

# Transferverhalten einer wasserhinterlegten Platte bei turbulenter Anregung

J. Abshagen<sup>1</sup>, I. Schäfer<sup>1</sup>, and G. Pfister<sup>2</sup>)

<sup>1</sup> WTD71-FWG, Forschungsbereich für Wasserschall und Geophysik, Berliner Straße 115, 24340 Eckernförde

<sup>2</sup> Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Universität Kiel, Olshausenstraße 40, 24098 Kiel

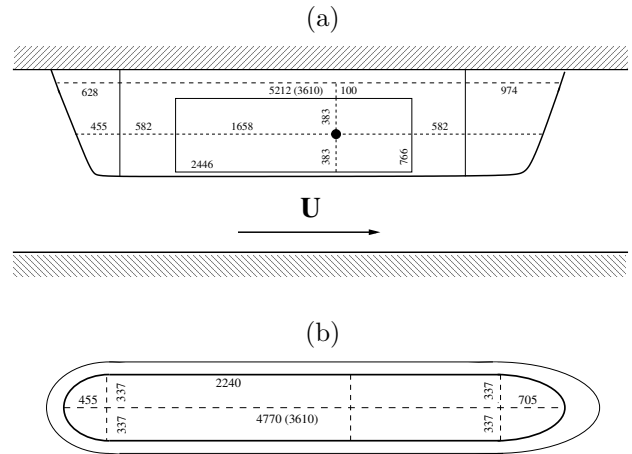
## Einleitung

Durch die Umströmung eines bewegten Körpers entstehen bei großen Reynolds-Zahlen turbulente Druckfluktuationen auf der äußeren Hülle des Körpers, die von der turbulenten Grenzschicht zwischen Wand und äußerer Strömung herrühren [1]. Diese turbulenten Wanddruckschwankungen [2, 3, 4] können insbesondere im Zusammenwirken mit der mechanischen Struktur der Hülle Schall induzieren, der zum Einen ins äußere Fernfeld abgestrahlt und zum Anderen in den Innenbereich des Körpers übertragen werden kann [5, 6, 7]. Der strömungsinduzierte Innenraumschall wird zumeist als störendes Geräusch insbesondere bei hohen Fahrgeschwindigkeiten wahrgenommen. Für die Automobil- und Flugzeugentwicklung werden daher umfangreiche Untersuchungen der strömungsinduzierten Kabineninnengeräusche durchgeführt [8, 9]. Im Bereich der Unterwasserakustik treten strömungsinduzierte Innenraumgeräusche vorrangig als Eigenstörgeräusche von SONAR-Antennen auf [10]. Anders als bei den Kabinengeräuschen in Fahrzeugen ist man wegen der vergleichsweise kompakten Bauweise einer SONAR-Antenne nicht nur an dem ins Innere abgestrahlten strömungsinduziertem Schall, sondern auch an dem innenseitigen Nahfeld in der unmittelbaren Umgebung der äußeren Hülle interessiert.

In dieser Arbeit wird das Transferverhalten von turbulenten Wanddruckschwankungen durch eine wasserhinterlegte Platte untersucht. Die Experimente wurden an einem wassergefüllten Modell im HYKAT Kavitationstunnel der HSVA in Hamburg in einem Geschwindigkeitsbereich zwischen 3.1 m/s und 7 m/s durchgeführt. Im Vordergrund dieser Arbeiten steht der Zusammenhang zwischen dem spektralen Wanddruckpegel und dem mittleren Schalldruckpegel hinter der eingetauchten Platte in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit. Dabei wird zwischen kohärenten [11] und inkohärenten Signalanteilen unterschieden.

## Experiment

Die Grenzschichtströmung wurde an einem Modell innerhalb des HYKAT Kavitationstunnels der HSVA Hamburg untersucht. Eine Zeichnung des Modells in Seitenansicht (a) und Draufsicht (b) ist in Abb. 1 zu sehen. Das Modell enthält eine Mittelsektion von 3610 mm × 895 mm in horizontaler und vertikaler Richtung, welche von einer semi-elliptischen Bug- und Hecksektion eingeschlossen ist. In das Modell ist seitlich eine Plexiglasplatte eingelassen, die eine Abmessung von 2446 mm × 766 mm in horizontaler und vertikaler Richtung besitzt. Die Dicke der Platte beträgt 25 mm. Vorder- und Hin-



**Abbildung 1:** (a) Seitenansicht und (b) Draufsicht des Strömungskörpers im Kavitationstunnel mit geometrischen Abmessungen und Lage des wandbündigen Hydrophons. Die innere Kontur in (b) entspricht einem horizontalen Schnitt durch den Körper auf Höhe der Hydrophone (untere gestrichelte Linie in (a)).

terkante dieser Platte haben einen Abstand von der Bug- und Hecksektion von jeweils 582 mm. In der Vorderansicht verjüngt sich das Modell trapezartig nach unten in einem Winkel von 16.6°. Der Innenraum des Modells ist wassergefüllt.

Das Modell ist ein Nachbau eines Schleppkörpers, der für strömungsakustische Experimente unter Seebedingungen konzipiert wurde [12]. Zur Messung der turbulenten Wanddruckschwankungen wurde ein wandbündiges Hydrophon von Typ RESON TC4050 eingesetzt, dessen Position in Abb. 1(a) eingezeichnet ist. Der hydroakustische Innenraumschall hinter der Platte wurde mit einem Array bestehend aus 16 RESON TC4013 Hydrophonen, die in einem äquidistanten Abstand von 11.5 mm angeordnet waren, gemessen. Das Array hatte einen lateralen Abstand von der Platteninnenseite von 20 mm und einen horizontalen von 93 mm stromaufwärts vom wandbündigen Hydrophon. Der statische Druck wurde konstant auf 1586 mbar gehalten und die Schallgeschwindigkeit im Wasser betrug 1486.7 m/s. Details zum Aufbau und zur Messanordnung finden sich in [11].

Die Messungen wurden bei neun Strömungsgeschwindigkeiten  $U = 3.1, 3.6, 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5$  und  $7.0$  m/s durchgeführt. Diese wurden mittels einer Prandtl-Sonde, welche an der Tunnelwand montiert ist, bestimmt. Um die äußere Strömungsgeschwindigkeit der Grenzschichtströmung  $U_\infty$  abzuschätzen, wurden mit Hilfe der van Kármánschen Singularitätsmethode die Potential-

**Tabelle 1:** Potentialströmung  $U_\infty$  und Grenzschichtparameter für die Strömungsgeschwindigkeiten  $U = 3.1, 3.6, 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5, 7.0$  m/s

$U_\infty$ (m/s)	Grenzschichtparameter		
	$u_\tau$ (cm/s)	$\delta$ (mm)	$\tau$ (Pa)
3.4	11.8	34.8	13.9
3.9	13.4	33.9	17.9
4.4	14.9	32.9	22.2
4.9	16.6	32.1	27.4
5.5	18.4	31.4	33.7
6.0	20.1	30.8	40.1
6.6	21.6	30.3	46.7
7.1	23.2	29.9	53.6
7.6	24.8	29.4	61.3

strömung um einen zweidimensionalen Körper, der eine ähnlichen Form wie die der inneren Kontur in Abb. 1 (b) besitzt, berechnet (das Heck wurden bei den Berechnungen als symmetrisch zum Bug angenommen). Die Grenzschichtparameter wurden mittels der Methode von Thwaites und aus den entsprechenden Zusammenhängen für turbulente Plattengrenzschichten bestimmt [1, 12]. Die Werte für die Potentialströmung  $U_\infty$ , die Wand Schubspannung  $\tau$ , die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  und die Grenzschichtdicke  $\delta$  sind in Tabelle 1 aufgeführt. Details zu den verwendeten Berechnungsmethoden finden sich in [12].

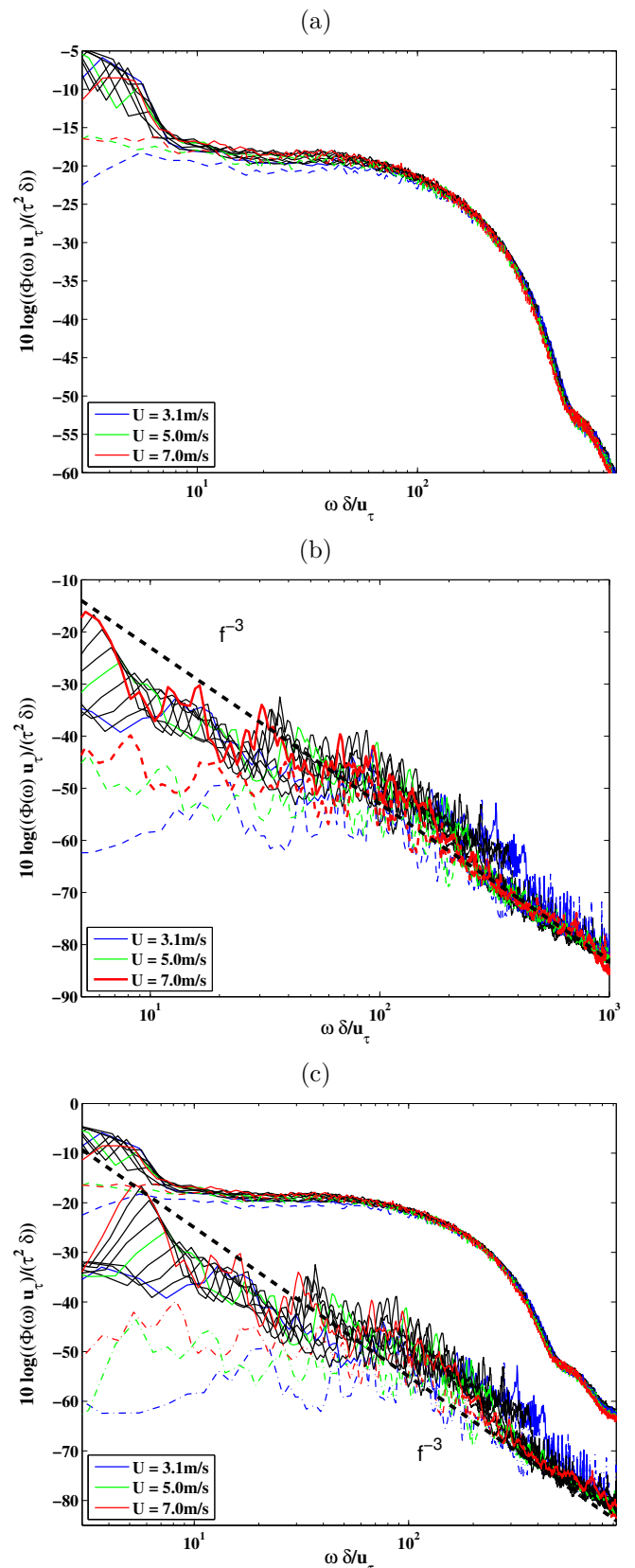
## Ergebnisse

Das Transferverhalten der Platte wird bestimmt, indem die spektrale Leistungsdichte  $\Phi$  der turbulenten Wanddruckschwankungen zu der des hydroakustischen Schallfeldes im Inneren des Körpers ins Verhältnis gesetzt wird. Dabei wird neben dem Spektrum auch dessen inkohärenter Anteil betrachtet, der sich aus der Kohärenz  $\gamma$  zwischen dem Signal des Messhydrophons ( $\text{Hyd}_{mess}$ ) und dem eines Referenzhydrophons ( $\text{Hyd}_{ref}$ ) ergibt:

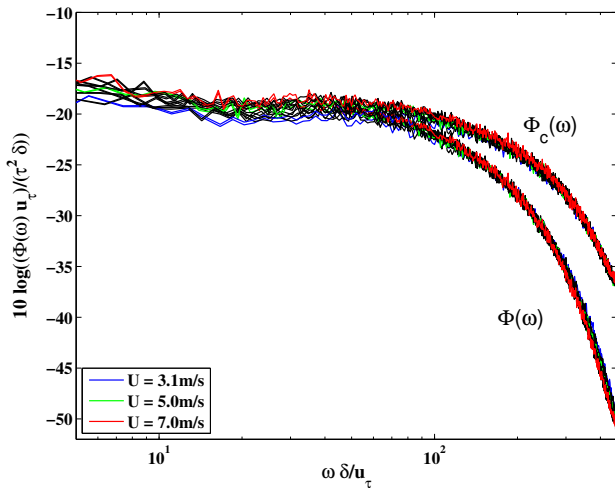
$$\Phi_{inc} = \{1 - \gamma^2(\text{Hyd}_{mess}, \text{Hyd}_{ref})\} \Phi \quad (1)$$

Ein zusätzliches wandbündiges Hydrophon, welches 43 mm oberhalb des Messhydrophons positioniert ist, erlaubt es, durch eine derartige Kohärenzanalyse unerwünschte Strukturschwingungen des Modells zu identifizieren [11]. Nur der inkohärente Anteil der Wanddruckschwankungen trägt zur Anregung der Platte und damit zum Transferverhalten bei. Um die Abhängigkeit der spektralen Leistungsdichte und damit die des Transferverhaltens untersuchen zu können, wurden die physikalischen Messgrößen auf hydrodynamische Größen skaliert. Als Skalierung wurde für die Zeit das Verhältnis aus Grenzschichtdicke und Schubspannungsgeschwindigkeit  $\delta/u_\tau$  und für den Druckpegel die Wand Schubspannung  $\tau$  verwendet.

Die skalierten spektralen Leistungsdichten der turbulenten Wanddruckschwankungen sind für alle neun Geschwindigkeiten in Abb. 2 (a) dargestellt. Man erkennt



**Abbildung 2:** Mit den Grenzschichtparametern aus Tabelle 1 skalierte spektrale Leistungsdichte  $\Phi(\omega)$  sowie inkohärente spektrale Anteile (gestrichelte Linie): (a) turbulente Wanddruckschwankungen, (b) Strömungsgeräusche im Inneren des Körpers, (c) Vergleich der Spektren aus (a) und (b).

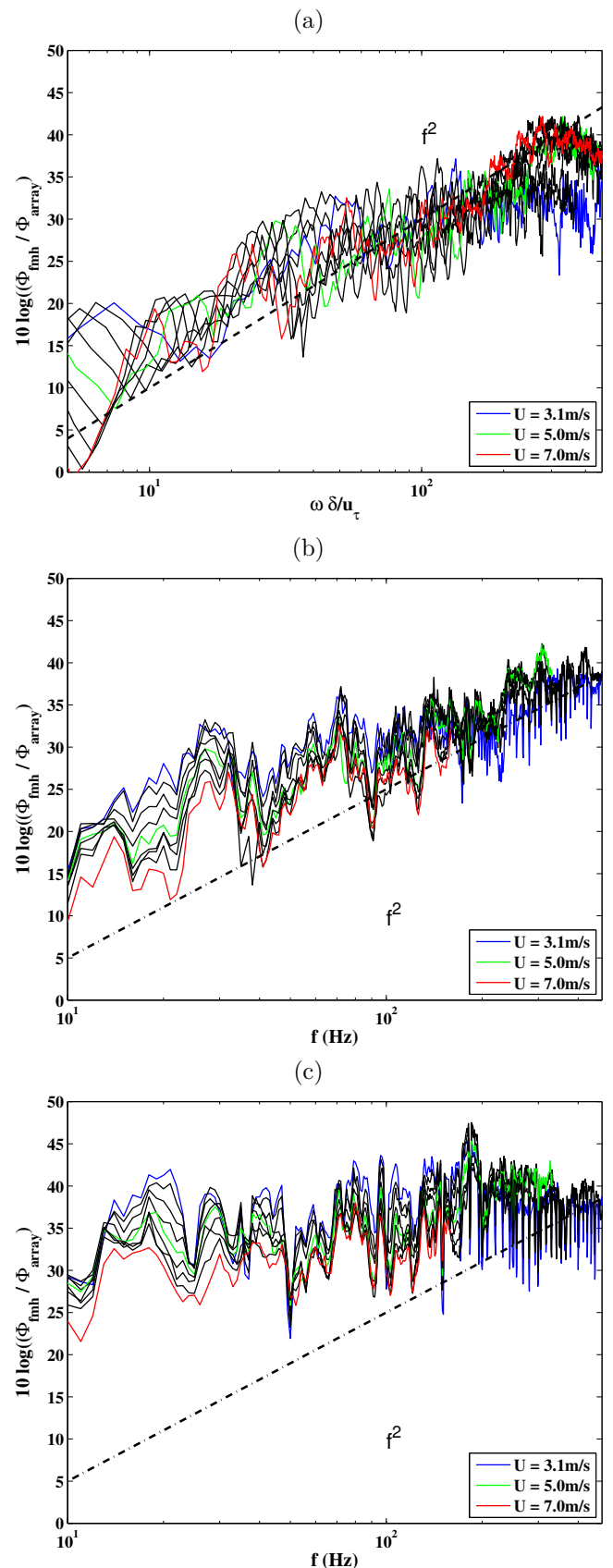


**Abbildung 3:** Skalierte spektrale Leistungsdichte der turbulenten Wanddruckschwankungen ohne ( $\Phi$ ) und mit Corcos-Korrektur ( $\Phi_c$ ).

eine sehr gute Überlagerung der neun Spektren insbesondere im mittleren Frequenzbereich. Das deutet darauf hin, dass die verwendete Skalierung für Zeit und Druckpegel die Geschwindigkeitsabhängigkeit der anregenden turbulenten Druckschwankungen hinreichend widerspiegelt. Im tiefen Frequenzbereich gibt es signifikante Unterschiede zwischen den Spektren und deren inkohärenten Anteile, welche durch Strukturschwingungen des Modells verursacht werden [11] und nicht zur Anregung der Platte beitragen.

Die spektrale Leistungsdichte des hydroakustischen Schalldruckpegels im Inneren des Modells ist in Abb. 2 (b) zu sehen. Dargestellt ist der über alle Array-Hydrophone gemittelte Schalldruckpegel sowie der inkohärente spektrale Anteil des Schalldruckpegels an einer Hydrophonposition. Zu dessen Berechnung wurde das zum wandbündigen Hydrophon nächstgelegene Array-Hydrophon als Messhydrophon und das im Abstand von 92 mm vom Messhydrophon positionierte Hydrophon als Referenzhydrophon verwendet. Diese Betrachtung ermöglicht die Identifizierung von räumlich kohärentem Schall. Man erkennt im höheren Frequenzbereich eine gute Annäherung an einen spektralen  $f^{-3}$ -Abfall, während im tieferen Frequenzbereich eine deutliche Abweichung zwischen mittlerem und inkohärentem Schalldruckpegel auftritt. Dieser wird durch einen signifikanten Beitrag der modalen Anregung hervorgerufen [11]. Zum Vergleich sind in Abb. 2 (c) die spektralen Leistungsdichten von turbulenten Wanddruckschwankungen und hydroakustischem Schalldruckpegel im Inneren dargestellt. Es muss betont werden, dass eine Skalierung von Strukturschwingungen und der damit verbundenen Schallerzeugung ausschließlich auf hydrodynamischen Größen nicht exakt sein kann, da die Eigenschaften der Platte dabei nicht berücksichtigt sind [13].

In Abb. 2 (a) ist zu sehen, dass die Spektren im höheren Frequenzbereich einen *Knick* enthalten. Dieser geht auf die Filterwirkung der wandbündigen Hydro-



**Abbildung 4:** Transferverhalten der turbulenten Wanddruckschwankungen in Abhängigkeit von (a) der skalierten Frequenz  $\omega \delta / u_\tau$  und (b) der Frequenz  $f$  (Hz). (c) Transferverhalten für inkohärenten Anteil am hydroakustischen Schalldruckpegel im Innenraum.

phone aufgrund der endlichen Ausdehnung des Sensors und der sehr großen Wellenzahl der turbulenten Wanddruckschwankungen bei höheren Frequenzen zurück [14, 15]. Basierend auf einem numerischen FEM-Modell des Hydrophons wurde mit Hilfe des Wellenzahl-Frequenzspektrums von *Corcos* [14] eine Korrektur berechnet. Die *Corcos*-korrigierten Spektren  $\Phi_c$  der turbulenten Wanddruckschwankungen sind im Vergleich zu den gemessenen Spektren  $\Phi$  in Abb. 3 zu sehen. Aufgrund der starken Dämpfungswirkung des Sensors und der damit verbundenen Ungenauigkeit der *Corcos*-Korrektur bei hohen Frequenzen wird der Frequenzbereich oberhalb des *Knicks* im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Das Transferverhalten der wasserhinterlegten Platte bei turbulenter Anregung wird durch das Verhältnis des inkohärenten, *Corcos*-korrigierten Anteils der spektralen Leistungsdichte der turbulenten Wanddruckschwankungen und der spektralen Leistungsdichte des hydroakustischen Schalldruckpegels im Inneren des Modells bestimmt. Dieses Verhältnis ist in Abb. 4 (a) in Abhängigkeit von der skalierten Frequenz  $\omega\delta/u_\tau$  und in (b) in Abhängigkeit von der Frequenz zu sehen. Man erkennt in beiden Fällen einen signifikanten Anstieg, der sich zu höheren Frequenzen einem  $f^2$ -Gesetz annähert. Ein ähnliches Verhalten tritt im Masse-kontrollierten Bereich beim Durchgang von Schall durch Wände auf. Bei tieferen Frequenzen erkennt man in (b) mehrere spektrale Erhöhungen, deren Frequenzbereiche nicht geschwindigkeitsabhängig sind. Diese Bereiche sind eine Folge der modalen Anregung der Platte durch die turbulenten Wanddruckschwankungen [11]. Betrachtet man hingegen anstelle des mittleren Spektrums den inkohärenten Anteil des hydroakustischen Spektrums im Verhältnis zu den Wanddruckspektren, so zeigt sich eine nahezu konstante Differenz im Bereich von 30 dB. Das bedeutet, dass der Transfer von Wanddruckschwankungen durch die Plexiglasplatte im Wesentlichen durch räumlich kohärente Mechanismen geschieht.

## Zusammenfassung

Das Transferverhalten einer wasserhinterlegten Platte, die durch eine äußere turbulente Grenzschicht angeregt wird, wurde experimentell untersucht. Die Experimente sind im Kavitationstunnel HYKAT der HSV, Hamburg, bei Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 3.1 m/s und 7 m/s durchgeführt worden. In diesem Geschwindigkeitsbereich erwies sich die Skalierung des Druckpegels und der Zeit auf wandnahe, dynamische Größen, wie die Wandschubspannung  $\tau$  und die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$ , in Verbindung mit der Grenzschichtdicke  $\delta$  als sinnvoll. Es konnte gezeigt werden, dass sich das Transferverhalten (nahezu) unabhängig von der Geschwindigkeit im höheren Frequenzbereich einem  $f^2$ -Anstieg annähert. Die Filterwirkung der wandbündigen Hydrophone wurde dabei durch eine *Corcos*-Korrektur kompensiert. Es lässt sich festhalten, dass das Transferverhalten von Wanddruckschwankungen durch die Plexiglasplatte im Wesentlichen durch räumlich kohärente Mechanismen bestimmt ist.

## Literatur

- [1] H. Schlichting, Grenzschicht-Theorie, G. Braun, Karlsruhe (1965).
- [2] W.W. Willmarth, Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 7 (1975).
- [3] T.M. Farabee and M.J. Casarella, Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers, *Phys. Fluids A* 10, 2410-2420 (1991).
- [4] W.L. Keith, K.M. Cipolla, and D. Furey, Turbulent wall pressure fluctuation measurements on a towed model at high Reynolds numbers, *Exp. Fluids* 46, 181-189 (2009).
- [5] W.K. Blake, *Mechanics of flow-induced sound and vibration*, Academic Press, New York (1986).
- [6] R. Camussi (ed.), *Noise sources in turbulent shear flow: fundamentals and applications*, CISM Courses and Lectures, Springer, Wien (2013)
- [7] E. Ciappi, S. De Rosa, F. Franco, J.L. Guyader, S.A. Hambric (Eds.): *Flinovia - Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects*, Springer, Cham (2015)
- [8] S. Müller, S. Becker, Ch. Gabriel, R. Lerch, and F. Ulrich, Flow-induced input of sound to the interior of a simplified car model depending on various setup parameters, 19th AIAA/CEAS Conference (2013) DOI: 10.2514/6.2013-2019
- [9] N. Hu, H. Buchholz, M. Herr, C. Spehr, S. Haxter, Contribution of different aeroacoustic sources to aircraft cabin noise, 19th AIAA/CEAS Conference (2013) DOI: 10.2514/6.2013-2030
- [10] R.J. Urick, *Principles of Underwater Sound*, 2nd. edition, McGraw-Hill Book Company, New York (1975).
- [11] J. Abshagen, I. Schäfer, Ch. Will, G. Pfister, Coherent flow noise beneath a flat plate in a water tunnel experiment, *J. Sound Vibr.* 340, 211-220 (2015).
- [12] J. Abshagen and V. Nejedl, Towed body measurements of flow noise from a turbulent boundary layer under sea conditions, *J. Acoust. Soc. Am.* 135, 637-645 (2014).
- [13] E. Ciappi, F. Magionesi, S. De Rosa, F. Franco, Analysis of the scaling laws for the turbulence driven panel responses, *J. Fluids Struct.* 32 (2013) 90-103
- [14] G.M. Corcos, Resolution of pressure in turbulence, *J. Acoust. Soc. Am.* 35, 192-199 (1963).
- [15] R.M. Lueptow, Transducer resolution and the turbulent wall pressure spectrum, *J. Acoust. Soc. Am.* 97, 370-378 (1995).