



HAL
open science

Mesure de la traînée de frottement de liners acoustiques

Paul Kraemer, Fabien Méry, Estelle Piot, Olivier Léon

► **To cite this version:**

Paul Kraemer, Fabien Méry, Estelle Piot, Olivier Léon. Mesure de la traînée de frottement de liners acoustiques. CFA 2025 - 17e Congrès Français d'Acoustique, Société Française d'Acoustique (SFA), Apr 2025, Paris, France. <hal-05365052>

HAL Id: hal-05365052

<https://inria.hal.science/hal-05365052v1>

Submitted on 14 Nov 2025

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

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



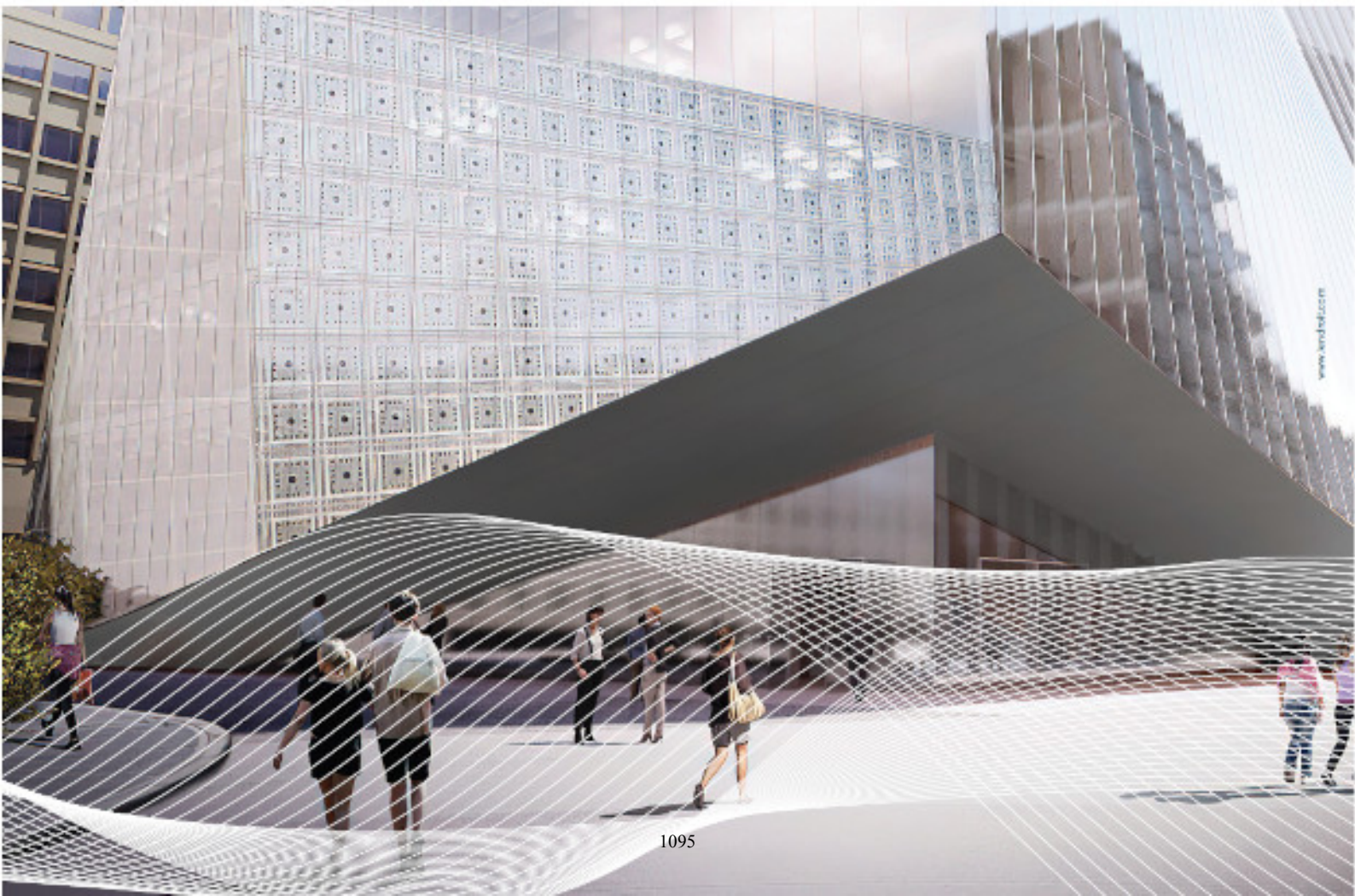
Distributed under a Creative Commons CC BY 4.0 - Attribution - International License

17^e Congrès Français d'Acoustique
27-30 avril 2025, Paris

Mesure de la traînée de frottement de liners acoustiques

P. Kraemer ^a, F. Méry ^a, E. Piot ^a et O. Léon ^a

^a ONERA/DMPE, Université de Toulouse, 2 Avenue Marc Pégélegrin, 31055 Toulouse, France



Dans cette étude, un banc à écoulement de canal avec un rapport d'aspect de 10.5 est utilisé jusqu'à des nombres de Reynolds de 1.7×10^5 et de Mach de 0.5. Une procédure de mesure du frottement pariétal par mesure de perte de charge est validée sur paroi lisse par comparaison avec plusieurs travaux expérimentaux et empiriques. Le coefficient de frottement de plusieurs échantillons de liners acoustiques est ensuite mesuré pour différents nombres de Reynolds; des profils de couche limite turbulente sont également obtenus. Nous identifions un régime "visqueux" à bas Reynolds où les profils de vitesse en échelle de paroi sont similaires, et un régime "de transition" survenant autour de $Re_\tau = 1800$, dominé par la traînée de pression avec parfois des augmentations brutales de coefficient de frottement et des déformations significatives des profils de vitesse. L'espacement entre les perforations d'une géométrie de liner semble être un paramètre d'influence majeur sur le frottement pariétal, les géométries traînant le plus étant celles pour lesquelles cet espacement est le plus faible.

1 Introduction

Dans le but d'optimiser la consommation en carburant et de réduire les émissions de gaz à effet de serre, les nouveaux moteurs d'avion présentent des taux de dilution (rapport entre la masse du flux d'air secondaire et celle du flux primaire) de plus en plus élevés. Contrairement aux anciens moteurs, ce n'est alors plus le bruit de jet qui prédomine mais le bruit de la turbomachine, caractérisé par une composante tonale liée à la fréquence de passage de l'aube ainsi que par une composante large bande liée à la turbulence. Pour satisfaire les réglementations sur le bruit des avions définies par le conseil européen ACARE, il est nécessaire de réduire spécifiquement cette source de bruit. Cela est aujourd'hui réalisé grâce à des liners acoustiques placés sur les parois de la nacelle du moteur pour absorber les ondes acoustiques (Figure 1 et 2a).

Un liner acoustique traditionnel SDOF (Single Degree Of Freedom) est composé d'une structure interne en nid d'abeille recouverte en haut d'une plaque perforée (couche résistive) et en bas d'une plaque rigide (Figure 1). Cela forme un dispositif fonctionnant d'une façon proche du résonateur de Helmholtz : l'onde acoustique est dissipée au niveau des orifices de la couche résistive pour une fréquence dépendante de la profondeur des cavités.

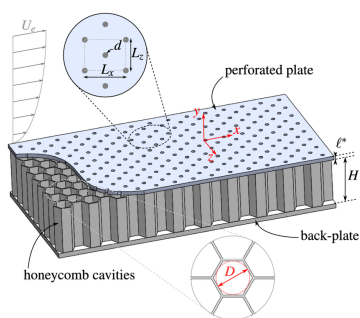
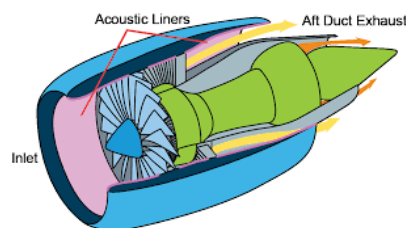
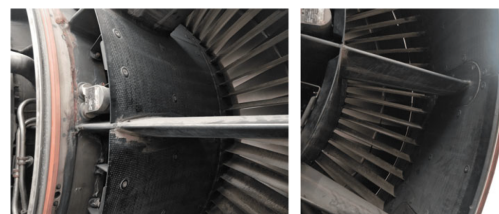


FIGURE 1 – Liner acoustique SDOF [9]

Les futurs moteurs UHBR (Ultra High Bypass Ratio) présenteront des taux de dilution encore plus importants avec notamment un diamètre de soufflante plus élevé, des nacelles plus fines et des entrées et sorties plus réduites. Cela générera d'une part un bruit à plus basse fréquence nécessitant d'augmenter les dimensions des liners pour



(a) Schéma de positionnement général



(b) Photographie au sein d'une nacelle [14]

FIGURE 2 – Intégration des liners acoustiques au sein des moteurs d'avion

optimiser la dissipation acoustique, et d'autre part cela réduit l'espace disponible pour intégrer ces mêmes liners [8]. Cela amène à concevoir des nouveaux liners acoustiques dont il apparaît crucial de pouvoir caractériser précisément le comportement aérodynamique en plus du comportement acoustique.

Au cours des quarante dernières années, la traînée des liners acoustiques a été largement étudiée. L'une des premières études sur le sujet a été menée par Wilkinson [15], qui a comparé les coefficients de frottement de plusieurs géométries de plaques perforées recouvrant une structure en nid d'abeille. Il a classé ces géométries en fonction de l'espacement entre les perforations en échelle visqueuse de paroi Δz^+ : les géométries avec $\Delta z^+ < 100$ ont une traînée 50% plus grande que les géométries avec $\Delta z^+ > 100$, $\Delta z^+ = 100$ correspondant à l'espacement caractéristique entre les structures turbulentes proche de la paroi. La pertinence de ce paramètre Δz^+ a été plus récemment confirmée par Jasinski et al. [7] qui ont mesuré le frottement de liners avec une balance aérodynamique en présence d'excitation acoustique. Howerton et Jones [4] ont réalisé une étude paramétrique expérimentale pour mesurer la traînée d'échantillons de liners acoustiques comparativement à des échantillons lisses. Ils utilisent la soufflerie de la NASA

GFIT (Grazing Flow Impedance Tube) avec un écoulement turbulent pleinement développé où le liner est placé dans une portion de la section de mesures. Le gradient de pression statique mesuré dans la section de mesures permet d'en déduire une estimation de la traînée et du coefficient de frottement de l'échantillon, en s'inspirant d'une approche classiquement employée par Nikuradse [13] pour les écoulements dans des conduites rugueuses. Cette approche cependant ne permet pas d'obtenir une valeur de frottement précise et absolue pour chaque échantillon mais est utilisée pour les comparer entre eux, bien que l'incertitude sur les mesures ne le permet pas systématiquement [5]. Zheng et al. [18] ont réalisé une étude paramétrique similaire en utilisant également un banc avec un écoulement pleinement turbulent et développé, mais en mesurant la traînée avec une balance aérodynamique adaptée aux échantillons de liners. Là encore il ne s'agit pas de mesurer précisément la valeur du frottement car l'incertitude de la mesure dépend grandement de la taille de l'échantillon mais plutôt de comparer divers échantillons entre eux. Ces deux études aboutissent à des observations similaires : la traînée des liners augmente proportionnellement à la porosité de la couche résistive, et des diamètres de perforations plus faibles permettent une traînée plus faible, mais seulement en dessous de Mach 0.4. L'ajout d'un mesh sur la couche résistive permet une réduction de traînée significative particulièrement lorsque la porosité du liner est grande. Zheng et al. ont également mis en évidence que plus la couche résistive est épaisse plus le frottement est élevé. Avec les installations de la JAXA, Ishhi et al. [6] ont utilisé une méthode similaire à celle de Howerton et Jones [4] pour mesurer la traînée d'échantillons de liners de la NASA. Pour un ratio t/d d'épaisseur de plaque sur diamètre des perforations, il a été montré que la profondeur des cavités avait une influence négligeable sur la traînée. Avec cette même installation de la JAXA, Murata et al. [12] se sont intéressés à la traînée d'un design de liner novateur constitué d'un film perforé directement positionné sur la couche résistive d'un liner classique à faible porosité (5 %), et dont le but est d'améliorer les performances acoustiques en limitant l'effet de l'écoulement rasant. Une réduction de traînée de 7 % a été observée.

Plusieurs études numériques se sont également intéressées au frottement pariétal des liners acoustiques. Shazad et al. [14] ont notamment réalisé des simulations DNS d'écoulements turbulents sur des liners en faisant varier leurs paramètres géométriques et pour plusieurs nombres de Reynolds de frottement. L'existence d'un régime pleinement rugueux a été mis en évidence pour les liners classiques avec une hauteur de grain de sable équivalent qui correspond à l'inverse du coefficient de Forchheimer caractérisant la perméabilité de la plaque perforée. Ce régime pleinement rugueux où la traînée de pression domine semble être valable pour des ratios t/d de l'ordre de 1. Pour des liners de porosité faible (3.6 %), aucune différence ne semble être notée au niveau des profils de vitesse axiale moyenne par rapport à un revêtement lisse, ce qui est également observé expérimentalement avec des mesures PIV par Léon et al. [9].

Comme détaillé précédemment dans les études réalisées

dans les installations de la NASA ou la JAXA ([4, 6]), une méthode courante pour mesurer la traînée d'un liner est de mesurer la perte de charge de l'écoulement dans une conduite ou un canal de hauteur h . La contrainte pariétale τ_w sera alors directement proportionnelle à la perte de charge mesurée, selon l'approche proposée par Nikuradse avec les tuyaux rugueux [13] : $\tau_w = -\frac{dp}{dx}h$. Cependant, cette approche ne sera valable dans un écoulement de canal de section $l \times h$ et de longueur L qu'à certaines conditions [3] :

- L'écoulement doit être quasi bidimensionnel, c'est à dire avec un rapport d'aspect $AR = l/h$ suffisamment grand pour négliger les effets tridimensionnels dus aux aux parois latérales. Dean et al. [1] utilisent $AR = 7$, Marusic et al. [10] recommandent $AR > 10$, alors que Durst et al. [2] et Güttler [3] trouvent $AR = 12$ suffisant.
- L'écoulement doit être pleinement turbulent, avec un développement sur une longueur L_E assez grande pour que la transition laminaire/turbulent ait lieu en amont de la section de mesures. Durst et al. suggèrent $L_E = 60h$ et Zanoun et al. [16] utilisent $L_E = 30h$.
- Enfin, l'écoulement doit être établi spatialement, c'est à dire sans variations axiales de vitesse débitante ou masse volumique. Cela permet de simplifier grandement les équations de la dynamique de l'écoulement pour aboutir à la relation simple ci-dessus entre la contrainte pariétale et la perte de charge. Cela ne sera valable seulement pour des écoulements à vitesse modérée sans effets de compressibilité (en dessous de 75 m/s, typiquement).

Ce type de canaux idéaux a été utilisé pour mesurer précisément le frottement de revêtements lisses, par exemple par Zanoun et al. [16, 17] à l'Université Friedrich Alexander d'Erlangen Nuremberg ou encore par Monty [11] à l'Université de Melbourne. Cependant, tous les dispositifs expérimentaux mentionnés dans les études précédentes sur les liners sont conçus prioritairement pour des études acoustiques et ne respectent donc pas pleinement ces conditions de canal idéal pour des mesures de frottement précises. Les sections des conduites ont souvent un rapport d'aspect proche de 1, ce qui ne permet pas de négliger les perturbations tridimensionnelles aux parois latérales et les vitesses utilisées sont souvent au delà de Mach 0.3 ce qui donne lieu à des effets de compressibilité non négligeables. Le Tableau 1 synthétise les caractéristiques des installations mentionnées dans cet état de l'art permettant de mesurer le frottement de liners acoustiques ou de surfaces lisses.

Cette étude a pour but d'utiliser le BANC CANAL de l'ONERA mentionné en dernière ligne du tableau pour créer un écoulement de canal turbulent quasi bidimensionnel afin de mesurer le plus précisément possible le frottement pariétal de différentes géométries de liners acoustiques sur une large gamme de nombre de Reynolds, ce qui n'a à ce jour encore jamais été réalisé.

TABLEAU 1 – Caractéristiques de plusieurs installations utilisées pour mesurer le frottement pariétal dans l'état de l'art

	AR	L_E	M_{max}	Re_{max}	Liners inclus
GFIT (NASA) [4]	1.14	>30h	0.5	5.7×10^5	Oui
Canal du LSTM à Erlangen [17]	12	30h	0.22	2.4×10^5	Non
Conduite de la JAXA [6, 12]	1.33	>15h	0.3	4×10^5	Oui
Canal du KIT à Karlsruhe [3]	12	150h	0.048	2.2×10^4	Non
Canal de l'Université de Melbourne [11]	11.7	205h	0.085	1.9×10^5	Non
Conduite de l'Université de Beihang [18]	1	47h	0.6	1.2×10^6	Oui
Soufflerie de l'Université de Notre Dame [7]	1	27h	0.6	1.2×10^6	Oui
BANC CANAL (ONERA)	10.5	127h	0.5	1.8×10^5	Oui

2 Dispositif expérimental

2.1 BANC CANAL

Le BANC CANAL présenté en Figure 3 possède une section rectangulaire de 210 mm \times 20 mm ($L \times h$), soit un rapport d'aspect $AR = 10.5$, satisfaisant ainsi les conditions nécessaires à un écoulement quasi bidimensionnel [3]. La longueur totale du canal est de $L = 4$ m, et six prises de pression statique sont positionnées sur la paroi latérale afin de mesurer la perte de charge. Un collecteur convergent est monté à l'entrée, avec une bande de déclenchement de 400 μ m d'épaisseur placée sur les parois supérieures et inférieures de la section d'entrée, permettant de déclencher la turbulence. Cela garantit l'établissement d'un régime d'écoulement pleinement turbulent, même à faible nombre de Reynolds [3], dans la section de test située à $L_E = 127h$, entre les prises de pression numéros 3 et 4 où la perte de charge est estimée. La nombre de Mach maximal atteignable est de 0.5, correspondant à un nombre de Reynolds maximal basé sur la hauteur h du canal de 1.75×10^5 . Un tube de Pitot est placé dans la section d'entrée afin de mesurer la vitesse d'entrée U_0 en utilisant une prise de pression statique P_0 sur le collecteur, donnant par ailleurs la masse volumique moyenne en entrée ρ_0 en prenant en compte la température statique locale T_0 . Le banc fonctionne par aspiration du flux d'air à l'aide d'un réseau de vide, maintenant un débit constant contrôlé. Des échantillons de liners acoustiques de 3.5 m de longueur et 20 cm de largeur sont positionnés sur les parois supérieures et inférieures du canal, couvrant ainsi presque toute la longueur de la veine d'essai. Enfin, une sonde de pression totale est placée en amont de la section divergente finale, à la paroi de l'échantillon de liner, afin de

mesurer des profils de vitesse axiale moyenne.

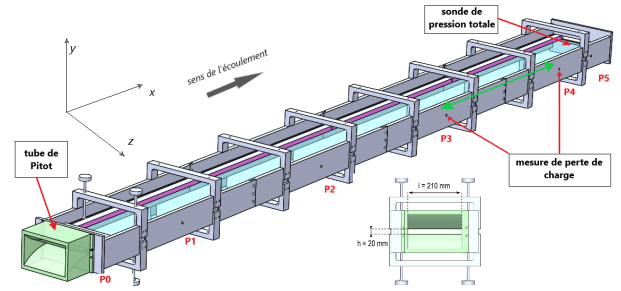


FIGURE 3 – BANC CANAL

2.2 Équations fondamentales

Des mesures préliminaires effectuées avec ce banc sur revêtement lisse ont montré que l'écoulement n'est pas pleinement développé, même à des vitesses d'écoulement modérées. Pour des vitesses d'entrée supérieures à 45 m/s (Mach 0.13), l'écoulement subit une accélération significative le long du canal, atteignant des vitesses bien supérieures à la valeur d'entrée dans la section de test. Cela s'explique par les effets combinés des hautes vitesses d'écoulement et des pressions statiques internes faibles dues à la dépression induite par aspiration, ce qui génère de fortes variations relatives de la masse volumique moyenne $\rho(x)$ dans la direction de l'écoulement. Il en résulte une augmentation progressive de la vitesse débitante $U(x)$ le long de l'écoulement par conservation du débit. L'équation donnant la contrainte pariétale a donc été corrigée pour prendre en compte ces effets de variations axiales de masse volumique et vitesse débitante. Celle-ci dépend à la fois des pertes de charge et du gradient de pression dynamique local :

$$\tau_w(x) = -\frac{dp}{dx} \frac{h}{2} - \rho_0 U_0 \frac{h}{2} \frac{\partial U}{\partial x}(x) \quad (1)$$

Le coefficient de frottement s'obtient alors en adimensionnant la contrainte pariétale par la pression dynamique locale :

$$C_f = \frac{\tau_w(x)}{\frac{1}{2} \rho(x) U(x)^2} \quad (2)$$

On accède à la vitesse de frottement moyenne $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$, nous permettant d'exprimer le nombre de Reynolds de frottement $Re_\tau = \frac{\rho u_\tau h}{2\mu}$, où μ est la viscosité dynamique de l'air. Les grandeurs sont adimensionnées en échelle de paroi telles que $y^+ = \frac{y u_\tau \rho}{\mu}$ et $U^+ = \frac{U}{u_\tau}$.

En intégrant sur la demi hauteur du canal la relation logarithmique du profil de vitesse $U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + A$, on obtient la loi de frottement logarithmique reliant le coefficient de frottement au nombre de Reynolds pour des

constantes κ et A données :

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{Re \sqrt{C_f}}{2\sqrt{2}} \right) - 1 \right] + A \quad (3)$$

3 Résultats

3.1 Frottement sur paroi lisse

Les valeurs du coefficient de frottement ont été mesurées sur un échantillon lisse pour des nombres de Reynolds allant de 8×10^3 à 1.75×10^5 , en utilisant la méthode décrite précédemment et les relations 1 et 2. Les résultats sont présentés en Figure 4. Les données expérimentales de Zanoun et al. [17], Monty [11] et Durst et al. [2], toutes obtenues par des mesures de perte de charge dans des écoulements de canal avec des rapports d'aspect respectifs de 12, 11.7 et 18, sont également représentées. La loi logarithmique de frottement (3), avec les constantes de Zanoun [16], est également incluse. Nos résultats sont en très bon accord avec les données expérimentales de Zanoun et al. [17] et la relation logarithmique de frottement pariétal (3) des mêmes auteurs. La comparaison est satisfaisante pour $Re > 5 \times 10^4$ avec les travaux de Monty [11], et l'accord est bon avec les données de Durst et al. [2] à faibles Reynolds.

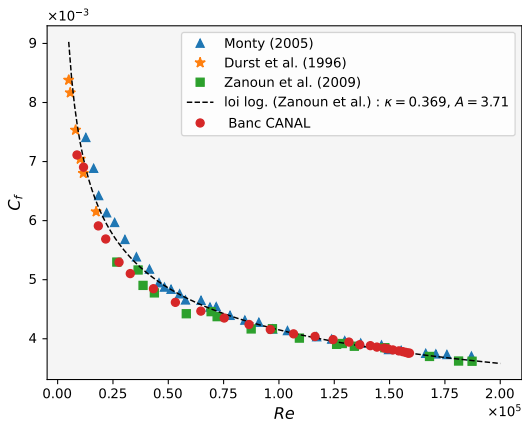


FIGURE 4 – Mesures de coefficient de frottement sur paroi lisse

Des profils de vitesse axiale moyenne en unité de paroi sont mesurés à l'aval de la section test avec une sonde de pression totale pour 10 valeurs de nombre de Reynolds de frottement Re_τ comprises entre 516 et 3635 (Figure 5). Les constantes κ et A de la zone logarithmique sont déterminées dans chaque cas. On observe que ces deux paramètres sont quasi indépendants du nombre de Reynolds de frottement pour $Re_\tau > 900$ avec des valeurs moyennes $\kappa_{mean} = 0.369$ and $A_{mean} = 3.81$ qui sont en très bon accord avec les valeurs proposées par Zanoun et al. [16] de $\kappa = 0.369$ and $A = 3.71$ dans leur canal turbulent.

Ces premiers résultats sur paroi lisses permettent de valider la procédure de mesure de frottement pariétal en présence d'effets de compressibilité, pour ensuite l'appliquer à des échantillons de liners acoustiques.

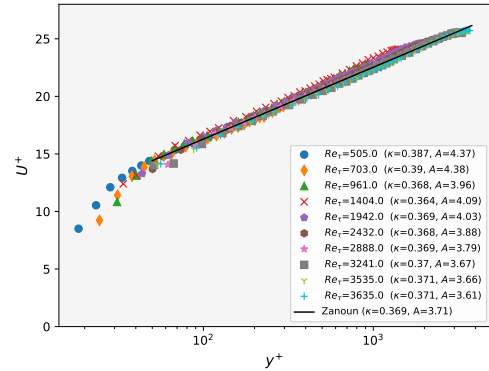


FIGURE 5 – Profils de vitesse axiale moyenne sur paroi lisse

3.2 Frottement pariétal des liners acoustiques

Les caractéristiques géométriques des plaques perforées des liners considérés dans cette étude sont résumés dans le Tableau 2. La porosité σ varie de 5 % à 20 %, avec des diamètres de perforation ϕ compris entre 0.3 et 0.6 mm, ce qui donne une distance entre les bords de deux perforations consécutives Δz allant de 0.5 mm à 2.5 mm. L'épaisseur des couches résistives est de 1 mm ou 0.6 mm selon le type d'échantillon. L'échantillon lisse WTT1 précédemment étudié est également inclus.

TABLEAU 2 – Échantillons de liners acoustiques

	WTT1	WTT2	WTT12	WTT13	WTT4
σ		15%	15%	5%	20%
ϕ (mm)		0.3	0.6	0.6	0.3 x 4
Δz (mm)		0.5	1.5	2.5	1
t (mm)	0.6	0.6	1	1	0.6

Le frottement de chaque panneau de liner a été mesuré par perte de charge et les coefficients de frottement associés en fonction du nombre de Reynolds de frottement sont présentés en Figure 6. Comme attendu, tous les échantillons de liners ont une traînée de frottement bien supérieure à celle de l'échantillon lisse WTT1. On met alors en évidence deux régimes de frottement distincts.

On a d'une part un premier régime à faibles nombres de Reynolds pour $Re_\tau < 1850$, où les effets de frottement visqueux sont dominants. Le comportement décroissant du coefficient de frottement pour chaque liner est alors similaire à celui de la référence lisse. Dans ce régime, les géométries des liners peuvent être classées en fonction de leur porosité : plus la porosité est élevée, plus le coefficient de frottement est important, bien que les différences entre géométries restent relativement faibles (moins de 8 %). Les quatre échantillons présentent une traînée de frottement de 15 % à 25 % supérieure à celle de la référence lisse.

D'autre part on observe un second régime à hauts nombres de Reynolds pour $Re_\tau > 1850$, où les effets de traînée de pression

deviennent prédominants. Dans ce régime, de fortes différences de comportement sont observées entre les différentes géométries. Une brusque augmentation du frottement est notée pour les échantillons WTT2 et WTT4 qui atteignent des valeurs de C_f plus de deux fois supérieures à celles de la référence lisse. Un comportement similaire a été observé par Zheng et al. [18] lors de mesures du frottement pariétal par balance aérodynamique sur des échantillons de liners présentant une porosité de 20 % au-delà de Mach 0.2. En revanche, pour les géométries WTT12 et WTT13, le coefficient de frottement continue de diminuer, bien qu'un changement de pente apparaisse autour de $Re_\tau = 1850$. La traînée atteint des valeurs maximales respectivement 24 % et 39 % plus élevées que la référence lisse pour WTT13 et WTT12.

De façon générale, les géométries de liner peuvent être classées selon leur paramètre Δz d'espacement entre les perforations : plus cet espacement est faible, plus le coefficient de frottement est élevé. Cela s'explique par les interactions accrues entre les structures turbulentes au niveau des orifices lorsque ceux-ci sont plus rapprochés.

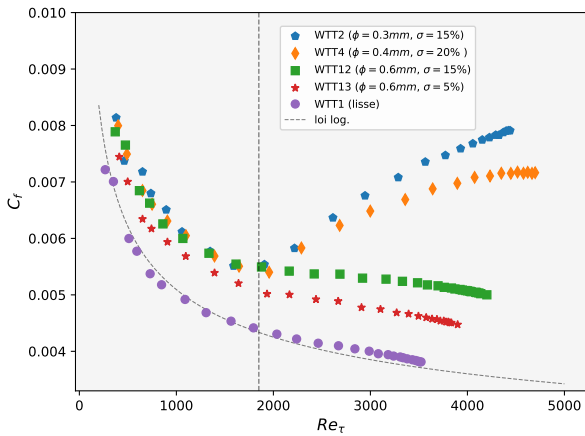


FIGURE 6 – Coefficients de frottement des liners acoustiques

Les coefficients de frottement sont tracés en Figure 7 en fonction de l'espacement entre perforations correspondant en échelle de paroi Δz^+ , calculé pour chaque Re_τ testé. On identifie pour chaque géométrie un espacement entre perforations critique Δz_c^+ qui délimite les deux régimes de frottement distincts décrits précédemment. Les géométries WTT2 et WTT4 pour lesquelles $\Delta z_c^+ < 200$ voient leur frottement augmenter significativement en régime "haut Reynolds", alors que les deux autres géométries WTT12 et WTT13 pour lesquelles $\Delta z_c^+ > 200$ affichent toujours une décroissance monotone de frottement à haut Reynolds.

Les profils de vitesse axiale moyenne ont aussi été mesurés pour chaque échantillon et pour plusieurs valeurs de nombre de Reynolds de frottement. Une comparaison des profils obtenus pour les géométries WTT2 et WTT12 est proposée en Figure 8. Les profils peuvent être classés dans chaque cas selon le régime de frottement haut Reynolds ou bas Reynolds. La loi logarithmique correspondant à l'échantillon lisse WTT1 est tracée à titre de comparaison.

A régime bas Reynolds, les profils de vitesse sont indépendants de Re_τ , que ce soit pour l'échantillon WTT2 en Figure 8a ou l'échantillon WTT12 en Figure 8b. Une valeur moyenne de $\kappa = 0.369$ est mesurée, dans les deux cas, ce qui correspond exactement au cas lisse : la pente de la loi logarithmique n'est pas affectée par les perforations à ce régime.

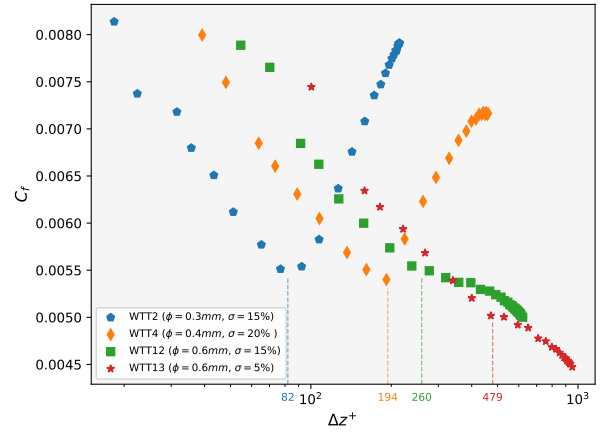


FIGURE 7 – Coefficients de frottement en fonction de l'espacement caractéristique entre perforations

A régime haut Reynolds en revanche, les profils de vitesse deviennent dépendants de Re_τ . Dans le cas de WTT2 de fortes déformations des profils sont observées et il n'y a plus de zone logarithmique clairement visible. Ces déformations ont lieu autour d'une droite de pente $1/\kappa$ avec $\kappa = 0.369$ tracée en guise de référence et sont d'autant plus grandes que Re_τ est grand. Cela est cohérent avec la forte hausse de frottement observée précédemment pour WTT2 à ce régime. Dans le cas de WTT12 pour lequel le frottement continue sa décroissance monotone à haut Reynolds, les profils conservent une allure logarithmique associée à une constante $\kappa = 0.369$, seule la constante A diminuant avec Re_τ .

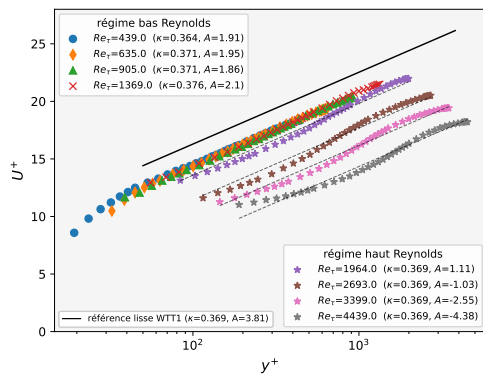
Les échantillons WTT4 et WTT13 dont les profils ne sont pas représentés ici ont un comportement très similaire aux géométries WTT2 et WTT12, respectivement.

4 Conclusion

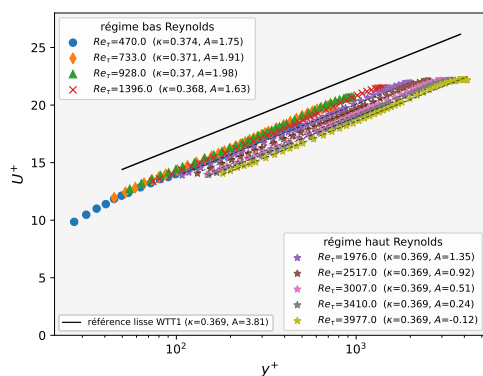
Dans cette étude le frottement de liners acoustiques a été évalué précisément sur une large gamme de Reynolds au moyen de mesures de pertes charge dans un écoulement de canal bidimensionnel et pleinement turbulent avec prise en compte d'effets de compressibilité. La procédure de mesure a d'abord été validée sur un échantillon lisse, avec des résultats de frottement et une zone logarithmique de couche limite turbulente en très bon accord avec la littérature, notamment avec les travaux de Zanoun et al. ([16, 17]).

Deux régimes de frottement ont été mis en évidence pour les liners : un régime bas Reynolds où les profils de vitesse sont indépendants de Re_τ avec des pénalités de traînée de 15 % à 25 % par rapport au cas lisse, et un régime haut Reynolds où les profils de vitesse sont translatés verticalement vers le bas avec Re_τ avec des pénalités de traînée plus importantes allant de 25 % à 200 %. Le changement de régime survient pour une valeur critique Δz_c^+ d'espacement entre perforations en échelle de paroi. Lorsque $\Delta z_c^+ < 200$, une importante augmentation de frottement a lieu à régime haut Reynolds, associée à une déformation des profils de vitesse. De façon générale, à Re fixé, plus l'espacement entre perforations de la géométrie est grand, moins celle-ci a une traînée importante car les interactions entre structures turbulentes au niveau des orifices sont plus réduites.

Ces conclusions peuvent guider la conception de liners



(a) WTT2



(b) WTT12

FIGURE 8 – Profils de vitesse moyenne axiale sur les échantillons de liner

acoustiques dans le but d'optimiser leur performance aérodynamique. Une étude plus complète en présence d'excitation acoustique est requise pour comprendre l'effet combiné de l'intensité sonore et de l'écoulement turbulent sur le frottement pariétal.

Remerciements

Cette recherche a été financée en partie par l'ONERA et en partie par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) au titre du projet ACOUDRAG "ANR-23-CE51-0009-01". Dans l'objectif de publication en libre accès, les auteurs titulaires des droits appliquent une licence open Access CC-BY à tout article/manuscrit accepté pour publication (AAM) résultant de cette soumission. Nous remercions AIRBUS OPERATIONS SAS pour le prêt des échantillons de liners acoustiques.

Références

[1] R. B. Dean. Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow. *Journal of Fluids Engineering*, 100(2) :215–223, June 1978.

[2] F. Durst, M. Fischer, J. Jovanovic, and H. Kikura. Methods to Set Up and Investigate Low Reynolds Number, Fully Developed Turbulent Plane Channel Flows. *Journal of Fluids Engineering*, 120(3) :496–503, September 1998.

[3] Andreas Güttler. High accuracy determination of skin friction differences in an air channel flow based on pressure drop measurements. Technical report, 2017. ISBN : 9783731505020 ISSN : 2199-8868.

[4] B.M. Howerton and M.G. Jones. A conventional liner acoustic/drag interaction benchmark database. 2017.

[5] Brian M. Howerton. Acoustic Liner Drag : Measurement Uncertainty Reduction and Application to Novel Perforate Geometries. In *30th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2024)*, Aeroacoustics Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, May 2024.

[6] Tatsuya Ishii, Kenichiro Nagai, Hideshi Oinuma, and Shunji Enomoto. Experimental Study of Acoustic Liner Panels Shared in IFAR Program. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Aeroacoustics Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, May 2019.

[7] C. Jasinski and T. Corke. Mechanism for increased viscous drag over porous sheet acoustic liners. *AIAA Journal*, 58(8) :3393–3404, 2020.

[8] Victor Lafont. *Étude expérimentale et modélisation multiphysique d'un liner aéroacoustique soumis à des gradients thermiques*. PhD thesis, April 2022.

[9] O. Léon, F. Méry, E. Piot, and C. Conte. Near-wall aerodynamic response of an acoustic liner to harmonic excitation with grazing flow. *Experiments in Fluids*, 60(9), 2019.

[10] I. Marusic, B. J. McKeon, P. A. Monkewitz, H. M. Nagib, A. J. Smits, and K. R. Sreenivasan. Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers : Recent advances and key issues. *Physics of Fluids*, 22(6) :065103, June 2010.

[11] J. Monty. Developments In Smooth Wall Turbulent Duct Flows. 2005.

[12] Yo Murata, Tatsuya Ishii, Shunji Enomoto, Hideshi Oinuma, Kenichiro Nagai, Junichi Oki, and Hirofumi Daiguji. Acoustic Liners Combined with Fine Perforated Film. *AIAA Journal*, 62(6) :2200–2213, June 2024.

[13] J. Nikuradse. Laws of Flow in Rough Pipes, November 1950. NTRS Author Affiliations : NTRS Report/Patent Number : NACA-TM-1292 NTRS Document ID : 19930093938 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS).

[14] Haris Shahzad, Stefan Hickel, and Davide Modesti. Turbulence and added drag over acoustic liners. *Journal of Fluid Mechanics*, 965 :A10, June 2023.

[15] S. WILKINSON. Influence of wall permeability on turbulent boundary-layer properties. In *21st Aerospace Sciences Meeting*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1983.

[16] E.-S. Zanoun, F. Durst, and H. Nagib. Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows. *Physics of Fluids*, 15(10) :3079–3089, October 2003.

[17] E-S Zanoun, H Nagib, and F Durst. Refined c_f relation for turbulent channels and consequences for high- Re experiments. *Fluid Dynamics Research*, 41(2) :021405, April 2009.

[18] M. Zheng, C. Chen, and X. Li. Experimental investigation of factors influencing acoustic liner drag using direct measurement. *Aerospace Science and Technology*, 130, 2022.