

Méthode inverse pour la recherche mutiparamètres de l'impédance acoustique d'un conduit à parois traités

O. Berengué Llonch, E. Piot et F. Simon
ONERA, 2 av Edouard Belin, 31055 Toulouse, France
estelle.piot@onera.fr

La réduction des émissions sonores des turboréacteurs est l'un des principaux axes de recherche dans le domaine aéronautique. Une façon de diminuer ces émissions est de placer sur la paroi interne des turboréacteurs des matériaux absorbants acoustiques, appelés liners. L'ONERA a développé un code, nommé Elvin, permettant d'identifier l'impédance de liners soumis à un écoulement rasant cisailé, ceci à partir d'expériences dédiées. Celui-ci offre plusieurs avantages, comme par exemple une faible dispersion numérique grâce à la méthode numérique utilisée (Galerkin discontinu), mais aussi la possibilité d'effectuer aisément une recherche multi-paramétrique (approche adjointe).

Après une description de l'architecture et des fonctionnalités actuelles du code Elvin, des cas de recherche réels seront présentés, tant à partir de données acquises dans le banc d'essais aéroacoustique de l'ONERA qu'à partir de données issues d'une collaboration NASA-ONERA. On analysera en particulier les cartes de fonction coût dans le plan d'impédance, afin d'évaluer l'incertitude associée à l'impédance identifiée.

Enfin, nous présenterons les développements à venir, notamment l'extension du code aux matériaux poreux. En effet, leur prise en compte dans le code d'identification nécessite de mettre en place un modèle mathématique plus complexe susceptible de calculer la propagation acoustique dans le matériau poreux et d'identifier directement les paramètres de ce modèle de propagation au lieu d'une impédance homogénéisée.

1 Introduction

L'Onera a développé une méthode inverse d'identification de l'impédance dont la connaissance est essentielle pour optimiser le bruit rayonné par les turbo-fan. Plusieurs études ont montré que celle-ci, et notamment sa résistance, est fortement dépendante de l'écoulement, ainsi la méthode développée permet non seulement d'identifier l'impédance du liner sans écoulement, mais aussi pour le cas où l'écoulement est cisailé.

La méthode inverse de l'Onera nous permet d'identifier l'impédance à l'aide de données expérimentales obtenues par microphones ou par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). L'approche consistant à identifier l'impédance en utilisant les données obtenues par LDV a l'avantage de ne pas être intrusive et permet d'utiliser beaucoup plus de points de mesure qu'avec une série de microphones.

Les simulations numériques sont faites en utilisant une méthode Galerkin Discontinue (DG), voir [4] et [5], appliquée aux équations d'Euler Linéarisées harmoniques. La méthode de Galerkin Discontinue a été utilisée parce qu'elle est bien adaptée à la résolution de problèmes direct et adjoint.

Cet article va premièrement décrire les équations ainsi que la méthode numérique utilisée (DG). Les résultats obtenus seront présentés en incluant une marge d'erreur afin de faire apparaître les limites et robustesse de la méthode. Les résultats qui seront présentés sont obtenus grâce aux données de pression mesurées par la NASA [7] et par les mesures LDV réalisées par l'Onera.

Enfin, une introduction à l'extension du code aux matériaux poreux sera présentée, notamment avec une simulation directe de la propagation acoustique dans le système air-matériau.

2 Méthode numérique

2.1 Formulation Galerkin Discontinue

Le code CAA a pour objectif de résoudre les Équations d'Euler Linearisées (LEE) harmoniques, écrites sous une forme harmonique avec une dépendance en temps $e^{j\omega t}$:

$$j\omega\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{A}^i\partial_i\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{B}\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{g} \quad (1)$$

avec

$$\mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} U_0 & 0 & c_0 \\ 0 & U_0 & 0 \\ c_0 & 0 & U_0 \end{pmatrix}, \mathbf{A}_2 = \begin{pmatrix} V_0 & 0 & 0 \\ 0 & V_0 & c_0 \\ 0 & c_0 & V_0 \end{pmatrix}$$

$$\text{et } \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \partial_x U_0 & \partial_y U_0 & -\partial_x c_0 \\ \partial_x V_0 & \partial_y V_0 & -\partial_y c_0 \\ \frac{c_0}{\rho_0}\partial_x \rho_0 & \frac{c_0}{\rho_0}\partial_y \rho_0 & (\gamma - 1)(\partial_x U_0 + \partial_y V_0) \end{pmatrix}$$

Où \mathbf{g} est le terme de forçage et $\omega = 2\pi f$ est la pulsation. Le vecteur $\boldsymbol{\varphi} = \{u, v, c_0\rho/\rho_0\}^t$ représente les perturbations acoustiques aux alentours de l'écoulement moyen de vitesse U_0 dans la direction x et V_0 dans la direction y ; c_0 et ρ_0 sont la vitesse du son et la masse volumique de l'écoulement moyen, respectivement, et $c_0\frac{\rho}{\rho_0}$ est proportionnel à la pression acoustique. Nous pouvons aussi noter que la matrice \mathbf{B} est nulle lorsque l'écoulement est uniforme.

De plus, nous pouvons introduire les conditions aux limites (matrice \mathbf{M}), ainsi que la connection entre les éléments :

$$\begin{cases} \mathbf{M}\boldsymbol{\varphi} = 0 & \text{sur les limites du domaine} \\ \mathbf{A}^i n_i \boldsymbol{\varphi}^* = 0 & \text{entre les éléments} \end{cases} \quad (2)$$

avec \vec{n} le vecteur normal sortant à l'élément et $\boldsymbol{\varphi}^*$ le flux numérique, qui sera définie après.

En multipliant les équations (1) et (2) par une fonction test $\boldsymbol{\psi}$ et en intégrant dans un élément ouvert ω_e appartenant au domaine Ω avec limites $\partial\omega_e$, nous obtenons la formulation faible,

$$\int_{\omega_e} (j\omega\boldsymbol{\varphi}_e + \mathbf{A}^i\partial_i\boldsymbol{\varphi}_e + \mathbf{B}\boldsymbol{\varphi}_e) \cdot \boldsymbol{\psi}_e d\omega_e$$

$$+ \int_{\partial\omega_e \setminus \partial\Omega} \mathbf{A}^i n_i \boldsymbol{\varphi}_e^* \cdot \boldsymbol{\psi}_e^- d\Gamma$$

$$+ \int_{\partial\omega_e \cap \partial\Omega} (\mathbf{M}\boldsymbol{\varphi}_e - \mathbf{g}) \cdot \boldsymbol{\psi}_e d\Gamma = 0 \quad (3)$$

où le l'indice e fait référence à l'élément ω_e . En outre, le fait que le schéma de Galerkin Discontinu autorise que les fonctions test soient discontinues nous amène à introduire la définition des traces intérieure et extérieure

$$\begin{cases} \psi_e^-(\mathbf{x}) = \lim_{\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x} \text{ et } \mathbf{x}' \in \omega_e} \psi(\mathbf{x}') \\ \psi_e^+(\mathbf{x}) = \lim_{\mathbf{x}' \rightarrow \mathbf{x} \text{ et } \mathbf{x}' \notin \omega_e} \psi(\mathbf{x}') \end{cases} \quad (4)$$

de même pour φ_e^- et φ_e^+ (figure 1).

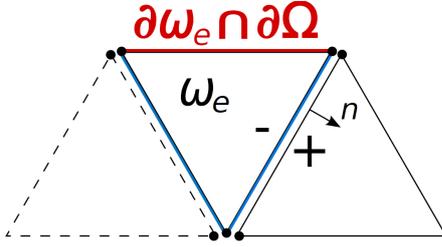


FIGURE 1 – Élément ω_e adjacent aux limites du domaine de calcul

Pour cette même raison, le flux numérique $\mathbf{A}^i n_i \varphi_e^*$ doit être défini afin d'imposer la conservation du flux normal à travers les limites des éléments. Un schéma *upwind* est choisi :

$$\varphi_e^* = \begin{cases} \varphi_e^- & \text{pour les ondes sortantes} \\ \varphi_e^+ & \text{pour les ondes entrantes} \end{cases} \quad (5)$$

Pour la méthode présentée, une technique de *flux - vector splitting* (FVS) a été utilisée afin de bien exploiter l'hyperbolicité du problème. De cette façon, si nous diagonalisons la matrice $\mathbf{A}^i n_i$, ses vecteurs propres sont les vitesses caractéristiques au travers du vecteur normal local. En outre, nous pouvons la décomposer en deux matrices, $\mathbf{A}^i n_i^+$ et $\mathbf{A}^i n_i^-$, respectivement associées aux valeurs propres positives et négatives :

$$\mathbf{A}^i n_i = \mathbf{P} \mathbf{\Lambda} \mathbf{P}^{-1} = \mathbf{P} \mathbf{\Lambda}^+ \mathbf{P}^{-1} + \mathbf{P} \mathbf{\Lambda}^- \mathbf{P}^{-1} = \mathbf{A}^i n_i^+ + \mathbf{A}^i n_i^- \quad (6)$$

Cette décomposition associée au choix d'un schéma *upwind* nous amène à la condition de saut suivante :

$$\mathbf{A}^i n_i^- (\varphi_e^+ - \varphi_e^-) = 0 \quad (7)$$

avec

$$\mathbf{A}^i n_i^- = \inf(u_n, 0) \begin{pmatrix} -\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{u_n - c_0}{2} \begin{pmatrix} -\mathbf{n} \otimes \mathbf{n} & \mathbf{n} \\ \mathbf{n}^t & 1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

où u_n est la vitesse acoustique normale à l'élément.

La formulation faible du problème, après sommation sur les éléments, s'écrit :

$$\begin{aligned} & \int_{\omega_e} (j\omega \varphi_e + \mathbf{A}^i \partial_i \varphi_e + \mathbf{B} \varphi_e) \cdot \psi_e d\omega_e \\ & + \sum_e \int_{\partial \omega_e \setminus \partial \Omega} \mathbf{A}^i n_i^- (\varphi_e^+ - \varphi_e^-) \cdot \psi_e^- d\Gamma \\ & + \int_{\partial \omega_e \cap \partial \Omega} (\mathbf{M} \varphi_e - \mathbf{g}) \cdot \psi_e d\Gamma = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Finalement, en projetant sur une base locale, le problème peut s'écrire comme un système d'équations linéaires

$$(j\omega \mathbf{N} + \mathbf{K}) \Phi = 0 \quad (10)$$

où \mathbf{N} et \mathbf{K} sont respectivement les matrices globales de masse et rigidité.

2.2 Conditions aux limites

Comme nous avons déjà vu dans l'équation (9), les conditions aux limites sont introduites à l'aide de la matrice \mathbf{M} . Afin de supprimer les ondes entrantes au domaine de calcul, nous utilisons la décomposition en ondes entrantes. De cette façon, pour une condition limite de sortie non réfléchissante la matrice \mathbf{M} s'écrit :

$$\mathbf{M} = -\mathbf{A}^i n_i^- \quad (11)$$

Les termes source sont aussi imposés avec une condition de non-réflexion, c'est-à-dire

$$\mathbf{M} = -\mathbf{A}^i n_i^- \text{ et } \mathbf{g} = \varphi_{source} \quad (12)$$

Finalement, si $z = \frac{p}{\rho_0 c_0 v_n}$ est l'impédance spécifique, sachant que v_n est la vitesse acoustique projeté sur le vecteur normal \mathbf{n} , \mathbf{M} peut s'écrire de la façon suivante (en fonction de $\beta = \frac{z-1}{z+1}$)

$$\mathbf{M} = \frac{c_0}{2} \begin{pmatrix} (\beta + 1) \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} & (\beta - 1) \mathbf{n} \\ -(\beta + 1) \mathbf{n}^t & (1 - \beta) \end{pmatrix} \quad (13)$$

Cette matrice \mathbf{M} sert à la fois pour les conditions limites d'impédance et pour les conditions limites de paroi rigide, il ne suffit qu'à faire $\beta = 1$.

2.3 Méthode inverse

Finalement, présentons la méthode inverse utilisée.

La méthode inverse est définie telle qu'elle doit minimiser la fonction objective suivante :

$$\Upsilon(\varphi, z, z_t, C) = \int_{\Omega_{obs}} \{\varphi\}_{DG} - \varphi\}_{Meas} \}^t \cdot \{\varphi\}_{DG} - \varphi\}_{Meas} \} dx dy \quad (14)$$

où Ω_{obs} est le domaine de mesure. Nous allons étudier deux types de domaines de mesure, premièrement des mesures faites par microphone sur la paroi supérieure du banc GFIT de la NASA, deuxièmement des mesures issues de la LDV au dessus d'un liner, mesurées au banc B2A (figure 2) de l'Onera. Les résultats présentés dans ce papier sont issues d'une analyse approfondi des résultats présentés dans [6].

L'algorithme BFGS-B (Broyden, Fletcher, Goldfarb, Shanno for bounded variables) est utilisé afin de résoudre le problème d'optimisation. L'expression analytique des gradients de Υ par rapport à chaque paramètre z , z_t et C est obtenu via l'état adjoint.

$$\frac{\partial \Upsilon}{\partial z} = - \left\langle \frac{\partial \mathbf{M}_\beta}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial z} \varphi, \varphi^{adj} \right\rangle_{\Gamma_t} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Upsilon}{\partial z_t} = - \left\langle \frac{\partial \mathbf{M}_{\beta_t}}{\partial \beta_t} \frac{\partial \beta_t}{\partial z_t} \varphi, \varphi^{adj} \right\rangle_{\Gamma_t} \quad (16)$$

$$\frac{\partial \Upsilon}{\partial C} = \left\langle \mathbf{A}^i n_i^- \varphi_0, \varphi^{adj} \right\rangle_{\Gamma_s} \quad (17)$$

où φ^{adj} est la solution du problème adjoint et Γ_l , Γ_t et Γ_s sont respectivement la surface du liner, la surface de terminaison et la surface du terme source.

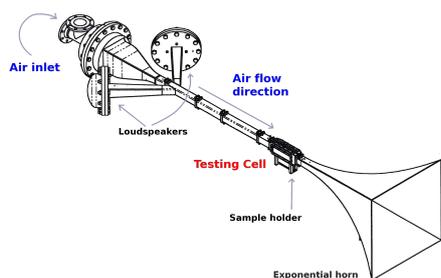


FIGURE 2 – Croquis du B2A

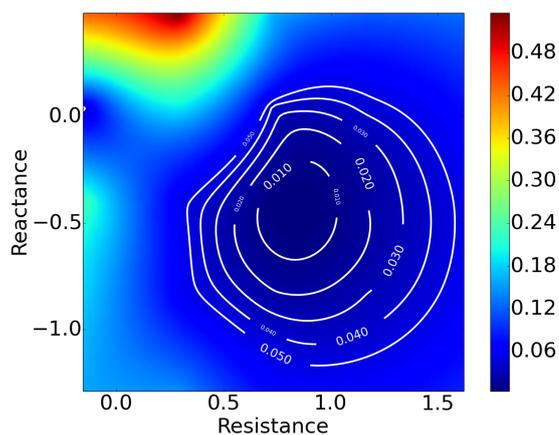


FIGURE 3 – Carte de fonction coût en impédance pour $f=1600$ Hz et $M_c = 0$

3 Analyse des résultats

La méthode inverse décrite précédemment sera utilisée afin de calculer l'impédance d'un liner type *wiremesh*. Les données utilisées sont issues du banc GFIT de la NASA ([6] et [7]) pour lequel un grand nombre de mesures (31 microphones) assure une convergence rapide.

La méthode a été utilisée pour le cas sans (figure 4) et avec écoulement (avec un Mach au centre de la veine de $M_c = 0.3$) (figure 5), tous les deux avec un $SPL = 130$ dB. Les résultats de l'optimisation sont ensuite traités afin d'obtenir une carte de fonction coût.

Un intervalle de confiance est trouvé en calculant les valeurs limites de l'impédance afin de que la fonction coût réduite (voir eq. (19)) ait une valeur inférieure à la valeur seuil désirée, c'est-à-dire

$$\text{Trouver } z = \theta + i\chi \quad t.q. \quad \Upsilon_{red} \leq \kappa \quad (18)$$

où θ est la résistance, χ la réactance et κ la valeur limite imposée ; et avec :

$$\Upsilon_{red} = \frac{\Upsilon}{\sum_{m=1}^N \|p_{meas}^m\|^2} \quad (19)$$

Pour ce faire, nous considérons la carte de fonction coût pour une fréquence donnée (figure 3), pour $\kappa = 0.01$.

La figure 4 montre les résultats d'identification d'impédance pour le cas sans écoulement avec l'intervalle de confiance (surface colorée en vert) correspondant aux valeurs possibles de θ (ou χ) afin d'avoir une valeur de la fonction coût inférieure à celle de κ . Nous nous apercevons que l'intervalle de confiance a plus ou moins la même taille pour tous les fréquences étudiées. Cela veut dire que la sensibilité d'identification est la même pour tous les cas.

Si maintenant nous observons la figure 5, correspondant au cas avec écoulement $M = 0.3$, nous pouvons noter la présence d'une fréquence, soit 1400 Hz, pour laquelle l'intervalle de confiance est réduit. Cela se traduit par une très bonne identification de l'impédance.

Cette analyse des résultats d'identification à l'aide d'un critère de sensibilité nous permet d'évaluer la robustesse de la procédure d'identification.

Considérons maintenant un liner conventionnel à comportement non-linéaire (avec plaque micro-perforée), ceci à l'aide de mesures LDV conduites dans le banc B2A de l'Onera. De cette façon nous pourrions tester la robustesse du code non seulement pour les mesures de pression, mais aussi pour les mesures d'un champ de vitesse en dessus du liner.

Les résultats de l'identification de l'impédance avec mesures de vitesse LDV pour le matériau microperforé sans écoulement (figure 6) et avec écoulement cisailé de $M_c = 0.23$ (figure 7) montrent des résultats beaucoup plus robustes que pour le cas d'identification avec microphones. Cela est dû à que la méthode inverse utilise un nuage de points au dessus du liner.

À hautes fréquences, l'intervalle de confiance est plus faible qu'à basses fréquences assurant ainsi une identification plus précise.

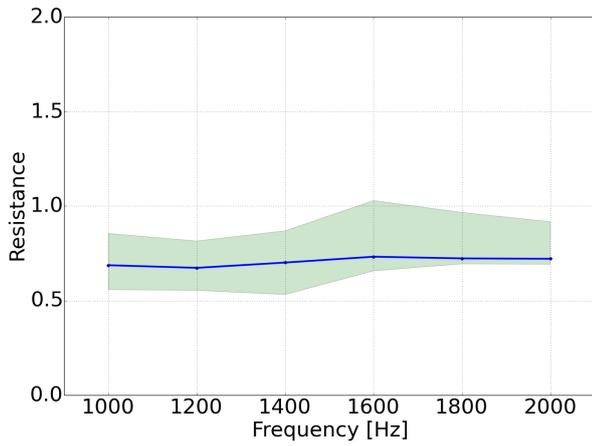
De la comparaison de ces deux résultats nous pouvons également conclure que les mesures LDV proche d'un liner sont susceptibles d'introduire une erreur moindre sur la valeur d'impédance identifiée.

4 Extension aux matériaux poreux

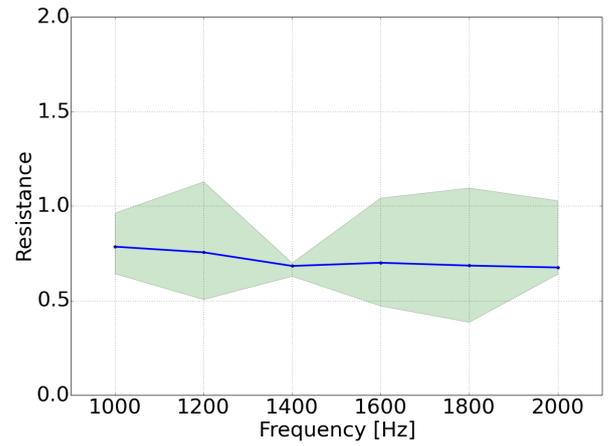
Le code d'identification d'impédance présenté est susceptible d'être étendu au cas des matériaux poreux. Cela implique l'intégration dans le code d'un domaine de calcul dans lequel les équations de propagation acoustique dans les matériaux poreux seront résolues. L'objectif est donc d'identifier les paramètres représentatifs de l'absorption acoustique des matériaux poreux : notamment la résistance à l'écoulement, la porosité, etc.

4.1 Galerkin Discontinu pour le couplage air-matériau

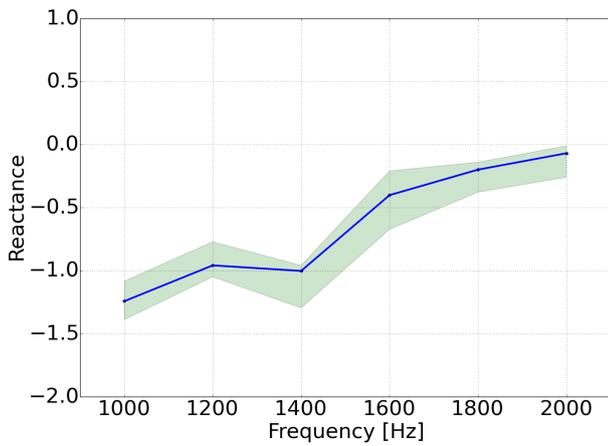
Une méthode Galerkin Discontinu a été mise en place pour les problèmes 1-D, telle qu'un tube à impédance. La méthode fait appel aux équations de Biot généralisées pour résoudre l'acoustique au sein du matériau, ainsi que des conditions de couplage air-matériau pour propager les ondes à l'interface.



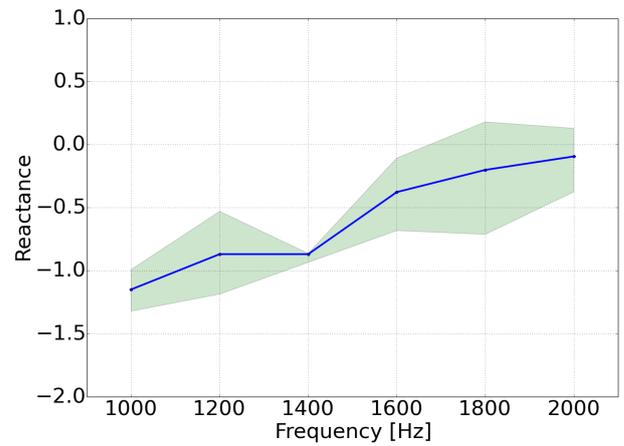
(a) Résistance



(a) Resistance



(b) Réactance



(b) Reactance

FIGURE 4 – Résultats d'identification de l'impédance du liner wiremesh avec les mesures de pression de la NASA. $M_c = 0$

Les équations de Biot généralisées peuvent s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{A}\partial\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{B}\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{g} \quad (20)$$

avec

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} k_b + \frac{4}{3}N & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{et } \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 & \tilde{\gamma} & \tilde{\rho}\omega^2 & 0 \\ \frac{\tilde{\rho}_e}{\phi}\tilde{\gamma}\omega^2 & 0 & 0 & \frac{\tilde{\rho}_e}{k_f}\omega^2 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

où tous les paramètres utilisés dans ces matrices sont décrits en [1] et le vecteur d'état est $\boldsymbol{\varphi} = \{\partial_x u, \partial_x p, u, p\}^t$.

Grâce à cette formulation matricielle, nous pouvons trouver la formulation faible suivante :

$$\begin{aligned} & \int_{\omega_e} (\mathbf{A}\partial_i\boldsymbol{\varphi}_e + \mathbf{B}\boldsymbol{\varphi}_e) \cdot \boldsymbol{\psi}_e d\omega_e \\ & + \sum_e \int_{\partial\omega_e \cap \partial\Omega} \mathbf{K}\mathbf{n} (\boldsymbol{\varphi}_e^+ - \boldsymbol{\varphi}_e^-) \cdot \boldsymbol{\psi}_e^- d\Gamma \\ & + \int_{\partial\omega_e \cap \partial\Omega} (\mathbf{M}\boldsymbol{\varphi}_e - \mathbf{g}) \cdot \boldsymbol{\psi}_e d\Gamma = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

FIGURE 5 – Résultats d'identification de l'impédance du liner wiremesh avec les mesures de pression de la NASA.

$$M_c = 0.3$$

où \mathbf{K} correspond au flux numérique entre deux cellules du maillage et \mathbf{M} aux conditions limites.

Dans ce cas nous pouvons utiliser le flux numérique suivant (centré avec une pénalisation intérieure sur les variables dérivées) :

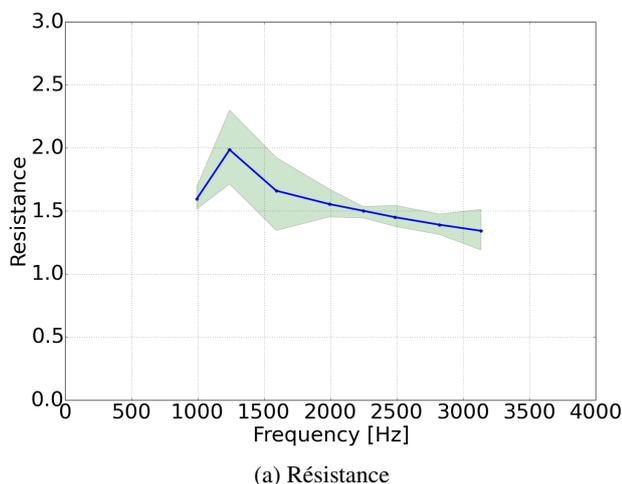
$$\boldsymbol{\varphi}^* = \begin{Bmatrix} \{\{\partial_x u\}\} - \tau_1 \{[u]\} \\ \{\{\partial_x p\}\} - \tau_2 \{[p]\} \\ \{u\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} \quad (22)$$

Avec ce flux numérique on obtient la matrice \mathbf{K} telle que :

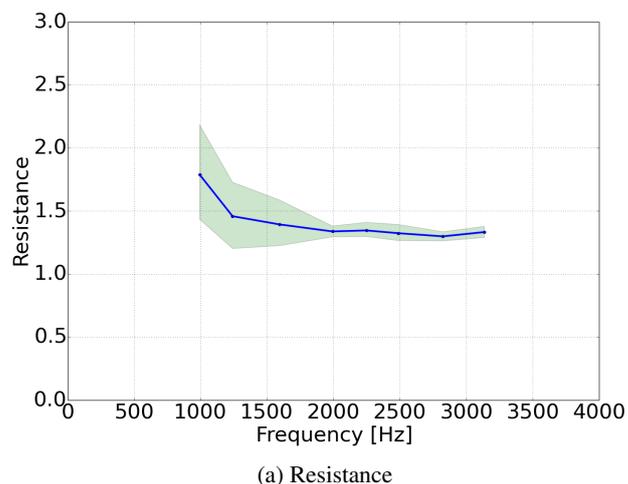
$$\mathbf{K} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} k_b + \frac{4}{3}N & 0 & 2\tau_1(k_b + \frac{4}{3}N)\mathbf{n} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 2\tau_2\mathbf{n} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Pour le cas des conditions limites du type paroi rigide nous pouvons utiliser la même démarche que pour les équations d'Euler linéarisées, soit :

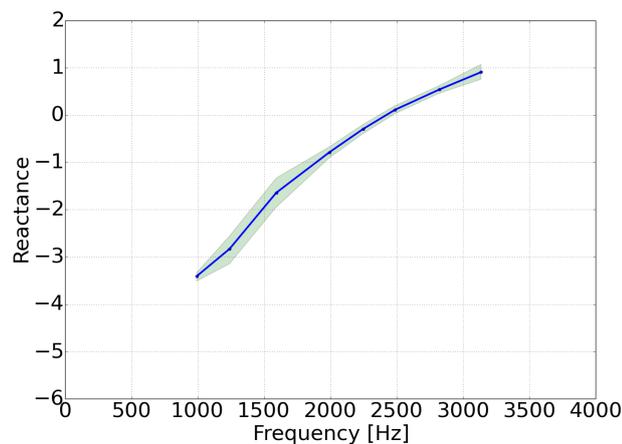
$$\mathbf{M} = \frac{n}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -2\tau_1(k_b + \frac{4}{3}N)\mathbf{n} & 0 \\ 0 & -2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2n}{\rho_c\omega} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$



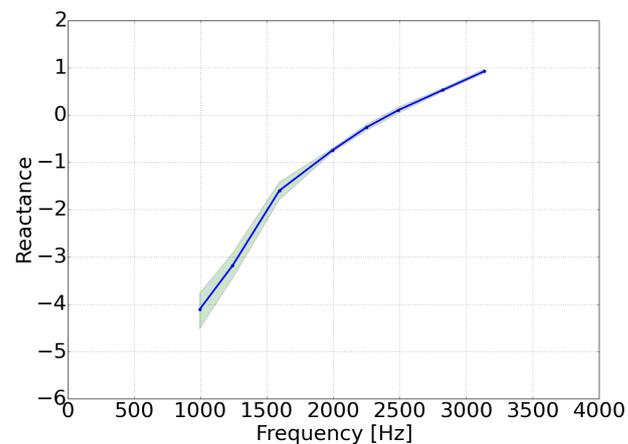
(a) Résistance



(a) Resistance



(b) Réactance



(b) Reactance

FIGURE 6 – Résultats d'identification de l'impédance du liner wiremesh avec les mesures LDV. $M_c = 0$ FIGURE 7 – Résultats d'identification de l'impédance du liner wiremesh avec les mesures LDV. $M_c = 0.23$

Enfin, les conditions à l'interface air-matériau sont la continuité de la pression eq. (23) et du déplacement eq. (24) :

$$p^{air} = p^{mat} \quad (23)$$

$$\partial_x p^{air} = \rho_{air} \omega^2 (1 - \phi - \phi \frac{\tilde{\rho}_{12}}{\rho_{22}}) u^{mat} + \frac{\phi \rho_{air}}{\tilde{\rho}_e} \partial_x p^{mat} \quad (24)$$

Cette méthode nous permet de coupler la propagation acoustique dans l'air avec la propagation acoustique dans le matériau poreux. Grâce à cette méthode on pourra ensuite formuler une méthode inverse afin d'identifier les paramètres caractéristiques du matériau.

4.2 Résultats

Le coefficient d'absorption d'une mousse de mélamine (voir tableau 1) a été calculé en fréquence, en supposant la propagation d'ondes planes et en déterminant la pression acoustique en deux points, comme dans le cas d'une expérimentation en tube à impédance [2]. Les résultats ont ensuite été comparés avec un modèle de type Delany-Bazley [3] (voir figure 8).

Nous pouvons noter un bon accord entre les résultats du modèle semi-empirique de Delany-Bazley et les résultats numériques du code développé.

5 Conclusion

Un étude de la robustesse du code d'identification d'impédance de l'Onera a été fait pour différents cas.

Premièrement, nous avons étudié un liner du type *wiremesh* avec des données fournies par la NASA. L'étude a ensuite été étendue à des configurations avec et sans écoulement. Pour les deux cas nous avons obtenu un intervalle de confiance en fréquence, ce qui nous donne une première idée de la robustesse du code pour le cas d'identification avec mesures par microphone.

Dans un deuxième temps, nous avons travaillé avec un liner classique de type microperforé. L'intervalle de confiance pour ce type de liners en utilisant les mesures LDV est beaucoup plus petit que celui obtenu pour le *wiremesh* avec mesures de pression. Cela nous amène à conclure que si nous cherchons à minimiser la sensibilité du résultat d'identification il sera pertinent d'utiliser des mesures LDV.

Enfin, une proposition d'extension du code d'identification aux matériaux poreux a été présentée. Soit la formulation faible du problème, ainsi que le flux numérique et les conditions aux limites. Une première validation du code dans un cas monodimensionnel a été aussi effectuée en comparant les résultats à ceux fournis par la méthode

Épaisseur d [m]	0.04
Porosité ϕ	0.99
Résistance à l'écoulement σ [$Nm^{-4}s$]	12000
Dimension visqueuse Λ [μm]	100
Dimension thermique Λ' [μm]	400
Tortuosité α_∞	1.01
Densité ρ_1 [kgm^{-3}]	9
Module de cisaillement N [kPa]	86
Coefficient de Poisson ν	0.276
Amortissement η	0.75

TABLEAU 1 – Propriétés de la mélamine

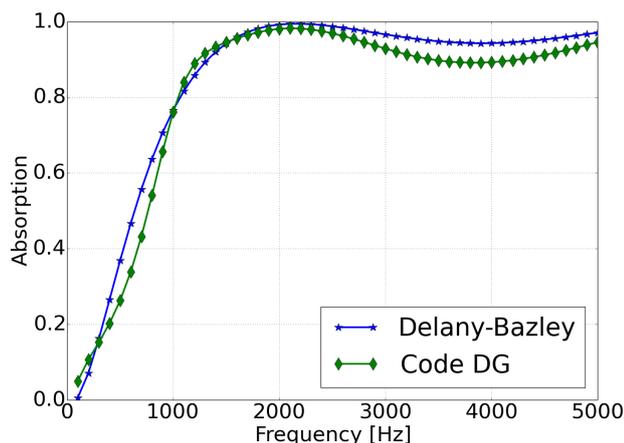


FIGURE 8 – Comparaison du coefficient d'absorption calculé avec le modèle de Delany-Bazley et le code Galerkin Discontinu de l'Onera

semi-empirique de Delany-Bazley. L'implémentation de matériaux poreux dans le code développé va se poursuivre en condition de parois traitée avec présence d'écoulement rasant.

Remerciements

Je souhaite premièrement remercier mes directeurs de thèse, Mme. PIOT Estelle et M. SIMON Frank, grâce auxquels j'ai pu avoir des discussions très enrichissantes.

Je souhaite également remercier la Région Midi-Pyrénées et l'Onera, co-financeurs de la thèse réalisée au sein du département DMAE de l'Onera.

Références

- [1] Biot, M. A. , *The theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low frequency. ii. higher frequency range*, Journal of the Acoustical Society of America, 28 (1956), pp. 168-191.
- [2] Boden, H. et Abom, M. , *Influence of errors on the microphone method for measuring acoustics properties in ducts*, JASA 79(2) pp. 541-549 (1986).
- [3] Delany, M. E. et Bazley, E. N. , *Acoustical properties of fibrous absorbent materials*, Applied Acoustics 3, 1970, pp. 105-116.

[4] Primus, J., *An adjoint-base method for liner impedance education : Validation and numerical investigation*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 332, No. 1, Janvier 2013, pp. 58-75.

[5] Primus, J., *Détermination de l'impédance acoustique de matériaux absorbants en écoulement par méthode inverse et mesures LDV*, Thèse de doctorat, INSA Toulouse, 2012.

[6] Primus, J., Piot, E., Simon, F., Jones, M. G. et Watson, W. R. , *ONERA-NASA Cooperation Effort on Liner Impedance Education*, dans Proceedings of the 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, no 2013-2273, AIAA, 2013.

[7] Jones, M. G. et Watson, W. R. , *On the use of experimental methods to improve confidence in educed impedance*, Proceedings of the 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, no 2011-2865, AIAA, 2011.