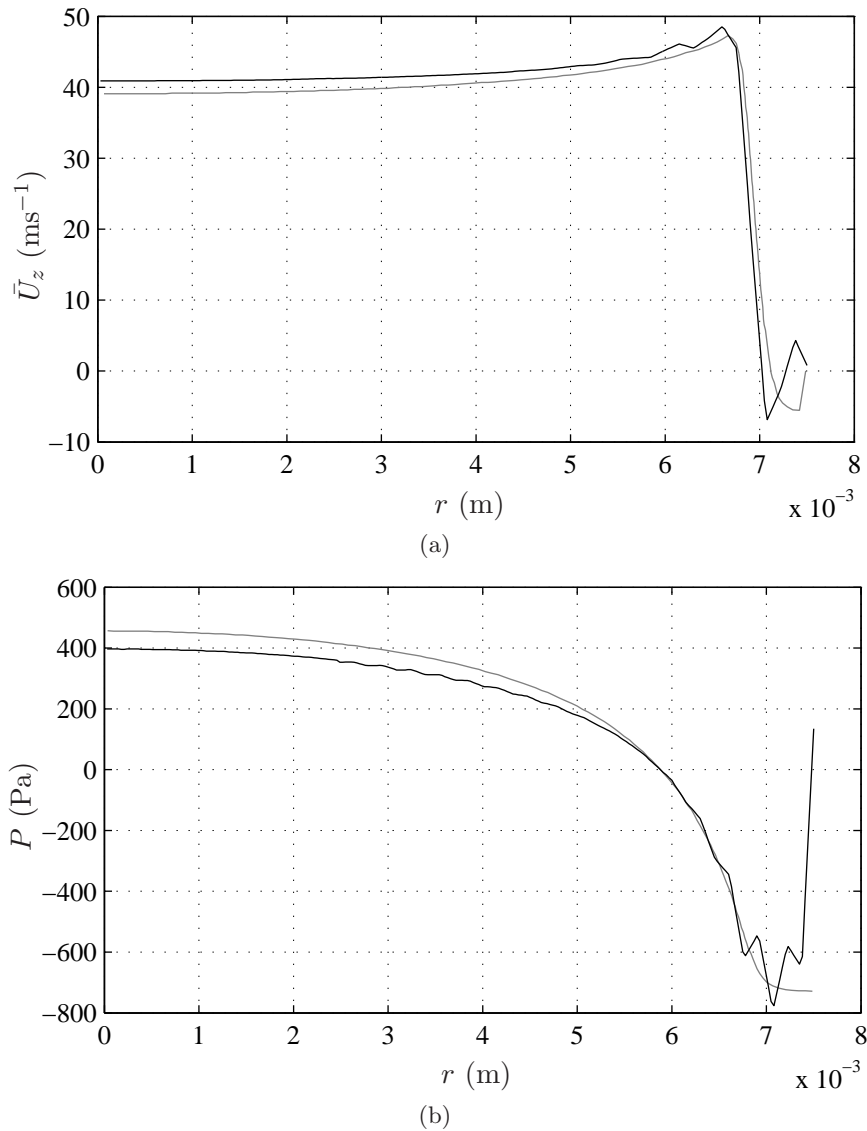


FIG. 7.16: Profils moyens de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression issus des simulations avec *Code\_Saturne*, pour les courbes grises, et avec *Code\_Safari*, pour les courbes noires. Les profils sont calculés sur une coupe radiale à une distance distance de 0,0005 m du coin amont de l'orifice. L'axe du conduit correspond à  $r = 0$  m. L'échelle de pression est relative.



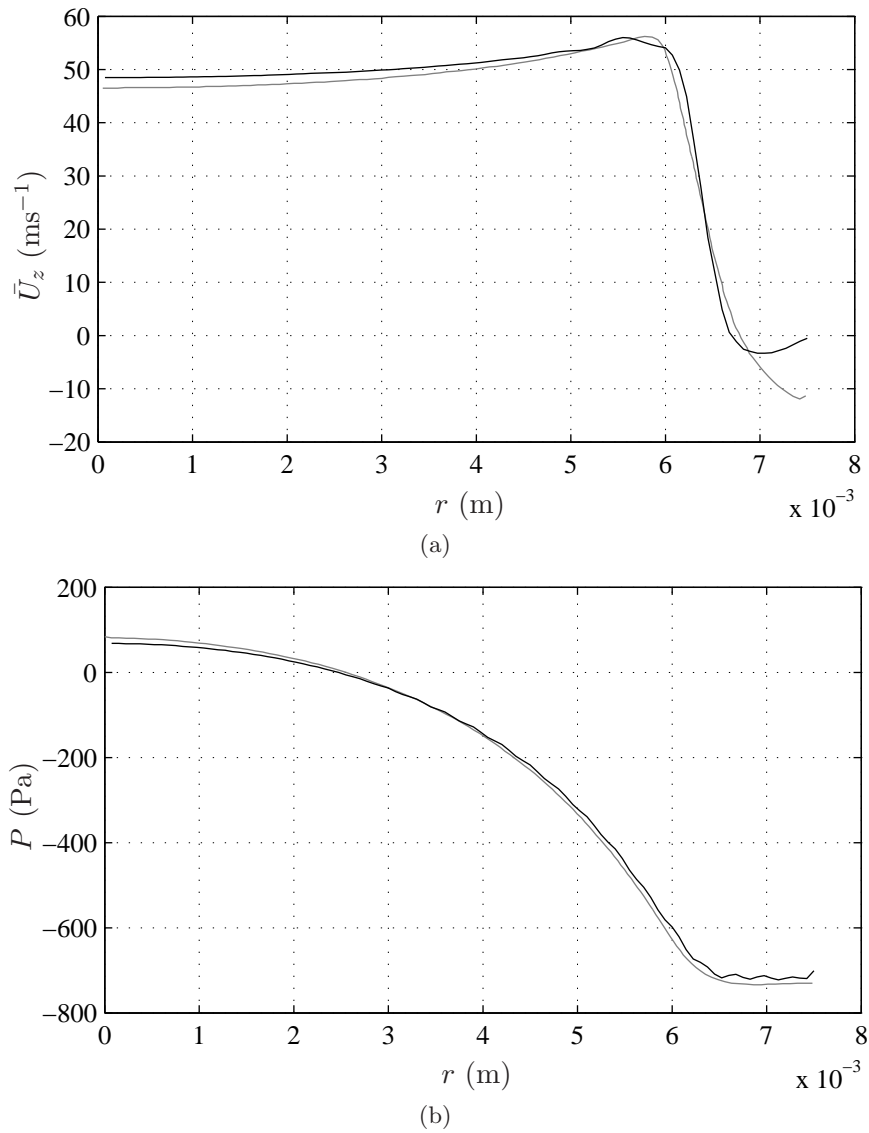


FIG. 7.17: Profils moyens de (a) vitesse longitudinale et (b) de pression issus des simulations avec *Code\_Saturne*, pour les courbes grises, et avec *Code\_Safari* pour les courbes noires. Les profils sont calculés sur une coupe radiale au milieu de l'orifice, soit à une distance de 0,0025 m du coin amont. L'axe du conduit correspond à  $r = 0$  m. L'échelle de pression est relative.

simulations sont relevées. La principale est observée à proximité de la paroi de l'orifice  $r = 0,0075$  m. Il est également observé que la pente du profil de la vitesse longitudinale au niveau de la couche de cisaillement,  $r \approx 0,007$  m est différente entre les deux simulations. Ces écarts s'expliquent par des résolutions spatiales inégales. La résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice utilisée avec l'outil *Code\_Safari* n'est ainsi pas suffisante pour représenter correctement le profil du jet dans l'orifice. Le phénomène d'amplification étant contrôlé par ce profil, ces simulations ne permettent pas d'identifier avec précision le potentiel de sifflement du diaphragme étudié.

Une condition sur la résolution spatiale au niveau des parois de l'orifice est alors nécessaire pour identifier le potentiel de sifflement d'un diaphragme. Au vu des maillages testés, cette condition correspond à une cellule la plus proche de la paroi de l'orifice située à  $r^+ = z^+ \lesssim 5$ .

Au delà de la définition du profil moyen dans l'orifice, des oscillations non négligeables sont observées sur les profils obtenus avec *Code\_Safari*, notamment près de la paroi. L'origine de ces oscillations n'est pas identifiée, mais elles peuvent être responsables d'un bruit numérique. Ce bruit peut venir perturber l'identification acoustique réalisée ici et ainsi participer aux difficultés de convergence rencontrées. Une analyse complémentaire sur ces oscillations et leurs origines est nécessaire.

## 7.7 Conclusion

Ce chapitre portait sur l'évaluation des simulations numériques en mécanique des fluides à l'étude du sifflement de diaphragmes. À partir de simulations par des approches statistiques de type URANS dans le cas de fluide incompressible puis déterministes de type LES pour des fluides compressibles, il s'agissait d'identifier le potentiel de sifflement de diaphragmes puis de le comparer avec des résultats expérimentaux. Ceci passait par la réalisation de grilles de calcul adaptées aux phénomènes étudiés et la mise en œuvre de procédures d'identification de la diffusion acoustique provoquée par la présence du diaphragme.

Dans le cas des simulations par une approche URANS incompressible, la procédure consiste à calculer un champ d'écoulement moyen puis de perturber cet état stationnaire par des fluctuations harmoniques de vitesse de faible amplitude. Les fluctuations de la différence de pression sont mesurées au cours des calculs en présence de ces excitations. La diffusion acoustique engendrée par la présence du diaphragme est alors estimée en identifiant un terme d'impédance complexe reliant les fluctuations de différence de pression aux fluctuations de vitesse. La partie réelle de l'impédance caractérise les effets de dissipation, la partie imaginaire les effets d'inertie. Les résultats obtenus par cette approche sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. La bande de sifflement potentiel est correctement prédite.

Le caractère incompressible des écoulements simulés limite les études aux cas d'un diaphragme compact. Les simulations URANS incompressibles sont également inadaptées à la caractérisation des effets de rétroaction acoustique, un sifflement d'un système résonant ne peut alors être caractérisé. Ces observations ont mené à l'évaluation de simulations numériques pour des écoulements compressibles à même de caractériser les effets de rétroaction acoustique.

Les approches de type LES ont ainsi été retenues et leur capacité à caractériser des diaphragmes potentiellement sifflant à été évaluée. Cette caractérisation a été effectuée en identifiant les coefficients

de la matrice de diffusion soit par une méthode à deux sources, soit par une méthode d'identification de système issue de la théorie du contrôle. Deux outils de simulation avec des approches numériques différentes ont été utilisés. Afin de pouvoir être comparés avec les simulations par une approche URANS incompressibles, les calculs ont été effectués pour des faibles nombres de Mach. Ces conditions rendent la réalisation calculs par simulation compressible des grandes échelles difficiles et coûteux. Néanmoins et dans la mesure où la résolution spatiale de la grille de calcul est suffisante au niveau des parois de l'orifice, les résultats obtenus sont en très bon accord avec l'expérience. Un léger gain de précision dans les résultats par rapport aux calculs incompressibles est observés. Celui-ci est cependant compensé par des différences de temps de calcul très importantes. Mais la validation des approches LES compressibles pour ces cas peu favorables permet d'offrir des solutions lorsque les écoulements à étudier ne pourront être résolus avec la première méthode.

Un résultat important de ce chapitre porte sur la définition des conditions de résolution spatiale nécessaires à la caractérisation des phénomènes d'amplification au niveau d'un diaphragme. Ainsi, une résolution au niveau des parois de l'orifice telle que  $r^+ = z^+ \lesssim 5$  représente un gage de résultat quel que soit les méthodes numériques utilisées. Cette résolution est nécessaire pour résoudre correctement le profil d'écoulement dans l'orifice, celui-ci contrôlant l'interaction entre les fluctuations et le champ turbulent.

Au cours de l'étude réalisée avec les approches LES compressible, des difficultés ont été rencontrées lors de la réalisation des maillages pour l'outil numérique utilisant des maillages structurés et des méthodes d'ordre élevé. Il a été impossible avec cet outil de satisfaire la condition sur la discrétisation spatiale sans entraîner une taille de la grille de calcul très grande menant à des temps de calcul inabordables. La raison principale est liée aux faibles nombres de Mach étudiés. Les disparités d'échelle spatiale entre les structures turbulentes et les longueurs d'onde acoustique sont telles que l'outil utilisant des maillages non structurés et des méthodes d'ordre peu élevé, qui permet un déraffinement plus aisé que l'outil utilisant des maillages structurés et des méthodes d'ordre élevé, est à même de s'adapter à ces disparités d'échelle. Par ailleurs, les échelles acoustiques étant grandes et la discrétisation étant très fine du fait des difficultés de déraffinement, il n'est pas possible de profiter des avantages des méthodes d'ordre élevé dans ces cas.



# Conclusion générale

Ce manuscrit de thèse présente différentes études expérimentales et numériques pour la caractérisation du sifflement de diaphragmes en écoulement confiné. Les travaux exposés avaient pour but de proposer différents outils de compréhension et de prédiction du phénomène de sifflement.

Dans un premier temps, les caractéristiques du sifflement de diaphragmes ont été exposées au cours d'une revue bibliographique. La physique mise en jeu dans l'amplification acoustique présente au niveau du diaphragme a été introduite. Puis, le rôle des réflexions acoustiques environnantes dans la création d'oscillations auto-entretenues a été exposé. Enfin, l'existence de phénomènes de saturation non-linéaire fixant les caractéristiques finales du sifflement a été énoncée. L'étude du sifflement au cours de ces travaux de thèse s'est alors articulée autour de la caractérisation de chacun de ces trois phénomènes.

L'évaluation de l'amplification acoustique engendrée par l'écoulement turbulent à l'intérieur de l'orifice a été entreprise avec l'utilisation d'un critère de sifflement. Ce critère, validé expérimentalement par Testud, permet de définir les bandes de sifflement potentiel d'une singularité à partir de sa matrice de diffusion. Il a tout d'abord été question d'appliquer ce critère à des mesures réalisées sur le banc d'essais d'EDF. Celles-ci ont permis d'étudier l'influence du nombre de Reynolds sur le potentiel de sifflement de diaphragmes. Le passage à des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^4$  pour les mesures de Testud sur le banc d'essai du LAUM à des valeurs de l'ordre de  $10^5$  sur le banc d'essai d'EDF a permis de mettre en évidence l'indépendance des caractéristiques de sifflement des diaphragmes à ce nombre adimensionnel. La généralisation du critère de sifflement a également concerné la caractérisation de diaphragmes en série. L'utilisation d'un modèle d'assemblage de matrices de diffusion pour la caractérisation de la matrice globale d'une série de diaphragmes a été validée expérimentalement pour des distances entre diaphragmes supérieures à dix diamètres de la tuyauterie. L'augmentation importante de l'amplification acoustique par rapport au cas d'un seul diaphragme a ainsi été mise en évidence, au même titre que le rôle de la distance entre les diaphragmes dans l'émergence de fréquences dans la bande de sifflement potentiel. Enfin, un résultat majeur de la thèse correspond à l'identification du potentiel de sifflement de diaphragmes via des simulations numériques en mécanique des fluides. Ainsi, sur la base de simulations par des approches URANS incompressible et LES compressible, le phénomène d'amplification acoustique au niveau d'un diaphragme a été caractérisé. Les contraintes sur la construction du maillage ont été définies. Une résolution correcte du profil d'écoulement dans l'orifice étant nécessaire, la première cellule du maillage à partir de la paroi doit être localisée dans la partie linéaire de la couche limite turbulente. Aux faibles nombres de Mach simulés, il a été observé que le gain de précision obtenu avec une approche LES compressible par rapport à une simulation URANS incompressible est modeste notamment au vu des différences très importantes des temps de

calcul. Cependant, la validation des simulations LES compressible offre un champ d'application pour l'étude du sifflement plus important que celui des simulations URANS incompressible limitées aux faibles nombres de Mach et pour des dimensions de diaphragmes petites devant la longueur d'onde acoustique.

En complément de la caractérisation de l'amplification acoustique, les travaux ont également porté sur l'étude du sifflement de diaphragmes en condition acoustique résonante. La réalisation de plusieurs essais pour des conditions de réflexion différentes a permis d'étudier l'influence des paramètres contrôlant la fréquence et l'amplitude du sifflement. Il a ainsi été observé l'accrochage des fréquences de sifflement aux fréquences des modes acoustiques du système résonant. Il a également été démontré que les effets de saturation de l'amplification acoustique n'ont que peu d'influence sur l'évolution de la fréquence des oscillations auto-entretenues, au caractère linéaire, vers la fréquence de sifflement. Ainsi, une prédiction des fréquences de sifflement, avec des écarts inférieurs à cinq pourcent, est possible par l'intermédiaire d'une analyse de stabilité linéaire du système résonant. L'analyse de l'amplitude des sifflements a mis en évidence des niveaux acoustiques correspondant à un rapport  $u'/U_0$  allant de 0,01 jusqu'à 0,15 pour le diaphragme testé, où  $u'$  est l'amplitude zéro-crête de la vitesse acoustique et  $U_0$  la vitesse d'écoulement moyen. Il a finalement été démontré que cette amplitude est maximale pour un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,25 et qu'elle augmente avec la réverbération associée au système résonant.

## Perspectives

Ces travaux de thèse ont introduit de nouveaux outils pour la caractérisation et la prédiction du sifflement de diaphragmes. La mise en place d'une procédure de caractérisation du potentiel de sifflement de singularités sur le banc d'essai d'EDF, dont les dimensions sont plus grandes que celui du LAUM, et la validation des simulations numériques pour la caractérisation de l'amplification acoustique d'un diaphragme ouvrent la voie à des études de géométries plus complexes. Dans le contexte industriel, la caractérisation aéroacoustique de vannes est une perspective intéressante.

Dans cette optique, la mise en œuvre de conditions acoustiques peu réfléchissantes sur le banc d'essai d'EDF apparaît comme une étape importante. Ceci peut passer par l'optimisation de la forme du cône d'entrée, par l'ajout de silencieux ou de conduits à parois traitées acoustiquement. Cette étape n'est pas indispensable à la caractérisation aéroacoustique de singularités, mais elle permettrait de gagner en précision lors de l'identification de la matrice de diffusion de l'élément étudié.

D'un point de vue numérique, une étude de l'évolution des caractéristiques aéroacoustiques d'un diaphragme avec le niveau d'excitation pourrait permettre de définir l'évolution de l'amplification au diaphragme à mesure que des effets non linéaires apparaissent. Cette étude est envisageable expérimentalement mais la nécessité de contrôler l'amplitude des excitations acoustiques au niveau du diaphragme peut représenter un frein à sa réalisation. Les simulations URANS incompressible, dont le coût de calcul en 2D est relativement faible, semblent alors être une solution alternative acceptable dans la mesure où les hypothèses de compacité s'appliquent aux configurations testées.

Enfin, la validation des simulations LES compressible permet d'envisager l'étude du sifflement en condition résonante numériquement. L'utilisation de conditions aux limites partiellement réfléchissantes ou l'ajout de singularités, du type expansion ou jonction en T, de part et d'autre du

diaphragme permettrait en effet de se retrouver dans les conditions expérimentales résonantes étudiées au cours de ces travaux. La visualisation de l'écoulement dans une telle situation, pour différents niveaux de réflexion par exemple, permettrait d'étudier les effets locaux de saturation menant à des amplitudes de sifflement différentes.





## Annexe A

# Identification of aero-acoustic scattering matrices from large eddy simulation. Application to whistling orifices. (Soumis au JSV le 22 mars 2011)

Une partie des résultats présentés dans le chapitre 7 a été soumise à la revue internationale JSV le 22 mars 2011. Ces travaux portent sur l'identification de la matrice de diffusion d'un diaphragme en conduit à partir de simulations de type LES. Le potentiel de sifflement des éléments étudiés est ainsi caractérisé.

# Identification of Aero-Acoustic Scattering Matrices from Large Eddy Simulation Application to Whistling Orifices in Duct

R. Lacombe<sup>a,\*</sup>, S. Föller<sup>b</sup>, G. Jasor<sup>b</sup>, W. Polifke<sup>b</sup>, Y. Aurégan<sup>c</sup>, P. Moussou<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*LaMSID, UMR EDF-CEA-CNRS 2832, 1, Av. du Général de Gaulle, 92141 Clamart Cedex, France*

<sup>b</sup>*Lehrstuhl für Thermodynamik, Technische Universität München, Boltzmannstr. 15, D-85747 Garching b. München, Germany*

<sup>c</sup>*Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, UMR CNRS 6613, Av. Olivier Messiaen, 72085 Le Mans Cedex 9, France*

---

## Abstract

The identification of the aero-acoustic scattering feature of an orifice in duct with a numerical procedure is presented. The methodology first consists in doing a large eddy simulation of a turbulent compressible flow with superimposed broadband acoustic excitations. After extracting time series of acoustic data with a specific filter, system identification techniques are applied. They allow to determine the elements of the acoustic scattering matrix of the orifice. Following the same manner, a companion paper determines the scattering features of a sudden area expansion. In the present paper, the focus is on whistling orifices. From the scattering matrix identified with the methodology, the whistling ability of the tested orifice is defined by applying an energetic criterion. Comparisons with experiments at two different Mach numbers show a good agreement. The potential whistling frequency range is well predicted in terms of frequency and amplitude.

*Keywords:* Flow Duct; Orifice; Scattering Matrix; Whistling Ability; Large Eddy Simulation; System Identification

---

## 1. Introduction

A sharp edge orifice in a flow duct, with acoustic reflections on both sides, is known to whistle under certain flow regimes. For example in pipe systems of power plants, where orifices are used as measurement devices or pressure drop devices, whistling phenomena have been observed. In addition to a high noise level, the whistling can lead to a risk of fatigue failure of the pipe due to strong vibration levels.

The whistling is known to be a consequence of self-sustained oscillations in pipe systems [1, 2]. The shear flow instability downstream of the orifice plays the role of an amplifier for incident acoustic perturbations at certain frequency ranges. The presence of acoustic reflections upstream and downstream of this area provides a feedback, by creating resonant conditions. Thus, self-sustained acoustic oscillations can be generated by a linear instability mechanism. When the limit cycle is reached, non-linear effects set the amplitude and the frequency of the whistling.

The primary cause of the tonal noise is thus the inherent instability of the orifice jet. In a previous work [3], an experimental characterization of this instability has been done for a large number of orifices. One of the results of this work was the definition of an acoustic power criterion used to define the potential whistling frequencies, *i.e.*, frequencies at which acoustic amplification occurs at the orifice.

The goal of the present paper is to characterize the whistling ability of an orifice with a compressible flow simulation. The idea is to obtain the scattering matrix of the singularity from a simulation and then to compute the acoustic power criterion. This procedure is applied to two flow conditions.

To determine the scattering matrix, a two step process is conducted [4–7]. This process has been applied to a sudden area expansion in a companion paper [8]. First, a compressible flow simulation is done with superimposed broadband acoustic excitations. Then, a system identification method allows to extract the scattering matrix of the orifice.

---

\*romain.lacombe@edf.fr

In a first section, a brief review of the whistling criterion is given. Then, the method, used to extract the scattering matrix of the orifice from a Large Eddy Simulation (LES), is presented. In a third section, the two studied cases are defined, followed by a short introduction of the numerical tool. Finally, the results are presented and compared with experimental data. The comparisons are made in terms of the scattering matrix and of the whistling ability.

## 2. Scattering matrix and whistling criterion

For a linear response of the orifice, transmission, reflection, amplification and absorption of harmonic acoustic plane waves are completely described by the scattering matrix,

$$\begin{pmatrix} \hat{p}_{d_a}^+(\omega) \\ \hat{p}_{u_a}^-(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+(\omega) & R^-(\omega) \\ R^+(\omega) & T^-(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{p}_{u_a}^+(\omega) \\ \hat{p}_{d_a}^-(\omega) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

which relates the incoming and the scattered acoustic waves. The subscripts  $u$  and  $d$  point out the upstream and downstream areas around the orifice. The pressure wave amplitudes  $\hat{p}_{i_a}^+$  and  $\hat{p}_{i_a}^-$ , respectively, propagate in and against the flow direction and are linked to the acoustic pressure and velocity,  $\hat{p}'_a(\omega)$  and  $\hat{u}'_a(\omega)$ , by the equations

$$\hat{p}_{i_a}^+ = \frac{1}{2} (\hat{p}'_a + \rho c \hat{u}'_a), \quad (2)$$

and

$$\hat{p}_{i_a}^- = \frac{1}{2} (\hat{p}'_a - \rho c \hat{u}'_a), \quad (3)$$

with  $\rho$  the density and  $c$  the speed of sound of the fluid at rest.

Aurégan and Starobinsky [9] have defined the minimum and the maximum of the acoustic dissipated power by an acoustic multiport, in presence of flow, from its scattering matrix. They used an expansion of the upstream and downstream waves in exergy terms  $\Pi_i^\pm$  as presented in figure 1. The exergy  $\Pi_i^\pm$  is defined, in an uniform flow at a Mach number  $M_0$ , by

$$\Pi_i^\pm = (1 \pm M_0) \hat{p}_i^\pm. \quad (4)$$

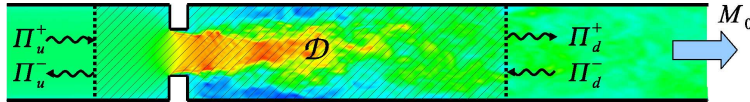


Figure 1: Decomposition in exergy terms and definition of the control volume.

This decomposition allows then to express the extrema of the ratio of the dissipated acoustic power, in the control volume  $\mathcal{D}$ , following

$$\xi_{min} \leq \frac{\mathcal{P}_{in} - \mathcal{P}_{out}}{\mathcal{P}_{in}} \leq \xi_{max}, \quad \text{for any couple of incident waves } \mathbf{\Pi}_{in} = \begin{pmatrix} \Pi_u^+ \\ \Pi_d^- \end{pmatrix} \quad (5)$$

with  $\mathcal{P}_{in}$  the incident acoustic power and  $\mathcal{P}_{out}$  the scattered acoustic power around  $\mathcal{D}$ . The two terms  $\xi_{min}$  and  $\xi_{max}$  are the real eigenvalues of the matrix  $\mathbf{Id} - {}^t\mathbf{S}_e\mathbf{S}_e$ , where  $\mathbf{S}_e$  is the scattering matrix in exergy

$$\begin{pmatrix} \Pi_d^+ \\ \Pi_u^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & \frac{1+M_0}{1-M_0} R^- \\ \frac{1-M_0}{1+M_0} R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Pi_u^+(\omega) \\ \Pi_d^-(\omega) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

The whistling criterion is thus determined by the sign of the minimum eigenvalue  $\xi_{min}$ ;

- if  $\xi_{min} \geq 0$ , for any couple of incident waves  $\mathbf{\Pi}_{in}$ , the scattered acoustic power is lower than the incoming acoustic power, *i.e.*  $\mathcal{P}_{out} \leq \mathcal{P}_{in}$ . The orifice always dissipates energy and whistling cannot occur;

- if  $\xi_{min} < 0$ , the scattered acoustic power can be higher than the incident one. For adequate excitation waves, the orifice can produce acoustic power. At the corresponding frequencies, the orifice is thus potentially whistling.

This idea has been validated from experimental measurements by Testud *et al.* [3] for orifices and by Karlsson and Åbom [10] for T-junctions.

The scattering matrix and the criterion thus characterize the whistling ability of an orifice. In the following, it is shown how both of them are derived from a LES of an orifice submitted to subsonic flow.

### 3. The LES/SI Method

In this section, the numerical procedure applied to extract the scattering matrix of the orifice is introduced. It is based on a single compressible flow simulation followed by an acoustic signal processing. Then, from acoustic pressure and velocity times series, the acoustic scattering matrix is determined using a system identification method, based on a correlation analysis. This overall procedure is called LES/SI [4, 5, 11]. More details on the method is given in a companion paper [8]. A scheme of the method is depicted in figure 2.

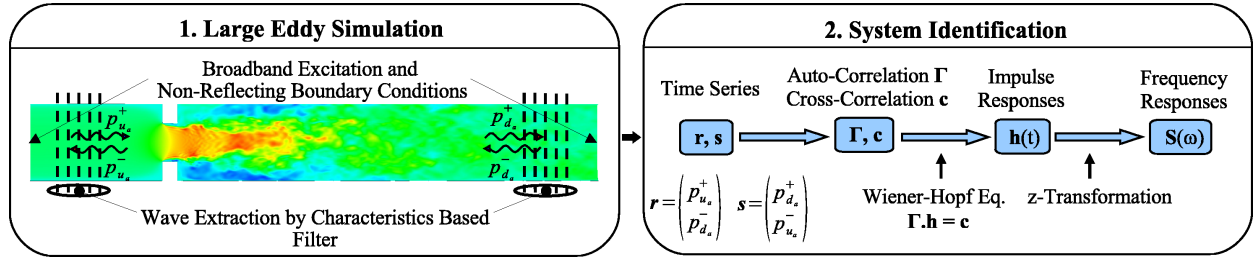


Figure 2: LES/SI Method.

#### 3.1. Numerical simulation

First, a three-dimensional compressible LES of the studied case is performed. Two broadband acoustic excitations are simultaneously applied upstream and downstream of the orifice. The excitation signals are two statistically independent Discrete Random Binary Signals (DRBS), which are computed from

$$x_{exc}(n) = A \cdot \text{sgn}(\text{rand}(n) - 0.5), \quad (7)$$

with  $n$  the time iteration index,  $A$  the amplitude of the signal,  $\text{sgn}(expr) = \pm 1$  function of the sign of  $expr$  and  $\text{rand}(n)$  a random number from a normal distribution between 0 and 1. The DRBS thus randomly switches between two discrete values  $\pm A$ . This signal is chosen for its property of good decorrelation with itself, which is known to be helpful for the later use of a correlation analysis, presented in section 3.3. In order to suppress high frequency oscillations, the DRBS is then low-pass filtered to limit the frequency range to the one at which only plane waves propagate in the pipe.

In addition, non-reflecting boundary conditions need to be enforced at the inlet and at the outlet. They ensure that the upstream and downstream signals are still statistically independent.

More details on the computational grid, the flow solver, the way to apply the sources and to define non-reflective boundaries are given in the section 5.

#### 3.2. Extraction of characteristic wave amplitudes

At different cross-sections upstream and downstream of the orifice, called monitor planes, see figure 2, space averaged pressure  $p(t)$  and velocity  $u(t)$  are recorded at fixed time intervals. These two variables can be decomposed in a sum  $y(t) = \bar{y} + y'(t)$  of a long time average  $\bar{y}$  and a fluctuating part  $y'(t)$ . From the fluctuating terms  $p'$  and  $u'$ , the

characteristic wave amplitudes are computed. They are noted  $p_u^+$ ,  $p_u^-$  upstream and  $p_d^+$ ,  $p_d^-$  downstream and are related to  $p'$  and  $u'$  by

$$p_i^+ = \frac{1}{2}(p_i' + \rho c u_i') \quad (8)$$

and

$$p_i^- = \frac{1}{2}(p_i' - \rho c u_i') \quad (9)$$

At this step,  $p_i^+$  and  $p_i^-$  include acoustic and turbulent fluctuations. In order to keep only the acoustic part of the variables  $p_{i_a}^+$  and  $p_{i_a}^-$ , a characteristic based filter [12] is applied. This filter uses the property that acoustic plane waves propagate with the speed of sound corrected by the mean flow velocity, whereas turbulent fluctuations have a convection velocity close to the background flow velocity. Then, from the characteristic wave amplitudes determined at different planes, an average of them, after correction by the time needed to acoustic waves to propagate, allows to cancel the turbulent fluctuations still present. The resulting acoustic characteristic waves  $p_{i_a}^\pm$  can be related to the variables  $\hat{p}_{i_a}^\pm$  defined in equations (2) and (3), as a Fourier transform allows to pass from ones to others.

### 3.3. Correlation analysis and unit-impulse response

Modelling the orifice as a Multi-Input Multi-Output (MIMO) system, the four characteristic wave amplitudes can be separated into two excitation signals  $p_{u_a}^+$ ,  $p_{d_a}^-$  and two responses  $p_{d_a}^+$  and  $p_{u_a}^-$ .

Under the assumption of a linear problem, *i.e.*, the system can be seen as a Linear and Time-Invariant (LTI) system, which is the case for low excitation level, the four unit-impulse responses, two for each excitation signals, characterize the system behavior completely [13]. The matrix of dimension  $(2L \times 2)$  composed with these four unit-impulse responses is noted  $\mathbf{h}$  and  $L$  defines the length of the unit-impulse responses. This length should be chosen such that the corresponding time exceeds the time lags of the system. For the case of the orifice, this time lag may be estimated from the time needed to the acoustic disturbances to travel through the domain between the monitor planes.

Here, the Wiener filter is used to determine the unit-impulse response [13],

$$\mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{h} = \mathbf{c}, \quad (10)$$

with  $\mathbf{\Gamma}$  the autocorrelation matrix between the two signals, matrix of dimension  $(2L \times 2L)$ , and  $\mathbf{c}$  the crosscorrelation matrix between the responses and the signals, of dimension  $(2L \times 2)$ . In the case of perfectly decorrelated signals,  $\mathbf{\Gamma}$  equals the identity matrix, so the unit-impulse responses can directly be estimated from the crosscorrelation matrix [14]. Since a perfect decorrelation can numerically never be achieved, the matrix of the unit-impulse responses is obtained by inverting the autocorrelation matrix,

$$\mathbf{h} = \mathbf{\Gamma}^{-1} \cdot \mathbf{c}. \quad (11)$$

More details on the Wiener filter can be found in [4, 13].

### 3.4. z-transformation and scattering matrix

Finally, the z-transform [4] of the unit-impulse responses gives the coefficients of the scattering matrix of the system in the frequency domain, introduced in equation (1).

## 4. Definition of the geometry and flow conditions

The studied case is an orifice in a circular pipe. The main pipe diameter is  $D = 3 \times 10^{-2}$  m. The orifice diameter is  $d = 1.5 \times 10^{-2}$  m, its thickness is  $t = 5 \times 10^{-3}$  m. The edges of the orifice are all sharp.

Two operating flow conditions are studied. The flow parameters in the main pipe are presented in table 1.

These configurations have been experimentally studied on the test rig at the LAUM (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine), [3]. The scattering matrix of each test case has been determined with the two sources method [15–19]. These experimental results are compared to the numerical ones for validation.

Table 1: Flow parameters of the studied operating conditions.

| Operating condition number | 1                    | 2                    |
|----------------------------|----------------------|----------------------|
| $U$ (mean flow velocity)   | 9 m.s <sup>-1</sup>  | 12 m.s <sup>-1</sup> |
| $M$ (Mach number)          | $2.6 \times 10^{-2}$ | $3.5 \times 10^{-2}$ |
| $Re$ (Reynolds number)     | $\approx 18000$      | $\approx 24000$      |

## 5. Flow simulation

The solver used in this study is AVBP, developed by CERFACS<sup>1</sup>. It solves the three-dimensional compressible Navier-Stokes equations on unstructured meshes, with a LES approach for the turbulence modeling. Large vortical structures of the flow field are fully resolved, whereas the small scales are modeled with the standard WALE subgrid-scale model [20]. The second order Lax-Wendroff discretization scheme is applied.

Table 2 presents the specification of the computational grid which consisted of structured hexahedrals for the two operating flow conditions.  $L_u$  corresponds to the longitudinal distance between the beginning of the computational

Table 2: Characteristics of the computational grid.

| Operating condition number | 1                         | 2                         |
|----------------------------|---------------------------|---------------------------|
| $L_u$                      | $5D$                      | $5D$                      |
| $L_d$                      | $12D$                     | $8D$                      |
| Number of cells            | $\approx 5.3 \times 10^6$ | $\approx 5.5 \times 10^6$ |
| Smallest cell size         | $4.2 \times 10^{-5}$ m    | $4.3 \times 10^{-5}$ m    |
| Largest cell size          | $9.1 \times 10^{-4}$ m    | $2.7 \times 10^{-4}$ m    |

domain and the orifice, while  $L_d$  is the distance from the orifice to the end of the grid. Here, frequencies up to 5000 Hz are studied. At this frequency the resolution is around 80 grid points per wavelength for the largest cells, which is sufficient [6, 8].

In the axial direction, the mesh is refined around the orifice, because the resolution close to the edge appeared to be a crucial parameter, since the initial instability of the shear layer controls the aeroacoustic interaction [21]. The contraction of the flow upstream to the orifice must be well resolved to capture the correct flow angle around the upstream edge and the strong velocity gradient at this point. In the radial direction, the grid size is refined at the orifice wall and in the area of the jet downstream of the orifice. Fine grid resolution is also required close to the walls of the main pipe, in order to capture the upstream separation point accurately.

The inlet flow profile corresponds to a fully developed turbulent profile. It has been set following the works of Zagarola and Smits [22].

The LES/SI method requires non-reflecting boundary conditions on each side of the computational domain. These boundaries are reached using the modified Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions (NSCBC). The NSCBC, introduced by Poinot and Lele [23], have been improved by Polifke *et al.* [24] and Kaess *et al.* [25] in order to enforce very low reflection at their locations. A correction term is added and compensate the acoustic plane waves leaving the domain. A coupling with characteristic based filter [12] introduced in section 3.2 is used to accurately determine the acoustic waves leaving the domain.

As specified in section 3, two statistically independent acoustic excitations are applied to the inlet and to the outlet of the computational domain. The excitations are imposed as the time derivative of the ingoing characteristic waves amplitude  $p_{u_a}^+$  and  $p_{d_a}^-$ , at the inlet and at the outlet respectively [23]. The amplitude of these excitations is scaled to 1.7% of the mean flow inlet velocity, which corresponds to the amplitude used in the experiments. This level ensures a linear response of the shear layer at the orifice, *i.e.*, a response independent of the excitation level, according to former studies [3].

<sup>1</sup><http://www.cerfacs.fr/4-26334-The-AVBP-code.php>

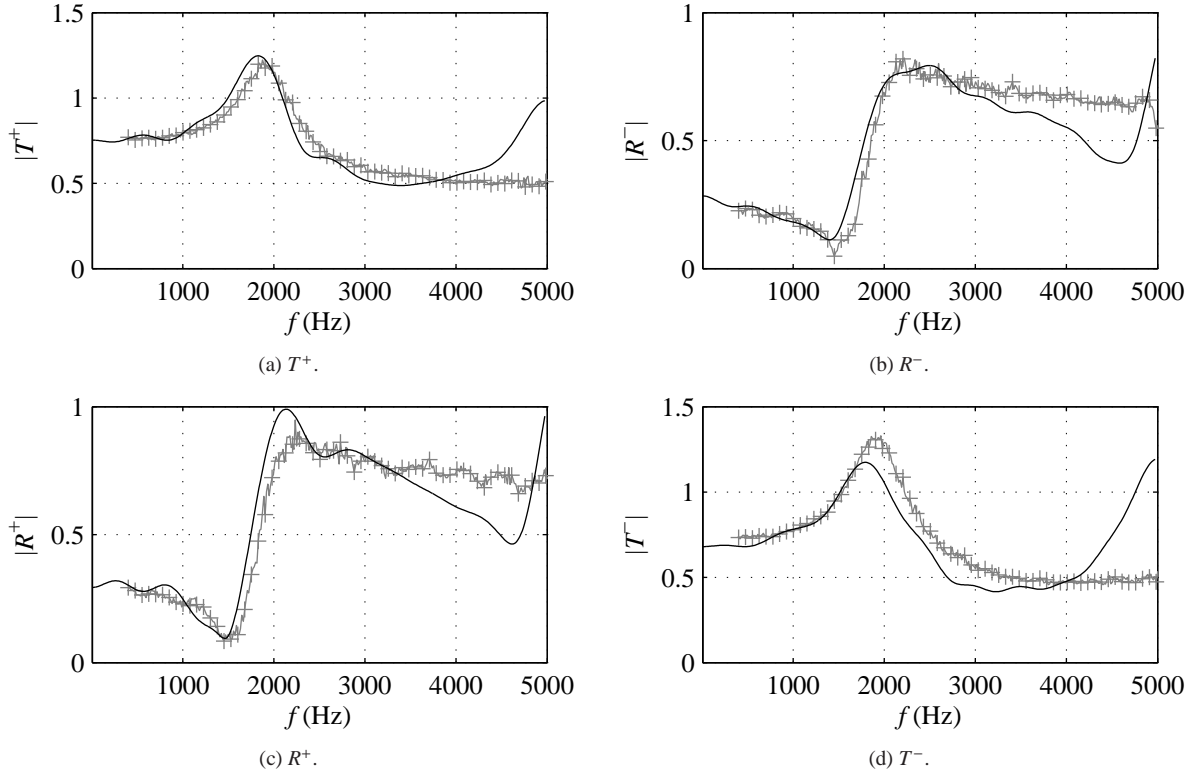


Figure 3: Absolute value of the scattering coefficients. Grey line with crosses: experimental results, black line: numerical results.

On each side of the orifice, ten monitor planes are used to extract the characteristic wave amplitudes, following the characteristic based filter introduced in section 3.2. Upstream, the reference position of the first ten monitor planes is located at  $2.5D$  from the orifice for the two operating flow conditions. Downstream, the reference position of the planes is  $9.5D$  from the orifice for operation condition 1, whereas it is  $5.5D$  for operating condition 2. The distance between two successive monitor planes is  $0.01$  m, *i.e.*  $0.33D$ .

The total simulation time is  $0.2$  s, with a time step of  $8 \times 10^{-8}$  s. The time series used for the system identification are stored every tenth time step, *i.e.*, every  $8 \times 10^{-7}$  s. In order to capture all relevant time lags of the system, the length of the unit impulse responses composing  $\mathbf{h}$ , in the equation (10), has been set to  $3 \times 10^{-3}$  s. The choice of this value being done as no relevant signal is observed in the unit impulse responses after. This time interval covers the time of wave propagation between the reference measurement positions and the time of the interaction of the sound waves with the coherent vortex structure.

## 6. Results

The results of the LES/SI method are now presented and compared to experiments. First, the coefficients of the scattering matrix for the flow condition 1 are presented, then the whistling ability of the orifice for the two operating conditions is studied using the whistling criterion.

### 6.1. Scattering matrix

Figures 3 and 4 respectively present the absolute value and the argument of the coefficients of the scattering matrix, for the operating condition 1. Experimental and numerical results are compared.

Numerical and experimental results agree well up to  $4000$  Hz.

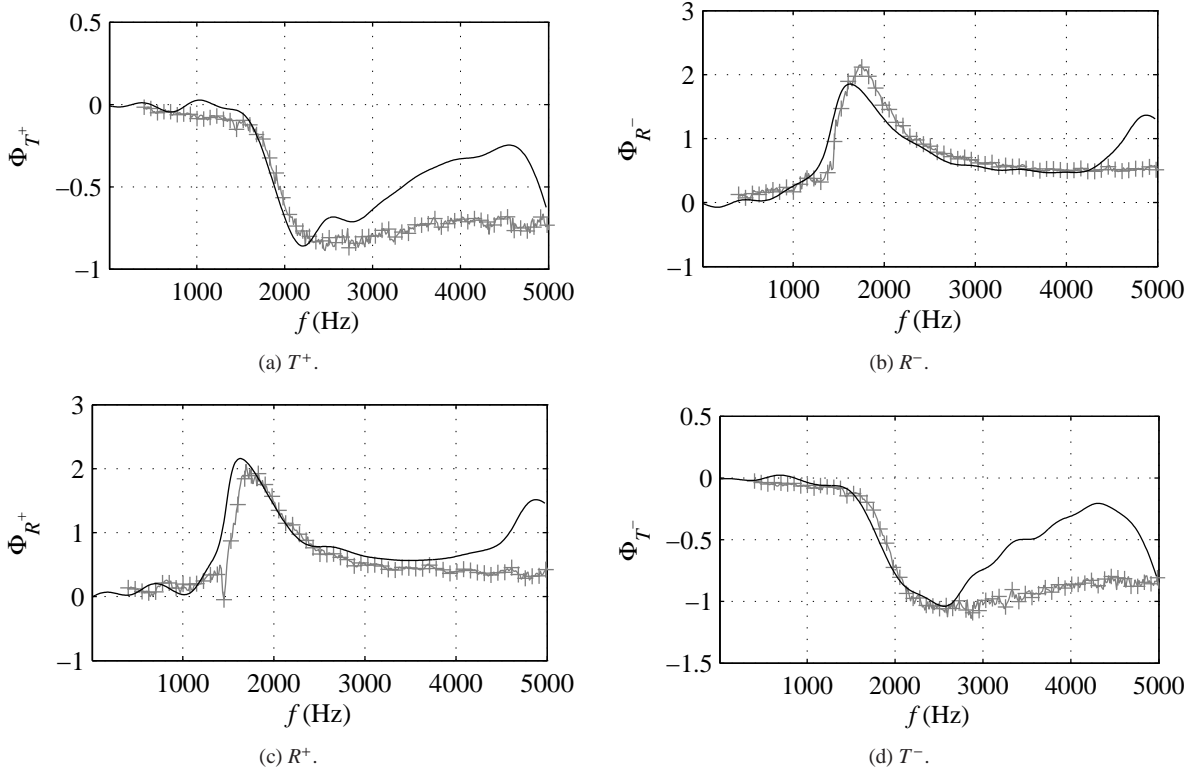


Figure 4: Phase of the scattering coefficients. Grey line with crosses: experimental results, black line: numerical results.

The behavior of the coefficients around 2000 Hz, *i.e.*, peaks and sharp slopes for the coefficients, are well predicted in terms of frequency and amplitude. As it will be shown in the next paragraph, this frequency range corresponds to the potential whistling frequency range.

In the high frequency domain, there is a deviation between experimental data and numerical results. As it will be mentioned in section 6.2, the behavior observed around 5000 Hz for the numerical results corresponds to a second mode of whistling, which is also observed in the experiments, but for higher frequencies. Comments on this discrepancy in the results are given in the next paragraph.

### 6.2. Study of the whistling ability

Based on the scattering matrix, the whistling criterion is derived, as introduced in section 2. The potential whistling frequencies are determined from the minimal and maximal eigenvalues  $\xi_{min}$  and  $\xi_{max}$ , introduced in equation (5), for both flow conditions. These eigenvalues are plotted versus a Strouhal number in figures 5a and 5b. This Strouhal number is based on the thickness  $t$  of the orifice and on the orifice flow velocity  $U_d = U (D/d)^2$  [3].

At low frequency, below  $St = 0.2$ , the incident acoustic power can only be dissipated, as the two terms  $\xi_{min}$  and  $\xi_{max}$  are positive. For this frequency range, the agreement between the experiments and the simulation is good.

The first whistling mode is observed between  $St = 0.2$  and  $St = 0.39$ , for the two inlet velocities. The minimum of the acoustic dissipated power is negative, which means that an incident acoustic wave can be amplified. Thus, the frequency range  $0.2 < St < 0.39$  is defined as a potential whistling frequency range, following the whistling criterion. This first mode of whistling is well predicted by the simulation. A slight shift towards lower frequencies is observed for the operating condition 1, whereas a shift towards higher frequencies is noticed for the operating condition 2. These shifts may come from little differences between experimental and numerical operating conditions. Indeed, the accurate measurement of flow at low speed is a challenge and some slight differences between the real and the measured velocity can be expected. Also, the edges of the orifice are defined perfectly sharp for the simulations.



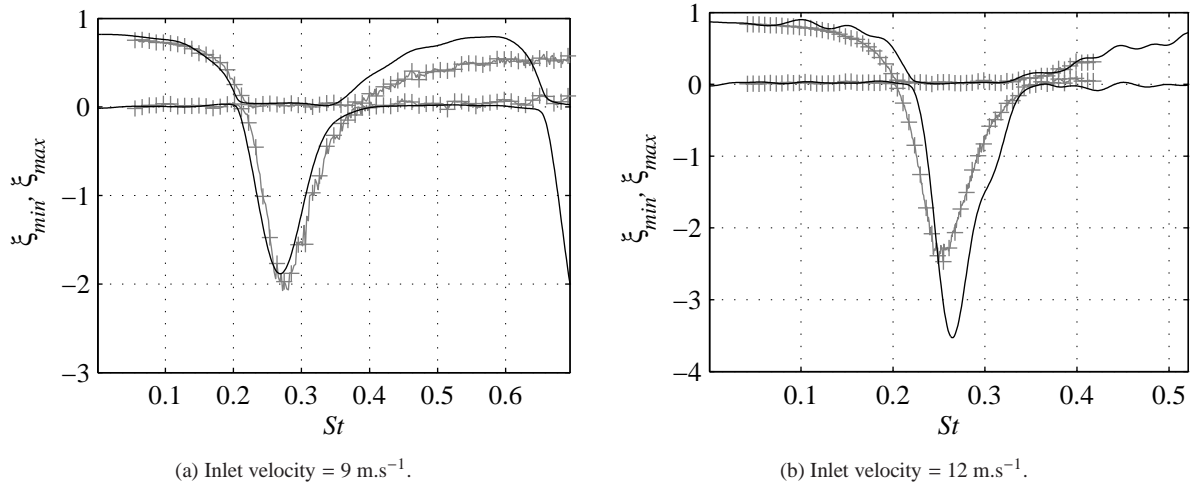


Figure 5: Maximum and minimum of the normalized dissipated acoustic power in the orifice, for two different inlet velocities. Grey line with crosses: experimental results, black line: numerical results.

During experiments, the manufacturing of the hole cannot ensure this perfect right angle. So, as it is known that edges play an important role in the amplification process [3], slight differences in edges geometry can be the cause of disparities between experimental and numerical results.

At higher frequencies, dissipation only is observed. Again, the terms  $\xi_{min}$  and  $\xi_{max}$  are positive. For this frequency range, simulation results agree with experiments up to  $St = 0.6$ .

Then the numerical results, for the flow condition 1, predict the presence of a second whistling mode. In fact, this second mode has been observed experimentally for other geometries and/or operating flow conditions, but for the present condition it does not appear in the studied frequency range. These discrepancies may have different explanations. Since the aeroacoustic interaction is affected by the flow field at the upstream edge, this shift might be a consequence of a too coarse mesh resolution in this area. In the present study, the wall nearest node, expressed in wall units, is located at  $y^+ = 4$  for the operating condition 1 and at  $y^+ = 6$  for the second flow condition. Due to a large increase of the computational time for a finer resolution, the influence of a grid refinement on this shift has not been carried out. A second reason may come from the difficulty of the numerical scheme to properly capture aeroacoustic interaction in high frequency domain. For constant spatial resolution in the orifice area, the use of high order schemes solvers [26–29] could be tested, as they are optimized for aeroacoustic problems.

## 7. Conclusions and perspectives

In this work, the whistling ability of an orifice has been characterized using a numerical approach. It consists of an acoustically excited LES and an acoustic signal analysis. Here, the Wiener filter has been applied to extract the scattering matrix of the orifice. From this matrix, the whistling ability has been studied with an acoustic power criterion. All results have been compared with previous experiments.

This method is able to characterize the whistling ability of an orifice up to a certain frequency limit. Therefore, the acoustic amplification or dissipation in the shear layer were well predicted in the low and middle frequency ranges. Slight differences in the results may find their origin in some uncertainties in the flow velocity measurement or in edges definition. At higher frequencies, discrepancies between numerical and experimental results are found. The mesh resolution or the discretization scheme might be the cause of these errors. However, the LES/SI method gives promising results.

The validation of the method offers many issues. During a design process, it can be used to predict the unstable frequencies in the case of an orifice, but also in the case of more complex geometry.

Moreover, the use of a compressible flow simulation offers many possibilities. First, cases at higher Mach number, when compressible effects are important, could be studied easily. Then, the non-linear behavior of the amplification could be investigated, *i.e.*, how non linear effects influence harmonic incident perturbations at high amplitude. Furthermore, the case of an orifice with reflecting boundary conditions [24] can be fully studied numerically. In that case, no external excitation should be added and the system should whistle by itself. The resulting whistling could finally be studied in terms of frequency and amplitude.

## References

- [1] S. W. Rienstra, A. Hirschberg, *An Introduction to Acoustics*, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands, 2006.
- [2] D. Rockwell, E. Naudascher, Self-sustained oscillations of impinging free shear layers, *Annual Review of Fluid Mechanics* 11 (1979) 67–94.
- [3] P. Testud, Y. Aurégan, P. Moussou, A. Hirschberg, The whistling potentiality of an orifice in a confined flow using an energetic criterion, *Journal of Sound and Vibration* 325 (2009) 769–780.
- [4] W. Polifke, A. Poncet, C. O. Paschereit, K. Döbbeling, Reconstruction of acoustic transfer matrices by instationary computational fluid dynamics, *Journal of Sound and Vibration* 245 (2001) 483–510.
- [5] W. Polifke, Numerical techniques for identification of acoustic multi-ports, in: *Advances in aeroacoustics and applications*, Van-Karman Institute, Brussels, BE, 2004.
- [6] S. Föller, W. Polifke, Determination of acoustic transfer matrices via Large Eddy Simulation and System Identification, in: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2010-3998.
- [7] S. Föller, W. Polifke, Aeroacoustic characterization of T-junctions based on Large Eddy Simulation and System Identification, in: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2010-3985.
- [8] S. Föller, W. Polifke, Identification of aero-acoustic scattering matrices from large eddy simulation. application to sudden area expansion in duct, To be submitted to *Journal of Sound and Vibration* (2011).
- [9] Y. Aurégan, R. Starobinsky, Determination of acoustic energy dissipation/production potentiality from the acoustic transfer functions of a multiport, *Acustica* 85 (1999) 788–792.
- [10] M. Karlsson, M. Åbom, Aeroacoustics of T-junctions—An experimental investigation, *Journal of Sound and Vibration* 329 (2010) 1783–1808.
- [11] S. Föller, R. Kaess, W. Polifke, Reconstruction of the acoustic transfer matrices from large-eddy-simulations of compressible turbulent flows, in: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2008-3046.
- [12] J. Kopitz, E. Bröcker, W. Polifke, Characteristic-based filter for identification of planar acoustic waves in numerical simulation of turbulent compressible flow, in: *12th International Congress of Sound and Vibration*.
- [13] L. Ljung, *System identification - Theory for the User*, 2nd edition, PTR Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J., 1999.
- [14] W. Polifke, A. Gentemann, Order and realisability of impulse response filters for accurate identification of acoustical multi-ports from transient CFD, *International Journal of Acoustics and Vibration* 9 (2004) 139–148.
- [15] H. Boden, M. Åbom, Influence of errors on the two-microphone method for acoustic properties in ducts, *Journal of the Acoustical Society of America* 79 (1986) 541–549.
- [16] M. L. Munjal, A. G. Doige, 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* 141 (1990) 323–333.
- [17] M. Åbom, Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-port, *Mechanical System and Signal Processing* 5 (1991) 89–104.
- [18] M. Åbom, A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices, *Journal of Sound and Vibration* 155 (1992) 185–188.
- [19] Y. Aurégan, M. Leroux, Failures in the discrete models for flow duct with perforations: an experimental investigation, *Journal of Sound and Vibration* 265 (2003) 109–121.
- [20] F. Nicoud, F. Ducros, Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Journal of Flow, Turbulence and Combustion* 62 (1999) 183–200.
- [21] G. Hofmans, M. Ranucci, G. Ajello, Y. Aurégan, A. Hirschberg, Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low Helmholtz number. 2: unsteady results, *Journal of Sound and Vibration* 244 (2001) 37–77.
- [22] M. V. Zagarola, A. J. Smits, Mean-flow scaling of turbulent pipe flow, *Journal of Fluid Mechanics* 373 (1998) 33–79.
- [23] T. J. Poinso, S. K. Lele, Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *Journal of Computational Physics* 101 (1992) 104–129.
- [24] W. Polifke, C. Wall, P. Moin, Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow, *Journal of Computational Physics* 213 (2006) 437–449.
- [25] R. Kaess, A. Huber, W. Polifke, Time-domain impedance boundary condition for compressible turbulent flow, in: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2008-2921.
- [26] C. K. W. Tam, J. C. Webb, Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics, *Journal of Computational Physics* 107 (1993) 262–281.
- [27] C. Bogey, C. Bailly, A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations, *Journal of Computational Physics* 194 (2004) 194–214.
- [28] T. Emmert, P. Lafon, C. Bailly, Computation of aeroacoustic phenomena in subsonic and transonic ducted flows, in: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2007-3429.
- [29] T. Emmert, P. Lafon, C. Bailly, Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement, *Physics of Fluids* 21 (2009) 157–168.

# Bibliographie

- [1] G. Ajello. *Mesures acoustiques dans les guides d'ondes en présence d'écoulement - Mise au point d'un banc de mesure - Application à des discontinuités*. PhD thesis, Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, Académie de Nantes, 1997.
- [2] A. B. C. Anderson. A jet-tone orifice number for orifices of small thickness-diameter ratio. *Journal of the Acoustical Society of America*, 26(1) :21–25, 1954.
- [3] A. B. C. Anderson. Metastable jet-tone states of jets from sharp-edged, circular, pipe-like orifices. *Journal of the Acoustical Society of America*, 27(1) :13–21, 1955.
- [4] F. Archambeau, N. Méchitoua, and M. Sakiz. *Code\_Saturne* : a finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows - industrial applications. *International Journal on Finite Volumes*, 1(1), 2004.
- [5] Y. Aurégan and M. Leroux. Failures in the discrete models for flow duct with perforations : an experimental investigation. *Journal of Sound and Vibration*, 265(1) :109–121, 2003.
- [6] Y. Aurégan, A. Maurel, V. Pagneux, and J. F. Pinton. *Sound-Flow Interactions*. Lecture Notes in Physics. Springer, 2002.
- [7] Y. Aurégan and R. Starobinsky. Determination of acoustic energy dissipation/production potentiality from the acoustic transfer functions of a multiport. *Acustica*, 85 :788–792, 1999.
- [8] E. Bängtsson, D. Noreland, and M. Berggren. Shape optimization of an acoustic horn. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 192(11-12) :1533–1571, 2003.
- [9] G. K. Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge Mathematical Library, Cambridge university press edition, 1967.
- [10] J. Berland, C. Bogey, and C. Bailly. Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm. *Computers and Fluids*, 35(10) :1359–1363, 2006.
- [11] W. P. Bi, V. Pagneux, D. Lafarge, and Y. Aurégan. Modelling of sound propagation in a non-uniform lined duct using a Multi-Modal Propagation Method. *Journal of Sound and Vibration*, 289 :1091–1111, 2006.
- [12] W. K. Blake. *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*. Academic Press, 1986.
- [13] H. Boden and M. Åbom. Influence of errors on the two-microphone method for acoustic properties in ducts. *Journal of the Acoustical Society of America*, 79(2) :541–549, 1986.
- [14] C. Bogey. *Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2000.

- [15] C. Bogey and C. Bailly. Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulation : far field formulation and validation test cases. *Acta Acustica United with Acustica*, 88 :463–471, 2002.
- [16] C. Bogey and C. Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational Physics*, 194 :194–214, 2004.
- [17] C. Bogey and C. Bailly. Turbulence and energy budget in a self-preserving round jet : direct evaluation using large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 627 :129–160, 2009.
- [18] S. Boij and B. Nilsson. Reflection of sound at area expansions in a flow duct. *Journal of Sound and Vibration*, 260 :477–498, 2003.
- [19] S. Boij and B. Nilsson. Scattering and absorption of sound at flow duct expansions. *Journal of Sound and Vibration*, 289 :577–594, 2006.
- [20] J. C. Bruggeman, A. Hirschberg, M. E. H. Van Dongen, A. P. J. Wijnands, and J. Gorter. Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems : experimental study of the influence of closed side branches. *Journal of Sound and Vibration*, 150 :371–391, 1991.
- [21] M. Bruneau. *Manuel d’acoustique fondamentale*. Hermes, 1998.
- [22] M. K. Bull and M. P. Norton. On the hydrodynamic and acoustic wall pressure fluctuations in turbulent pipe flow due to a 90 ° mitred bend. *Journal of Sound and Vibration*, 76(4) :561–586, 1981.
- [23] S. Candel. *Mécanique des fluides*. Dunod, 2001.
- [24] S. Caro. CEAS-ASC highlights 2006. *Journal of Sound and Vibration*, 304 :421–449, 2007.
- [25] P. Chassaing. *Mécanique des fluides*. Collection Polytech, 1997.
- [26] G. S. Chesshire and W. D. Henshaw. Composite overlapping meshes for the solution of partial differential equations. *Journal of Computational Physics*, 90(1) :1–64, 1990.
- [27] D. G. Crighton, A. P. Dowling, J. E. Ffowcs Williams, M. Heckl, and F. G. Leppington. *Modern methods in analytical acoustics*. Springer-Verlag, 1992.
- [28] F. Daude, T. Emmert, P. Lafon, F. Crouzet, and C. Bailly. A high-order algorithm for compressible LES in CAA applications. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2008-3049, 2008.
- [29] J. W. Delfs. An overlapped grid technique for high resolution CAA schemes for complex geometries. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2001-2199, 2001.
- [30] S. Dequand, X. Luo, J. F. H. Willems, and A. Hirschberg. Helmholtz-like resonator self-sustained oscillations, part 1. *AIAA Journal*, 41(3) :408–415, 2003.
- [31] P. E. Doak. Fluctuating total enthalpy as a generalized acoustic field. *Acoustical Physics*, 41 :677–685, 1995.
- [32] P. E. Doak. Fluctuating total enthalpy as the basic generalized acoustic field. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 10 :115–133, 1998.
- [33] E. Dokumaci. A note on transmission of sound in a wide pipe with mean flow and viscothermal attenuation. *Journal of Sound and Vibration*, 208(4) :653–655, 1997.

- [34] P. G. Drazin and W. H. Reid. *Hydrodynamic instability*. Cambridge University Press, 1981.
- [35] T. Emmert. *Development of a multidomain high-order algorithm for computational aeroacoustics : application to subsonic and transonic confined flows*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2007.
- [36] T. Emmert, P. Lafon, and C. Bailly. Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement. *Physics of Fluids*, 21(2) :157–168, 2009.
- [37] S. Félix and V. Pagneux. Multimodal analysis of acoustic propagation in three-dimensional bends. *Wave Motion*, 36(2) :157–168, 2002.
- [38] J. H. Ferziger and M. Perić. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer, 1999.
- [39] D. H. Fletcher. Air-flow and sound generation in musical and wind instruments. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11 :123–146, 1979.
- [40] S. Föller, R. Kaess, and W. Polifke. Reconstruction of the acoustic transfer matrices from large-eddy-simulations of compressible turbulent flows. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2008-3046, 2008.
- [41] S. Föller and W. Polifke. Determination of acoustic transfer matrices via Large Eddy Simulation and System Identification. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2010-3998, 2010.
- [42] G. D. Furnell and D. A. Bies. Matrix analysis of acoustic wave propagation within curved ducting system. *Journal of Sound and Vibration*, 132(2) :245–263, 1989.
- [43] B. J. Geurts. *Elements of direct and large-eddy simulation*. Edwards, 2003.
- [44] X. Gloerfelt and P. Lafon. Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low mach number. *Computers & Fluids*, 37 :388–401, 2008.
- [45] M. E. Goldstein. *Aeroacoustics*. Mc Graw-Hill, 1976.
- [46] H. Goyder. On the relationship between added mass and added damping. In *ASME IMECE*, number IMECE2002-32544, 2002.
- [47] P. Guyon, J. P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. CNRS Editions, EDP Sciences, 2001.
- [48] C. Hirsch. *Numerical computation of internal and external flows*. John Wiley & Sons, 1988.
- [49] A. Hirschberg. Communication personnelle, 2010.
- [50] A. Hirschberg, J. C. Bruggeman, A. P. J. Wijnands, and N. Smits. The whistler nozzle and horn as aero-acoustic sound sources in pipe systems. *Acustica*, 68 :157–160, 1989.
- [51] A. Hirschberg and C. Schram. *Sound-Flow Interactions*, volume 586 of *Lecture Notes in Physics*, chapter 1, A primitive Approach to Aeroacoustics. Springer, 2002.
- [52] G. Hofmans, R. Boot, P. Durrieu, Y. Aurégan, and A. Hirschberg. Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low Helmholtz number, 1 : quasi-steady results. *Journal of Sound and Vibration*, 244(1) :35–56, 2001.
- [53] G. Hofmans, M. Ranucci, G. Ajello, Y. Aurégan, and A. Hirschberg. Aeroacoustic response of a slit-shaped diaphragm in a pipe at low Helmholtz number, 2 : unsteady results. *Journal of Sound and Vibration*, 244(1) :37–77, 2001.

- [54] G. C. J. Hofmans. *Vortex sound in confined flows*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 1998.
- [55] K. Hourigan, M. C. Welsh, M. C. Thompson, and A. N. Stokes. Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. *Journal of Fluids and Structures*, 4 :345–370, 1990.
- [56] M. S. Howe. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, 71 :625–673, 1975.
- [57] M. S. Howe. The dissipation of sound at an edge. *Journal of Sound and Vibrations*, 70(3) :407–411, 1980.
- [58] M. S. Howe. On the absorption of sound by turbulence and other hydrodynamic flows. *IMA Journal of Applied Mathematics*, 32 :187–209, 1984.
- [59] M. S. Howe. *Acoustic of fluid-structure interaction*. Cambridge University Press, 1998.
- [60] M. S. Howe. *Hydrodynamics and Sound*. Cambridge University Press, 1998.
- [61] V. P. Janzen and B. Smith. Acoustic properties of high-energy orifice assemblies. In *Flow Induced Vibration, de Langre & Axisa ed.*, Ecole Polytechnique, Paris, 6-9<sup>th</sup> July, Paris, France, July 2004.
- [62] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301–314, 1972.
- [63] W. P. Jones and B. E. Launder. The calculation of low-Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(6) :1119–1130, 1973.
- [64] R. Kaess, A. Huber, and W. Polifke. Time-domain impedance boundary condition for compressible turbulent flow. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2008-2921, 2008.
- [65] A. Kierkegaard, S. Boij, and G. Efrimsson. A frequency domain linearized Navier-Stokes equations approach to acoustic propagation in flow ducts with sharp edges. *Journal of the Acoustical Society of America*, 127(2) :710–719, 2010.
- [66] A. Kierkegaard and G. Efrimsson. Simulations of the whistling potentiality of an in-duct orifice with linear aeroacoustics. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA 2010-4008, 2010.
- [67] G. Kooijman. *Acoustical response of shear layer*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Pays-Bas, 2007.
- [68] G. Kooijman, A. Hirschberg, and Y. Aurégan. Influence of mean flow profile and geometrical ratios on scattering of sound at a sudden area expansion in a duct. *Journal of Sound and Vibration*, 329 :607–626, 2010.
- [69] G. Kooijman, P. Testud, Y. Aurégan, and A. Hirschberg. Multimodal method for scattering of sound at a sudden area expansion in a duct with subsonic flow. *Journal of Sound and Vibration*, 310 :902–922, 2008.
- [70] J. Kopitz, E. Bröcker, and W. Polifke. Characteristic-based filter for identification of planar acoustic waves in numerical simulation of turbulent compressible flow. In *12th International Congress of Sound and Vibration*, July 2005.

- [71] J. Kopitz and W. Polifke. CFD-based application of the Nyquist criterion to thermo-acoustic instabilities. *Journal of Computational Physics*, 227 :6754–6778, 2008.
- [72] P. Lafon, S. Caillaud, J. P. Devos, and C. Lambert. Aeroacoustical coupling in a ducted shallow cavity and fluid/structure effects on a steam line. *Journal of Fluids and Structures*, 18(6) :695–713, 2003.
- [73] B. E. Launder and D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flow. *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3 :269–289, 1974.
- [74] M. Lesieur, O. Métais, and P. Comte. *Large eddy-simulation of turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [75] L. Ljung. *System identification - Theory for the User*. 2nd edition, PTR Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J., 1999.
- [76] E. Longatte. *Modélisation de la propagation et de la génération du bruit au sein des écoulements turbulents internes*. PhD thesis, École Centrale Paris, 1998.
- [77] P. Martinez-Lera, B. Karthik, C. Schram, S. Föller, R. Kaess, and W. Polifke. Low-order modeling of a side branch at low mach numbers. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, number AIAA 2009-3263, May 2009.
- [78] P. Martinez-Lera, C. Schram, S. Föller, R. Kaess, and W. Polifke. Identification of the aeroacoustic response of low Mach number flow through a T-joint. *Journal of the Acoustical Society of America*, 162(2) :582–586, 2009.
- [79] T. D. Mast and A. D. Pierce. Describing function theory for flow excitation of resonators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1) :163–172, 1995.
- [80] F. R. Menter. Two-equations eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [81] M. Mettenleiter, E. Haile, and S. Candel. Adaptive control of aeroacoustic instabilities. *Journal of Sound and Vibration*, 230(4) :761–789, 2000.
- [82] C. L. Morfey. Sound transmission and generation in ducts with flow. *Journal of Sound and Vibration*, 14 :37–55, 1971.
- [83] P. Moussou, S. Caillaud, V. Villouvier, A. Archer, A. Boyer, B. Rechu, and S. Benazet. Vortex-shedding of a multi-hole orifice synchronized to an acoustic cavity in a pwr piping system. In A. Press, editor, *ASME PVP Conference*, number PVP2003-2086 in PVP-Vol. 465, Flow-Induced Vibration, pages 161–168, 2003.
- [84] P. Moussou, R. J. Gibert, G. Brasseur, C. Teygeman, J. Ferrari, and J. F. Rit. Instability of pressure relief valves in water pipes. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 132(4) :041308, 2010.
- [85] P. Moussou, P. Testud, Y. Aurégan, and A. Hirschberg. An acoustic criterion for the whistling of orifices in pipes. In *Proceedings of PVP 2007*, number PVP2007-726157 in ASME Pressure Vessels and Piping 2007 / Creep 8 Conference, San Antonio, Texas, 22-26<sup>th</sup> July, San Antonio, Texas, July 2007.

- [86] M. L. Munjal and A. G. Doige. 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*, 141(2) :323–333, 1990.
- [87] G. Nakiboğlu, S. P. C. Belfroid, J. Golliard, and A. Hirschberg. On the whistling corrugated pipes : effect of pipe length and flow profile. *Journal of Fluid Mechanics*, Soumis, 2011.
- [88] G. Nakiboğlu, S. P. C. Belfroid, J. F. H. Willems, and A. Hirschberg. Whistling behavior of periodic systems : Corrugated pipes and multiple side branch system. *International Journal of Mechanical Sciences*, In Press, 2010.
- [89] P. A. Nelson, N. A. Halliwell, and P. E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance, part I : experiment. *Journal of Sound and Vibration*, 78(1) :15–38, 1981.
- [90] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Journal of Flow, Turbulence and Combustion*, 62 :183–200, 1999.
- [91] H. Nomoto and F. E. C. Culick. An experimental investigation of pure tone generation by vortex shedding in a duct. *Journal of Sound and Vibration*, 84(2) :247–252, 1982.
- [92] V. Pagneux. *Propagation acoustique dans les guides à section variable et effets d'écoulement*. PhD thesis, Université du Maine, Académie de Nantes, Le Mans, France, 1997.
- [93] M. C. A. M. Peters, A. Hirschberg, A. J. Reijnen, and A. P. J. Wijnands. Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low mach and low helmholtz numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 256 :499–534, 1993.
- [94] A. D. Pierce. *Acoustics : An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. McGraw-Hill Book Company, New York, 1981.
- [95] T. J. Poinsot and S. K. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 101 :104–129, 1992.
- [96] W. Polifke. *Numerical techniques for identification of acoustic multi-ports, in : Advances in aeroacoustics and applications*. Van-Karman Institute, Brussels, BE, 2004.
- [97] W. Polifke and A. Gentemann. Order and realisability of impulse response filters for accurate identification of acoustical multi-ports from transient CFD. *International Journal of Acoustics and Vibration*, 9(3) :139–148, 2004.
- [98] W. Polifke, A. Poncet, C. O. Paschereit, and K. Döbbeling. Reconstruction of acoustic transfer matrices by instationary computational fluid dynamics. *Journal of Sound and Vibration*, 245 :483–510, 2001.
- [99] W. Polifke, C. Wall, and P. Moin. Partially reflecting and non-reflecting boundary conditions for simulation of compressible viscous flow. *Journal of Computational Physics*, 213 :437–449, 2006.
- [100] A. Powell. Theory of vortex sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, 36, 1964.
- [101] D. C. Pridmore-Brown. Sound propagation in a fluid flowing through an attenuating duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 4(4) :393–406, 1958.
- [102] M. Åbom. Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-port. *Mechanical System and Signal Processing*, 5 :89–104, 1991.



- [103] M. Åbom. A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices. *Journal of Sound and Vibration*, 155(1) :185–188, 1992.
- [104] M. Åbom, S. Allam, and S. Boij. Aero-acoustics of flow duct singularities at low mach numbers. In A. I. of Aeronautics and Astronautics, editors, *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2687 in AIAA 2006, pages 1–10, 2006.
- [105] S. W. Rienstra and A. Hirschberg. *An Introduction to Acoustics*. Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands, 2006.
- [106] D. Rockwell. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal*, 21 :645–664, 1983.
- [107] D. Rockwell, J. C. Lin, P. Oshkai, M. Reiss, and M. Pollack. Shallow cavity flow tone experiments : onset of locked-on states. *Journal of Fluids and Structures*, 17 :381–414, 2003.
- [108] D. Rockwell and E. Naudascher. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11 :67–94, 1979.
- [109] D. Ronneberger. Experimentelle untersuchungen zum akustischen reflexions-factor von unstetigen querschnittsänderungen in einem luftdurchströmten rohr. *Acustica*, 19 :222–235, 1967.
- [110] D. Ronneberger. Theoretische und experimentelle untersuchung der schallausbreitung durch querschnittssprünge and lochplattent in strömungskanälen. *Abschlußbericht Ro 369/11, 12, 14; Drittes Physikalisches Institut der Universität Göttingen*, 1980.
- [111] P. Sagaut. *Large-eddy simulation for incompressible flows*. Springer, 2001.
- [112] T. Sarpkaya. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 19 :389–447, 2004.
- [113] T. Sattelmayer and W. Polifke. A novel method for the computation of the linear stability of combustors. *Combustion Science and Technology*, 175 :477–497, 2003.
- [114] T. Schönfeld and M. Rudgyard. Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA Journal*, 37(11) :1378–1385, 1999.
- [115] R. Starobinsky and Y. Aurégan. Fluctuations of vorticity and entropy as sources of acoustical exergy. *Journal of Sound and Vibration*, 216(3) :521–527, 1998.
- [116] S. Stolz and N. Adams. An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation. *Physics of Fluids*, 11(7) :1699–1701, 1999.
- [117] C. K. W. Tam and Z. Dong. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. *Journal of Computational Acoustics*, 4 :175–201, 1996.
- [118] P. Testud. *Aeroacoustics of orifices in confined flow : whistling and cavitation*. PhD thesis, Université du Maine, Académie de Nantes, Le Mans, France, 2006.
- [119] P. Testud, Y. Aurégan, P. Moussou, and A. Hirschberg. The whistling potentiality of an orifice in a confined flow using an energetic criterion. *Journal of Sound and Vibration*, 325(4) :769–780, 2009.
- [120] P. Testud, P. Moussou, A. Hirschberg, and Y. Aurégan. Noise generated by cavitating single-hole and multi-hole orifices in a water pipe. *Journal of Fluids and Structures*, 23(2) :163–189, 2007.

- [121] D. Tonon, B. J. T. Landry, S. P. C. Belfroid, J. F. H. Willems, G. Hofmans, and A. Hirschberg. Whistling of a pipe system with multiple side branches : Comparison with corrugated pipes. *Journal of Sound and Vibration*, 329 :1007–1024, 2010.
- [122] M. C. Welsh and G. D. C. Gibson. Interaction of induced sound with flow past a square leading edged plate in a duct. *Journal of Sound and Vibration*, 67(4) :501–511, 1979.
- [123] G. S. K. Wong. Speed of sound in standard air. *Journal of the Acoustical Society of America*, 77(5) :1359–1366, 1985.
- [124] M. V. Zagarola and A. J. Smits. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 373 :33–79, 1998.
- [125] S. Ziada. Flow-excited acoustic resonance in industry. In *Flow Induced Vibration*, Zolotarev & Horacek ed., Institute of Thermomechanics, Prague, Czech Republic, 2008.
- [126] S. Ziada and E. T. Buhlmann. Self-excited resonances of two side-branches in close proximity. *Journal of Fluids and Structures*, 6 :583–601, 1992.
- [127] S. Ziada, H. Ng, and C. E. Blake. Flow excited resonance of a confined shallow cavity in low mach number flow and its control. *Journal of Fluids and Structures*, 18 :79–92, 2003.