

# Eine neuartige Impedanz-Randbedingung zur vollständigen Beschreibung des akustischen Verhaltens perforierter Wandauskleidungen mit Überströmung

Anita Schulz<sup>1</sup>, Chenyang Weng<sup>2</sup>, Friedrich Bake<sup>1</sup>, Lars Enghardt<sup>1,3</sup> und Dirk Ronneberger<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Triebwerksakustik, 10623 Berlin, E-Mail: [anita.schulz@dlr.de](mailto:anita.schulz@dlr.de)

<sup>2</sup> VOLVO Car Corporation, SE-405 31 Göteborg, E-Mail: [chenyang.weng@volvocars.com](mailto:chenyang.weng@volvocars.com)

<sup>3</sup> Technische Universität Berlin, Turbomaschinen und Thermoakustik, 10623 Berlin, E-Mail: [lars.enghardt@dlr.de](mailto:lars.enghardt@dlr.de)

<sup>4</sup> pensioniert, ehemals Georg-August-Universität Göttingen, Drittes Physikalisches Institut, 37077 Göttingen

## Einleitung

Bei einer Vielzahl technischer Anwendungen von durchströmten Kanälen, wie z. B. Flugzeugtriebwerken, Lüftungsanlagen oder Abgasleitungen, werden akustische Wandauskleidungen, sogenannte Liner, als wirkungsvolles Mittel zur Lärmbekämpfung eingesetzt. Der Liner besteht meist aus einer perforierten Deckschicht, welche in einigem Abstand vor einer schallharten Wand angebracht ist. Durch die Unterteilung der Zwischenschicht in einzelne, gegenseitig isolierte Kammern, wie in Abbildung 1 gezeigt, kann z. B. das Helmholtz-Resonator-Prinzip ausgenutzt werden. Die spektrale Charakteristik der Schalldämpfung wird dabei mittels der Kammer- und Öffnungsabmessungen an die Charakteristik des unerwünschten Schalls angepasst.

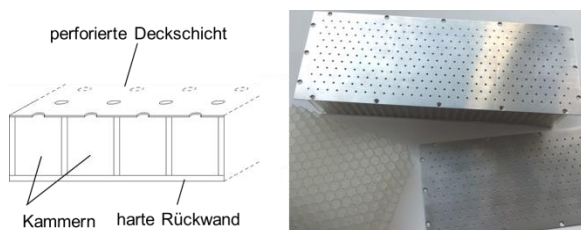


Abbildung 1: Aufbau einer resonatorartigen, schalldämpfenden Wandauskleidung (links) und Beispiel für eine Test-Auskleidung bestehend aus einer runden Zellstruktur und einem dünnen Lochblech (rechts).

In Strömungskanälen ist der Zusammenhang zwischen Geometrieparametern und Dämpfungscharakteristik jedoch erheblich komplexer als bei ruhender Luft. Man ist hier nach wie vor auf Experimente angewiesen, um die strömungsbedingte Änderung der Dämpfungscharakteristik zu ermitteln. Dabei wird als Kenngröße der akustischen Wandreaktion die Impedanz  $Z = \hat{p}/\hat{v}$  bestimmt, also das komplexwertige und frequenzabhängige Verhältnis zwischen dem Schalldruck  $\hat{p}$  an der Wand und der in die Wand gerichteten Schallschnelle  $\hat{v}$ . Da die Schallschnelle an der Wand nur mit hohem Aufwand und bei Überströmung zudem kaum störungsfrei gemessen werden kann, ist es üblich, die Impedanz indirekt zu ermitteln.

Wie in Abbildung 2 skizziert, wird das Schallfeld dabei in einem mit dem zu untersuchenden Liner ausgekleideten Strömungskanal durch wandbündige Mikrofone vermessen, z. B. an der harten Kanalwand gegenüber der Auskleidung oder in den hartwandigen Kanalsektionen vor und hinter der ausgekleideten Kanalsektion. Mit Hilfe eines Schallfeld-Modells, welches den Zusammenhang zwischen

der Impedanz-Randbedingung und der Schallausbreitung im Kanal beschreibt, wird dann die Impedanz (mit einer meist iterativen Ausgleichsrechnung) an die Messwerte angepasst.

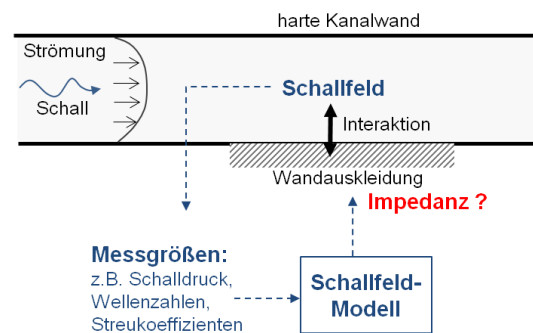


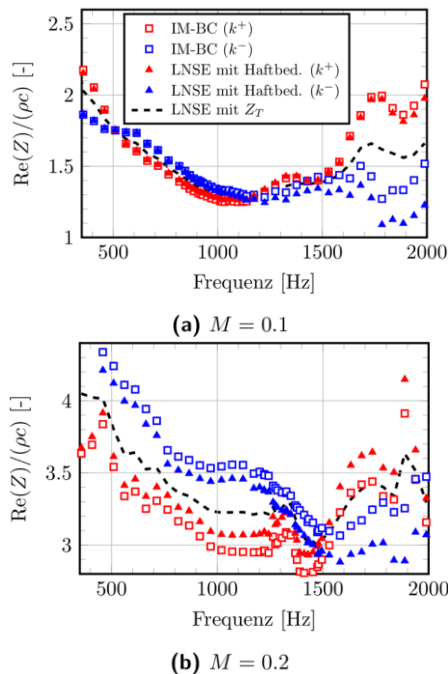
Abbildung 2: Prinzip der Impedanzbestimmung für eine akustische Wandauskleidung in einem Strömungskanal.

## Problem bisheriger Impedanzbestimmungen

Von entscheidender Bedeutung ist dabei, wie realistisch das Modell die Ausbreitung des Schalls und insbesondere seine Wechselwirkung mit der Wand beschreibt. Eine Vielzahl von Arbeiten [1][2][3][4][5] weisen allerdings darauf hin, dass bei der Wechselwirkung zwischen Schall und Strömung an perforierten Wänden noch Forschungsbedarf besteht. Unabhängig von dem verwendeten Modell kamen diese nämlich immer wieder zu dem Ergebnis, dass die ermittelte Impedanz von der Richtung des Schalleinfalls abhängt. Dies ist ein Widerspruch dazu, dass dabei stets **lokal reagierende Wandauskleidungen**, deren akustische Antwort also nicht von der räumlichen Struktur des Schallfeldes abhängt, untersucht wurden. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 3 gegeben. Die roten Symbole zeigen den Realteil der Impedanz eines lokal reagierenden Liners für eine Auswertung mit Schallausbreitung in Strömungsrichtung, die blauen Symbole zeigen das Ergebnis entgegen der Strömungsrichtung. Die Diskrepanz zwischen beiden Schallausbreitungsrichtungen nimmt mit steigender Strömungsgeschwindigkeit zu (siehe unteres Bild).

**Lösungsansätze:** Das Problem wurde zunächst auf die groben Vereinfachungen des häufig verwendeten reibungsfreien Schallfeld-Modells mit unendlich dünner Strömungs-Grenzschicht, die von Ingard [6] und Myers [7] abgeleitete Kontinuität der wandnormalen Auslenkung (Ingard-Myers-Randbedingung) zurückgeführt. Diese Randbedingung war bereits wegen verschiedener mathe-

matischer und numerischer Probleme in die Kritik gekommen [8][9]. Verbesserungen bei der Impedanzbestimmung wurden insbesondere von der Berücksichtigung des realen Strömungsprofils im Schallfeld-Modell [10][11][12][13], aber auch von der Verwendung einer effektiven Impedanz-Randbedingung mit endlicher Strömungs-Grenzschichtdicke [14][15] erwartet. Eine zufriedenstellende Lösung des Problems der Richtungsabhängigkeit der Impedanz konnte damit jedoch nicht erreicht werden [23].



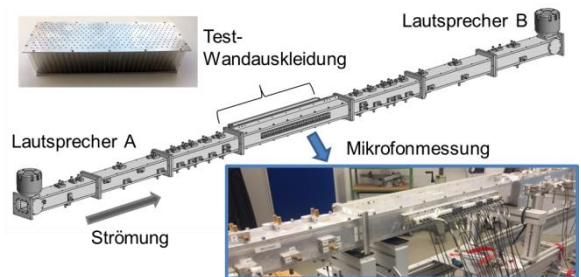
**Abbildung 3:** Ermittelte Resistanz (Realteil der Impedanz) einer resonatorartigen, lokal reagierenden Wandauskleidung für verschiedene Methoden der Impedanzbestimmung. IM-BC: Ingard-Myers-Randbedingung, LNSE: Verwendung der linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen mit Haftbedingung,  $Z_T$ : Verwendung der neuen Impulstransferimpedanz-Randbedingung,  $k^\pm$ : Berechnung für Messung mit Wellenausbreitung in bzw. entgegen Strömungsrichtung.

Verschiedene Autoren haben daher auch den Einfluss der viskosen Reibung untersucht [16][17][18][19][20][21]. Die Viskosität führt zur Ausbildung einer dünnen „akustische Grenzschicht“, deren Effekt in den meisten Modellen mit einer effektiven Impedanz beschrieben wird. Die Modelle unterscheiden sich durch die Annahmen über die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der akustischen Grenzschicht und den Grad der Näherung. Mit keinem dieser Modelle konnte das widersprüchliche Ergebnis bisher aufgeklärt werden.

### Eigene Impedanzbestimmung

Zur Überprüfung dieser Problematik wurde in dieser Arbeit eine eigene Technik zur Impedanzbestimmung entwickelt, bei der der axiale Verlauf des Schalldrucks an der Wand gegenüber des Liners ausgewertet wird. Hierfür wurden 32 wandbündige  $\frac{1}{4}$ “-Mikrofone verwendet. Die Impedanz wird dabei aus den axialen Wellenzahlen der Moden bestimmt,

die mit größter Amplitude zu dem Schallfeld beitragen. Der verwendete Strömungskanal und der Messaufbau ist in Abbildung 4 dargestellt. Um den Einfluss des Schallfeld-Modells zu minimieren, wurde in der Auswertung auf vereinfachende Annahmen (wie den effektiven Randbedingungen der o. g. Modelle) verzichtet: Die vollständigen linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen wurden unter Berücksichtigung des realen Strömungsprofils, der thermischen und viskosen Grenzschichten und der Turbulenz der Strömung numerisch gelöst. Das Ergebnis ist in Abbildung 3 mit Dreieck-Symbolen gezeigt: Die Abweichung zwischen den Beschallungsrichtungen ändert sich zwar gegenüber dem einfachen reibungsfreien Modell (Quadrat-Symbole), bleibt aber größenordnungsmäßig gleich. Hierdurch wird deutlich, dass der Fehler weniger in einer Ungenauigkeit des Schallausbreitungs-Modells, sondern in einer grundsätzlich ungenügenden Annahme außerhalb davon zu suchen ist.

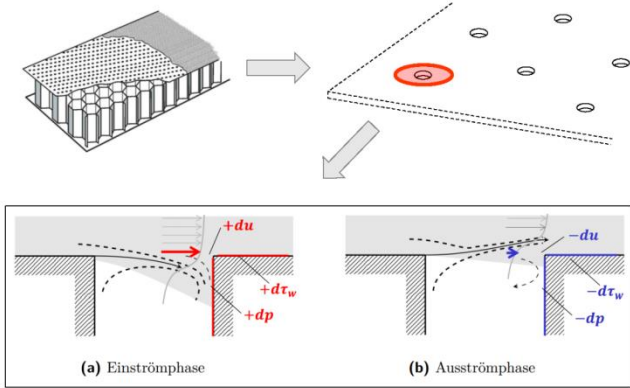


**Abbildung 4:** Strömungskanal und Messaufbau zur Impedanzbestimmung: Messung des Schalldruckverlaufs an der harten Wand gegenüber der Wandauskleidung zur Auswertung.

### Impulstransfer zwischen Strömung und Öffnung

Dies lenkt den Blick auf die Definition der akustischen Randbedingung der perforierten, überströmten Wand. Bei Anwesenheit einer Strömung reicht die Wandimpedanz als alleiniger Parameter nicht mehr aus, um den Einfluss der Wand auf das Schallfeld zu beschreiben. Zur Vervollständigung der Randbedingung muss der Effekt des Impulstransfers berücksichtigt werden, welcher durch das Abbremsen des strömenden, in die Wandöffnungen eindringenden Mediums verursacht wird. Dieser Effekt wurde in den bisherigen Arbeiten entweder völlig vernachlässigt oder durch die unrealistische Annahme der Haftbedingung, also dem Verschwinden der wandparallelen Schnelle an der Wand, beschrieben. Diese Annahme wurde in der Regel bedenkenlos vom strömungslosen auf den strömungsbehafteten Fall übertragen. In der Tat ist aber zu berücksichtigen, dass nur die Vorgänge im Bereich der Öffnungen des Liners für das globale akustische Verhalten der Wand verantwortlich sind und dass bei Überströmung insbesondere die lokale, wandparallele Schnelle im Öffnungsbereich *nicht verschwindet*. Dies wird in Abbildung 5 für eine einzelne Öffnung im quasi-stationären Fall demonstriert: Die an der Vorderkante ablösende Stromlinie wird aufgrund der akustischen Durchströmung der Öffnung ( $\tilde{v} = \tilde{p}/Z$ ) periodisch in die Öffnung bzw. in die Hauptströmung gelenkt. An der Hinterkante der Öffnung wirkt daher eine modulierte bzw. akustische

Längsgeschwindigkeit  $\tilde{u} \neq 0$ , deren Amplitude durch die wandnormale Auslenkung und den wandnormalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt wird. Mit dem oszillierenden Eindringen von bewegtem Fluid in die Wand ist ein Impulstransfer in die Wand und auch eine oszillierende Längskraft auf die Strömung verbunden. Die im Bereich der Öffnungen auf die Strömung wirkende Längskraft kann - gemittelt über die gesamte Wandfläche - auch durch eine effektive akustische Wandschubspannung  $\tilde{\tau}_w$  beschrieben werden.



**Abbildung 5:** 2D-Ansicht einer einzelnen Öffnung des Lochblechs mit stationärer Überströmung für zwei Phasen der Durchströmung der Öffnung. Eingezeichnet ist die an der Vorderkante ablösende Wand-Stromlinie und die an der Hinterkante infolge der Durchströmung wirkende Änderung der Längsgeschwindigkeit  $du$ , des Drucks  $dp$  und der Wandschubspannung  $d\tau_w$ .

Sowohl Masse des Fluids als auch Längsimpuls werden der Strömung aufgrund des akustischen Flusses durch die Öffnung periodisch entzogen bzw. zugeführt. Das Verhältnis von zugefügtem bzw. entzogenen Längsimpuls pro Masse wird von den Autoren als wesentliche Charakteristik der Interaktion zwischen Schall und Gleichströmung angenommen. Das Verhältnis der jeweiligen Raten entspricht gerade dem Verhältnis aus akustischer Wandschubspannung und der wandnormalen Schnelle. Die zugehörige Proportionalitätskonstante

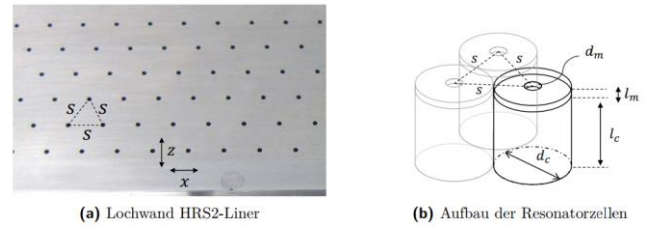
$$Z_T := \tilde{\tau}_w / \tilde{v} \quad [\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})] \quad (1)$$

wird daher hier als *eigener Freiheitsgrad der Randbedingung*, zusätzlich zur Wandimpedanz  $Z$ , eingeführt.  $Z_T$  hat die Dimension einer Impedanz und wird daher **Impulstransferimpedanz** genannt.

### Messung der Impulstransferimpedanz

Es ist zu erwarten, dass die Impulstransferimpedanz in komplexer Weise von der Öffnungsgeometrie und den wandnahen Strömungseigenschaften abhängt, wobei diese Beziehungen noch weitgehend unbekannt sind. Für eine erste Abschätzung wurde eine erweiterte Methode zur Impedanzbestimmung entwickelt, bei der die beiden Parameter der Randbedingung,  $Z_T$  und  $Z$ , durch Anpassung an die gemessenen, akustischen Wellenzahlen der beiden, in und entgegen die Strömungsrichtung laufenden Schallwellen ermittelt wurden. Das Schallfeld wurde hierbei wieder ohne vereinfachende Annahmen, mittels der

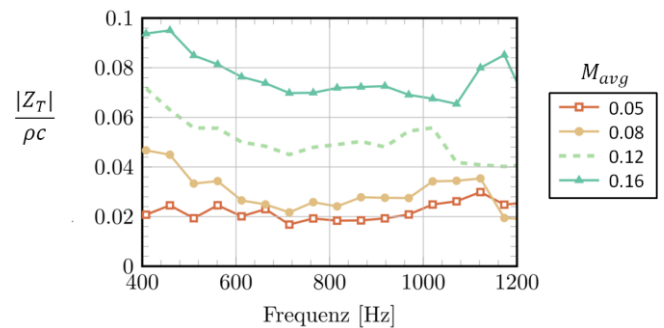
linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen numerisch gelöst. Es wurden drei SDOF Helmholtz-Resonator-Liner, wie in Abbildung 6 beschrieben, untersucht. Die Auswertung nimmt dabei implizit an, dass  $Z_T$  genau wie  $Z$  eine lokal reagierende Größe ist.



| Liner | $d_m$ | $l_m$ | $d_c$ | $l_c$ | $s$  | $\sigma$ [%] | $L$   | $f_{res}$ [Hz] | $\text{Re}(Z_0)/(\rho_0 c)$ |
|-------|-------|-------|-------|-------|------|--------------|-------|----------------|-----------------------------|
| HRS2  | 1     | 1     | 6.9   | 38.8  | 7.16 | 1.8          | 533.9 | 850            | 0.46                        |
| HRS4  | 2     | 0.5   | 6.9   | 38.8  | 7.16 | 7.1          | 533.9 | 1490           | 0.08                        |
| HRS5  | 2     | 2     | 6.9   | 38.8  | 7.16 | 7.1          | 533.9 | 1200           | 0.12                        |

**Abbildung 6:** Parameter der verwendeten Test-Liner:  $d_m$  bzw.  $d_c$  sind die Durchmesser der Öffnung bzw. der Kavität,  $l_m$  bzw.  $l_c$  sind die Tiefen der Öffnung bzw. der Kavität,  $s$  ist der Abstand der im (gleichseitigen) Dreiecks-Muster verteilten Resonatorzellen.  $L$  ist die akustisch aktive Linerlänge ( $x$ -Richtung),  $f_{res}$  ist die Resonanzfrequenz und  $Z_0 = Z(f_{res})$ . Alle Längenmaße in mm.

Die Ergebnisse sind für die Wandimpedanz  $Z$  in Abbildung 3 (als schwarz-gestrichelte Kurve), und für die Impulstransferimpedanz  $Z_T$  in Abbildung 7 dargestellt. Für die Bestimmung der Impulstransferimpedanz zeigt sich anhand der frequenzabhängigen Schwankungen (Abbildung 7) eine (verglichen mit der Wandimpedanz) relativ starke Messunsicherheit, die sich auf das Messprinzip selbst zurückführen lässt.  $Z_T$  wirkt sich vor allem auf die Differenz zwischen den beiden Wellenzahlen aus. In diese Differenz geht aber auch die Strömungs-Machzahl ein, und zwar stärker als  $Z_T$ . Dadurch addieren sich die Messunsicherheiten der akustischen Wellenzahlen und der Machzahl bei der Auswertung von  $Z_T$ .



**Abbildung 7:** Ermittelte Impulstransferimpedanz (Betrag) für vier verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten (mittlere Machzahl im Kanal  $M_{avg}$ ) für den HRS4-Liner.

Trotzdem weisen die Ergebnisse einige physikalisch plausible Merkmale auf: Die Impulstransferimpedanz ist im hier betrachteten Fall tiefer Frequenzen proportional zur mittleren Machzahl  $M$ :  $Z_T/(\rho c) \approx 0.5 M$ . Die Proportionalität ist zu erwarten, da  $Z_T$  grundsätzlich das Verhältnis zwischen Impuls und Masse, die zwischen Strömung und Wand ausgetauscht werden, beschreibt.

Dieses Verhältnis ist gleich der Geschwindigkeit, die die Fluidelemente vor dem Eintauchen in die Wand haben und die proportional zu der über den Kanalquerschnitt gemittelten Strömungsgeschwindigkeit ist. Darüber hinaus zeigen die bisherigen Messungen, dass die Abhängigkeit von den Geometrieparametern der Öffnungen nur klein ist bzw. die Unterschiede wegen der Unsicherheit der Messungen nicht aufzulösen sind.

### Aufgaben für zukünftige Forschung

Die mit der Impulstransferimpedanz erweiterte Randbedingung kann als erster Schritt für ein vervollständigtes Randbedingungsmodell betrachtet werden, welches dazu dient, überströmte Liner in Zukunft mit höherer Genauigkeit auszulegen. Weitere Untersuchungen sind nötig, um den Effekt des Impulstransfers durch Modelle qualitativ zu beschreiben und quantitativ vorhersagbar zu machen. Weiterhin müssen auch die komplizierten instationären Effekte untersucht werden, welche vermutlich zu einer Geometrie- und Frequenzabhängigkeit führen. So zeigen z.B. neuere Überlegungen zu den Details des instationären Strömungsfelds über den Öffnungen, dass eine Wellenzahlabhängigkeit der Impulstransferimpedanz nicht ausgeschlossen werden kann.

### Literatur

- [1] Renou, Y.; Aurégan, Y.: Failure of the Ingard-Myers boundary condition for a lined duct: An experimental investigation, *Journal of the Acoustical Society of America*, 130(1):52–60, July 2011.
- [2] Zhou, L.; Bodén, H.: A systematic uncertainty analysis for liner impedance reduction technology, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 356, pp. 86–99, 2015.
- [3] Bodén, H.: Effect of flow direction on acoustic liner impedance measurement results, In 23rd International Congress on Sound and Vibration, 10–14 July 2016, Athens, Greece.
- [4] Bodén, H.; Cordioli, J. A.; Spillere, A. M. N.; Serrano, P. G.: *Comparison of the effect of flow direction on liner impedance using different measurement methods*. In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 5–9 June 2017, Denver, Colorado, USA, AIAA 2017-3184.
- [5] Dai, X., Auregan, Y.: Acoustic of a perforated liner with grazing flow: Floquet-Bloch periodical approach versus impedance continuous approach, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 140, No. 3, pp. 2047–2055, 2016.
- [6] Ingard, U., “Influence of Fluid Motion Past a Plane Boundary on Sound Reflection, Absorption, and Transmission,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 31, No. 7, 1959, pp. 1035–1036.
- [7] Myers, M. K., “On the acoustic boundary condition in the presence of flow,” *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 71, No. 3, 1980, pp. 429–434.
- [8] Brambley, E. J.: Fundamental problems with the model of uniform flow over acoustic linings, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 322, No. 4–5, pp. 1026–1037, 2009.
- [9] Richter, C.; Thiele, F.; Li, X.; Zhuang, M.: Comparison of time-domain impedance boundary conditions for lined duct flows, *AIAA Journal*, 45(6): 1333–1345, 2007.
- [10] Watson, W. R.; Tracy, M. B.; Jones, M. G.; Parrott, T. L.: Impedance reduction in the presence of shear flow, In 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 28–30 May 2001, Maastricht, Netherlands, AIAA 2001-2263, 2001.
- [11] Jing, X.; Peng, S.; Wand, L.; Sun, X.: Investigation of straightforward impedance reduction in the presence of shear flow, *Journal of Sound and Vibration*, 335:89–104, 2015.
- [12] Enghardt, L.; Fischer, A.; Schulz, A.; Busse-Gerstengarbe, S.: Determination of the impedance for lined ducts with grazing flow, 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference), 04.–06.06.2012, Colorado Springs, USA, No. AIAA-2012-2243.
- [13] Dai, X., Auregan, Y.: Acoustic of a perforated liner with grazing flow: Floquet-Bloch periodical approach versus impedance continuous approach, *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 140, No. 3, pp. 2047–2055, 2016.
- [14] Rienstra, S. W.; Darau, M.: Boundary-layer thickness effects of the hydrodynamic instability along an impedance wall, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 671, pp. 559–573, 2011.
- [15] Brambley, E. J.: *Well-posed boundary condition for acoustic liners in straight ducts with flow*, *AIAA Journal*, 49(6):1272–1282, 2011.
- [16] Nayfeh, A. H.: *Effect of the acoustic boundary layer on the wave propagation in ducts*, *Journal of the Acoustical Society of America*, 54, 1737–1742, 1973.
- [17] Starobinski, R.: Sound propagation in lining duct with essentially non-uniform distribution of velocity and temperature, *Noise of Jet Engines*, Issue 2, CIAM, Proceedings 752, pp. 155–181, in Russian, 1978.
- [18] Rebel, J.; Ronneberger, D.: The effect of shear stress on the propagation and scattering of sound in flow ducts, *Journal of Sound and Vibration*, 158:469–496, 1992.
- [19] Renou, Y.; Aurégan, Y.: Failure of the Ingard-Myers boundary condition for a lined duct: An experimental investigation, *Journal of the Acoustical Society of America*, 130(1):52–60, July 2011.
- [20] Brambley, E. J.: Viscous boundary layer effects on the myers impedance boundary condition, In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 11–13 May 2009, Miami, Florida, AIAA 2009-3241, 2009.
- [21] Khamis, D., Brambley, E. J.: Viscous effects on the acoustics and stability of a shear layer over an impedance wall, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 810, 001 2017, pp. 489–534
- [22] Aurégan, Y.: *On the use of a stress-Impedance Model to describe sound propagation in a lined duct with grazing flow*, *Journal of the Acoustical Society of America*, 143: 2975–2979, 2018.
- [23] Weng, C.; Schulz, A.; Ronneberger, D.; Enghardt, L.; Bake, F.: *Flow and Viscous Effects on Impedance Reduction*, *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 3 (2018), pp. 1118–1132,