

**ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE**

**COMME EXIGENCE PARTIELLE
À L'OBTENTION DE LA
MAÎTRISE EN GÉNIE MÉCANIQUE**

**PAR
CÉDRIC BELLEIL**

**CALCUL DIRECT DES PERFORMANCES AÉRODYNAMIQUE ET ACOUSTIQUE
D'UN SILENCIEUX INDUSTRIEL PAR MODÉLISATION CFD, ET OPTIMISATION
AÉRODYNAMIQUE**

MONTRÉAL, le 27 JUIN 2005

© droits réservés de Cédric Belleil

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

M. Christian Masson, Directeur de mémoire
Département de Génie Mécanique, École de technologie supérieure

M. Frédéric Laville, Codirecteur
Département de Génie Mécanique, École de technologie supérieure

M. Azzeddine Soulaïmani, Président du jury
Département de Génie Mécanique, École de technologie supérieure

M. François Morency, Membre du jury
Département de Génie Mécanique, École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 15 JUIN 2005

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

CALCUL DIRECT DES PERFORMANCES AÉRODYNAMIQUE ET ACOUSTIQUE D'UN SILENCIEUX INDUSTRIEL PAR MODÉLISATION CFD, ET OPTIMISATION AÉRODYNAMIQUE

Cédric Belleil

RÉSUMÉ

Ce mémoire concerne les silencieux absorbants présents dans les systèmes de ventilation de bâtiments. Les caractéristiques du silencieux sont la perte sonore et la perte de charge engendrées par son insertion. Un modèle bidimensionnel du silencieux est créé avec le logiciel de mécanique des fluides FLUENT. Le milieu d'amortissant acoustique, séparé de la zone d'écoulement par une tôle perforée, est représenté comme une zone poreuse où a lieu de la friction.

Un écoulement est simulé par résolution des équations de Navier-Stokes moyennées par Reynolds, fermées par un modèle de turbulence. Pour l'analyse aérodynamique, l'écoulement est supposé incompressible et stationnaire. L'analyse acoustique nécessite une résolution compressible instationnaire d'un écoulement bruité. L'analyse fréquentielle du bruit transmis détermine la perte par insertion. Les résultats numériques sont fidèles aux performances expérimentales.

Enfin, l'optimisation du profil géométrique du silencieux est réalisée : les pertes de charge peuvent être diminuées significativement en adoptant un critère géométrique optimal.

CALCUL DIRECT DES PERFORMANCES AÉRODYNAMIQUE ET ACOUSTIQUE D'UN SILENCIEUX INDUSTRIEL PAR MODÉLISATION CFD, ET OPTIMISATION AÉRODYNAMIQUE

Cédric Belleil

SOMMAIRE

Le contrôle du bruit est devenu au cours du siècle dernier un domaine majeur de la recherche technologique, ceci afin de respecter le confort et la santé des personnes, notamment dans un environnement de travail de plus en plus mécanisé et sujet à de nombreuses nuisances sonores. Le travail de cette recherche concerne les systèmes de ventilation ou HVAC (pour heat, ventilation and air conditionning system) des bâtiments commerciaux et industriels, plus particulièrement les silencieux absorbants présents dans les conduites d'aération pour atténuer les bruits véhiculés par l'écoulement d'air. Les caractéristiques du silencieux sont principalement la perte sonore et la perte de charge aérodynamique engendrées par son insertion, l'objectif d'une bonne conception étant de maximiser la première et minimiser la seconde.

Ce mémoire présente l'étude des performances aérodynamique et acoustique du silencieux industriel par modélisation numérique, avec le logiciel de mécanique des fluides numérique FLUENT, reconnu pour de nombreuses applications. Des essais expérimentaux réalisés en soufflerie sur un silencieux de référence permettent de connaître préalablement la perte de charge et la perte sonore par insertion en conditions réelles. Un modèle bidimensionnel de la géométrie est créé, le milieu d'amortissant acoustique composé de laine de roche est représenté comme une zone poreuse homogène. La tôle perforée qui sépare la zone acoustique de la zone d'écoulement est également modélisée, en respectant ses dimensions et son taux d'ouverture. Le modèle virtuel est inséré dans une conduite droite et un écoulement d'air à faible vitesse ($Mach < 0.1$) est simulé par résolution des équations de Navier-Stokes moyennées par la procédure de Reynolds (RANS). Pour les fins d'analyse aérodynamique, l'écoulement est supposé incompressible et stationnaire, la turbulence est résolue avec les modèles à deux équations $k - \omega SST$ ou $k - \epsilon$. Pour représenter la résistance de la laine de roche sur le fluide, le modèle de porosité de FLUENT est employé. Il utilise les lois de Darcy et ajoute un terme source de friction aux équations de quantité de mouvement, dépendamment des propriétés du milieu. Les simulations permettent de retrouver les pertes de charge expérimentales pour toutes les vitesses d'intérêt de l'écoulement. D'autres modèles mathématiques sont également étudiés pour simplifier la représentation de la tôle perforée.

L'analyse acoustique nécessite une résolution compressible instationnaire. Pour cela, une onde de pression produite par une impulsion dans le champ de vitesse en amont se propage dans le domaine. La pression acoustique calculée directement avec les autres grandeurs aérodynamiques est mesurée en aval, après son atténuation dans le silencieux. Une analyse fréquentielle permet de comparer le signal à une onde sonore identique non amortie se propageant dans une conduite sans silencieux. La perte par insertion du silencieux est calculée en bandes d'octave et

tiers d'octave, les résultats numériques sont généralement fidèles à la perte par insertion réelle, pour des fréquences de 125 à 4000 Hz.

Enfin, l'optimisation du profil géométrique du silencieux est réalisée pour diminuer les pertes de charge de l'objet. Celles-ci peuvent être modifiées significativement en contrôlant les zones tourbillonaires et les points de décollement ; un critère géométrique optimal est trouvé pour le divergent de sortie. L'efficacité du système peut ainsi être améliorée de façon significative.

DIRECT SIMULATION OF AERODYNAMIC AND ACOUSTIC PERFORMANCES OF A SILENCER BY CFD MODELING, AND AERODYNAMIC OPTIMISATION

Cédric Belleil

ABSTRACT

Over the past century, noise control has become a major field of technological research in order to ensure people's comfort and health, particularly in a working environment that is becoming increasingly mechanised and noisy. The presented work concerns heating, ventilation and air conditioning (HVAC) systems for commercial or industrial buildings and, more specifically, the silencers present in the ventilation ducts used to attenuate the sounds transported by the air flow. Characteristics of the silencer are mainly the acoustic level loss and the aerodynamic pressure loss generated by the insertion of the silencer, a good design aiming to maximise the former and minimise the latter. Experiments made in a wind tunnel on a basic silencer allow for *a priori* knowledge of the pressure loss and insertion loss for real conditions. This thesis presents a study of the aerodynamic and acoustic performance of an industrial silencer by numerical modeling, using the well known computational fluid dynamics software package, FLUENT. The geometry is modeled in 2D and the acoustic damping medium made of rockwool is represented as a homogeneous porous zone. The perforated sheet which separates the acoustic zone from the flow zone is also modeled, respecting its open ratio and dimensions. The virtual model is inserted into a straight duct and an airflow of low Mach number is simulated by resolving the Reynolds averaged Navier-Stokes equations. The flow is steady and incompressible and turbulence is resolved with one of the two-equation models $k - \omega$ SST or $k - \epsilon$. To represent the rockwool resistance on the fluid, the porous media model of FLUENT is used. It employs Darcy's laws and adds a frictional source term to the momentum equations, depending on the medium properties. The calculated pressure loss agrees well with experimental observations for all the velocities of interest. Furthermore, other mathematical models are presented to simplify the complex representation of the perforated screen.

The acoustic analysis needs a compressible and unsteady flow to be able to describe noise phenomenae. To achieve this, a pressure wave is created by a pulse in the velocity field and propagates into the domain across the flow. The acoustic pressure, calculated directly with the other aerodynamic variables, is measured downstream of the silencer, after its attenuation. A frequential analysis allows for comparison of this signal to its non-absorbed acoustic counterpart, measured in a duct without a silencer. The insertion loss due to the silencer is then calculated "en bandes d'octave et tiers d'octave". Numerical results are very close to the real insertion loss, for frequencies from 125 to 4000 Hz.

Finally, optimisation of the aerodynamic profile is done to decrease the pressure loss due to the silencer presence. This loss can be significantly decreased by controlling the recirculation zones and separation points downstream. A geometric criteria is found for the divergence at the exit to reach optimum system efficiency.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier tout d'abord mon directeur de mémoire Christian Masson, ainsi que mon co-directeur le professeur Frédéric Laville, pour m'avoir permis de réaliser cette maîtrise.

Je leur témoigne toute ma reconnaissance pour leur soutien et l'aide qu'ils m'ont apportée pendant ces presque trois années de recherche. Également je tiens à remercier Noureddine Larbi et Gilles Leroux de la société Acoustock, pour leur précieuse collaboration et leur confiance dans mon travail, dans toutes les étapes qui ont permis de mener à bien cette étude. Un grand merci d'autre part aux professeurs Raymond Panneton de l'université de Sherbrooke et Antonio Torregrosa de l'université de Valence pour leurs précieux conseils.

Pour m'avoir encouragé et supporté à tout moment, je remercie mes collègues et amis Etienne, Jon, Jean-Daniel, Philippe, Idriss, Albert, Cédric, Nathalie, Dzung, Benoît, Yacine, Salim, Arezki et Christophe ainsi que Patrick et Michel qui m'ont aidé dans certaines étapes de mon travail, et tout le Département de génie mécanique.

Enfin je voudrais remercier mon père, ma mère, mon frère, mes soeurs et tous mes proches, notamment ma chère Dorothée, pour m'avoir apporté confiance et motivation dans les moments où j'en avais le plus besoin.

TABLE DES MATIÈRES

| | Page |
|--|------|
| SOMMAIRE | i |
| ABSTRACT | iii |
| REMERCIEMENTS | iv |
| TABLE DES MATIÈRES | v |
| LISTE DES TABLEAUX | ix |
| LISTE DES FIGURES | x |
| LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS | xiii |
| INTRODUCTION | 1 |
| CHAPITRE 1 REVUE DE LA LITTÉRATURE | 7 |
| 1.1 L'acoustique des conduites | 7 |
| 1.2 Aérodynamique des milieux poreux et complexes | 9 |
| 1.3 L'aéroacoustique | 10 |
| 1.3.1 Calcul direct du bruit dans l'écoulement | 11 |
| 1.3.2 Calcul du champ acoustique par méthode hybride | 12 |
| 1.3.3 Propagation sonore dans les écoulements en conduite | 13 |
| CHAPITRE 2 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SILENCIEUX ABSORBANT | 15 |
| 2.1 Objectifs | 15 |
| 2.2 Le montage expérimental | 16 |
| 2.2.1 Le silencieux | 18 |
| 2.2.2 La soufflerie | 19 |
| 2.2.3 Les conduites de raccordement | 19 |
| 2.3 Mesure des grandeurs aérodynamiques | 19 |
| 2.3.1 Propriétés du fluide | 19 |
| 2.3.2 Détermination de la vitesse | 20 |
| 2.3.3 Mesures de pression | 21 |
| 2.4 Mesure de l'atténuation acoustique | 22 |
| 2.5 Performances expérimentales | 23 |
| 2.5.1 Perte de charge aérodynamique | 23 |
| 2.5.2 Perte sonore par insertion | 24 |
| 2.6 Bilan | 25 |

| | |
|---|-----------|
| CHAPITRE 3 MODÉLISATION MATHÉMATIQUE | 26 |
| 3.1 Introduction | 26 |
| 3.2 Solution analytique | 27 |
| 3.2.1 Écoulement en régime turbulent | 27 |
| 3.2.2 Perte de charge en conduite droite | 27 |
| 3.3 Modélisation mathématique aérodynamique | 28 |
| 3.3.1 Les équations de Navier-Stokes | 28 |
| 3.3.1.1 L'équation de continuité | 28 |
| 3.3.1.2 L'équation de conservation de la quantité de mouvement | 29 |
| 3.3.2 Résolution de la turbulence | 29 |
| 3.3.2.1 Approche de Boussinesq | 29 |
| 3.3.2.2 Modèle de turbulence $k - \epsilon$ | 30 |
| 3.3.2.3 Modèle de turbulence $k - \omega$ | 31 |
| 3.3.2.4 Modèle de turbulence $k - \omega SST$ | 33 |
| 3.4 Analyse du milieu absorbant | 33 |
| 3.4.1 Écoulement en milieu poreux | 33 |
| 3.4.2 Caractérisation de la porosité | 34 |
| 3.4.3 Détermination des paramètres de porosité | 35 |
| 3.5 Modélisation numérique | 36 |
| 3.5.1 Considération géométrique | 36 |
| 3.5.2 Création du profil avec Gambit | 37 |
| 3.5.3 Discrétisation de l'espace de calcul | 38 |
| 3.6 Modélisation du milieu absorbant | 39 |
| 3.6.1 Porosité comme terme source | 39 |
| 3.6.2 Traitement de la turbulence en milieu poreux | 39 |
| 3.7 Modélisation de l'interface perforée | 39 |
| 3.7.1 Tôle ouverte à 30 % | 40 |
| 3.7.2 Interface poreuse | 40 |
| 3.7.2.1 Membrane 1D (option 1) | 40 |
| 3.7.2.2 Milieu 2D (option 2) | 42 |
| 3.7.3 Interface fermée lisse (option 3) | 43 |
| 3.7.4 Interface fermée rugueuse (option 4) | 43 |
| 3.7.5 Algorithme de résolution | 44 |
| 3.7.6 Conditions aux frontières | 45 |
| CHAPITRE 4 PERFORMANCE AÉRODYNAMIQUES DES MODÈLES | 47 |
| 4.1 Perte par insertion | 47 |
| 4.2 Validation des simulations en conduite dans silencieux | 47 |
| 4.3 Modèles de parois solides | 48 |
| 4.3.1 Tôle interne perforée | 48 |
| 4.3.2 Paroi interne lisse (sans perforations) | 48 |
| 4.3.3 Paroi interne rugueuse | 49 |
| 4.3.4 Résumé des pertes de charge | 49 |

| | | |
|--|---|-----------|
| 4.3.5 | Exploration des paramètres de porosité | 51 |
| 4.4 | Modèles d'interface poreuse | 53 |
| 4.4.1 | Problématique | 53 |
| 4.4.2 | Résultats | 54 |
| 4.5 | Bilan | 57 |
| CHAPITRE 5 ÉTUDE ACOUSTIQUE DU SILENCIEUX | | 58 |
| 5.1 | Approche utilisée | 58 |
| 5.2 | Acoustique analytique des silencieux | 59 |
| 5.2.1 | Formulation quadripôle | 59 |
| 5.2.2 | Transmission dans l'air | 60 |
| 5.2.3 | Transmission en silencieux réactif | 60 |
| 5.2.3.1 | Chambre d'expansion | 60 |
| 5.2.3.2 | Silencieux à géométrie complexe | 61 |
| 5.2.4 | Analyse du milieu poreux | 63 |
| 5.3 | Simulation numérique de la propagation acoustique | 65 |
| 5.3.1 | Généralités | 65 |
| 5.3.2 | Algorithme instationnaire | 65 |
| 5.3.3 | Contrôle du pas de temps | 66 |
| 5.3.4 | Résolution de l'énergie | 66 |
| 5.3.5 | Conditions aux frontières | 67 |
| 5.3.6 | Propagation d'une onde dans le silencieux | 67 |
| 5.4 | Post-traitement mathématique | 68 |
| 5.4.1 | Fenêtrage temporel des ondes | 68 |
| 5.4.2 | Analyse fréquentielle | 68 |
| 5.4.3 | Perte sonore par insertion | 69 |
| 5.4.4 | Perte par transmission | 69 |
| 5.4.5 | Résumé de la méthode | 70 |
| CHAPITRE 6 PERFORMANCES ACOUSTIQUES DES MODÈLES | | 71 |
| 6.1 | Paramètres d'entrée | 71 |
| 6.2 | La chambre d'expansion | 72 |
| 6.3 | Silencieux réactif à géométrie complexe | 75 |
| 6.4 | Silencieux avec paroi perforée | 77 |
| 6.4.1 | Perte par insertion du modèle sans absorbant | 77 |
| 6.4.2 | Perte par insertion du modèle avec laine de roche | 78 |
| 6.5 | Bilan | 83 |
| CHAPITRE 7 OPTIMISATION DU PROFIL AÉRODYNAMIQUE | | 84 |
| 7.1 | Objectif | 84 |
| 7.2 | Considération acoustique | 84 |
| 7.3 | Paramètres d'intérêt | 85 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 7.4 | Entrée du silencieux | 85 |
| 7.5 | Zone centrale amortissante | 85 |
| 7.6 | Divergent de sortie | 86 |
| 7.6.1 | Problématique | 86 |
| 7.6.2 | Choix d'optimisation | 87 |
| 7.7 | Profil du silencieux complet | 88 |
| 7.8 | Performances des nouveaux profils géométriques | 89 |
| 7.8.1 | Caractéristiques d'entrée | 89 |
| 7.8.2 | Modification du profil complet | 89 |
| 7.8.3 | Modification exclusive du convergent ou du divergent | 89 |
| 7.8.4 | Contrôle du cisaillement | 92 |
| 7.8.5 | Détermination de la pente optimale | 94 |
| 7.8.6 | Bilan de l'optimisation géométrique | 95 |
| | CONCLUSION | 96 |
| | RECOMMANDATIONS | 99 |
| | ANNEXES | 100 |
| 1. | DÉTAILS DES PERFORMANCES DES NOUVEAUX PROFILS | 101 |
| 2. | PROFILS DES MODÈLES DE CONVERGENT | 104 |
| 3. | FICHIER JOURNAL FLUENT, RÉSOLUTION INSTATIONNAIRE | 113 |
| | BIBLIOGRAPHIE | 117 |

LISTE DES TABLEAUX

| | Page |
|--|------|
| Tableau I Porosité et perméabilité de la laine de roche pour différents diamètres de fibres | 35 |
| Tableau II Porosité et passabilité de la laine de roche | 35 |
| Tableau III Paramètres analytiques de la porosité du milieu interne | 36 |
| Tableau IV Perte de charge relative pour les modèles analytique et numériques | 48 |
| Tableau V Pertes de charges numériques sur le modèle perforé | 49 |
| Tableau VI Pertes de charge pour différents paramètres de porosité interne | 52 |
| Tableau VII Pertes de charge avec convergent seul modifié | 102 |
| Tableau VIII Performances des nouvelles géométries avec $V = 2000\text{ppm}$, modèle de turbulence $k - \omega SST$ | 102 |
| Tableau IX Performances des nouvelles géométries avec $V = 1000\text{ppm}$, modèle de turbulence $k - \omega SST$ | 103 |

LISTE DES FIGURES

| | Page |
|--|------|
| Figure 1 Phénomènes acoustiques dans la conduite en présence d'écoulement | 2 |
| Figure 2 Composition générale d'un silencieux absorbant de la gamme Criteria | 3 |
| Figure 3 Montage expérimental de mesure de perte de charge dans le silencieux absorbant | 16 |
| Figure 4 Schéma du banc d'essai avec ses dimensions | 17 |
| Figure 5 Composition d'un silencieux absorbant Criteria | 18 |
| Figure 6 Tube de Pitot | 20 |
| Figure 7 Pertes de charge expérimentales pour différentes vitesses d'écoulement | 23 |
| Figure 8 Perte par insertion expérimentale pour différentes vitesses d'écoulement . . | 24 |
| Figure 9 Silencieux absorbant de référence : géométrie complète (a) et profil 2D pour l'étude numérique (b) | 37 |
| Figure 10 Maillage du silencieux absorbant complet (avec tôle perforée) | 38 |
| Figure 11 Profils de vitesse constant et développé ($V_{moy} = 2000 ppm$) | 46 |
| Figure 12 Perte de charge par insertion (dP_{ins}) et totale (dP_{tot}) | 47 |
| Figure 13 Pertes de charge avec paroi interne perforée, pleine lisse ou rugueuse. Comparaison avec les performances expérimentales | 50 |
| Figure 14 Contours de vitesse : (a) tôle perforée, (b) interface poreuse | 55 |
| Figure 15 Contours de pression : (a) tôle perforée, (b) interface poreuse | 56 |
| Figure 16 Chambre d'expansion simple. S_e section externe, S_c section chambre | 61 |
| Figure 17 Schéma du silencieux avec paroi interne sans perforations (dimensions en pouces) | 62 |

| | |
|--|----|
| Figure 18 Perte par transmission analytique d'une couche de laine de roche ($L = 1m$) de perméabilité $\sigma = 11000$, et calculée avec le modèle de porosité ($d = 10\mu m$, $\theta = 0.9$). Mesure 0.1m (numérique) et 0.5m en aval (numérique2) | 64 |
| Figure 19 Fenêtrage temporel de l'onde acoustique pour son analyse fréquentielle | 68 |
| Figure 20 Domaine de la chambre d'expansion ($L = 1m$, $m = 3$) et sections de mesure de pression (1-4) | 72 |
| Figure 21 Signaux de pression en amont (a) et en aval (b) de la chambre d'expansion | 72 |
| Figure 22 Perte par transmission de la chambre d'expansion ($m = 3$, $L = 1m$) | 73 |
| Figure 23 Onde de pression acoustique après détente dans la chambre : en haut à $t = 12 ms$, en bas à $t = 16 ms$ | 74 |
| Figure 24 Domaine du silencieux non perforé, sections de mesure de pression (1-4) | 75 |
| Figure 25 Perte par transmission du modèle de silencieux avec paroi pleine | 75 |
| Figure 26 Onde de pression acoustique à l'entrée du silencieux non perforé, à $t = 8 ms$ | 76 |
| Figure 27 Onde de pression acoustique mesurée au même point : (a) dans la conduite droite, (b) après le silencieux perforé vide | 77 |
| Figure 28 Perte par insertion du modèle de silencieux perforé sans absorbant | 78 |
| Figure 29 Onde de pression acoustique : (a) dans la conduite droite, (b) après le silencieux perforé avec matériau absorbant | 79 |
| Figure 30 Perte par insertion du silencieux avec tôle perforée et absorbant modélisé poreux (diamètre de fibre = $10\mu m$, $1/\alpha = 10^8$) | 79 |
| Figure 31 Onde de pression acoustique en amont du silencieux perforé : en haut à $t = 8 ms$, en bas à $t = 12 ms$ | 81 |
| Figure 32 Perte par insertion en bandes d'octave (en haut) et en bandes fines et tiers d'octave (en bas), du silencieux avec paroi perforée et absorbant plus perméable ($d = 20\mu m$, $1/\alpha = 10^8$) | 82 |
| Figure 33 Nouveaux profils d'entrée testés | 86 |
| Figure 34 Représentation du divergent de sortie | 87 |
| Figure 35 Paramètres de contrôle du profil de sortie | 87 |

| | |
|---|----|
| Figure 36 Nouveaux divergents de sortie modélisés | 88 |
| Figure 37 Profils d'ensemble des géométries modélisées | 89 |
| Figure 38 Gain de performance du profil modifié (modèle de turbulence $k - \omega SST$, $V = 2000ppm$) | 90 |
| Figure 39 Gain de perte de charge avec géométrie rallongée. Modification exclusive du convergent ou du divergent | 91 |
| Figure 40 En haut : géométrie d'origine (pente $\alpha = 7^\circ$), décollement retardé. En bas : divergent modifié (pente $\alpha = 21^\circ$), décollement prématûré | 92 |
| Figure 41 Cisaillement à la paroi en fonction de l'angle de divergence | 93 |
| Figure 42 Amélioration de pertes de charge en fonction de l'angle α du divergent . . . | 94 |

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

| | |
|---------------------------------------|--|
| A, B, C, D | Coefficients en formulation quadripolaire |
| A_f, A_p | Aires ouverte et totale de la plaque perforée [m^2] |
| bdf | bruit de fond |
| BEM | Boundary element method |
| c | Vitesse du son [m/s] |
| C | Nombre de courant |
| CFD | "Computational fluid dynamics" : dynamique des fluides numérique |
| C_P | Chaleur spécifique [$J/(kg \cdot K)$] |
| C_2 | Coefficient inertiel (passabilité) [m^{-1}] |
| $C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, C_\mu$ | Constantes du modèle de turbulence $k - \epsilon$ |
| C_{K_s} | Constante de rugosité dans Fluent |
| d | Diamètre de fibre [m] |
| D_h | Diamètre hydraulique [m] |
| $DP, \Delta P$ | Différentiel de pression [Pa] |
| DNS | "Direct numerical simulation" : simulation numérique directe |
| f | Fréquence [Hz] |
| f | Coefficient de porosité |
| f_β, f_{β^*} | Constantes du modèle de turbulence $k - \omega$ |
| F | Expression des forces externes [N/m^2] |
| FEM | "Finite element method" : méthode d'éléments finis |
| FFT | "Fast Fourier transform" : transformation de Fourier |
| g | Accélération gravitationnelle [m/s^2] |
| HVAC | "Heat, ventilation and air conditioning" : chauffage, ventilation et air conditionné |
| IL | "Insertion loss" : perte par insertion [dB] |
| k | Énergie cinétique turbulente [$kg/(m \cdot s^3)$] |

| | |
|-------------|---|
| k | Facteur de perte de charge |
| k | Nombre d'onde [m^{-1}] |
| k_0 | Nombre d'onde de référence [m^{-1}] |
| K_s | Hauteur de rugosité dans Fluent [m] |
| \log | Logarithme (base 10) |
| L | Niveau sonore (level) [dB] |
| L_{dvt} | Longueur de développement [m] |
| L_t | Échelle de longueur turbulente [m] |
| LES | "Large eddy simulation" : simulation des grandes échelles |
| \dot{m} | Débit massique [kg/s] |
| m | Rapport d'expansion |
| M | Nombre de Mach [$M = v/c$] |
| M | Masse molaire [g/mol] |
| p | Pression [Pa] |
| P | Périmètre [m] |
| P | Puissance acoustique |
| P_a | Pression atmosphérique [Pa], [psi] |
| P | Production de turbulence k |
| ppm | Pieds par minute ($1ppm = 0.00508m/s$) |
| \dot{Q} | Débit volumique [m^3/s] |
| RANS | "Reynolds averaged Navier-Stokes" : équations de Navier-Stokes moyennées par Reynolds |
| Re_{D_h} | Nombre de Reynolds en conduite |
| Re_t | Nombre de Reynolds de transition laminaire-turbulent |
| S | Terme source |
| S | Section [m^2] |
| S_m | Terme source massique |

| | |
|--------------------------------------|---|
| S_ϕ | Terme source associé à la variable ϕ |
| S_{ij} | Tenseur de contraintes |
| t | Temps [s] |
| T | Température [K], [C] ou [F] |
| T | Durée (période) d'un signal [s] |
| TL | Transmission loss : perte par transmission [dB] |
| u, v | Composantes instantanées de la vitesse [m/s] |
| \bar{u}, \bar{v} | Composantes moyennes de la vitesse [m/s] |
| U^* | Vitesse turbulente de friction |
| u'_i | Composante fluctuante de la vitesse pour x, y et z [m/s] |
| $\overline{u'_i u'_j}$ | Contrainte de Reynolds [m^2/s^2] |
| \bar{V} | Vitesse moyenne [m/s] |
| V | Volume de contrôle [m^3] |
| V_t | Échelle de vitesse turbulente [m/s] |
| x, y, z | Coordonnées cartésiennes, position [m] [po] |
| x_j | Représente les trois composantes de la position, x, y et z [m] |
| α | Perméabilité d'un milieu poreux [m^2] |
| α | Pente de divergence du silencieux [degrés] |
| α | Constante du modèle de turbulence $k - \omega$ |
| β | Passabilité d'un milieu poreux [m^2] |
| $\beta, \beta^*, \beta_0, \beta_0^*$ | Constantes du modèle de turbulence $k - \omega$ |
| χ_ω, χ_k | Constantes du modèle de turbulence $k - \omega$ |
| δ_{ij} | Symbolle (Delta) de Kronecker |
| Δm | Épaisseur de membrane [m] |
| ϵ | Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [m^2/s^3] |
| Γ_ϕ | Coefficient de diffusion associé à la variable ϕ |

| | |
|-----------------------------|--|
| κ | Constante de Von Karman =0.42 |
| μ | Viscosité [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$] |
| μ_t | Viscosité turbulente [$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$] |
| Λ_f | Coefficient de friction de Darcy |
| Ω_{ij} | Tenseur de rotations |
| ω | Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente [s^{-1}] |
| ω | Vitesse de pulsation [rad/s] |
| θ | Porosité |
| ∇ | Opérateur gradient $\partial/\partial x + \partial/\partial y$ |
| ϕ | Variable dépendante générale |
| ρ | Densité [kg/m^3] |
| σ | Perméabilité acoustique |
| σ, σ^* | Constantes du modèle de turbulence $k - \omega$ |
| $\sigma_K, \sigma_\epsilon$ | Constantes du modèle de turbulence $k - \epsilon$ |
| $\bar{\tau}, \tau_{ij}$ | Tenseur de contraintes [N/m^2] |
| τ_w | Cisaillement à la paroi [$kg/(m \cdot s^2)$] |

INTRODUCTION

Situation du projet

L'industrie a toujours été un domaine en constante évolution, depuis que l'homme s'est établi en sociétés, jusqu'au monde moderne actuel. Particulièrement au cours du siècle dernier, la société industrielle a atteint un tel niveau de modernité qu'elle est maintenant étudiée et contrôlée dans ses moindres détails. Comme conséquence de la croissance technologique, l'homme moderne évolue de nos jours dans un environnement chargé et bruyant. De nombreux moyens sont donc mis en place pour isoler une source de bruit ou diminuer sa portée acoustique, afin de respecter le confort et la santé des personnes qui évoluent dans son environnement.

Le sujet de ce mémoire concerne les bâtiments industriels et commerciaux équipés d'un système de ventilation. On rappelle que le rôle de ce dernier est d'assurer le renouvellement de l'air, le chauffage ainsi que la climatisation de locaux fermés. Le principe général repose sur un ensemble de conduites logées dans l'édifice, où circule de l'air propulsé par des ventilateurs : cet air est chauffé, refroidi ou simplement renouvelé suivant les besoins, puis distribué dans les pièces par l'intermédiaire d'ouvertures dans le circuit. Il est évident qu'une telle installation peut facilement être très imposante lorsque le bâtiment est grand ou nécessite une importante ventilation. Le circuit est alors complexe, composé de nombreuses conduites, raccords et bifurcations, et d'un ou plusieurs ventilateurs, assez puissants pour assurer le bon fonctionnement du système.

Le ventilateur génère du bruit dû à son moteur, mais surtout des bruits aérodynamiques dus à l'interaction des pales avec l'écoulement d'air. Également tout le circuit d'aération peut générer du bruit : les obstacles perturbent l'écoulement et augmentent son taux de turbulence, ce qui favorise les vibrations du système qui sont autant de sources acoustiques supplémentaires. Les bruits relatifs au système de ventilation sont gênants pour l'homme voire néfastes pour la santé, et les vibrations peuvent endommager le matériel par augmentation de la fatigue. Ainsi la plupart du temps, des silencieux sont insérés dans les circuits de ventilation pour diminuer le bruit, pour le bien-être des gens qui y sont confrontés et pour sauvegarder les installations soumises à cet environnement vibratoire, en diminuant les contraintes en fatigue.

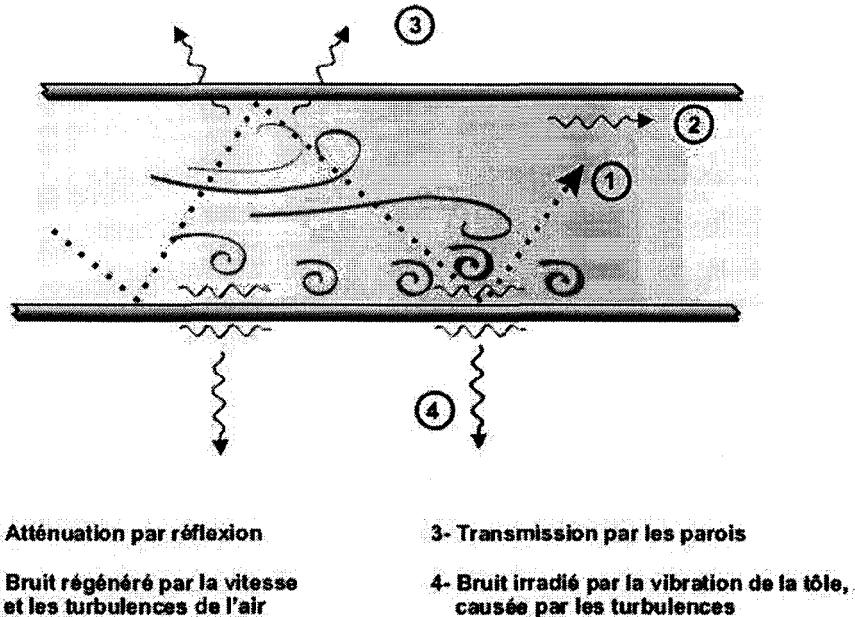


Figure 1 Phénomènes acoustiques dans la conduite en présence d'écoulement

Les silencieux absorbants

Afin de diminuer le problème du bruit dans les conduits de ventilation, le silencieux que l'on intègre au circuit doit répondre à certains critères de conception dictés par les lois de la physique, afin d'avoir une influence acoustique sur l'écoulement d'air, par exemple atténuer les ondes, ou d'autres phénomènes aéroacoustiques comme représentés sur la figure 1. L'atténuation acoustique résultant de l'insertion d'un silencieux dépend des paramètres suivants :

- nature des matériaux constituant la structure du silencieux
- nature et propriétés du média acoustique
- forme et dimensions du silencieux
- rapport entre la section ouverte et l'épaisseur du média absorbant.

La conception d'un silencieux se base principalement sur les bandes fréquentielles du bruit à atténuer, et le niveau d'atténuation est proportionnel au volume du média acoustique intégré aux parois. Le silencieux installé dépend donc de la source de bruit, du réseau et bien sûr de la perte sonore souhaitée. La caractéristique principale est la perte par insertion, ou différence de pressions acoustiques enregistrées avec ou sans le silencieux.

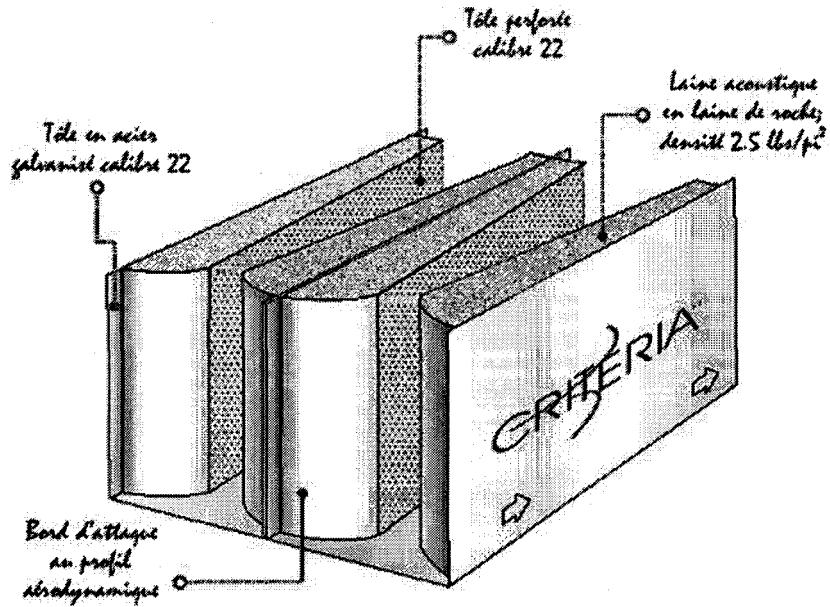


Figure 2 Composition générale d'un silencieux absorbant de la gamme Criteria

D'un point de vue aérodynamique, le silencieux est choisi en fonction des pertes de charge admissibles du système de ventilation. Le profil du silencieux est donc dans la mesure du possible de forme aérodynamique pour limiter le niveau de turbulence et la perte de charge de l'écoulement qui passe à travers.

Modèle Criteria de l'étude

L'objet étudié dans cette étude est le silencieux industriel Criteria^{MD} fabriqué par la société Acoustock Inc., filiale de Décibel Consultants, spécialisée dans le développement et la fabrication de produits d'isolation acoustique et de contrôle du bruit. Le silencieux, schématisé sur la figure 2, repose sur une conception basée d'une part sur la recherche d'une atténuation maximale du bruit par dissipation, d'autre part sur la minimisation de la perte de charge aérodynamique.

Le corps du silencieux est en acier inoxydable ou en aluminium, les caissons absorbants ("baffle") renferment de la laine de roche utilisée comme absorbant acoustique. Les propriétés de la laine sont déterminantes pour obtenir l'atténuation sonore souhaitée, le champ acoustique est influencé par des paramètres comme la composition, la densité ou la taille des fibres. Également le milieu peut éventuellement être protégé par un film de Mylar contre l'humidité,

l'huile, les bactéries, etc. Bien entendu le dimensionnement de chaque composant influence directement les performances du silencieux, c'est-à-dire la diminution des niveaux de bruit et d'énergie de l'écoulement. Tout l'intérêt d'une bonne conception est donc d'avoir un silencieux optimisé pour ces performances, autrement dit une réduction maximale du bruit et une influence minimale de l'objet sur l'écoulement moyen.

Les méthodes numériques

Depuis le début des années 70, l'utilisation de méthodes numériques dans le design industriel a grandement aidé à optimiser les performances des produits développés. Aussi bien dans le domaine aérodynamique que dans le domaine acoustique, la croissance constante des capacités informatiques, associée à des méthodes de résolution analytiques ou numériques toujours plus vastes, ont permis d'étendre l'utilisation des simulations à des problèmes de plus en plus variés et complexes. Les méthodes de calcul numérique permettent d'être utilisées parallèlement aux expérimentations, aussi bien pendant les phases préliminaires d'une étude à titre d'estimation rapide des besoins, que tout au long de la conception pour permettre de réduire le nombre d'essais expérimentaux ainsi que le temps et les coûts qui y sont associés. Dans un domaine soumis à la concurrence, les moyens de conception simple et rapide deviennent une nécessité.

Des progrès peuvent cependant encore être faits, notamment pour des simulations couplant des grandeurs aérodynamiques et acoustiques, comme c'est le cas dans ce projet de recherche. Si les modèles mathématiques classiques utilisés en acoustique, comme les méthodes à 3 points et quadripolaires, font généralement l'hypothèse d'un milieu de propagation au repos, ce n'est pas le cas dans un silencieux baigné par un écoulement. Diverses méthodes ont été développées pour tenir compte de l'écoulement dans les calculs de bruits. La progression technologique en informatique a depuis peu permis l'introduction de l'aéroacoustique en numérique, qui consiste à déterminer un bruit rayonné en champ lointain à partir d'un champ aérodynamique proche et d'une équation de propagation de pression acoustique, initialement développée par Lighthill [35] en 1952. Cependant cet outil est principalement utilisé pour des écoulements externes, où le bruit se propage en champ libre. En écoulement confiné les parois favorisent la réflexion des ondes acoustiques, ce qui rend leur propagation plus difficile à prévoir.

Objectifs

L'objectif principal de cette recherche est l'amélioration des performances des silencieux industriels, c'est-à-dire atteindre une efficacité aérodynamique et/ou acoustique optimale. Ainsi

le travail décrit dans ce mémoire est la détermination d'une méthode d'analyse des performances d'un silencieux industriel par modélisation numérique, dans le but de les optimiser. L'objectif final du projet est la création d'un banc d'essai virtuel pour l'analyse de silencieux industriels absorbants par simulation numérique, afin d'optimiser leurs performances aérodynamiques et acoustiques caractéristiques, à savoir :

- la perte sonore causée par son insertion dans la conduite de ventilation
- la perte de charge due à l'obstacle de sa géométrie

Méthodologie

Les méthodes utilisées à ce jour dans la conception des silencieux sont analytiques, expérimentales et numériques. Les premières font généralement appel à des concepts simples, souvent limités voire inappropriés lorsque la composition et la forme du silencieux sont complexes. Au contraire les essais expérimentaux sont les plus fiables pour étudier le comportement d'un objet de forme quelconque, puisqu'ils le placent dans des conditions réelles d'application. La méthode a cependant ses limites dans ce cas d'étude puisque le caractère fermé du silencieux ne permet pas de connaître de façon précise les champs aérodynamique et acoustique à l'intérieur, soit parce que la zone d'intérêt est inaccessible quand le silencieux est en place, soit parce que le système de mesure perturberait l'écoulement. Il reste enfin à la disposition de l'intéressé les méthodes de modélisation numérique, qui permettent lorsqu'elles sont validées d'avoir une connaissance excessivement détaillée du modèle étudié, plus précisément la connaissance de toute les grandeurs physiques en tout point de l'espace et du temps si la modélisation est complètement aboutie... ce qui représenterait beaucoup de mesures dans une même expérience.

Le problème passe tout d'abord par une étude numérique du champ aérodynamique dans tout le silencieux, permise par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps par la décomposition de Reynolds. Le média acoustique poreux est représenté par un modèle mathématique basé sur les lois de friction de Darcy. Le système d'équations est fermé par le modèle de turbulence $k - \omega$ SST [37] ou $k - \epsilon$ [26], afin de bien rendre compte du comportement turbulent de l'écoulement. Néanmoins la complexité géométrique du silencieux ne permet pas de réaliser une étude complète tridimensionnelle qui nécessiterait des temps de calcul considérables. Le problème est donc considéré bidimensionnel, seules les deux directions principales de l'écoulement sont représentées. La détermination des performances d'atténuation sonore nécessite d'analyser les phénomènes de propagation du bruit dans le silencieux.

Pour cela une résolution instationnaire de l'écoulement permet d'étudier l'influence de l'objet sur des ondes de pression acoustique.

La modélisation se fait à l'aide de la plate-forme commerciale FLUENT qui utilise la formulation des volumes finis pour résoudre les équations de mécanique des fluides, le logiciel MATLAB réalise le traitement fréquentiel des ondes acoustiques. Les différentes phases de cette recherche peuvent être résumées ainsi :

- (i) Détermination de modèles mathématiques appropriés à la représentation de l'écoulement dans toutes les zones du silencieux
- (ii) Calcul des champs aérodynamique et acoustique lors de la propagation d'un écoulement bruité, en utilisant ces modèles implantés dans FLUENT
- (iii) Validation de la méthode numérique par comparaison des résultats avec les performances expérimentales connues.

Structure du mémoire

La présentation du mémoire s'organise de la façon suivante : un premier chapitre fait la revue de la littérature se rapportant aux divers moyens employés pour prédire les performances des silencieux, aux méthodes numériques en aéroacoustique, ainsi qu'à l'aérodynamique des milieux poreux. Le chapitre 2 présente l'étude expérimentale des pertes de charge et de la perte sonore par insertion du silencieux de référence. Une description physique et mathématique de l'écoulement, ainsi que les modèles utilisés pour représenter le silencieux sont présentés au chapitre 3 et les performances aérodynamiques issues de la modélisation numérique figurent au chapitre 4. Une première évaluation du modèle est faite. Le chapitre 5 présente ensuite l'évolution de la méthode numérique et les concepts acoustiques utilisés pour représenter la propagation du bruit. La calibration du modèle ainsi que la perte par insertion obtenue sont détaillées dans le chapitre 6. Une évaluation de la performance acoustique permet alors de valider la méthode numérique. Enfin le chapitre 7 décrit l'optimisation aérodynamique du profil du silencieux, qui prédit une amélioration des pertes de charge en fonction de critères géométriques. Pour clore ce mémoire, la validité de la méthode ainsi que les contributions apportées sont présentées en conclusion, des recommandations sont également données.

CHAPITRE 1

REVUE DE LA LITTÉRATURE

Les silencieux industriels sont des objets complexes où interviennent simultanément de nombreux phénomènes physiques comme l'écoulement de fluides, la propagation et la génération de bruits, des échanges de chaleurs et des réactions chimiques, etc. La connaissance des performances de l'objet nécessite l'analyse des problèmes aérodynamique et acoustique, pouvant intervenir sur un large domaine. Au cours du 20^{ème} siècle diverses méthodes mathématiques ont été développées pour représenter les phénomènes de propagation sonore et les écoulements internes et externes. Au départ distincts, les calculs des deux champs aérodynamique et acoustique ont progressé vers une résolution couplée, la preuve ayant été faite que les phénomènes acoustiques et aérodynamiques sont reliés. Ce chapitre présente la revue de la littérature relative à la conception de silencieux industriels, incluant l'acoustique des conduites, l'aérodynamique des milieux poreux et des conduites complexes, puis les méthodes aéroacoustiques utilisées pour prédire la propagation du bruit dans les écoulements.

1.1 L'acoustique des conduites

De façon générale le design d'un silencieux nécessite un compromis entre une émission sonore minimisée en sortie et une efficacité aérodynamique maximisée. Pour un échappement, les performances du moteur à combustion sont en cause, dans un système d'aération ce sont celles du ventilateur, mais la conception doit prendre en compte des phénomènes similaires : la séparation d'écoulement et la génération de tourbillons aux jonctions et aux changements de sections sont autant de sources de bruit, ou zones de transfert d'énergie écoulement en énergie d'onde. Les travaux de Davies [14] font référence dans l'acoustique des conduites ; la stratégie de design est de minimiser le transfert de puissance acoustique depuis la source, puis sa transmission le long du système jusqu'à la sortie. Les caractéristiques acoustiques du silencieux et des conduites d'entrée et sortie ont une influence directe sur l'importance et l'efficacité de cette énergie de transfert, ainsi que pour contrôler la propagation du son le long des conduites, et les émissions sonores aux ouvertures. L'émission sonore peut être contrôlée et modifiée en intégrant des géométries appropriées acoustiquement et d'autres caractéristiques, pour minimiser l'énergie de transfert des sources ou pour atténuer le son qui se propage dans le système. Le développement du design acoustique requiert une compréhension claire du système global et des éléments individuels. Les caractéristiques acoustiques sont déterminées par la géométrie

du silencieux, et le comportement acoustique d'une géométrie complexe peut être modélisé par des éléments simples opérant en série ou en parallèle. La présence de réflexions d'ondes aux jonctions d'éléments induit un mouvement du fluide qui comprend des ondes d'interférence superposées à un écoulement moyen, c'est un comportement acoustique réactif. La modélisation fait l'hypothèse simplificatrice d'ondes planes, progressives et sans changement de forme.

L'analogie aux réseaux électriques permet également de modéliser les caractéristiques acoustiques des silencieux. Des facteurs physiques sont à prendre en compte en fonction de l'analogie, par exemple une contrainte additionnelle dans la formulation de modèles acoustiques physiques réels, pour satisfaire la conservation de la quantité de mouvement. La propagation d'onde acoustique est alors prédite à l'aide de la description mathématique du déplacement du fluide. Pour les fluides non visqueux, Davies [13] a établi une similarité entre les équations linéarisées du déplacement du fluide en conduite, et le courant électrique en conducteur uniforme. Cependant l'écoulement fluide diffère en général des modèles électriques, dû à l'importance des forces d'inertie. Le cas simple de propagation acoustique dans une chambre d'expansion sans écoulement a été étudié numériquement par Fyfe et al. [8]. La perte par transmission a été calculée avec la méthode traditionnelle de mesure d'ondes incidente et transmise, ainsi qu'avec les méthodes acoustiques analytiques à 3 points et quadripolaire. Les résultats numériques issus d'une méthode aux éléments de frontière (BEM) et d'une méthode aux éléments finis (FEM) sont fidèles à la théorie, au moins dans la plage de validité des équations théoriques qui supposent des ondes planes dans la propagation.

Pour prédire le bruit, Munjal et al. [57] utilisent une approche hybride entre la théorie linéaire acoustique et la méthode des caractéristiques. La modélisation fait intervenir l'acoustique de l'entrée/sortie du système, ainsi que les caractéristiques cycliques du moteur, et l'analyse se fait dans les domaines fréquentiel et temporel. L'approche hybride qui couple la description acoustique du tube et la source acoustique est plus réaliste que le modèle temporel linéaire. L'évolution du débit massique à l'échappement est calculé par la méthode des caractéristiques, l'entrée est ainsi représentée dans le domaine temporel pour l'analyse en domaine fréquentiel de la sortie d'échappement. L'atténuation sonore en conduite avec absorbant en présence d'écoulement a été analysée par Cummings [10].

1.2 Aérodynamique des milieux poreux et complexes

La plupart des silencieux industriels se distinguent des silencieux réactifs simples, comme la chambre d'expansion, par la présence d'un matériau absorbant poreux qui atténue les ondes acoustiques au passage de l'écoulement. Aérodynamiquement parlant l'absorbant est un milieu semi-ouvert, plus ou moins perméable, qui résiste à l'écoulement. La perméabilité d'un milieu poreux dépend des matériaux mis en jeu. Nombreuses applications industrielles utilisent des matériaux fibreux, comme les installations contenant des filtres ou des systèmes d'isolation. Darcy [12] est le premier en 1856 à établir une relation entre la perméabilité d'un milieu et sa résistance à l'écoulement due aux effets visqueux. En 1901, Forchheimer [19] complète la relation par l'ajout d'un terme inertiel, ou passabilité, pour rendre compte de la résistance inertie lorsque le régime est plus important, typiquement pour $Re \geq 40$.

En solutionnant les équations de Navier-Stokes de façon analytique, Happel et Brenner (1962) déterminent la perméabilité d'une rangée aléatoire de cylindres longs pour un écoulement parallèle ou perpendiculaire. En 1992, une relation entre la perméabilité adimensionnelle et la porosité est établie numériquement par Sahraoui et Kaviany [56] avec une méthode de différences finies pour résoudre les équations de Navier-Stokes. En 1986 Jackson et James [25] reprennent de nombreux résultats expérimentaux et répertorient la perméabilité de 25 différents milieux poreux, pour des fibres de tous diamètres. Ils proposent un modèle qui relie la porosité θ à la perméabilité, réaliste lorsque $\theta > 0.7$. Dû au caractère aléatoire de la géométrie du milieu fibreux, Rahli et al. (1993) caractérisent expérimentalement le milieu par la surface spécifique des fibres et la relient à la porosité. Une équation entre la perméabilité, le diamètre des fibres et la porosité est déduite des résultats expérimentaux [51]. D'autres expérimentations déterminent que la variation de la chute de pression est proportionnelle à la vitesse et inversement proportionnelle à la surface spécifique.

De façon générale, les essais expérimentaux et les modèles mathématiques donnent des résultats identiques seulement pour certaines valeurs de porosité, aucun modèle n'étant parfaitement satisfaisant sur toute la plage de porosité étudiée ($0.4 \leq \theta \leq 0.9$). Cela s'explique principalement par le caractère incertain de l'aspect physique des milieux fibreux, du fait de la disposition aléatoire et complexe des fibres, qu'il est délicat de rendre compte par formulation mathématique. Il est donc important d'observer la validité des modèles pour le type de milieu poreux considéré, l'influence sur l'écoulement changeant rapidement avec la porosité et les autres propriétés de la fibre.

La modélisation d'un fluide s'écoulant dans un milieu poreux, comme de la laine de roche, nécessite de connaître la perméabilité réelle de la couche de fibres (ou particules) et la présence d'une paroi perforée influence significativement l'écoulement. Dufrêche et al. [16, 17] analysent un écoulement visqueux, décrit par les lois de Darcy, à travers une couche de matériaux poreux supportée par une paroi perforée : la perméabilité apparente de l'ensemble poreux est déterminée en fonction de l'épaisseur du milieu et des caractéristiques géométriques de la plaque perforée, cette dernière affectant significativement la perméabilité apparente, notamment lorsque le milieu poreux est mince. Pour analyser les phénomènes d'infiltration d'eau dans un milieu poreux, Wang et al. [65] utilisent une approche numérique basée sur une méthode d'homogénéisation : les équations de Navier-Stokes sont dérivées suivant deux échelles, microscopique et macroscopique, et les expressions de vitesses et pression dans les structures poreuses sont des expansions asymptotiques. Les micro-structures ont été simplifiées en modèles uni et bidimensionnels et l'écoulement est supposé périodique. Pour différentes perméabilités de sable et d'argile, les prédictions numériques s'accordent sur les résultats expérimentaux. Sayre et al. [58] ont utilisé FLUENT pour représenter un système de réduction catalytique sélective (SCR). La grille complexe du filtre a été modélisée comme une surface poreuse isotropique où a lieu une chute de pression, et la résolution de l'écoulement dans le système donne des résultats similaires aux pertes de charge mesurées. Shao et Riffat [60] évaluent la précision de FLUENT pour prédire les pertes de charge de pièces présentes dans les systèmes de ventilation. La densité du maillage de calcul modifie les résultats, mais l'influence s'estompe quand la taille des cellules diminue. Néanmoins le modèle de turbulence utilisé joue un rôle majeur, les pertes de charge calculées avec le modèle $k - \epsilon$ sont environ deux fois moindres que celles calculées avec le modèle de contraintes de Reynolds. L'ordre du schéma de résolution est aussi déterminant.

1.3 L'aéroacoustique

La propagation acoustique en présence d'un champ aérodynamique est un problème mathématique complexe à résoudre : la description du champ aérodynamique requiert finesse, c'est-à-dire un domaine de calcul dense, tandis que le champ acoustique nécessite un domaine de calcul très étendu lorsque l'on désire connaître le niveau sonore en champ lointain. Les méthodes directes consistent à résoudre les équations de Navier-Stokes pour calculer simultanément le champ aérodynamique et les ondes sonores résultant de la turbulence. Il n'y a ni hypothèse, ni modèle acoustique, la solution obtenue est exacte. Cependant, cette résolution complète étant souvent lourde en ressources informatiques et difficile à exploiter, il peut être préférable

d'utiliser une méthode indirecte, ou hybride, qui découpe la détermination des champs aérodynamiques et acoustiques : le champ aérodynamique est calculé à partir des équations de N-S compressibles instationnaires puis on l'utilise dans un opérateur de propagation associé à un modèle de termes sources, afin de déterminer le champ acoustique résultant.

1.3.1 Calcul direct du bruit dans l'écoulement

Les équations de Navier-Stokes compressibles instationnaires décrivent l'évolution des perturbations aérodynamiques et des fluctuations acoustiques, le champ acoustique d'un écoulement turbulent peut donc être obtenu directement avec un code CFD. Cependant les techniques utilisées dans la simulation numérique doivent être adaptées à l'écoulement d'intérêt. Les fluctuations acoustiques, de faible amplitude par rapport au champ aérodynamique, doivent être calculées, et la propagation des ondes acoustiques doit se faire sans fausse dissipation ou dispersion due à la méthode numérique. Les conditions aux limites devront également être proprement posées pour éviter les réflexions parasites aux frontières du domaine.

Une des méthodes de simulation est de résoudre toutes les échelles de turbulence de l'écoulement, c'est la méthode directe (DNS). Cependant pour un nombre de Reynolds élevé, les structures turbulentes sont très petites et requièrent un maillage dense. Une autre méthode, la simulation des grandes échelles (LES), modélise plus simplement les petites échelles de turbulence, typiquement celles inférieures à la maille de calcul. Elles permettent l'analyse des écoulements à plus haut nombre de Reynolds mais en contrepartie la contribution acoustique des petites structures turbulentes est souvent perdue. Enfin le champ acoustique peut être calculé directement avec les équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées par Reynolds (RANS). Les champs physiques sont décomposés en des valeurs moyenne et fluctuante. Un système d'équations est défini pour décrire d'une part la dynamique des grandeurs moyennes, d'autre part la turbulence dans un modèle de fermeture. Mu et Mahalingam [40] étudient l'interaction entre une perturbation acoustique et un écoulement stationnaire dans une conduite par méthode de simulation directe. Des conditions de non-réflexion aux limites permettent de capturer un signal de longue durée. L'analyse de la réponse fréquentielle montre que le champ acoustique est plan et se propage axialement en dessous d'une certaine fréquence de coupure. Au-delà, les réfractions acoustiques et oscillations de la source génèrent des ondes obliques qui déplacent le champ de pressions maximales entre les parois et le centre de la conduite. À la résonance, l'onde transversale domine l'onde axiale et une inversion de phase se produit. À partir de la décomposition des quantités physiques en champ moyen et champ fluctuant, un

système d'équations exprimées à partir des quantités fluctuantes seulement est développé. Ces modèles sont basés sur les équations d'Euler généralisées, qui ont l'avantage d'être un modèle linéaire complet pouvant être appliqué dans des configurations générales. Les équations d'Euler sont linéarisées et les variables sont décomposées en deux parties, une représentant l'écoulement moyen, l'autre les fluctuations. Pour étudier la propagation acoustique en milieu inhomogène, Galbrun introduit en 1931 un vecteur déplacement acoustique pour représenter une perturbation [20]. Une équation de propagation est déduite des équations d'Euler linéarisées, sans hypothèse sur l'écoulement moyen. Son équation vectorielle aux dérivées partielles porte uniquement sur le vecteur déplacement, c'est la plus générale pour traiter des problèmes de propagation en acoustique linéaire. Cette méthode s'avère être efficace en supersonique, mais est moins adaptée au subsonique où les fluctuations sources de bruit sont plutôt non linéaires. Les équations d'Euler linéarisées sont employées dans les travaux de Bailly et Juvé [5], Redonnet et al. [5, 54]. Si le champ acoustique est considéré de faible amplitude par rapport au champ aérodynamique, l'influence de la dynamique du champ acoustique sur l'écoulement est négligée. Le champ aérodynamique constitue alors la donnée d'entrée pour résoudre le champ acoustique, qui est calculé à partir des seules perturbations. Il est associé à d'autres paramètres comme la distribution modale des pression et vitesse fluctuantes, la forme et les caractéristiques physiques de la paroi ainsi que les propriétés du milieu acoustique. S'ajoutent également des conditions limites aux extrémités de la conduite, et des facteurs de réflexion et transmission à la source, aux jonctions et en sortie. La résolution numérique complète aérodynamique et acoustique est généralement employée dans des cas simples et difficilement réalisable pour des configurations complexes. Le traitement simultané des grandeurs aérodynamiques et acoustiques, d'ordres de grandeur très différents, peut compromettre l'intégrité de chaque champ.

1.3.2 Calcul du champ acoustique par méthode hybride

Deux étapes se distinguent dans le calcul du champ acoustique : la génération sonore au sein des fluctuations turbulentes de l'écoulement, et la propagation de ces ondes acoustiques dans l'écoulement ou dans un milieu au repos, en champ proche puis en champ lointain. Lorsque l'on veut s'affranchir d'un calcul direct complet on a recours aux méthodes hybrides, qui ont la particularité de résoudre séparément le champ aérodynamique et le champ acoustique. Ainsi Lighthill propose en 1952 une analogie en recombinant les équations de mécanique des fluides [35]. Il fait ainsi apparaître une équation d'onde sur la densité. Cette équation décrit uniquement une propagation acoustique dans un milieu homogène au repos. Le terme source est de nature quadrupolaire, et contient la production du son par la turbulence ainsi que les interactions entre

l'écoulement aérodynamique et les ondes acoustiques. Pour des nombre de Reynolds élevés, les contraintes visqueuses sont négligeables devant les contraintes de Reynolds. Cependant cette analogie acoustique est difficile à mettre en oeuvre dans des configurations d'écoulements confinés. L'analogie de Lighthill inclut toutes les interactions champ aérodynamique / rayonnement acoustique dans les termes sources. Ainsi en 1960 Phillips propose [48] un opérateur de propagation plus complet qui intègre les effets de l'écoulement moyen sur la propagation acoustique, ceci simplifie les termes sources qui ne prennent en compte que la génération par la turbulence. Les contraintes visqueuses ont été négligées, ce qui suppose un nombre de Reynolds élevé (qui représente le rapport des forces inertielles sur les forces visqueuses). L'opérateur de propagation ne contient cependant pas toutes les interactions écoulement-bruit. Pour remédier à ce problème, Lilley [34] introduit une équation différentielle du 3ème ordre pour obtenir un opérateur de propagation complet. Le terme source ne possède aucun terme linéaire en fluctuation, les effets de réfraction des ondes acoustiques par l'écoulement moyen sont donc tous inclus dans le terme de propagation. Également l'opérateur de propagation contient à la fois les fluctuations de pression acoustique et les fluctuations liées aux instabilités aérodynamiques de l'écoulement.

1.3.3 Propagation sonore dans les écoulements en conduite

L'anglais Pridmore-Brown est l'un des pionniers à avoir étudié l'influence d'un écoulement sur la propagation du son dans une conduite [49]. En 1958, il montre d'une part que le niveau sonore augmente avec le nombre de Mach de l'écoulement, d'autre part que pour une propagation aval, la couche limite tend à diriger l'énergie acoustique vers les parois. Ainsi lorsque les parois sont composées de matériaux absorbants, l'atténuation du bruit est plus importante en présence d'écoulement, sauf aux très basses fréquences. L'équation d'onde en pression résolue est dérivée des équations de Navier-Stokes, l'hypothèse est faite d'un gradient de vitesse constant. Plus tard, Mungur et Gladwell [41] étudient ce même cas de propagation par résolution numérique et retrouvent les résultats analytiques de Pridmore-Brown. Ramakrishnan et Watson [53] déterminent la perte par insertion de silencieux de systèmes HVAC avec une méthode aux éléments finis. L'équation d'onde est résolue pour propager le bruit dans la conduite, ainsi que dans le matériau absorbant, homogène et isotrope, où une vitesse complexe est définie en fonction de ses propriétés pour modéliser la contribution acoustique du milieu. L'étude montre qu'un calcul multi-modes donne de meilleurs résultats qu'un modèle considérant moins de modes de propagation. Des courbes de conception sont définies d'après cette analyse, comme Waddington établit l'influence acoustique de plusieurs éléments de conduite [66]. Kirby [28, 29]

a récemment développé une technique numérique pour l'analyse des silencieux dissipatifs à section constante, contenant des matériaux poreux séparés de l'écoulement par une paroi perforée. Les propriétés matérielles ainsi que l'impédance acoustique de l'écran perforé sont pris en compte ; une méthode aux éléments finis permet d'extraire les valeurs et vecteurs propres d'un silencieux de longueur infinie, et une méthode de colocation est utilisée pour faire correspondre les champs acoustiques de vitesse et pression dans le silencieux avec ceux des conduits amont et aval. Avec et sans écoulement la perte par transmission prédictive est en accord avec les mesures expérimentales pour des fréquences basses et moyennes, jusqu'à environ 1000 Hz. Le modèle n'est plus exact pour les hautes fréquences. Les travaux de Morfey [38, 39] font également référence dans l'analyse de la transmission sonore en présence d'écoulement.

Pour tenir compte de l'écoulement afin de calculer la réponse fréquentielle d'un silencieux d'échappement, des chercheurs de l'université de Valence ont utilisé la plate-forme numérique FLUENT pour simuler les conditions réelles des phénomènes de propagation non-linéaire dans la conduite [62]. La méthode est de générer une impulsion en pression et d'analyser sa propagation dans un filtre acoustique simple, de la même manière que lors d'une étude expérimentale [44]. L'onde de pression créée par l'impulsion se propage au sein de l'écoulement dans le silencieux et les ondes incidentes, transmises et réfléchies sont isolées ; la réponse fréquentielle du filtre est ensuite calculée. La perte par transmission déterminée avec cette méthode numérique est conforme aux performances mesurées.

Les méthodes directes de calcul du bruit ont été développées récemment grâce aux progrès informatiques, elle permettent un calcul juste et complet du champ acoustique rayonné par l'écoulement. Elles sont généralement utilisées pour des écoulements à nombre de Mach élevé, car pour des nombres de Mach faibles ($M < 0.3$) la génération de bruit et l'amplitude des ondes acoustiques sont faibles par rapport aux perturbations aérodynamiques. Pour traiter des applications à géométries complexes ou vitesses d'écoulement faibles, il est en général préférable d'utiliser les méthodes hybrides. Une comparaison du calcul direct avec les méthodes hybrides a été effectuée par Bogey [9].

CHAPITRE 2

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU SILENCIEUX ABSORBANT

2.1 Objectifs

La première étape de l'étude consiste à connaître le comportement du silencieux dissipatif de façon expérimentale, afin que les performances mesurées servent de référence lors de la modélisation numérique. Étudier à échelle réelle le silencieux permet de déterminer ses performances aérodynamiques effectives, ainsi que ses performances d'atténuation sonores.

Le banc d'essai est installé dans le laboratoire du centre de technologie thermique (CTT), situé dans les locaux de l'école de technologie supérieure (ÉTS) afin de bénéficier d'une plus grande liberté d'étude. Sa création est basée dans la mesure du possible sur la norme ASTM 99 [2] relative aux conditions expérimentales de mesure acoustique, ceci dans le but d'obtenir des performances représentant bien la réalité.

D'un point de vue aérodynamique, le montage est utilisé pour la mesure de pertes de charge à différents régimes d'écoulement. Néanmoins il permettrait l'étude d'autres phénomènes, comme la séparation d'écoulement ou les zones de recirculations, afin d'évaluer la qualité aérodynamique du silencieux.

Les mesures expérimentales concernent également la perte sonore par insertion du silencieux. Il est cependant plus difficile d'isoler un système de mesure d'un point de vue acoustique, et n'ayant pas les moyens suffisants de réaliser l'isolation du banc d'essai installé au CTT, les mesures acoustiques ne sont pas effectuées dans les conditions expérimentales requises. La perte par insertion du silencieux ayant déjà été mesurée selon la norme ASTM 99 [2] par un laboratoire professionnel pour le compte d'Acoustock, la fiabilité des mesures réalisées au CTT pourra être appréciée par comparaison avec les résultats professionnels.

2.2 Le montage expérimental

Le banc d'essai est présenté aux figures 3 et 4, il se compose de :

- une soufflerie d'une capacité maximale de $10000 \text{ pi}^3/\text{min}$
- une conduite de transition à changements de sections
- un silencieux absorbant Criteria droit
- deux raccords de conduites (amont et aval)
- un débitmètre
- un manomètre différentiel à alcool
- deux capteurs de pression statique
- un circuit électrique de conditionnement
- un support pour maintenir le dispositif

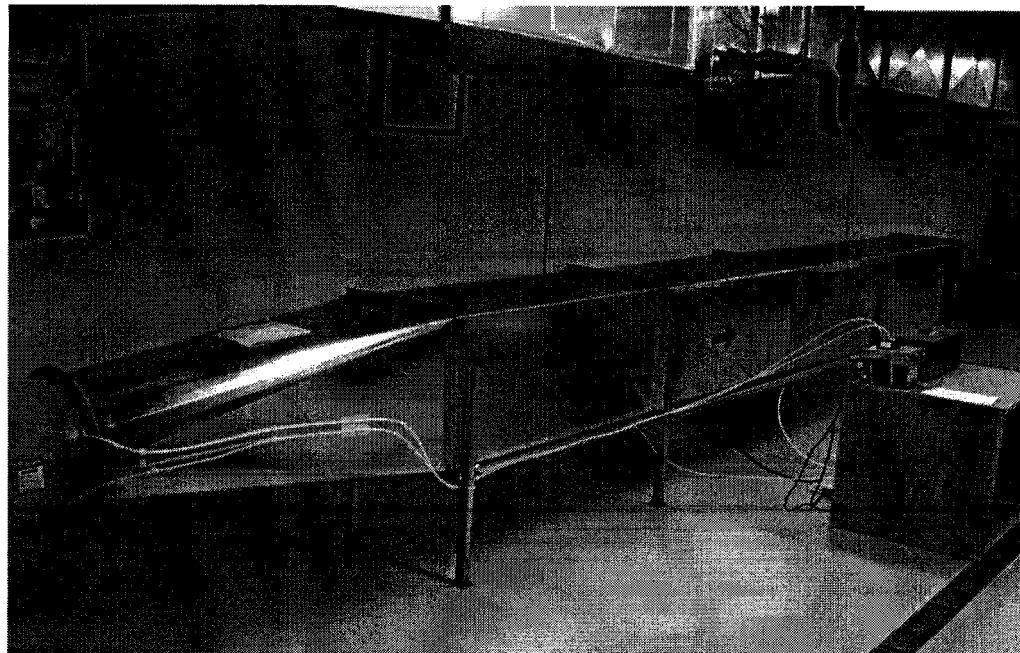


Figure 3 Montage expérimental de mesure de perte de charge dans le silencieux absorbant

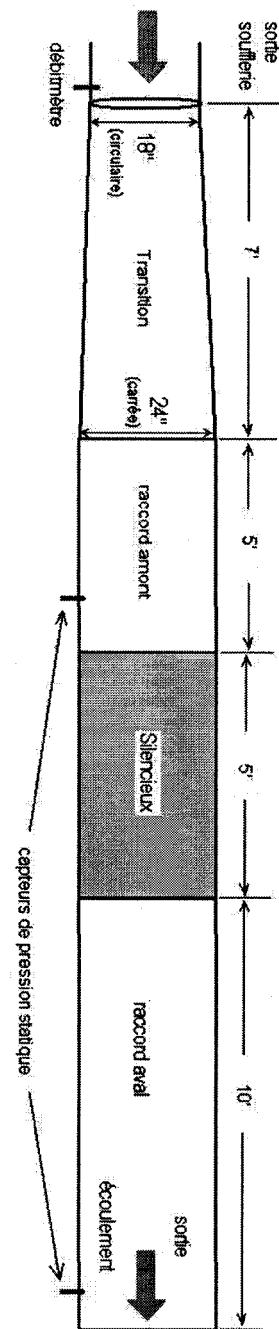


Figure 4 Schéma du banc d'essai avec ses dimensions

2.2.1 Le silencieux

L'objet d'étude est le silencieux industriel de référence de la gamme Criteria, représenté à la figure 5. Sa longueur totale est de 60 pouces (1,52 m) et sa section transversale externe est constante, carrée de 24 pouces de côté. Aux parois internes latérales sont fixés des caissons d'absorbant acoustique, remplis de laine de roche. Ils ont pour but d'atténuer le bruit de l'écoulement par dissipation des ondes dans les fibres minérales. L'absorbant est protégé de chaque côté par une paroi perforée qui sert également de guide à l'écoulement, dans la zone centrale. L'enveloppe du silencieux est en acier galvanisé, la paroi perforée est une tôle d'aluminium de calibre 22, ouverte à 30%. Son profil est de forme aérodynamique pour limiter les pertes d'énergie dues à son obstacle à l'écoulement : le convergent d'un rayon de courbure de 7 pouces est suivi de la zone absorbante, plane sur 36 pouces puis divergente sur 13 pouces. Une marche de 2 pouces à la sortie du silencieux permet de rejoindre la paroi de la conduite.

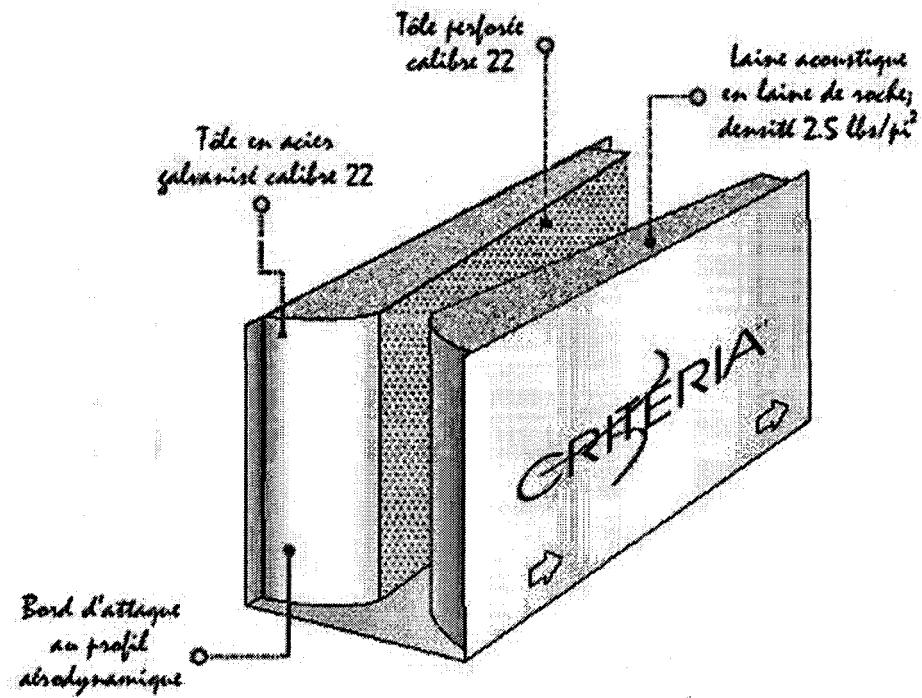


Figure 5 Composition d'un silencieux absorbant Criteria

2.2.2 La soufflerie

Le banc d'essai est alimenté par une soufflerie ayant un débit maximal de $10000 \text{ pi}^3/\text{min}$ et fonctionne sur le secteur électrique traditionnel ($110V, 60Hz$). Un panneau de contrôle permet de faire varier la vitesse de rotation du moteur de la soufflerie, donc de contrôler la vitesse de l'écoulement généré. Une chambre de tranquilisation placée juste avant la sortie permet d'uniformiser l'écoulement et un ensemble de six tubes de Pitot détermine sa vitesse moyenne (voir section 2.3.2).

2.2.3 Les conduites de raccordement

La section de sortie de la soufflerie est un cercle de 18 pouces de diamètre. Un conduit divergent a été installé pour rejoindre la section carrée du silencieux. Sa longueur de 7 pieds lui permet d'avoir un faible angle de divergence pour éviter que sa géométrie ne perturbe trop l'écoulement établi en amont du silencieux. Cependant la section du divergent augmente progressivement et par conservation du débit la vitesse de l'écoulement diminue. Le théorème de Bernoulli indique également que la pression augmente en même temps.

Ainsi pour permettre à la pression de se stabiliser après la transition, une conduite à section constante est placée avant le silencieux. Les mesures de pression sont effectuées dans cette zone, là où l'écoulement n'évolue théoriquement plus longitudinalement, jusqu'à la rencontre du convergent d'entrée du silencieux. Une autre conduite droite de même section a été placée en aval du silencieux pour permettre à l'écoulement de se rétablir avant de s'évacuer. La sortie se fait à l'air libre, à pression atmosphérique.

2.3 Mesure des grandeurs aérodynamiques

2.3.1 Propriétés du fluide

L'air envoyé dans le circuit provient entièrement de l'extérieur et est rejeté dans le local à la sortie du banc d'essai. La pression et la température sont connues en permanence par contrôle météorologique (données météo Canada) pour déterminer les caractéristiques du fluide avant chaque expérience, une mauvaise évaluation des conditions d'opération pouvant entraîner des erreurs de calibration. On considère que les propriétés de l'air se conservent à travers le circuit, bien que la soufflerie soit dans une pièce à température ambiante différente qu'à l'extérieur.

La densité de l'air se calcule avec les conditions atmosphériques ambiantes de pression et température grâce à l'équation suivante :

$$\rho = \frac{M * P_a * 32.174}{345.29 * (T + 459.67)} \quad (2.1)$$

où P_a est la pression absolue (ou pression atmosphérique) en psia, T la température en degrés Fahrenheit, et $M = 28.966 \text{ lbm/lbmol}$ est la masse molaire de l'air.

2.3.2 Détermination de la vitesse

Le débit d'air traversant le domaine se détermine en réglant la fréquence de rotation du moteur qui entraîne les ventilateurs de la soufflerie. Pour connaître la vitesse moyenne de l'écoulement, un regroupement de tubes de Pitot est placé directement dans la dernière section de la soufflerie, à la sortie (voir figure 3). Le manomètre est relié à un circuit électronique linéaire et l'intensité du courant produit est traduite en pression dynamique grâce à une table de conversion.

Un tube de Pitot détermine la pression dynamique grâce à un capteur différentiel à membrane qui compare la pression totale ou d'arrêt, mesurée face à l'écoulement, à la pression statique mesurée perpendiculairement à l'écoulement par une ouverture sur une surface. La figure 6 donne son principe de fonctionnement.

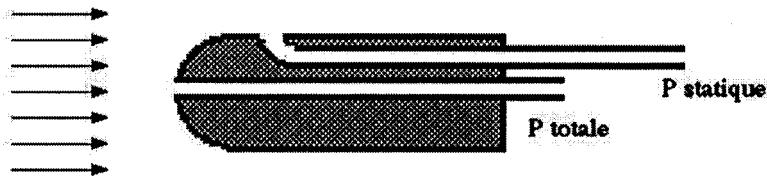


Figure 6 Tube de Pitot

Ainsi par définition :

$$P_{dynamique} = P_{totale} - P_{statique} \quad (2.2)$$

Et enfin :

$$P_{dynamique} = \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (2.3)$$

L'équation 2.3 permet ainsi d'obtenir la vitesse moyenne de l'écoulement, connaissant sa densité ρ calculée grâce à l'équation 2.1 :

$$V = \sqrt{\frac{2 P_{dyn}}{\rho}} \quad (2.4)$$

La vitesse de l'écoulement se mesure au débitmètre. Pour connaître la vitesse en entrée de silencieux, le changement de section doit être pris en compte. La conservation du débit s'écrit :

$$\dot{Q} = V_{deb} A_{deb} = V_{sil} A_{sil} \quad (2.5)$$

où V_{deb} et A_{deb} sont la vitesse et l'aire de la section du débitmètre, V_{sil} et A_{sil} celles du silencieux. Le rapport de vitesses à appliquer est donc :

$$R = \frac{V_{deb}}{V_{sil}} = \frac{A_{sil}}{A_{deb}} \quad (2.6)$$

L'aire du débitmètre est donné par le fabricant : $S_{deb} = 0.8385 \text{ pi}^2$.

L'aire d'entrée du silencieux se calcule facilement : $S_{sil} = 2^2 = 4 \text{ pi}^2$.

Finalement le rapport des sections est donc $R \cong 4.77$.

Les capacités de la soufflerie de $10000 \text{ pi}^3/\text{min}$ permettent d'étudier le silencieux jusqu'à une vitesse de $V_{max} = 10000/R = 2096 \text{ ppm}$, correspondant à 10 m/s ($Re \cong 4 \cdot 10^5$).

2.3.3 Mesures de pression

Pour déterminer les performances du silencieux de façon précise, il est important de ne considérer que la géométrie du silencieux dans les mesures. D'un point de vue aérodynamique, les prises de pression se font donc dans les zones où l'écoulement est supposé rétabli (vérifié par simulation), c'est-à-dire loin des obstacles et changements de section qui influencent le champ de pression en dehors de l'objet d'étude. Les capteurs de pression statique sont placés sur la paroi inférieure des conduites à section constante de part et d'autre du silencieux. Les prises de mesures sont faites 0.6 mètre en amont et 2.80 mètres en aval, juste avant la sortie (voir le dispositif sur la figure 4). Le différentiel de pression est mesuré avec un manomètre à alcool et donne directement la perte de charge causée par le silencieux : $\delta P = P_{amont} - P_{aval}$.

2.4 Mesure de l'atténuation acoustique

Des mesures de bruit sont également effectuées parallèlement aux mesures aérodynamiques. Elles doivent déterminer la perte par insertion du silencieux, c'est-à-dire la perte d'énergie acoustique relative à la présence de l'objet. Elle se calcule comme la différence entre le bruit mesuré dans une conduite vide et celui mesuré au même endroit après l'insertion d'un silencieux. Les mesures doivent être effectuées sans perturber l'expérience par la présence de microphones ou autres appareils de mesure. Pour s'affranchir de ces contraintes, ce type de mesure acoustique est généralement réalisé en présence d'une terminaison ou chambre anéchoïque. Celle-ci, placée à la sortie du dispositif, a pour but d'éviter les réflexions d'ondes parasites et d'isoler la mesure acoustique des bruits environnants. Cependant faute de moyen, le montage utilisé au CTT ne possède pas de terminaison anéchoïque.

Le dispositif du banc de mesure est le suivant : un microphone champ libre est placé à environ 50 cm après la sortie, à hauteur de milieu de conduite et pointant vers elle. Il est relié à un sonomètre Larson Davis 2900B qui enregistre les niveaux sonores en décibels (dB) par bandes d'octaves jusqu'à 16000 Hz. Les mesures de bruit sont faites sans silencieux dans le montage, remplacé par une conduite vide de même section, puis avec le silencieux. Le bruit mesuré sans écoulement avant chaque expérience sert de mesure de bruit de fond.

Les spectres sonores enregistrés sont exportés vers le logiciel mathématique Matlab pour le calcul de perte par insertion. Les bruits de fond (bdf) des spectres sont retirés des mesures de bruit avec écoulement. Le niveau sonore L (pour "level") obtenu est, à chaque bande d'octave :

$$L_{reel} = 10 \log (10^{L_{mesure}} - 10^{L_{bdf}}) \quad (2.7)$$

Enfin le niveau sonore avec silencieux est soustrait du niveau sonore mesuré avec une conduite vide pour obtenir la perte par insertion notée IL (pour "insertion loss").

$$IL = L_{conduite} - L_{silencieux} \quad (2.8)$$

2.5 Performances expérimentales

2.5.1 Perte de charge aérodynamique

Les essais ont été faits avec différentes vitesses d'écoulement de 500 à 2000 ppm (2.5 à 10 m/s)¹. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 7. À titre de comparaison les pertes de charge mesurées par un laboratoire professionnel indépendant sont aussi représentées [1]. Ces mesures ont été effectuées suivant la norme ASTM 99 [2] relative aux conditions de mesures expérimentales sur les silencieux industriels.

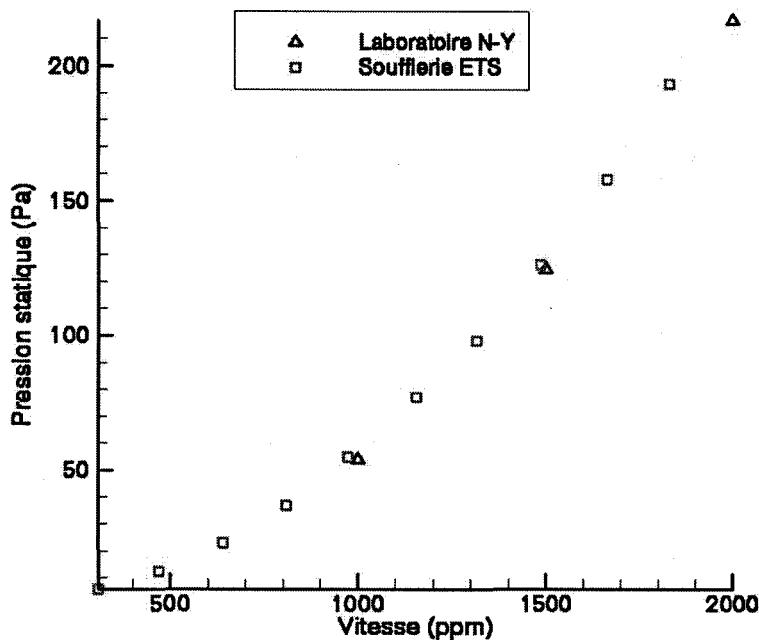


Figure 7 Pertes de charge expérimentales pour différentes vitesses d'écoulement

Les pertes de charge mesurées sur le banc d'essai de l'ÉTS sont très proches des performances mesurées de façon professionnelle, l'écart ne dépassant pas 5% pour toutes les vitesses d'étude. Les essais expérimentaux sont donc satisfaisants et les résultats pourront servir de référence pour la modélisation numérique.

¹pieds par minute (1000 ppm = 5.08 m/s)

2.5.2 Perte sonore par insertion

Suivant le processus décrit précédemment des mesures acoustiques ont été effectuées avec une conduite seule puis avec le silencieux. La vitesse de l'écoulement varie de 500 à 1500 ppm pour les essais. L'atténuation sonore causée par le silencieux a été déterminée. Les spectres sont présentés en bandes d'octaves à la figure 8.

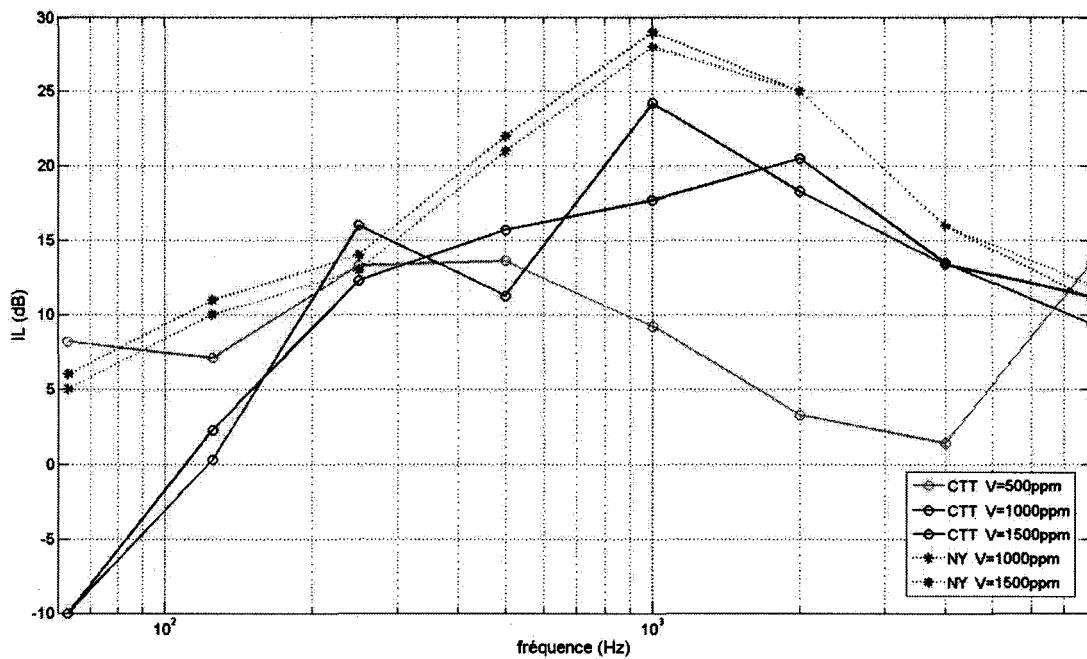


Figure 8 Perte par insertion expérimentale pour différentes vitesses d'écoulement

Les performances acoustiques sont comparées à des mesures de référence effectuées en laboratoire en présence de terminaison anéchoïque (NY sur la figure 8). La perte par insertion mesurée dans les bandes d'octave 250 et 4000 Hz est similaire pour les deux essais. Pour des fréquences supérieures à 1000 Hz et des vitesses d'écoulement importantes (1000 et 1500 ppm), les mesures sont inférieures aux performances de référence de quelques décibels. Pour les faibles vitesses d'écoulement ainsi qu'en basses fréquences, le niveau d'atténuation est trop bas. Les mesures ne sont pas satisfaisantes, elles ont été trop perturbées par des sources acoustiques parasites, externes ou internes au dispositif, sources d'erreurs dans la détermination des performances.

2.6 Bilan

Les performances aérodynamiques du silencieux absorbant ont été déterminées par expérience sur un banc d'essai supposant des conditions d'application réelles. Les résultats de ces mesures ont été comparés avec succès aux performances mesurées en laboratoire selon les normes acoustiques [2]. Les pertes de charge expérimentales serviront de référence pour l'étude mathématique et la modélisation numérique.

Le banc d'essai n'étant pas isolé pour l'étude de l'atténuation acoustique, les conditions de mesures ont été imparfaites et les bruits environnants et vibrations générées par l'écoulement ont influencé les mesures. La perte par insertion présente une évolution en fréquence trop dispersée pour considérer les mesures comme acceptables, c'est-à-dire conformes à celles effectuées en laboratoire. Ces dernières serviront donc de référence pour calibrer le modèle numérique lors du calcul direct des performances acoustiques.

CHAPITRE 3

MODÉLISATION MATHÉMATIQUE

3.1 Introduction

Ce chapitre présente la modélisation mathématique bidimensionnelle du silencieux absorbant, inséré dans une conduite et traversé par un écoulement d'air turbulent. Dans un premier temps la solution analytique de l'écoulement interne sera mise en place, c'est-à-dire les équations de Navier-Stokes qui le régissent et les modèles utilisés pour résoudre la turbulence. Également le média d'absorption acoustique sera analysé comme un milieu poreux, où l'adoption d'un modèle mathématique basé sur les lois de Darcy permettra de rendre compte de l'écoulement y circulant. La méthode numérique sera ensuite présentée. Le logiciel FLUENT associé au mailleur GAMBIT a été choisi pour la modélisation car il est applicable à une grande variété de problèmes. Son principe de fonctionnement sera décrit ainsi que comment sont intégrés les modèles mathématiques. Enfin différentes façons de modéliser la tôle perforée seront détaillées : la première étant de respecter ses caractéristiques géométriques et représenter toutes les perforations, la seconde étant de la remplacer par un modèle simplifié homogène de paroi, poreuse ou rugueuse.

Les performances aérodynamiques du silencieux seront calculées en résolvant un écoulement stationnaire incompressible. Le même modèle sera ensuite utilisé pour l'étude des performances acoustiques, qui seront calculées à partir de la résolution compressible instationnaire de l'écoulement.

La gamme des silencieux rectangulaires Criteria comprenant plusieurs longueurs de silencieux pour une même forme générale, l'étude se fera sur le modèle 60C pris comme référence, décrit dans la section 2.2.1. Les résultats pour ce modèle sont ensuite facilement extensibles aux modèles de longueurs différentes dans la même gamme, ou pour d'autres types de silencieux dissipatifs.

3.2 Solution analytique

3.2.1 Écoulement en régime turbulent

Le domaine d'application du silencieux absorbant concerne principalement les conduites de ventilation et de chauffage, ou systèmes HVAC (pour "heating ventilation and air conditioning"), pour des bâtiments industriels ou commerciaux. Le fluide traversant le silencieux est de l'air propulsé à faible vitesse \bar{V} , inférieure à 15 m/s, par des ventilateurs situés en amont. Pour un écoulement en conduite, le régime se calcule grâce au nombre de Reynolds suivant :

$$Re_{D_h} = \frac{\rho \bar{V} D_h}{\mu} \quad (3.1)$$

où ρ et μ sont respectivement la densité et la viscosité de l'air. D_h est le diamètre hydraulique et dépend de la surface et du périmètre mouillé de la conduite respectivement S et P. Pour une conduite à section carrée il est donné par :

$$D_h = \frac{4S}{P} = \frac{4H^2}{4H} = H. \quad (3.2)$$

Pour des conditions ambiantes de pression et de température (1 bar et 25°C), $\rho_{air} = 1.22 \text{ kg/m}^3$ et $\mu_{air} = 1.78 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m/s}$, et considérant une vitesse minimale de 1 m/s, le nombre de Reynolds correspondant est : $Re_{min} \cong 40000$. La transition laminaire-turbulent se situant aux environs de $Re_t = 3000$, le régime est donc pleinement turbulent.

3.2.2 Perte de charge en conduite droite

Dans une conduite droite sans obstacle, l'écoulement subit une perte d'énergie due à la dissipation visqueuse sur les parois. La perte de pression relative correspondante est donnée par l'équation de Darcy-Weisbach [59] :

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{1}{2} \rho \bar{V}^2 \cdot \frac{\Lambda_f}{D_h} \quad (3.3)$$

où Λ_f est le coefficient de friction de Darcy et \bar{V} la vitesse moyenne de l'écoulement. Pour un écoulement entre deux plaques parallèles lisses, le coefficient de Darcy se déduit de la loi de

friction universelle de Prandtl suivante [59] :

$$\frac{1}{\sqrt{\Lambda_f}} = 2 * \log \left(Re_{D_h} \sqrt{\Lambda_f} \right) - 1.19 \quad (3.4)$$

3.3 Modélisation mathématique aérodynamique

3.3.1 Les équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes décrivent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement d'un fluide. La résolution de l'écoulement se fait sur les grandeurs aérodynamiques moyennes car le calcul complet des perturbations demanderait énormément de ressources informatiques. Ainsi, la procédure de Reynolds est utilisée pour représenter un écoulement turbulent, caractérisé par des champs aérodynamiques fluctuants. Chaque propriété instantanée est décomposée en un terme moyen et un terme fluctuant. La décomposition s'écrit pour la vitesse :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.5)$$

L'équation obtenue après décomposition de ses termes est ensuite moyennée dans le temps. Partant du principe que la moyenne d'une perturbation est nulle, la résolution porte sur les champs moyens. Les fluctuations de l'écoulement sont isolées et prises en compte dans des équations qui décrivent la turbulence, ou modèle de fermeture.

3.3.1.1 L'équation de continuité

L'équation de conservation de la masse se présente sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S_m \quad (3.6)$$

où ρ est la densité, $\vec{v} = u\vec{i} + v\vec{j}$ la vitesse du fluide et S_m le terme source massique. $\nabla = (\vec{i}\partial/\partial x + \vec{j}\partial/\partial y)$ représente l'opérateur gradient. Dans un premier temps, pour l'étude des performances aérodynamiques, l'écoulement est considéré stationnaire et incompressible. Cependant pour l'étude des performances acoustiques les fluctuations temporelles doivent être prises en compte, l'écoulement est alors considéré instationnaire et compressible (voir chapitre 5). De plus le système est isolé, il n'y a donc pas d'apport de masse et le terme source est nul.

Ainsi l'équation de continuité se simplifie et s'écrit finalement, en 2D :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.7)$$

3.3.1.2 L'équation de conservation de la quantité de mouvement

Pour un écoulement stationnaire, où la force gravitationnelle est négligée, l'équation de conservation de quantité de mouvement s'écrit en 2D dans un système cartésien :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j) + S_i \quad (3.8)$$

où p est la pression statique, μ est la viscosité moléculaire et δ_{ij} le symbole de Kronecker. S_i représente les forces externes (par exemple celles produites par un milieu poreux).

Ces équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement sont les équations de Navier-Stokes moyennées par la procédure de Reynolds, ou système RANS (pour "Reynolds-averaged Navier-Stokes"). Le terme des contraintes de Reynolds $-\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j$ représente les contraintes turbulentes. Le modèle de turbulence est alors utilisé pour calculer cette quantité.

3.3.2 Résolution de la turbulence

3.3.2.1 Approche de Boussinesq

Pour représenter les contraintes de Reynolds, le modèle utilisé dans ce travail emploie l'hypothèse de Boussinesq (1877) qui exprime les contraintes turbulentes par analogie avec les contraintes laminaires [23] :

$$-\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.9)$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker et k l'intensité turbulente définie par :

$$k = \frac{1}{2} (\bar{u'^2} + \bar{v'^2} + \bar{w'^2}) \quad (3.10)$$

μ_t est la viscosité causée par la collision des échelles de turbulence :

$$\mu_t = C \rho V_t L_t \quad (3.11)$$

où V_t est l'échelle turbulente de vitesse, L_t l'échelle de longueur et C est une constante. Les échelles sont calculées par l'intermédiaire d'un modèle de turbulence approprié, comme décrit ci-après. L'écoulement dans le silencieux étant complexe, un modèle de fermeture à deux équations de transport supplémentaires est utilisé pour calculer la turbulence : une équation différentielle pour l'échelle de vitesse, une autre pour la longueur. L'intérêt d'un tel modèle est de pouvoir spécifier les distributions de V_t et L_t de façon indépendante dépendamment des conditions d'écoulement, contrairement aux modèles à zéro ou une équation qui ne font qu'estimer l'une ou les deux échelles par l'introduction d'expressions algébriques, une bonne estimation étant difficile à obtenir dans le cas d'écoulements complexes [6].

3.3.2.2 Modèle de turbulence $k - \epsilon$

Le modèle $k - \epsilon$ a été développé par Jones et Launder [26] et est le plus répandu des modèles de turbulence à deux équations. Il est employé dans de nombreuses applications car il utilise une équation pour déterminer chacune des échelles de turbulence. La première concerne k l'énergie cinétique de turbulence et prend $V_t = k^{1/2}$ comme échelle de vitesse. La viscosité turbulente s'écrit alors :

$$\mu_t = \rho C k^{1/2} L_t \quad (3.12)$$

Une équation différentielle pour k est dérivée de l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P - \rho \epsilon \quad (3.13)$$

$P = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ est le taux de génération de k , sa dissipation est représentée par $\rho \epsilon$.

Le taux de dissipation ϵ dépend naturellement de k et L_t , ainsi que d'une constante notée D . Il est défini par :

$$\epsilon = D k^{3/2} / L_t \quad (3.14)$$

Son équation différentielle de transport s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) + (c_1 P - c_2 \rho \epsilon) (\epsilon/k) \quad (3.15)$$

L'écoulement est considéré complètement turbulent et les effets de la viscosité moléculaire sont négligés. La viscosité turbulente μ_t se calcule en combinant k et ϵ comme suit :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.16)$$

Les constantes empiriques du modèle $k - \epsilon$ sont [26] :

$$C_\mu = 0.09; \quad C_1 = 1.44; \quad C_2 = 1.92; \quad \sigma_k = 1.0; \quad \sigma_\epsilon = 1.3.$$

3.3.2.3 Modèle de turbulence $k - \omega$

Un modèle de turbulence à deux équations développé par Wilcox [67] est apparu plus récemment. Appelé $k - \omega$, il permet d'étudier des écoulements à plus faible nombre de Reynolds que le modèle $k - \epsilon$. Bien que moins répandu que ce dernier, le modèle $k - \omega$ a l'avantage de pouvoir être utilisé jusque dans la couche limite visqueuse de parois où le nombre de Reynolds est moins important. Également il est reconnu pour mieux prédire la séparation [67]. Le taux de dissipation spécifique ω introduit est défini par :

$$\omega = k^{1/2}/L_t \quad (3.17)$$

La viscosité des échelles turbulentes μ_t s'écrit alors :

$$\mu_t = \rho k/\omega \quad (3.18)$$

et l'équation de transport de k est :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.19)$$

Pour le taux de dissipation spécifique :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \omega) = \rho \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.20)$$

Les coefficients et relations pour fermer le système sont donnés :

$$\alpha = 13/25; \quad \beta = \beta_0 f_\beta; \quad \beta^* = \beta_0^* f_{\beta^*}; \quad \sigma = 1/2; \quad \sigma^* = 1/2; \quad \beta_0 = 9/125; \\ \beta_0^* = 0.09;$$

avec

$$f_\beta = \frac{1 + 70\chi_\omega}{1 + 80\chi_\omega} \quad (3.21)$$

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & \text{si } \chi_k \leq 0 \\ \frac{1+680\chi_k^2}{1+400\chi_k^2} & \text{si } \chi_k > 0 \end{cases}$$

$$\chi_\omega \equiv \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_0^* \omega)^3} \right|$$

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

où les tenseurs de rotation et contrainte moyennes, respectivement Ω_{ij} et S_{ij} sont définis par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.22)$$

et

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.23)$$

3.3.2.4 Modèle de turbulence $k - \omega SST$

Le modèle de turbulence $k - \omega SST$ (pour "shear stress transport") a été développé par Menter [37]. Il permet un changement graduel du modèle $k - \omega$ standard dans la zone de couche limite, vers le modèle $k - \epsilon$ en champ lointain où le nombre de Reynolds est plus élevé. Par expérience [37], le modèle de turbulence $k - \omega SST$ s'avère le plus approprié pour le type d'application étudié ici ; en effet pour un écoulement interne confiné et en présence de zones de séparation, la résolution de la couche limite donne de meilleurs résultats lorsque la turbulence est calculée jusqu'à la paroi. L'utilisation du modèle $k - \omega$ dans la zone pariétale permet de prendre en compte la viscosité laminaire μ . C'est ensuite le modèle $k - \epsilon$ qui intervient loin de la paroi lorsque le nombre de Reynolds est le plus important. De plus ce modèle a l'avantage d'être plus stable car moins influencé par les conditions aux frontières. Le modèle $k - \omega SST$ est donc retenu principalement pour la résolution numérique.

3.4 Analyse du milieu absorbant

L'intérieur du silencieux de l'étude se compose de 3 parties principales : la zone centrale où a lieu l'écoulement principal, l'amortissant acoustique placé de chaque côté, et la tôle perforée qui le protège de l'écoulement. La laine de roche tient surtout un rôle acoustique : elle amortit les ondes sonore par frottement visqueux sur les fibres du matériau. L'énergie acoustique se dissipe alors sous forme de chaleur.

D'un point de vue aérodynamique l'absorbant peut être considéré comme un milieu poreux très ouvert, avec une porosité proche de un. Cependant ce milieu fait résistance à l'écoulement, qui subit alors une perte de pression dépendant des caractéristiques du milieu poreux et du fluide.

3.4.1 Écoulement en milieu poreux

Les écoulements en milieu poreux peuvent être classés en fonction de leur nombre de Reynolds, représentant le rapport des effets inertIELS et visqueux, selon trois régimes :

- Régime de Darcy, pour $Re < 6$
- Régime transitoire, pour $6 < Re < 40$
- Régime inertiel pour $Re > 40$

Lorsque les effets de la viscosité sont prépondérants, la perte de pression relative au sein du milieu se détermine avec la loi empirique de Darcy (1856) [12] :

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\frac{\mu}{\alpha} u_i \quad (3.24)$$

où α est la perméabilité du milieu, μ la viscosité du fluide et u_i la vitesse de l'écoulement suivant la composante x_i .

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les effets d'inertie deviennent importants. Un terme de résistance inertuelle s'ajoute au terme de friction visqueuse dans la perte de pression, l'écoulement est alors décrit par la loi de Forchheimer (1901) :

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = -\left(\frac{\mu}{\alpha} u_i + \beta \rho u_i |u_i|\right) \quad (3.25)$$

où β est la passabilité ou coefficient inertiel du milieu et ρ la densité du fluide.

3.4.2 Caractérisation de la porosité

D'autres caractéristiques entrent en jeu pour connaître le comportement de l'écoulement au sein du milieu poreux. Pour la laine de roche, le diamètre des fibres d et la porosité du milieu θ (fraction ouverte du volume poreux) sont d'autres paramètres d'intérêt. Une relation semi-empirique entre la perméabilité, la porosité et le diamètre des fibres a été déduite de résultats expérimentaux (Rahli [50]) :

$$\frac{\alpha}{d^2} = \frac{62.5\theta^2}{(1-\theta)^2 \cdot (3.6 + 56.4\theta^2)} \quad (3.26)$$

Pour la détermination du coefficient inertiel, plusieurs auteurs utilisent un coefficient adimensionnel f (Angirasa [4], Bhattacharya et al., [7] 2002) qui relie la perméabilité et la passabilité du matériau :

$$f = \beta \sqrt{\alpha} \quad (3.27)$$

Et pour le cas d'un empilement désordonné de fibres, f dépend uniquement de la porosité :

$$f = -\frac{11.6}{\theta^{5.3} \cdot (3.6 + 56.4\theta)} \quad (3.28)$$

Tableau I

Porosité et perméabilité de la laine de roche pour différents diamètres de fibres

| θ | α/d^2 | perméabilité $\alpha [m^2]$ | | |
|----------|--------------|-----------------------------|-----------------|-----------------|
| | | $d = 1\mu m$ | $d = 10\mu m$ | $d = 100\mu m$ |
| 0.80 | 25.20 | $2.5 * 10^{-11}$ | $2.5 * 10^{-9}$ | $2.5 * 10^{-7}$ |
| 0.94 | 287.1 | $2.8 * 10^{-10}$ | $2.8 * 10^{-8}$ | $2.8 * 10^{-6}$ |

Tableau II

Porosité et passabilité de la laine de roche

| θ | f | passabilité $\beta [m^{-1}]$ | | | | |
|----------|-------|------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| | | $\alpha = 10^{-6}$ | $\alpha = 10^{-7}$ | $\alpha = 10^{-8}$ | $\alpha = 10^{-9}$ | $\alpha = 10^{-10}$ |
| 0.80 | 0.777 | 777 | 2457 | 7770 | 24570 | 77700 |
| 0.94 | 0.284 | 284 | 898 | 2840 | 8980 | 28400 |

3.4.3 Détermination des paramètres de porosité

Les paramètres caractéristiques de la porosité de la laine de roche sont :

- La perméabilité α du milieu
- La passabilité β (ou coefficient inertiel)
- Le diamètre moyen des fibres d
- La porosité du milieu θ

La porosité de la laine est une caractéristique matérielle donnée par le fabricant et le diamètre de fibre est connu par expérience, les autres paramètres sont déduits des relations introduites précédemment (équations 3.26, 3.27 et 3.28). Quelques exemples de valeurs sont donnés dans les tableaux I et II.

La porosité donnée par le fabricant est de 0.94. La laine est ensuite comprimée à 10% pendant son intégration aux caissons internes du silencieux. D'après la laine de roche utilisée les fibres ont un diamètre moyen de $10\mu m$. Ainsi les paramètres caractéristiques du milieu poreux ont été déterminés empiriquement et sont résumés dans le tableau III.

3.5 Modélisation numérique

La réalisation du modèle numérique du silencieux se fait par l'intermédiaire d'un code de calcul qui résout les équations de Navier-Stokes, appelé couramment code CFD (pour "Computational Fluid Dynamics"). C'est le logiciel commercial FLUENT, utilisant la méthode des volumes finis, qui est employé dans ce travail [18]. L'intérêt d'un tel code est qu'il peut être utilisé très rapidement et pour une grande variété de problèmes. L'objectif étant d'étudier un objet de géométrie et de matériaux complexes, dans un environnement instationnaire, il apparaît a priori que l'utilisation d'un outil de calcul courant déjà éprouvé est la solution la plus efficace. Le code de calcul résout les équations qui gouvernent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. L'équation de l'énergie n'est pas résolue, l'écoulement étant considéré incompressible et sans échange de chaleur pour l'analyse des performances aérodynamiques. D'autres modèles mathématiques sont introduits dans le système pour simuler des phénomènes physiques particuliers comme la turbulence ou un écoulement en milieu poreux, afin d'obtenir des performances aérodynamiques les plus réalistes. La méthode de résolution mise en oeuvre est détaillée dans ce chapitre.

3.5.1 Considération géométrique

La géométrie du silencieux représentée à la figure 9(a) est telle que l'on peut se limiter à une étude bidimensionnelle, une étude 3D étant beaucoup plus longue à réaliser. Le profil géométrique longitudinal du silencieux étant constant, la profondeur ou largeur est supposée de grande dimension. De plus l'écoulement, confiné par les parois, se propage suivant deux directions, il semble donc raisonnable de faire une simplification 2D de l'objet et de l'écoulement (figure 9(b)).

La paroi interne perforée, marquant la frontière entre la zone d'écoulement et l'absorbant acoustique, fera l'objet d'une modélisation géométrique dite complète, où les dimensions réelles de l'objet sont respectées (i.e. taux d'ouverture, dimension des perforations, etc.). Toutefois

Tableau III

Paramètres analytiques de la porosité du milieu interne

| d | θ | α | $1/\alpha$ | β |
|-----------|----------|-----------------|------------|---------|
| $10\mu m$ | 0.90 | $2.5 * 10^{-9}$ | $4 * 10^8$ | 7500 |

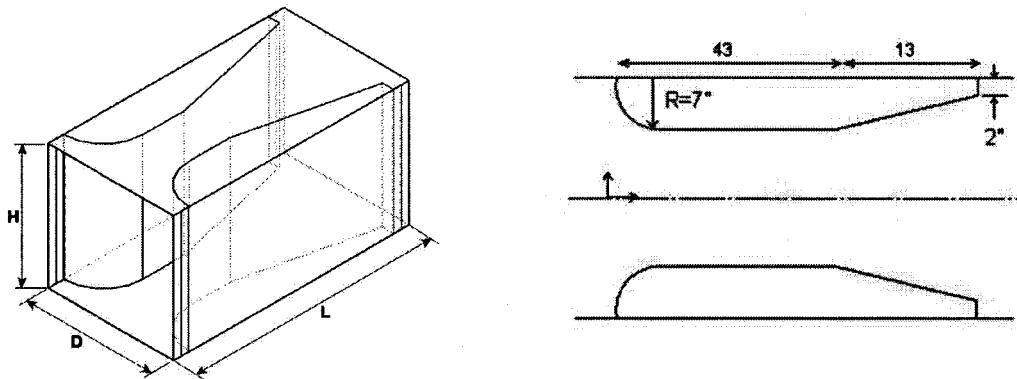


Figure 9 Silencieux absorbant de référence : géométrie complète (a) et profil 2D pour l'étude numérique (b)

dans un but d'efficacité, cette paroi de forme complexe sera remplacée, dans un deuxième temps, par un milieu poreux et homogène simulant le milieu semi-ouvert qu'elle représente. La paroi interne sera également supposée sans perforations, donc ne permettant pas à l'air de pénétrer dans la laine absorbante, à titre de comparaison puis pour réaliser l'optimisation aérodynamique du profil géométrique du silencieux.

3.5.2 Création du profil avec Gambit

Le profil géométrique bidimensionnel du silencieux est construit puis maillé avec le meilleur Gambit associé au solveur Fluent. Le silencieux ayant un axe central de symétrie, seulement la moitié supérieure sera modélisée (voir figure 9b) et une condition de symétrie axiale sera utilisée lors des simulations.

La présence du silencieux dans la conduite influence beaucoup le champ de pression, notamment en aval où les perturbations sont transportées par l'écoulement. Il est donc nécessaire de modéliser de part et d'autre de la géométrie du silencieux une certaine longueur de conduite additionnelle (au moins 5 et 10 diamètres de silencieux respectivement en amont et en aval) pour s'assurer que les frontières du domaine ne perturbent pas les calculs de l'écoulement dans le silencieux : la sortie peut être sujette à des zones de recirculations d'air lorsque placée trop proche du silencieux, et elles réfléchit les ondes acoustiques. Également le but de la modélisation étant de retrouver les pertes de charges expérimentales, le modèle de silencieux doit être de dimension suffisante pour retrouver les conditions d'écoulement établi en entrée et sortie de domaine, afin de pouvoir comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux.

3.5.3 Discrétisation de l'espace de calcul

L'intérieur du silencieux ainsi que les conduites amont et aval constituent le domaine de calcul. Comme indiqué précédemment, il est divisé en volumes de contrôle de tailles variables, chacun renfermant un point ou noeud de calcul où sera stockée l'information pour toutes les propriétés de l'écoulement. L'ensemble des noeuds forme la grille, ou maillage, représenté à la figure 10. Les équations discrétisées sont résolues au centre de chacun des volumes de contrôle.

Un maillage structuré du domaine de calcul est effectué, la grille étant dans la mesure du possible orientée suivant les lignes de courant de manière à bien représenter l'écoulement. Elle est densifiée dans les zones à forts gradients de pression et vitesse, c'est-à-dire proche des parois et dans les zones de discontinuité (bords de fuite, arêtes) qui nécessitent une précision plus importante. Le modèle $k - \omega SST$ permet de résoudre la turbulence jusque dans la sous-couche visqueuse, le maillage est donc dense proche de la paroi et la position du premier point de calcul correspond à $Y^+ = 5$. L'utilisation d'une loi de paroi pour modéliser la couche limite visqueuse nécessite un maillage moins dense dans cette zone, typiquement $Y^+ = 30$ pour le premier point de calcul.

D'autre part la tôle perforée possède de nombreuses perforations et nécessite donc un nombre important de points de calcul, contrairement à une paroi simple et homogène. Le domaine comprend ainsi environ 35000 noeuds de calcul pour le modèle avec tôle perforée et 16000 noeuds pour le modèle avec interface homogène solide ou poreuse, la partie centrale simplifiée nécessitant un maillage moins dense.

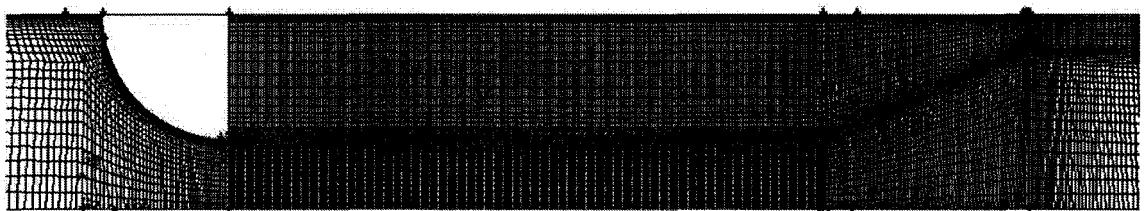


Figure 10 Maillage du silencieux absorbant complet (avec tôle perforée)

3.6 Modélisation du milieu absorbant

3.6.1 Porosité comme terme source

Pour représenter la partie où a lieu l'amortissement acoustique, à travers la laine de roche, Fluent permet l'addition d'un modèle de porosité qui résout l'équation 3.25 de Darcy-Forchheimer (voir la section 3.4.1). Cette équation est intégrée comme terme source dans les équations du moment pour modéliser la porosité du milieu :

$$S_i = - \left(\frac{\mu}{\alpha} u_i + \beta \rho |u_i| u_i \right) \quad (3.29)$$

où S_i est le terme source de la $i^{\text{ème}}$ équation de conservation de la quantité de mouvement (suivant x ou y), α est la perméabilité et β le coefficient de résistance inertielle. Lorsque la zone poreuse a été délimitée géométriquement, l'étude analytique préalable du milieu absorbant permet de définir les valeurs des coefficients α et β ainsi que la porosité θ du milieu (voir tableau III).

Il est possible de caractériser la résistance suivant les deux directions de l'espace, en fonction de l'orientation des fibres et de l'écoulement. Cependant n'ayant pas de résultat établi concernant le comportement du fluide dans l'absorbant, ce dernier est considéré isotrope en premier lieu, les caractéristiques α et β sont identiques suivant toutes les directions.

3.6.2 Traitement de la turbulence en milieu poreux

L'approche adoptée dans ce travail est de résoudre la turbulence de la même façon dans tout le domaine. La laine de roche ayant une grande perméabilité, l'hypothèse est faite que sa portion solide a peu d'influence sur la turbulence, les fibres n'agissent pas sur sa génération ou sa dissipation.

3.7 Modélisation de l'interface perforée

En premier lieu il apparaît plus réaliste de recréer la géométrie complète de l'objet pour effectuer l'étude des performances aérodynamiques et acoustiques afin d'obtenir des résultats conformes à l'expérience. Cependant la tôle perforée nécessite l'utilisation d'un maillage très dense qui demande beaucoup de ressources informatiques pour résoudre l'écoulement. Également une étude acoustique nécessite une résolution instationnaire, très demandante en mémoire

et temps de calcul. La flexibilité du code numérique peut être mise à profit pour simplifier la géométrie, la tôle perforée est alors remplacée par une interface homogène, plus facile à modéliser pour calculer la perte de charge, qui perturbe l'écoulement de la même façon.

3.7.1 Tôle ouverte à 30 %

La géométrie complète de la tôle métallique perforée qui sépare la zone d'écoulement de la zone d'absorption acoustique est entièrement recréée. Son épaisseur est de 0.9mm (calibre 22) et son taux d'ouverture de 30%. Ses trous ont un diamètre de 3/32 pouce et sont espacés centre à centre de 5/32 pouce. La géométrie de la tôle est modélisée en une seule dimension, son rapport d'ouverture est conservé. Au total environ 200 perforations sont nécessaire pour représenter la paroi ouverte.

La tôle perforée peut parfois être complétée par un film de Mylar pour protéger la laine de roche du défibrage mécanique et des intempéries. Ce rajout a peu d'influence sur l'écoulement moyen déjà bien confiné par la tôle, les performances de cette configuration changent très peu. Le Mylar plus tôle peut être représenté comme une paroi rugueuse si l'on néglige le caractère déformable du film plastique.

3.7.2 Interface poreuse

La tôle métallique perforée présente dans le silencieux a pour but principal de protéger la laine de roche absorbante. Sans cette paroi ouverte les fibres de laine pourraient être endommagées par l'écoulement d'air, circulant parfois à vitesse importante. Ainsi deux caractéristiques peuvent définir la tôle perforée :

- La paroi sert à protéger la laine de roche d'un côté et guider l'écoulement de l'autre.
- Les perforations permettent le passage des ondes acoustiques en vue de leur atténuation

Le milieu que représente la tôle est donc semi-ouvert et rejoint la définition du milieu poreux. Le modèle de porosité peut donc a priori être utilisé pour représenter la tôle perforée.

3.7.2.1 Membrane 1D (option 1)

Les dimensions de la tôle perforée sont de l'ordre du mètre pour la longueur et du millimètre pour l'épaisseur. Il semble donc raisonnable de faire l'hypothèse que cette interface est à une seule dimension, son épaisseur est négligée. Cette membrane supposée doit reprendre impérativement les caractéristiques de porosité de la tôle, c'est-à-dire permettre l'infiltration des ondes

dans le milieu absorbant. Cependant dans ce modèle simplificateur le caractère hétérogène de l'interface, correspondant à l'alternance de paroi solide et de perforations, est perdu.

Le modèle "Porous jump" de Fluent est une simplification du modèle poreux général pour les problèmes à une dimension. Il permet de représenter une fine membrane où la vitesse et la perte de pression sont connues. Pour simuler la frontière on utilise la loi de Darcy, qui prescrit une chute de pression sur la membrane poreuse, comme dans le milieu absorbant :

$$\frac{\Delta P}{L} = - \left(\frac{\mu}{\alpha} v + \beta \rho v^2 \right) \Delta m \quad (3.30)$$

μ est la viscosité du fluide, α et β respectivement la perméabilité et le coefficient inertiel du milieu. v est la vitesse normale à la surface et L est l'épaisseur du milieu, le modèle s'appliquant maintenant sur une frontière sans épaisseur.

Peu de notions empiriques sont établies pour rendre compte du caractère hétérogène de la tôle perforée. De plus l'écoulement étant majoritairement parallèle à la paroi perforée, il apparaît délicat de prédire la vitesse normale et la pression de part et d'autre de l'interface. Les coefficients de résistances visqueuse et inertuelle doivent cependant être bien définis. Pour cette interface aux 2/3 tiers solide, la résistance visqueuse transversale, c'est-à-dire à travers les minces perforations, est négligée par rapport à la résistance inertuelle de la paroi sur l'écoulement, qui est la seule considérée, permettant de n'avoir qu'un paramètre de résistance à définir :

$$\frac{\Delta P}{L} = -\beta (\rho v |v|) \quad (3.31)$$

La perte de pression d'un écoulement turbulent à travers une plaque perforée se détermine avec l'équation empirique de Van Winkle et al. ([46, 61]), qui écrit le débit \dot{m} à travers la plaque :

$$\dot{m} = CA_f \sqrt{(2\rho\Delta p)/(1 - (A_f/A_p)^2)} \quad (3.32)$$

où A_p et A_f sont respectivement l'aire totale et l'aire ouverte de la plaque, D et t le diamètre et l'épaisseur des trous, et C un coefficient tabulé sur plusieurs plages de Reynolds (basé sur D et la vitesse dans les trous) et pour différents D/t .

En utilisant la définition du débit massique :

$$\dot{m} = \rho v A_p \quad (3.33)$$

et divisant par l'épaisseur de la plaque $\Delta x = t$, l'équation 3.32 se réécrit :

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) \frac{1}{C^2} \frac{(A_p/A_f)^2 - 1}{t} \quad (3.34)$$

où v est la vitesse superficielle.

En comparant avec l'équation 3.31, β peut finalement être calculé :

$$\beta = \frac{1}{C^2} \frac{(A_p/A_f)^2 - 1}{2t} \quad (3.35)$$

En prenant $C=0.98$ pour $Re>4000$, la résistance inertuelle obtenue est $\beta \cong 5250 m^{-1}$.

L'interface perforée exerce également du cisaillement sur le fluide en contact. Ainsi, une force de friction ralentit le fluide dans sa toute proximité. Pour représenter cette friction en l'absence de paroi, un cisaillement est ajouté explicitement le long de l'interface à l'aide d'un terme source dans l'équation de la conservation de quantité de mouvement dans le sens de l'écoulement. Une fonction définie par l'utilisateur (UDF pour "user define fonction"), écrite en langage C, permet d'intégrer cette résistance dans le système pour les volumes de contrôle adjacents à la frontière poreuse. Le cisaillement à la paroi τ_w s'exprime de la façon suivante [59] :

$$\tau_w = \frac{0.0288 \rho U^2}{Re_x^{1/5}} \quad (3.36)$$

où U est la vitesse moyenne sur la section et Re_x le nombre de Reynolds à une distance x du début de la plaque perforée.

3.7.2.2 Milieu 2D (option 2)

Comme alternative de modélisation, la tôle perforée peut conserver ses deux dimensions, le modèle standard de porosité est alors utilisé ("Porous Media" dans FLUENT). La résistance inertuelle prédomine dans le sens transversal, elle se calcule avec l'équation 3.35. La bidimensionnalité de l'interface permet de contrôler la porosité également dans le sens de l'écoulement

et créer de la résistance longitudinale, de la même façon que l'ajout d'une force de cisaillement aux volumes adjacents pour le modèle 1D grâce à l'équation 3.36. Dans ce cas d'autres termes de résistance visqueuse et/ou inertielle peuvent être ajoutés pour une meilleure représentation aérodynamique de la fine zone poreuse.

3.7.3 Interface fermée lisse (option 3)

En dernier lieu la tôle perforée est remplacée dans le modèle par une paroi pleine, sans perforations, donc ne permettant pas à l'écoulement de s'infiltrer dans le milieu amortissant. Le but de cette simplification est de quantifier l'influence de la partie interne absorbante sur la perte de charge, par comparaison avec l'influence du seul profil géométrique du silencieux. L'hypothèse d'une paroi interne homogène et lisse permet de résoudre de façon précise la turbulence jusqu'à la paroi avec un maillage très dense dans sa proximité, tout en conservant un nombre raisonnable de points de calculs dû à la simplicité de la géométrie de la paroi. Cette étape prépare également l'optimisation aérodynamique présentée dans la dernière partie et il est évident que ce modèle, simplifié à l'extrême, ne permet pas d'être utilisé pour l'étude de l'atténuation acoustique du silencieux, le milieu absorbant ayant disparu.

3.7.4 Interface fermée rugueuse (option 4)

Afin de rendre l'écoulement plus réaliste, il est possible de prendre en compte les aspérités de la tôle métallique perforée. Ainsi cette dernière, toujours considérée comme une paroi entièrement fermée, peut être assimilée à une paroi rugueuse. Pour la représenter une loi de paroi qui inclut les effets de la rugosité est utilisée. Elle est associée au modèle de turbulence $k - \epsilon$. La loi de paroi standard dans Fluent a été proposée par Launder et Spalding [32] et est la plus utilisée dans les applications industrielles. Elle représente le champ de vitesse proche de la paroi par la relation suivante :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (3.37)$$

avec $\kappa = 0.42$ la constante de Von Karman et $E = 9.81$ une constante empirique. U^* et y^* sont respectivement la vitesse et la position par rapport à la paroi, adimensionnées, définies en chaque point par :

$$U^* = \frac{UC_{\mu^{1/4}} k^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (3.38)$$

et

$$y^* = \frac{\rho C_{\mu^{1/4}} k^{1/2} y}{\mu} \quad (3.39)$$

où U est la vitesse moyenne du fluide, k l'énergie cinétique de turbulence et y la distance du point par rapport à la paroi.

Les effets de rugosité sont ensuite pris en compte par l'ajout d'une fonction ΔB à l'expression 3.37 représentative du champ de vitesse :

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) - \Delta B \quad (3.40)$$

Le modèle de rugosité implanté dans Fluent utilise une formule proposée par Cebecchi et Bradshaw [11] basée sur les travaux de Nikuradse sur les écoulements en conduite. La fonction de rugosité ΔB est corrélée par rapport à la hauteur de rugosité adimensionnée K_s^+ dépendant de la rugosité physique k_s suivant la relation :

$$K_s^+ = \frac{\rho k_s u^*}{\mu} \quad (3.41)$$

Pour un régime complètement rugueux, c'est-à-dire $K_s^+ > 90$, ΔB prend l'expression :

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_{K_s} K_s^+) \quad (3.42)$$

où C_{K_s} est une constante qui dépend du type de rugosité à modéliser.

Les paramètres à définir dans le modèle sont la hauteur de rugosité k_s ainsi que la constante C_{K_s} , égale à 0.5 par défaut basée sur la résistance en conduite rugueuse établie par Nikuradse [11]. Cependant la valeur choisie pour k_s est limitée par les dimensions du maillage et ne doit pas dépasser la hauteur du centroïde de la cellule atouchant la paroi. Ainsi la hauteur de rugosité choisie est de 0.1 mm, une valeur inférieure ayant trop peu d'influence sur l'écoulement, une valeur supérieure nécessitant un premier point de calcul trop éloigné ($y^+ > 40$).

3.7.5 Algorithme de résolution

On utilise pour résoudre le système d'équations discrétisées l'algorithme séquentiel SIMPLEC. Il a été introduit en 1984 par Van Doormaal et Raithby [64] ; c'est une extension du couplage

SIMPLE (pour "Semi-implicit method for pressure-linked equation") développé par Patankar [43].

3.7.6 Conditions aux frontières

L'espace de calcul a été défini ainsi que le système d'équations algébriques à résoudre sur le domaine discrétré. Il reste alors pour clore le problème à prescrire des conditions spécifiques et appropriées aux frontières du domaine. En **entrée** de conduite précédant le silencieux (à gauche du domaine sur la figure 10), l'écoulement est établi, les profils de vitesse et de turbulence associés sont connus et imposés (cf paragraphe suivant). Sur les **parois** du domaine (en haut), la viscosité du fluide induit une vitesse nulle, ainsi une condition de non-glissement est imposée. La **frontière inférieure** se voit attribuer une condition de symétrie axiale et la **sortie** du domaine en aval du silencieux (à droite) est à pression atmosphérique. Suivant le modèle de silencieux choisi, différentes conditions sont imposées au niveau de la paroi perforée. L'alternative pour cette dernière est la suivante :

- géométrie ouverte réelle ou fermée lisse : traitée comme une paroi simple
- paroi rugueuse : fonction de rugosité associée à une loi de paroi (et modèle $k - \epsilon$)
- interface poreuse : modèle de porosité (1D ou 2D) associé ou non à du cisaillement artificiel, introduit sous forme d'UDF

Ces conditions aux frontières sont complètes pour la seule étude des performances aérodynamiques, elles seront redéfinies lors de l'étude des performances acoustiques où l'écoulement devient compressible et nécessite la prise en compte de la température lors la résolution de l'équation de l'énergie.

Établissement du profil de l'écoulement

En conditions réelles d'application, l'écoulement d'air est supposé complètement établi. Pour rendre compte de ces conditions, son développement est simulé numériquement dans une veine droite puis prescrit à l'entrée du domaine du silencieux. La veine doit avoir une longueur suffisante pour que l'écoulement s'établisse largement, donc que son profil n'évolue plus longitudinalement. La longueur de développement se calcule de la façon suivante [59] :

$$L_{dev} = 4.4 Re^{1/6} D_h \quad (3.43)$$

Le modèle de veine mesure deux longueurs de développement. Lorsque l'écoulement est développé, son profil de vitesse est enregistré ainsi que les paramètres de turbulence associés. Il est ensuite imposé comme condition limite à l'entrée du domaine. La figure 11 présente un exemple de profil de vitesse développé dans la conduite qui peut être comparé avec d'autres profils établis de référence [59]. La veine de développement est maillée transversalement avec la même grille qu'à l'entrée du silencieux afin de pouvoir transmettre l'écoulement établi d'un domaine à l'autre.

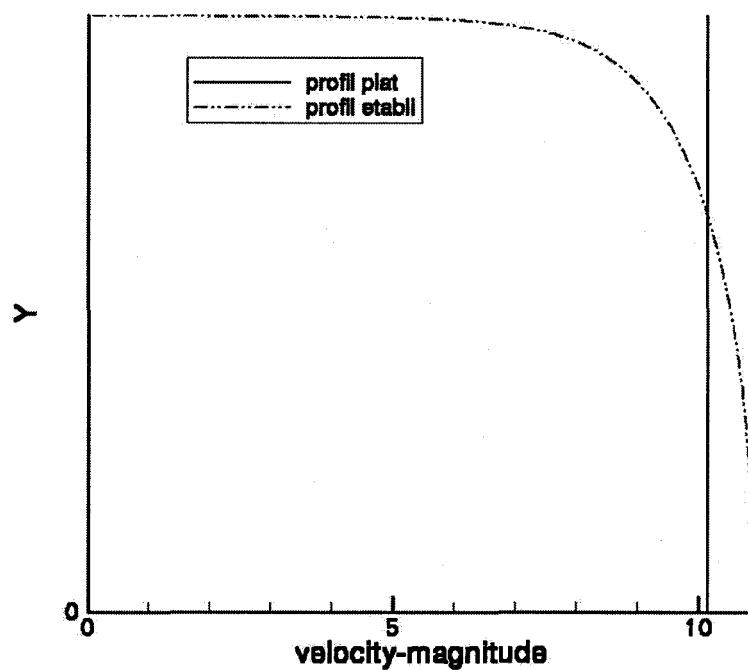


Figure 11 Profils de vitesse constant et développé ($V_{moy} = 2000 ppm$)

CHAPITRE 4

PERFORMANCES AÉRODYNAMIQUES DES MODÈLES

4.1 Perte par insertion

La perte de charge que subit le fluide au passage du silencieux est une perte d'énergie causée par les changements de section de sa géométrie. Elle correspond à la différence de pression totale moyenne entre l'amont et l'aval du silencieux, ou à la perte de pression statique lorsque la vitesse est la même dans les deux sections de mesure.

C'est la perte de charge par insertion (dP_{ins} sur la figure 12) qui détermine l'efficacité aérodynamique du silencieux, ou la différence entre la perte de charge "normale" en conduite simple causée par les frottements visqueux aux parois, et la perte de charge causée par l'insertion du silencieux dans la même conduite (dP_{tot}), comme représenté à la figure 12.

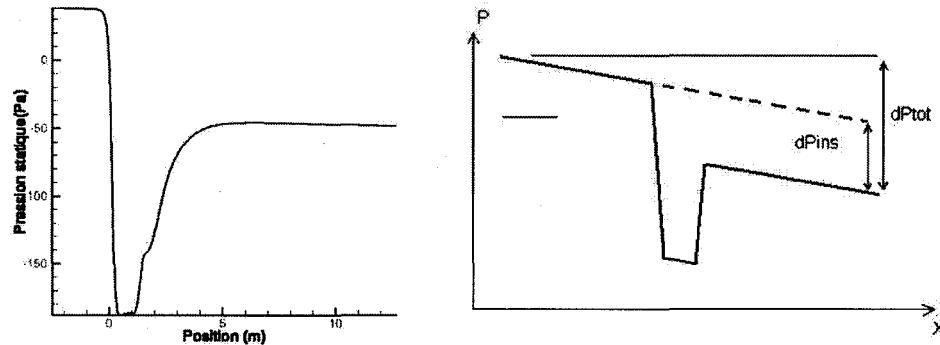


Figure 12 Perte de charge par insertion (dP_{ins}) et totale (dP_{tot})

$$\Delta p_{insertion} = \Delta p_{silencieux} - \Delta p_{conduite}$$

4.2 Validation des simulations en conduite dans silencieux

Pour une vitesse d'entrée moyenne de 2000 ppm et prenant les dimensions du silencieux précédemment définies, l'équation 3.3 donne la perte de charge relative subie dans une conduite droite. Ce résultat analytique est comparé aux performances numériques déterminées dans la

Tableau IV

Perte de charge relative pour les modèles analytique et numériques

| Modèle mathématique | Pertes de charge (Pa/m) |
|---------------------------------------|-------------------------|
| équation analytique de Darcy | 0.670 |
| modèle de turbulence $k - \epsilon$ | 0.677 |
| modèle de turbulence $k - \omega$ SST | 0.652 |

veine de développement et calculées avec les modèles de turbulence $k - \omega$ SST et $k - \epsilon$ utilisés dans l'étude. Ces pertes de charge relatives sont résumées dans le tableau IV.

Les résultats numériques et analytique sont très proches, la différence entre les deux ne dépassant pas 3% pour chaque modèle numérique ; les performances numériques varient elles de 4% d'un modèle de turbulence à l'autre. Ces données sont une première information sur la qualité de la modélisation, l'écoulement en conduite est a priori bien représenté.

4.3 Modèles de parois solides

Pour les modèles de silencieux perforé, lisse et poreux, les résultats présentés ont été calculés avec le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. Le modèle $k - \epsilon$ a été utilisé uniquement pour le silencieux aux parois rugueuses, qui nécessite l'emploi d'une loi de paroi.

4.3.1 Tôle interne perforée

Les premiers résultats concernent le silencieux complet, c'est-à-dire où la géométrie de la tôle perforée a été dessinée, et le milieu poreux représenté par le modèle mathématique défini à la section 3.4.1. Les pertes de charge numériques totales et par insertion sont présentées au tableau V.

L'évolution de performance en fonction de la vitesse est tracée à la figure 13 avec les autres modèles, pour comparaison.

4.3.2 Paroi interne lisse (sans perforations)

Pour étudier le plus simplement le profil aérodynamique du silencieux, des simulations ont également été faites avec une paroi interne pleine qui ne permet pas le passage de l'écoulement dans l'absorbant. Ceci permet d'une part d'analyser de façon globale la qualité aérodynamique

Tableau V

Pertes de charges numériques sur le modèle perforé

| Vitesse d'entrée (ppm) | ∇P conduite (Pa/m) | ∇P totale (Pa) | ∇P insertion (Pa) |
|------------------------|----------------------------|------------------------|---------------------------|
| 500 | 0.051 | 15.31 | 14.91 |
| 1000 | 0.236 | 60.78 | 58.94 |
| 1500 | 0.433 | 132.15 | 128.74 |
| 2000 | 0.669 | 230.80 | 225.53 |
| 2500 | 0.984 | 357.70 | 349.95 |

de la géométrie du silencieux, d'autre part de quantifier les perturbations engendrées par les caissons d'amortissant par comparaison avec le modèle complet. Le but étant encore et toujours une meilleure connaissance du comportement aérodynamique du silencieux, numérique puis physique.

4.3.3 Paroi interne rugueuse

Des essais ont également été faits avec une paroi interne rugueuse, d'une hauteur de rugosité de 0.1 mm, qui utilise une fonction de rugosité associée à une loi de paroi (définies à la section 3.7.4) pour simuler les aspérités de la tôle perforée. L'écoulement du fluide à travers la paroi n'est toujours pas permis. Un tel modèle peut être appliqué si l'on veut simuler que la laine de roche est isolée de l'écoulement, par exemple lorsque dans certaines installations industrielles, on l'enveloppe dans un film de Mylar pour la protéger du défibrage mécanique pouvant être causé par l'écoulement. Sans être exactement conformes aux données expérimentales, les pertes de charges sont cependant plus réalistes qu'en paroi lisse, comme présenté ci-après sur la figure 13.

4.3.4 Résumé des pertes de charge

Les simulations sont effectuées dans un premier temps en utilisant le modèle de turbulence $k - \omega SST$ et une vitesse d'entrée moyenne de 2000 ppm. À cette vitesse, la perte de charge expérimentale à travers le silencieux est de 0.870 po d'eau (ou 216.7 Pa). Cependant il est nécessaire de valider le modèle de porosité en vérifiant les pertes de charge pour d'autres vitesses d'écoulement. Les performances de tous les modèles sont présentées à la figure 13.

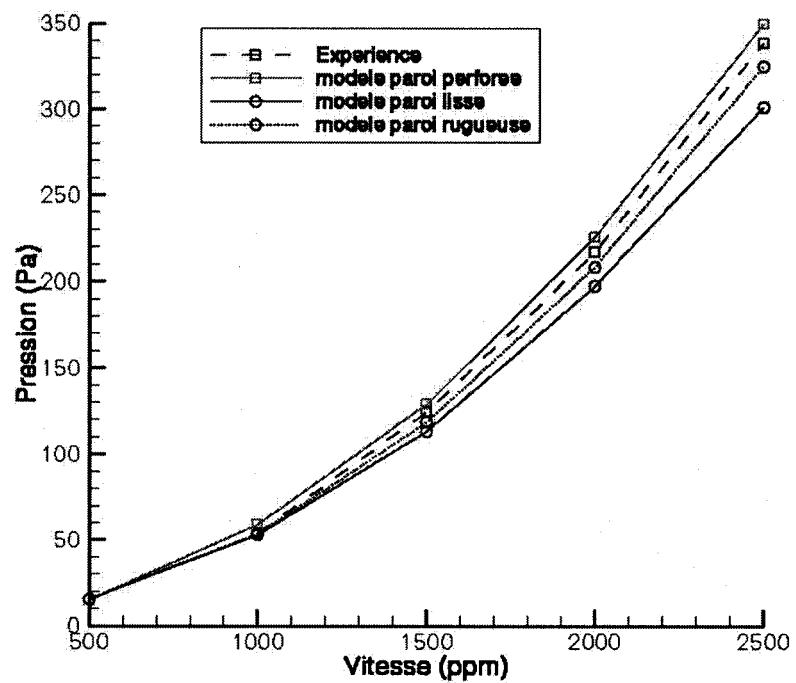


Figure 13 Pertes de charge avec paroi interne perforée, pleine lisse ou rugueuse. Comparaison avec les performances expérimentales

Pour toutes les vitesses d'étude, le décalage entre l'expérience et la simulation est assez minime : les courbes indiquent que les performances numériques diffèrent d'environ 5% par rapport aux performances mesurées expérimentalement. Une simulation supplémentaire à faible vitesse a été effectuée par rapport aux essais expérimentaux, dont les vitesses s'étendent de 1000 à 2500 ppm. Ce résultat s'inscrit encore dans l'évolution moyenne de performance.

Les pertes de charges obtenues avec le modèle de paroi perforée sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux, supérieurs de 3 à 9 % suivant la vitesse moyenne de l'écoulement. L'exactitude de ces performances permet de valider la méthode numérique utilisée.

Si l'on s'attache aux performances déterminées avec une paroi non perforée, moins de 14% séparent les modèles de paroi perforée et de paroi pleine, cette dernière donnant naturellement des pertes de charge inférieures dû à l'absence du milieu absorbant, néfaste d'un point de vue aérodynamique. Il y a donc peu d'influence du milieu poreux sur la perte de charge du silencieux, l'écoulement étant apparemment bien confiné par la tôle, même ouverte. Enfin en s'affranchissant toujours de la présence du milieu absorbant et en considérant les aspérités de la paroi perforée, la friction engendrée induit une perte additionnelle qui vient combler l'écart de performances présent en paroi lisse, ramenant la différence par rapport à l'expérience à environ 5%. Cependant la comparaison paroi lisse - paroi rugueuse est à prendre avec beaucoup de précaution, le modèle de turbulence variant d'un résultat à l'autre.

Ces résultats permettent de constater que quelque soit le modèle choisi pour représenter la tôle interne perforée, l'évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse est bien représentée et les performances varient peu d'un modèle à l'autre. Pour la seule analyse aérodynamique du silencieux, on peut donc considérer comme suffisante l'influence du profil géométrique sur la perte de charge, celle du milieu interne absorbant étant négligée. La géométrie ainsi simplifiée permet d'effectuer une modélisation beaucoup plus rapide du silencieux, par exemple pour effectuer son optimisation aérodynamique, comme présentée en dernière partie de cette étude.

4.3.5 Exploration des paramètres de porosité

Il est intéressant de noter qu'en modifiant les paramètres de porosité du milieu suivant les deux directions de l'espace, on permet à l'écoulement de pénétrer plus ou moins dans la laine absorbante, après la traversée des perforations de la tôle. La résistance offerte par ce milieu influence directement le champ de pression et donc la perte de charge résultante.

Tableau VI

Pertes de charge pour différents paramètres de porosité interne

| $1/\alpha(x)$ | $1/\alpha(y)$ | $\beta(x)$ | $\beta(y)$ | Perte totale(Pa) | Perte ($po.H_2O$) |
|----------------|----------------|------------|------------|------------------|---------------------|
| 10^8 | 10^8 | 0 | 0 | 235.4 | 0.943 |
| 10^7 | 10^8 | 0 | 0 | 239.6 | 0.962 |
| $4 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^8$ | 5000 | 5000 | 231.2 | 0.928 |
| $4 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^8$ | 0 | 5000 | 231.5 | 0.929 |
| $4 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^8$ | 7500 | 7500 | 230.9 | 0.927 |

Les paramètres de porosités donnés dans le tableau III sont retenus pour la résistance aérodynamique de la laine de verre. Leurs valeurs ont été calculées avec des équations déjà éprouvées dans le domaine industriel mais reposant sur des fondements empiriques ; de plus les caractéristiques du matériau utilisé peuvent légèrement varier d'un échantillon à l'autre, il est donc impossible d'avoir une connaissance très précise de la laine de roche présente dans le silencieux physique. Ainsi les paramètres initialement définis peuvent être modifiés si les valeurs "théoriques" semblent ne pas représenter parfaitement la vraie résistance du milieu absorbant sur l'écoulement. À partir des valeurs déduites avec les équations 3.26, 3.27 et 3.28 pour représenter la porosité, et en modifiant de proche en proche les valeurs des paramètres, des pertes de pression plus ou moins importantes sont obtenues, chacune correspondant à un type particulier de porosité. Les pertes de charge calculées avec différentes porosités et une vitesse moyenne de 2000 ppm sont résumées dans le tableau VI.

En supprimant l'écoulement dans la laine de roche, c'est-à-dire en imposant une forte résistance dans le milieu poreux, la perte de charge est faible. Cependant en diminuant la résistance, l'écoulement pénètre plus dans la laine et la perte de pression augmente. En supposant que l'écoulement subit majoritairement de la résistance visqueuse à son passage dans la laine de roche, le paramètre de viscosité $1/\alpha$ est alors le seul à intervenir puisque la résistance inertuelle β est supposée nulle.

Ainsi les pertes de charge calculées avec le modèle mathématique semblent être le plus proche des données expérimentales pour les valeurs déterminées analytiquement précédemment, i.e. $1/\alpha(x, y) = 4 \cdot 10^8$ et $\beta(x, y) = 7500$, en faisant l'hypothèse d'un milieu isotrope.

Également d'autres types de porosité ont été retenus comme pouvant représenter les conditions réelles d'écoulement. Si la laine de roche exerce toujours une résistance visqueuse et inertuelle,

mais que ses caractéristiques -porosité et diamètre de fibre- peuvent avoir été mal estimés, des résultats similaires peuvent être obtenus si l'on diminue $1/\alpha$ et que l'on augmente β . Également la perte de charge est peu modifiée en conférant uniquement de la résistance visqueuse au milieu amortissant, comme c'est le cas dans la plupart des modèles acoustiques. Une résistance complètement inertielle donne les mêmes résultats.

Les pertes de charge calculées avec ces différents milieux poreux sont légèrement moins fidèles aux performances expérimentales qu'avec les paramètres de résistance visco-inertielles déterminées au départ. Néanmoins l'influence du milieu interne sur la perte de charge étant assez faible, il est difficile de conclure quant au réalisme de l'un ou l'autre de ces modèles. La laine de roche ayant un rôle acoustique plus important que son rôle aérodynamique, de plus amples informations seront apportées lors de l'étude des performances d'atténuation sonore du silencieux. Cela permettra de déterminer le meilleur modèle mathématique pour représenter le milieu amortissant.

4.4 Modèles d'interface poreuse

4.4.1 Problématique

Dans le but de simplifier la modélisation de la géométrie complexe de la tôle perforée, cette dernière a été remplacée par le modèle mathématique employé pour représenter un milieu poreux, déjà utilisé pour simuler la laine de roche. Il est cependant bon de préciser qu'il n'est prescrit qu'un saut de pression d'un milieu à l'autre, dépendamment de la vitesse. La paroi perforée confine cependant largement l'écoulement qui circule à vitesse importante, les perforations ont peu d'influence sur le ralentissement de l'écoulement moyen. Remplacer le caractère solide de la paroi par une interface poreuse laisse présager que le confinement de l'écoulement sera difficilement rendu.

L'épaisseur de la "paroi" poreuse est identique à celle de la tôle perforée, environ 1 mm, pour les deux modèles à une et deux dimensions. La résistance inertuelle du milieu est initialement celle calculée avec l'équation (3.35). N'ayant pas de données empiriques pour la détermination de la résistance visqueuse, celle-ci est définie par essai/ erreur. Ainsi diverses combinaisons de paramètres de porosité sont essayées. Les valeurs donnant des champs de vitesses internes les plus réalistes sont :

- Résistance visqueuse longitudinale : $1/\alpha(x) = 10^9$

- Résistance inertielle transversale : $\beta(y) = 500$

4.4.2 Résultats

Les champs de vitesse et pression correspondant aux paramètres définis ci-dessus sont présentés aux figures 14 et 15, ainsi que ceux du modèle perforé. La comparaison des contours de vitesses permet tout d'abord de constater que l'épaisseur de la couche limite le long de l'interface poreuse augmente beaucoup plus rapidement qu'avec la paroi perforée, l'écoulement est fortement ralenti. Il y a beaucoup de friction et les pertes de charge calculées avec le modèle de porosité sont trop élevées, au moins deux fois plus grandes qu'avec le modèle complet. Cependant en diminuant la résistance sur l'interface pour que l'écoulement conserve sa vitesse, elle ne joue plus son rôle de paroi et l'air s'infiltra en trop grande quantité dans le milieu absorbant. Le problème du modèle mathématique utilisé est qu'il prescrit une discontinuité de pression sur la frontière entre la zone d'écoulement et la laine de roche. Or comme l'indique la figure 15(a), les perforations établissent en réalité la continuité de la pression de part et d'autre de la tôle, qui n'est traversée que par un faible débit d'air. Si le modèle poreux a pu être appliqué avec succès pour un écoulement moyen normal à la surface, il ne peut être employé lorsque sa direction principale est longitudinale, les composantes normales étant secondaires et de directions très variées tout le long de l'interface. On se retrouve ainsi avec un dilemme non résolu entre un cisaillement trop important dans le cas d'une forte résistance, et une frontière trop perméable à l'écoulement dans le cas contraire.

Enfin la conclusion s'impose que le modèle de porosité ne permet pas de représenter correctement un milieu hétérogène comme une paroi métallique perforée, contrairement à un milieu homogène comme de la laine de roche.

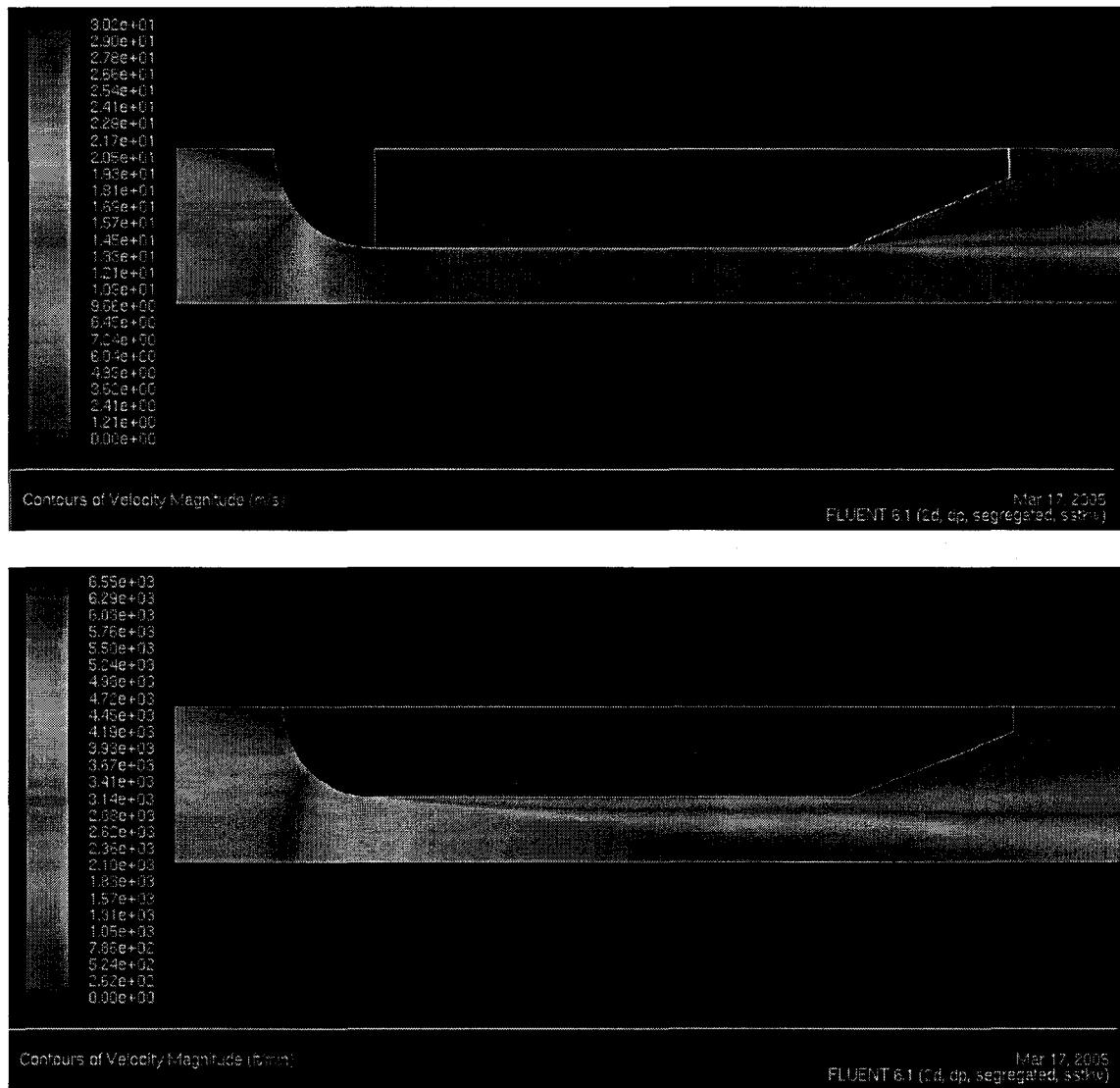


Figure 14 Contours de vitesse : (a) tôle perforée, (b) interface poreuse

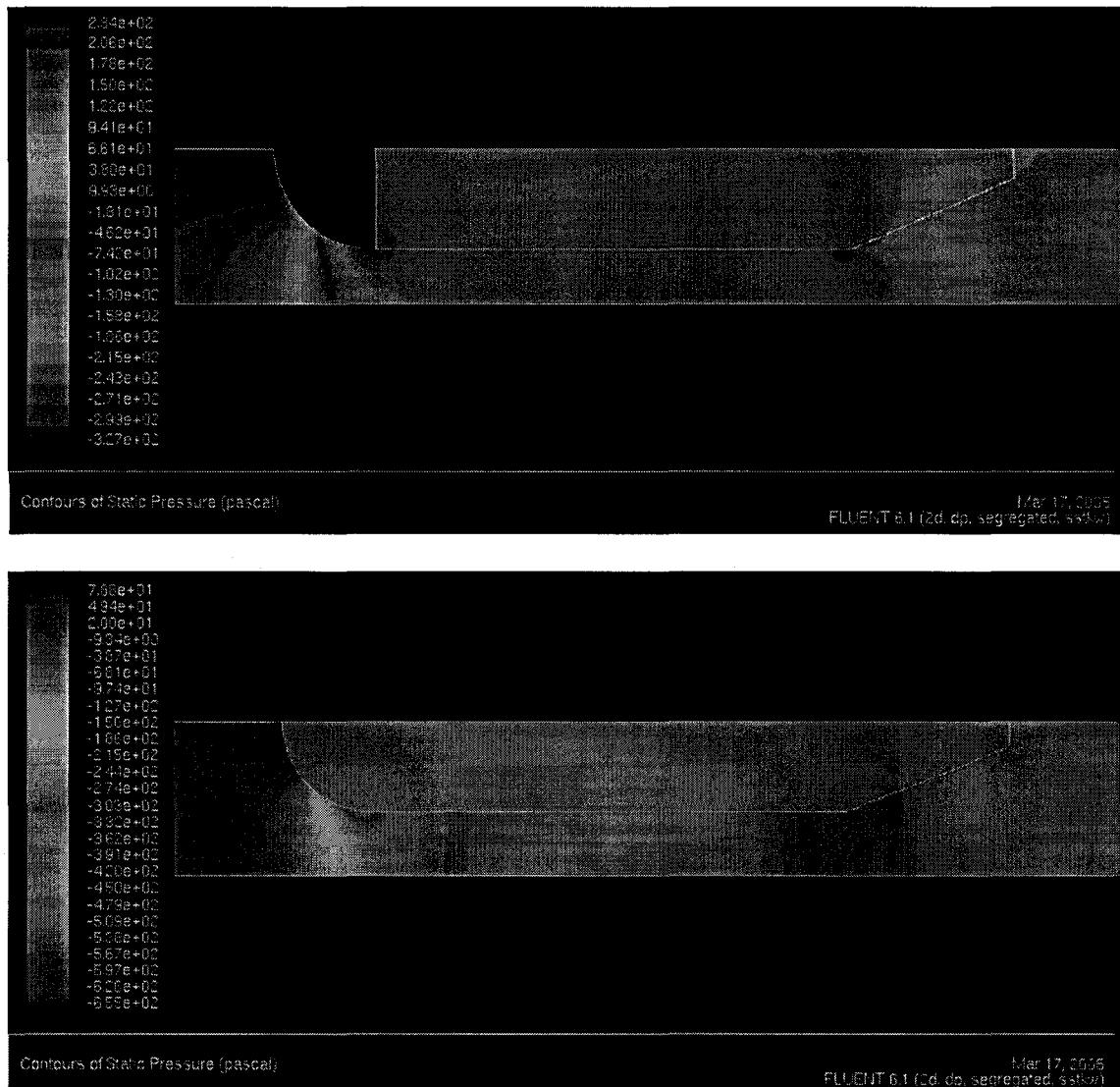


Figure 15 Contours de pression : (a) tôle perforée, (b) interface poreuse

4.5 Bilan

A ce stade de l'étude du silencieux absorbant, un modèle aérodynamique fidèle au silencieux a été réalisé par l'intermédiaire du logiciel Fluent. En particulier la géométrie de la tôle perforée a été entièrement représentée en prenant en compte ses dimensions réelles. La zone d'absorption acoustique composée de laine de roche a également été modélisée, comme un milieu poreux, où l'introduction d'un modèle mathématique spécifique permet de simuler sa résistance à l'écoulement.

Afin de s'affranchir de la modélisation complexe de la paroi perforée, cette dernière a été remplacée par une interface poreuse utilisant le même modèle mathématique que le milieu absorbant pour représenter son caractère hétérogène solide et percé. Cependant ce modèle simplifié homogène n'a pas été concluant, les pertes de charge réelles ainsi que le comportement aérodynamique du silencieux en général n'ont pas été retrouvés.

Les performances aérodynamiques déterminées avec le modèle numérique complet, donc avec la tôle perforée complètement représentée, sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. L'évolution de la perte de charge par insertion en fonction de la vitesse d'entrée suit tout à fait la courbe des performances expérimentales, et l'erreur relative associée varie entre 3% et 9% suivant le régime de l'écoulement. Ce décalage inférieur à 10%, tout à fait acceptable pour cette application, permet de valider le modèle d'un point de vue aérodynamique, aux performances conformes à celles déterminées expérimentalement.

Rappelant que le but principal du silencieux est d'atténuer le bruit du fluide qui le traverse, il reste alors à faire l'étude du comportement acoustique du modèle numérique afin de retrouver également les performances d'atténuation acoustique mesurées expérimentalement.

CHAPITRE 5

ÉTUDE ACOUSTIQUE DU SILENCIEUX

Le modèle numérique du silencieux créé a été validé aérodynamiquement en retrouvant les pertes de charge mesurées expérimentalement, l'étude des performances acoustiques du modèle reste à être effectuée. L'objectif est de retrouver la perte par insertion acoustique du silencieux, dont les performances expérimentales sont connues (en bandes d'octave et tiers d'octave).

5.1 Approche utilisée

L'évaluation des performances acoustiques du modèle numérique nécessite de simuler un écoulement où se propagent des ondes acoustiques. L'évolution de pression acoustique est déterminée directement avec le champ aérodynamique. La résolution de l'écoulement est instationnaire, les calculs associés demandent plus de temps et de mémoire qu'un calcul stationnaire. Le modèle de silencieux dissipatif possédant une géométrie assez complexe et de nombreux paramètres d'intérêt, il semble préférable d'étudier dans un premier temps les phénomènes de propagation dans un silencieux plus simple à modéliser et ayant des performances connues. Une chambre d'expansion simple est testée en premier lieu afin de calibrer la méthode numérique de propagation. L'utilisation de ce silencieux simple doit permettre de définir correctement les paramètres mis en jeux dans la méthode numérique, dont les suivants :

- Dimensionnement et maillage du domaine d'étude
- Positionnement des capteurs de pression virtuels
- Signal d'excitation d'entrée
- Paramètres temporels de propagation
- Modèle de turbulence

La géométrie de la chambre est ensuite remplacée par celle du silencieux absorbant, sans écoulement dans le milieu poreux, pour étudier un silencieux réactif plus complexe. Les performances numériques sont également comparées à des résultats analytiques. Enfin lorsque la méthode numérique est validée, la propagation d'onde est simulée avec le modèle complet de silencieux absorbant. Les pertes par insertion sont comparées aux valeurs expérimentales afin d'évaluer la validité de la méthode numériques.

5.2 Acoustique analytique des silencieux

Dans un premier temps sont présentés les phénomènes de transmission acoustique dans un silencieux réactif, dont l'étude nécessite les principes de base de propagation acoustique. Le principe d'un tel silencieux repose sur une atténuation acoustique due aux seules variations de sa géométrie ; son analyse est donc plus simple que celle du modèle absorbant qui fait intervenir également une paroi perforée et un milieu interne amortissant ayant tous deux une influence sur la propagation d'ondes.

5.2.1 Formulation quadripôle

La méthode des quadripôles est employée pour calculer la perte sonore d'un objet ou d'un milieu. Elle établit la continuité des grandeurs acoustiques aux jonctions des éléments qui le forment. Le quadripôle relie alors les grandeurs acoustiques, pression et vitesse, en entrée et en sortie de jonction. On définit ainsi une matrice de transfert, caractéristique de l'élément de transmission, composée de coefficients de pression et vitesse. Soit le système à résoudre :

$$\begin{cases} P_1 = A P_2 + B u_2 \\ u_1 = C P_2 + D u_2 \end{cases} \quad (5.1)$$

Sous forme matricielle on obtient :

$$\begin{bmatrix} P_1 \\ u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} P_2 \\ u_2 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

La formulation quadripolaire $[A \ B; C \ D]$ est différente pour chaque type d'élément, par exemple un changement de section ou un changement de milieu. Le silencieux peut alors se décomposer en éléments simples, ajoutés en série pour déterminer l'influence complète de l'objet sur la propagation acoustique. Enfin la perte par transmission, ou TL pour "transmission loss", se détermine facilement d'après les coefficients du quadripôle obtenu :

$$TL = 20 \log \left[\frac{|A + B + C + D|}{2} \right] \quad (5.3)$$

5.2.2 Transmission dans l'air

Lorsque l'élément de transmission sonore est une couche d'air, contenue dans un cylindre droit, le système 5.1 à résoudre pour établir la continuité du milieu se caractérise par le quadripôle suivant [33] :

$$\begin{bmatrix} ch(j\tilde{kl}) & sh(j\tilde{kl}) \\ sh(j\tilde{kl}) & ch(j\tilde{kl}) \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

avec l la longueur du cylindre et $j\tilde{k} = \alpha + j\beta$ et $\beta = \omega/c = k$, où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation et c est la vitesse du son.

Le milieu traversé étant de l'air, l'effet d'atténuation de l'onde pendant sa propagation peut être négligé, on a alors $\alpha = 0$ et $\tilde{k} = j\beta$. Les expressions du cosinus et du sinus hyperboliques, respectivement ch et sh , sont définies par :

$$ch(jkl) = \frac{e^{jkl} + e^{-jkl}}{2} = \cos(kl) \quad (5.5)$$

$$sh(jkl) = \frac{e^{jkl} - e^{-jkl}}{2} = j \sin(kl) \quad (5.6)$$

Après simplification du quadripôle, le système 5.4 s'écrit finalement :

$$\begin{bmatrix} \cos(kl) & j \sin(kl) \\ j \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

5.2.3 Transmission en silencieux réactif

5.2.3.1 Chambre d'expansion

Dans une chambre d'expansion, l'atténuation des ondes acoustiques est principalement due aux changements de section qui favorisent les réflexions d'ondes en entrée et sortie de chambre. La conservation du débit à chaque jonction permet d'écrire :

$$S_e \cdot U_e = S_c \cdot U_c \quad \Leftrightarrow \quad U_e = U_c \cdot S_c / S_e$$

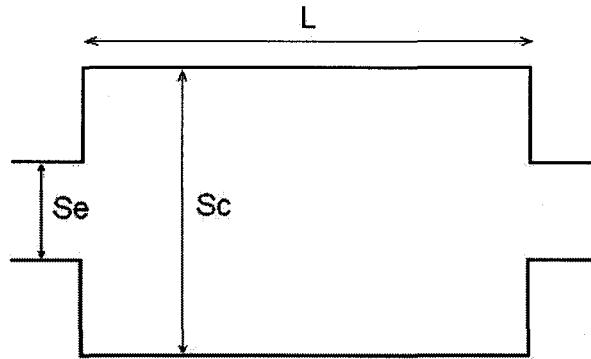


Figure 16 Chambre d'expansion simple. S_e section externe, S_c section chambre

En reprenant le système 5.2 on établit la continuité de la pression à la transition, c'est-à-dire $P_e = P_c$, le quadripôle correspondant au changement de section s'écrit donc :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & S_c/S_e \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

L'expression théorique de la perte par transmission se déduit des dimensions caractéristiques de la chambre (figure 16) : sa longueur L et son rapport d'expansion $m = S_c/S_e$. La formule suivante est obtenue, la fréquence est représentée par le nombre d'onde $k = \omega/c$:

$$TL = 10 \log \left[1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \cdot \sin^2 kL \right] \quad (5.9)$$

5.2.3.2 Silencieux à géométrie complexe

Comme pour la chambre d'expansion, l'atténuation acoustique du silencieux peut être déterminée analytiquement, en ne considérant que sa géométrie (figure 17). Si la paroi perforée est supposée pleine, le milieu absorbant n'intervient plus. L'atténuation sonore est ainsi due aux seuls changements de sections et dimensions du silencieux, considéré alors comme réactif. Le rétrécissement de section d'entrée, supposé droit, se comporte acoustiquement comme une expansion, son influence se calcule également avec l'équation 5.8. Le divergent de sortie nécessite une analyse plus complexe dû à son changement graduel de section. L'équation de continuité

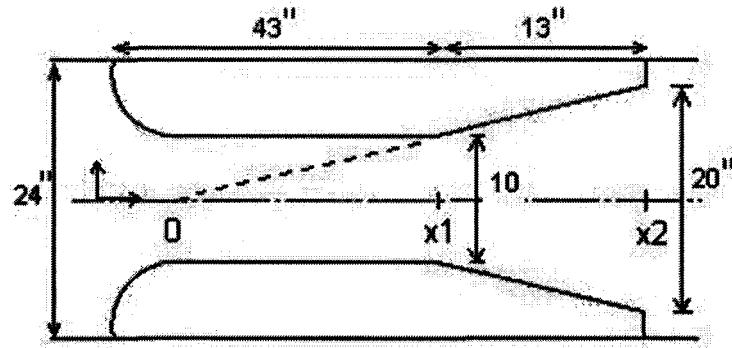


Figure 17 Schéma du silencieux avec paroi interne sans perforations (dimensions en pouces)

pour un élément cônique peut être utilisée, en définissant l'aire de la section S comme une fonction de x , ρ est la densité et v est la vitesse de propagation.

$$-\frac{\partial(\rho v S)}{\partial x} = S \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \quad (5.10)$$

Après développement de l'équation et séparations des termes temporels et spatiaux, on obtient la forme finale de l'équation d'onde, où Φ représente la pression :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{r_1}{\rho c_0^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (5.11)$$

Finalement les coefficients de la matrice de transfert de l'élément cônique se calculent comme suit [24] :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{x_2}{x_1} \cos k(x_2 - x_1) - \frac{1}{kx_1} \sin k(x_2 - x_1) \\ B = j \frac{x_2}{x_1} \sin k(x_2 - x_1) \\ C = j \left[\left(\frac{x_2}{x_1} + \frac{1}{k^2 x_1^2} \right) \sin k(x_2 - x_1) - \frac{x_2 - x_1}{kx_1^2} \cos k(x_2 - x_1) \right] \\ D = \frac{x_2}{x_1} \cos k(x_2 - x_1) + \frac{x_2}{kx_1^2} \sin k(x_2 - x_1) \end{array} \right. \quad (5.12)$$

Le système de coefficients 5.12 est valable pour un cône axisymétrique, c'est à dire que la transmission des ondes a lieu dans tout le volume qu'il délimite. Les dimensions caractéristiques du divergent 2D doivent donc être adaptées pour représenter la transmission sonore pour un cône

tridimensionnel. L'atténuation dépend du changement de section entre l'entrée et la sortie du divergent. L'hypothèse est faite qu'en deux dimensions, comme la section double entre x_1 et x_2 , il en est de même pour le cas axisymétrique où les sections sont des disques :

$$S_{x_2} = 2S_{x_1} \Leftrightarrow \pi r_2^2 = 2\pi r_1^2 \Leftrightarrow r_2 = \sqrt{2} r_1 \quad (5.13)$$

Le théorème de Thalès permet ensuite d'écrire

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad (5.14)$$

Finalement en combinant les égalités (5.13) et (5.14) :

$$\frac{x_2}{x_1} = \sqrt{2} \quad (5.15)$$

La longueur du divergent se conservant permet d'obtenir une deuxième équation :

$$x_2 - x_1 = 13 \quad (5.16)$$

La résolution du système à deux équations 5.15 et 5.16 permet de trouver les inconnues x_1 et x_2 .

5.2.4 Analyse du milieu poreux

La perte sonore TL dans une couche de laine de roche se calcule de la façon suivante :

$$TL = 10 \log \left(\frac{e^{-\alpha x_0 k_0}}{e^{-\alpha x_L k_0}} \right) \quad (5.17)$$

ou sur une longueur $x_0 = L$:

$$TL = 10 \log (e^{\alpha L k_0}) \quad (5.18)$$

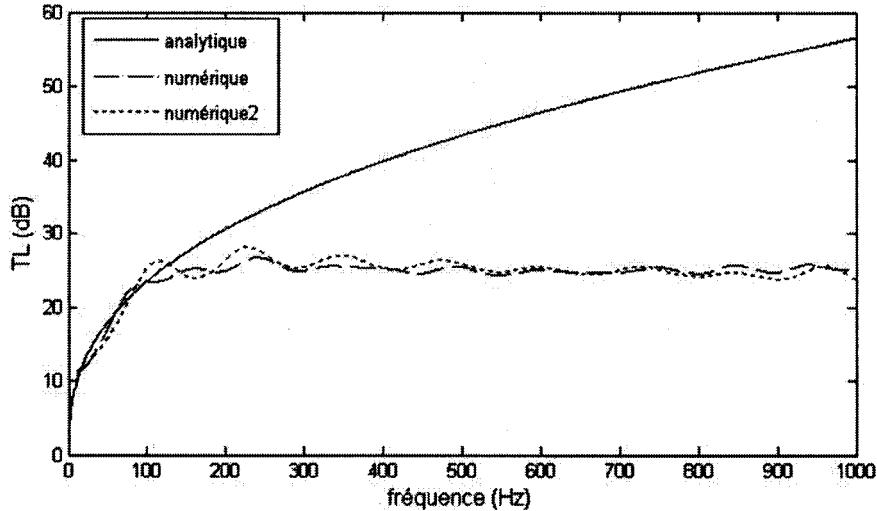


Figure 18 Perte par transmission analytique d'une couche de laine de roche ($L = 1m$) de perméabilité $\sigma = 11000$, et calculée avec le modèle de porosité ($d = 10\mu m$, $\theta = 0.9$). Mesure 0.1m (numérique) et 0.5m en aval (numérique2)

L'expression de α est donnée en fonction de la fréquence f , σ représentant la perméabilité acoustique :

$$\alpha(f) = 0.16 \left(\frac{f}{\sigma} \right)^{-0.618} \quad (5.19)$$

La perte par transmission dans une couche de laine de roche déterminée analytiquement peut être comparée à la perte calculée numériquement avec le modèle de porosité afin de retrouver la même perméabilité acoustique. La figure 18 présente la perte sonore due à une couche de matériau poreux placée dans la conduite, les paramètres du modèle étant les mêmes que pour le silencieux. En très basses fréquences l'atténuation suit celle calculée analytiquement pour une couche de laine de roche de même longueur. Cependant à partir de 100 à 200 Hz, la perte issue de la simulation se stabilise autour de 25 dB, le modèle analytique indiquant au contraire que l'atténuation augmente avec la fréquence. Également la position des mesures de pression influence la perte par transmission, qui présente des oscillations si mesurée plus en aval de la couche poreuse. Il semble donc que l'onde acoustique se modifie également pendant sa propagation dans la conduite sans silencieux.

5.3 Simulation numérique de la propagation acoustique

5.3.1 Généralités

L'utilisation d'un code CFD pour déterminer les performances acoustiques d'un silencieux de géométrie et composition complexes n'est pas aussi aisée qu'une analyse uniquement aérodynamique. La propagation acoustique se produit si l'écoulement varie dans le temps, elle nécessite donc un calcul instationnaire, plus délicat à mettre en oeuvre qu'un calcul stationnaire et nécessitant d'importantes ressources informatiques. De plus, l'onde qui se propage à travers le silencieux est de courte durée et implique de forts gradients de pression, ce qui nécessite une bonne précision, spatiale et temporelle. Le contenu fréquentiel doit aussi être conservé pendant les calculs du champ de pression, de manière à avoir un signal exploitable et réaliste en sortie de silencieux. De nouveaux paramètres s'ajoutent donc à la méthode de calcul utilisée jusqu'à présent. Ils doivent être contrôlés et bien définis au départ afin de recréer le plus fidèlement possible les conditions d'écoulement réel.

5.3.2 Algorithme instationnaire

La perte de charge est une différence de pressions à un instant donné. Au contraire, la perte sonore par insertion fait intervenir les fluctuations de la pression, c'est-à-dire son évolution temporelle. Le temps s'ajoute donc aux variables du problème. À partir d'un état où le champ aérodynamique est connu, le principe est d'avancer dans le temps par pas : la solution à l'instant initial t_0 est utilisée pour calculer la solution à l'instant suivant t_1 et ainsi de suite. L'algorithme consiste à déterminer les variables du problème à l'instant $t + \Delta t$ à partir de leurs valeurs à l'instant t . Le pas de temps Δt est un intervalle fixe ou variable. De la même manière qu'avec les variables d'espace, on intègre les équations de conservation sur un intervalle, ici entre deux instants :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (5.20)$$

Différentes méthodes permettent de déterminer comment le champ aérodynamique varie entre les instants t et $t + \Delta t$ au même point. La discrétisation explicite évalue la pression et les termes de convection et de diffusion au début de l'intervalle, à l'instant t , tandis que la discrétisation implicite les évalue à l'instant $t + \Delta t$. Le schéma de Crank-Nicholson est une méthode intermédiaire, les champs aérodynamiques aux deux instants t et $t + \Delta t$ sont combinés pour obtenir la solution pendant l'intervalle de temps.

L'algorithme complètement implicite est utilisé pour propager l'onde de pression. Son avantage par rapport aux autres est qu'il satisfait toutes les règles mathématiques nécessaires à la stabilité de la solution. La convergence (diminution des résidus) est également obtenue plus rapidement qu'avec l'algorithme explicite.

5.3.3 Contrôle du pas de temps

Le pas de temps Δt est déterminé de manière à capturer l'intégralité du signal d'excitation qui est introduit dans le domaine, puis à correctement transmettre l'onde de pression. Il dépend aussi du domaine de calcul, une condition mathématique doit être respectée :

$$\Delta t = C \frac{\delta x}{u} \quad (5.21)$$

où $C \leq 1$ est le nombre de courant, δx est la largeur de cellule et u la vitesse locale, dans le sens principal de l'écoulement. Concrètement le respect de cette équation permet à une particule de passer par tous les points de calcul situés sur sa trajectoire. Dans le cas contraire, un pas de temps plus long signifie que la particule saute la cellule pendant l'intervalle Δt et la propagation est mal résolue.

5.3.4 Résolution de l'énergie

Si l'hypothèse d'un écoulement incompressible a précédemment été faite pour l'étude aérodynamique du silencieux, elle n'est plus valable à ce stade de l'étude. En effet le phénomène d'une onde de pression se propageant implique par définition la présence d'un fluide compressible, même s'il s'écoule à faible vitesse. Ainsi la densité intervient comme variable et non plus comme constante dans les équations du mouvement. La densité dépendant de la température, cette dernière est calculée par l'intermédiaire de l'équation de l'énergie, qui s'ajoute donc au système à résoudre et s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{C_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{S}{C_p} \quad (5.22)$$

où T est la température, k la conductivité thermique et C_p la chaleur spécifique.

5.3.5 Conditions aux frontières

Les conditions aux frontières du domaine sont les mêmes que pour l'étude des performances aérodynamiques, définies à la section 3.7.6. À celles-ci s'ajoutent de nouvelles conditions pour isoler le domaine d'un point de vue énergétique. Ainsi l'entrée et la sortie du domaine sont soumises à une température de 300 Kelvin, les parois sont soumises à un flux de chaleur nul, isolant thermiquement le système par rapport à l'extérieur.

5.3.6 Propagation d'une onde dans le silencieux

Au départ de la simulation l'écoulement est supposé stationnaire dans le domaine, sa vitesse moyenne est constante. Pour former une onde acoustique, une impulsion est générée par une discontinuité dans la vitesse d'entrée. Le champ aérodynamique devient instationnaire à cet instant. En réponse à l'impulsion, une onde de pression se forme et se propage dans le domaine. L'onde incidente est enregistrée par un capteur de pression statique virtuel en amont du silencieux, l'onde transmise est enregistrée en aval et continue sa propagation dans la conduite droite. La sortie du domaine non anéchoïque réfléchit en partie l'onde de pression, qui revient vers le silencieux sous forme de dépression. Les frontières ne devant pas perturber les signaux d'intérêt, il est important de les éloigner du silencieux afin de mesurer les seules ondes incidente et transmise, et s'affranchir des ondes secondaires réfléchies qui perturbent les mesures. La simulation doit s'arrêter avant que les ondes parasites ne soient mesurées par les capteurs virtuels. On procède ainsi afin de retrouver les conditions expérimentales effectuées avec une terminaison anéchoïque, que l'on pourrait représenter par une condition de non-réflexion aux frontières.

Propagation d'onde non perturbée

Afin de déterminer la perte par insertion du silencieux, l'onde acoustique transmise est comparée à une onde identique non amortie qui se propage dans une conduite sans obstacle. Une seconde simulation de propagation est donc réalisée avec les mêmes paramètres d'entrée, dans une conduite droite de même longueur de domaine et sans le silencieux.

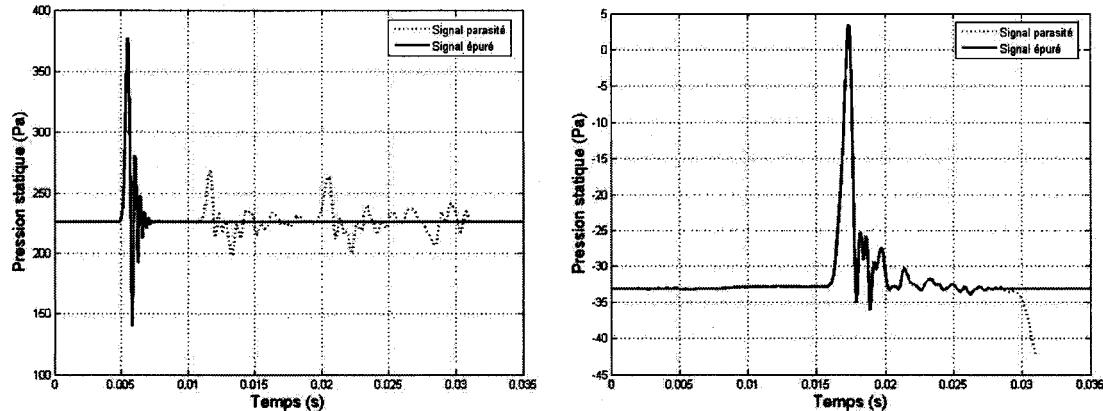


Figure 19 Fenêtrage temporel de l'onde acoustique pour son analyse fréquentielle

5.4 Post-traitement mathématique

Tout le post-traitement des données se fait avec le logiciel mathématique MATLAB. La détermination de la perte par insertion nécessite de faire l'analyse fréquentielle des ondes de pression acoustiques mesurées avec et sans le silencieux.

5.4.1 Fenêtrage temporel des ondes

Les ondes acoustiques mesurées par les capteurs de pression virtuels doivent être exemptes de réflexions parasites. Si cela n'a pas été fait assez précisément pendant la simulation, chaque signal de pression est isolé des ondes réfléchies qui pourraient fausser l'analyse fréquentielle, en déterminant graphiquement à quel instant elles apparaissent. Seul le signal acoustique d'intérêt est conservé pour l'analyse, il est éventuellement prolongé d'un signal constant pour augmenter (virtuellement) le temps de simulation sans influencer le contenu fréquentiel de l'onde. Le résultat du fenêtrage temporel est présenté à la figure 19 pour deux ondes, la première incidente, la seconde transmise, amortie dans le silencieux.

5.4.2 Analyse fréquentielle

Afin de connaître l'atténuation sonore subie dans le silencieux, la puissance des ondes acoustiques à comparer doit être extraite. Une transformation rapide de Fourier (FFT pour "fast Fourier transform") est appliquée à chaque signal temporel pour en déterminer son spectre fré-

quentiel de puissance acoustique. La FFT est utilisée pour dégager les composantes fréquentielles d'un signal sonore, composé d'une multitude de sons purs de fréquences différentes. C'est une transformation discrète du vecteur x de dimension N en une somme définie par :

$$X(k) = \sum_{j=1}^N x(j) \omega_N^{(j-1)(k-1)} \quad (5.23)$$

où ω_N est une racine $N^{ième}$ de l'unité :

$$\omega_N = e^{(-2\pi i)/N} \quad (5.24)$$

Le spectre obtenu par FFT correspond à la répartition en bandes de fréquences de l'énergie acoustique du bruit considéré.

5.4.3 Perte sonore par insertion

La perte par insertion, ou IL pour "insertion loss", correspond à l'atténuation sonore résultant de l'insertion du silencieux sur le parcours de l'écoulement, autrement dit à l'énergie perdue par l'onde acoustique dans le silencieux, comparativement à une onde se propageant dans une conduite droite sans amortissant. Elle se détermine en comparant le signal en conduite droite P_{tc} , théoriquement non atténué, avec celui enregistré au même endroit après insertion du silencieux, P_{ts} . Le rapport des puissances des deux ondes acoustiques, avec et sans le silencieux, est calculé. Pour obtenir une atténuation sonore en décibels (dB), une transformation logarithmique est appliquée :

$$IL = 20 \log \left[\frac{|P_{tc}(f)|}{|P_{ts}(f)|} \right] \quad (5.25)$$

5.4.4 Perte par transmission

La perte par transmission du silencieux, TL pour "transmission loss" diffère de la perte par insertion par la position où l'onde acoustique non amortie est enregistrée. Son calcul répond cependant au même principe. Le signal non amorti est l'onde incidente enregistrée juste avant

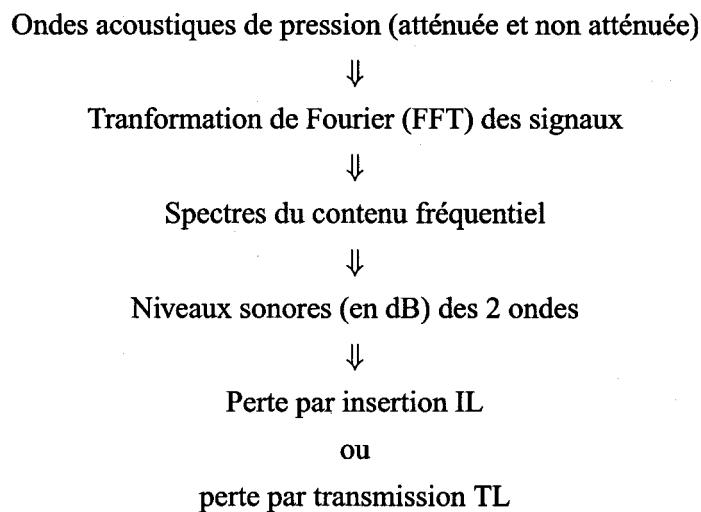
le silencieux, la différence avec l'onde transmise en aval représente la perte par transmission.

$$TL = 20 \log \left[\frac{|P_i(f)|}{|P_t(f)|} \right] \quad (5.26)$$

avec P_i et P_t les signaux de pression incidents et transmis dans le silencieux.

5.4.5 Résumé de la méthode

La détermination mathématique de la perte par insertion du silencieux nécessite une analyse fréquentielle des ondes acoustiques de pression qui peut se résumer ainsi :



CHAPITRE 6

PERFORMANCES ACOUSTIQUES DES MODÈLES

6.1 Paramètres d'entrée

Les simulations de propagation d'ondes sont effectuées suivant le processus décrit à la section 5.3. L'onde acoustique qui se propage dans le silencieux dépend directement de l'impulsion introduite dans l'écoulement en entrée de conduite. Les caractéristiques de l'onde de pression créée sont :

- son amplitude A
- sa durée T

L'amplitude de l'onde est proportionnelle à l'intensité de l'impulsion, autrement dit à l'amplitude de l'échelon de vitesse.

D'autres paramètres temporels nécessaires au calcul numérique s'ajoutent :

- le pas de temps Δt
- le temps total de l'enregistrement t

De ces paramètres se déduisent les fréquences caractéristiques du spectre fréquentiel : la fréquence maximale excitée est $f_{max} = 1/T$, et l'intervalle entre deux fréquences consécutives est $\delta f = 1/t$. Les paramètres d'entrée temporels sont définis consciencieusement, la précision des résultats acoustiques en dépend.

Pour calibrer le modèle, l'amplitude et la durée de l'onde acoustique de pression varient d'un essai à l'autre : la vitesse est augmentée de 0.5 m/s sur 0.2 ms. L'impulsion d'entrée n'influence pas les performances de manière significative. Il est cependant important de maintenir une impulsion de courte durée T afin d'exciter la plus grande plage de fréquences possible ($f_{max} = 1/T$).

Les performances numériques sont calculées avec le modèle de turbulence $k-\omega SST$. D'autres simulations ont été effectuées avec le modèle turbulent $k - \epsilon$ mais elles n'influencent pas les résultats de manière significative.

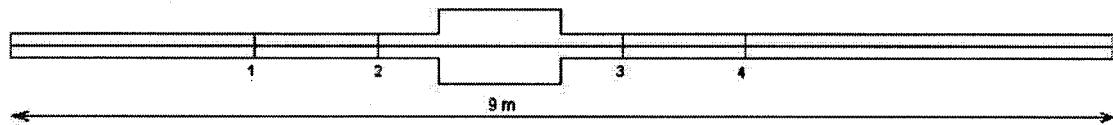


Figure 20 Domaine de la chambre d'expansion ($L = 1\text{m}$, $m = 3$) et sections de mesure de pression (1-4)

6.2 La chambre d'expansion

L'évolution de pression acoustique, enregistrée avant et après la chambre d'expansion (voir figure 20), est présentée à la figure 21. La figure 23 l'onde pendant sa propagation. Les performances analytiques d'atténuation sonore se calculent d'après l'équation 5.9 de la section 5.2. Elles servent de comparaison aux résultats numériques, représentés tous deux sur la figure 22.

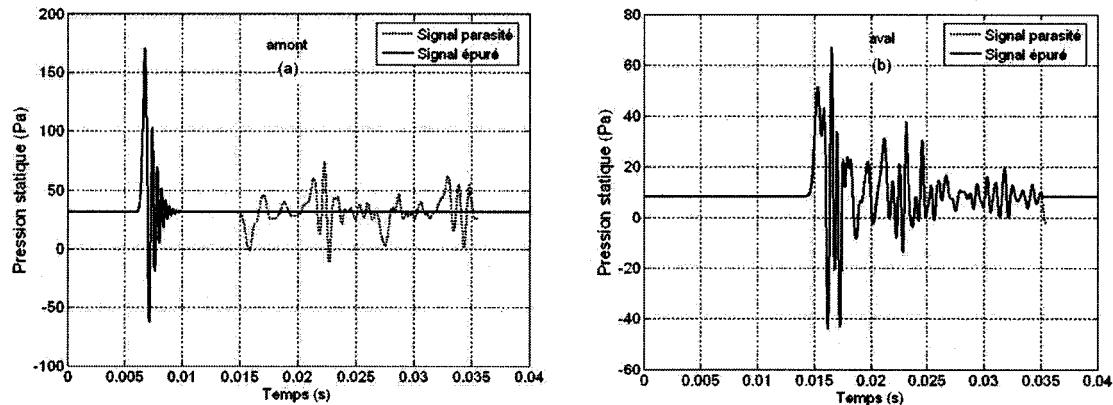


Figure 21 Signaux de pression en amont (a) et en aval (b) de la chambre d'expansion

La courbe analytique indique que la perte par transmission suit la même évolution sur toute la gamme de fréquences. L'atténuation sonore est calculée avec l'équation 5.9 et dépend des dimensions de la chambre : le rapport d'expansion détermine l'amplitude, la longueur détermine la période. La perte sonore est nulle pour le mode propre de la chambre de longueur d'onde $\lambda = 2L$ et pour ses harmoniques d'ordres supérieurs, c'est-à-dire :

$$TL = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \lambda = 2L/n \quad \Leftrightarrow \quad f_{TL_0} = \frac{n c}{2L} = 170 \text{ Hz } [n] \quad n = 1, 2, 3\dots$$

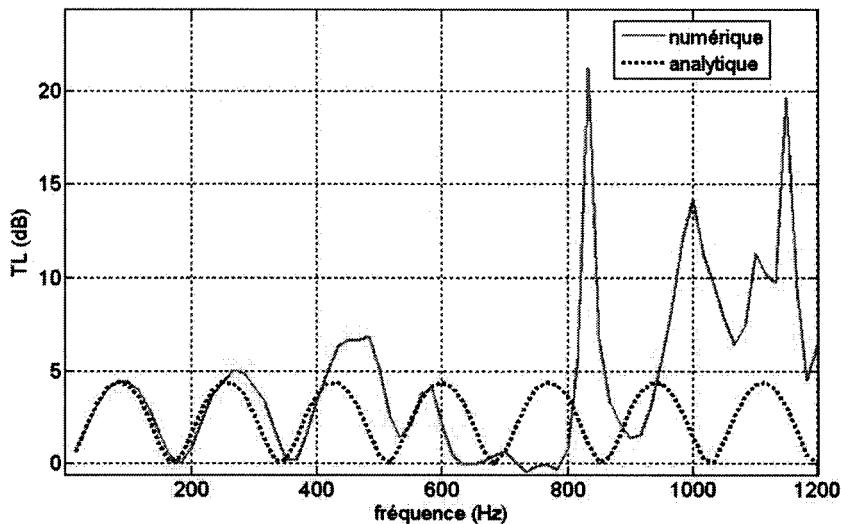


Figure 22 Perte par transmission de la chambre d'expansion ($m = 3, L = 1m$)

L'atténuation est maximale pour $\lambda = 4L$, elle s'écrit pour tous les modes :

$$TL = TL_{max} \Leftrightarrow \lambda = 4L/(2n - 1) \Leftrightarrow f_{TL_{max}} = \frac{(2n - 1)c}{4L}$$

Les résultats numériques et analytiques évoluent ensemble en amplitude et en fréquence jusqu'à 400 Hz. Cependant lorsque la fréquence augmente la perte par transmission numérique suit une évolution désordonnée, particulièrement au-delà de 600 Hz où la similitude avec la courbe analytique est totalement perdue. L'équation analytique ne considère que les ondes longitudinales pour calculer l'atténuation sonore, alors que les performances issues de la simulation numérique prennent en compte tous les types d'ondes transmises. Notamment des ondes transversales naissent dans la chambre, qui favorise celles dont la demi longueur d'onde vaut sa largeur, c'est-à-dire

$$\lambda/2 = H \Leftrightarrow c/f = 2H \Leftrightarrow f = c/2H$$

La géométrie implique la création d'ondes transversales à partir de 560 Hz, qui s'ajoutent aux ondes longitudinales principales et sont également présentes dans le signal enregistré en sortie. À partir de cette fréquence la comparaison numérique-analytique n'est plus possible. D'autres résultats, mathématiques ou expérimentaux, prenant en compte les ondes acoustiques transversales seraient nécessaires pour qualifier le modèle numérique avec cette application.

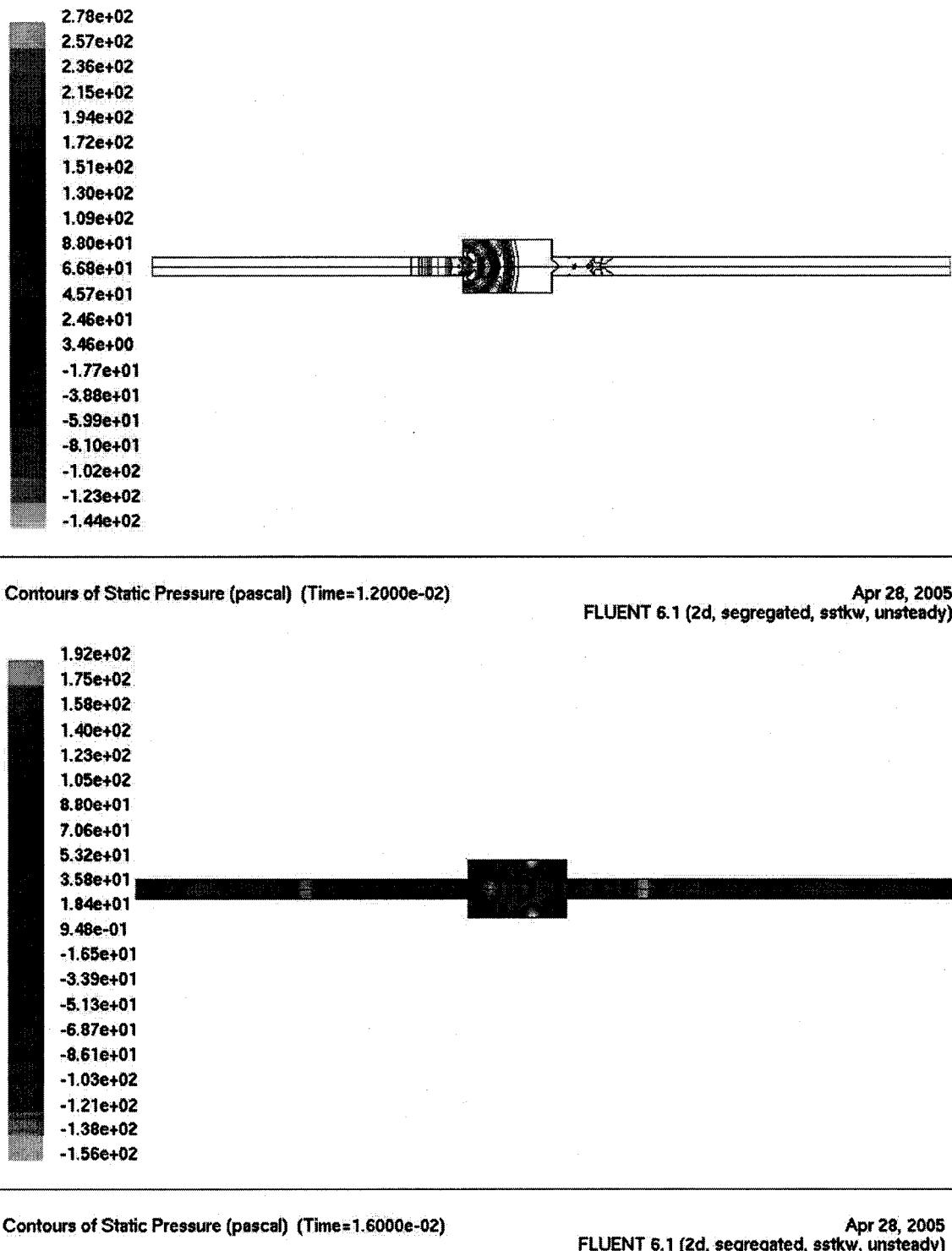


Figure 23 Onde de pression acoustique après détente dans la chambre : en haut à $t = 12\text{ ms}$, en bas à $t = 16\text{ ms}$

6.3 Silencieux réactif à géométrie complexe

L'étude préalable de la chambre d'expansion a permis de définir un modèle adéquat pour la simulation de la propagation d'une onde de pression. Cet autre travail préliminaire vise à vérifier l'analyse des performances d'un silencieux réactif, avec la géométrie complexe du silencieux absorbant (voir fig.24). L'onde de pression à l'entrée du silencieux est présentée à la figure 26, une importante partie de son énergie est réfléchie par le convergent.

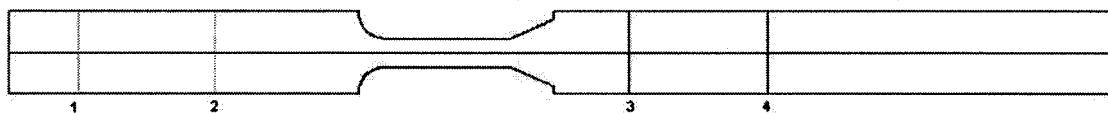


Figure 24 Domaine du silencieux non perforé, sections de mesure de pression (1-4)

L'analyse fréquentielle des signaux de pression donne la perte par transmission représentée à la figure 25. Elle est comparée au TL théorique calculé grâce aux équations 5.7, 5.8 et 5.3.

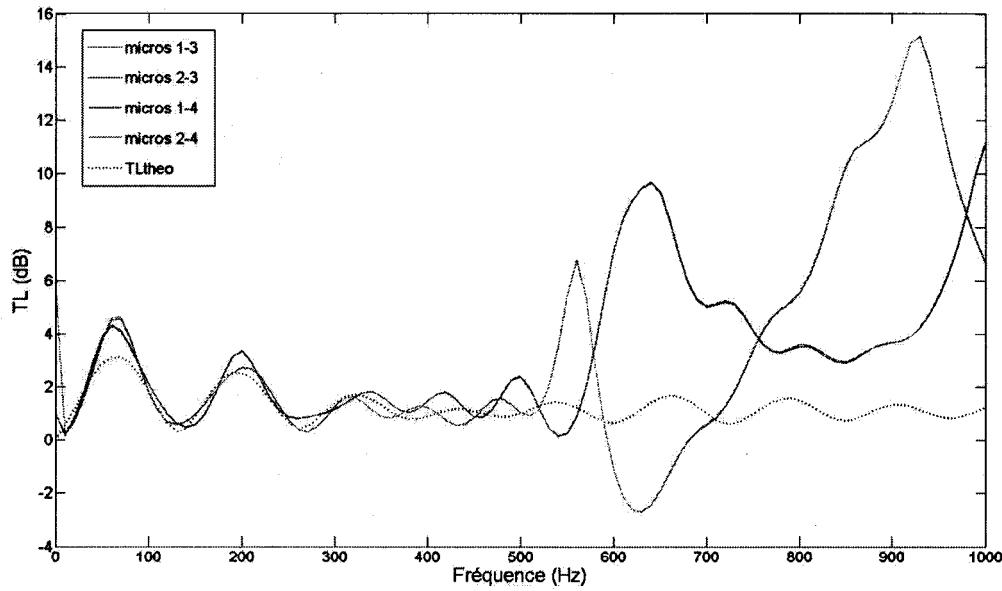


Figure 25 Perte par transmission du modèle de silencieux avec paroi pleine

Les deux points de mesures amont 1 et 2 donnent des résultats identiques mais il semblerait que l'onde transmise change entre les positions 3 et 4 puisque les pertes par transmission qui y

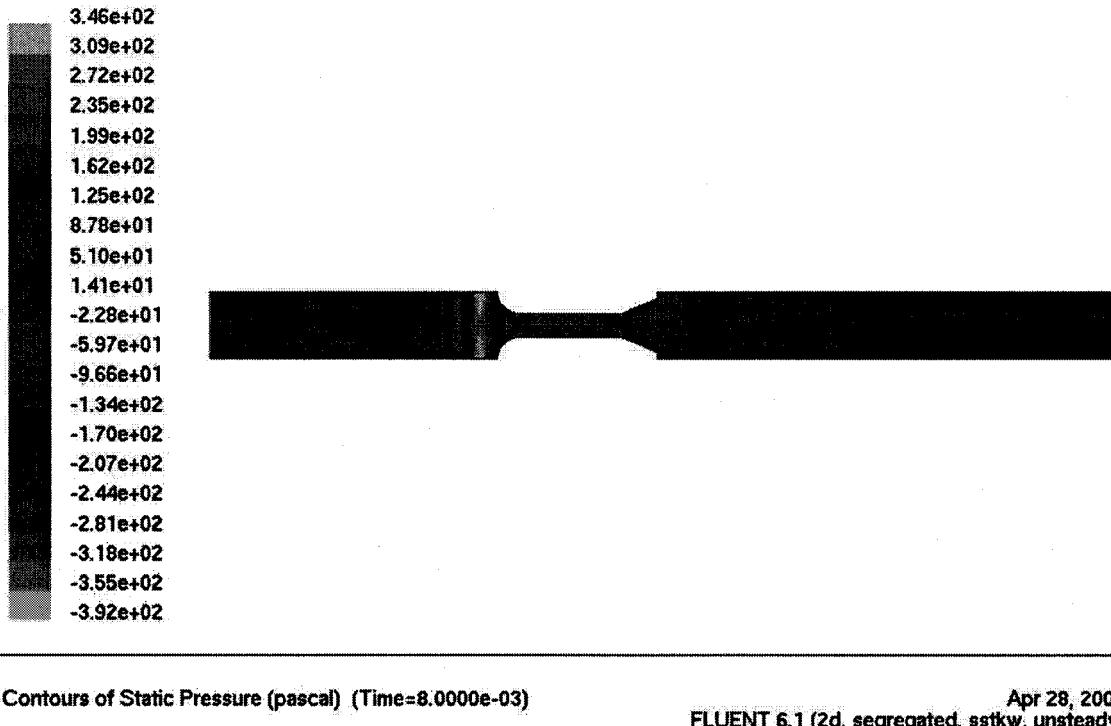


Figure 26 Onde de pression acoustique à l'entrée du silencieux non perforé, à $t = 8 \text{ ms}$

sont calculées sont différentes : les sinusoïdes amorties varient en amplitude et présentent des décalages fréquentiels.

Le modèle analytique de géométrie cône donne une atténuation sonore comparable à celle mesurée, bien que inférieure. Les évolutions des TL théorique et numérique ne se ressemblent néanmoins que jusqu'à 500 Hz. L'atténuation pour les fréquences supérieures est sujette à des ondes non longitudinales créées par la géométrie que le calcul analytique utilisé ne peut pas prévoir, comme dans le cas de la chambre d'expansion simple. Les résultats ne sont alors plus comparables.

6.4 Silencieux avec paroi perforée

Dans cette partie le silencieux n'est plus simplement réactif, la paroi perforée a été entièrement modélisée. L'atténuation acoustique a lieu principalement par dissipation à travers les perforations et dans la laine de roche. Ainsi la complexité de l'objet ne permet pas de calculer ses performances de façon analytique et seule la perte par insertion expérimentale sert de référence. Les résultats expérimentaux sont donnés en bandes d'octave et bandes de tiers d'octave, les résultats numériques sont donc présentés en bandes d'octave pour l'évaluation du modèle numérique, et ne sont détaillés en bandes fines et bandes de tiers d'octave que pour le modèle donnant les résultats les plus fidèles à l'expérience.

6.4.1 Perte par insertion du modèle sans absorbant

La paroi centrale pleine est remplacée par la tôle perforée, mais le milieu absorbant est considéré vide. Sans laine de roche (ou milieu poreux), la perte sonore est due à la seule géométrie du silencieux. L'évolution temporelle des ondes, atténuee et non atténuee, est rapportée sur la figure 27.

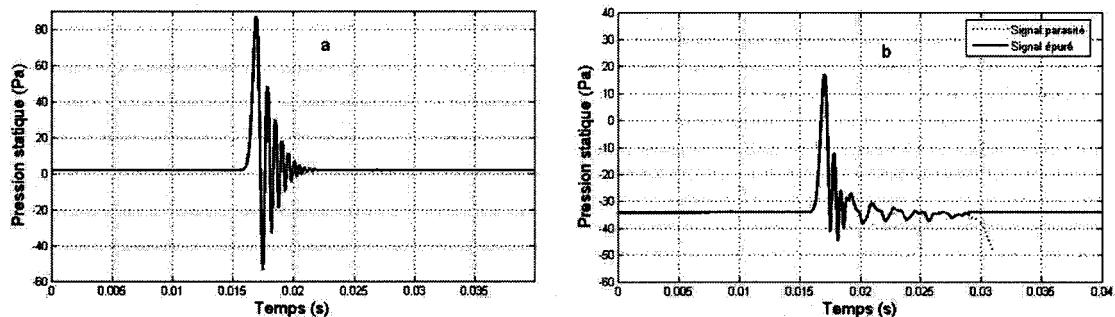


Figure 27 Onde de pression acoustique mesurée au même point : (a) dans la conduite droite, (b) après le silencieux perforé vide

La perte par insertion du silencieux vide est présentée en bandes d'octaves sur la figure 28. Elle est comparée avec l'atténuation mesurée expérimentalement sur le silencieux complet avec laine de roche, pour une vitesse d'écoulement identique. L'atténuation calculée avec le modèle sans absorbant varie de 1 à 10 dB suivant la fréquence, alors que l'atténuation sonore mesurée est beaucoup plus importante, de 5 à 27 dB, due à la présence de la laine de roche. L'évolution

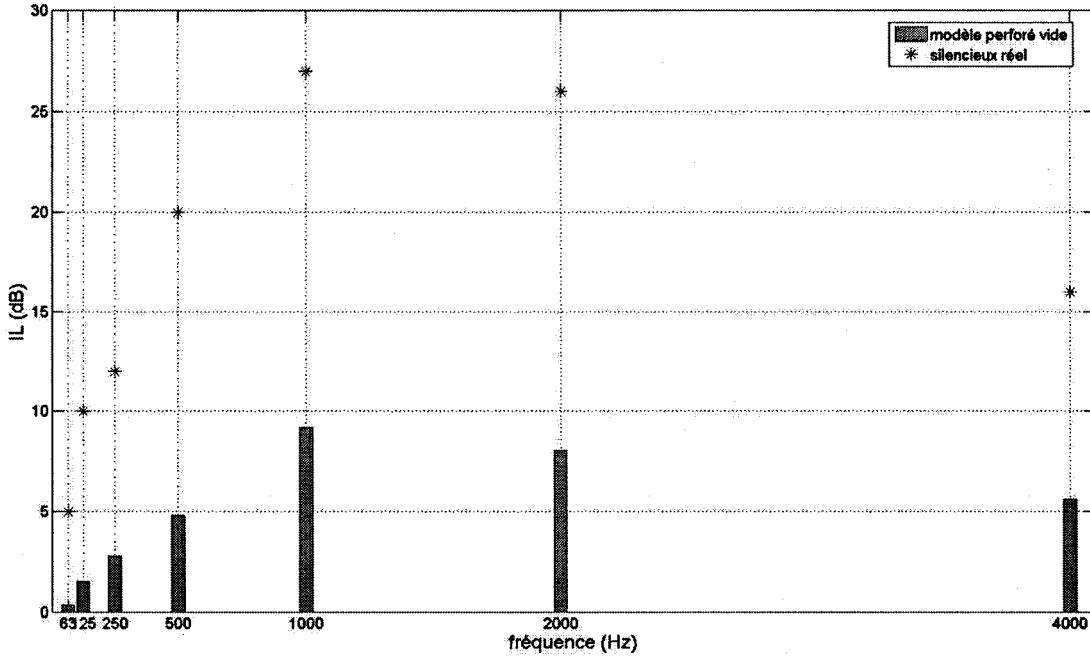


Figure 28 Perte par insertion du modèle de silencieux perforé sans absorbant

fréquentielle est cependant ressemblante, l'atténuation étant croissante puis décroissante avec un maximum pour la bande de 1000 Hz sur les deux spectres.

6.4.2 Perte par insertion du modèle avec laine de roche

Le silencieux dissipatif est enfin complet : le milieu interne absorbant intervient dans les calculs par l'intermédiaire du modèle de porosité. La figure 29 montre que l'onde de pression transmise après le silencieux dissipatif est très amortie en amplitude, de l'ordre de 8 fois.

La figure 31 présente les contours de pression à deux instants de la propagation, et les résultats de perte sonore par insertion sont présentés à la figure 30 avec les performances expérimentales. La comparaison avec le modèle sans absorbeur (figure 28) permet d'apprécier l'influence de l'absorbant sur l'atténuation acoustique.

La perte par insertion IL du modèle avec milieu poreux présente une allure en cloche, les fréquences extrêmes étant les moins atténuerées. Le spectre des résultats expérimentaux suit la même allure, avec cependant une différence moyenne de 3 dB sur toute la plage de fréquences, pour des niveaux allant de 5 à 27 dB. Pour les bandes basse fréquence, la perte sonore a été

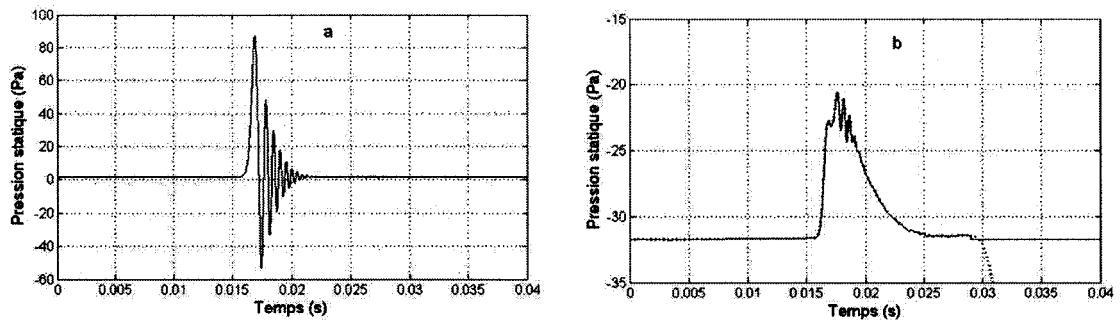


Figure 29 Onde de pression acoustique : (a) dans la conduite droite, (b) après le silencieux perforé avec matériau absorbant

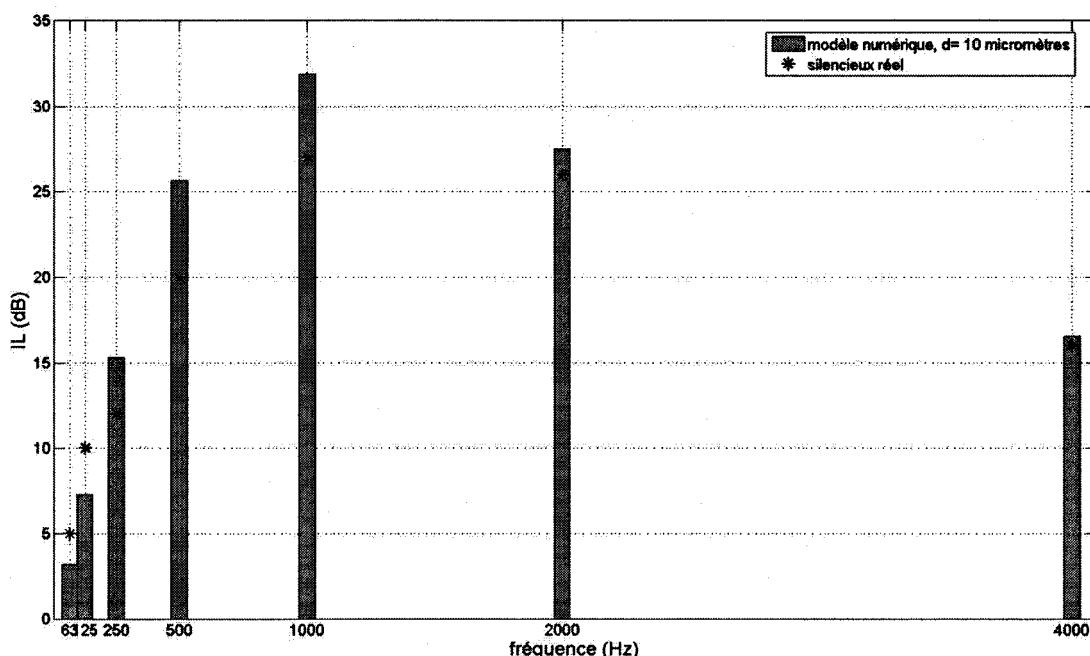


Figure 30 Perte par insertion du silencieux avec tôle perforée et absorbant modélisé poreux (diamètre de fibre = $10\mu\text{m}$, $1/\alpha = 10^8$)

sous-estimée de 2 dB. Plus significativement, pour des fréquences s'étendant entre 250 et 1000 Hz, l'atténuation sonore est sur-estimée, de 3 à 6 dB plus élevée que la perte expérimentale. Une cause possible est une mauvaise estimation du diamètre moyen des fibres de laine de roche, ce qui entraîne une trop faible perméabilité dans le modèle de l'absorbant.

Modification des caractéristiques du matériau absorbant

Les fibres sont finalement supposées d'un diamètre de $20\mu m$, 2 fois plus gros qu'initialement défini. L'équation 3.26 indique que le rapport d^2/α est constant pour une certaine porosité, la perméabilité est alors multipliée par 4, et le paramètre $1/\alpha$ dans le modèle de porosité voit sa valeur diminuer à 10^8 . La perte par insertion résultant de ce changement est déterminée, elle est présentée en bandes d'octave, puis en bandes fines et tiers d'octave à la figure 32.

Cette dernière modélisation permet d'obtenir une bonne corrélation entre les résultats numériques et les performances expérimentales : la perte par insertion diffère d'un spectre à l'autre d'un écart moyen de 1.5 dB pour les bandes d'octaves de 63 à 4000 Hz. D'autre part les fréquences extrêmes, hautes et très basses, sont les moins bien rendues. L'atténuation acoustique calculée pour les bandes d'octaves de 250 à 2000 Hz est quant à elle fidèle à la perte sonore expérimentale du silencieux, la différence entre les résultats physique et numérique n'excédant pas un décibel. La comparaison des spectres en bandes de tiers d'octave (résultats expérimentaux en bandes fines non disponibles) indique une plus grande disparité de la perte calculée numériquement, due à la présence de pics dans l'évolution en bandes fines. Les performances demeurent cependant proche de celles mesurées expérimentalement.

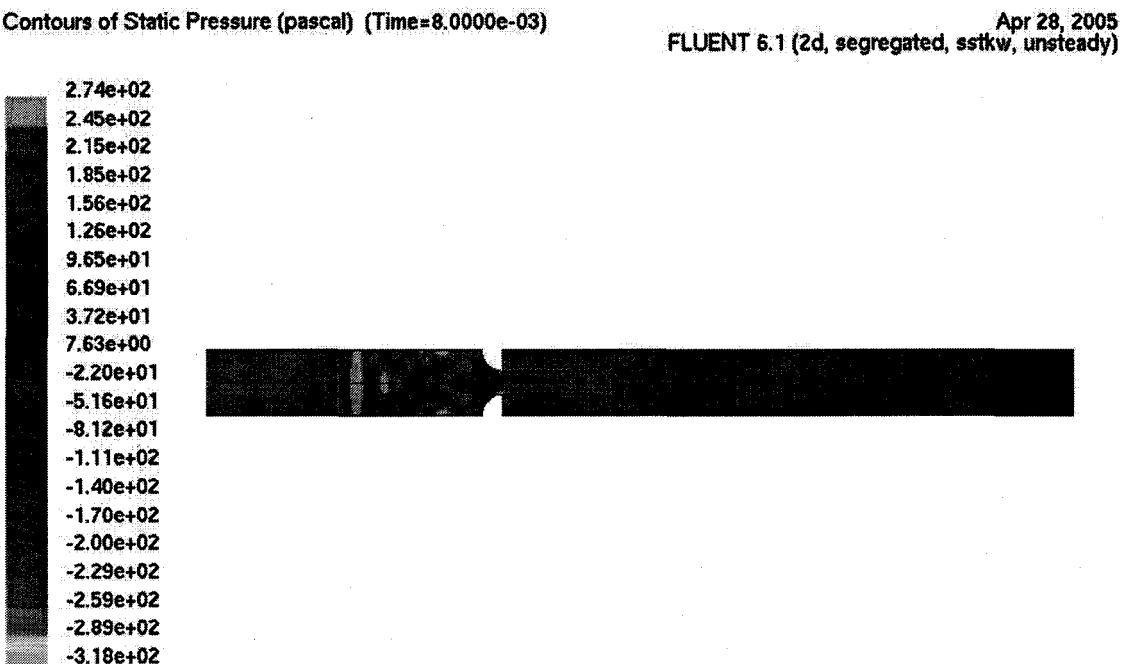
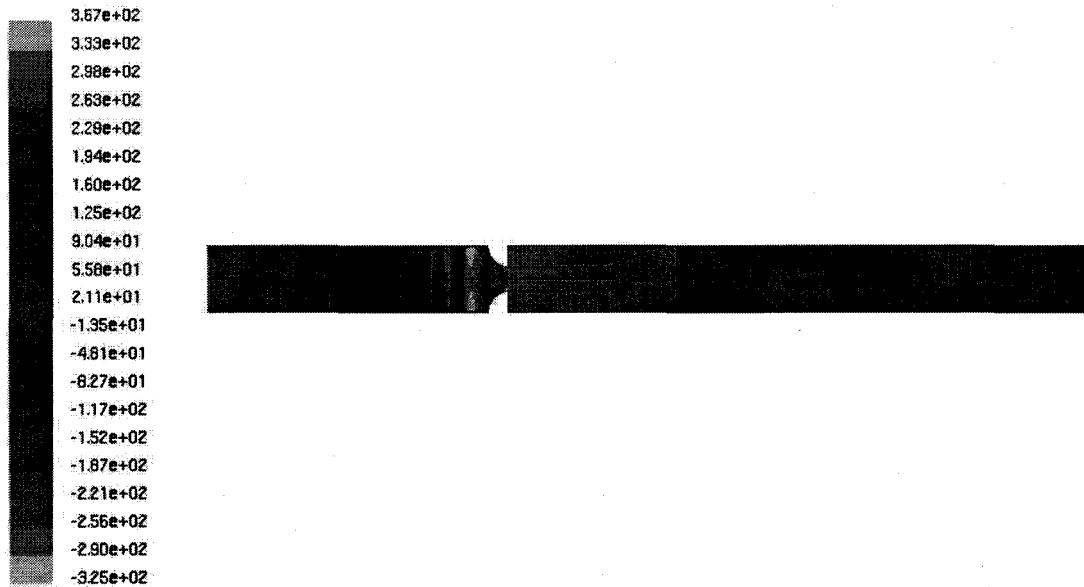


Figure 31 Onde de pression acoustique en amont du silencieux perforé : en haut à $t = 8 \text{ ms}$, en bas à $t = 12 \text{ ms}$

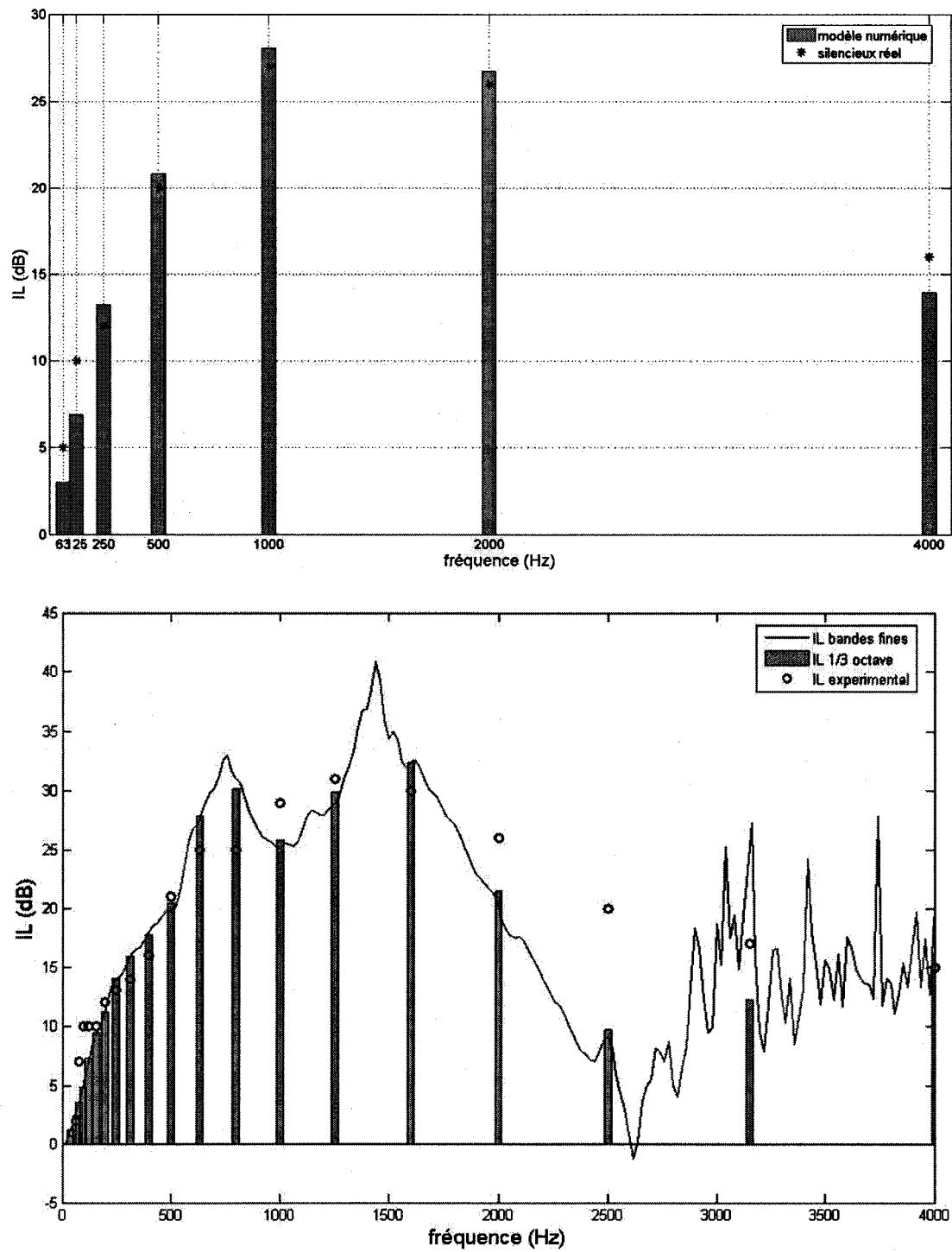


Figure 32 Perte par insertion en bandes d'octave (en haut) et en bandes fines et tiers d'octave (en bas), du silencieux avec paroi perforée et absorbant plus perméable ($d = 20\mu m$, $1/\alpha = 10^8$)

6.5 Bilan

L'étude des performances acoustiques de silencieux réactifs et dissipatifs par simulation numérique directe vient d'être présentée. Le modèle mathématique du silencieux dissipatif reprend les caractéristiques de sa géométrie, la tôle perforée protégeant la zone d'absorption acoustique étant recréée avec ses dimensions réelles. D'autre part la laine de roche, servant à atténuer les ondes sonores, a été représentée comme un milieu poreux fibreux. Pour simuler ce dernier, un modèle mathématique spécifique basé sur les équations de Darcy-Forchheimer a été introduit. Il permet de retrouver les phénomènes de friction et dissipation visqueuse de l'air s'infiltrant dans la laine minérale.

La perte sonore par insertion du silencieux a été déterminée après simulation de la propagation d'une onde de pression acoustique. Pour la chambre d'expansion et le silencieux réactif à géométrie complexe les résultats numériques suivent la courbe analytique uniquement en basses fréquences. Pour les fréquences supérieures la présence d'ondes obliques et transverses dans le résultat numérique s'ajoute au calcul de transmission, alors la courbe analytique ne considère que l'atténuation des ondes longitudinales. Les résultats ne sont plus comparables au-dessus de 600 Hz.

Concernant le silencieux dissipatif complet, la géométrie joue peu sur le comportement des ondes acoustiques, contrairement à son influence aérodynamique. L'atténuation du bruit a principalement lieu dans le milieu absorbant. Le modèle mathématique utilisé dans ce dernier cas a dû être calibré en fonction des caractéristiques du matériau, et les paramètres de porosité mis en jeu bien définis afin de retrouver l'atténuation acoustique réelle du silencieux. La perte sonore par insertion calculée avec le modèle numérique est finalement conforme à la perte déterminée expérimentalement sur le silencieux, les spectres en bandes d'octaves différant d'environ 1.5 décibel.

De façon générale l'objectif de l'étude a été atteint, le modèle numérique donne des performances fidèles à l'expérience jusqu'à 4000 Hz. Cependant, la perte par transmission calculée en bandes de tiers d'octave et bandes fines diffère significativement des résultats expérimentaux pour certaines fréquences, des précautions sont donc à prendre quant à la similitude des résultats. Une étude plus détaillée en bandes fines permettrait de préciser la comparaison des silencieux physiques et numériques puis valider complètement la méthode de simulation.

CHAPITRE 7

OPTIMISATION DU PROFIL AÉRODYNAMIQUE

7.1 Objectif

Jusqu'à maintenant dans cette étude, un modèle de silencieux numérique le plus réaliste possible a été créé, c'est-à-dire ayant un comportement aérodynamique semblable à celui du silencieux industriel physique de référence. Retrouver par simulation les performances expérimentales du silencieux est primordiale, mais n'est qu'une validation du modèle numérique. C'est dans l'étape suivante que réside tout l'intérêt de l'utilisation d'un modèle CFD dans la conception aérodynamique. L'objectif est d'optimiser la géométrie du silencieux de référence, ou plus concrètement de rendre son profil intérieur plus aérodynamique pour obtenir de meilleures performances. Ainsi sont étudiées plusieurs formes géométriques et testées numériquement pour différentes conditions d'applications, afin de retenir quelles sont celles qui minimisent les pertes de charge, tout en conservant les mêmes performances d'atténuation acoustique.

L'optimisation géométrique rapportée dans cette partie a été réalisée avec une géométrie quelque peu différente que celle utilisée dans les modélisations précédentes. Si les performances varient d'une géométrie à l'autre, les critères aérodynamiques pris en compte pour l'optimisation ainsi que les paramètres d'intérêt associés restent pertinents.

7.2 Considération acoustique

Le but de l'optimisation de la géométrie est d'améliorer les performances aérodynamiques, l'amélioration des performances acoustiques pouvant faire l'objet d'une recherche future. Il est donc important de conserver tout au long de l'étude et pour tous les nouveaux profils les caractéristiques acoustiques de référence. Dans un silencieux absorbant, l'atténuation des ondes sonores se fait très majoritairement au niveau de la partie plane centrale de la zone perforée, les parties à changements de sections comme le divergent sont moins propices à l'atténuation. Également, la perte acoustique dépend directement du volume d'absorbant (la laine de roche dans le cas présent). Ainsi pour garder les performances acoustiques inchangées, le volume de la partie centrale doit être conservé.

7.3 Paramètres d'intérêt

D'un point de vue aérodynamique, il est primordial de chercher à limiter, voire supprimer totalement les zones de recirculation d'air. Ceci se produit lorsque l'écoulement se décolle de la paroi, à cause d'un changement de section ou d'un gradient de pression adverse trop important. Ce décollement donne naissance à une zone tourbillonnaire qui dissipe une partie de l'énergie de l'écoulement. Cette énergie perdue augmente nécessairement les pertes de charge. Pour contrôler cela, l'analyse des paramètres suivants est choisie :

- Le cisaillement à la paroi τ_w
- Le gradient de pression dp/dx
- Les dimensions (longueur et épaisseur) du silencieux complet

On peut noter qu'un changement de section brusque favorise les tourbillons donc les pertes de charge. Également la longueur du divergent est à surveiller : un long divergent aux changements de pente doux favorise une faible perte de charge mais est encombrant, et réciproquement. De même, sans modifier l'encombrement total, diminuer la longeur du caisson absorbant permet d'allonger le divergent mais nécessite en contrepartie d'augmenter leur épaisseur. Ces éventualités seront détaillées par la suite. Il faut donc faire un compromis entre les dimensions du silencieux et les pertes de charge subies, en fonction du paramètre à privilégier.

7.4 Entrée du silencieux

Sur le silencieux de référence, la section du profil d'entrée est un quart de cercle, sa convexité tournée vers le fluide. Il est proposé d'optimiser sa forme en adoucissant la pente d'entrée, tout en conservant l'épaisseur de la partie amortissante. Le convergent d'origine est donc rallongé, dans différentes configurations (courbes B-splines) à l'entrée plus ou moins effilée. Le convergent d'entrée se retrouve étiré de 2 à 10 pouces, par pas de 2 pouces (voir figure 33). L'angle du bord d'attaque des nouveaux profils, ou pente à partir de la paroi, varie de 53 à 33 degrés, pour rejoindre la cloison perforée de façon tangentielle, à 7.15 pouces de la paroi supérieure. Les coordonnées des nouveaux convergents figurent en annexe 7.8.6.

7.5 Zone centrale amortissante

Les performances acoustiques du silencieux ne devraient pas être affectées par la modification de sa géométrie, le volume d'absorbant acoustique d'origine doit être conservé. Pour conserver le volume d'origine, l'épaisseur du caisson peut être augmentée et la longueur de la partie plane

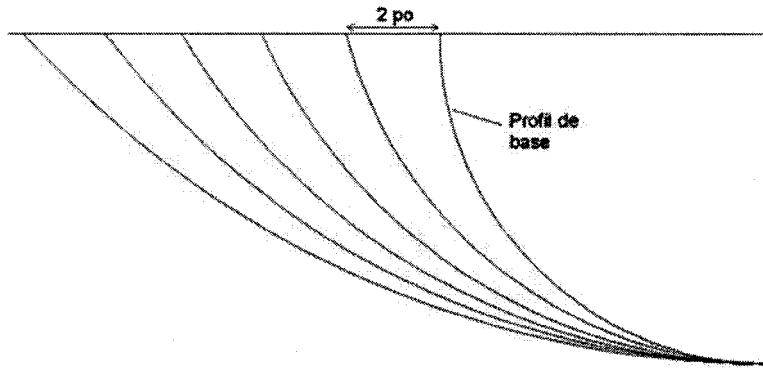


Figure 33 Nouveaux profils d'entrée testés

diminuée, ou inversement. Augmenter l'épaisseur des caissons absorbants a pour effet d'augmenter le changement de section conduite - silencieux et de réduire la section de passage du fluide. Ceci pénalise fortement les performances aérodynamiques, malgré la possibilité d'avoir un divergent plus long moins abrupte. Au contraire en diminuant l'épaisseur du caisson, l'espace disponible au divergent pour rejoindre la paroi de la conduite est également réduit ; les changements de section sont alors plus marqués. Cependant la partie centrale présentant a priori peu de possibilités d'amélioration aérodynamique, elle ne sera pas modifiée, pour analyser en détail la dernière partie aérodynamiquement beaucoup plus intéressante, le divergent.

7.6 Divergent de sortie

7.6.1 Problématique

Afin de pouvoir déterminer la géométrie optimale pour le divergent du silencieux, plusieurs formes et longueurs sont analysées. Pour minimiser les pertes de charge, le profil géométrique doit être le plus aérodynamique possible, tout en ayant des dimensions acceptables pour pouvoir répondre aux exigences industrielles d'encombrement minimal (accès et espace souvent limités dans le système). Le but du divergent est de relier la fin de la zone d'atténuation acoustique, délimitée par la tôle perforée horizontale, à la paroi de la conduite. La distante verticale à combler est d'environ 7 pouces, la distance horizontale dépendra de l'encombrement total désiré (voir figure 34).

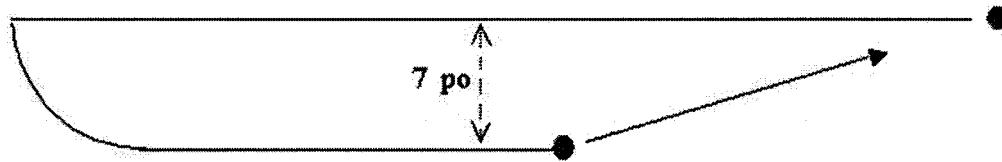


Figure 34 Représentation du divergent de sortie

7.6.2 Choix d'optimisation

Plusieurs profils de sortie plus ou moins complexes ont été analysés : courbés, avec ou sans arête, avec ou sans point d'inflexion, tangent ou non aux extrémités, etc. L'emploi de courbes complexes n'améliorant pas les performances par rapport à des sections droites, du moins dans le cas de faible encombrement, ce sont finalement des divergents rectilignes d'angles et longueurs variés (voir figure 35) qui ont été retenus pour les nouveaux profils à modéliser.

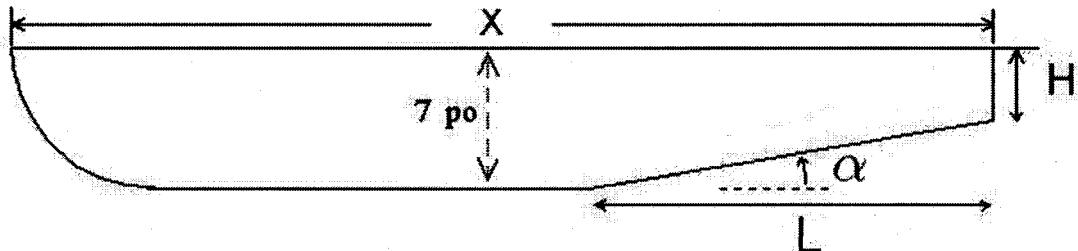


Figure 35 Paramètres de contrôle du profil de sortie

Deux paramètres de longueur caractérisent ainsi la géométrie à optimiser :

- la longueur L du divergent
- la hauteur H de "marche" pour rejoindre la paroi

Une longueur additionnelle R rajoutée si besoin à la longueur de base du divergent est également définie : $R = L - L_{base}$.

L'angle de divergence α est alors relié aux longueurs caractéristiques d'après l'expression :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{7 - H}{L} \quad (7.1)$$

Les divergents rectilignes modélisés ont une pente variant entre 7 degrés, l'angle du silencieux d'origine, et 13 degrés, la littérature [3] indiquant qu'un angle de 15 degrés est le maximum préconisé pour éviter la séparation sur le divergent. Seulement des profils simples et courts ont été retenus pour limiter l'encombrement et les difficultés de fabrication. La longueur totale des modèles testés, représentés à la figure 36 fait varier R de 0 à 12 pouces par pas de 3 pouces. De plus un divergent où $R = 20$ po qui rejoint la paroi en ligne droit a été analysé, correspondant à $\alpha = 11^\circ$.

L'angle de divergence étant trop faible pour rejoindre la paroi dans un encombrement acceptable, la présence d'une marche verticale pour fermer le silencieux est inévitable. Elle doit être la plus petite possible pour limiter la zone de recirculation qu'elle induit ($H = 5.15$ po sur la géométrie d'origine).

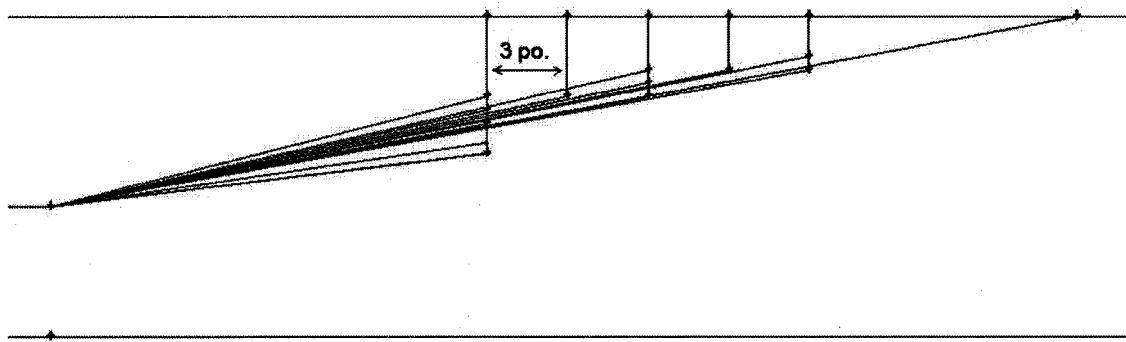


Figure 36 Nouveaux divergents de sortie modélisés

7.7 Profil du silencieux complet

Afin de pouvoir se rapprocher d'une forme optimale de silencieux, des modèles où le convergent et le divergent sont modifiés simultanément ont également été analysés. Ainsi différentes configurations plus ou moins optimisées sont obtenues, pour un encombrement (longueur totale) de silencieux variant entre 60 et 86 pouces. La figure 37 présente ces géométries.

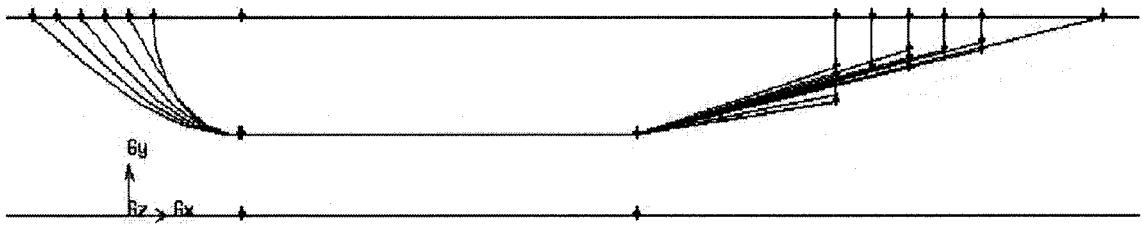


Figure 37 Profils d'ensemble des géométries modélisées

7.8 Performances des nouveaux profils géométriques

7.8.1 Caractéristiques d'entrée

Les nouveaux profils sont testés sous différentes conditions d'écoulement et avec différents modèles numériques, afin de pouvoir valider les améliorations de pertes de charge résultantes dans plusieurs configurations :

- Vitesse d'entrée de l'écoulement : 1000 et 2000 ppm
- Modèle de turbulence : $k - \omega SST$ et $k - \epsilon$

7.8.2 Modification du profil complet

Plusieurs configurations sont testées en modifiant simultanément les profil d'entrée et de sortie du silencieux ; les nouveaux profils combinent les géométries présentées à la figure 37. Les simulations sont faites avec une vitesse d'écoulement de 2000 ppm puis une vitesse de 1000 ppm, le modèle de turbulence est $k\omega SST$ et la résolution se fait au 2^{ème} ordre. L'amélioration des performances est présentée à la figure 38 (voir tableaux VIII et IX en annexe pour le détail des pertes de charge), elle est exprimée par rapport à la géométrie originale (1^{er} modèle) qui sert de référence.

7.8.3 Modification exclusive du convergent ou du divergent

Des modèles avec le seul profil d'entrée modifié et la paroi interne lisse ont également été analysés. Leur longueur totale varie de 60 à 70 pouces, comme représenté à la figure 33. Les simulations sont effectuées avec une vitesse moyenne d'entrée de 2000 ppm.

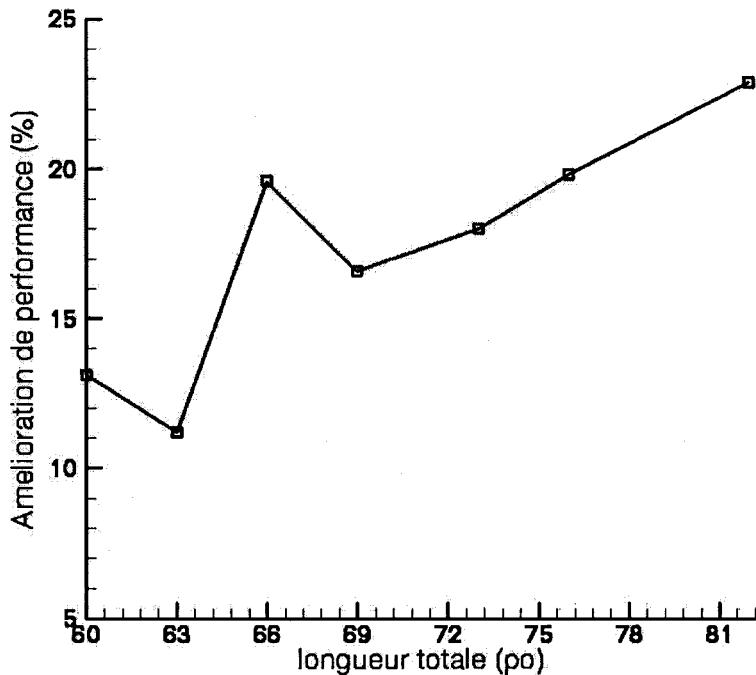


Figure 38 Gain de performance du profil modifié (modèle de turbulence $k - \omega SST$, $V = 2000 ppm$)

Des profils sont également modélisés en ne modifiant que le divergent de sortie. La dimension totale du silencieux s'étend alors de 60 à 72 pouces. Dans un but de comparaison, les deux modèles de turbulence sont employés. Les performances de ces nouvelles géométries de silencieux sont résumées à la figure 39. Le tableau VII figurant en annexe présente les pertes de charge plus en détail.

Les performances calculées avec le modèle de turbulence $k - \epsilon$ sont meilleures car le décollement sur la partie divergente intervient plus tardivement ; la zone de recirculation présente en sortie est donc moindre, la perte de charge induite l'est également. Le modèle de turbulence $k - \omega SST$ est finalement choisi pour la suite de l'optimisation : la séparation se produit plus tôt, les résultats sur la réduction de perte de charge sont donc moins optimistes et plus conservateurs quant à l'amélioration des performances (environ + 20% avec le modèle $k - \omega SST$, +30% avec $k - \epsilon$).

La modification de l'entrée permet de diminuer légèrement les pertes de charge si on adoucit la pente du convergent. Cependant c'est au niveau de la sortie que la plus importante amélioration

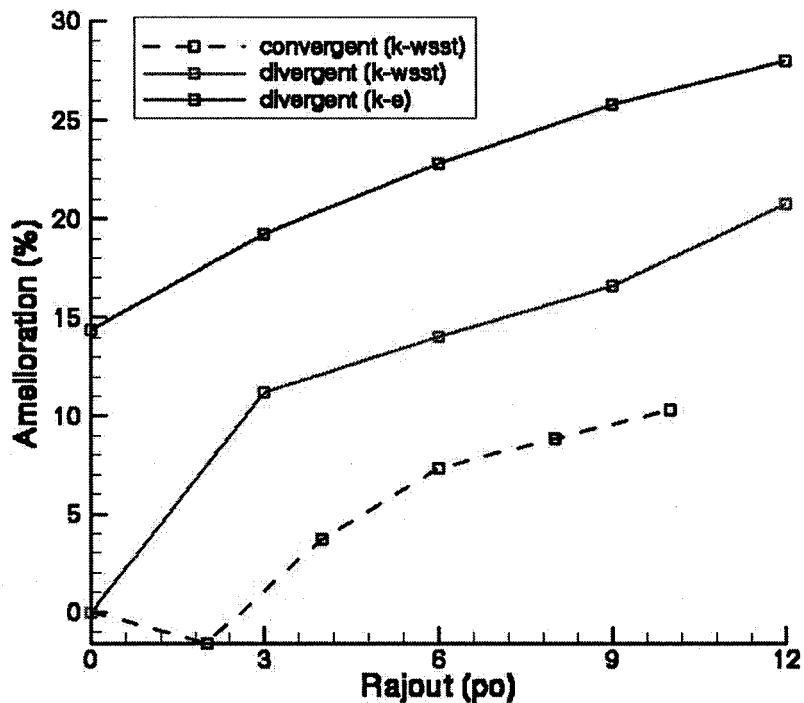


Figure 39 Gain de perte de charge avec géométrie rallongée. Modification exclusive du convergent ou du divergent

peut se faire en limitant la zone de recirculation. Le divergent offre donc de meilleures possibilités d'amélioration, il doit donc être analysé plus en détail afin de déterminer précisément la géométrie optimale à adopter pour minimiser les pertes de charge du silencieux.

7.8.4 Contrôle du cisaillement

Tel que discuté précédemment il est plus pertinent d'analyser la géométrie de sortie du silencieux pour la détermination d'un silencieux ayant une géométrie optimale, c'est-à-dire minimisant les pertes de charge. D'une part la géométrie d'origine du silencieux présente un changement de section brusque en sortie, après le divergent, qui a pour effet d'induire une importante zone de recirculation. D'autre part en diminuant trop la "marche" pour rejoindre la paroi de la conduite, le divergent peut ne plus jouer son rôle si sa pente résultante s'avère trop importante. Les lignes de courant calculées pour ces deux géométries extrêmes sont présentées à la figure 40.

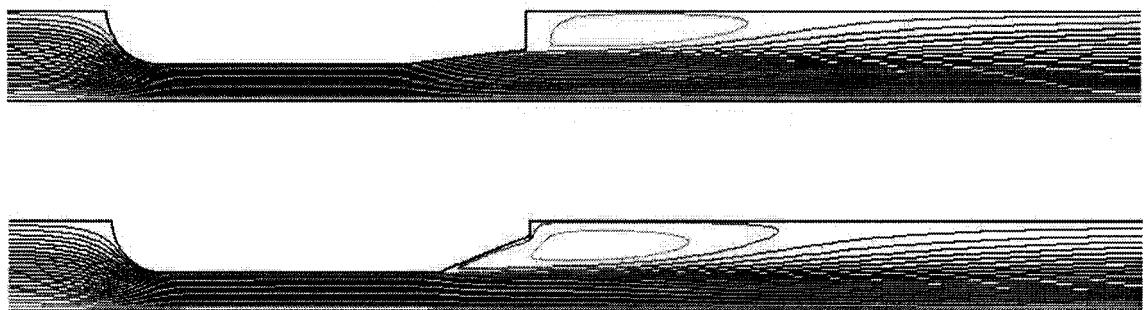


Figure 40 En haut : géométrie d'origine ($\alpha = 7^\circ$), décollement retardé. En bas : divergent modifié ($\alpha = 21^\circ$), décollement prématué

Ainsi dans le premier cas l'écoulement colle à la paroi jusqu'à la fin du divergent mais il y a un potentiel pour diminuer la recirculation en sortie. En d'autres termes, la pente faible de 7 degrés induit une contrainte de cisaillement τ_w strictement positive sur tout le divergent, comme représentée sur la figure 41. Au contraire pour une pente de 21 degrés, l'écoulement se sépare de la paroi dès le début du divergent, son arête est trop marquée et la zone de recirculation est d'autant plus importante. Dans ce cas le cisaillement chute au départ de l'inclinaison puis l'écoulement est inversé en proximité de paroi jusqu'à la sortie.

Le but de l'optimisation est donc de contrôler précisément le cisaillement à la paroi le long du divergent, afin de retarder la séparation tout en minimisant la hauteur H . Pour permettre à l'écoulement de coller à la paroi sur tout le divergent, τ_w doit être strictement positif. Il doit être

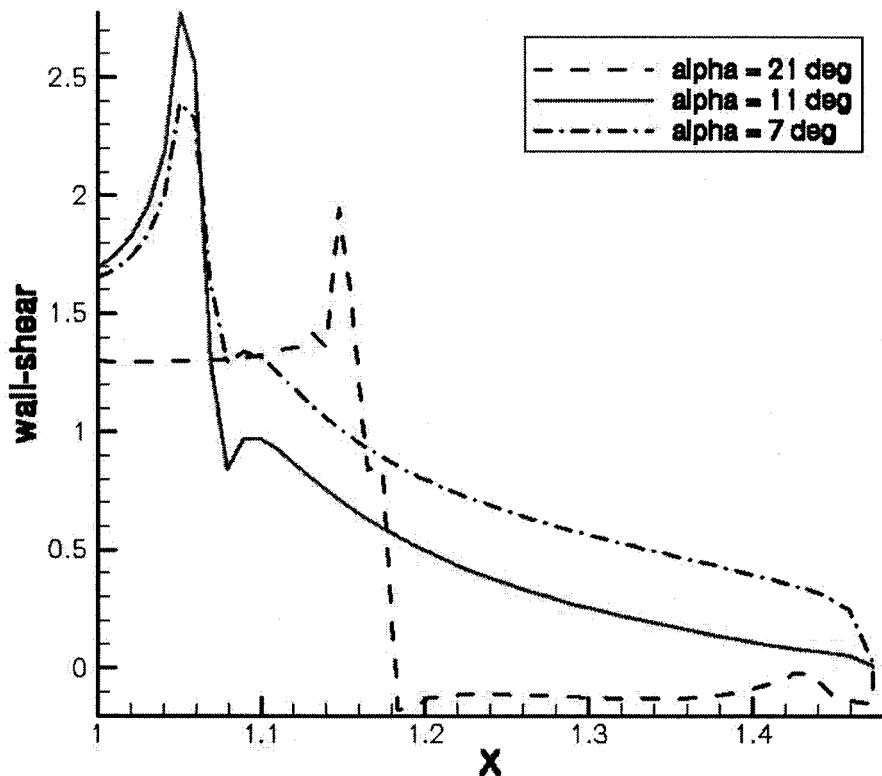


Figure 41 Cisaillement à la paroi en fonction de l'angle de divergence

également minimal en sortie, ainsi la pente a un angle assez important pour limiter la distance pour rejoindre la conduite à la sortie. Ceci peut par exemple être observé pour un angle de 11 degrés sur la figure 41.

La pente optimale correspond donc à :

- $\tau_w > 0$ partout
- τ_w minimal en sortie

La zone tourbillonnaire peut alors être minimisée et la perte de charge résultante l'est également. En deux dimensions cet objectif peut être interprété visuellement comme une zone de recirculation ayant une aire minimale.

7.8.5 Détermination de la pente optimale

Pour déterminer le divergent ayant une pente optimale, le cisaillement à la paroi est contrôlé comme décrit précédemment pour chaque géométrie. L'analyse des résultats permet de perfectionner les dimensions par essais et erreurs jusqu'à obtenir un angle de divergence optimal, pour une longueur de silencieux totale donnée. Ce même travail est réalisé pour différentes longueurs de divergent. Les modèles de silencieux étudiés sont classés par longueur de divergent (de 16 à 28 pouces), pour une longueur totale de 60 à 72 pouces. Les performances présentées concernent l'amélioration de perte de charge par rapport au modèle d'origine, en fonction de l'angle α du divergent, comme le montre la figure 42.

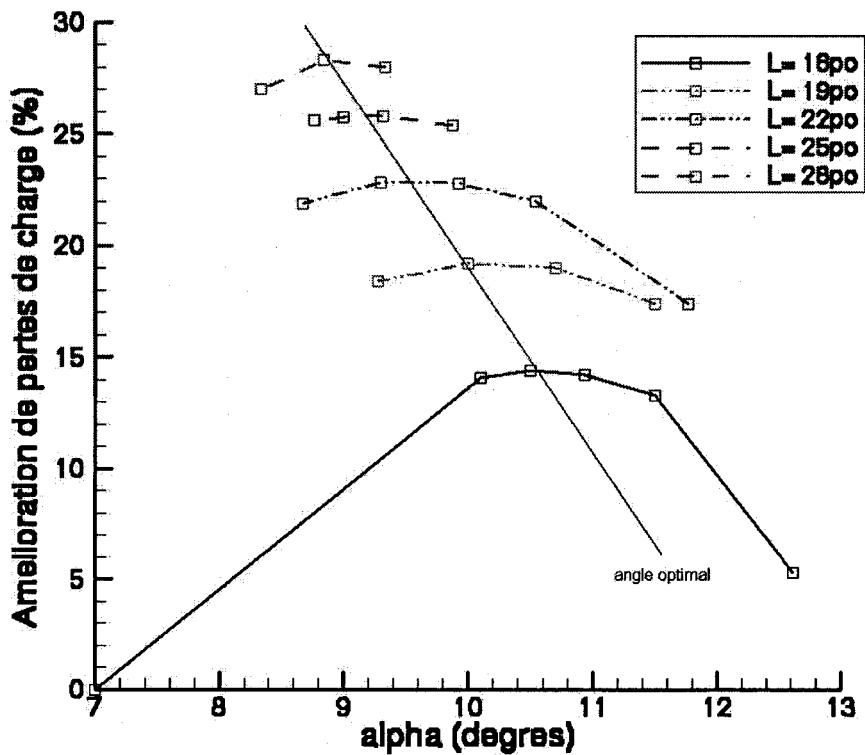


Figure 42 Amélioration de pertes de charge en fonction de l'angle α du divergent

Pour chaque dimension un angle optimal peut être déterminé. Une droite reliant ces optima est tracée. Il est alors possible de condenser ces résultats en dégageant une relation linéaire entre la dimension X du silencieux (en pouces) et l'angle de divergent α optimal (en degrés) correspondant :

$$\alpha_{optimal} = 10.5^\circ - 0.15 \cdot (X - 60) \quad (7.2)$$

Cette équation peut être réécrite pour le seul divergent, le modèle de silencieux étant généralisé :

$$\alpha_{optimal} = 13^\circ - 0.15 L \quad (7.3)$$

où L est la longueur du divergent en pouces et α son inclinaison en degrés par rapport à la partie centrale absorbante.

Enfin un facteur de perte de charge k est défini comme référence pour du matériel de ventilation :

$$k = \Delta P / 0.5 \rho V^2 \quad (7.4)$$

L'optimisation permet d'obtenir $k \leq 4$ pour le silencieux de l'étude.

7.8.6 Bilan de l'optimisation géométrique

Cette analyse aérodynamique a permis de tester différents profils de silencieux afin de diminuer les pertes de charge d'un silencieux absorbant industriel, en l'occurrence le modèle Criteria 60C. Les résultats indiquent qu'il est possible de diminuer significativement les pertes de charge en modifiant la géométrie du silencieux de référence. L'étude a été réalisée en faisant l'hypothèse que les parois internes sont lisses et sans perforations, afin de s'affranchir du milieu amortissant et de la complexité de la tôle perforée. Les résultats ont cependant été vérifiés sur un modèle perforé complet, avec un angle $\alpha = 11^\circ$. Le cisaillement à la paroi se comporte conformément aux prévisions et les recirculations sont minimales. Les performances sont alors améliorées de plus de 50% par rapport à un silencieux ayant une pente de 21° , et d'environ 25% par rapport au modèle à 7° , tous deux existant dans la gamme des silencieux sur le marché. L'optimisation géométrique est donc très concluante, il serait cependant nécessaire de confirmer les résultats numériques par une validation expérimentale sur un silencieux réel au profil identique.

CONCLUSION

Le travail décrit dans ce mémoire avait pour principal objectif la modélisation mathématique d'un silencieux absorbant industriel avec le logiciel de mécanique des fluides FLUENT, le but étant d'utiliser un code reconnu dans de nombreuses applications pour déterminer simultanément les performances aérodynamiques et acoustiques du silencieux. La prédiction des performances du silencieux a été permise en résolvant les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps pour un écoulement bidimensionnel, et fermées par un modèle de turbulence approprié. Si les pertes de charge ont pu être déterminées avec un écoulement stationnaire incompressible, la connaissance de la perte sonore par insertion a nécessité une résolution compressible et instationnaire, où le champ de pression acoustique a été calculé directement avec l'écoulement.

Les étapes suivantes ont été réalisées afin d'aboutir à une méthode de simulation adaptée à la conception de silencieux industriels :

- Une revue littéraire a présenté les moyens mathématiques et expérimentaux utilisés dans la conception aérodynamique, acoustique et aéroacoustique des silencieux industriels. La recherche a notamment permis de définir une méthode de génération d'onde acoustique dans une conduite et comment mesurer sa propagation. Également l'étude de travaux sur les milieux poreux a permis de représenter mathématiquement l'absorbant acoustique et son influence sur l'écoulement. Enfin quelques applications aérodynamiques et/ou acoustiques utilisant le logiciel FLUENT ont présenté des utilisations particulières des méthodes CFD.
- L'étude expérimentale du silencieux dissipatif a ensuite permis de connaître ses performances aérodynamiques et acoustiques, en conditions d'application réelles. Les pertes de charge et pertes de bruit dues à l'insertion du silencieux ont été mesurées et prises pour références par la suite. La perte de charge a été mesurée avec la soufflerie de l'ÉTS, la perte par insertion mesurée par un laboratoire professionnel, les mesures sonores faites à l'ÉTS n'ayant pas été satisfaisantes.
- Un modèle numérique du silencieux a été créé avec FLUENT en reprenant les dimensions réelles de sa géométrie. Le milieu d'amortissant acoustique a été représenté par un modèle mathématique intégré au logiciel basé sur les équations de Darcy-Forchheimer qui régissent les écoulement en milieu poreux. La paroi perforée qui le sépare de la zone d'écoulement a été entièrement dessinée.

- Une résolution stationnaire incompressible de l'écoulement a permis de calculer la performance aérodynamique du silencieux et de retrouver la perte de charge mesurée expérimentalement, amenant à une première validation du modèle numérique.
- Le comportement acoustique du silencieux a pu être analysé à partir de la résolution compressible instationnaire du même écoulement, où se propage une onde. La pression acoustique est calculée directement avec le champ aérodynamique. Après une calibration du modèle en fonction des caractéristiques matérielles et de la précision acoustique recherchée, la perte par insertion a été déterminée. L'atténuation sonore réelle a globalement été retrouvée, la modélisation acoustique est également valide.
- L'optimisation aérodynamique du silencieux a enfin été effectuée, à partir du modèle numérique stationnaire. Une analyse des zones tourbillonnaires et un contrôle du cisaillement pariétal ont permis de déterminer le profil géométrique minimisant les pertes de charge. Un critère géométrique optimal sur la pente de sortie a été trouvé pour différents encombrements. Les performances des silencieux peuvent être améliorées significativement, d'un point de vue aérodynamique, par une meilleure conservation de l'énergie de l'écoulement, ainsi que d'un point de vue acoustique, le contrôle des zones de turbulence contribuant à minimiser le bruit regénéré par l'écoulement.

L'étude réalisée ici a voulu contribuer à l'élargissement du domaine d'application des méthodes numériques en mécanique des fluides. Elle a permis tout d'abord de calculer les performances aérodynamiques d'un silencieux dissipatif complexe, c'est-à-dire composé de matériaux poreux et d'une interface perforée lourde à modéliser. L'optimisation du profil aérodynamique réalisée sur le modèle non perforé a été validée sur le modèle complet, les pertes de charges peuvent être diminuées significativement en contrôlant la pente de sortie.

Également l'atténuation sonore du silencieux a pu être déterminée avec le même outil numérique, par calcul direct du champ acoustique. La méthode directe de FLUENT avait déjà été utilisée et validée sur des silencieux réactifs d'échappement de moteurs à combustion interne [62]. Ce mémoire a montré que le calcul direct aéroacoustique peut également être appliqué aux silencieux dissipatifs de conduites de ventilation, où les formes et matériaux sont complexes.

L'originalité du travail a été d'utiliser des modèles mathématiques physiques ou empiriques propres au domaine aérodynamique, associés à des méthodes de mesure propres à l'acoustique, pour créer un banc d'essai virtuel qui détermine la perte sonore et la perte énergétique

d'un silencieux industriel. L'atout ici a résidé dans la possibilité de connaître les performances aérodynamiques et acoustiques d'un silencieux complexe avec le même outil numérique.

De façon générale la modélisation est très flexible et peut être employée dans de nombreuses applications industrielles où a lieu un écoulement interne et où les méthodes acoustiques traditionnelles peuvent être insuffisantes ou inappropriées. L'outil numérique n'est définitivement plus réservé aux secteurs de pointe comme l'aéronautique ou la robotique, son utilisation concerne tous les domaines de l'industrie et permet :

1. Une évaluation rapide des performances d'un nouvel objet par simulation sur un modèle numérique, pendant les phases d'avant-projet par exemple.
2. Une modélisation effectuée en parallèle avec l'expérimentation pour une connaissance détaillée du comportement physique de l'objet, afin de favoriser une conception optimale.

Enfin un tel travail s'inscrit parmi les nombreuses autres recherches visant à améliorer d'une part un environnement acoustique, d'autre part l'efficacité d'un système, par la conception de matériel le mieux adapté au besoin et de qualité optimale. L'impact souhaité est le respect du confort auditif et de la santé des personnes confrontées à des gènes sonores. Efficacement parlant le but de la recherche est l'optimisation d'installations industrielles comme les systèmes de ventilation, d'un point de vue énergétique et par rapport au matériel soumis à des fatigues vibratoires.

RECOMMANDATIONS

Spécifiquement pour cette étude, la nouveauté de la méthode pour la conception de matériel acoustique souffre actuellement d'un manque de validations, la fiabilité du modèle numérique est encore mal connue. Ainsi, bien que les résultats du mémoire soient concluants, quelques recommandations peuvent être faites relativement au travail effectué, et des étapes futures sont à envisager pour valider la méthode :

- Valider expérimentalement l'optimisation géométrique, en retrouvant la perte de charge minimale sur un silencieux réel au profil optimisé.
- Vérifier numériquement les performances acoustiques théoriquement inchangées du modèle au profil optimisé.
- Valider la méthode de calcul acoustique sur un autre modèle de silencieux absorbant aux performances connues.
- Faire une analyse plus précise de la transmission acoustique, en bandes fines ou en tiers d'octave, et retrouver la perte par insertion réelle pour toutes les fréquences d'intérêt.

Le modèle numérique validé peut enfin être utilisé pour l'optimisation acoustique du silencieux, c'est-à-dire maximisant la perte par insertion. D'autre part l'auteur encourage les personnes intéressées à chercher à simplifier le modèle et la résolution aéroacoustique : par exemple en définissant une représentation mathématique de la tôle perforée, de géométrie très complexe. Enfin l'imposition de conditions de non-reflexions d'ondes aux frontières permettrait de retrouver les caractéristiques des terminaisons anéchoïques.

ANNEXES

1. DÉTAILS DES PERFORMANCES DES NOUVEAUX PROFILS

Tableau VII
Pertes de charge avec convergent seul modifié

| Convergent | Pression entrée (Pa) | Pression sortie (Pa) | Perte (Pa) | Perte (po. H_2O) | Amélioration (%) |
|-------------|-------------------------|-------------------------|---------------|------------------------|---------------------|
| non modifié | 60.08 | -33.70 | 93.78 | 0.377 | - |
| + 2 po. | 57.18 | -38.07 | 95.25 | 0.382 | -1.56% |
| + 4 po. | 71.17 | -19.12 | 90.29 | 0.363 | 3.72% |
| + 6 po. | 90.49 | 3.60 | 86.89 | 0.349 | 7.35% |
| + 8 po. | 102.82 | 17.34 | 85.47 | 0.343 | 8.86% |
| + 10 po. | 120.71 | 36.59 | 84.12 | 0.338 | 10.30% |

Tableau VIII
Performances des nouvelles géométries avec $V = 2000\text{ppm}$, modèle de turbulence
 $k - \omega SST$

| modifié | Sortie | | Entrée | Complet | Résultats 1 ^{er} ordre | | Résultats 2 ^{ème} ordre | |
|---------|-----------|--------|--------|---------|---------------------------------|--------------------|----------------------------------|---------------------|
| | Divergent | Rajout | | | Convergent | Dimension (po.) | Perte (po. H_2O) | Amélioration (%) |
| non | 0 | 5.15 | base | 60 | 0.377 | - | 0.327 | - |
| oui | 0 | 4 | base | 60 | 0.321 | 14.81 | 0.284 | 13.07 |
| oui | 0 | 3.5 | base | 60 | 0.325 | 13.76 | 0.306 | 6.31 |
| oui | 0 | 3 | base | 60 | 0.344 | 8.71 | 0.355 | -8.71 |
| oui | 3 po. | 3 | base | 63 | 0.312 | 17.03 | 0.290 | 11.18 |
| oui | 6 po. | 2 | base | 66 | 0.316 | 16.01 | - | - |
| oui | 6 po. | 2.5 | base | 66 | 0.307 | 18.43 | 0.281 | 14.04 |
| oui | 6 po. | 3 | base | 66 | 0.299 | 20.60 | 0.263 | 19.60 |
| oui | 6 po. | 2 | + 2po. | 68 | 0.311 | 17.39 | 0.305 | 6.52 |
| oui | 9 po. | 2 | base | 69 | 0.300 | 20.22 | 0.273 | 16.57 |
| oui | 9 po. | 2 | + 4po. | 73 | 0.289 | 23.16 | 0.268 | 17.95 |
| oui | 12 po. | 1.5 | + 4po. | 76 | 0.277 | 26.48 | 0.262 | 19.77 |
| oui | 12 po. | 0 | + 6po. | 78 | 0.322 | 14.57 | 0.353 | -8.06 |
| oui | 22 po. | 0 | base | 82 | 0.286 | 24.09 | 0.252 | 22.93 |
| oui | 22 po. | 0 | + 4po. | 86 | 0.268 | 28.91 | - | - |

Tableau IX

Performances des nouvelles géométries avec $V = 1000ppm$, modèle de turbulence $k - \omega SST$.

| modifié | Sortie | | Entrée Convergent | Complet Dimension (po.) | Résultats 1 ^{er} ordre | |
|---------|-----------|--------|----------------------|-------------------------------|---------------------------------|---------------------|
| | Divergent | Rajout | | | Perte (po. H_2O) | Amélioration (%) |
| non | 0 | 5.15 | base | 60 | 0.099 | - |
| oui | 0 | 3.5 | base | 60 | 0.090 | 9.14 |
| oui | 3 po. | 3 | base | 63 | 0.086 | 12.72 |
| oui | 6 po. | 3 | base | 66 | 0.081 | 17.49 |
| oui | 6 po. | 2 | +2po. | 68 | 0.086 | 12.93 |
| oui | 9 po. | 2 | base | 69 | 0.082 | 17.14 |
| oui | 12 po. | 0 | base | 72 | 0.094 | 5.07 |
| oui | 12 po. | 2 | base | 72 | 0.078 | 20.75 |
| oui | 9 po. | 2 | +4po. | 73 | 0.080 | 19.28 |
| oui | 12 po. | 1.5 | +4po. | 76 | 0.076 | 22.48 |
| oui | 12 po. | 0 | +6po. | 78 | 0.090 | 9.08 |
| oui | 22 po. | 0 | base | 82 | 0.077 | 21.34 |

2. PROFILS DES MODÈLES DE CONVERGENT

origine + 2po

| x | y |
|------------------|-----------------|
| -1.524003339E-03 | 3.048000038E-01 |
| -1.015999951E-09 | 3.048000038E-01 |
| 1.494268887E-03 | 3.027460575E-01 |
| 3.088411875E-03 | 3.005552292E-01 |
| 4.789336585E-03 | 2.982185185E-01 |
| 6.604493130E-03 | 2.957265079E-01 |
| 8.541934192E-03 | 2.930690944E-01 |
| 1.061037555E-02 | 2.902356982E-01 |
| 1.281928178E-02 | 2.872150838E-01 |
| 1.517895609E-02 | 2.839953899E-01 |
| 1.770065539E-02 | 2.805642784E-01 |
| 2.039665543E-02 | 2.769087255E-01 |
| 2.328050695E-02 | 2.730152607E-01 |
| 2.636716515E-02 | 2.688697577E-01 |
| 2.967323363E-02 | 2.644577026E-01 |
| 3.321721777E-02 | 2.597642541E-01 |
| 3.701966628E-02 | 2.547745705E-01 |
| 4.110394791E-02 | 2.494736016E-01 |
| 4.549663141E-02 | 2.438466251E-01 |
| 5.022763088E-02 | 2.378800958E-01 |
| 5.533172190E-02 | 2.315614671E-01 |
| 6.084889546E-02 | 2.248806506E-01 |
| 6.634440273E-02 | 2.183911800E-01 |
| 7.203979045E-02 | 2.118505836E-01 |
| 7.795301080E-02 | 2.052700967E-01 |
| 8.410179615E-02 | 1.986656636E-01 |
| 9.050643444E-02 | 1.920556277E-01 |
| 9.718896449E-02 | 1.854622662E-01 |
| 1.041737497E-01 | 1.789120883E-01 |
| 1.114867479E-01 | 1.724373996E-01 |
| 1.191551760E-01 | 1.660773158E-01 |
| 1.272072345E-01 | 1.598786712E-01 |

1.356716454E-01 1.538968235E-01
1.445759535E-01 1.481969655E-01
1.539438367E-01 1.428550482E-01
1.637928635E-01 1.379572153E-01
1.741310209E-01 1.335981935E-01
1.849532425E-01 1.298778206E-01
1.962384284E-01 1.268954128E-01
2.079481333E-01 1.247425079E-01
2.200279236E-01 1.234947741E-01
2.324099839E-01 1.231899932E-01

origine + 4po

| x | y |
|------------------|-----------------|
| -5.079999939E-02 | 3.048000038E-01 |
| -4.820348695E-02 | 3.020125329E-01 |
| -4.553049058E-02 | 2.991437912E-01 |
| -4.277830571E-02 | 2.961917818E-01 |
| -3.994408622E-02 | 2.931545675E-01 |
| -3.702482209E-02 | 2.900302410E-01 |
| -3.401733562E-02 | 2.868168950E-01 |
| -3.091825545E-02 | 2.835126221E-01 |
| -2.772400714E-02 | 2.801156640E-01 |
| -2.443078719E-02 | 2.766241431E-01 |
| -2.103454620E-02 | 2.730364799E-01 |
| -1.753086597E-02 | 2.693509161E-01 |
| -1.391523890E-02 | 2.655661106E-01 |
| -1.018291712E-02 | 2.616809011E-01 |
| -6.328633055E-03 | 2.576941848E-01 |
| -2.346721478E-03 | 2.536049783E-01 |
| 1.768922666E-03 | 2.494126260E-01 |
| 6.024895236E-03 | 2.451167405E-01 |
| 1.042833831E-02 | 2.407172322E-01 |
| 1.498722844E-02 | 2.362142056E-01 |

1.970907301E-02 2.316093594E-01
 2.460228838E-02 2.269047499E-01
 2.967667580E-02 2.221025527E-01
 3.494297341E-02 2.172056586E-01
 4.041298851E-02 2.122179121E-01
 4.609952495E-02 2.071443498E-01
 5.201359466E-02 2.019939572E-01
 5.817070231E-02 1.967744231E-01
 6.458765268E-02 1.914954931E-01
 7.128006965E-02 1.861713678E-01
 7.826734334E-02 1.808170974E-01
 8.556950837E-02 1.754517257E-01
 9.320643544E-02 1.700993329E-01
 1.012030616E-01 1.647858918E-01
 1.095797196E-01 1.595466137E-01
 1.183647588E-01 1.544181556E-01
 1.275779754E-01 1.494493335E-01
 1.372485608E-01 1.446911246E-01
 1.473926008E-01 1.402084976E-01
 1.580346525E-01 1.360693574E-01
 1.691836566E-01 1.323542297E-01
 1.808465272E-01 1.291480958E-01
 1.930237859E-01 1.265401989E-01
 2.056927681E-01 1.246232912E-01
 2.188361734E-01 1.234837249E-01
 2.324099839E-01 1.231899932E-01

origine + 6po

| x | y |
|------------------|-----------------|
| -1.015999988E-01 | 3.048000038E-01 |
| -9.815151244E-02 | 3.017514348E-01 |
| -9.463357925E-02 | 2.986424863E-01 |
| -9.104426950E-02 | 2.954725027E-01 |

-8.738160133E-02 2.922408879E-01
-8.364344388E-02 2.889471948E-01
-7.982760668E-02 2.855909467E-01
-7.593175769E-02 2.821717858E-01
-7.195345312E-02 2.786894441E-01
-6.789011508E-02 2.751436234E-01
-6.373903900E-02 2.715342641E-01
-5.949719250E-02 2.678612471E-01
-5.516185611E-02 2.641249001E-01
-5.072989687E-02 2.603255510E-01
-4.619795829E-02 2.564636469E-01
-4.156247526E-02 2.525397837E-01
-3.681966662E-02 2.485547364E-01
-3.196551278E-02 2.445094883E-01
-2.699572407E-02 2.404053062E-01
-2.190552093E-02 2.362434715E-01
-1.669086143E-02 2.320264280E-01
-1.134716067E-02 2.277568132E-01
-5.869015120E-03 2.234371305E-01
-2.506369783E-04 2.190703899E-01
5.514186341E-03 2.146600336E-01
1.143213082E-02 2.102099657E-01
1.750950515E-02 2.057253569E-01
2.375184186E-02 2.012128830E-01
3.016752563E-02 1.966782510E-01
3.676511720E-02 1.921283156E-01
4.355175793E-02 1.875722110E-01
5.053624511E-02 1.830193549E-01
5.772878602E-02 1.784798801E-01
6.513696164E-02 1.739671975E-01
7.277130336E-02 1.694947481E-01
8.064289391E-02 1.650776267E-01
8.875921369E-02 1.607349962E-01
9.713335335E-02 1.564851403E-01

1.057732627E-01 1.523513496E-01
1.146888658E-01 1.483581364E-01
1.238916218E-01 1.445318460E-01
1.333853006E-01 1.409042925E-01
1.431825906E-01 1.375059485E-01
1.532819867E-01 1.343744099E-01
1.636935323E-01 1.315451264E-01
1.744103283E-01 1.290595531E-01
1.854367852E-01 1.269568950E-01
1.967592388E-01 1.252799183E-01
2.083752155E-01 1.240684912E-01
2.202625722E-01 1.233628541E-01
2.324099839E-01 1.231899932E-01

origine + 8po

| x | y |
|-----------------|-----------------|
| 2.324099839E-01 | 1.231899932E-01 |
| 2.188811600E-01 | 1.233708113E-01 |
| 2.056370527E-01 | 1.240774393E-01 |
| 1.926862746E-01 | 1.252788603E-01 |
| 1.800463349E-01 | 1.269343197E-01 |
| 1.677177399E-01 | 1.290041655E-01 |
| 1.557111591E-01 | 1.314471364E-01 |
| 1.440211833E-01 | 1.342255324E-01 |
| 1.326531172E-01 | 1.373003423E-01 |
| 1.215971038E-01 | 1.406377852E-01 |
| 1.108538434E-01 | 1.442028731E-01 |
| 1.004119068E-01 | 1.479663700E-01 |
| 9.026691318E-02 | 1.518987268E-01 |
| 8.040926605E-02 | 1.559743732E-01 |
| 7.082880288E-02 | 1.601702273E-01 |
| 6.151895970E-02 | 1.644637138E-01 |
| 5.246748030E-02 | 1.688368618E-01 |

4.366699979E-02 1.732713580E-01
3.510780260E-02 1.777518541E-01
2.677951194E-02 1.822651476E-01
1.867505722E-02 1.867978424E-01
1.078496315E-02 1.913394481E-01
3.100418951E-03 1.958804578E-01
-4.385334905E-03 2.004114985E-01
-1.168050617E-02 2.049252540E-01
-1.879330352E-02 2.094155401E-01
-2.572971582E-02 2.138758302E-01
-3.249558434E-02 2.183003575E-01
-3.909761086E-02 2.226848304E-01
-4.554206878E-02 2.270254344E-01
-5.183485150E-02 2.313188463E-01
-5.798147619E-02 2.355621457E-01
-6.398686022E-02 2.397526354E-01
-6.985500455E-02 2.438874841E-01
-7.559090108E-02 2.479651123E-01
-8.119901270E-02 2.519840300E-01
-8.668358624E-02 2.559429407E-01
-9.204862267E-02 2.598409057E-01
-9.729789197E-02 2.636770606E-01
-1.024350002E-01 2.674507797E-01
-1.074633375E-01 2.711616158E-01
-1.123858318E-01 2.748090625E-01
-1.172057465E-01 2.783931196E-01
-1.219260320E-01 2.819136679E-01
-1.265495270E-01 2.853709161E-01
-1.310789138E-01 2.887649536E-01
-1.355167329E-01 2.920961082E-01
-1.398654729E-01 2.953647077E-01
-1.441274434E-01 2.985712290E-01
-1.483048946E-01 3.017161489E-01

-1.524000019E-01 3.048000038E-01

origine + 10po

| x | y |
|------------------|-----------------|
| 2.324099839E-01 | 1.231899932E-01 |
| 2.192684412E-01 | 1.233264208E-01 |
| 2.063340545E-01 | 1.238682494E-01 |
| 1.936093271E-01 | 1.247976348E-01 |
| 1.811098605E-01 | 1.260890961E-01 |
| 1.688341647E-01 | 1.277181208E-01 |
| 1.567912400E-01 | 1.296589822E-01 |
| 1.449816227E-01 | 1.318871081E-01 |
| 1.334046572E-01 | 1.343787163E-01 |
| 1.220643967E-01 | 1.371094882E-01 |
| 1.109544188E-01 | 1.400582194E-01 |
| 1.000770926E-01 | 1.432024091E-01 |
| 8.942695707E-02 | 1.465224773E-01 |
| 7.899956405E-02 | 1.499996930E-01 |
| 6.879349053E-02 | 1.536153406E-01 |
| 5.880095810E-02 | 1.573539227E-01 |
| 4.901892319E-02 | 1.611993015E-01 |
| 3.944226727E-02 | 1.651371568E-01 |
| 3.006380424E-02 | 1.691550612E-01 |
| 2.088012733E-02 | 1.732400209E-01 |
| 1.188519131E-02 | 1.773810387E-01 |
| 3.071500454E-03 | 1.815688908E-01 |
| -5.564884748E-03 | 1.857934892E-01 |
| -1.402726397E-02 | 1.900452226E-01 |
| -2.232184075E-02 | 1.943166554E-01 |
| -3.045446612E-02 | 1.986010075E-01 |
| -3.843066096E-02 | 2.028920501E-01 |
| -4.625564441E-02 | 2.071840614E-01 |
| -5.393216759E-02 | 2.114705443E-01 |

-6.146431342E-02 2.157463431E-01
-6.885692477E-02 2.200072259E-01
-7.611447573E-02 2.242493182E-01
-8.324120194E-02 2.284690291E-01
-9.024112672E-02 2.326630950E-01
-9.711806476E-02 2.368286401E-01
-1.038750187E-01 2.409625947E-01
-1.105150059E-01 2.450622469E-01
-1.170415804E-01 2.491255850E-01
-1.234579533E-01 2.531507015E-01
-1.297671944E-01 2.571358383E-01
-1.359722465E-01 2.610795200E-01
-1.420758665E-01 2.649803162E-01
-1.480807513E-01 2.688370645E-01
-1.539892852E-01 2.726485729E-01
-1.598037332E-01 2.764138281E-01
-1.655266136E-01 2.801321149E-01
-1.711601466E-01 2.838027477E-01
-1.767065078E-01 2.874251604E-01
-1.821677387E-01 2.909988761E-01
-1.875458360E-01 2.945234776E-01
-1.928427070E-01 2.979986668E-01
-1.980601847E-01 3.014242351E-01
-2.031999975E-01 3.048000038E-01

3. FICHIER JOURNAL FLUENT, RÉSOLUTION INSTATIONNAIRE

```

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*GridMenu*Check")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*GridMenu*Scale...")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Scale Grid*Frame3(Units Conversion)*DropDownList1(Grid
Was Created In)" '( 3))
(cx-gui-do cx-activate-item "Scale Grid*Frame3(Units Conversion)*DropDownList1(Grid Was
Created In)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Scale Grid*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Scale Grid*PanelButtons*PushButton2(Cancel)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*ModelsSubMenu*Solver...")
(cx-gui-do cx-activate-item "Solver*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)"
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)"
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Export*Frame2*Table2*Frame5*List5(Functions to Write)"
'())
(cx-gui-do cx-activate-item "Export*Frame2*Table2*Frame5*List5(Functions to Write)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Materials...")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Materials*Frame2(Properties)*Table2(Properties) *Frame4*Frame2*Drc
'( 1))
(cx-gui-do cx-activate-item "Materials*Frame2(Properties)*Table2(Properties) *Frame4*Frame2*DropDo
(cx-gui-do cx-activate-item "Materials*PanelButtons*PushButton1(Change/Create)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)"
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)"
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Export*Frame2*Table2*Frame5*List5(Functions to Write)"
'())
(cx-gui-do cx-activate-item "Export*Frame2*Table2*Frame5*List5(Functions to Write)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Materials*PanelButtons*PushButton1(Close)")

```

```

(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Operating Conditions...")
(cx-gui-do cx-activate-item "Operating Conditions*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)"
'(0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)"
'(0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Export*Frame2*Table2*Frame5>List5(Functions to Write)"
'())
(cx-gui-do cx-activate-item "Export*Frame2*Table2*Frame5>List5(Functions to Write)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*DefineMenu*Boundary Conditions...")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1>List1(Zone)" '(8))
(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1>List1(Zone)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "velocity-inlet-19-1*Table3*DropDownList1(Velocity Specification Method)" '(1))
(cx-gui-do cx-activate-item "velocity-inlet-19-1*Table3*DropDownList1(Velocity Specification Method)")
(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "velocity-inlet-19-1*Table3*RealEntry6(X-Velocity)" '(10))
(cx-gui-do cx-activate-item "velocity-inlet-19-1*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Boundary Conditions*Table1*Frame1>List1(Zone)" '(10))
(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*Table1*Frame1>List1(Zone)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-toggle-button "fluid-3-1*Table3*Table2*CheckButton6(Porous Zone)" f)
(cx-gui-do cx-activate-item "fluid-3-1*Table3*Table2*CheckButton6(Porous Zone)")
(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "fluid-3-1*Table3*Frame3*Table3*Frame3(Viscous Resistance)*Table3(Resistance)*RealEntry1(Direction-1)" '(1e+08))
(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "fluid-3-1*Table3*Frame3*Table3*Frame3(Viscous Resistance)*Table3(Resistance)*RealEntry3(Direction-2)" '(1e+08))
(cx-gui-do cx-set-real-entry-list "fluid-3-1*Table3*Frame3*Table3*Frame6(Fluid Porosity)*Table6(Fluid Porosity)*RealEntry1(Porosity)" '(0.9))
(cx-gui-do cx-activate-item "fluid-3-1*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)")

```

```
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table8*DropDownList1(X Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)"
'( 0))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution XY Plot*Table7*DropDownList1(Y Axis Function)")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Export*Frame2*Table2*Frame5>List5(Functions to Write)"
'())
(cx-gui-do cx-activate-item "Export*Frame2*Table2*Frame5>List5(Functions to Write)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Boundary Conditions*PanelButtons*PushButton2(Cancel)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*ControlsSubMenu*Solution...")
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Controls*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*InitializeSubMenu*Initialize...")
(cx-gui-do cx-set-list-selections "Solution Initialization*DropDownList1(Compute From)" '(4))
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*DropDownList1(Compute From)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Solution Initialization*PanelButtons*PushButton2(Cancel)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*SolveMenu*Iterate...")
(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate*PanelButtons*PushButton1(Apply)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate*PanelButtons*PushButton2(Cancel)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*SolveMenu*Iterate...")
(cx-gui-do cx-set-integer-entry "Iterate*Table1*Frame1(Time)*IntegerEntry2(Number of Time
Steps)" 1)
(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate*PanelButtons*PushButton1(OK)")
(cx-gui-do cx-activate-item "Iterate*PanelButtons*PushButton2(Cancel)")
(cx-gui-do cx-activate-item "MenuBar*WriteSubMenu*Stop Journal")
```

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Silencer insertion loss with and without airflow and airflow generated sound tests on two silencers. Intertek Testing Service, report no. 30360559-001, 2002.
- [2] ASTM E-477-99 : *Standard test method for measuring acoustical and airflow performance of duct liner materials and prefabricated silencers.*
- [3] *ASHRAE HVAC Applications handbook*, I-P Edition, American Society of heating, refrigerating and air-conditioning engineers, 2003.
- [4] Angirasa, D., Experimental investigation of forced convection heat transfer augmentation with metallic fibrous materials. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002.(45) :919-922.
- [5] Bailly, C. and D. Juvé, Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized Euler equations. *AIAA journal*, 2000. 38(1).
- [6] Baliga, B.R. *Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer*. 2004, McGill College, Montréal.
- [7] Bhattacharya, A., Calmidi, V.V. et al., Thermophysical properties of high porosity metal foams. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002.(45) :1017-1031.
- [8] Bilawchuk, S. and K.R. Fyfe, Comparison and implementation of the various numerical methods used for calculating transmission loss in silencer systems. *Applied Acoustics*, 2003. 64 : p. 903-916.
- [9] Bogey, C., Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides, in Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique. 2000, École Centrale de Lyon : Lyon.
- [10] Cummings, A. and I.-J. Chang, Sound attenuation of a finite length dissipative flow duct silencer with internal mean flow in the absorbent. *Journal of Sound and Vibration*, 1988. 127 : p. 1-17
- [11] Cebeci, T. and P. Bradshaw, *Momentum Transfer in Boundary Layers*. 1977, New York : Hemisphere Publishing Corporation.
- [12] Darcy, H., *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. 1856, Dalmont, Paris.
- [13] Davies, P.O.A.L., Realistic models for predicting sound propagation in flow duct systems. *Noise Control Engineering Journal*, 1993. 40(1).
- [14] Davies, P.O.A.L., Piston engine intake and exhaust system design. *Journal of Sound and Vibration*, 1996. 190(4) : p. 677-712.

- [15] Davies, P.O.A.L. and K.R. Holland, The measurement of sound power flux in flow ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 2000. 230(4) : p. 915-932.
- [16] Dufrêche, J., M. Prat, et al., On the apparent permeability of a porous layer backed by a perforated plate. *Chemical Engineering Science*, 2002.(57) : p.2933-2944.
- [17] Dufrêche, J., M. Prat, et al., A two-scale domain decomposition method for computing the flow through a porous layer limited by a perforated plate. *International journal for numerical methods in fluid*, 2003. (42) : 623-639.
- [18] FLUENT Incorporated. User's guide. 1996, Lebanon : Centerra Resource Park.
- [19] Forchheimer, P.H., Wasserbewegun Durch Boden. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 1901. 49-50(1736).
- [20] Galbrun, H., *Propagation d'une onde sonore dans l'atmosphère et théorie des zones de silence*. 1931 : Gauthier-Villars.
- [21] Hardin, J.C., Introduction to Computational Aeroacoustics, in *Applied aero-acoustics : prediction methods*, v.K.I.f.F. Dynamics, Editor. 1996.
- [22] Higdon, J.J.L. and G.D. Ford, Permeability of three-dimensional models of fibrous porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996. 308 : p. 341-361.
- [23] Hinze, J.O., *Turbulence*, ed. M.-H.P. Co. 1975, New York.
- [24] Ingard, K.U., *Notes on acoustics, version 1.0*, 1999.
- [25] Jackson, G.W. and D.F. James, The Permeability of Fibrous Porous Media. *Canadian Journal of Chem. Eng.*, 1986. 64(3) : p. 364-374.
- [26] Jones, W.P. and B.E. Launder, The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972. 15 : p. 301-314.
- [27] Juvé, D., Aeroacoustics : From Fluid Dynamics to Acoustics. *Aeroacoustics and Active Noise Control*, 1997. von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- [28] Kirby, R., Transmission loss predictions for dissipative silencers of arbitrary cross section in the presence of mean flow. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2003. 114(1).
- [29] Kirby, R., Simplified techniques for predicting the transmission loss of a circular dissipative silencer. *Journal of Sound and Vibration*, 2001. 243(3) : p. 403-426.
- [30] Lafon, P., Noise of Confined Flows, in *Aeroacoustics and Active Noise Control*, v.K.I.f.F. Dynamics, 1997.
- [31] Launder, B.E. and D.B. Spalding, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence.*, ed.

- A. Press. 1972, London, England.
- [32] Launder, B.E. and D.B. Spalding, The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1974. 3 : p. 269-289.
 - [33] Laville, F., *Acoustique industrielle*. 1995, Montréal : École de Technologie Supérieure.
 - [34] Lilley, G.M., *The generation and radiation of supersonic jet noise. Vol.IV - Theory of turbulent generated jet noise, noise radiation from upstream sources, and combustion noise. Part II : Generation of sound in a mixing region*. Air Force Aero Propulsion Laboratory, AFAPL-TR-72-53, vol.4. 1972.
 - [35] Lighthill, M.J. On sound generated aerodynamically - I. General theory. in *Proceeding of the Royal Society of London*. 1952.
 - [36] Longatte, E., P. Lafon, and S. Candel, Computation of acoustic propagation in two-dimensional sheared ducted flows. *AIAA journal*, 2000. 38(3).
 - [37] Menter, F.R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA journal*, 1994. 32(8) : p. 1598-1605.
 - [38] Morfey, C.L., Sound transmission and generation in ducts with flow. *Journal of Sound and Vibration*, 1971. 14(1) : p. 37-55.
 - [39] Morfey, C.L., Multi-mode sound transmission in ducts with flow. *Journal of Sound and Vibration*, 2003. 264(1) : p. 523-544.
 - [40] Mu, S. and S. Mahalingam, Direct numerical simulation of acoustic/shear flow interactions in two-dimensional ducts. *AIAA journal*, 1996. 34(2) : p. 237-243.
 - [41] Mungur, P. and G.M.L. Gladwell, Acoustic wave propagation in a sheared fluid contained in a duct. *Journal of Sound and Vibration*, 1969. 9(1) : p. 28-48.
 - [42] Noël, F., P. Schmitz, and M. Prat, Modélisation de l'écoulement à travers une couche de particules limitée par une paroi perforée. 2003.
 - [43] Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, ed. Hemisphere. 1980, Washington, D.C.
 - [44] Payri, F., J.M. Desantes, and A. Broatch, Modified impulse method for the measurement of the frequency response of acoustic filters to weakly nonlinear transient excitations. *Journal of Acoustical society of America*, 2000. 107(2) : p. 731-738.
 - [45] Payri, F., J.M. Desantes, and A.J. Torregrosa, Acoustic boundary condition for unsteady one-dimensional flow calculations. *Journal of Sound and Vibration*, 1995. 188(1) : p. 85-110.

- [46] Perry, R.H., D.W. Gree, and J.O. Maloney, *Perry's Chemical Engineer's Handbook*. 6th ed, ed. M. Hill. 1984, New York.
- [47] Peyret, C., Acoustic propagation in presence of an arbitrary flow, ONERA : Chatillon.
- [48] Phillips, O.M., On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1960. 9 : p. 1-28.
- [49] Pridmore-Brown, D.C., Sound propagation in a fluid flowing through an attenuating duct. *Journal of Fluid Mechanics*, 1958. 4 : p. 393-406.
- [50] Rahli, O., M. Miscevic, and L. Tadrist. Étude des écoulements non-Darcéens en milieux fibreux. in 6ème journée sur les milieux poreux. 2003. Toulouse.
- [51] Rahli, O., L. Tadrist, and M. Miscevic, Experimental Analysis of Fibrous Porous Media Permeability. *AICHE journal*, 1996. 42(12).
- [52] Ramakrishnan, R. and W.R. Watson, Predicted acoustical performance of multi-unit splitter silencers. *Canadian Acoustics / Acoustique Canadienne*, 1990. 18(3) : p. 3-12.
- [53] Ramakrishnan, R. and W.R. Watson, Design Curves for Circular and Annular Duct Silencers. *Noise Control Engineering Journal*, 1991. 36(3) : p. 107-120.
- [54] Redonnet, S., E. Manoha, and P. Sagaut. Simulation de la propagation acoustique au sein d'un écoulement aérodynamique par résolution numérique des équations d'Euler. premières journées de Troussencourt sur l'acoustique de Galbrun. 1999. Troussencourt, France.
- [55] Rienstra, S.W. and A. Hirschberg, *An Introduction to Acoustics*, ed. E.U.o. Technology. 2003.
- [56] Sahraoui, M. and M. Kaviany, Slip and No-Slip Boundary Condition at Interface of Porous, Plain Media. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1992. 35(4).
- [57] Sathyaranayana, Y. and M.L. Munjal, A hybrid approach for aeroacoustic analysis of the engine exhaust system, in *Applied Acoustics*. 2000. p. 425-450.
- [58] Sayre, A.N. and M.G. Milobowski. Validation of Numerical models of flow through SCR. in *EPRI-DOE-EPA Combined utility air pollutant control*. 1999. Atlanta, Georgia.
- [59] Schlichting, H. *Boundary-Layer Theory*, seventh edition. 1978, McGraw-Hill book Company.
- [60] Shao, L. and S.B. Riffat, Accuracy of CFD for predicting Pressure Losses in HVAC Duct Fittings. *Applied Energy*, 1995. 51 : p. 233-248.
- [61] Smith and V. Winkle, *Am. Ins. Chem. Eng. J.*, 1958. 4 : p. 266-268.

- [62] Torregrosa, A.J. and A. Gil, Non-linear calculation of the fréquential response of mufflers, D.M.y.M. Térmicos, Universidad politécnica de Valencia.
- [63] Torregrosa, A.J., A. Broatch, and F. Payri, A study of the influence of mean flow on the acoustic performance of Herschel-Quincke tubes. *Journal of Acoustical society of America*, 2000. 107(4) : p. 1874-1879.
- [64] Van Doormaal, J.P. and G.D. Raithby, Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical Heat Transfer*, 1984. 7 : p. 147-163.
- [65] Wang, J.G., C.F. Leung, and Y.K. Chow, Numerical solutions for flow in porous media. *International journal for numerical and analytical methods in geomechanics*, 2003. 27 : p. 565-583.
- [66] Waddington, D.C. and D.J. Oldham, Generalized flow noise prediction curves for air duct elements. *Journal of Sound and Vibration*, 1999. 222(1) : p. 163-169.
- [67] Wilcox, D.C., *Turbulent Modeling for CFD*, D. Industries, Editor. 1998 : La Canada, California.