

# Experimentelle Untersuchung aeroakustischer und strukturdynamischer Effekte an einer Zylinder/Platte-Konfiguration

vorgelegt von  
Herr Dipl.-Ing. (FH) Michael Winkler  
aus Köln

Von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Datum der Einreichung: 2012/06/11

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Jürgen Thorbeck

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Christian Oliver Paschereit

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Frank Kameier

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 2012/11/12

Berlin 2013

D 83



Wer immer tut,  
was er schon kann,  
bleibt immer das,  
was er schon ist.

Henry Ford



## Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Christian Oliver Paschereit für die Betreuung der Arbeit.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner viereinhalbjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Labor für Fahrzeugschwingungen und -akustik der Fachhochschule Köln. Mein außerordentlicher Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Klaus Becker für die konstruktiven, fachlichen und außerfachlichen Gespräche, deren menschliche Atmosphäre die Zusammenarbeit sehr angenehm gestaltet hat. Die hervorragende langjährige Betreuung und uneingeschränkte Unterstützung verdient gesonderte Erwähnung.

Allen Angehörigen des Instituts für Fahrzeugtechnik und besonders den Kollegen am Labor für Fahrzeugschwingungen und -akustik gilt für ihre vielfältige Unterstützung mein Dank.

Mein besonderer Dank gilt Professor Frank Kameier, auf den die Idee zu dieser Arbeit zurückgeht. Sein konstruktiv und kritisch eingebrachtes Wissen stellen für die kollegiale Zusammenarbeit eine große Bereicherung dar.

Vor allem aber danke ich meiner Frau für ihre Unterstützung und Motivation.



## Kurzfassung

Die Umströmung von stumpfen Körpern, die mit anderen Körpern stromab in Wechselwirkung treten, kann für eine erhebliche Schallentstehung verantwortlich sein. Aus diesem Grund ist ein fundiertes Wissen über die zugrundeliegenden, physikalischen Mechanismen erforderlich. Hierfür werden Grundlagenuntersuchungen an einer Konfiguration, bestehend aus einem Kreiszyylinder und einer Platte in dessen Nachlauf, durchgeführt. Diese Zylinder/Platte-Konfiguration besitzt den Vorteil, dass trotz einer geringen geometrischen Komplexität viele akustische Effekte auftreten, die strukturiert erfasst und analysiert werden.

Ein wesentlicher Effekt ist die massive Verstärkung der Schalldruckpegel durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders. Die Mess- und Simulationsergebnisse zeigen, dass für den Anstieg der Schallentstehung die Schwankungen der Kräfte auf der Oberfläche der Platte verantwortlich sind. Des Weiteren gibt es Anhaltspunkte für eine strömungsakustische Resonanz zwischen Zylinder und Platte in Abhängigkeit von der Wirbeltransportgeschwindigkeit. Weder eine vibroakustische Schallabstrahlung der Platte, noch eine Rückwirkung bei überlagerter Beschallung der Strömung in Form eines Feedback-Mechanismus führen zu einer solchen Verstärkung der Schalldruckpegel.

Das Auftreten der Verstärkung der Schalldruckpegel ist abhängig von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte. Nur wenn der Abstand groß genug ist, kommt es zu einer periodischen Wirbelablösung am Zylinder und den daraus resultierenden großen Schwankungen der Kräfte auf der Oberfläche der Platte. Dieser kritische Abstand ist wiederum in nichtlinearer Weise von der Reynolds-Zahl abhängig.

Ein weiterer, durch das Hinzufügen der Platte verursachter, Effekt ist die Verschiebung der Wirbelablösefrequenz in Abhängigkeit von der Position der Platte. Mit kleiner werdendem Abstand zwischen Platte und Zylinder nimmt die Wirbelablösefrequenz ab. Die dabei unter anderem stattfindende Änderung der Zylindernachlaufänge zeigt, dass die Platte den Bereich der Wirbelbildung direkt am Zylinder beeinflusst. Es kommt somit zu einer Stromaufwirkung der Platte auf den Zylinder.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen werden Möglichkeiten zur Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung untersucht. Es zeigt sich, dass das Auftreten nicht nur von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte abhängig ist, sondern auch durch die

Richtung, aus welcher der Abstand eingestellt wird, beeinflusst werden kann. Hieraus ergibt sich eine Hysterese der Schalldruckverstärkung. Das Verhalten der Hysterese wird durch den Turbulenzgrad der Anströmung beeinflusst. Je kleiner der Turbulenzgrad, desto größer ist der kritische Abstand zwischen Zylinder und Platte, ab dem es zur Schalldruckverstärkung kommt. Neben dem Turbulenzgrad wird auch eine Beeinflussung des kritischen Abstands durch eine externe akustische Schallquelle untersucht.

Die Größe der Schalldruckverstärkung ist abhängig von der Reynolds-Zahl. Dabei gibt es zwei Bereiche in denen die Schalldruckverstärkung maximal wird. Dieses Verhalten wird anhand eines Modells beschrieben. Das Modell basiert auf der Hypothese, dass die Maxima des Verstärkungsfaktors mit einer Überlagerung der Schallwellen von Zylinder und Platte zusammenhängen. Es beschreibt eine strömungsakustische Resonanz zwischen Zylinder und Platte auf Basis der konvektiven Wirbelgeschwindigkeit.

## Abstract

The flow over bluff bodies, which interacts with other downstream bodies, can be the cause for substantial sound generation. A deep knowledge of the underlying physical mechanisms is therefore necessary. For this a fundamental research at a test configuration, consisting of a circular cylinder and a flat plate in its wake, is realized. Such a cylinder/plate-configuration has the advantage that despite a low geometrical complexity, many acoustic effects arise, which are measured and analyzed in a structured manner.

A major effect is the substantial amplification of the sound pressure level by the insertion of the plate into the wake behind the cylinder. The measurement and simulation results show that the fluctuations of forces at the surface of the plate are the root cause for the sound amplification. Furthermore, there is an indication for an acoustic resonance between the cylinder and the plate as a function of the vortex convection speed. Neither a vibroacoustic sound generation nor an interaction between superimposed sound waves and the flow in terms of a feedback mechanism result in such a substantial sound pressure amplification.

The occurrence of the sound pressure amplification depends on the distance between cylinder and plate. If this distance is large enough, vortices will shed from the cylinder in a periodic manner, which results in the high fluctuations of the forces at the surface of the plate. The critical distance for the sound pressure amplification depends on the Reynolds number by a nonlinear relationship.

A further effect that is caused by the insertion of the plate in the wake of the cylinder is the shift of the vortex shedding frequency according to the relative position of the plate. There is a reduction of the vortex shedding frequency by a decrease of the distance between cylinder and plate. With this a change in the vortex formation length behind the cylinder is observed, which shows the influence of the plate on the vortex formation process next to the cylinder. There is an upstream influence of the plate on the cylinder.

On the basis of the before mentioned results, possibilities to influence the occurrence of the sound pressure amplification are investigated. The measurement results show that the sound pressure amplification does not only depend on the distance between cylinder and plate, it can also be influenced by the direction in which the distance is varied. Because of this a hysteresis effect regarding the sound pressure amplification occurs. The

hysteresis can be influenced by the turbulence of the incoming flow. The smaller the turbulence intensity, the larger is the critical distance for the sound pressure amplification. Additionally to the turbulence, the alteration of the critical distance by sound waves is also investigated.

The strength of the sound pressure amplification depends on the Reynolds number. There are two regions of Reynolds numbers where the amplification reaches maximum values. A model for the description of this behavior is developed. The model is based on the hypothesis, that the maxima of the sound pressure amplification are related to a superposition of the sound waves from the cylinder and the plate. The model describes an aeroacoustic resonance of cylinder and plate on the basis of the vortex convection speed.

# Nomenklatur

## Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

Die folgende Aufstellung der wichtigsten Formelzeichen enthält Doppelbezeichnungen. Dies wurde bewusst so gehalten, um bei den aus der Literatur bekannten Standardbezeichnungen bleiben zu können. Verwechslungen sollten aufgrund der physikalisch-technischen Zusammenhänge eigentlich dennoch ausgeschlossen sein.

### Lateinische Buchstaben

$a$	Beschleunigung
$c$	Schallgeschwindigkeit in Luft
$c_{BG}$	Gruppengeschwindigkeit der Biegewelle
$c_{BP}$	Phasengeschwindigkeit der Biegewelle
$d$	Zylinderdurchmesser, charakteristische Länge
$f_{Anr}$	Anregungsfrequenz
$f_K$	Koinzidenzfrequenz
$f_{Wirbelab}$	Wirbelablösefrequenz
$g$	Zylinder-Platte Abstand
$k_B$	Wellenzahl der Biegewelle
$l_{norm}$	normierte Nachlaufänge
$\dot{m}$	Massenstrom
$m_{Platte}$	Plattenmasse
$p$	Druck, Schalldruck Effektivwert
$\hat{p}$	Schalldruck Spitzewert
$\tilde{p}$	zeit bzw. ortsabhängiger Schalldruck

$p_{\text{dyn}}$	dynamischer Druck
$p_{\text{gesamt}}$	Gesamtdruck
$p_{\text{Korr}}$	korrigierter Schalldruck
$p_{\text{Sim}}$	simulierter Schalldruck
$p_{\text{stat}}$	statischer Druck
$q$	Quellterm, Quellstärke
$r$	Zylinderradius
$t$	Zeit, Plattendicke
$u$	Strömungsgeschwindigkeit
$u'_{\text{mit Anregung}}$	Geschwindigkeitsschwankung mit Anregung
$u'_{\text{ohne Anregung}}$	Geschwindigkeitsschwankung ohne Anregung
$u_{\text{Platte}}$	Plattenverfahrgeschwindigkeit
$u_{\text{W}}$	konvektive Wirbelgeschwindigkeit
$v$	Schallschnelle
$B$	Biegesteifigkeit
$C_{L'}$	Auftriebs-Koeffizient
$C_{\text{S}}$	Schalldruck-Koeffizient
$E$	E-Modul
$F$	Kraftvektor
$\mathcal{F}()$	Fourier-Transformation
$\hat{F}$	Kraftvektor Spitzewert
$\tilde{F}$	zeit bzw. ortsabhängiger Kraftvektor
$L_{\text{a}}$	Beschleunigungspegel
$L_{\text{F}}$	Kraftpegel
$L_{\text{p}}$	Schalldruckpegel
$L_{\text{pAdd}}$	addierter Schalldruckpegel
$L_{\text{pKorr}}$	korrigierter Schalldruckpegel
$L_{\text{pMess}}$	gemessener Schalldruckpegel
$L_{\text{pSim}}$	simulierter Schalldruckpegel
$L_{\text{pu}}$	skaliertes Schalldruckpegel
$Q$	Volumenstrom

$R$	Abstand zwischen Beobachtungspunkt und Quellpunkt
$Re$	Reynolds-Zahl
$R_{xx}$	Autokorrelationsfunktion
$R_{xy}$	Kreuzkorrelationsfunktion
$S$	Oberfläche, Hüllfläche
$St$	Strouhal-Zahl
$T_{ij}$	Lighthill-Tensor
$Tu$	Turbulenzgrad
$V$	Volumen, Verstärkungsfaktor

### Griechische Buchstaben

$\alpha_0$	Durchflusszahl
$\beta$	Gitterporosität
$\delta$	relative Abweichung
$\eta$	Durchbiegung, dynamische Viskosität
$\lambda_{Anr}$	Wellenlänge der Anregung
$\lambda_B$	Wellenlänge der Biegewelle
$\lambda_W$	aerodynamische Wellenlänge
$\mu$	Double-Layer-Potential
$\nu$	kinematische Viskosität, Querkontraktionszahl
$\theta$	Phasendifferenzwinkel
$\rho$	Dichte der Luft
$\tilde{\rho}$	zeit bzw. ortsabhängige Dichteschwankung
$\sigma$	Single-Layer-Potential
$\tau$	Wandschubspannung, retardierte Zeit
$\tau_{ij}$	Scherspannungstensor
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Delta u'_{gesamt}$	Geschwindigkeitsabweichung
$\Phi$	akustisches Potential
$\Phi_f$	Frequenzverhältnis
$\Lambda$	Korrelationslänge

# Abkürzungen

ALO	Analog Line Out
APS	Auto Power Spectrum
BSA	Betriebsschwingungsanalyse
CPS	Cross Power Spectrum
CTA	Constant Temperature Anemometry
IBEM	Indirect Boundary Element Method
MAC	Modal Assurance Criterion
ODS	Operating Deflection Shape
PAK	Prüfstand-Akustik-Messsystem
PIV	Particle Image Velocimetry
PRS	Phasenreferenzspektrum
RMS	Root Mean Square
UFF	Universal File Format

# Inhaltsverzeichnis

Danksagung	v
Kurzfassung	vii
Abstract	ix
Nomenklatur	xi
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand von Wissenschaft und Technik . . . . .	2
1.2 Aufgabenstellung und Gliederung der Untersuchungen . . . . .	6
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1 Vibroakustische Schallentstehung an Platten . . . . .	9
2.2 Grenzschicht und Turbulenz . . . . .	14
2.3 Strömungsablösung und Scherschicht . . . . .	17
2.4 Umströmung des Kreiszyinders . . . . .	20
2.5 Aeroakustische Schallentstehung . . . . .	22
<b>3 Versuchseinrichtungen und Methoden</b>	<b>25</b>
3.1 Aeroakustik-Windkanäle . . . . .	25
3.2 Aerodynamik-Windkanal . . . . .	33
3.3 Messtechnik . . . . .	35
3.4 Signalanalyse . . . . .	38

<b>4</b>	<b>Vibroakustik und Strömungsakustik der Zylinder/Platte-Konfiguration</b>	<b>45</b>
4.1	Vibroakustik der strömungsmechanisch angeregten Plattenstruktur . . . . .	45
4.1.1	Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Versuchsdurchführung . . . . .	46
4.1.2	Vorversuch zur Validierung der Methodik . . . . .	53
4.1.3	Quantifizierung der vibroakustischen Schallanteile . . . . .	60
4.2	Akustische Resonanz durch Anregung der Zylinder-Scherschicht . . . . .	78
4.2.1	Versuchsanordnung mit externen akustischen Quellen . . . . .	79
4.2.2	Beeinflussung des Hitzdrahtsensors durch Schallwellen . . . . .	82
4.2.3	Änderungen der Strömungsgeschwindigkeitsschwankungen und des Schalldrucks durch akustische Anregung der Scherschicht . . . . .	84
4.3	Schalldruckentstehung aufgrund von Oberflächenkräften . . . . .	91
4.3.1	Modellvorstellung zur Schalldruckentstehung . . . . .	91
4.3.2	Versuchsaufbau und Randbedingungen für die Messungen . . . . .	95
4.3.3	Erfassung des strukturdynamischen Verhaltens . . . . .	98
4.3.4	Messung von Plattenbeschleunigung und Schalldruck im angeström- ten Zustand . . . . .	100
4.3.5	Berechnung der Schallabstrahlung und Vergleich mit Messergebnissen	104
<b>5</b>	<b>Variation strömungsakustisch relevanter Parameter</b>	<b>111</b>
5.1	Voraussetzungen für die Verstärkung der Schalldruckpegel . . . . .	111
5.1.1	Auswirkung der Abstandsvariation zwischen Platte und Zylinder . . . . .	115
5.1.2	Zusammenhang von Abstandsvariation und Geschwindigkeitsvaria- tion . . . . .	116
5.1.3	Zusammenhang von Zylinderdurchmesser und Plattendicke . . . . .	119
5.2	Frequenzverschiebung der Wirbelablösefrequenz . . . . .	122
5.2.1	Untersuchung der Zylinder-Nachlaufänge . . . . .	124
5.2.2	Geschwindigkeitsverteilung in der Zylinder-Scherschicht . . . . .	126
5.2.3	Variation der Druckverteilung um den Zylinder . . . . .	128

5.3	Quantifizierung der Schalldruckverstärkung . . . . .	130
5.3.1	Definition eines Verstärkungsfaktors . . . . .	130
5.3.2	Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung</b>	<b>135</b>
6.1	Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Versuchsdurchführung . . . . .	135
6.1.1	Erfassung des Auftretens der Schalldruckverstärkung . . . . .	136
6.1.2	Gitter zur Variation des Turbulenzgrades . . . . .	137
6.1.3	Charakterisierung der Anströmung . . . . .	139
6.2	Hysterese der Schalldruckverstärkung in Folge der Abstandsveränderung zwischen Zylinder und Platte . . . . .	146
6.2.1	Abhängigkeit der Hysterese von der Strömungsgeschwindigkeit . . .	149
6.2.2	Einfluss der Plattenverfahrgeschwindigkeit . . . . .	151
6.2.3	Auswirkungen der Variation des Turbulenzgrades . . . . .	152
6.3	Beeinflussung der Schalldruckverstärkung durch akustische Anregung . . .	157
6.3.1	Variation der Anregungsamplitude . . . . .	161
6.3.2	Einfluss der Anregungsfrequenz . . . . .	163
6.3.3	Auswirkung der akustischen Anregung auf die Hysterese . . . . .	167
6.3.4	Einfluss des zeitlichen Verlaufs der Anregung . . . . .	168
<b>7</b>	<b>Modellbildung zur maximalen Schalldruckverstärkung</b>	<b>177</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Vorschläge für weitere Untersuchungen</b>	<b>183</b>
<b>A</b>	<b>Vibroakustik der Plattenstruktur - weitere Ergebnisse</b>	<b>187</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Arbeit stellt eine detaillierte und strukturierte Erfassung sowie Analyse der akustischen Effekte an einer Zylinder/Platte-Konfiguration dar. Das Ziel dieser Grundlagenuntersuchungen ist es, einen Beitrag zum Verständnis der physikalischen Effekte bei der Umströmung zweier Körper und der damit einhergehenden Schallabstrahlung zu leisten. Für die Untersuchungen wird eine geometrisch einfache Konfiguration, bestehend aus einem Kreiszyylinder und einer Platte, ausgewählt. Dabei befindet sich die Platte stromab, hinter dem Zylinder. Dieser Aufbau wird im Folgenden als Zylinder/Platte-Konfiguration bezeichnet. Aufgrund vielfältiger, in der wissenschaftlichen Literatur dokumentierter Untersuchungen an einzelnen Zylindern, existiert hierzu ein breites Wissen. Die Verwendung eines Zylinders als ein Teil der Konfiguration besitzt daher den Vorteil, dass dieses Wissen für die Klärung der physikalischen Ursachen von Effekten an der Zylinder/Platte-Konfiguration herangezogen werden kann. Die Zylinder/Platte-Konfiguration besitzt des Weiteren den Vorteil, dass trotz einer geringen geometrischen Komplexität, eine Vielzahl akustischer Effekte auftreten, die detailliert untersucht werden können.

Zunächst werden zur thematischen Einordnung der Arbeit ein Überblick zum Stand der Wissenschaft gegeben und aktuelle Entwicklungen technischer Anwendungen betrachtet. Hieraus ergibt sich die, im weiteren Verlauf des Kapitels dargestellte, Aufgabenstellung der Arbeit. Des Weiteren werden das Vorgehen bei der Bearbeitung der Aufgabenstellung und die daraus resultierende Gliederung der Untersuchungen erläutert.

## 1.1 Stand von Wissenschaft und Technik

Die Schallerzeugung durch Körper in Strömungen hat bei vielen technischen Anwendungen eine hohe Bedeutung. Wesentliche Bereiche sind beispielsweise der Verkehrslärm von Flugzeugen und Fahrzeugen. Auch bei kleinen technischen Anwendungen wie Lüftern in Haushalts- und Unterhaltungselektronik spielt die Geräuschemission durch umströmte Körper eine wichtige Rolle. Dies gilt besonders für umströmte stumpfe Körper, die mit anderen Körpern stromab in Wechselwirkung treten. Hierbei kann es zu einem erheblichen Anstieg der Schalldruckpegel kommen (siehe z.B. [IMH06] [BB03] [LKH<sup>+</sup>07] [How97]). Aus diesem Grund ist ein fundiertes Wissen über die zugrundeliegenden Mechanismen der Schallerzeugung notwendig.

Strömungen um stumpfe Körper sind häufig von Strömungsablösungen und hoher Turbulenz geprägt. Aufgrund der Strömungsablösung entsteht hinter dem Körper ein Nachlaufgebiet. Beispielsweise bildet sich durch Instabilitäten in der Scherschicht eines umströmten Kreiszyinders, bei den entsprechenden Reynolds-Zahlen eine Wirbelstraße aus. Die Wirbel werden dabei mit der Strömung stromabwärts transportiert und treten in Wechselwirkung mit einem weiteren Körper. Durch eine solche Wechselwirkung können Veränderungen im gesamten Strömungsfeld auftreten. Ein Beispiel hierfür ist die Änderung der Strömungswiderstände durch die Wechselwirkung der Körper (siehe [PW97]).

Die Relevanz der Wechselwirkung stumpfer Körper für Geräuschphänomene zeigt sich an der Vielzahl an Veröffentlichungen (siehe z.B. [YCK98] [SZMC08] [KCL<sup>+</sup>07] [Kor11]) auf diesem Gebiet. Eine häufig für solche Untersuchungen verwendete Konfiguration ist die Kombination aus Zylinder und Tragflächenprofil [JLZ11] [LVS10] [Lee94]. Die experimentellen Untersuchungen von Jakob et al. [JBCM05] enthalten interessante Informationen über die physikalischen Vorgänge an einer solchen Konfiguration. Für unterkritische Reynolds-Zahlen bei laminarer Wandgrenzschicht unterscheidet sich das instationäre Strömungsfeld deutlich von der klassischen Kármánschen Wirbelstraße. Aufgrund von sekundären Wirbelstrukturen sowie der Aufspaltung und Deformation der Wirbel ist das Strömungsfeld stark dreidimensional. Diese Effekte sind verantwortlich für eine spektrale Verbreiterung der Überhöhungen des Schalldruckpegels im Bereich der Wirbelablösefrequenz und ihrer Harmonischen. Dies gilt besonders für den Bereich der Vorderkante, der die dominierende Schallquelle darstellt. Greschner et al. [GTJC08] berechnet das instationäre Strömungsfeld eines umströmten, symmetrischen Profils im Nachlauf eines Zylinders mit Hilfe einer Detached-Eddy-Simulation (DES). Die Schallabstrahlung dieser Konfiguration wird mit der akustischen Analogie von Ffowcs Williams und Hawkings [FH69] auf Basis

der Strömungssimulation bestimmt. Die Ergebnisse zeigen, dass eine adäquate Berechnung der Schallentstehung an einer solchen Konfiguration mit hohem numerischen Aufwand verbunden ist. Kao [Kao98] untersucht numerisch die Schallentstehung aufgrund von Wirbeln, die mit unterschiedlich geformten Körpern in Wechselwirkung treten, mit Hilfe der Methode der Matched Asymptotic Expansions. Er stellt fest, dass die Schallentstehung bei der Wechselwirkung von Wirbeln und stumpfen Körpern mit flachen Stirnseiten für gewöhnlich geringer ist als die Schallentstehung bei der Wechselwirkung von Wirbeln mit Flügelprofilen. Eine Erklärung hierfür ergibt sich aus dem Verlauf des Strömungsfeldes im Bereich der Vorderkante des stumpfen Körpers. In diesem Bereich trifft die Strömung auf die, in diesem Fall, flache Stirnseite des stumpfen Körpers auf und teilt sich in zwei Ströme. An den Kanten des Körpers lösen sich diese ab und strömen von dem Körper weg. Aus diesem Grund kommen die Wirbel der Oberfläche nicht so nahe wie bei einem Profil und die Wirbel treten nicht direkt in Wechselwirkung mit der Oberfläche. Hierdurch ist die Schallentstehung geringer. Leclercq und Doolan [LD09] untersuchen die Wechselwirkung stumpfer Körper an zwei rechteckigen Blöcken. Es zeigt sich, dass es in Abhängigkeit des Abstands zu Schwankungen im Schalldruck kommt, die auf Überlagerung der an beiden Körpern entstandenen Schallwellen zurückzuführen sind.

Für die Schallabstrahlung von umströmten, stumpfen Körpern kann neben der Aeroakustik auch die Vibroakustik von Interesse sein. Aufgrund von zeitlichen und räumlichen Schwankungen der Strömung, wie beispielsweise bei einer Wirbelstraße, kann es im Fall der Wechselwirkung der Strömung mit einer mechanischen Struktur zur Anregung von strukturdynamischen Schwingungen kommen. Unter entsprechenden Randbedingungen strahlen diese Strukturschwingungen Schall ab. Leung und So [LS01] zeigen hierzu in einer numerischen Untersuchung an einem symmetrischen Profil, welches durch einen Wirbel zum Schwingen angeregt wird, dass aufgrund der Schwingung des Profils Schall abgestrahlt wird. Die Schallabstrahlung ist jedoch für den betrachteten Fall sehr gering und im Vergleich zum aeroakustisch erzeugten Schall zu vernachlässigen. Für die Schallabstrahlung einer einseitig, durch eine turbulente Strömung angeregten Platte stellen Han et al. [HBM99] [HMB01] ein numerisches Berechnungsmodell vor. Bei diesem Modell werden zunächst das Strömungsfeld und die Oberflächenkräfte berechnet, um anschließend auf Basis des Abstrahlgrads, der für eine rechteckige Platte berechnet werden kann [Mai62], nach Fahy und Gardonio [FG07] die Schallabstrahlung der Struktur zu berechnen. Die daraus resultierenden Berechnungsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit Messungen.

Zusätzlich zu der Erzeugung von Schall durch die Strömung oder durch Schwingungen

mechanischer Strukturen treten bei der Umströmung kombinierter stumpfer Körper sogenannte Feedback-Mechanismen zwischen Strömung und Akustik auf. Dabei kommt es zu einer Rückkopplung der Schallwellen auf die Strömung. Diese können nach Powell [Pow53] zu einer erhöhten Schallentstehung führen. Hierzu untersuchen Johnson und Loehrke [JL84] in einem Experiment das instationäre Geschwindigkeitsfeld und die Schallentstehung zweier hintereinander angeordneter, längs angeströmter Platten. Aufgrund des Feedback-Mechanismus kommt es in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen den Platten zu periodischen Schwankungen der Frequenz sowie der Amplitude der Geschwindigkeitsfluktuationen an der Vorderkante der hinteren Platte. Die Ergebnisse zeigen weiterhin, dass ein solcher Feedback-Mechanismus nur auf die Instabilitäten einer laminaren Grenzschicht Einfluss nimmt. Abgelöste, turbulente Grenzschichten werden nicht beeinflusst. Fitzpatrick [Fit03] stellt bei Untersuchungen an einer Konfiguration aus zwei umströmten Körpern ebenfalls das Auftreten eines Feedback-Mechanismus fest. Dieser führt zu nicht-linearem Verhalten der Geschwindigkeitsschwankungen in der Scherschicht, wodurch es zur Entstehung von harmonischen Frequenzanteilen kommt.

Weitere interessante Phänomene bei der Wechselwirkung stumpfer Körper sind Hysteresis-Effekte. Viele Untersuchungen zu dieser Thematik beschäftigen sich mit den Wechselwirkungen an flexiblen oder flexibel gelagerten, umströmten Körpern. Bei diesen kommt es zu Hysteresen, bezüglich des Schwingungsverhaltens und der auftretenden Strömungsmuster (siehe [SM05] [BL99] [WSL09]). Auch für näherungsweise starr gelagerte, unflexible Körper kommt es zum Auftreten von Hysteresen. Die Anzahl der Veröffentlichungen hierzu ist jedoch geringer. Liu und Chen [LC02] untersuchen eine Konfiguration bestehend aus zwei quadratischen Zylindern, wobei sich einer stromab des anderen Zylinders befindet. Es zeigt sich, dass in Abhängigkeit von der Position der beiden Zylinder zueinander unterschiedliche Strömungsmuster zu beobachten sind. Das Auftreten dieser Strömungsmuster ist jedoch nicht nur von dem Abstand der Zylinder zueinander abhängig, sondern auch von der Richtung aus welcher der Abstand eingestellt wird. Tasaka et al. [TKSL06] visualisieren diesbezüglich das Strömungsfeld hinter zwei Kreiszyklindern. In Abhängigkeit davon wie die Reynolds-Zahl im Bereich von  $90 < Re < 150$  variiert wird, von großen zu kleinen Werten oder andersherum, können zwei Strömungsmuster unterschieden werden. Bei dem als „slow“ bezeichneten Muster treten eher langwellige Schwankungen jedoch keine Wirbelstraße auf. Das andere Muster wird als „fast“ bezeichnet. Hierbei bildet sich eine periodische Wirbelablösung aus. Carmo et al. [CMS10] untersuchen ebenfalls die möglichen Strömungszustände an zwei identischen Kreiszyklindern für Reynolds-Zahlen kleiner 500. Hierzu werden direkte numerische Simulationen (DNS) der Strömung durchgeführt.

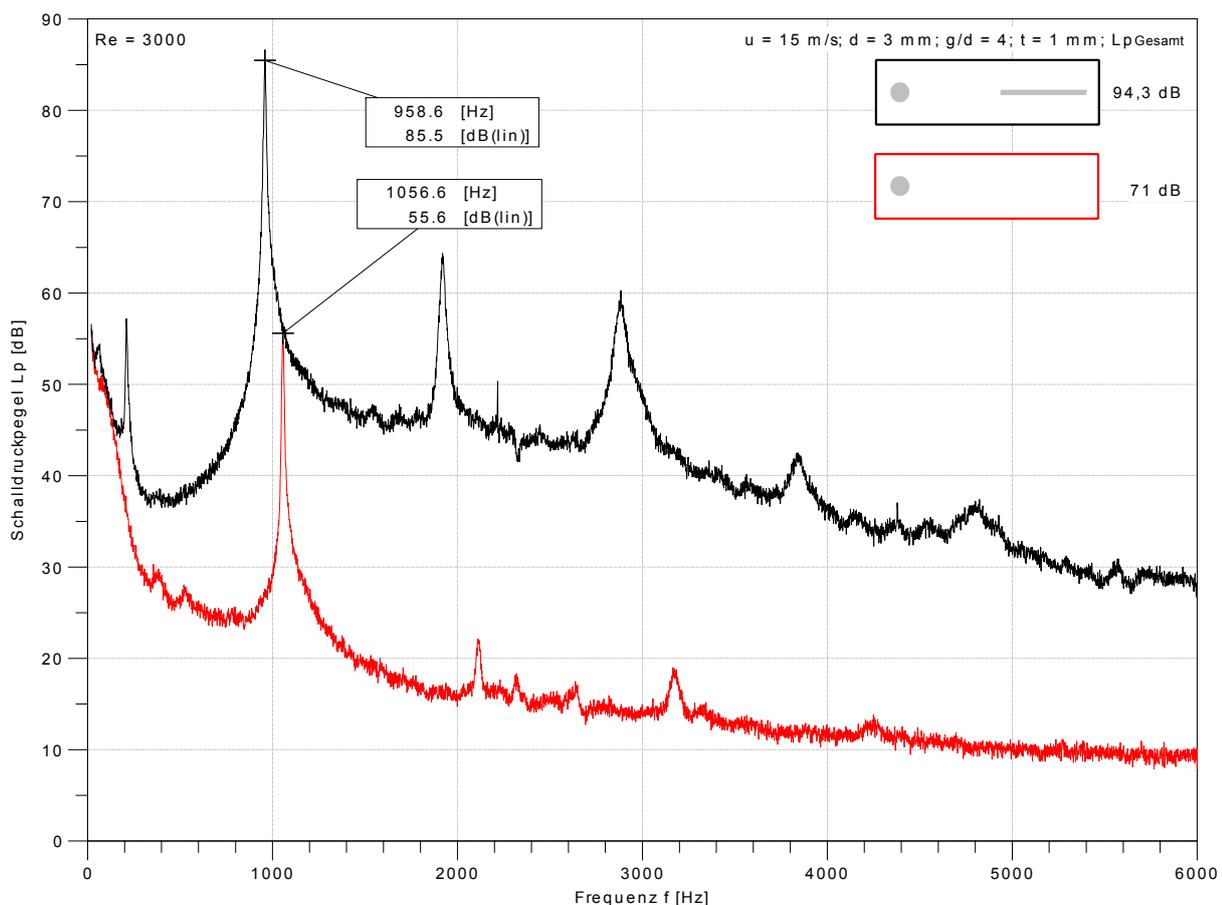
Die Ergebnisse zeigen, dass die Veränderungen in der Strömung aufgrund der Variation des Zylinderabstandes und der Reynolds-Zahl durch das Vorhandensein von dreidimensionalen Strömungsstrukturen beeinflusst werden. Einen ausführlichen Überblick zu den möglichen Strömungsmustern bei Anordnungen mit zwei Kreiszyklindern liefert Summer [Sum10] auf Grundlage von Forschungsarbeiten der letzten zwanzig Jahre. In den zuvor genannten Untersuchungen werden jeweils nur Körper gleicher geometrischer Form berücksichtigt und die Auswirkungen der Hysterese auf die Strömungsakustik werden nicht betrachtet.

Untersuchungen zur Aeroakustik haben für gewöhnlich im weitesten Sinne das Ziel eine Möglichkeit zur Reduktion der Schallentstehung aufzuzeigen. Aufgrund neuer Materialien sowie weitentwickelten Regelalgorithmen und gesteigerter Rechenleistung sind in den letzten Jahren gerade auf dem Gebiet der aktiven Geräuschkontrolle eine Vielzahl an Methoden entwickelt worden (vgl. z.B. [SFS11] [KT09] [AZG10]). Passive Geräuschminderungsmaßnahmen, wie die Optimierung der Geometrie oder der Einsatz von Dämmung und Dämpfung haben, wegen ihrer im Vergleich meist einfachen, kostengünstigen Umsetzung, weiterhin eine große Bedeutung. Hahn [Hah08] zeigt hierzu einige passive Maßnahmen zur Geräuschreduktion an einfachen Modellstrukturen. Auch bei der Umströmung stumpfer Körper werden passive Maßnahmen erforscht. Doolan [Doo08] führt numerische Untersuchungen an einem quadratischen Zylinder mit Platte im Nachlauf durch, mit dem Ziel durch die Überlagerung der Schallwellen beider Körper die aeroakustische Schallentstehung zu beeinflussen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Wechselwirkung der Körper zu verschiedenen, teils nichtlinearen Effekten führt. Diese müssen zunächst im Detail untersucht und verstanden werden, bevor eine gezielte Reduzierung der aeroakustischen Schallentstehung möglich ist.

Auf Grundlage der bisherigen Erkenntnisse wird im Folgenden die Aufgabenstellung formuliert.

## 1.2 Aufgabenstellung und Gliederung der Untersuchungen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits erläutert, dass es bei der Umströmung kombinierter Körper zu einer erhöhten Schallabstrahlung kommen kann. Dies trifft insbesondere auch auf die Zylinder/Platte-Konfiguration zu. Der von einem einzelnen Zylinder abgestrahlte Schall wird durch das Hinzufügen der Platte in seinen Nachlauf massiv verstärkt (siehe Abbildung 1.1). Aufgrund dieser massiven Zunahme des Schalldruckpegels stellt sich die Frage, welcher Schallentstehungsmechanismus hierfür verantwortlich ist, beziehungsweise ob es zu einer Kombination mehrerer Effekte kommt. Zusätzlich zu der Schalldruckverstärkung kommt es beispielsweise zu einer Verschiebung der Wirbelablösefrequenz. Neben der Klärung des Schallentstehungsmechanismus ist die Abhängigkeit von verschiedenen Parametern von Bedeutung. In vielen Veröffentlichungen wird hierzu entweder die geometrische Positionierung oder die Strömung, in Form der Reynolds-Zahl,



**Abbildung 1.1:** Verstärkung der Schallabstrahlung durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders

variiert. Um die zugrundeliegenden Mechanismen jedoch verstehen und beschreiben zu können, ist eine ganzheitliche Betrachtung erforderlich, bei der sowohl Geometrie- als auch Strömungsparameter variiert werden. Gerade im Hinblick auf die Strömungsakustik besteht diesbezüglich Bedarf für experimentelle Untersuchungen.

Hierzu werden in Kapitel 2 die, zum Verständnis der untersuchten Sachverhalte notwendigen, theoretischen Grundlagen erläutert.

Es schließt sich hieran, in Kapitel 3 die Vorstellung der Versuchseinrichtungen und der angewendeten Methoden an. Es werden unter anderem die Prüfstände und die Messtechnik erläutert sowie das Vorgehen bei der Signalanalyse erklärt.

In Kapitel 4 wird der Frage nachgegangen, was der wesentliche Mechanismus bei der Schalldruckverstärkung ist. Es werden drei verschiedene Schallentstehungsmechanismen auf ihre Bedeutung für die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration untersucht. In die Betrachtung mit einbezogen werden die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte, ein möglicher Feedback-Mechanismus und die Bedeutung von Oberflächenkräften.

Aufbauend auf der Klärung des Schallentstehungsmechanismus wird in Kapitel 5 betrachtet, wovon Effekte wie die Schalldruckverstärkung und die Frequenzverschiebung der Wirbelablösefrequenz abhängen. Es erfolgt unter anderem eine Quantifizierung der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl.

In Konsequenz der Untersuchungen der beiden vorherigen Kapiteln wird in dem Kapitel 6 die Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung betrachtet. Hierbei ist das Auftreten von Hysterese-Effekten in Folge der Abstandsveränderung zwischen Zylinder und Platte von Bedeutung. Des Weiteren erfolgt die Beeinflussung durch externe, akustische Schallquellen.

In Kapitel 7 wird schließlich ein Modell vorgestellt, welches das Auftreten der maximalen Schalldruckverstärkung beschreibt.

Abschließend erfolgt in Kapitel 8 eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse und ein Ausblick auf mögliche, weiterführende Untersuchungen.



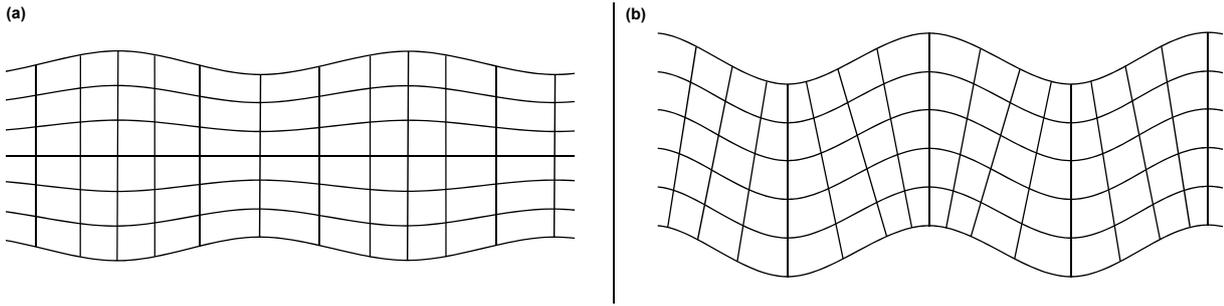
# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden einige wesentliche physikalische Grundlagen erläutert, die zum Verständnis der Untersuchungen erforderlich sind.

### 2.1 Vibroakustische Schallentstehung an Platten

Grundsätzlich können zwei Arten von Schall unterschieden werden. Dies ist zum einen der Körperschall und zum anderen der Luftschall. Bei Körperschall handelt es sich um Schwingungen und Vibrationen, die sich in Form von Wellen in Festkörpern ausbreiten. Im Fall des Luftschalls erfolgt die Ausbreitung der Schwingungen in Luft. Unter dem Begriff der vibroakustischen Schallentstehung ist der Übergang von der einen zur anderen Art des Schalls zu verstehen. Eine schwingende Struktur überträgt an ihrer Oberfläche die Schwingungen auf die umgebende Luft in welcher sich diese mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten und als Geräusch hörbar werden. Bei der Betrachtung der Schallausbreitung in Festkörpern und Gasen (Luft), gibt es einen wesentlichen Unterschied. Ein Volumenelement in der Luft reagiert auf eine Änderung des Volumens mit einer Änderung des Druckes. Einer Formänderung bei gleichem Volumen setzt es jedoch keinen Widerstand entgegen, da Gase Druckkräfte nur normal zu ihrer Oberfläche übertragen können. Ein Volumenelement in einem Festkörper hingegen setzt auch einer reinen Formänderung einen Widerstand entgegen, da es zusätzlich tangentiale Kräfte beziehungsweise Schubspannungen übertragen kann. Für die Ausbreitung von Schwingungen in Festkörpern und Gasen ergibt sich hieraus ein elementarer Unterschied. Während in Luft, Schwingungen nur in Form von Longitudinalwellen existieren, ergeben sich für Festkörper zusätzlich auch Transversalwellen. Des Weiteren kommt es bei Festkörpern zur Kopplung von Longitudinal- und Transversalwellen, wodurch weitere Wellenarten entstehen. Die größte Bedeutung für die



**Abbildung 2.1:** (a) Dehnwelle, (b) Biegewelle

vibroakustische Schallabstrahlung, gerade bei flächigen Strukturen wie einer Platte, besitzen die Biegewellen. Der Grund hierfür sind die größeren Verformungen normal zur Oberfläche, beispielsweise im Vergleich zu Dehnwellen (siehe Abbildung 2.1). Hierdurch wird in der Luft eine größere Störung und somit mehr Schall induziert. Im Folgenden werden die Eigenschaften von Biegewellen in Plattenstrukturen näher betrachtet und ihre Schallabstrahlung erläutert.

Für die Beschreibung der Ausbreitung von Biegewellen in Platten kann an einem infinitesimal kleinen Volumenelement, auf Basis von angreifenden Kräften und Momenten, eine Differentialgleichung 4.Ordnung hergeleitet werden [FG07].

$$\frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \eta}{\partial y^4} + \frac{\rho_P h}{B} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

Hierin ist  $\eta$  die Durchbiegung beziehungsweise Auslenkung normal zur Plattenoberfläche und  $h$  die Dicke sowie  $\rho_P$  die Dichte des Materials der Platte. Die Biegesteifigkeit  $B$  der Platte

$$B = \frac{h^3}{12} \frac{E}{1 - \nu^2} , \quad (2.2)$$

ist neben der Dicke abhängig von den Materialkennwerten, E-Modul  $E$  und Querkontraktionszahl  $\nu$ , die auch als Poisson-Zahl bezeichnet wird. Zur Vereinfachung der Betrachtung, jedoch ohne Beschränkung der Gültigkeit der Aussagen, werden nur ebene Wellen betrachtet, die sich in  $x$ -Koordinatenrichtung ausbreiten. Dementsprechend ergibt sich aus Gleichung (2.1) mit  $\partial/\partial y = 0$  der Ausdruck

$$\frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + \frac{\rho_P h}{B} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0 . \quad (2.3)$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung wird mit Hilfe eines Ansatzes für harmonische Wellen gesucht.

$$\eta(x,t) = \hat{\eta} e^{j(\omega t - k_B x)} \quad (2.4)$$

Nach Einsetzen in Gleichung (2.1) und lösen der daraus resultierenden, charakteristischen Gleichung ergibt sich für die Wellenzahl  $k_B$  der Biegewelle

$$k_B^4 = \frac{\rho_P h \omega^2}{B} . \quad (2.5)$$

Hieraus ergeben sich zwei reelle Lösungen,

$$k_{B1,2} = \pm \sqrt[4]{\frac{\rho_P h \omega^2}{B}} \quad (2.6)$$

und zwei komplexe Lösungen

$$k_{B3,4} = \pm j \sqrt[4]{\frac{\rho_P h \omega^2}{B}} . \quad (2.7)$$

Die reellen Lösungen stellen Biegewellen dar, die entsprechend des Vorzeichens in positive oder negative  $x$ -Koordinatenrichtung laufen. Die imaginären Lösungen stellen nicht ausbreitungsfähige Wellen dar und beschreiben eine überall gleichphasige, harmonische Schwingung, deren Amplituden in  $x$ -Koordinatenrichtung exponentiell zu- beziehungsweise abnehmen. Für die Betrachtung der freien Biegewellen haben diese keine Bedeutung [Kut04]. Durch das Einsetzen der Biegewellenzahl der ausbreitungsfähigen Wellen in den Ansatz in Gleichung (2.4) ergibt sich die Auslenkung normal zur Plattenoberfläche

$$\eta(x,t) = \hat{\eta} e^{-jk_{B1,2}x} e^{j\omega t} = \hat{\eta} \exp\left(\pm j \sqrt[4]{\frac{\rho_P h \omega^2}{B}} x\right) e^{j\omega t} . \quad (2.8)$$

Für die Ausbreitung dieser Biegewellen kann aus der Biegewellenzahl  $k_B$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_{BP}$  der Welle berechnet werden. Es gilt der Zusammenhang

$$c_{BP} = \frac{\omega}{k_B} = \sqrt{\omega} \sqrt[4]{\frac{B}{\rho_P h}} . \quad (2.9)$$

Anhand dieser Gleichung wird eine wesentliche Eigenschaft der Biegewellen deutlich. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewellen ist abhängig von der Kreiswellenzahl beziehungsweise von der Frequenz. Dies wird als Dispersion der Biegewellen bezeichnet. Bei der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_{BP}$  handelt es sich somit um die Phasengeschwindigkeit. Die Gruppengeschwindigkeit der Welle ergibt sich zu

$$c_{BG} = \frac{d\omega}{dk_B} = 2\sqrt{\omega} \sqrt[4]{\frac{B}{\rho_P h}} , \quad (2.10)$$

sie ist doppelt so groß wie die Phasengeschwindigkeit.

Die Bedeutung der Dispersion für die Schallabstrahlung der Biegewellen wird im Folgenden näher betrachtet. Die Bewegung der Plattenstruktur überträgt sich auf die angrenzende Luft. Die dabei entstehende akustische Welle breitet sich mit der Schallgeschwindigkeit

$c$  aus. Diese akustische Welle kann auf Basis der Potentialtheorie<sup>1</sup> durch ein skalares, akustisches Potential beschrieben werden. Der Zusammenhang des akustischen Potentials mit den Schallfeldgrößen Druck  $p$  und Schallschnelle  $v$  ist folgendermaßen definiert

$$p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} , \quad (2.11)$$

$$v = -\nabla \Phi . \quad (2.12)$$

Die unter dem Winkel  $\vartheta$  von der Oberfläche abgestrahlte Welle mit der Wellenzahl  $k$  ergibt sich in Form des akustischen Potentials

$$\Phi = \hat{\Phi} e^{j\omega t} e^{-jk(x \sin \vartheta + z \cos \vartheta)} . \quad (2.13)$$

Die Schallschnellekomponente senkrecht zur Oberfläche

$$v_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z} , \quad (2.14)$$

muss aus Kontinuitätsgründen mit der Schwinggeschwindigkeit der Oberfläche

$$-\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.15)$$

übereinstimmen. Aus dieser Bedingung und mit den Gleichungen (2.4) und (2.13) ergibt sich der Winkel der Schallabstrahlung

$$\sin \vartheta = \frac{k_B}{k} = \frac{c}{c_B} = \frac{\lambda}{\lambda_B} . \quad (2.16)$$

Hieraus ergibt sich, dass die Periodizität der Schallwelle in der Luft und der Biegewelle an der Oberfläche übereinstimmen muss. Dies wird als Koinzidenz bezeichnet. Aufgrund der Dispersion der Biegewelle ändert sich das Verhältnis  $c/c_B$  mit der Frequenz. Folglich ist auch die Richtung der Schallabstrahlung von der Frequenz abhängig. Für  $c > c_B$  ist keine Schallabstrahlung möglich, wodurch sich eine untere Grenzfrequenz für die Abstrahlung ergibt. Diese untere Grenzfrequenz folgt der Bedingung

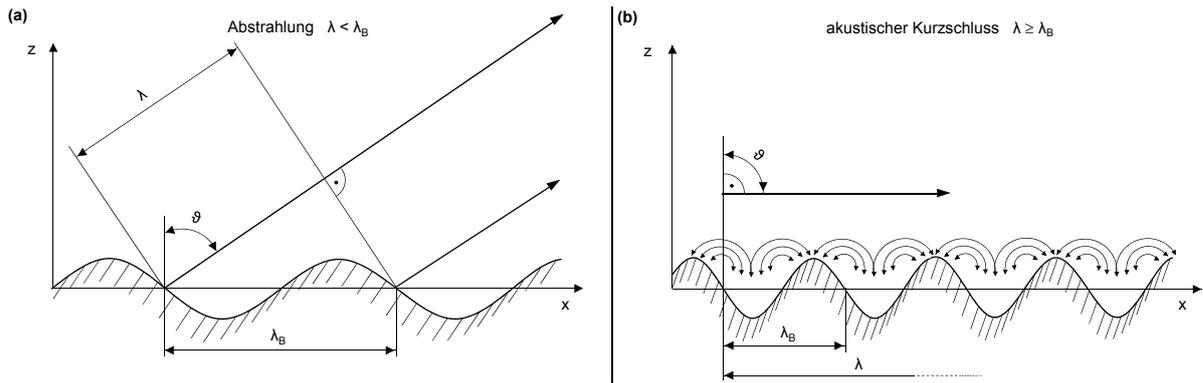
$$c_B = c \quad (2.17)$$

und wird entsprechend als Koinzidenzfrequenz  $f_K$  bezeichnet. Die Koinzidenzfrequenz kann anhand von Gleichung (2.6) sowie dem Zusammenhang von Wellenzahl und Frequenz

$$k = \frac{2\pi f}{c} , \quad (2.18)$$

---

<sup>1</sup>Informationen über die Anwendbarkeit und die mathematisch theoretischen Grundlagen der Potentialtheorie sind beispielsweise bei Sigl [Sig89] zu finden.



**Abbildung 2.2:** Schallabstrahlung einer unendlichen, dünnen Platte aufgrund von BiegeWellen, (a) Schallabstrahlung unter dem Winkel  $\theta$ , (b) keine Schallabstrahlung aufgrund des akustischen Kurzschlusses

berechnet werden

$$f_K = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_P h}{B}}. \quad (2.19)$$

Abschließend kann die Amplitude des Schalldrucks  $\hat{p}$  aus der partiellen Ableitung des Potentials  $\Phi$  nach der Zeit  $t$  (siehe Gleichung (2.11)) berechnet werden

$$\hat{p} = \frac{\omega \rho c \hat{\eta}}{\cos \vartheta}. \quad (2.20)$$

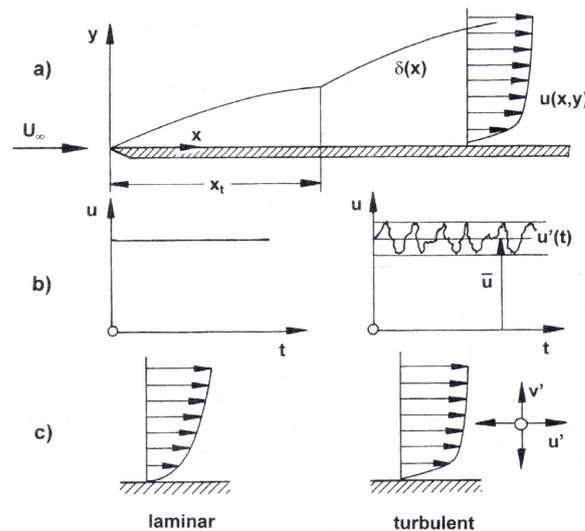
Die zuvor hergeleiteten Eigenschaften der vibroakustischen Schallabstrahlung gelten für unendlich ausgedehnte, dünne Platten. An realen Platten mit finiten Abmessungen kommt es durch die Bedingungen an den Rändern auch unterhalb der Koinzidenzfrequenz zur Schallabstrahlung. Jedoch ist auch bei begrenzten Platten unterhalb der Koinzidenzfrequenz von einer geringeren Schallabstrahlung auszugehen als oberhalb [Kut04].

## 2.2 Grenzschicht und Turbulenz

Eine wichtige Eigenschaft von Strömungen ist das Ausbilden einer Grenzschicht im Übergangsbereich zu Oberflächen wie beispielsweise einer Windkanalwand. Fluide besitzen eine Zähigkeit und sind in der Lage Schubspannungen zu übertragen. Dies hat zur Folge, dass das Fluid in unmittelbarer Nähe zur Wand an dieser haftet und eine Schubspannung  $\tau_w$  überträgt. Im Einflussbereich der Wand bildet sich eine Schicht aus, in der die Strömungsgeschwindigkeit der Außenströmung auf den Wert null an der Wand abnimmt. Diese Schicht wird als Grenzschicht bezeichnet. Sie besitzt eine endliche Dicke und nimmt mit der Lauflänge der Strömung zu. Diese Zunahme wird im Wesentlichen durch zwei Faktoren bestimmt. Dies ist zum einen das Verhältnis zwischen den Trägheitskräften und den Reibungskräften in der Grenzschicht sowie zum anderen der Verlauf des statischen Drucks entlang der Wand. Das Verhältnis von Trägheitskräften und Reibungskräften kann mit Hilfe der Reynolds-Zahl, die sich anhand einer Abschätzung der auftretenden Kräfte herleiten lässt, ausgedrückt werden

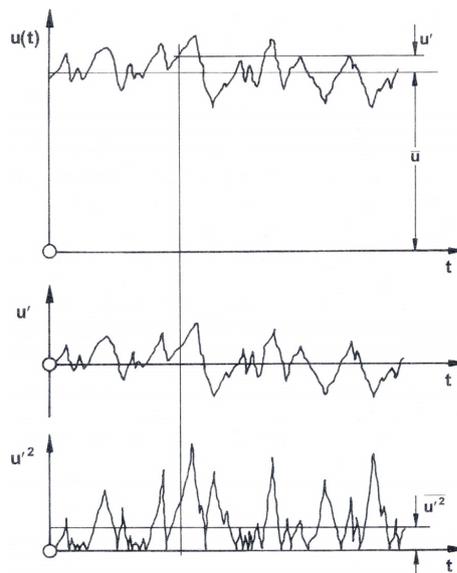
$$Re = \frac{\rho u d}{\eta} = \frac{u d}{\nu} . \quad (2.21)$$

In dieser Gleichung sind  $\rho$  die Dichte des Fluids,  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit und  $d$  eine für den umströmten Körper charakteristische Länge. Die dynamische Viskosität  $\eta$ , welche dem Quotienten von Schergeschwindigkeit und Schubspannung entspricht, lässt sich mit Hilfe der Dichte in die kinematische Viskosität  $\nu$  überführen.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der Grenzschicht an der längsangeströmten, ebenen Platte, a) Verlauf der Grenzschichtdicke  $\delta(x)$ , b) zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit  $u(t)$  für die laminare und die turbulente Grenzschicht, c) entsprechende Geschwindigkeitsprofile [Huc02]

Im Folgenden wird die Entwicklung einer Grenzschicht an einer ebenen Platte betrachtet (siehe Abbildung 2.3). Von der Vorderkante der Platte ausgehend wächst die Dicke  $\delta$  der Grenzschicht an. Zunächst ist die Geschwindigkeit in der Grenzschicht sehr gleichmäßig und es treten keine Geschwindigkeiten quer zur Anströmung auf. Dies wird als laminare Strömung bezeichnet. In diesem Bereich nimmt die Dicke der Grenzschicht nur mäßig zu. Nach einer gewissen Lauflänge  $x_t$  der Strömung entlang der Platte ändert die Grenzschicht ihren Charakter und wird turbulent. Ab diesem Punkt nimmt die Grenzschichtdicke stark zu. Die turbulente Strömung ist durch eine starke Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Der eigentlichen Strömungsgeschwindigkeit sind Schwankungen in Querrichtung überlagert. Die Schwankungen in Querrichtung sorgen für einen vermehrten Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht. Dies wirkt sich wie eine Zunahme der Zähigkeit des Fluids aus. Es ergibt sich deshalb bei der turbulenten Strömung ein völligeres Geschwindigkeitsprofil.



**Abbildung 2.4:** Zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit  $u(t)$  in einer turbulenten Grenzschicht mit dem zeitlichen Mittelwert der Geschwindigkeit  $\bar{u}$ , der Schwankungsgeschwindigkeit  $u'(t)$  und dem zeitlichen Mittelwert des Quadrates der Schwankungsgeschwindigkeit  $\overline{u'^2}(t)$  [Huc02]

Die Begrifflichkeit der turbulenten Strömung ist keineswegs ausschließlich mit dem Vorhandensein einer Grenzschicht verbunden. Auch Strömungsablösungen und Scherschichten, die im nächsten Abschnitt näher besprochen werden, weisen Turbulenz auf. Dies trifft gleichermaßen auf die freie Anströmung von Körpern zu, die immer ein gewisses Maß an Turbulenz aufweisen. Die physikalischen Vorgänge in einer turbulenten Strömung können folgendermaßen veranschaulicht werden. Es handelt sich bei der Turbulenz um eine

unregelmäßige Anordnung von Wirbeln unterschiedlichster Abmessungen. Diese Wirbel werden ständig neu gebildet und zerfallen wieder. Die Abmessungen der größten Wirbel sind dabei von den Körpern abhängig, bei deren Umströmung sie entstehen. Die größten Wirbel entziehen bei ihrer Bildung der mittleren Strömung Energie. Ihre Bewegungen werden hauptsächlich durch Trägheitskräfte bestimmt. Dabei zerfallen die großen Wirbel in immer kleinere. Mit zunehmendem Zerfall der Wirbel ändert sich das Verhältnis zwischen Trägheitskräften und Reibungskräften zu Gunsten der Reibungskräfte. Dieser Prozess, des Zerfallens in immer kleinere Strukturen, setzt sich solange fort, bis die kinetische Energie schließlich in Wärme umgesetzt wird [POW84]. Die Geschwindigkeitsverhältnisse in einer turbulenten Strömung sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Das Zeitsignal der Strömungsgeschwindigkeit  $u(t)$  wird in zwei Anteile zerlegt. Dies ist der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit  $\bar{u}$ , der von der Zeit unabhängig ist und der zeitabhängige Schwankungsanteil der Geschwindigkeit  $u'(t)$ . Eine derartige Zerlegung der Geschwindigkeit kann gleichermaßen für die anderen Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $v(t)$  und  $w(t)$  durchgeführt werden. Die Bildung des zeitlichen Mittelwerts erfolgt gemäß der Definition

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt. \quad (2.22)$$

Die Dauer der zeitlichen Mittelung ist derart gewählt, dass der Mittelwert nicht mehr von der Zeit abhängt. Der Mittelwert des Schwankungsanteils ist definitionsgemäß gleich null

$$\overline{u'(t)} = 0. \quad (2.23)$$

Zur Beschreibung der Turbulenz werden die Anteile der Schwankungsgeschwindigkeit auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit bezogen. Daraus ergibt sich der sogenannte Turbulenzgrad, der für den allgemeinen Fall richtungsabhängiger Schwankungsgeschwindigkeiten folgendermaßen definiert ist.

$$Tu_{\text{Aniso}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U_\infty} \quad (2.24)$$

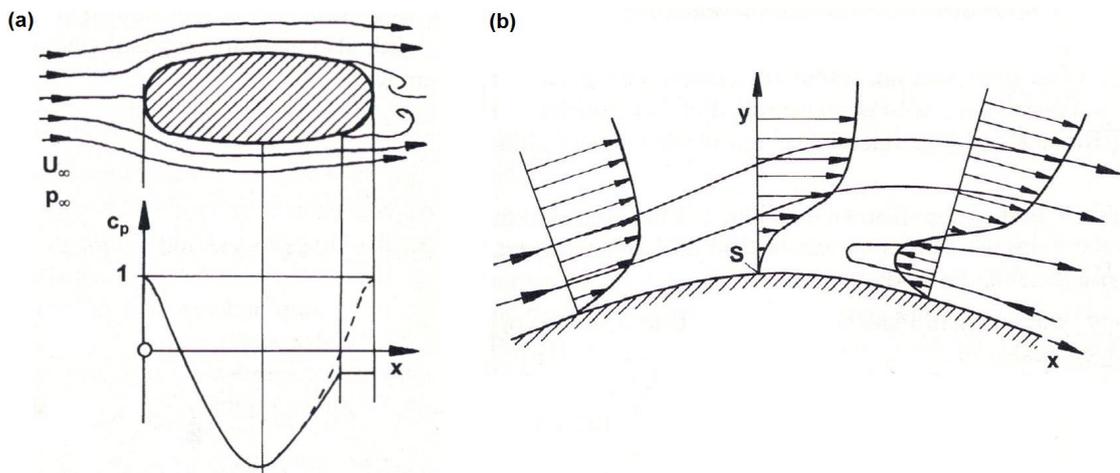
Dieser Ausdruck vereinfacht sich zu

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_\infty}, \quad (2.25)$$

wenn die Schwankungsgeschwindigkeiten in allen drei Koordinatenrichtungen  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  gleich groß sind. Die Turbulenz wird in diesem Fall als isotrop bezeichnet. Ist der Turbulenzgrad darüber hinaus vom Ort unabhängig, wird von homogener Turbulenz gesprochen.

## 2.3 Strömungsablösung und Scherschchicht

Die an einer überströmten Oberfläche in Folge der Zähigkeit des Fluids gebildete Grenzschicht hat eine wichtige Eigenschaft, die Auswirkungen auf die Strömung hat. Grenzschichten sind sensibel für Druckanstiege in Strömungsrichtung. Ist der Druckanstieg in ihrem Verlauf zu groß, löst sich die Grenzschicht von der Oberfläche ab. Zur Veranschaulichung dieses Zusammenhangs ist in der Abbildung 2.5(a) der Druckverlauf entlang der Wand eines stumpfen Körpers dargestellt. Im Staupunkt des Körpers ist die Geschwindigkeit null und der Druck maximal. Die gesamte kinetische Energie der Anströmung wird in Druck umgesetzt. Ausgehend von diesem Punkt wird das Fluid beschleunigt und die Geschwindigkeit nimmt in Richtung der dicksten Stelle des Körpers zu. Hierdurch sinkt wiederum der Druck und die kinetische Energie des Fluids nimmt wieder zu. In der Nähe der Wand wird das Fluid aufgrund von Reibung verzögert und ein Teil der kinetischen Energie dissipiert zu Wärme. Hinter der dicksten Stelle des Körpers nimmt die Geschwindigkeit wieder ab und der Druck steigt an. Aufgrund der Dissipation reicht die kinetische Energie des wandnahen Fluids nicht aus, um den Druckanstieg vollständig zu überwinden und bis zum Ende des Körpers zu strömen. Ist die kinetische Energie vollständig in Druck umgesetzt, kommt es zur Rückströmung. An dieser Stelle löst die Strömung von der Oberfläche ab. In der Abbildung 2.5(b) ist zu dieser Situation der Verlauf der Geschwindigkeitsprofile im Bereich der Ablösung dargestellt. Das zunächst völlige Geschwindigkeitsprofil wird durch den Einfluss des ansteigenden Drucks verformt, bis schließlich der Gradient der Geschwindigkeit am Punkt S der Ablösung gleich null



**Abbildung 2.5:** (a) Ablösung bei der Umströmung eines stumpfen Körpers, (b) Verlauf der Geschwindigkeitsprofile im Bereich der Strömungsablösung [Huc02]

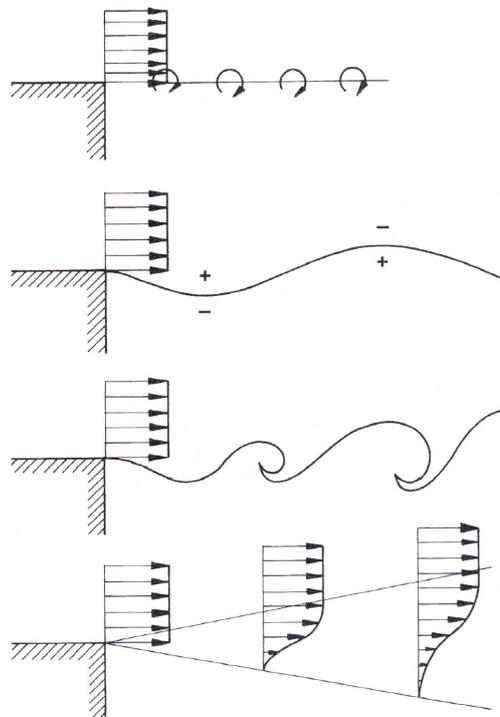
wird

$$\left(\frac{du}{dy}\right)_{y=0} = 0. \quad (2.26)$$

Die Wandschubspannung  $\tau$  ist über das Newtonsche Reibungsgesetz direkt mit dem Geschwindigkeitsgradienten an der Wand verbunden [SK07]. Es gilt daher am Punkt der Ablösung

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} = 0. \quad (2.27)$$

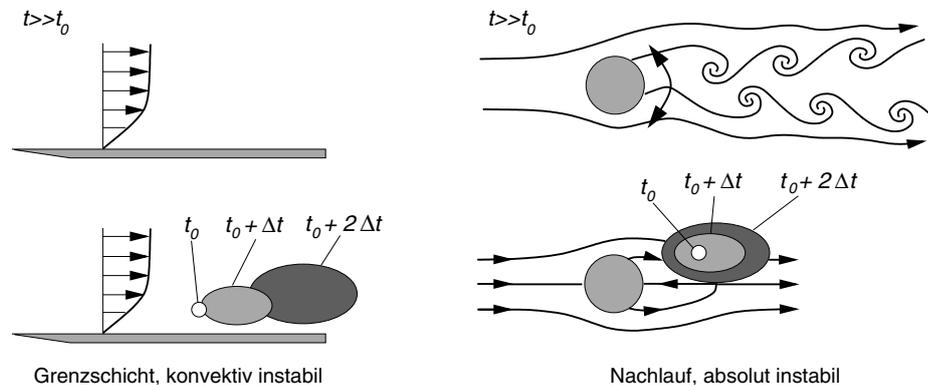
Ausgehend von dem Punkt der Strömungsablösung bildet sich eine sogenannte Scherschicht. Dabei handelt es sich um eine Übergangsschicht zwischen Bereichen stark unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten. Diese treten beispielsweise auch im Bereich von Geschwindigkeitssprüngen an Stellen abrupter Geometrieänderungen auf. In der Abbildung 2.6 ist eine solche Ablösung dargestellt. Hierbei wird zunächst die Grenzschicht der Anströmung vor der Kante vernachlässigt und dementsprechend das Geschwindigkeitsprofil als rechteckig angesehen. Hinter der Kante treffen die Anströmung und das zunächst ruhende Fluid im Bereich unterhalb der Kante aufeinander. Im Übergangsbereich bildet sich eine Scherschicht aus. Aufgrund des Geschwindigkeitsunterschieds wird das Fluid in der Scherschicht in Rotation versetzt. Die sich ausbildende Scherschicht ist instabil gegen äußere Störungen. Wird die Schicht durch eine kleine Störung quer zur



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der Ausbildung einer zweidimensionalen Scherschicht [Huc02]

Strömung ausgelenkt, ergibt sich auf beiden Seiten der Scherschicht eine Druckverteilung, die eine Vergrößerung der Auslenkungsamplituden zur Folge hat. Infolgedessen kommt es zu einem Anwachsen und Aufrollen der Wirbel. Hierdurch weitet sich die Scherschicht in ihrem Verlauf auf.

Die für diesen Vorgang entscheidende Eigenschaft der Scherschicht ist ihre Instabilität. Wachsen die Störungsbewegungen zeitlich an, so ist die Scherschicht instabil. Klingen diese jedoch ab, wird die Strömung als stabil angesehen. Der Grundgedanke, der sich mit dieser Thematik befassenden Stabilitätstheorie, geht auf Reynolds [Rey95] zurück. Dieser äußert die Vermutung, dass die Laminarströmung, welche als Lösung der Bewegungsdifferentialgleichungen immer eine mögliche Strömung darstellt, oberhalb einer gewissen Grenze (der sogenannten Indifferenz-Reynolds-Zahl) instabil wird und in die turbulente Strömungsform übergeht [SG06].

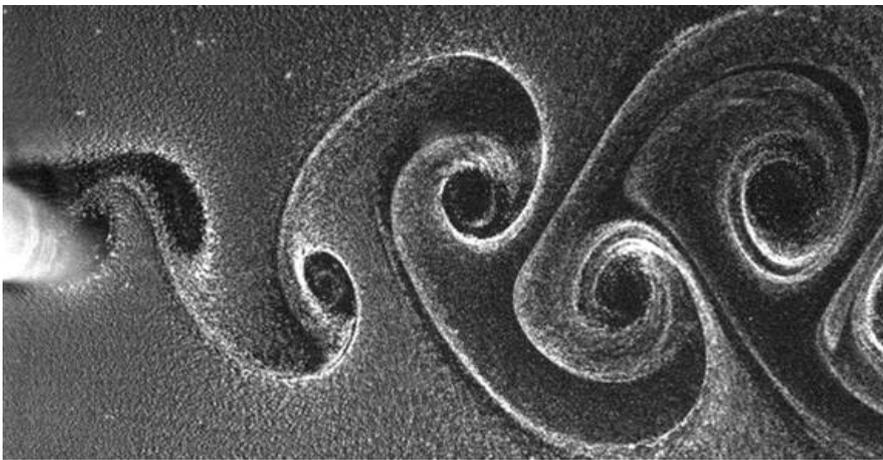


**Abbildung 2.7:** Ausbreitung instabiler Störungen bei einer konvektiven und einer absoluten Instabilität [SG06]

Nach Huerre und Monkewitz [HM90] können Strömungsinstabilitäten in absolut instabile und konvektiv instabile Bereiche unterteilt werden. Setzt die Instabilität der Strömung schlagartig ein, wie beispielsweise in der Nachlaufströmung umströmter Körper (siehe Abbildung 2.7), sind diese absolut instabil. Dabei wird der Strömungsbereich als absolut instabil bezeichnet, in dem lokal eingebrachte Störungen zeitlich und räumlich angefacht werden und mit fortschreitender Zeit den gesamten absolut instabilen Strömungsbereich beeinflussen. Im konvektiv instabilen Bereich werden lokal eingebrachte Störungen stromab geschwemmt und können den ursprünglichen Ort der Störung mit fortschreitender Zeit nicht weiter beeinflussen (siehe Abbildung 2.7).

## 2.4 Umströmung des Kreiszyinders

Bei der Umströmung des Kreiszyinders ist eine Vielzahl verschiedener Strömungsmuster zu beobachten. Das Auftreten dieser Strömungsmuster ist dabei von der Reynolds-Zahl abhängig. Für sehr kleine Reynolds-Zahlen unterhalb von  $Re = 4$  ähnelt das Verhalten einer Potentialströmung<sup>2</sup>. Im Bereich von etwa  $4 < Re < 50$  bilden sich hinter dem Zylinder zwei räumlich stationäre Wirbel aus. Oberhalb einer Reynolds-Zahl von 50 bilden sich hinter dem Zylinder Wirbel aus, die sich wechselseitig, in periodischen Abständen von dem Zylinder ablösen. Das sich bildende Strömungsmuster wird als Wirbelstraße bezeichnet. Die Ursache für die Wirbelbildung sind Instabilitäten in der Scherschicht des



**Abbildung 2.8:** Kármánsche Wirbelstraße hinter einem Kreiszyinder in Wasser bei einer Reynolds-Zahl von 168 [KL11]

Zylindernachlaufs, durch die es zur Anfachung bereits kleinster Störungen kommt. Bis zu einer Reynolds-Zahl von 200 ist die Strömung laminar und die Wirbelstraße besitzt einen sehr geordneten Charakter. Dieses Strömungsmuster wird nach Theodore von Kármán als Kármánsche Wirbelstraße bezeichnet. Mit steigender Reynolds-Zahl wird die Wirbelstraße zunehmend von turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen überlagert. Eine Einteilung der unterschiedlichen Strömungsmuster in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl ist bei Hucho [Huc02] zu finden.

Die Frequenz der Wirbelablösung kann nach Strouhal [Str78] mit der Näherungsformel

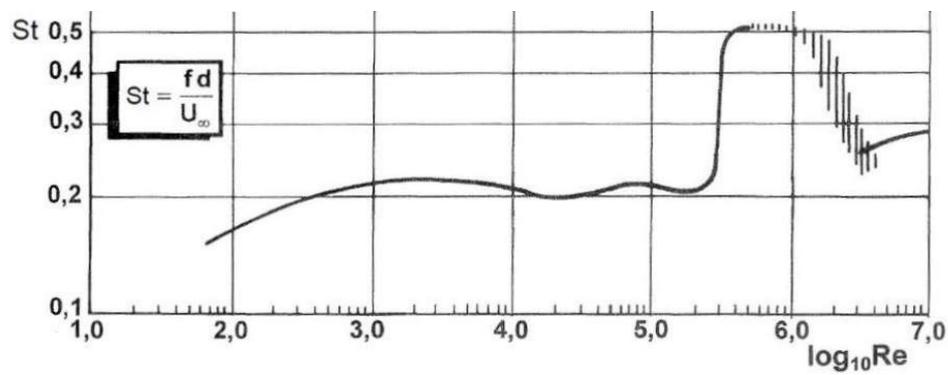
$$f_{\text{Wirbelab}} = \frac{St u}{d} \quad (2.28)$$

angegeben werden. Hierin bezeichnet  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit der Anströmung

---

<sup>2</sup>Theoretische Hintergründe sowie Herleitungen zur Potentialströmung finden sich zum Beispiel bei Schade und Kunz [SK07]

und  $d$  eine charakteristische Abmessung des Körpers. Im Fall des Kreiszylinders ist dies der Durchmesser des Zylinders. Die Größe  $St$  ist die sogenannte Strouhal-Zahl. Für den Kreiszylinder kann diese über einen weiten Bereich der Reynolds-Zahl mit 0,21 angesetzt werden (siehe Abbildung 2.9). In Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl werden für die Umströmung eines Kreiszylinders, sowie auch für andere Körper, grundsätzlich zwei Bereiche unterschieden. Dies ist zum einen der sogenannte überkritische Bereich. In diesem ist die Grenzschicht bei der Umströmung turbulent. Hiervon wird der unterkritische Bereich unterschieden, in dem die Wandgrenzschicht laminar ist. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung werden aufgrund der kleinen Zylinderdurchmesser nur Reynolds-Zahlen betrachtet, die eine laminare Wandgrenzschicht am Zylinder verursachen.



**Abbildung 2.9:** Zusammenhang von Reynolds-Zahl und Strouhal-Zahl für einen umströmten Kreiszylinder [Huc02]

## 2.5 Aeroakustische Schallentstehung

Im Gegensatz zur Vibroakustik, bei der die Schallentstehung durch die Bewegung einer mechanischen Struktur verursacht wird, ist bei der aeroakustischen Schallentstehung die Bewegung der Luft selber die Ursache für den Schall. Im Folgenden werden die Grundlagen der aeroakustischen Schallentstehung erläutert. Aufgrund ihrer Bedeutung für die Aeroakustik wird zunächst die sogenannte akustische Analogie von Lighthill [Lig52] [Lig54] vorgestellt.

Die akustische Analogie basiert auf der Idee von Lighthill, aus den nichtlinearen Gleichungen der Strömungsmechanik eine Wellengleichung herzuleiten. Zum einen wird hierfür die Kontinuitätsgleichung für kompressible Strömungen verwendet

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.29)$$

und zum anderen die Impulsgleichung für reibungsbehaftete Strömungen

$$\frac{\partial (\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i U_j + P_{ij})}{\partial x_j} = 0 . \quad (2.30)$$

Die Terme zur Berücksichtigung der Reibung sind in der Matrix  $P_{ij}$  enthalten

$$P_{ij} = (p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} . \quad (2.31)$$

Wobei  $\tau_{ij}$  der Scherspannungstensor ist und für den Druck gilt

$$p' = p - p_0 . \quad (2.32)$$

Um im weiteren Verlauf der Betrachtung einen Wellenausdruck zu erhalten, muss zunächst die Kontinuitätsgleichung nach der Zeit differenziert,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 (\rho U_i)}{\partial x_i \partial t} = 0 \quad (2.33)$$

und der Gradient der Impulsgleichung gebildet werden

$$\frac{\partial^2 (\rho U_i)}{\partial x_i \partial t} + \frac{\partial^2 (\rho U_j U_i + P_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = 0 . \quad (2.34)$$

Bei Subtraktion der beiden Gleichungen voneinander ergibt sich

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 (\rho U_j U_i + P_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = 0 . \quad (2.35)$$

Mit der Beziehung

$$\rho' = \rho - \rho_0 \quad (2.36)$$

für die Dichte und unter Beachtung von

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} , \quad (2.37)$$

folgt aus Gleichung (2.35)

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 (\rho U_j U_i + P_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = 0 . \quad (2.38)$$

Die Subtraktion des Terms  $c^2 \partial^2 (\rho' \delta_{ij}) / \partial x_i \partial x_j$  von beiden Seiten der Gleichung (2.38) führt zu dem gesuchten Wellenausdruck

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 (\rho' \delta_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 (\rho U_j U_i + P_{ij} - c^2 \rho' \delta_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = q . \quad (2.39)$$

Dies ist die inhomogene Wellengleichung nach Lighthill. Auf der linken Seite steht ein Wellenausdruck, der die lineare Ausbreitung der Schwankungen beschreibt und auf der rechten Seite steht der Quellterm  $q$ . Der Tensor  $T_{ij}$  in diesem Quellterm wird als Lighthill-scher Spannungstensor bezeichnet. Der Quellterm stellt ein Feld von Wechsellspannungen und Druckschwankungen dar und ist in freien Strömungen einer Quadrupolquelle der klassischen Akustik äquivalent [KBW<sup>+</sup>04]. Er beschreibt die Schallerzeugung durch die freie Turbulenz der Strömung.

Durch eine Erweiterung der inhomogenen Wellengleichung können zusätzliche Quellmechanismen berücksichtigt werden. Hierzu wird der Kontinuitätsgleichung ein externer, ortsfester Massenstrom  $\dot{m}$  hinzugefügt. Die Impulsgleichung wird durch eine volumenbezogene Kraft  $f_i$  und einen mit der Strömung bewegten Massenstrom  $\dot{m} U_i$  erweitert. Nach einer, wie zuvor vorgestellten Herleitung, ergibt sich die allgemeine Form der inhomogenen Wellengleichung nach Lighthill

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 (\rho' \delta_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} - \frac{\partial (f_i + \dot{m} U_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 (\rho U_j U_i + P_{ij} - c^2 \rho' \delta_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} = q . \quad (2.40)$$

In dieser Wellengleichung befinden sich zwei weitere Quellterme. Der Term

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial t} \quad (2.41)$$

beschreibt die Schallentstehung aufgrund eines zeitlich schwankenden Massenstroms und entspricht einer Monopolquelle der klassischen Akustik. Das Äquivalent zur Dipolquelle der klassischen Akustik ist der Quellterm

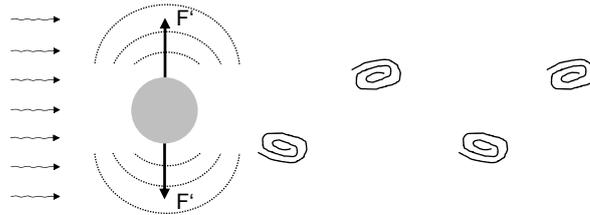
$$- \frac{\partial (f_i + \dot{m} U_i)}{\partial x_i} . \quad (2.42)$$

Dieser berücksichtigt die Schallentstehung durch Wechselkräfte.

Das Konzept der inhomogenen Wellengleichung entspricht anschaulich folgender Vorgehensweise. Die Strömung wird durch eine Anordnung von akustischen Elementarstrahlern (Monopol, Dipol, Quadrupol) ersetzt beziehungsweise modelliert. Die Stärke der Strahler wird aus den physikalischen Mechanismen der Schallerzeugung in der Strömung bestimmt. Die Schallabstrahlung der akustischen Quellen kann als klassisches Problem der Akustik berechnet werden. Aus diesem Grund wird die Vorgehensweise als akustische Analogie bezeichnet. Eine formale Lösung der allgemeinen, inhomogenen Wellengleichung nach Lighthill ergibt sich mit Hilfe der Kirchhoffschen Gleichung [KBW<sup>+</sup>04]

$$\begin{aligned}
 p(x_i, t) = & \underbrace{\int_V \frac{1}{4\pi R} \left( \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} \right)_\tau dV - \int_S \frac{1}{4\pi R} \left( \frac{\partial (\rho U_i)}{\partial t} \right)_\tau n_i dS}_{\text{Monopol-Strahler}} \\
 & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \frac{1}{4\pi R} (f_i + \dot{m} U_i)_\tau dV + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{1}{4\pi R (\rho U_i U_j + P_{ij})_\tau} n_j dS}_{\text{Dipol-Strahler}} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{4\pi R} (T_{ij})_\tau dV}_{\text{Quadrupol-Strahler}} . \tag{2.43}
 \end{aligned}$$

Im Folgenden wird die Schallentstehung am quer angeströmten Kreiszyylinder betrachtet. Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt wird, kommt es in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl zur Bildung einer Wirbelstraße im Nachlauf des Zylinders. Die Periodizität der Wirbelbildung verursacht eine Schwankung der Kräfte auf der Oberfläche des Zylinders. Diese Wechselkräfte  $F'$  bewirken eine Schallabstrahlung senkrecht zur Anströmrichtung und senkrecht zur Zylinderachse (siehe Abbildung 2.10). Das entstehende Geräusch besitzt tonalen Charakter und das Abstrahlverhalten eines Dipols. Es wird häufig auch als Hiebton bezeichnet. Die Frequenz des Tons entspricht der Wirbelablösefrequenz. Hierdurch gilt auch für die Frequenz des Hiebtons die, in Form der Strouhal-Zahl (siehe Gleichung (2.28)) ausgedrückte, Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und dem Zylinderdurchmesser.



**Abbildung 2.10:** Wechselkräfte  $F'$  und Schallabstrahlung am umströmten Kreiszyylinder

# Kapitel 3

## Versuchseinrichtungen und Methoden

Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen der Arbeit umfassen drei verschiedene Wissenschaftsdisziplinen, Akustik bzw. Aeroakustik, Strukturdynamik und Strömungsmechanik. Aus diesem Grund weisen die eingesetzten Messtechniken und die Untersuchungsmethoden eine gewisse Vielfalt auf. Den damit einhergehenden unterschiedlichen Anforderungen wird durch den Einsatz verschiedener Versuchseinrichtungen Rechnung getragen. Im Folgenden werden diese Versuchseinrichtungen vorgestellt und die eingesetzte Messtechnik sowie die Methoden erläutert.

### 3.1 Aeroakustik-Windkanäle

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen werden zwei Windkanäle eingesetzt, die für die Durchführung aeroakustischer Messungen ausgelegt sind. Ein großer Teil der Untersuchungen wird an der Fachhochschule Köln im Labor für Fahrzeugschwingungen und -akustik durchgeführt. Diese Versuchseinrichtung wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Windkanal 1 bezeichnet. Ein zweiter aeroakustischer Windkanal befindet sich an der University of Adelaide in Australien. Dieser Windkanal wird im Folgenden als Windkanal 2 bezeichnet.

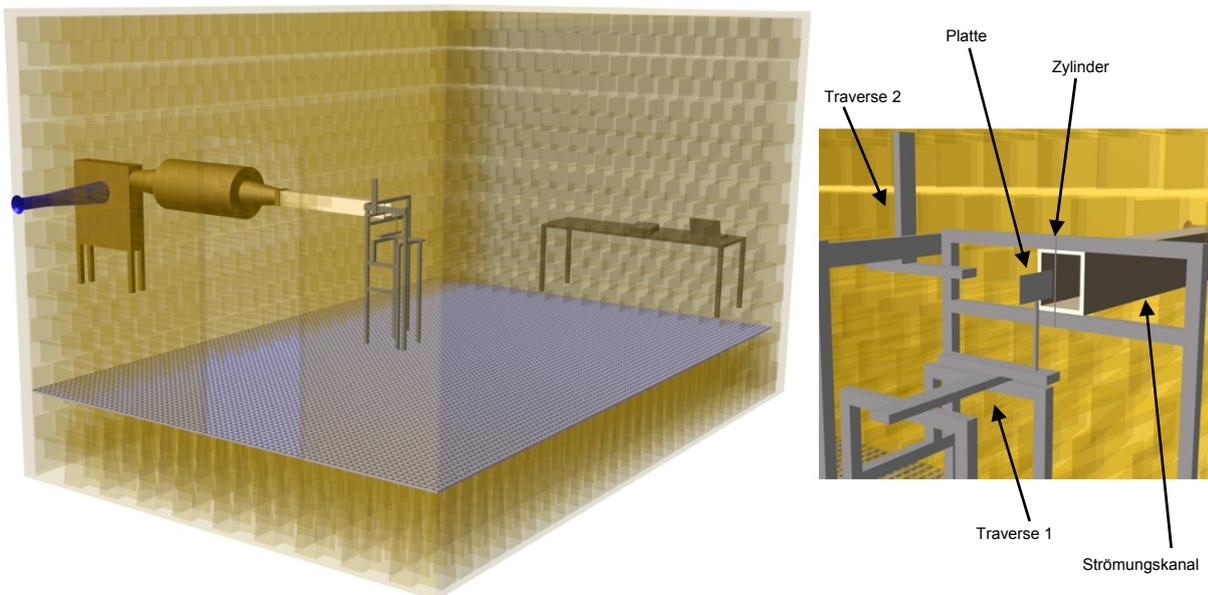
#### Windkanal 1

Die Versuchseinrichtung Windkanal 1 besitzt eine offene Messstrecke. Am Ende eines Strömungskanals mit einem Querschnitt von 120 mm x 100 mm wird ein Freistrahler erzeugt, in

den die Messobjekte eingebracht werden. Bei dem Messraum handelt es sich um einen reflexionsarmen Vollraum. Zur Positionierung der Platte befindet sich unterhalb der Messstrecke eine zweiachsige Traverse, die eine Positionierung auf zehntel Millimeter genau erlaubt. Die Platte ist dabei an einem Stahlstab mit einem Durchmesser von 11 mm angelötet und wird über ein Gewinde am unteren Ende mit der Traverse verschraubt. Der Zylinder wird mittels einer Klemmvorrichtung oberhalb und unterhalb des Strömungskanals direkt vor dessen Ende befestigt. Zusätzlich befindet sich seitlich zur Messstrecke eine dreiachsige Traverse, die zur Positionierung von Hitzdrahtsonden Verwendung findet. Die beiden Traversen befinden sich außerhalb des Freistrahls.

Die Messdatenerfassung und -verarbeitung erfolgt durch ein PAK-Mobil MK II der Firma Müller-BBM Vibro-Akustik Systeme. Bei diesem handelt es sich um ein mobiles, 32 kanaliges Messsystem. Die Signale der verschiedenen Sensoren werden durch das Messfrontend MK II aufgenommen. Dieses ist mit einem Notebook verbunden, auf dem die Mess-Software PAK 5.6 die Konfiguration, Echtzeit-Analyse und Auswertung der Messungen ermöglicht. Über einen weiteren Computer erfolgt die Regelung der Strömungsgeschwindigkeit. Hierzu wird die Software LabVIEW von National Instruments eingesetzt. Die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt gemäß DIN 24163 Teil 2 mittels Druckmessung an einer Einlaufdüse auf der Saugseite des Ventilators. Aus der Druckdifferenz von statischem Druck  $p_{\text{stat}}$  und Gesamtdruck  $p_{\text{gesamt}}$  kann der dynamische Druck  $p_{\text{dyn}}$  berechnet werden.

$$p_{\text{dyn}} = p_{\text{gesamt}} - p_{\text{stat}} \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Windkanal 1

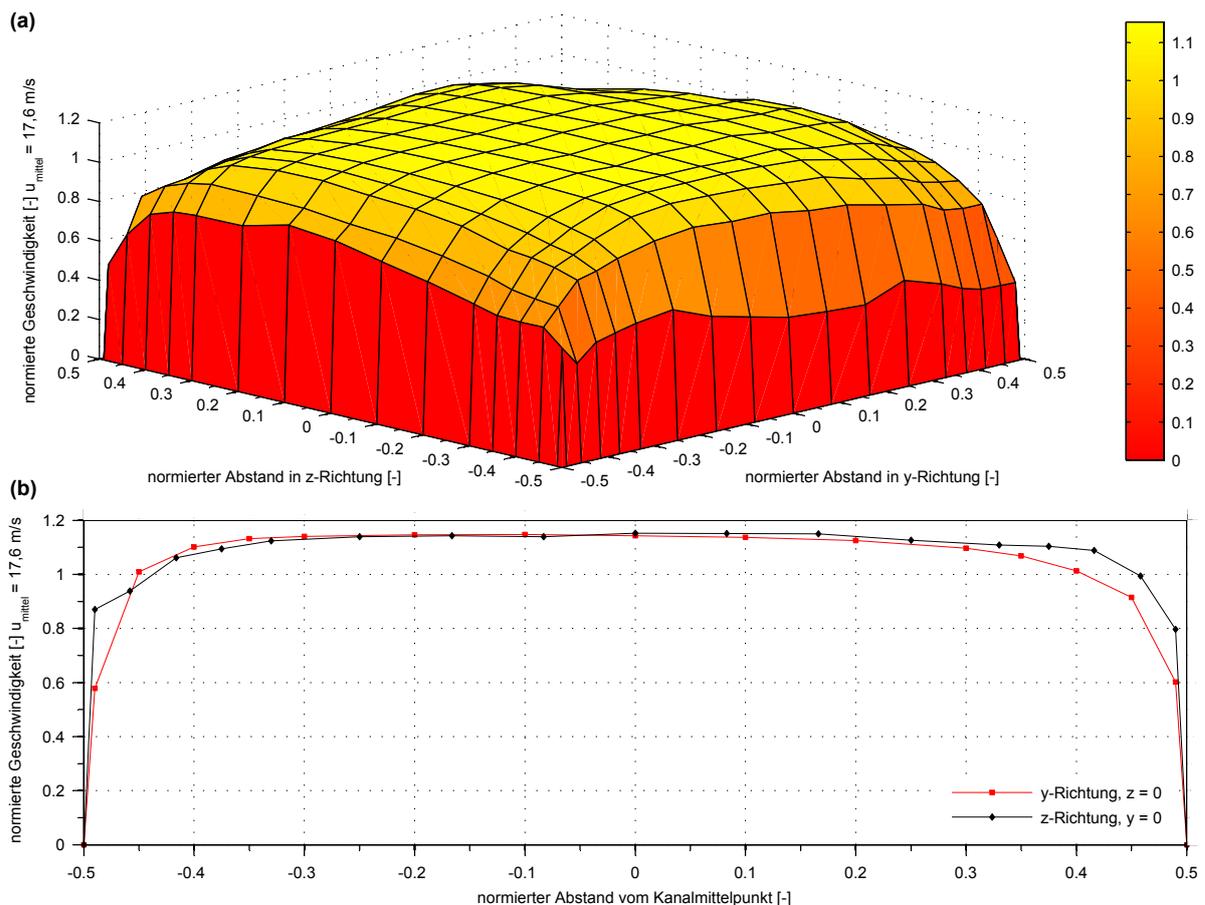
Aus der Bernoulli Gleichung in der Druckform ist der Zusammenhang von dynamischem Druck und Strömungsgeschwindigkeit bekannt, wodurch die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden kann

$$u_{\text{Einlauf}} = \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{\text{dyn}}} \quad (3.2)$$

Unter Verwendung des Durchmessers  $d_{\text{Einlauf}} = 0,12 \text{ m}$  der Einlaufdüse bzw. ihrer Querschnittsfläche  $A_{\text{Einlauf}} = 0,011 \text{ m}^2$  sowie der Durchflusszahl  $\alpha_0 = 0,975$  kann der Volumenstrom bestimmt werden. Nach der Kontinuitätsgleichung muss der Volumenstrom am Eintritt des Ventilators gleich dem Volumenstrom  $Q$  am Austritt des Strömungskanals sein

$$Q_{\text{Einlauf}} = \alpha_0 u_{\text{Einlauf}} A_{\text{Einlauf}} = Q \quad (3.3)$$

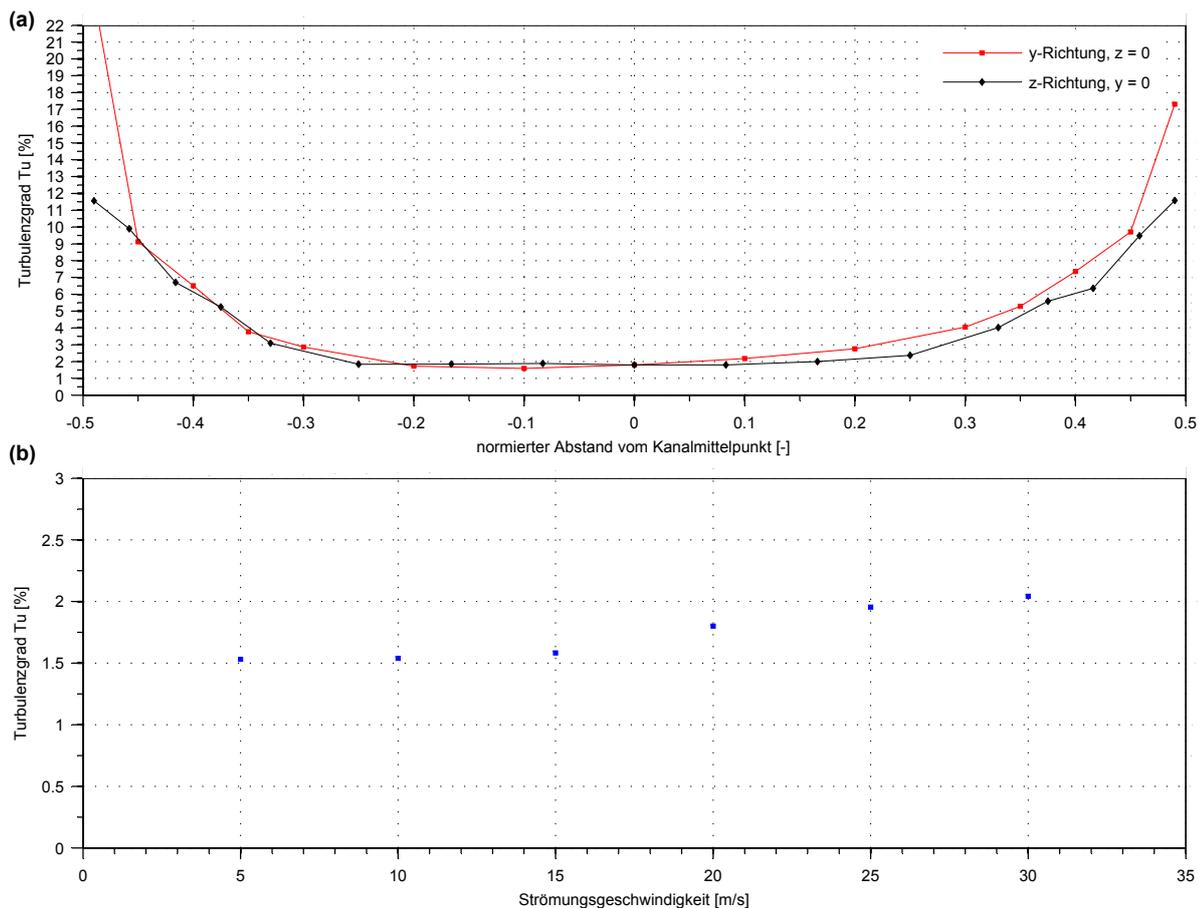
Das Verhältnis der Einlaufdüsenfläche und Austrittsfläche  $A = 0,012 \text{ m}^2$  ist bekannt und somit kann die Geschwindigkeit  $u_{\text{mittel}}$  am Austritt des Strömungskanals bestimmt werden



**Abbildung 3.2:** Strömungsgeschwindigkeitsprofile normiert auf die volumenstromgemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $u_{\text{mittel}}$  von  $17,6 \text{ m/s}$ , (a) Dreidimensionale Darstellung (b) Strömungsgeschwindigkeitsprofil entlang der Kanalmitteln in  $y$ - und  $z$ -Richtung

$$u_{\text{mittel}} = \frac{A_{\text{Einlauf}}}{A} \alpha_0 u_{\text{Einlauf}} . \quad (3.4)$$

Für die Regelung der Strömungsgeschwindigkeit mit Hilfe von LabVIEW werden neben der Druckdifferenz an der Einlaufdüse auch der Luftdruck sowie die Temperatur gemessen, um die Dichte  $\rho$  der Luft zu berechnen. Die auf diese Weise bestimmte Strömungsgeschwindigkeit entspricht einer Volumenstrom bezogenen mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $u_{\text{mittel}}$ . Für die Untersuchungen sind jedoch die tatsächlichen Anströmgeschwindigkeiten des Zylinders von Interesse. Aus diesem Grund wird die volumenstromgemittelte Strömungsgeschwindigkeit durch Multiplikation mit einem Faktor auf die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  in der Mitte des Strömungskanals umgerechnet. Der hierbei verwendete Faktor ergibt sich aus dem Kenntnis des Strömungsgeschwindigkeitsprofils. Dieses Geschwindigkeitsprofil ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der Kernbereich des Freistrahls besitzt eine gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung und erstreckt sich über circa 60 % der

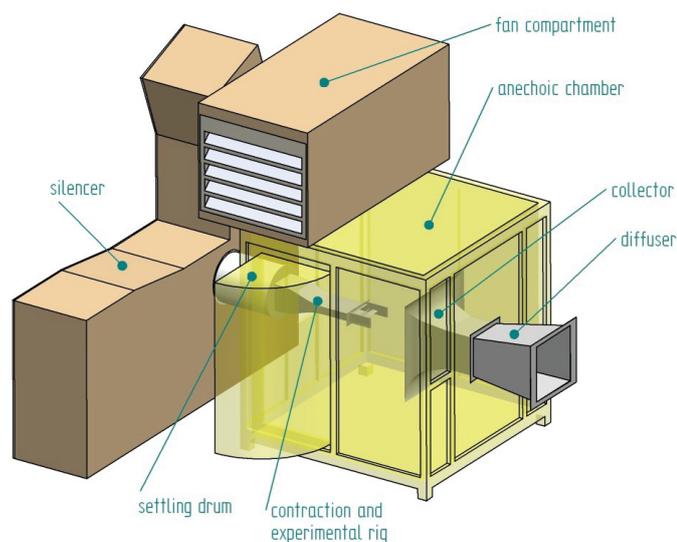


**Abbildung 3.3:** (a) Turbulenzprofil entlang der Kanalmitten in y- und z-Richtung für  $u_{\text{mittel}} = 17,6 \text{ m/s}$ , (b) Turbulenzgrad in der Mitte des Strömungskanals für unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten  $u$

Höhe sowie der Breite des Strömungskanals und bietet somit für die Positionierung der Messobjekte ausreichend Platz. In Abbildung 3.3(a) ist der Turbulenzgrad des Freistrahls für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von  $u_{\text{mittel}} = 17,6 \text{ m/s}$  dargestellt. Der Turbulenzgrad weist im Koordinatenursprung einen Wert von  $Tu = 1,8 \%$  auf und verhält sich diesbezüglich für beide Koordinatenrichtungen in einem weiten Bereich konstant. Die Abhängigkeit des Turbulenzgrades von der Strömungsgeschwindigkeit ist in der Abbildung 3.3(b) aufgetragen. Für den Geschwindigkeitsbereich zwischen  $5 \text{ m/s}$  und  $30 \text{ m/s}$  nimmt der Turbulenzgrad um  $0,5 \%$  zu. Ein Einfluss dieser moderaten Änderung auf die zu untersuchenden Effekte ist daher nicht zu erwarten.

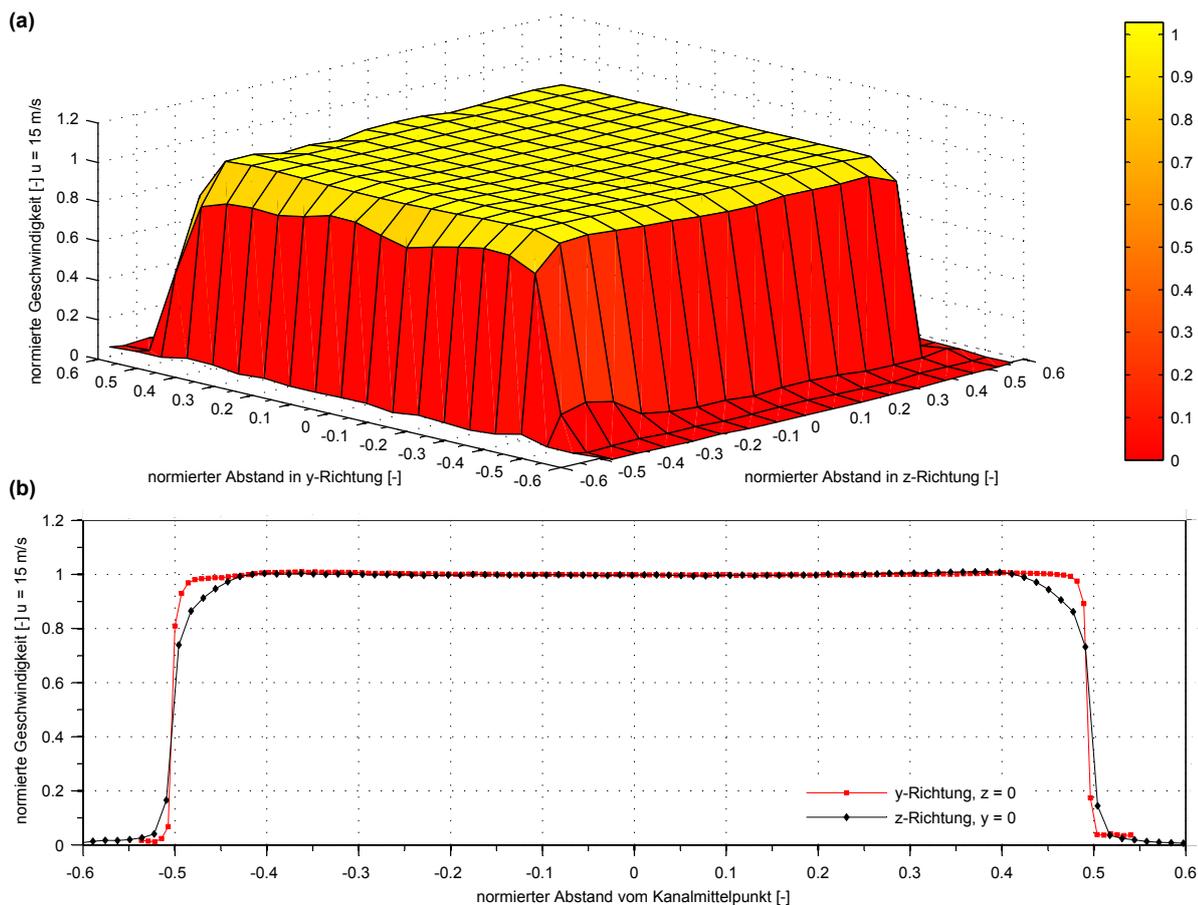
## Windkanal 2

Die Bauform des Windkanal 2 entspricht dem Windkanal 1 (siehe Abbildung 3.4). Am Ende eines rechteckigen Strömungskanals mit einem Öffnungsquerschnitt von  $275 \text{ mm}$  in  $y$ -Richtung und  $75 \text{ mm}$  in  $z$ -Richtung wird ein Freistrahler erzeugt, in den die Zylinder/Platte-Konfiguration eingebracht wird. Der Ursprung des rechtshändigen Prüfstandkoordinatensystems befindet sich in der Ebene der Austrittsöffnung des Freistrahls, wobei die  $x$ -Koordinatenrichtung in Strömungsrichtung positiv definiert ist. Die Messungen erfolgen in einem reflexionsarmen Vollraum. Der Zylinder ist über eine Klemmvorrichtung direkt vor der Austrittsöffnung des Strömungskanals befestigt. In dem Messraum befindet sich zusätzlich eine computergesteuerte dreiachsige Traverse. Die Ansteuerung der Traverse erfolgt mit einem Programm in der Software Matlab. An dieser Traverse ist die



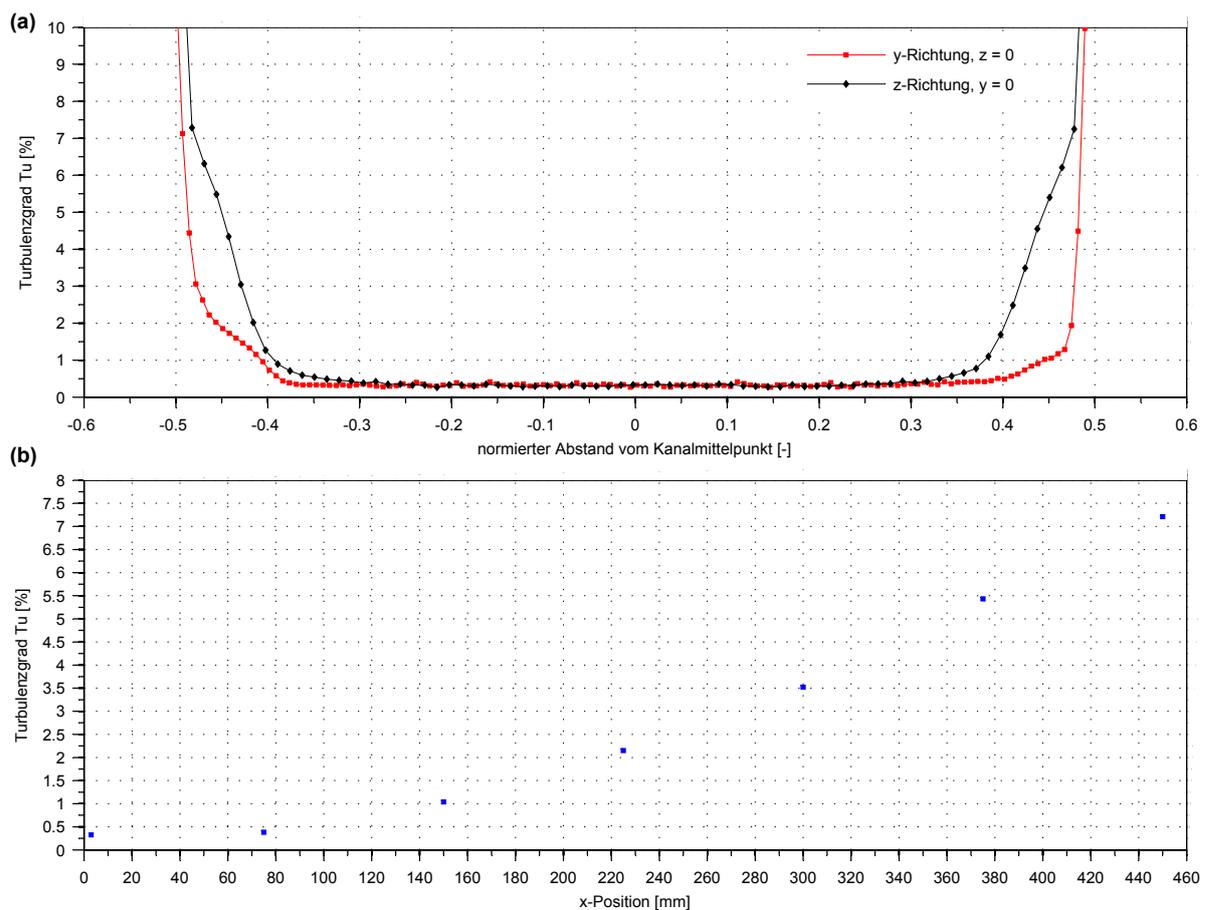
**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung des Windkanal 2 [LDR07]

Platte angeschraubt und kann somit automatisiert auf zehntel Millimeter genau positioniert werden. Messdaten werden an dieser Versuchseinrichtung mittels einer National Instruments Messkarte in einem handelsüblichen Computer aufgezeichnet. Die Ansteuerung der Messkarte sowie die Verarbeitung der Messdaten erfolgt in der Software Matlab. Die Steuerung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt manuell durch Anpassung der Ventilator Drehzahl. Vor jeder Messreihe wird eine Kalibrierkurve für die Ventilator Drehzahl aufgezeichnet, die den Zusammenhang von Strömungsgeschwindigkeit und Ventilator Drehzahl liefert. Die Strömungsgeschwindigkeit wird, anhand von Druckmessungen mit einer Prandtl-Sonde in der Mitte des Austrittsquerschnitts, berechnet. Die Messung des Drucks erfolgt mittels eines MKS Instruments 220BD Baratron Differenzdruckmanometers. Die Charakterisierung des Freistrahls hinsichtlich des räumlichen Geschwindigkeits- und Turbulenz-Verhaltens wird mit einer Hitzdrahtsonde messtechnisch überprüft. In der Abbildung 3.5(a) ist das Geschwindigkeitsprofil an der Austrittsöffnung des Freistrahls



**Abbildung 3.5:** Strömungsgeschwindigkeitsprofile normiert auf die Strömungsgeschwindigkeit  $u = 15$  m/s im Koordinatenursprung, (a) Dreidimensionale Darstellung, (b) Strömungsgeschwindigkeitsprofil entlang der Kanalmitten in  $y$ - und  $z$ -Richtung

dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeiten sind in normierter Form dargestellt, wobei als Grundlage für die Normierung die Strömungsgeschwindigkeit  $u = 15 \text{ m/s}$  im Koordinatenursprung beziehungsweise der Mitte der Austrittsöffnung verwendet wird. Die Positionen in  $y$ - sowie  $z$ -Richtung sind auf die Abmessungen des Austrittsquerschnitts normiert. Die Messdaten zeigen einen gleichmäßigen Verlauf der Strömungsgeschwindigkeiten über nahezu den gesamten Querschnitt der Austrittsöffnung. Noch detaillierter ist dieses Verhalten in der Abbildung 3.5(b) zu erkennen. Hierin sind die Geschwindigkeitsprofile entlang der  $y$ - beziehungsweise  $z$ -Koordinatenrichtung mit einer noch größeren, räumlichen Auflösung dargestellt. Anhand der dargestellten Messdaten wird deutlich, dass es sich um ein voll entwickeltes, turbulentes Geschwindigkeitsprofil handelt. Die Turbulenz in der Anströmung wird in Abbildung 3.6(a) näher betrachtet. Dort ist der Verlauf des Turbulenzgrades über der  $y$ - und  $z$ -Koordinatenrichtung aufgetragen. Im Kernbereich des Freistrahls ist der Turbulenzgrad mit  $0,33\%$  nahezu konstant. Eine Zunahme des



**Abbildung 3.6:** (a) Turbulenzprofil entlang der Kanalmitten in  $y$ - und  $z$ -Richtung für  $u = 15 \text{ m/s}$ , (b) Turbulenzgrad in der Mitte des Strömungskanals für unterschiedliche Abstände zur Austrittsöffnung bei  $x = 0$

Turbulenzgrades erfolgt erst im Randbereich des Freistrahls. Die Abbildung 3.6(b) zeigt abschließend den Verlauf des Turbulenzgrades in Abhängigkeit von der Entfernung zur Austrittsöffnung. Im Abstandsbereich von 0 bis 150 mm, in dem sich die Zylinder/Platte-Konfiguration bei den späteren Messungen befinden wird, nimmt der Turbulenzgrad um 0,7 % zu. Ein Einfluss dieser Turbulenzgradzunahme auf die zu untersuchenden Effekte an der Zylinder/Platte-Konfiguration kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden und muss daher bei der Diskussion der Messergebnisse im weiteren Verlauf der Arbeit eventuell berücksichtigt werden.

## 3.2 Aerodynamik-Windkanal

Für einen Teil der Untersuchungen wird der Einfluss des Turbulenzgrades in der Anströmung untersucht. Aufgrund des bereits sehr hohen Turbulenzgrades in der ungestörten Anströmung von Windkanal 1 und der mangelnden Verfügbarkeit sowie der baulichen Randbedingungen von Windkanal 2 werden Untersuchungen im Aerodynamik-Windkanal der Fachhochschule Köln am Labor für Thermo- und Fluidodynamik durchgeführt. Dieser besitzt einen geringen Turbulenzgrad, der durch bauliche Veränderungen variiert werden kann. Im Folgenden wird der Aerodynamik-Windkanal als Windkanal 3 bezeichnet.

### Windkanal 3

Die Bauform des Windkanal 3 (siehe Abbildung 3.7) entspricht der eines Eifel-Windkanals. Der Durchmesser der Düse am Beginn der Messstrecke hat einen Durchmesser von 0,5 m. In der Düse können Turbulenzgitter angebracht werden, über die der Turbulenzgrad der Anströmung variiert werden kann. Über die gesamte Länge der Messstrecke ist eine Aufspannplatte aus Aluminium angebracht, an der Messobjekte befestigt werden können. Oberhalb der Messstrecke befindet sich außerhalb der Strömung ein Profilaufbau, an dem

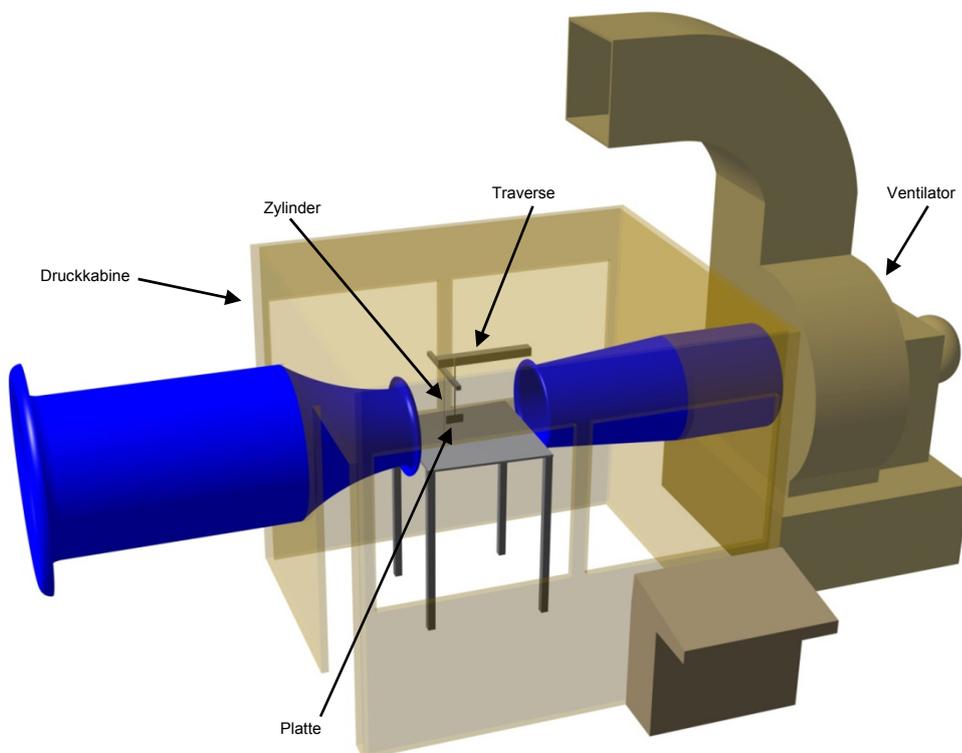
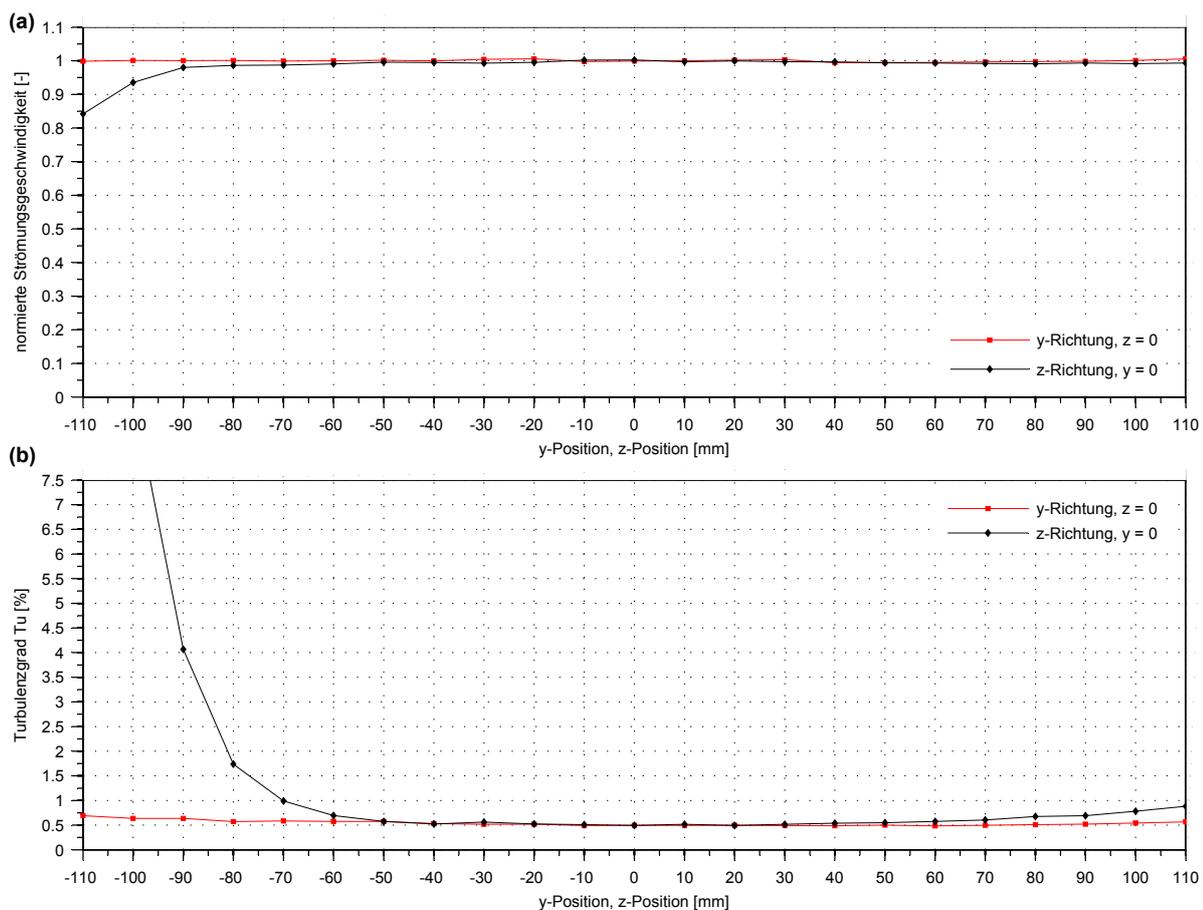


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Windkanal 3

eine computergesteuerte einachsige Traverse der Firma isel befestigt ist. Die an der Traverse montierte Platte der Zylinder/Platte-Konfiguration kann mit Hilfe der Traverse auf zehntel Millimeter genau positioniert werden. Der Zylinder ist an seinem unteren Ende in der Aufspannplatte und an seinem oberen Ende mittels einer Klemmvorrichtung am Profilaufbau befestigt. Nähere Angaben zum Einsatz der Zylinder/Platte-Konfiguration und zur Verwendung der Turbulenzgitter erfolgen in Kapitel 6. Am Windkanal 3 wird, wie auch am Windkanal 1, das Messsystem PAK eingesetzt. Die Steuerung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt manuell über die Einstellung der Ventilator Drehzahl. Die Geschwindigkeit wird über eine Prandtl-Sonde am Beginn der Messstrecke sowie einem Temperatur- und Luftdruckaufnehmer bestimmt und die Ventilator Drehzahl manuell angepasst. In der Abbildung 3.8 sind das Geschwindigkeitsprofil und das Turbulenzgradprofil dargestellt. Im Bereich der, bei diesen Messungen nicht vorhandenen, Zylinder/Platte-Konfiguration zeigen alle Profile einen gleichmäßigen Verlauf. Eine genaue Betrachtung der Profile erfolgt in Abschnitt 6.1.2.



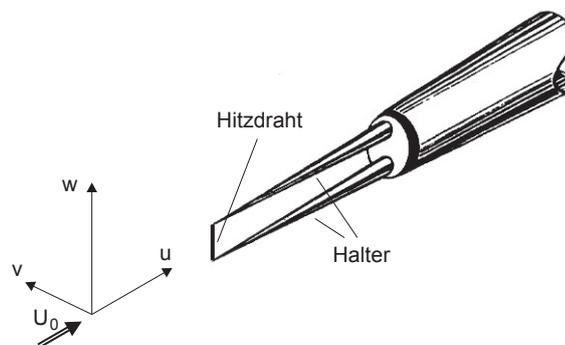
**Abbildung 3.8:** (a) Geschwindigkeitsprofile in  $y$ - und  $z$ -Richtung normiert auf die Strömungsgeschwindigkeit  $u = 15,5 \text{ m/s}$ , (b) Turbulenzgradprofil in  $y$ - und  $z$ -Richtung für  $u = 15,5 \text{ m/s}$

### 3.3 Messtechnik

Die eingesetzte Messtechnik umfasst, neben den im vorherigen Abschnitt genannten Messsystemen zur Aufzeichnung und Auswertung der Messergebnisse, eine Reihe von Sensoren, die in die Bereiche Akustik-, Strukturdynamik- und Strömungsmesstechnik gegliedert werden können.

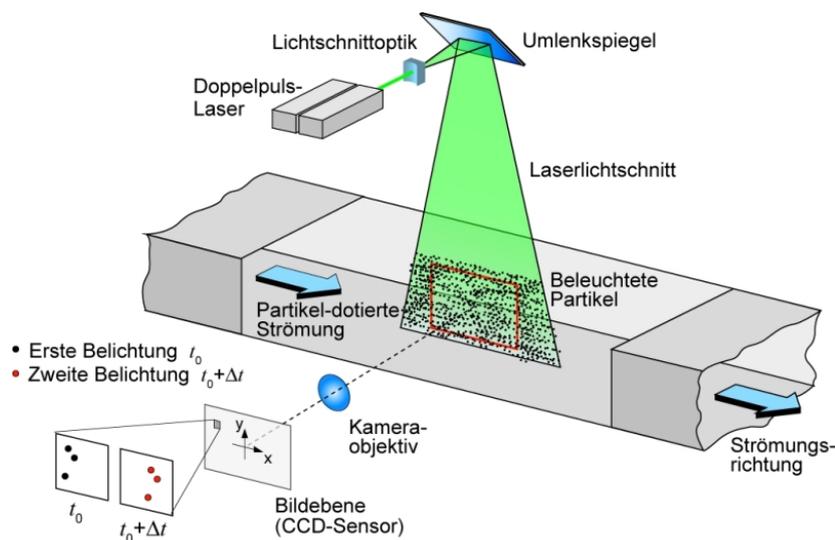
Bei der akustischen Messtechnik werden Kondensatormikrofone zur Erfassung der Schalldrücke eingesetzt. Am Windkanal 1 sowie am Windkanal 3 sind dies Messmikrofone der Firma Microtech Gefell GmbH. Sie bestehen aus einer 1/2" Kondensator-Messmikrofonkapsel des Typs MK 250 und einem Messmikrofonvorverstärker Typ MV 210. Am Windkanal 2 werden 1/2" Kondensator-Messmikrofone der Firma Brüel & Kjær eingesetzt. Diese Messmikrofone bestehen aus der Messmikrofonkapsel des Typs 4190 sowie dem Mikrofonvorverstärker vom Typ 2669.

Das strukturdynamische Verhalten, der im Rahmen der Untersuchungen betrachteten Platte, wird in Abschnitt 4.1 mit einem Laser Doppler Vibrometer (LDV) messtechnisch, berührungslos erfasst. Das LDV misst mittels eines Lasers die Schwingschnelle der Oberfläche. Das Funktionsprinzip basiert auf dem Doppler-Effekt. Für die Untersuchungen werden Laser Doppler Vibrometer vom Modelltyp PDV-100 sowie vom Modelltyp CLV-700 der Firma Polytec GmbH eingesetzt. Neben der Messung von Schwing- oder Oberflächenschnellen werden auch Beschleunigungen der Platte gemessen. Diese Beschleunigungsmessungen erfolgen mit einem einachsigen Beschleunigungsaufnehmer der Firma PCB Piezotronics Inc. vom Typ 320C18. Im Bereich der Strömungsmesstechnik kommen, neben der Messung von Drücken zur Bestimmung von Geschwindigkeiten, vor allem die Hitzdrahtanemometrie sowie die Particle Image Velocimetry (PIV) zum Einsatz. Das Prinzip der Hitzdrahtanemometrie beruht auf der konvektiven Kühlung eines feinen, elektrisch beheizten Drahtes zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit. Hierbei



**Abbildung 3.9:** Hitzdrahtsonde zur Messung von Geschwindigkeitsschwankungen [LSW09]

sind sehr große zeitliche Auflösungen möglich, die diese Technik für die Messung von Geschwindigkeitsschwankungen prädestinieren. Für die Messungen wird die sogenannte Constant Temperature Anemometry (CTA) eingesetzt. Bei dieser Methode wird der Hitzdraht auf einer konstanten Temperatur gehalten und die hierfür nötige Spannung erfasst. Der Zusammenhang von dieser Spannung und der Strömungsgeschwindigkeit ist jedoch nichtlinear, wodurch eine Mehrpunktkalibrierung erforderlich ist. Anhand mehrerer Messungen wird für verschiedene bekannte Strömungsgeschwindigkeiten die Ausgangsspannung des CTA erfasst und der Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit über der Spannung aufgetragen. Es ergibt sich ein Verlauf, der durch eine Polynomfunktion beschrieben werden kann. Dieses Polynom dient als Kalibrierkurve für die Messungen. Im Verlauf der Untersuchungen werden zwei CTA-Messsysteme eingesetzt. Dies ist zum einen ein MiniCTA-System Typ 54 T 30 von der Firma Dantec Dynamics sowie der Eigenbau eines CTA-Systems der Universität Bochum. Beide Systeme werden mit Hitzdrahtsonden vom Typ 55P11 betrieben. Im Gegensatz zur Hitzdrahtanemometrie, die eine punktförmige Messung der Geschwindigkeiten ermöglicht, wird bei der PIV ein Flächenbereich der Strömung visualisiert. Das Funktionsprinzip der PIV ist vergleichsweise einfach. Ein Strömungsfeld, welches mit Partikeln versetzt ist, wird zu zwei Zeitpunkten fotografiert. Mit



**Abbildung 3.10:** Prinzip des Particle Image Velocimetry (PIV) Verfahrens [Deu11]

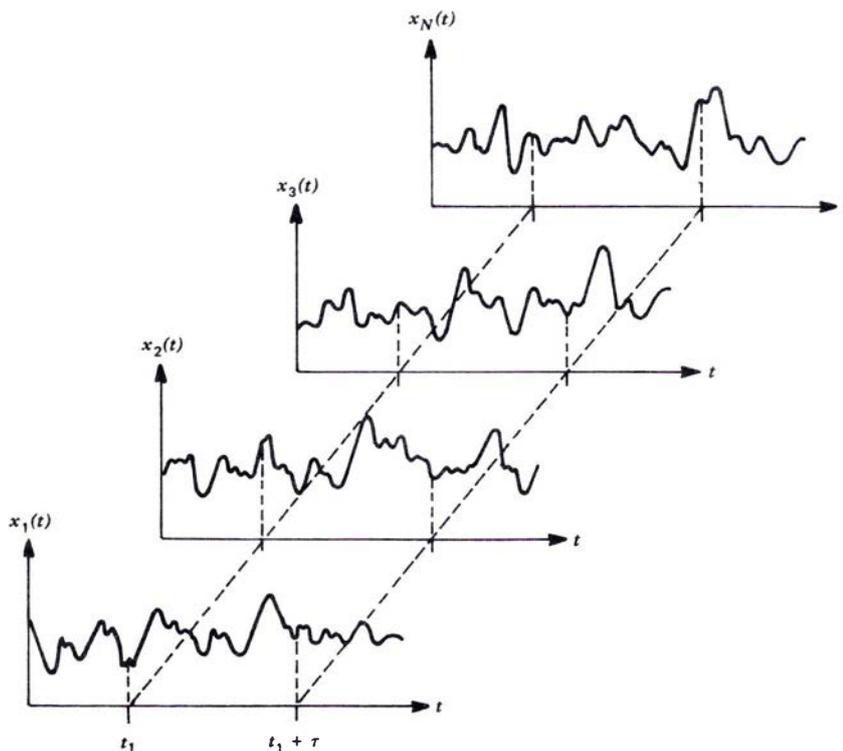
Hilfe von Korrelationstechniken kann aus diesen Bildern die Partikelbewegung bestimmt werden. Zusammen mit der Information über den Zeitabstand zwischen den Aufnahmen kann die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden. Für die Untersuchungen wird ein PIV-System der Firma Intelligent Laser Applications GmbH verwendet. Das PIV-System besteht im Wesentlichen aus vier Komponenten. Dies ist zum einen ein Messrechner, über

den das System gesteuert wird und auf dem die Messdatenerfassung sowie -auswertung mit der Software VidPIV 4.6 erfolgt sowie zum anderen die CCD-Kamera PCO SensiCAM zur Aufnahme der Strömungsbilder. Die Beleuchtung der Partikel in der Strömung erfolgt gepulst mit Hilfe eines Neodym-Yttrium-Aluminium-Garnet (Nd:YAG) Doppellasers mit einer Leistung von 50 mJ. Beide Laser werden in einen Strahlengang eingekoppelt und ermöglichen auf diese Weise eine sehr kurze Pulsdistanz von bis zu 40 ns. Zur Ausleuchtung der interessierenden Ebene in der Strömung wird das Licht des Lasers mit Hilfe einer Optik zu einem dünnen Lichtschnitt von etwa 1 mm Dicke aufgeweitet beziehungsweise fokussiert. Der wesentliche Bestandteil eines PIV-Systems ist der sogenannte Synchronizer. Hierbei handelt es sich um eine hochgenaue Triggereinrichtung, die sowohl die Auslösung der Kamera als auch den Laser steuert und auf einander abstimmt.

Die beschriebenen Messsysteme und Sensoren liefern zeitabhängige Messdaten. Im folgenden Abschnitt werden einige Zusammenhänge, die bei der Analyse dieser Messdaten wichtig sind, näher vorgestellt.

### 3.4 Signalanalyse

Die Beschreibung des Verhaltens physikalischer Systeme erfolgt häufig auf Grundlage von Messsignalen. Die Messsignale werden für gewöhnlich durch den Zeitverlauf ihrer Amplitude beschrieben. Diese Art von Signalen wird als Zeitsignal bezeichnet. Eine wichtige Unterteilung für die Analyse dieser Klasse von Signalen kann anhand der Einschätzung ihres zukünftigen Verlaufs erfolgen. Ist das Verhalten des betrachteten Systems anhand der Kenntnis seines Zeitsignals vergangener Messungen vorherzusehen, wird es als deterministisch bezeichnet. Erzeugen Messungen an einem System jedoch Zeitsignale, die für jede der Messungen derart unterschiedlich sind, dass sie nicht mit ausreichender Genauigkeit vorhergesagt werden können, handelt es sich um Zufallssignale. Die Analyse solcher Signale erfordert die Untersuchung ihrer statistischen Eigenschaften. Die hierfür eingesetzten Methoden und die zugrundeliegenden theoretischen Ansätze werden im Folgenden näher betrachtet. Die Gesamtheit der an einem System ermittelten Zufallssignale



**Abbildung 3.11:** Ensemble von Zeitsignalen die einen Zufallsprozess charakterisieren [BP80]

$x_i(t)$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$ , wird als *Ensemble* bezeichnet und charakterisiert den Zufallsprozess  $\{x(t)\}$ , der das Systemverhalten beschreibt (siehe Abbildung 3.11). Die durchschnittlichen Eigenschaften der Daten können an jedem bestimmten Zeitpunkt  $t_1$  durch Mittelung des Ensembles bestimmt werden. Dies sind zum Beispiel der Mittelwert  $\mu_x(t_1)$  und der

quadratische Mittelwert  $\psi_x^2(t_1)$  zu dem Zeitpunkt  $t_1$

$$\mu_x(t_1) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t_1) , \quad (3.5)$$

$$\psi_x^2(t_1) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2(t_1) . \quad (3.6)$$

Des Weiteren kann das mittlere Produkt der Daten zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_1 + \tau$ , welches als Autokorrelationsfunktion bezeichnet wird, für die Zeitverschiebung  $\tau$  berechnet werden

$$R_{xx}(t_1, \tau) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t_1) x_i(t_1 + \tau) . \quad (3.7)$$

Für den Fall, dass einer oder mehrere der Mittelwerte sich mit der Zeit ändern, werden die Daten als instationär bezeichnet. Sind die mittleren Werte unabhängig von der Zeit handelt es sich um stationäre Daten und die Mittelwerte des Ensembles können aus irgendeinem seiner Zeitsignale berechnet werden

$$\mu_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt , \quad (3.8)$$

$$\psi_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x^2(t) dt , \quad (3.9)$$

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t + \tau) dt . \quad (3.10)$$

Nach dem Ergodentheorem ist dies möglich, wenn das Integral der mittelwertfreien Autokorrelation für große Zeitdauern gegen null geht [Yag04][Pap78]

$$\frac{1}{T} \int_{-T}^T |R_{xx}(\tau) - \mu_x^2| d\tau \rightarrow 0 \quad \text{für } T \rightarrow \infty . \quad (3.11)$$

Die Nichteinhaltung von Gleichung (3.11) steht in der Praxis häufig mit dem Auftreten von periodischen Anteilen im Signal in Verbindung. Es handelt sich bei Gleichung (3.11) jedoch um eine notwendige und keine hinreichende Bedingung. Auch wenn periodische Anteile im Signal vorhanden sind, kann eine zeitliche Mittelung gerechtfertigt sein [BP80].

Korrelationsfunktionen ermöglichen es, die Ähnlichkeit stationärer Signale statistisch zu beschreiben. Im Fall der Autokorrelationsfunktion ist dies die Selbstähnlichkeit des Signals oder seine strukturelle Verwandtschaft zu verschiedenen Zeitpunkten  $\tau$ . Aus der Definition der Autokorrelationsfunktion in Gleichung (3.10) ergibt sich ihre Symmetrie

$$R_{xx}(\tau) = R_{xx}(-\tau) . \quad (3.12)$$

Die Autokorrelationsfunktion besitzt an der Stelle  $\tau = 0$  ihr Maximum, da ohne Zeitverschiebung die größte Ähnlichkeit eines Signals mit sich selbst besteht. Der Wert der Funktion entspricht an dieser Stelle dem quadratischen Mittelwert  $\psi_x^2$  des Signals. Dieser ergibt sich aus der Addition des Quadrats des Mittelwertes  $\mu_x^2$  und der quadratischen Standardabweichung  $\sigma_x^2$

$$R_{xx}(\tau = 0) = \psi_x^2 = \mu_x^2 + \sigma_x^2 . \quad (3.13)$$

Die quadratische Standardabweichung beschreibt die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert des Signals und ist wie folgt definiert

$$\sigma_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \{x(t) - \mu\}^2 dt . \quad (3.14)$$

Die Autokorrelationsfunktion kann verwendet werden um periodische und stochastische Signale voneinander zu trennen, da sich periodische Anteile in unveränderter Frequenz in ihr wiederfinden. In gleicher Weise wie die Autokorrelationsfunktion, ist auch die Kreuzkorrelationsfunktion definiert

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t + \tau) dt . \quad (3.15)$$

Diese beschreibt die Abhängigkeit beziehungsweise strukturelle Verwandtschaft zweier unterschiedlicher Signale. Für die Kreuzkorrelationsfunktion gilt,

$$R_{xy}(\tau) = R_{xy}(-\tau) . \quad (3.16)$$

Sowohl die Autokorrelationsfunktion als auch die Kreuzkorrelationsfunktion können mittels der Fourier-Transformation vom Zeitbereich in den Frequenzbereich überführt werden

$$\mathcal{F}(R_{xx}) = S_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau , \quad (3.17)$$

$$\mathcal{F}(R_{xy}) = S_{xy}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau . \quad (3.18)$$

Es ergibt sich hieraus das Kreuzleistungsdichtespektrum<sup>1</sup>  $S_{xy}(f)$  sowie das Autoleistungsdichtespektrum<sup>2</sup>. Die Leistungsdichtespektren sind sowohl für positive als auch für negative Frequenzen definiert. In der praktischen Anwendung ist es jedoch zweckmäßig, einseitige Spektren zu verwenden, da es für die negativen Frequenzen nur bei rotierenden

<sup>1</sup>Im englischen Sprachgebrauch auch **Cross Power Spectrum** (CPS) genannt.

<sup>2</sup>Im englischen Sprachgebrauch auch **Auto Power Spectrum** (APS) genannt.

Vorgängen mit einer gerichteten Winkelgeschwindigkeit eine physikalische Interpretation gibt. Der Zusammenhang zwischen den ein- und zweiseitigen Spektren ist wie folgt,

$$\begin{aligned} G_{xx}(f) &= 2S_{xx}(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau && \text{für } f \geq 0 \\ &= 0 && \text{für } f < 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} G_{xy}(f) &= 2S_{xy}(f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau && \text{für } f \geq 0 \\ &= 0 && \text{für } f < 0 . \end{aligned} \quad (3.20)$$

Ausgehend von einem Zeitsignal in der physikalischen Einheit  $E$  ergibt sich für die Einheit der Leistungsdichtespektren  $E^2$ s beziehungsweise  $E^2/\text{Hz}$ . Alle in dieser Arbeit berechneten Spektren werden in ihrer ursprünglichen physikalischen Einheit betrachtet. Dies geschieht durch das Radizieren der Amplituden-Spektren und die Multiplikation mit der Frequenz.

Basierend auf den Leistungsspektren kann die Kohärenz  $\gamma^2$  definiert werden. Diese ermöglicht weiteren Aufschluss über die Beziehung zweier unterschiedlicher Signale,

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)} \quad (3.21)$$

mit

$$0 \leq \gamma_{xy}^2(f) \leq 1 . \quad (3.22)$$

Die Kohärenz gibt den Grad der linearen Abhängigkeit der beiden betrachteten Signale an. Für vollkommen kohärente Signale ergibt sich  $\gamma_{xy}^2(f) = 1$ . Sind  $x(t)$  und  $y(t)$  hingegen vollkommen unkorreliert, ergibt sich  $\gamma_{xy}^2(f) = 0$ . In der praktischen Anwendung liegt die Kohärenz für gewöhnlich zwischen null und eins. Gründe für eine von eins abweichende Kohärenz sind beispielsweise Rauschen in den Messsignalen oder eine nichtlineare beziehungsweise nicht vorhandene Abhängigkeit zwischen den Signalen. Die Kohärenz zweier Signale ist eine wichtige Grundvoraussetzung, um die Phase oder den Zeitversatz der Signale zu beschreiben. Korrelationen im Zeitbereich eignen sich nur für die Signalanalyse, wenn einzelne periodische Anteile dominieren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden vorwiegend Analysen in der Frequenzebene durchgeführt.

Nachdem zunächst allgemeine, theoretische Grundlagen für die Analyse von Signalen erläutert wurden, wird im Folgenden auf den Umgang mit dimensionsbehafteten Größen der Akustik eingegangen.

## Schallpegelgrößen

Der Wertebereich der in der technischen Akustik relevanten Schalldrücke  $\tilde{p}$  ist mit mehreren Zehnerpotenzen sehr groß. Aufgrund dieser großen Dynamik der Schallfeldgrößen werden Schallereignisse in der Praxis durch Pegelgrößen beschrieben. In der Akustik werden daher unter anderem der Schalldruckpegel  $L_p$ , der Schallschnellepegel  $L_v$ , der Schallintensitätspegel  $L_I$  und der Schalleistungspegel  $L_W$  verwendet. Zusätzlich findet bei der Betrachtung von Körperschall der Beschleunigungspegel  $L_a$  sowie der Kraftpegel  $L_F$  Anwendung. Durch den Bezug der Schallfeldgrößen auf Referenzwerte sind diese dimensionslos im physikalischen Sinn und werden in der Pseudoeinheit Dezibel oder dB angegeben. Durch die logarithmische Skalierung wird der große Wertebereich der Ausgangsgrößen auf den kleineren Bereich der Pegelwerte übertragen [HSF08].

Im Folgenden wird die Verwendung des Schalldruckpegels  $L_p$  genauer betrachtet. Zur Berechnung des Schalldruckpegels wird der effektive Schalldruck  $p$  auf den Bezugsschalldruck<sup>3</sup>  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa bezogen. Die Referenzwerte, der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Pegelgrößen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

**Tabelle 3.1:** dB-Referenzwerte der Pegelgrößen

Pegelgröße	Referenzwert	phys. Einheit
$L_p$	$2 \cdot 10^{-5}$	Pa
$L_a$	$1 \cdot 10^{-6}$	m/s <sup>2</sup>
$L_F$	$1 \cdot 10^{-6}$	N

Die Berechnung des Schalldruckpegels ist folgendermaßen definiert.

$$L_p = 10 \lg \frac{p^2}{p_0^2} \text{ dB} \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $p$  der Effektivwert oder auch RMS-Wert des Schalldrucks und berechnet sich entsprechend der Gleichung (3.9) aus

$$p = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt} , \quad (3.24)$$

wobei  $T$  die Mittelungszeit darstellt. Für den Spezialfall eines sinusförmigen Signals mit dem Spitzewert  $\hat{p}$  folgt hieraus

$$p = \frac{\hat{p}}{\sqrt{2}} . \quad (3.25)$$

---

<sup>3</sup>Der Bezugsschalldruck  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa entspricht näherungsweise der Hörschwelle des normalhörenden Menschen bei 1000 Hz für einen Sinuston [Deu04].

Bei bekanntem Schalldruckpegel  $L_p$  ergibt sich durch entsprechende Umformungen der Gleichung (3.23) der Zusammenhang

$$p = p_0 10^{L_p/20} . \quad (3.26)$$

Wirken mehrere Schallfelder parallel, zum Beispiel von verschiedenen Schallquellen, müssen zur Bestimmung des Gesamtsignals die einzelnen Komponenten verrechnet werden. Bei der Bildung eines Summenpegels  $L_{p_{\text{Sum}}}$  dürfen die Einzelpegel  $L_{p_i}$  jedoch nicht einfach algebraisch addiert werden. Zudem muss zwischen kohärenten und inkohärenten Quellen unterschieden werden [Gen10]. Bei inkohärenten Quellen werden die Quadrate der Effektivwerte  $p_i$  summiert, sodass gilt

$$p_{\text{Sum}}^2 = p_1^2 + p_2^2 + \dots + p_i^2 = \sum_i p_i^2 , \quad (3.27)$$

wobei  $p_{\text{Sum}}$  den resultierenden Gesamtschalldruck und  $p_i$  die beteiligten Einzelschalldrücke darstellen. Unter Berücksichtigung der Formel (3.23) beziehungsweise (3.26) ergibt sich für zwei Schalldruckpegel  $L_{p_1}$  und  $L_{p_2}$  die Gleichung

$$\begin{aligned} L_{p_{\text{Sum}}} &= 10 \lg \frac{p_{\text{Sum}}^2}{p_0^2} = 10 \lg \left( 10^{L_{p_1}/10} + 10^{L_{p_2}/10} \right) \\ &= L_{p_1} + 10 \lg \left( 1 + 10^{(L_{p_2} - L_{p_1})/10} \right) . \end{aligned} \quad (3.28)$$

Analog gilt für die Addition beziehungsweise Subtraktion mehrerer Pegel

$$L_{\text{Sum}} = L_1 + 10 \lg \left( 1 \pm \sum_i 10^{(L_i - L_1)/10} \right) . \quad (3.29)$$

Für die Addition kohärenter Schallquellen ist der Phasendifferenzwinkel  $\theta$  zwischen den Schalldruckwerten zu berücksichtigen. In diesem Fall gilt

$$p_{\text{Sum}}^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2 p_1 p_2 \cos \theta . \quad (3.30)$$

Hieraus resultiert durch einige Umformungen mit Hilfe der Gleichung (3.23) beziehungsweise (3.26) die Beziehung

$$L_{p_{\text{Sum}}} = L_{p_1} + 10 \lg \left( 1 + 10^{(L_{p_2} - L_{p_1})/10} + 2 \cdot 10^{(L_{p_2} - L_{p_1})/20} \cdot \cos \theta \right) , \quad (3.31)$$

für den Summenschalldruckpegel aus zwei kohärenten Einzelschallpegeln [Bec11].



# Kapitel 4

## Vibroakustik und Strömungsakustik der Zylinder/Platte-Konfiguration

In diesem Kapitel werden drei verschiedene Mechanismen der Schallentstehung, im Hinblick auf ihre Bedeutung für die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration untersucht. Dies sind die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte aufgrund ihrer Strukturschwingungen, akustische Resonanzen aufgrund von Schallwellen und die Oberflächenkräfte auf der Platte.

### 4.1 Vibroakustik der strömungsmechanisch angeregten Plattenstruktur

Im Nachlauf des Zylinders bilden sich Wirbel aus, die aerodynamische Kräfte induzieren. Durch diese Kräfte wird die Platte zum Schwingen angeregt. Aufgrund der Strukturschwingungen der Platte kommt es zur vibroakustischen Schallentstehung. Besonders große Schwingungsamplituden ergeben sich, wenn die periodische Anregung der Platte im Frequenzbereich einer ihrer Eigenfrequenzen erfolgt. Im Folgenden wird untersucht, wie groß dieser vibroakustische Schallanteil ist und ob er im Verhältnis zum strömungsakustischen Schallanteil von Bedeutung für die Schalldruckverstärkung ist.

### 4.1.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Versuchsdurchführung

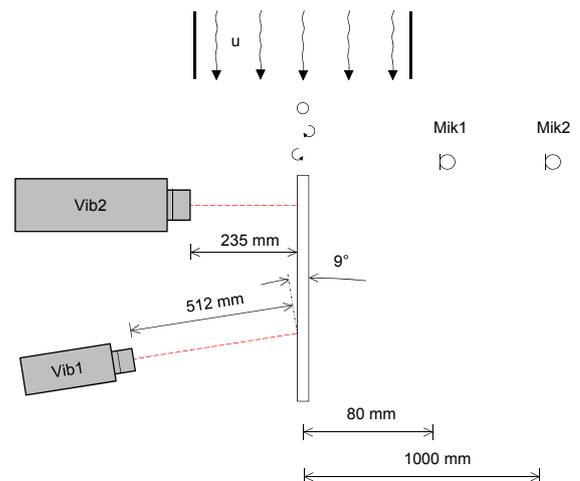
In diesem Abschnitt wird der experimentelle Versuchsaufbau einschließlich der verwendeten Messmittel vorgestellt und nachfolgend die Versuchsdurchführung erläutert. Des Weiteren erfolgt eine Einführung in den grundsätzlichen Aufbau des Simulationsmodells, welches zur Berechnung der vibroakustischen Schallabstrahlung verwendet wird.

Die experimentellen Untersuchungen werden am Windkanal 1 durchgeführt. Unmittelbar hinter der Freistrahloffnung wird der Zylinder mit einem Durchmesser von  $d = 3$  mm installiert. Die Stahlplatte wird fluchtend im Nachlauf des Zylinders positioniert. Der Abstand zwischen der Hinterkante des Zylinders und der Vorderkante der Platte beträgt  $g = 12$  mm. Für den normierten Zylinder/Platte-Abstand ergibt sich somit  $g/d = 4$ . Die verwendete Platte besteht aus Stahl und hat die Abmaße 120 mm x 60 mm mit einer Materialstärke von  $t = 1$  mm. Die Befestigung der Platte erfolgt mittels eines angelöteten Haltestabs, welcher mit der Traverse des Windkanals verschraubt werden kann. In der nachfolgenden Abbildung 4.1 ist der beschriebene Prüfstands Aufbau ersichtlich.

Die Abbildung zeigt neben dem Zylinder hinter der Austrittsöffnung und der Platte auf dem Haltestab auch einige der verwendeten Messgeräte. Eines der beiden eingesetzten Mikrofone ist am rechten Rand des Bildausschnitts ersichtlich. Auf der linken Seite ist eines der beiden Vibrometer zu erkennen. An dem Haltestab der Platte ist in einem Abstand von 74 mm zur Plattenunterkante ein elektrodynamischer Mini-Shaker (Modelltyp 4810) der Firma Brüel&Kjær angebracht. Der Shaker wird über einen Leistungsverstärker betrieben und dient zur mechanischen Anregung der Plattenstruktur, wenn ohne Strömung keine aerodynamische Anregung erfolgt.

Zwischen dem Mini-Shaker und dem Haltestab ist ein Impedanzmesskopf der Firma PCB Piezotronics (Modelltyp 288D01) montiert. Für die durchzuführenden Untersuchungen wird das Kraftsignal des Impedanzkopfsensors verwendet. Wie in der Abbildung 4.1 zu erkennen ist, ist der Aktuator mit Hilfe einer abgewinkelten Halterung aus Aluminium an dem Prüfaufbau montiert. An der Anbindungsstelle des Shakers wird eine Zwischenschicht aus Schaumstoff verwendet, um die Übertragung mechanischer Schwingungen von dem Shaker auf die Rahmenkonstruktion zu minimieren. Durch eine Gewindestange wird die Verbindung zwischen dem Shaker und dem Impedanzaufnehmer hergestellt. Der Impedanzsensor ist über eine Klebeverbindung an dem Haltestab der Platte befestigt.

Die Schalldrücke werden mit den Mikrofonen *Mik1* und *Mik2* erfasst. Die Oberflächenschnellen auf der Platte werden mit Hilfe der Laservibrometer *Vib1* und *Vib2* gemessen.



**Abbildung 4.1:** Versuchsaufbau zur Bestimmung des vibroakustischen Schallanteils am Gesamtschall

Dabei wird die Geschwindigkeit der Platte, welche später für die Betriebsschwingungsanalyse beziehungsweise die Simulation der Schallabstrahlung verwendet wird, durch das Vibrometer *Vib2* gemessen. Das Vibrometer *Vib1* wird als Referenz zur Erhaltung der Phaseninformation zwischen den einzelnen Messungen eingesetzt. Das Vibrometer *Vib2* ist an einer Traverse befestigt, wodurch der Laserstrahl exakt und reproduzierbar auf jedem Punkt der Platte positioniert werden kann. Der Laser befindet sich dabei stets senkrecht zur Plattenoberfläche. Das Vibrometer *Vib1* ist auf einem Stativ montiert und erfasst bei jeder Messung denselben Punkt auf der Platte. Aufgrund des Versuchsaufbaus trifft der Laserstrahl dieses Vibrometers nicht vollkommen orthogonal auf die Plattenoberfläche auf. Der resultierende Winkel ist mit  $9^\circ$  jedoch relativ klein. Die hierdurch bedingte Abweichung der Amplituden ist für die Untersuchung zu vernachlässigen. Es wird lediglich die Phaseninformation des Signals benötigt.

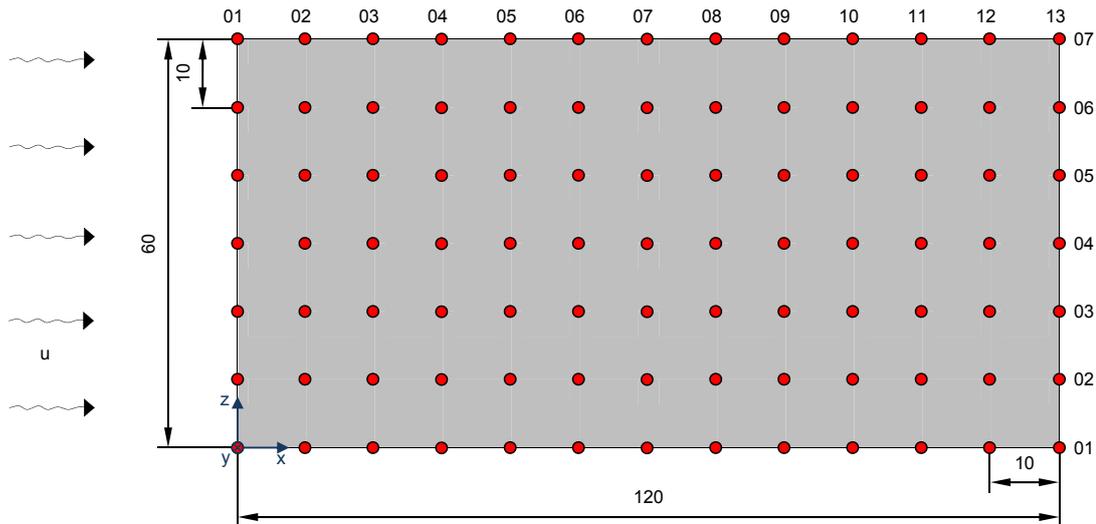
Das Messsystem wird zusätzlich zu der Signalerfassung auch für die Ansteuerung des Mini-Shakers verwendet. Zu diesem Zweck verfügt das Frontend über ein ALO-Modul, das die Ausgabe analoger Signale ermöglicht. Die Art und die Amplitude des Signals kann über einen in der Mess-Software integrierten Funktionsgenerator konfiguriert werden. Für alle Untersuchungen wird als Anregungssignal weißes Rauschen gewählt. Das analoge Spannungssignal wird über einen Leistungsverstärker an den Mini-Shaker übertragen. Die Einstellung der Amplitude wird am Leistungsverstärker derart vorgenommen, dass der resultierende Schalldruckpegel in einem vergleichbaren Bereich wie bei den späteren Messungen mit aerodynamischer Anregung liegt.

## Versuchsdurchführung

Im folgenden Abschnitt werden die durchzuführenden Arbeitsschritte erläutert, wobei zunächst auf die Vorversuche mit einer elektrodynamischen Anregung der Zylinder/Platte-Konfiguration eingegangen wird. Diese Vorversuche werden durchgeführt, um die angewendeten Methoden zu validieren. Im Anschluss daran wird die Vorgehensweise bei den Messungen mit aerodynamischer Anregung vorgestellt.

Durch die Untersuchungen im Rahmen des Vorversuches soll bestimmt werden, mit welcher Qualität die vibroakustische Schallabstrahlung durch das Simulationsmodell berechnet werden kann. Hierzu werden die numerisch ermittelten Schalldruckpegel mit den gemessenen verglichen. Des Weiteren werden bei dem Vorversuch die Resonanzfrequenzen und die zugehörigen Resonanzschwingformen der Plattenstruktur durch eine Betriebschwingungsanalyse bestimmt.

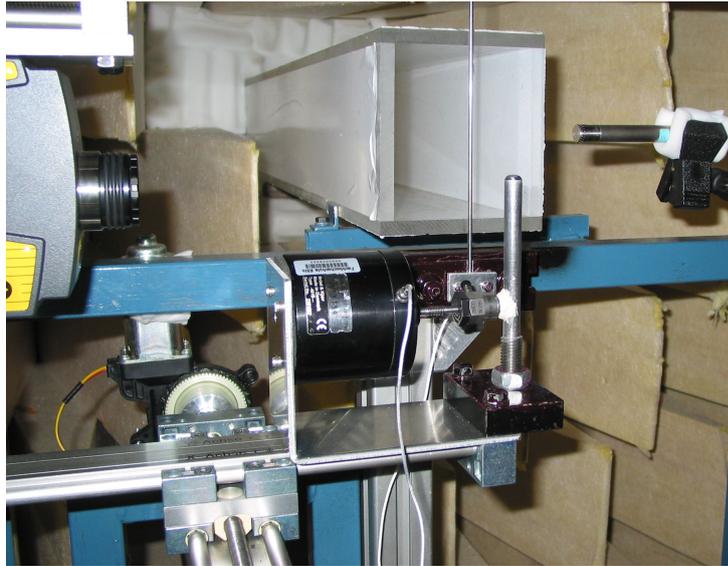
Der grundsätzliche Unterschied zwischen dem Vorversuch und den eigentlichen Messungen ist die Art der Anregung. Die Messungen, welche eine Aussage über den quantitativen Anteil der vibroakustischen Schallabstrahlung ermöglichen, werden mit der Strömungs-Anregung durchgeführt. Für die Vorversuche hingegen erfolgt die Anregung durch den elektrodynamischen Shaker. Aus diesem Grund handelt es sich bei den Vorversuchen ausschließlich um vibroakustisch abgestrahlten Schall. Da die Berechnung der Schallabstrahlung in der Simulation jeweils auf Grundlage der Oberflächenschnellen erfolgt, lässt sich somit ein Vergleich zwischen der Messung und der Simulation aufstellen. Dieser lässt Rückschlüsse auf die Genauigkeit des Simulationsmodells zu. Für die Durchführung der Betriebsschwingungsanalyse wird an 91 Punkten auf der Platte mittels des Vibrometers *Vib2* die Oberflächenschnelle gemessen. Die Ausrichtung des Vibrometers auf den jeweils zu messenden Punkt wird durch die Befestigung an der verfahrbaren Traverse ermöglicht. Die Punkte haben sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung einen Abstand von 10 mm zueinander. Die Verteilung der Messpunkte auf der Plattenoberfläche ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Koordinatenursprung des lokalen Koordinatensystems befindet sich an der unteren Vorderkante der Platte. Die positive  $x$ -Richtung wird entlang der Plattenlängsseite in Strömungsrichtung angenommen. In vertikaler Richtung nach oben wird die positive  $z$ -Richtung definiert. Die  $y$ -Richtung verläuft folglich orthogonal zur Plattenoberfläche und der Nulldurchgang liegt in der Plattenmittelebene. Die Benennung der Messpunkte ergibt sich aus der Kombination der jeweiligen Zeilennummer und der entsprechenden Spaltennummer. Dies bedeutet, dass zum Beispiel der Punkt an der oberen Hinterkante der Platte die Bezeichnung „07-13“ erhält. Das Vibrometer *Vib1* wird ortsfest als Phasenreferenz betrieben und fokussiert den Punkt  $x = 116$  mm und  $z = 24$  mm.



**Abbildung 4.2:** Verteilung der Messpunkte auf der Plattenoberfläche

Die Schalldrücke, welche bei der Shaker-Anregung durch die Mikrofone *Mik1* und *Mik2* aufgenommen werden, resultieren nicht ausschließlich aus der Schallabstrahlung der Plattenstruktur, sondern ergeben sich durch die Überlagerung aller vibroakustischen Schallquellen. Durch das Simulationsmodell wird jedoch lediglich die Schallabstrahlung der Platte abgebildet. Es ist daher erforderlich, die Anteile der Nebengeräusche, welche durch die Vibroakustik der übrigen Strukturen verursacht werden, von der Schallabstrahlung der Platte zu trennen. Aus diesem Grund wird das bestehende System auch ohne die Plattenstruktur betrachtet. Hierzu wird anstelle des Haltestabs mit der eingelöteten Platte ein identischer Haltestab ohne Platte verwendet (siehe Abbildung 4.3). Der übrige Versuchsaufbau bleibt dabei unverändert. Die Schalldruckpegel, welche aus den Messungen mit Platte (*Messung Gesamtsystem*) und ohne Platte (*Messung Nebengeräusche*) resultieren, werden in Abschnitt 4.1.2 mit den Ergebnissen der Simulation verglichen und bewertet. Die Resultate der Betriebsschwingungsanalyse sind ebenfalls diesem Abschnitt zu entnehmen.

Im Anschluss an die Vorversuche wird das Verhalten des Systems bei aerodynamischer Anregung untersucht. Hierbei erfolgt keine elektrodynamische Anregung durch den Shaker sondern ausschließlich die Strömungs-Anregung. Der Versuchsaufbau bleibt dabei jedoch unverändert. Dies bedeutet, dass der Mini-Shaker weiterhin in den Gesamtaufbau integriert ist und die Verbindung zum Haltestab bestehen bleibt. Hierdurch soll sichergestellt werden, dass das betrachtete System mit dem des Vorversuches übereinstimmt und die Erkenntnisse somit auf die Ergebnisse bei Strömungs-Anregung übertragen werden können.



**Abbildung 4.3:** Prüfstands Aufbau mit Haltestab ohne Plattenstruktur

Die Versuche werden bei zwei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten durchgeführt. In einem Fall wird die Geschwindigkeit so gewählt, dass die Anregung durch die Wirbelablösefrequenz zwischen zwei Resonanzfrequenzen der Platte liegt. In dem anderen Fall soll die Wirbelablösefrequenz mit einer Resonanzfrequenz zusammenfallen, um die Amplituden der Plattenschwingung und somit die Vibroakustik zu maximieren.

Für die Anregung der Plattenstruktur zwischen zwei Eigenfrequenzen wird eine Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 24 \text{ m/s}$  gewählt. Mit Gleichung (2.28) und einer Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}} = 1490 \text{ Hz}$  ergibt sich eine Strouhal-Zahl von  $St = 0,186$ . Mit Hilfe der Gleichung (2.21) lässt sich, unter Verwendung der kinematischen Viskosität von Luft  $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  [Lin10], zudem die Reynolds-Zahl bestimmen. Basierend auf dem Durchmesser  $d = 3 \text{ mm}$  des Zylinders ergibt sich eine Reynolds-Zahl von  $Re = 4800$ . Bei einer Geschwindigkeit von  $u = 30 \text{ m/s}$  stimmen die Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}} = 1860 \text{ Hz}$  und eine Eigenfrequenz der Platte nahezu überein. Für diese Versuche ergibt sich ebenfalls eine Strouhal-Zahl von  $St = 0,186$  und eine Reynolds-Zahl von  $Re = 6000$ .

Für beide Strömungsgeschwindigkeiten erfolgt die Ausführung der Messungen analog zu jener bei der Shaker-Anregung. Das bedeutet, dass die Oberflächenschnellen je Anregungsfall an den zuvor beschriebenen 91 Messpunkten mit dem Vibrometer *Vib2* erfasst werden. Die Phasenbeziehung bleibt erneut durch das Vibrometer *Vib1* erhalten. Zudem werden die Schalldruckpegel mittels der Mikrofone *Mik1* und *Mik2* aufgezeichnet. Die aus der Strömungs-Anregung resultierenden Ergebnisse der Betriebsschwingungsanalyse und der Schalldruckmessung werden in Abschnitt 4.1.3 analysiert und bewertet.

## Aufbau des Simulationsmodells

Im Folgenden wird die Vorgehensweise zur Simulation der vibroakustischen Schallabstrahlung durch die Platte näher erläutert. Die Schallabstrahlung der Platte wird mittels der Software LMS Virtual.Lab simuliert. Virtual.Lab ist ein Programm zur Simulation und Optimierung der Leistung mechanischer Systeme. Für die Simulation der vibroakustischen Schallabstrahlung der Platte wird die, in Virtual.Lab implementierte, indirekte Randelementmethode eingesetzt. Der Aufbau des Simulationsmodells ist von der Art der Anregung unabhängig. Für die unterschiedlichen Anregungen<sup>1</sup> können demnach insgesamt drei identische Modelle verwendet werden. Diese unterscheiden sich lediglich durch die Daten der Betriebsschwingungsanalyse, auf deren Grundlage die Berechnung der Schallabstrahlung durchgeführt wird.

Die Daten der Oberflächenschnellen an allen Messpunkten werden aus der Mess-Software in eine Datei vom Typ UFF 58 exportiert. Neben den reinen Messdaten enthält die UFF-Datei zudem Informationen über die Position des jeweiligen Messpunktes. Dies ermöglicht in der Simulations-Software eine automatische Zuordnung der Oberflächenschnelle zu dem entsprechenden Punkt auf der Platte.

Das Strukturnetz der Platte wird im UFF 18-Format importiert. Dieses Netz wird zuvor mit Hilfe der Mess-Software auf Basis der Lage der Messpunkte erzeugt und exportiert. Die Mess-Software verwendet das Netz zur Visualisierung der Ergebnisse aus der Betriebsschwingungsanalyse. Eine nähere Betrachtung hierzu erfolgt in Abschnitt 4.1.2. Die Verteilungen der Knoten entspricht der in Abbildung 4.2 dargestellten Diskretisierung der Platte. Die Knoten sind fortlaufend von 1 bis 91 benannt, was im späteren Verlauf die automatische Zuordnung der Messdaten ermöglicht. Bei dem auf diese Weise in der Simulations-Software erzeugten Netz handelt es sich um ein sogenanntes akustisches Netz. Es repräsentiert lediglich die Geometrie einer schwingenden Struktur, besitzt jedoch keinerlei strukturelle Eigenschaften. Aufgrund der Tatsache, dass das strukturdynamische Verhalten der Platte bereits implizit in den Messdaten der Oberflächenschnellen enthalten ist, wird keine weitere Information über die Strukturdynamik der Platte benötigt. Eine Simulation der Strukturdynamik, beispielsweise mit der Finiten Elemente Methode ist daher nicht notwendig. Neben der Geometrie des Netzes wird auch das lokale Koordinatensystem importiert und auf das globale Koordinatensystem übertragen. Hierdurch stimmt das Koordinatensystem in der Simulations-Software mit dem der Messungen überein. Für die Eigenschaften des Mediums, in das der Schall abgestrahlt werden soll, werden

---

<sup>1</sup>Shaker-Anregung mit weißem Rauschen und Strömungs-Anregung bei  $u = 24 \text{ m/s}$  und  $u = 30 \text{ m/s}$

die relevanten Materialkennwerte von Luft angewendet. Dies ist zum einen die Dichte  $\rho = 1,204 \text{ kg/m}^3$  und zum anderen die Schallgeschwindigkeit  $c = 340 \text{ m/s}$ .

Die Akustiksimulation liefert als Ergebnis die Schalldruckpegel an zwei Punkten. Diese entsprechen den Positionen der Mikrofone bei den akustischen Messungen am Windkanal 1. Für den Punkt, der das Mikrophon *Mik1* repräsentiert, ist die Lage durch die Koordinaten  $x = -6 \text{ mm}$ ,  $y = 80 \text{ mm}$  und  $z = 30 \text{ mm}$  bestimmt. Die Koordinaten für das Mikrophon *Mik2* lauten  $x = -6 \text{ mm}$ ,  $y = 1000 \text{ mm}$  und  $z = 30 \text{ mm}$ . Die Untersuchungen werden bis zu einer maximalen Frequenz von  $f = 5000 \text{ Hz}$  mit einer Auflösung von  $1 \text{ Hz}$  durchgeführt. Die Berechnungsergebnisse werden als Frequenzspektren des Schalldruckpegels abgespeichert, um die Schallabstrahlung an den zuvor definierten Positionen der Mikrofone *Mik1* und *Mik2* auswerten zu können.

Das vollständige Simulationsmodell ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Es ist das verformte Netz der Platte mit einer farblichen Darstellung der Oberflächenschnellen für die Frequenz

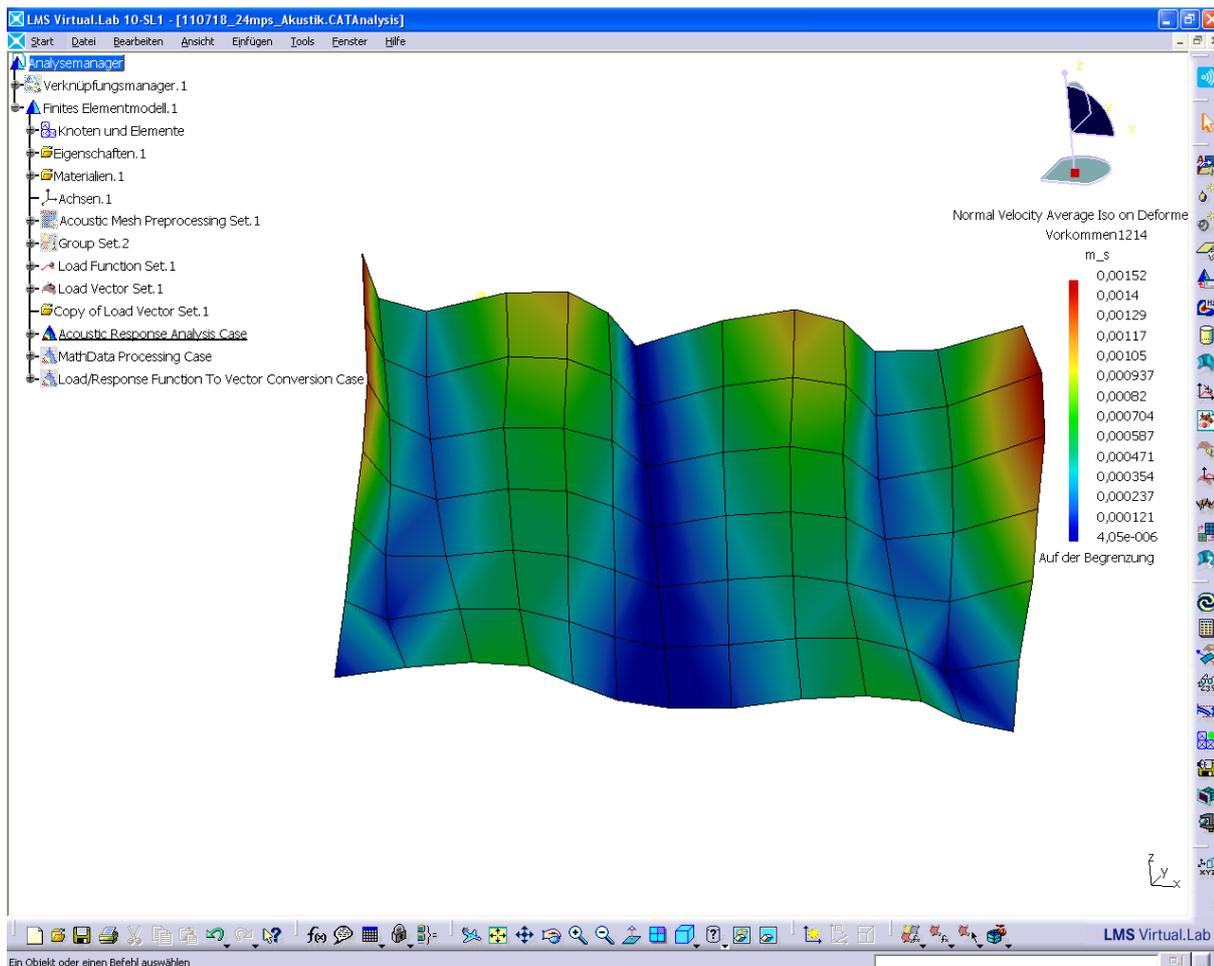


Abbildung 4.4: Simulationsmodell in der Simulations-Software LMS Virtual.Lab

$f = 1214 \text{ Hz}$  abgebildet. Die Darstellung basiert auf den Vibrometer-Daten der Messung mit einer Strömungs-Anregung von  $u = 24 \text{ m/s}$ .

Die Auswertung der Simulationsergebnisse erfolgt für den Vorversuch in Abschnitt 4.1.2. Dabei wird die Güte des Simulationsmodells bezüglich der Abweichung von den gemessenen Schalldruckpegeln untersucht. Die berechnete Schallabstrahlung bei einer aerodynamischen Anregung der Platte wird in Abschnitt 4.1.3 für die Quantifizierung der vibroakustischen Schallanteile an dem insgesamt abgestrahlten Schall herangezogen.

### 4.1.2 Vorversuch zur Validierung der Methodik

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse des Vorversuches mit der elektrodynamischen Anregung durch den Mini-Shaker vorgestellt und analysiert. Es werden die Resonanzstellen des Systems mit den zugehörigen Betriebsschwingformen untersucht. Des Weiteren beinhaltet der Abschnitt die Auswertung der Schalldruckpegel, die experimentell ermittelt wurden und die, die aus der Berechnung des Simulationsmodells resultieren.

#### Identifikation der Resonanzstellen und Betriebsschwingformen

Die Erfassung der Resonanzfrequenzen und der zugehörigen Betriebsschwingformen<sup>2</sup> ist notwendig, um die Erkenntnisse bezüglich der Güte des Simulationsmodells auf die nachfolgenden Untersuchungen übertragen zu können. Die Betrachtung der Frequenzen und Betriebsschwingformen bei der Shaker-Anregung und bei den Strömungs-Anregungen soll Rückschlüsse darüber zulassen, ob das System sich bei diesen beiden Anregungsarten identisch verhält. Nur wenn die Reaktionen der Plattenstruktur vergleichbar sind, ist im Fall der Strömungs-Anregung mit einer ähnlichen Genauigkeit des Simulationsmodells zu rechnen.

Die Resonanzfrequenzen des Systems werden anhand der Resonanzpeaks in den Autoleistungsspektren der Oberflächenschnellen ermittelt. In der Tabelle 4.1 sind die Resonanzfrequenzen des Systems aufgelistet. Die Visualisierung der Betriebsschwingformen erfolgt durch ein Modul in der Mess-Software. Hierfür wird zunächst die zu untersuchende Struktur in einem sogenannten Objekt definiert. Das Objekt bildet einerseits die geometrischen Eigenschaften der Struktur ab und beinhaltet andererseits die festgelegten Messpunkte, an welchen die Oberflächenschnellen animiert werden. Die Struktur der Platte wird folglich mit 91 Punkten definiert, die jeweils durch Polygone miteinander verbunden werden.

---

<sup>2</sup>Im englischen Sprachgebrauch auch **Operating Deflection Shape** (ODS) genannt.

**Tabelle 4.1:** Resonanzfrequenzen des Systems bei Shaker-Anregung

Nummer	Resonanzfrequenzen in Hz
1	152
2	310
3	405
4	540
5	763
6	979
7	1214
8	1683
9	1813
10	1861
11	2106
12	2722
13	2838
14	3638
15	3723
16	4478
17	4497
18	4582
19	4996

Für jeden dieser Punkte wird eine Bewegungsdefinition erstellt, in der die Richtung der Messung, bezogen auf das Koordinatensystem, definiert ist. Alle 91 Einzelmessungen werden zu einem einzigen Analysedatensatz mit 91 Messkanälen zusammengefügt, um die Betriebsschwingformen visualisieren zu können.

Die Betriebsschwingformen bei  $f = 1214$  Hz und  $f = 1861$  Hz sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 exemplarisch dargestellt. Die Ansicht zeigt jeweils die Schwingform der Plattenstruktur in vier unterschiedlichen Perspektiven zum Zeitpunkt der maximalen Auslenkung. Oben links ist die Platte in der Draufsicht zu sehen, unten links in der Seitenansicht und unten rechts in der Vorderansicht. Oben rechts ist eine isometrische Ansicht der Betriebsschwingform abgebildet. Die 91 Punkte des Objektes, welche mit den Oberflächenschnellen der Messung verknüpft werden, sind gut zu erkennen. An dieser Stelle

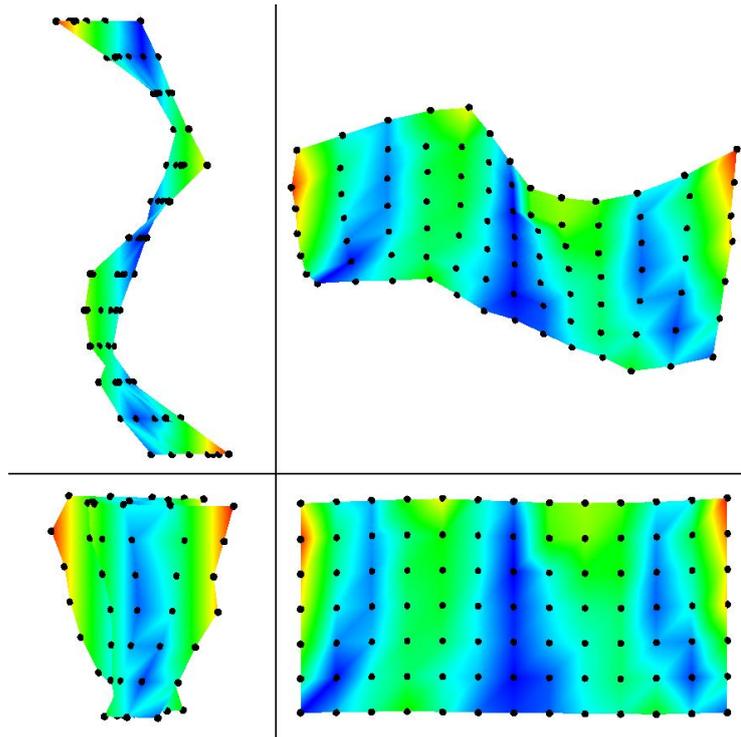


Abbildung 4.5: Betriebsschwingform mit Shaker-Anregung bei 1214 Hz

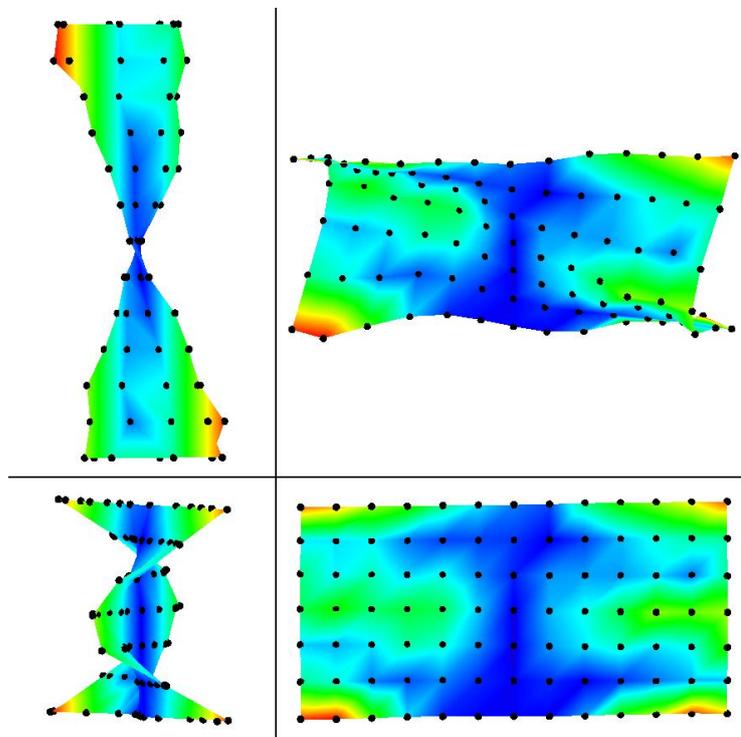


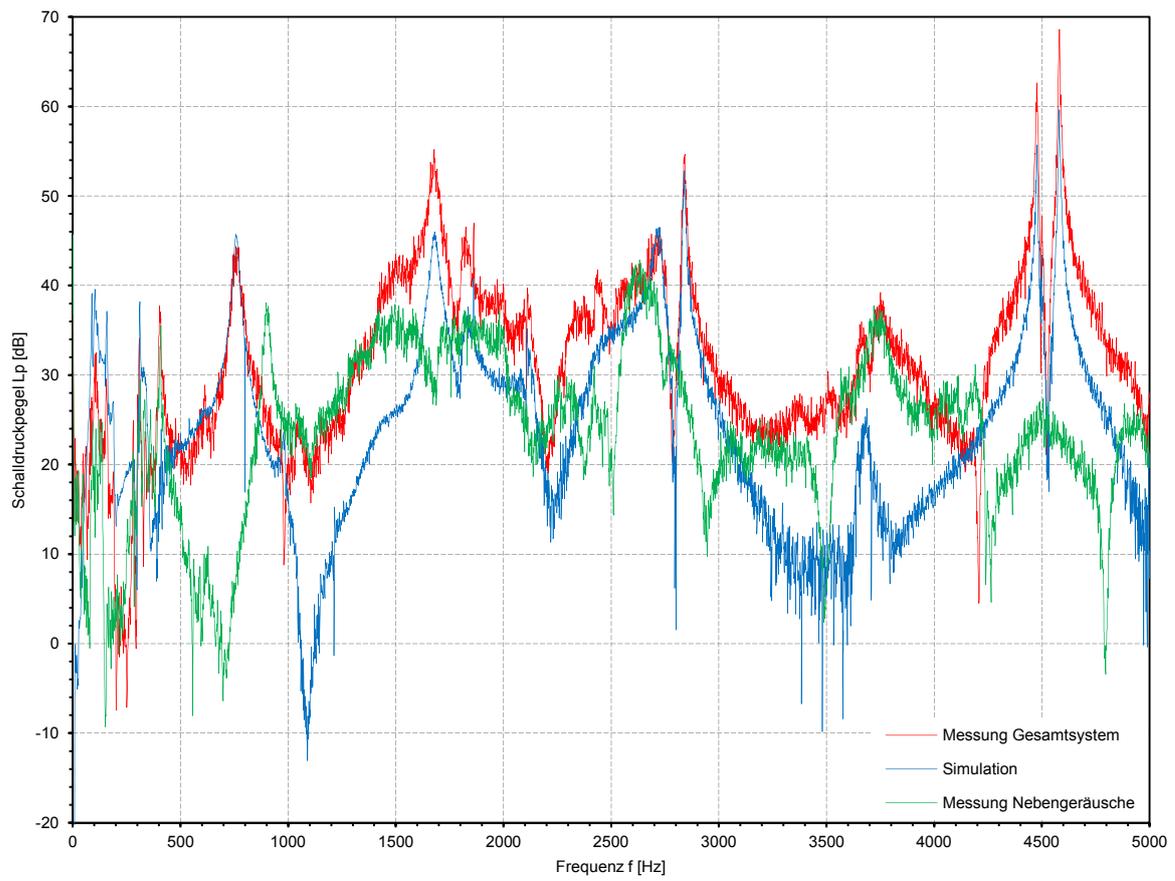
Abbildung 4.6: Betriebsschwingform mit Shaker-Anregung bei 1861 Hz

sei darauf hingewiesen, dass die Resonanzstellen nicht gänzlich mit den Resonanzfrequenzen der isoliert betrachteten Platte übereinstimmen müssen. Vielmehr handelt es sich bei den betrachteten Resonanzfrequenzen um die Resonanzstellen des gesamten Systems, einschließlich des Verhaltens der übrigen Strukturen. Dementsprechend stellen auch die Betriebsschwingformen eine Kombination der Schwingungen der Platte und der anderen Strukturen, wie beispielsweise des Rahmens oder des Haltestabs, dar. Insgesamt lässt sich jedoch feststellen, dass in dem betrachteten Frequenzbereich die Resonanzstellen des Systems maßgeblich durch die Strukturschwingungen der Platte dominiert werden. Dies ist an den, für eine Plattenstruktur üblichen, Resonanzschwingformen zu erkennen. Die Resonanzfrequenzen und die Betriebsschwingformen der Shaker-Anregung werden in Abschnitt 4.1.3 mit den entsprechenden Frequenzen und Schwingformen bei Strömungs-Anregung verglichen, um die Korrelation zwischen den beiden Anregungsarten zu untersuchen.

### **Vergleich der Ergebnisse aus Messung und Simulation**

In diesem Abschnitt werden die Schalldruckpegel aus den Messungen mit Shaker-Anregung und der zugehörigen Akustiksimulation der Plattenstruktur ausgewertet. Die Ergebnisse werden für die Mikrofonpositionen *Mik1* und *Mik2* getrennt betrachtet. Bei den Auswertungen in diesem Abschnitt und in Abschnitt 4.1.3 werden lediglich die Resultate für das Mikrofon *Mik1* aufgeführt. Die zu untersuchenden Effekte treten bei *Mik1* deutlicher auf, wodurch eine Betrachtung hier zu eindeutigeren Erkenntnissen führt. An dieser Stelle wird auf den Abschnitt 4.1.3 verwiesen, in welchem der beschriebene Sachverhalt nochmals genauer betrachtet wird. Die Ergebnisse für das Mikrofon *Mik2* sind jedoch vollständig im Anhang A aufgeführt. Die Darstellung erfolgt dort analog zu der im Folgenden für das Mikrofon *Mik1* beschriebenen Vorgehensweise. Die Spektren der gemessenen und simulierten Schalldruckpegel für das Mikrofon *Mik1* bei der Shaker-Anregung sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Es ist der Schalldruckpegel in dB über der Frequenz in Hz aufgetragen. Die Kurve *Messung Gesamtsystem* zeigt den Schalldruckpegel der Versuchskonfiguration mit der in den Haltestab eingelöteten Platte. Diese entspricht dem in Abbildung 4.1 gezeigten Versuchsaufbau.

Des Weiteren ist zum Vergleich die Schallabstrahlung des variierten Systems ohne die Platte auf dem Haltestab dargestellt. Bei dieser Versuchskonfiguration wird der abgestrahlte Schall ausschließlich durch die übrigen Strukturen, wie zum Beispiel den Rahmen, den Haltestab und den Shaker selbst, emittiert. Für die Untersuchungen ist jedoch lediglich das Abstrahlverhalten der Platte relevant, weshalb die Schallanteile dieser Nebengeräusche (*Messung Nebengeräusche*) berücksichtigt werden müssen.



**Abbildung 4.7:** Schalldruckpegel (*Mik1*) aus den Messungen und der Simulation bei Shaker-Anregung

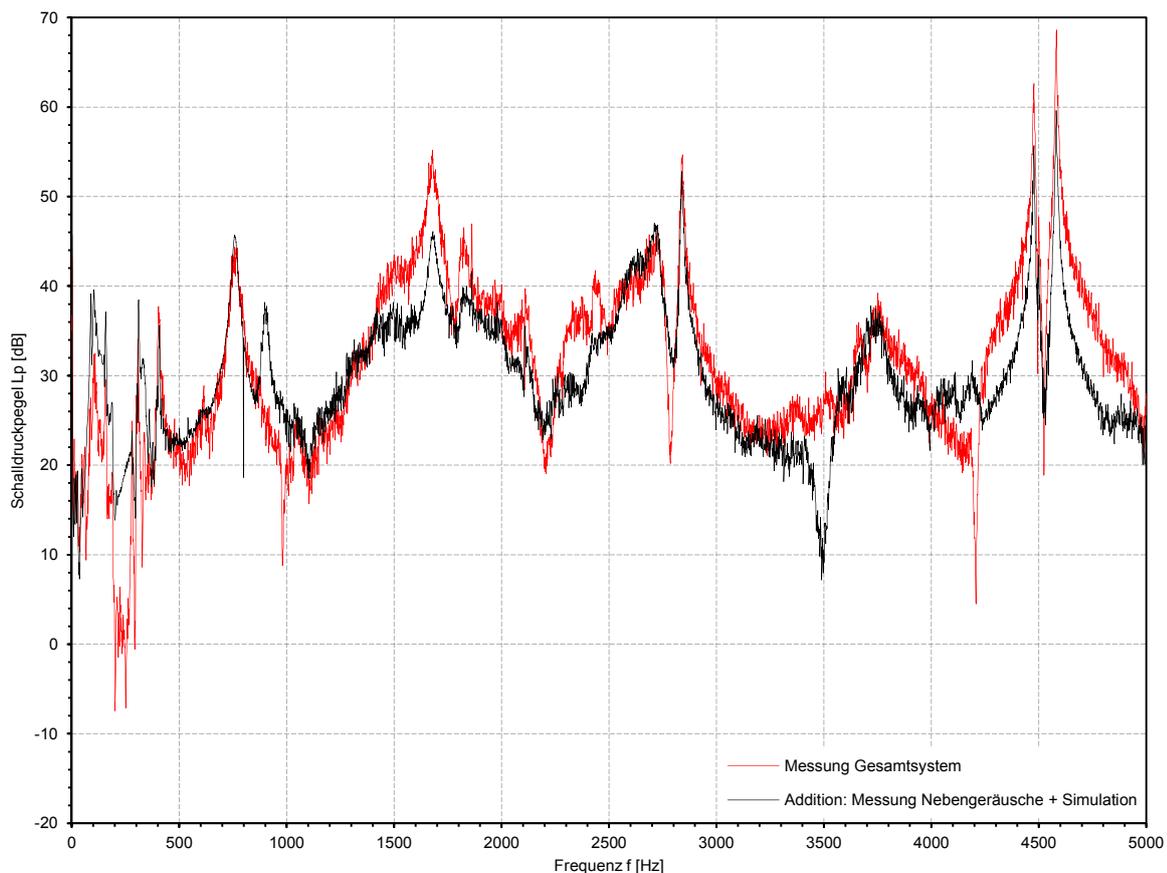
Die Kurve mit der Bezeichnung *Simulation* wird numerisch auf Grundlage der gemessenen Oberflächenschnellen berechnet. Hierzu werden die Oberflächenschnellen der Platte bei der Messung des Gesamtsystems erfasst und in dem Simulationsmodell verarbeitet. Die errechnete Schallabstrahlung beinhaltet folglich nur die Vibroakustik der Plattenstruktur, ohne Berücksichtigung der Nebengeräusche.

Die Schallabstrahlung des Gesamtsystems kann an einigen Stellen sehr gut durch das Simulationsmodell abgebildet werden. Dies ist zum Beispiel bei etwa 750 Hz, 2840 Hz und 4480 Hz an den geringen Differenzen der Kurven zu erkennen. In den Bereichen zwischen 1000 Hz und 2100 Hz oder auch von 3000 Hz bis 4100 Hz treten hingegen erhebliche Unterschiede zwischen den beiden Kurven auf. Die Abweichungen sind im Wesentlichen dadurch zu begründen, dass bei der Messung des Gesamtsystems neben der Schallabstrahlung der Platte auch die Nebengeräusche erfasst werden.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen ergibt sich, dass der Einfluss der Nebengeräusche berücksichtigt werden muss, um eine Aussage über die Genauigkeit des Simulationsmodells

treffen zu können. In diesem Zusammenhang werden die Nebengeräusche zu den Schallanteilen der Platte aus der Simulation hinzuaddiert. Hieraus resultiert theoretisch die Schallabstrahlung des Gesamtsystems. Wie bereits in Abschnitt 3.4 erwähnt, ist hierbei eine einfache algebraische Addition der Schalldruckpegel nicht zulässig.

Die Schallquellen der Nebengeräusche können nicht genauer identifiziert werden, wodurch auch keine Information bezüglich der Phasenbeziehungen bekannt ist. Für die Addition des Schalldruckpegels der Platte aus der Simulation mit dem Schalldruckpegel der Nebengeräusche aus der Messung wird die Beziehung zwischen diesen beiden Pegeln daher vereinfacht als inkohärent angenommen. Folglich errechnet sich der Summenschalldruckpegel nach der Gleichung (3.28) aus dem Pegel der Nebengeräusche und dem Pegel der simulierten Plattenabstrahlung. Der aus dieser Berechnung resultierende Schalldruckpegel (*Addition: Messung Nebengeräusche + Simulation*) ist in der Abbildung 4.8 dargestellt. Zusätzlich ist der Schalldruckpegel des Gesamtsystems aus der Messung abgebildet. Die Ergebnisse zeigen, dass die Schallabstrahlung des Gesamtsystems durch die Addition der



**Abbildung 4.8:** Schalldruckpegel (*Mik1*) des Gesamtsystems und der Addition der Nebengeräusche mit der simulierten Plattenabstrahlung

Nebengeräusche mit der simulierten Schallabstrahlung der Platte insgesamt sehr präzise abbildet wird. Vor allem an den Resonanzstellen, welche maßgeblich für die Schallerzeugung relevant sind, werden in weiten Bereichen sehr gute Ergebnisse erzielt. Die Differenzen, welche zwischen der gemessenen Gesamtschallabstrahlung und der Addition der Plattenabstrahlung mit den Nebengeräuschen bestehen, lassen sich auf zwei grundlegende Effekte zurückführen. Das System wird durch den Wegfall der Platte leicht verändert und zeigt somit ein abweichendes Strukturverhalten. Dies wird beispielsweise durch die Betrachtung der Abbildung 4.7 bei etwa 900 Hz deutlich. Bei dieser Frequenz erreicht der Pegel der Nebengeräusche einen deutlich höheren Wert als bei der Messung des Gesamtsystems. Die Erhöhung überträgt sich folglich auch auf den Summenpegel aus Nebengeräuschen und Simulation, woraus eine schlechtere Übereinstimmung mit dem Schalldruckpegel des Gesamtsystems resultiert. Ein weiterer Grund für die Abweichungen der beiden Kurven in Abbildung 4.8 ist in der Unsicherheit des Simulationsmodells begründet. Die Unterschiede sind in diesem Fall vor allem an den Resonanzstellen von Bedeutung, da bei den Resonanzfrequenzen die stärkste Schallabstrahlung auftritt. Für die Untersuchung der vibroakustischen Schallanteile im Fall der Strömungs-Anregung sind diese Bereiche somit von besonderem Interesse.

Die relative Abweichung  $\delta$  wird nicht anhand der Schalldruckpegel, sondern durch Betrachtung der Schalldrücke ermittelt. Hierzu werden der Pegel der Messung  $L_{\text{pMess}}$  und der Pegel der Addition  $L_{\text{pAdd}}$  durch die Gleichung (3.26) delogarithmiert und die resultierende Differenz auf den delogarithmierten Pegel der Messung bezogen. Der formelmäßige Zusammenhang lautet somit

$$\delta = \frac{p_0 10^{L_{\text{pMess}}/20} - p_0 10^{L_{\text{pAdd}}/20}}{p_0 10^{L_{\text{pMess}}/20}} = \frac{10^{L_{\text{pMess}}/20} - 10^{L_{\text{pAdd}}/20}}{10^{L_{\text{pMess}}/20}}. \quad (4.1)$$

Diese Berechnung wird auf den gesamten, betrachteten Frequenzbereich angewandt, womit sich zu jeder Frequenz eine entsprechende, relative Abweichung ergibt. Sie beschreibt die Differenz zwischen der gemessenen Schallabstrahlung und der Addition von Nebengeräuschen und Simulation.

Diese Abweichungen werden als Ungenauigkeiten der numerisch ermittelten Schallabstrahlung der Plattenstruktur interpretiert. Aus diesem Grund wird die ermittelte relative Abweichung in Abschnitt 4.1.3 zur Korrektur der simulierten Schalldruckpegel herangezogen. Hierdurch findet der auftretende Fehler bezüglich der quantitativen Güte der Simulationsergebnisse Berücksichtigung. Dies erlaubt für den Vergleich zwischen aeroakustischer und vibroakustischer Schallabstrahlung eine Quantifizierung der vibroakustischen Anteile durch die Plattenstruktur.

Insgesamt lässt sich durch die Betrachtung der Ergebnisse in diesem Abschnitt feststellen, dass das Abstrahlverhalten der dynamisch angeregten Plattenstruktur mit Hilfe des Simulationsmodells berechnet werden kann. Dies stellt die Grundlage für die Untersuchung der vibroakustischen Abstrahlung der Platte bei Strömungs-Anregung dar, deren Auswertungen im folgenden Abschnitt behandelt werden.

### 4.1.3 Quantifizierung der vibroakustischen Schallanteile

Im folgenden Abschnitt wird der quantitative Anteil der vibroakustischen Schallabstrahlung durch die Platte am Gesamtschall der Zylinder/Platte-Konfiguration bestimmt. Zunächst wird zu diesem Zweck das strukturelle Verhalten der Platte bei Strömungs-Anregung betrachtet und mit den Ergebnissen aus dem Vorversuch verglichen. Anschließend wird die Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration aus der Messung sowie die simulierte Vibroakustik der Platte analysiert und bewertet. Dabei werden die beiden unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten jeweils getrennt betrachtet, jedoch vollkommen analog behandelt.

Für die weitere Auswertung der Daten im folgenden Abschnitt ist die Angabe der Strömungsgeschwindigkeit  $u = 24 \text{ m/s}$  gleichbedeutend mit der Anregung durch die Wirbelablösefrequenz ( $f_{\text{Wirbelab}} = 1490 \text{ Hz}$ ) zwischen zwei Resonanzfrequenzen. Entsprechend steht hierzu die Strömungsgeschwindigkeit  $u = 30 \text{ m/s}$  für die Anregung einer Resonanzstelle durch die Wirbelablösefrequenz ( $f_{\text{Wirbelab}} = 1861 \text{ Hz}$ ).

### Visualisierung der Betriebsschwingformen und Betrachtung der Korrelation mit dem Vorversuch

Im Folgenden werden die Resonanzstellen des Systems für die beiden unterschiedlichen Strömungs-Anregungen betrachtet. Dazu werden zum einen die Resonanzfrequenzen und zum anderen die zugehörigen Betriebsschwingformen je Anregungsfall erfasst und mit denen des Vorversuches verglichen. Aus dem strukturellen Verhalten, bei Strömungs-Anregung und bei der Anregung durch den Mini-Shaker, kann die Übereinstimmung des Systemverhaltens abgeleitet werden. Nur wenn sich das System für die beiden Anregungsarten identisch verhält, können die Erkenntnisse des Vorversuches zur Bewertung der Schallabstrahlung übertragen werden.

Die Resonanzfrequenzen bei der Strömungs-Anregung werden anhand der Resonanzspitzen in den Spektren der Oberflächenschnellen identifiziert. Diese Resonanzfrequenzen sind nachfolgend in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass die Resonanzen für bei-

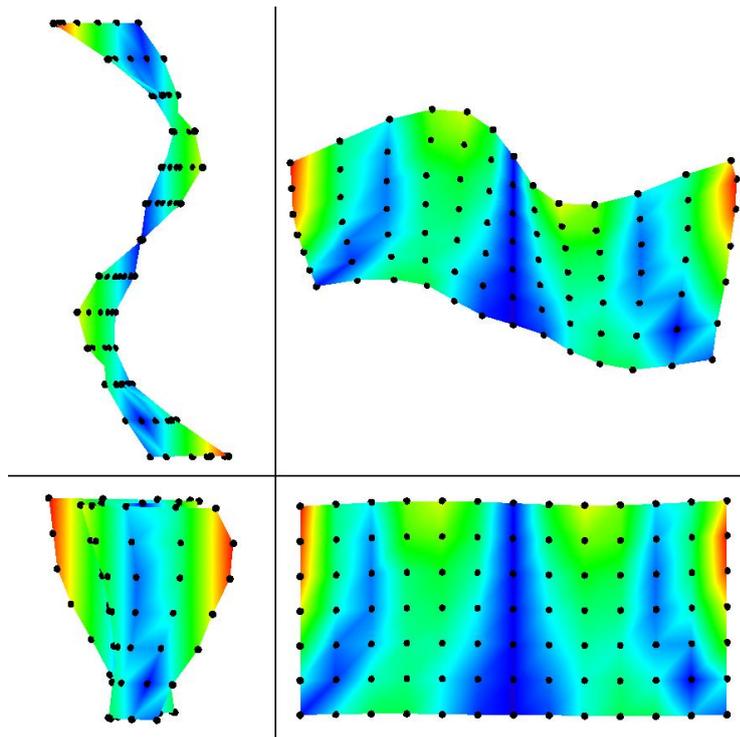
**Tabelle 4.2:** Resonanzfrequenzen des Systems bei Strömungs-Anregung

Nummer	Resonanzfrequenzen in Hz	
	$u = 24 \text{ m/s}$	$u = 30 \text{ m/s}$
1	152	152
2	311	310
3	407	404
4	539	540
5	761	765
6	981	982
7	1214	1214
8	1683	1686
9	1813	1810
10	1861	1861
11	2108	2107
12	2725	2723
13	2838	2838
14	3638	3638
15	3721	3722
16	4478	4477
17	4497	4498
18	4580	4581
19	4995	4996

de Strömungsgeschwindigkeiten mit den Resonanzen des Systems bei Shaker-Anregung in Tabelle 4.1 übereinstimmen. Die maximalen Abweichungen liegen für beide Strömungsgeschwindigkeiten unter 0,5 %. Somit verhält sich das System bei den verschiedenen Anregungsarten bezüglich der Resonanzfrequenzen ähnlich.

Neben den Resonanzfrequenzen werden die zugehörigen Betriebsschwingformen für die Strömungs-Anregungen identifiziert und mit den Schwingformen der Shaker-Anregung verglichen. Die Visualisierung der Schwingformen erfolgt für Strömungsgeschwindigkeiten von  $u = 24 \text{ m/s}$  und  $u = 30 \text{ m/s}$  nach der bereits in Abschnitt 4.1.2 erläuterten Vorgehensweise. Zum Vergleich mit den bereits betrachteten Schwingformen bei Shaker-Anregung in den Abbildungen 4.5 und 4.6 werden im Folgenden die gleichen Resonanzstellen be-

trachtet. In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sind die Betriebsschwingformen für den Fall der Strömungs-Anregung mit  $u = 24 \text{ m/s}$  bei  $f = 1214 \text{ Hz}$  und  $f = 1861 \text{ Hz}$  dargestellt. Die entsprechenden Betriebsschwingformen für die Anregung mit  $u = 30 \text{ m/s}$  können den Abbildungen 4.11 und 4.12 entnommen werden. Die Betriebsschwingformen bei gleicher Resonanzfrequenz aber unterschiedlicher Anregung sind qualitativ vergleichbar. Die aufgeführten Schwingformen weisen bei subjektiver Betrachtung eine sehr starke Übereinstimmung bezüglich der charakteristischen Verformung auf. Dies gilt ebenfalls für die nicht dargestellten Betriebsschwingformen an allen anderen Resonanzfrequenzen, bei jedem der drei Anregungsfälle.



**Abbildung 4.9:** Betriebsschwingform bei 1214 Hz mit  $u = 24 \text{ m/s}$

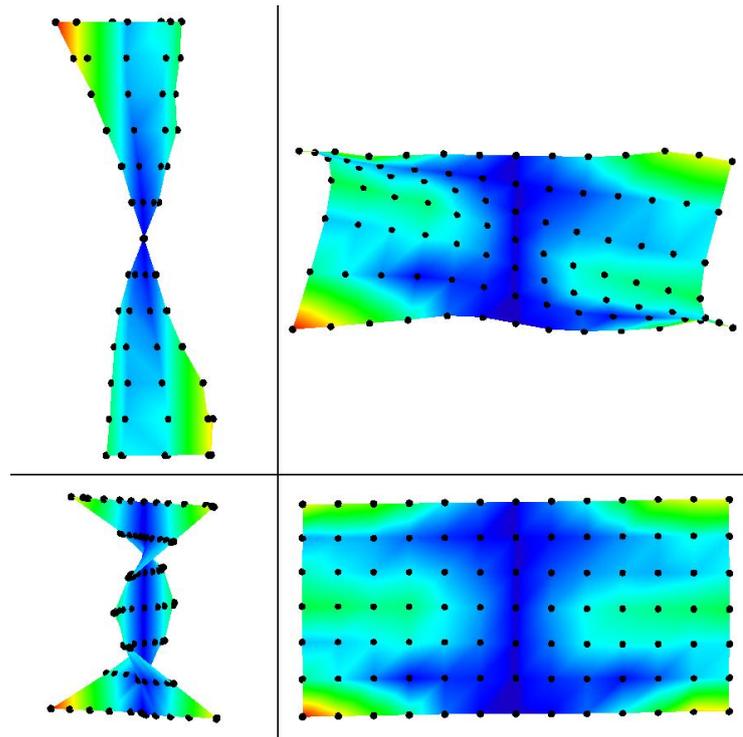


Abbildung 4.10: Betriebsschwingform bei 1861 Hz mit  $u = 24$  m/s

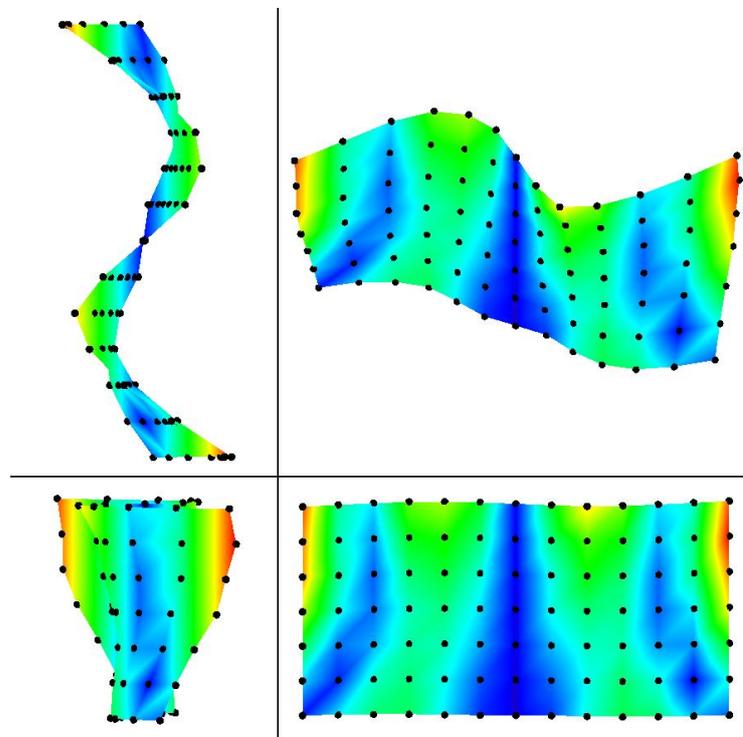
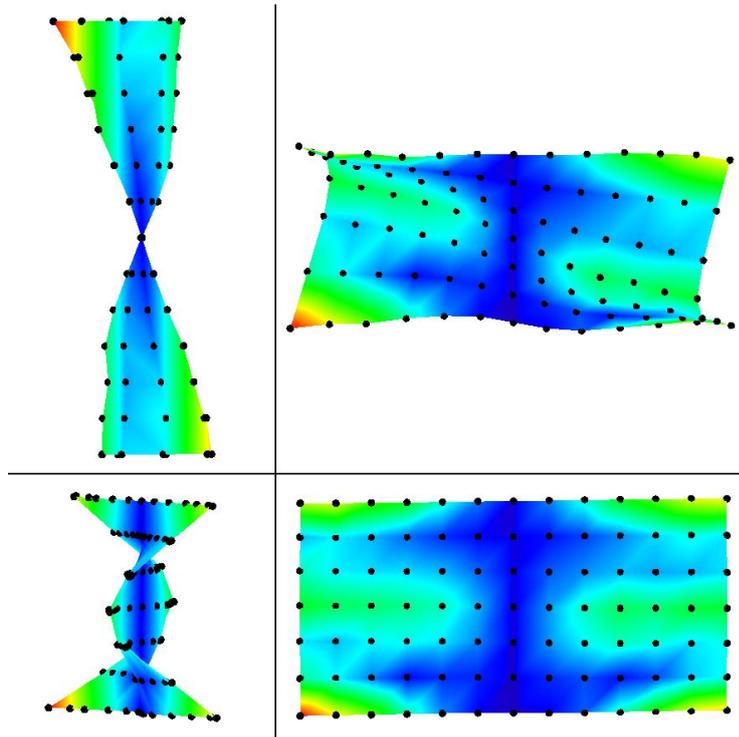


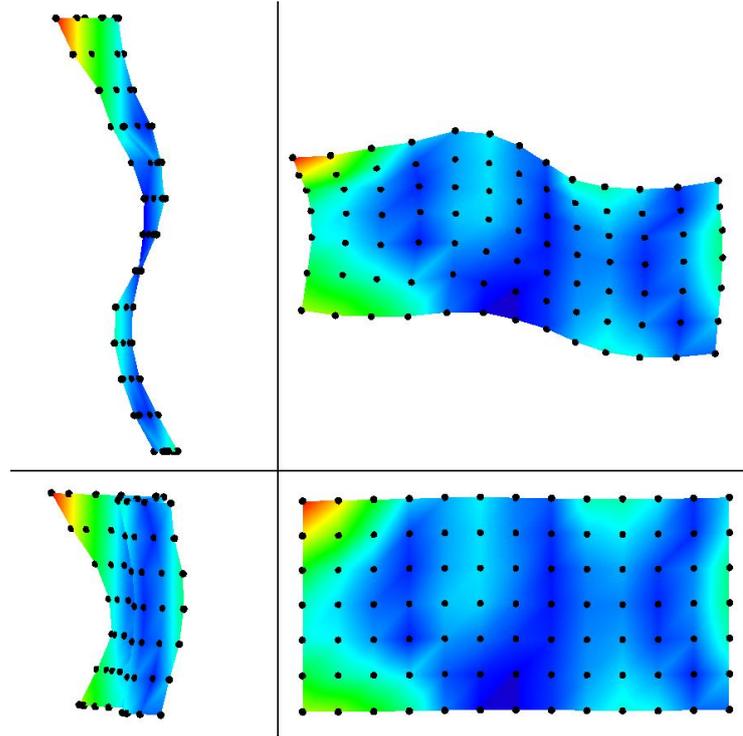
Abbildung 4.11: Betriebsschwingform bei 1214 Hz mit  $u = 30$  m/s



**Abbildung 4.12:** Betriebsschwingform bei 1861 Hz mit  $u = 30$  m/s

In der Abbildung 4.13 ist abschließend eine weitere Betriebsschwingform dargestellt. Es handelt sich dabei um die Schwingform der Strömungs-Anregung mit  $u = 24$  m/s bei der Wirbelablösefrequenz  $f = 1487$  Hz. Das System weist bei dieser Strömungsgeschwindigkeit keine Resonanz im Bereich der Wirbelablösefrequenz auf. Dementsprechend ist bei der gezeigten Schwingform, im Gegensatz zu den Verformungsmustern an den Resonanzstellen, kein differenziertes Verhalten erkennbar. Die Betriebsschwingform resultiert aus der Überlagerung von Schwingformen der nächstgelegenen Resonanzstellen. Den stärksten Einfluss besitzt dabei die siebte Resonanzstelle bei  $f = 1214$  Hz, deren Schwingform im Bereich der Wirbelablösefrequenz dominant hervortritt. Des Weiteren sind Anteile der achten Resonanzstelle ( $f = 1683$  Hz) in der Betriebsschwingform enthalten, jedoch tritt diese weniger auffällig in Erscheinung.

Nachdem die bisherigen Untersuchungen des Betriebsschwingverhaltens rein qualitativ sind, sollen im Folgenden auch quantitative Ergebnisse durch eine objektive Untersuchung ermittelt werden. Hierzu wird die Methodik des Modal Assurance Criterion (MAC) angewandt. Das MAC wird üblicherweise in der Modalanalyse zum quantitativen Vergleich zweier Modenformen eingesetzt. Diese Methode eignet sich jedoch auch allgemein für die Bewertung zweier beliebiger Schwingformen. Die Schwingformen werden durch komplexe Vektoren repräsentiert, analog zu der Beziehung zwischen Eigenvektoren und Eigen-



**Abbildung 4.13:** Betriebsschwingform bei der Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}} = 1487 \text{ Hz}$  mit  $u = 24 \text{ m/s}$

schwingformen. Das MAC liefert den Verwandtschaftsgrad zwischen den beiden Schwingformen durch die Analyse der zugehörigen normierten Vektoren. Zwischen zwei komplexen Vektoren  $\{\psi_i\}$  und  $\{\psi_j\}$  ist das MAC definiert als

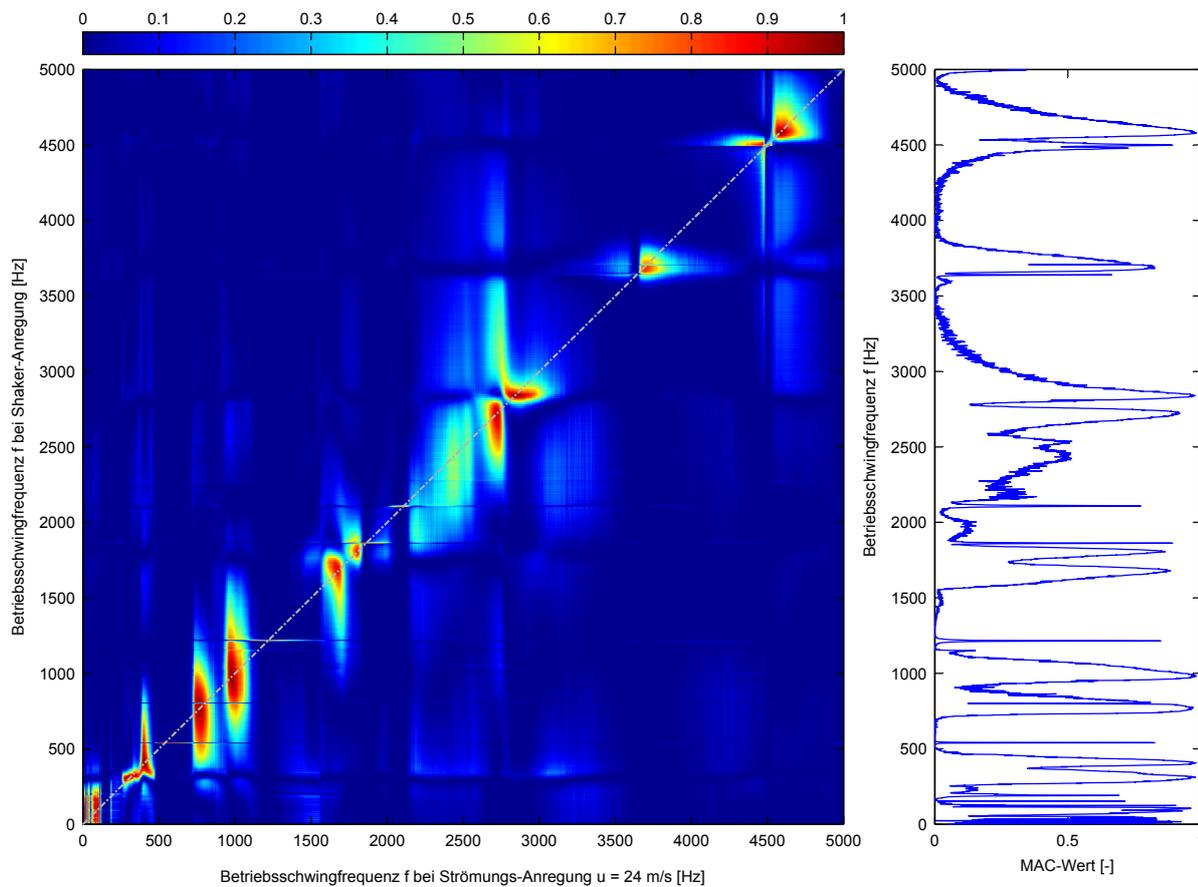
$$\text{MAC}_{ij} = \frac{|\{\psi_i\}^T \cdot \{\psi_j\}^*|^2}{(\{\psi_i\}^T \cdot \{\psi_i\}^*) (\{\psi_j\}^T \cdot \{\psi_j\}^*)}. \quad (4.2)$$

Die errechneten MAC-Werte sind dimensionslose, reelle Zahlen und liegen im Bereich zwischen null und eins. Hierbei zeigen Werte nahe eins eine konsistente Übereinstimmung, während kleine Werte auf eine schlechte Korrelation der beiden Formen hinweisen [Ewi86].

Für den quantitativen Vergleich der Schwingformen wird die MAC-Analyse auf den gesamten Frequenzbereich angewandt. Dies bedeutet, dass die Betriebsschwingungen der Shaker-Anregung bei allen Frequenzen mit den Betriebsschwingformen bei  $u = 24 \text{ m/s}$  und bei  $u = 30 \text{ m/s}$  verglichen werden. Die Betriebsschwingformen werden durch komplexe Vektoren dargestellt, welche unter Anwendung der Gleichung (4.2) auf ihre Korrelation überprüft werden. Diese Vektoren beinhalten jeweils die Oberflächenschnellen aller 91 Messpunkte zu einer Frequenz. Die aus der Berechnung resultierenden MAC-Werte werden in einer sogenannten MAC-Matrix angeordnet.

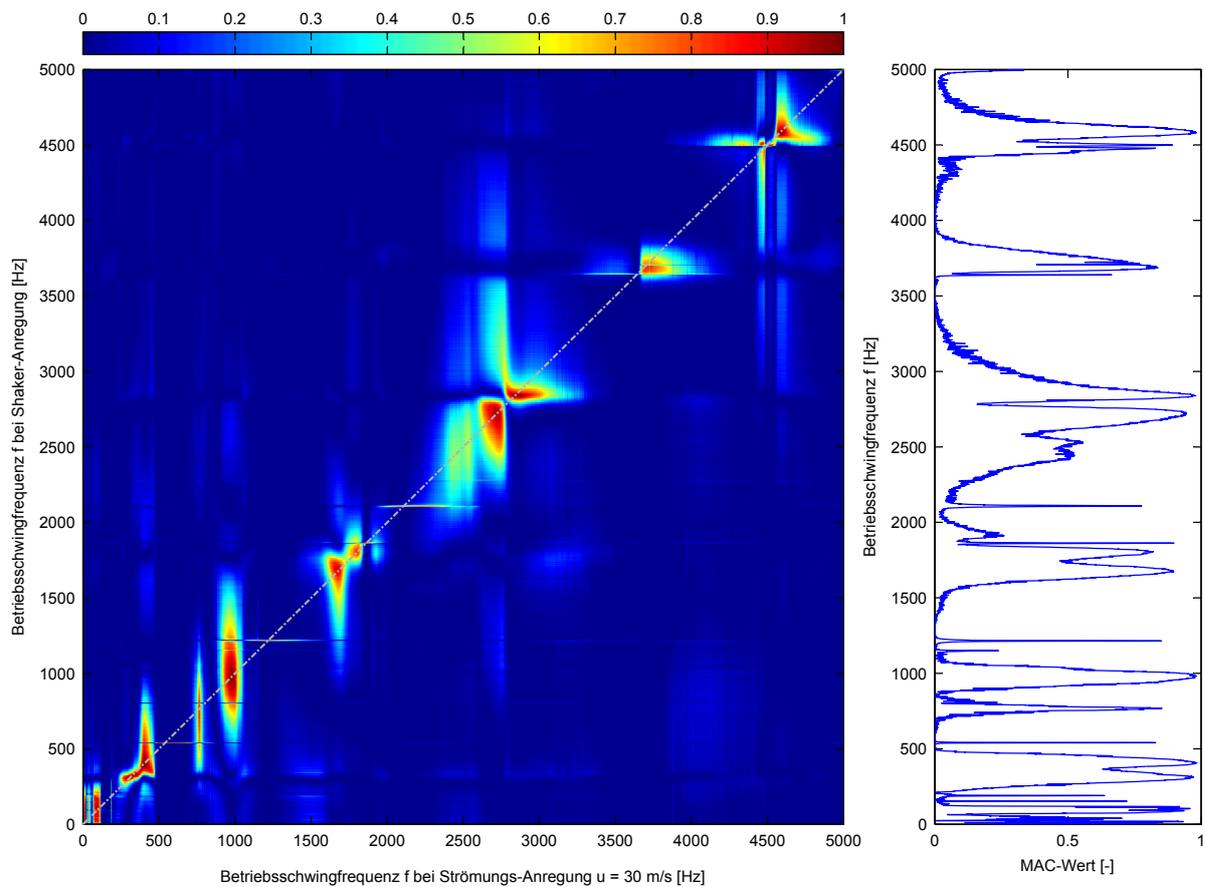
Die Visualisierung der MAC-Matrizen in den Abbildungen 4.14 und 4.15 ermöglichen so-

mit den Vergleich der Schwingformen aus dem Vorversuch mit denen bei  $u = 24 \text{ m/s}$  und  $u = 30 \text{ m/s}$ . Die Grafiken zeigen jeweils die vollständige MAC-Matrix für den Vergleich der Betriebsschwingformen aus der Shaker-Anregung und einer Strömungs-Anregung. Die Ordinatenachse stellt die Betriebsschwingfrequenzen der Shaker-Anregung in Hz dar. Auf der Abszissenachse hingegen sind die Betriebsschwingfrequenzen der Strömungs-Anregung in Hz aufgetragen. Wie zuvor erläutert, reicht der Ergebnisbereich für die MAC-Werte von null bis eins. Nimmt ein Punkt in der Grafik einen Wert nahe null an, so bedeutet dies, dass die betrachteten Schwingformen keine gegenseitigen Beziehungen aufweisen. Demgegenüber drückt ein Wert nahe eins eine Übereinstimmung bezüglich der beiden Betriebschwingungen aus. Die MAC-Matrizen zeigen eine sehr gute Korrelation zwischen dem Strukturverhalten bei der Shaker-Anregung und dem bei der Strömungs-Anregung. Dies ist an den MAC-Werten nahe eins in den Bereichen der Resonanzfrequenzen zu erkennen. In den übrigen Regionen liegen sehr geringe MAC-Werte vor. Hierdurch können die Resonanzstellen einander eindeutig zugeordnet werden. Das wird auch bei der Betrachtung



**Abbildung 4.14:** Ergebnis der MAC-Analyse zwischen Shaker- und Strömungs-Anregung für  $u = 24 \text{ m/s}$

tung der MAC-Werte auf der Hauptdiagonalen der Matrix ersichtlich. Diese Werte werden auf der strichpunktierten, diagonal verlaufenden Linie erfasst und in dem Diagramm im rechten Bereich der Abbildung über der Betriebsschwingfrequenz in Hz aufgetragen. Im Bereich der Resonanzfrequenzen liegen die MAC-Werte für beide Strömungsgeschwindigkeiten über 0,8. Daraus lässt sich in diesen Bereichen eine sehr gute Korrelation ableiten. Auffallend an einigen Resonanzstellen ist ein länglicher Bereich hoher MAC-Werte. Bei etwa 1000 Hz beispielsweise ergeben sich in Richtung der Ordinatenachse, auf der die Shaker-Anregung aufgetragen ist, größere MAC-Werte als im gleichen Bereich in Richtung der Abszissenachse, auf der die Strömungs-Anregung aufgetragen ist. Diese längliche Form der Bereiche hoher MAC-Werte ist zurückzuführen auf die unterschiedliche Menge der in das System eingebrachten Energie für Shaker-Anregung und Strömungs-Anregung. Hierdurch wird die Struktur an der Resonanzfrequenz bei einer Anregungsart stärker angeregt, was zur Folge hat, dass die zugehörige Schwingform in dem besagten Bereich dominanter in Erscheinung tritt.



**Abbildung 4.15:** Ergebnis der MAC-Analyse zwischen Shaker- und Strömungs-Anregung für  $u = 30 \text{ m/s}$

Insgesamt ist festzuhalten, dass sich die Strukturodynamik des Systems weitestgehend unabhängig von der Art der Anregung verhält. Hierfür sprechen die sehr guten Übereinstimmungen bezüglich der Resonanzfrequenzen und die hohe Korrelationen der Betriebschwingformen an den Resonanzstellen. Diese sind sowohl subjektiv durch die Betrachtung der Schwingformen als auch objektiv anhand der MAC-Werte nachweisbar.

Die Resultate bezüglich der Genauigkeit des Simulationsmodells aus dem Vorversuch können aufgrund des identischen Systemverhaltens auf die weiteren Untersuchungen der Schallabstrahlung bei Strömungs-Anregung übertragen werden.

### Untersuchung der vibroakustischen Schallabstrahlung

In diesem Abschnitt wird das vibroakustische Abstrahlverhalten der Plattenstruktur bei Strömungs-Anregung untersucht und hinsichtlich der Bedeutung für die Gesamtschallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration ausgewertet. Die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte wird dabei durch das Simulationsmodell, auf Grundlage der experimentell erfassten Oberflächenschnellen, errechnet. Die Schallabstrahlung des Gesamtsystems ist aus den Messungen mit zwei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten bekannt. Die Untersuchungen werden im Folgenden für die beiden Strömungsgeschwindigkeiten getrennt durchgeführt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit erfolgt zunächst die Betrachtung der Ergebnisse für die Anregung mit der Strömungsgeschwindigkeit  $u = 24 \text{ m/s}$ . Im Anschluss wird das Verhalten des Systems für die Anregung mit  $u = 30 \text{ m/s}$  vollkommen analog analysiert.

Die Berechnung der vibroakustischen Schallabstrahlung der Platte erfolgt mit Hilfe des Simulationsmodells. Aufgrund des identischen Strukturverhaltens der Platte bei der Anregung mit dem Shaker und der Strömungs-Anregung ist es möglich, das Ergebnis des Simulationsmodells mittels der Resultate aus Abschnitt 4.1.2, zu korrigieren. Der simulierte Schalldruckpegel wird zu diesem Zweck frequenzweise durch die ermittelte, relative Abweichung zwischen der Messung und der Simulation aus dem Vorversuch angepasst. Hierdurch wird die Schallabstrahlung der Plattenstruktur möglichst genau abgebildet.

Bei der Korrektur wird der simulierte Schalldruckpegel  $L_{p\text{Sim}}$  unter Anwendung der Gleichung (3.26) zunächst in den Schalldruck  $p_{\text{Sim}}$  überführt und anschließend mit Hilfe der relativen Abweichung  $\delta$  angepasst. Abschließend wird die Gleichung (3.23) verwendet, um den korrigierten Schalldruck  $p_{\text{Korr}}$  wieder in einen Schalldruckpegel  $L_{p\text{Korr}}$  umzurechnen. Anhand der nachfolgenden Gleichungen wird das Vorgehen nochmals verdeutlicht. Der

simulierte Schalldruck  $p_{\text{Sim}}$  errechnet sich zu

$$p_{\text{Sim}} = p_0 \cdot 10^{L_{\text{PSim}}/20} . \quad (4.3)$$

Dieser Schalldruck wird daraufhin durch die Gleichung

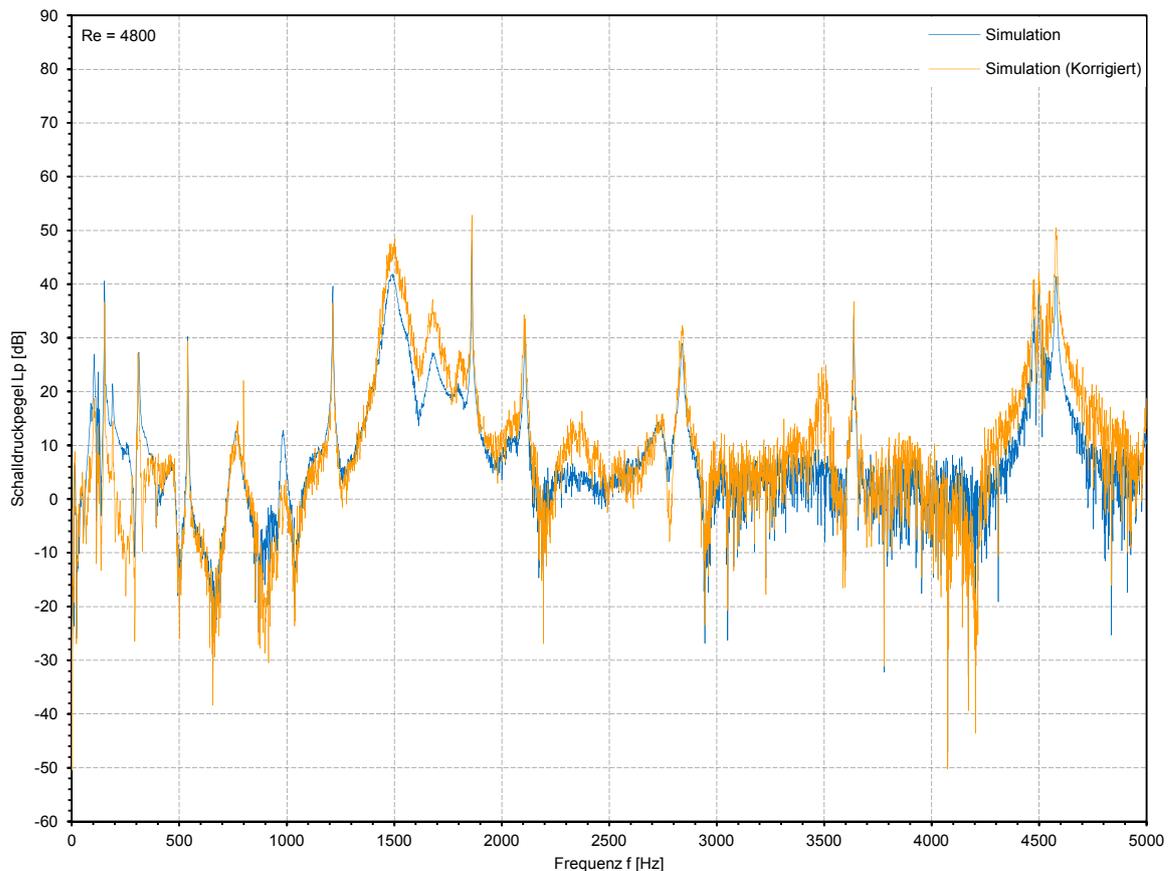
$$p_{\text{Korr}} = \frac{p_{\text{Sim}}}{1 - \delta} = \frac{p_0 \cdot 10^{L_{\text{PSim}}/20}}{1 - \delta} \quad (4.4)$$

mittels der relativen Differenz  $\delta$  korrigiert. Unter Verwendung der Formel

$$L_{\text{PKorr}} = 20 \log \frac{p_{\text{Korr}}}{p_0} = 20 \log \frac{10^{L_{\text{PSim}}/20}}{1 - \delta} \quad (4.5)$$

kann schließlich der korrigierte Schalldruckpegel  $L_{\text{PKorr}}$  bestimmt werden.

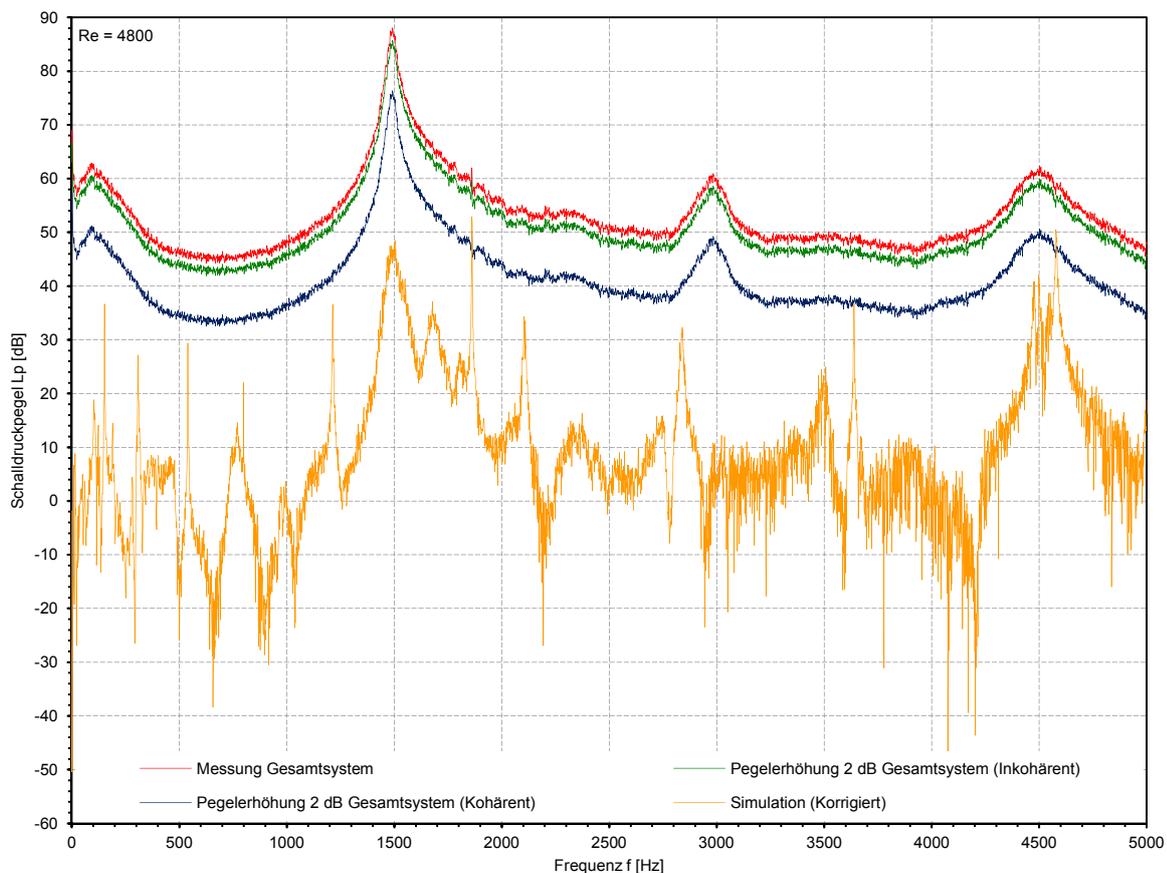
In Abbildung 4.16 sind der simulierte Schalldruckpegel sowie der daraus folgende korrigierte Schalldruckpegel der Plattenstruktur dargestellt. Für die nachfolgenden Untersuchungen werden die korrigierten Simulationsergebnisse der vibroakustischen Schallabstrahlung betrachtet. Anhand der Abbildung 4.17 wird der quantitative Anteil der vibroakustischen



**Abbildung 4.16:** Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Simulation bei  $u = 24$  m/s mit Korrektur

Abstrahlung an der Gesamtschallabstrahlung der strömungsmechanisch angeregten Zylinder/Platte-Konfiguration analysiert. Zusätzlich zu den Ergebnissen der korrigierten Simulation (*Simulation (Korrigiert)*) ist der gemessene Schalldruckpegel des Gesamtsystems (*Messung Gesamtsystem*) dargestellt. In den Ergebnissen des Gesamtsystems ist eine deutliche Überhöhung bei 1490 Hz zu erkennen. Für die betrachtete Strömungsgeschwindigkeit von 24 m/s liegt in diesem Bereich die Wirbelablösefrequenz. Die auftretende Überhöhung ist charakteristisch für die Schalldruckverstärkung, welche durch das Einbringen der Plattenstruktur in den Nachlauf des Zylinders hervorgerufen wird. Das entscheidende Ergebnis dieser Auswertung ist, dass die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte deutlich unter der Schallabstrahlung des Gesamtsystems liegt. Es ist daher festzuhalten, dass die Schallemission der Zylinder/Platte-Konfiguration insgesamt betrachtet nicht durch die Vibroakustik der Platte hervorgerufen wird.

Des Weiteren wird analysiert, ob die Vibroakustik an den Resonanzstellen der Plattenstruktur den Schalldruckpegel des Gesamtsystems beeinflussen kann. Zu diesem Zweck wird bei jeder Frequenz betrachtet, welchen Schalldruckpegel eine Schallquelle aufbrin-



**Abbildung 4.17:** Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 24$  m/s

gen muss, um den Pegel des Gesamtsystems durch Überlagerung um 2 dB anheben zu können. Die Erhöhung um 2 dB wird gewählt, da die gemessene Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration Schwankungen von etwa 1 dB aufweist. Dies hat zur Folge, dass eine Erhöhung des Pegels um 2 dB in dem Spektrum der Messung eindeutig identifiziert werden kann.

Für die Erhöhung des Schalldruckpegels der Messung ist es entscheidend, ob die Aeroakustik und die Vibroakustik eine kohärente oder inkohärente Beziehung aufweisen. Der Zusammenhang zwischen der vibroakustischen Plattenabstrahlung und der Aeroakustik der Zylinder/Platte-Konfiguration kann jedoch nicht ermittelt werden. Zudem ist davon auszugehen, dass sich der Bezug der beiden Schallquellen nicht in allen Frequenzbereichen gleich verhält. Aus diesem Grund werden die folgenden Untersuchungen sowohl für die inkohärente als auch für die kohärente<sup>3</sup> Beziehung der beiden Schallquellen durchgeführt. Der notwendige Pegel der Vibroakustik zur Erhöhung des Schalldruckpegels der Aeroakustik  $L_{p_{\text{Mess}}}$  um 2 dB lässt sich für eine inkohärente Beziehung anhand der Gleichung (3.28) errechnen. Durch Umformen ergibt sich der notwendige Schalldruckpegel  $L_p$  zu

$$L_p = L_{p_{\text{Mess}}} + 20 \log \sqrt{10^{2/10} - 1} . \quad (4.6)$$

Dieser Schalldruckpegel ist in der Abbildung 4.17 als *Pegelerhöhung 2 dB Gesamtsystem (Inkohärent)* bezeichnet. Die Bedeutung dieses Pegelverlaufs lässt sich folgendermaßen interpretieren. Wenn eine Schallquelle, wie beispielsweise die Vibroakustik der Plattenstruktur, bei einer Frequenz an den Kurvenverlauf heranreicht und eine inkohärente Beziehung zwischen der Schallquelle und der Aeroakustik der Zylinder/Platte-Konfiguration vorliegt, tritt durch die Überlagerung der Schallquellen eine Pegelerhöhung von 2 dB auf. Analog wird mit Hilfe der Gleichung (3.31) der notwendige Schalldruckpegel  $L_p$  für den Fall einer kohärenten Beziehung bestimmt. Hierbei wird von einem kohärenten Zusammenhang der Schallquellen mit einem Phasenwinkel von  $0^\circ$  ausgegangen. Der formelmäßige Zusammenhang lautet demnach

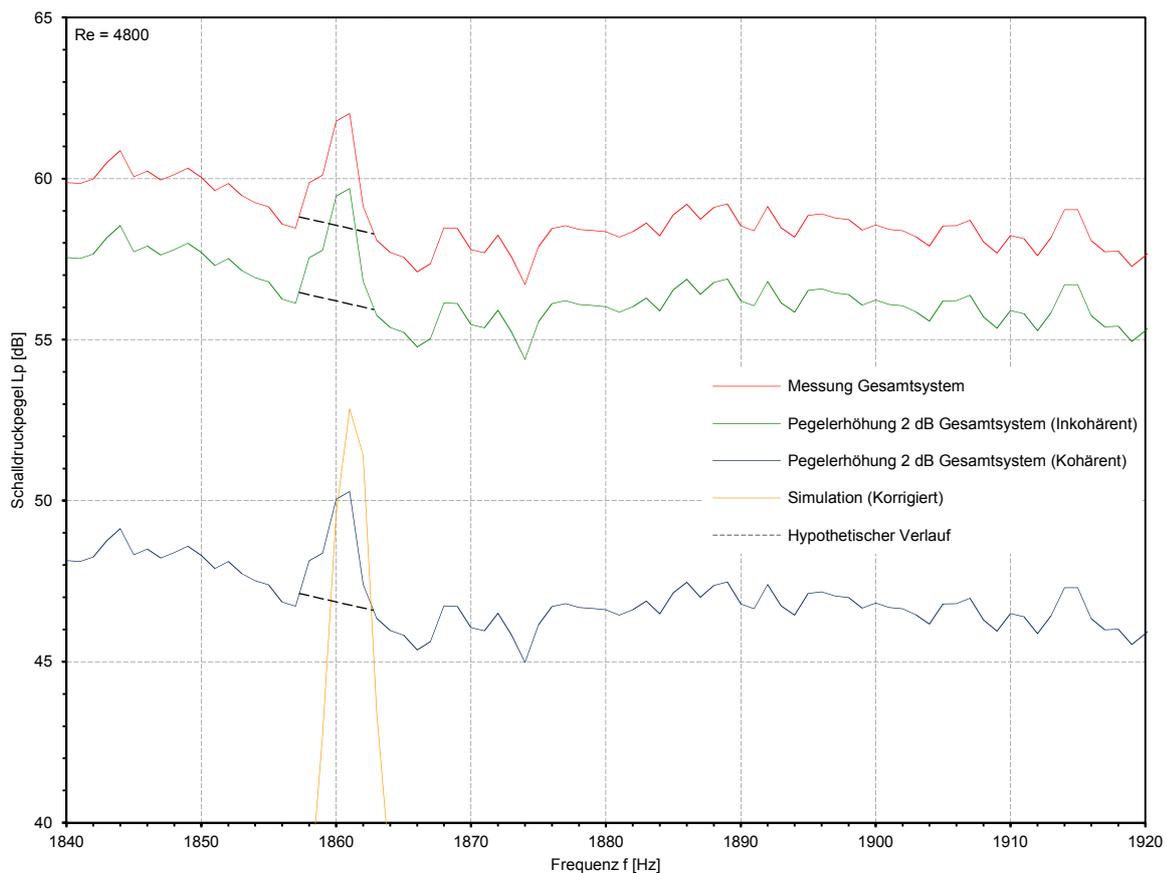
$$\begin{aligned} L_p &= L_{p_{\text{Mess}}} + 20 \log \left( -\cos \theta + \sqrt{-\sin^2 \theta + 10^{2/10}} \right) \\ &= L_{p_{\text{Mess}}} + 20 \log \left( -1 + \sqrt{10^{2/10}} \right) . \end{aligned} \quad (4.7)$$

Der notwendige Pegel für die Erhöhung des Schalldruckpegels des Gesamtsystems unter der Annahme eines kohärenten Bezugs ist in Abbildung 4.17 durch die Bezeichnung *Pegelerhöhung 2 dB Gesamtsystem (Kohärent)* gekennzeichnet. Für den Fall des kohärenten Zusammenhangs hat das Erreichen dieser Kurve durch den Pegel der Vibroakustik wiederum zur Folge, dass der Schalldruckpegel des Gesamtsystems um 2 dB ansteigt.

<sup>3</sup>Es wird die größtmögliche additive Überlagerung bei  $0^\circ$  Phasenversatz der Signale angenommen.

Die in Abbildung 4.17 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass der simulierte Schalldruckpegel der vibroakustischen Plattenabstrahlung zumeist nicht an den für eine Schallverstärkung benötigten Pegel heranreicht. Demzufolge ist es bei diesen Frequenzen nicht möglich, dass die Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration durch die Vibroakustik der Platte hervorgerufen wird. Es existieren jedoch zwei Resonanzstellen der Plattenstruktur, an welchen der simulierte Schalldruckpegel den erforderlichen Pegel für die Erhöhung im kohärenten Fall erreicht. Dementsprechend kann die Schallabstrahlung der schwingenden Platte bei diesen Frequenzen die Gesamtschallabstrahlung beeinflussen. Aus diesem Grund werden diese Resonanzfrequenzen im Folgenden näher betrachtet.

In der Abbildung 4.18 erfolgt hierzu eine detaillierte Untersuchung bei der Resonanzfrequenz  $f = 1861$  Hz. Die Spektren der Schalldruckpegel sind hierzu in einem schmalen Frequenzbereich um diese Resonanzfrequenz abgebildet, wobei die dargestellten Kurven mit denen in Abbildung 4.17 übereinstimmen. Der Schalldruckpegel der Messung weist einen Anstieg um etwa 3 dB bis 4 dB bei der Resonanzfrequenz der Platte auf. Aufgrund



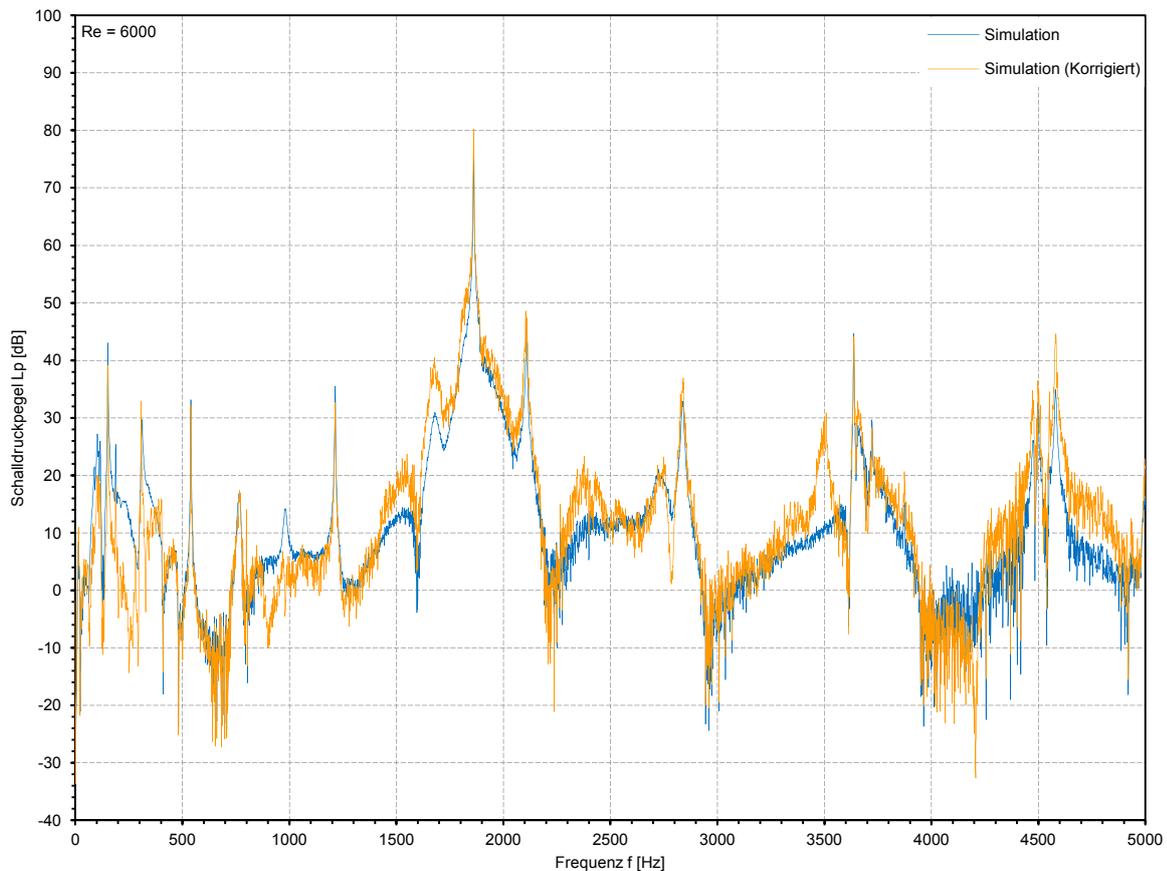
**Abbildung 4.18:** Detailbetrachtung der Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 24$  m/s

der Annahme, dass die messtechnisch erfasste Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration maßgeblich durch die Aeroakustik hervorgerufen wird, ist an dieser Stelle nicht mit einem Anstieg des Schalldruckpegels zu rechnen. Vielmehr wäre ein kontinuierlicher Verlauf zu erwarten, wie er durch die gestrichelte Linie mit der Bezeichnung *Hypothetischer Verlauf* angedeutet ist. Demzufolge sind für einen Anstieg des Pegels um 2 dB für den kohärenten und den inkohärenten Fall ebenfalls die jeweils gestrichelt dargestellten Bereiche relevant. Der Schalldruckpegel der Vibroakustik (*Simulation (Korrigiert)*) reicht bei der betrachteten Frequenz in den Bereich hinein, in dem ein Anstieg des Schalldruckpegels des Gesamtsystems um 2 dB ermöglicht würde. Anhand der Messdaten ist ersichtlich, dass der Schalldruckpegel des Gesamtsystems in Bezug auf den gestrichelt angedeuteten Verlauf um etwa 3,7 dB auf insgesamt 62 dB ansteigt. Unter der Annahme eines kohärenten Zusammenhangs ist hierzu ein Schalldruckpegel der Plattenabstrahlung von 52,8 dB notwendig. Der simulierte Schalldruckpegel der Vibroakustik beträgt bei dieser Frequenz 52,9 dB und erreicht somit etwa den theoretisch notwendigen Pegel für den auftretenden Anstieg des Schalldruckpegels in der Messung. Hieraus lässt sich ableiten, dass die Schallabstrahlung der Plattenstruktur bei der Resonanzfrequenz  $f = 1861$  Hz einen Anstieg des grundsätzlich aeroakustisch induzierten Schalldruckpegels der Zylinder/Platte-Konfiguration von ungefähr 58,3 dB auf 62 dB bewirkt. Bei der Frequenz  $f = 4580$  Hz befindet sich eine zweite Resonanzstelle, an welcher der simulierte Schalldruckpegel theoretisch einen Anstieg um mindestens 2 dB bezüglich des Gesamtsystems hervorrufen kann. Bei dieser Frequenz liegt der simulierte Pegel der Plattenabstrahlung über dem, für einen Anstieg um 2 dB, notwendigen Pegel bei kohärenter Beziehung der beiden Schallquellen. Dennoch ist im Spektrum des Schalldruckpegels der Messung kein Anstieg zu erkennen. Als Ursache hierfür kommen mehrere Gründe in Frage. Das Simulationsmodell weist bei dieser Frequenz eine größere Unsicherheit auf, als dies bei der zuvor betrachteten Frequenz der Fall ist. Außerdem ist es möglich, dass bei dieser Frequenz kein kohärenter Zusammenhang mit einem Phasenwinkel von  $0^\circ$  zwischen der Aeroakustik und der Vibroakustik vorliegt, da der notwendige Pegel für den Fall einer inkohärenten Beziehung nicht erreicht wird. Es ist demnach vorstellbar, dass ein inkohärenter Bezug vorliegt oder der Phasendifferenzwinkel größer als  $0^\circ$  ist. Wie aus der Gleichung (4.7) hervorgeht, führt ein größerer Phasendifferenzwinkel dazu, dass der für eine Erhöhung um 2 dB notwendige Pegel ansteigt.

Aufbauend auf den Ergebnissen für die Strömungsgeschwindigkeit  $u = 24$  m/s kann festhalten werden, dass die vibroakustische Abstrahlung der schwingenden Plattenstruktur nur geringfügigen Einfluss auf die Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration

ausüben kann. Dabei kann die Vibroakustik die Charakteristik der Schallabstrahlung des Gesamtsystems nicht beeinflussen, sondern allenfalls zu einem teilweisen Anstieg des Schalldruckpegels bei einer ihrer Resonanzfrequenzen führen.

Im Folgenden wird das Verhalten des Systems für die Anregung der Plattenstruktur mit der Strömungsgeschwindigkeit  $u = 30 \text{ m/s}$  untersucht. Bei dieser Geschwindigkeit kommt es zu einer annähernden Übereinstimmung der Wirbelablösefrequenz und der Resonanzfrequenz bei  $f = 1861 \text{ Hz}$ . Es handelt sich dabei um die Resonanzstelle, für die in der vorangegangenen Betrachtung mit  $u = 24 \text{ m/s}$  ein Anstieg des Schalldruckpegels zu beobachten war. Hierdurch wird untersucht, ob die direkte Anregung einer Resonanzfrequenz und die damit einhergehenden, größeren Schwingungsamplituden der Platte eine maßgebliche Beeinflussung des Schalldruckpegels des Gesamtsystems bewirken. Der vibroakustische Schalldruckpegel, welcher aus der Simulation hervorgeht, wird zunächst mittels den relativen Differenzen aus Abschnitt 4.1.2 korrigiert. In der Abbildung 4.19 sind die sich hieraus ergebenden Spektren des Schalldruckpegels dargestellt. Unter der Bezeichnung *Simulation* sind die Berechnungsergebnisse der Vibroakustik-Simulation auf Grundlage

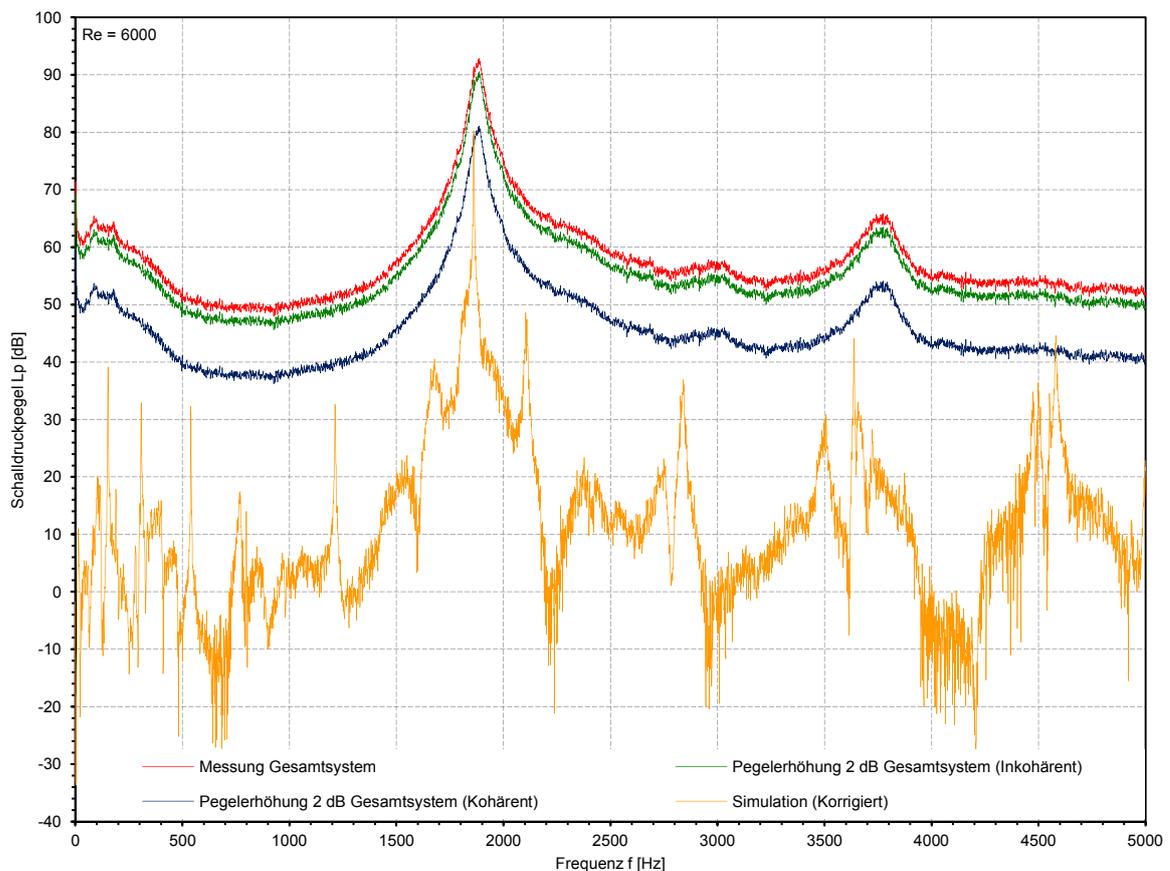


**Abbildung 4.19:** Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Simulation bei  $u = 30 \text{ m/s}$  mit Korrektur

der gemessenen Oberflächenschnellen dargestellt. Die angepassten Simulationsergebnisse, welche die Ungenauigkeit des Simulationsmodells berücksichtigt, werden als *Simulation (Korrigiert)* gekennzeichnet.

Die gemessenen Schalldruckpegel des Gesamtsystems (*Messung Gesamtsystem*) sowie der korrigierten Simulation (*Simulation (Korrigiert)*) sind in der Abbildung 4.20 dargestellt. Zudem erfolgt die Darstellung der Schalldruckpegel, welche bei inkohärentem und kohärentem Zusammenhang der Schallquellen einen Anstieg des Schalldruckpegels des Gesamtsystems um 2 dB verursachen.

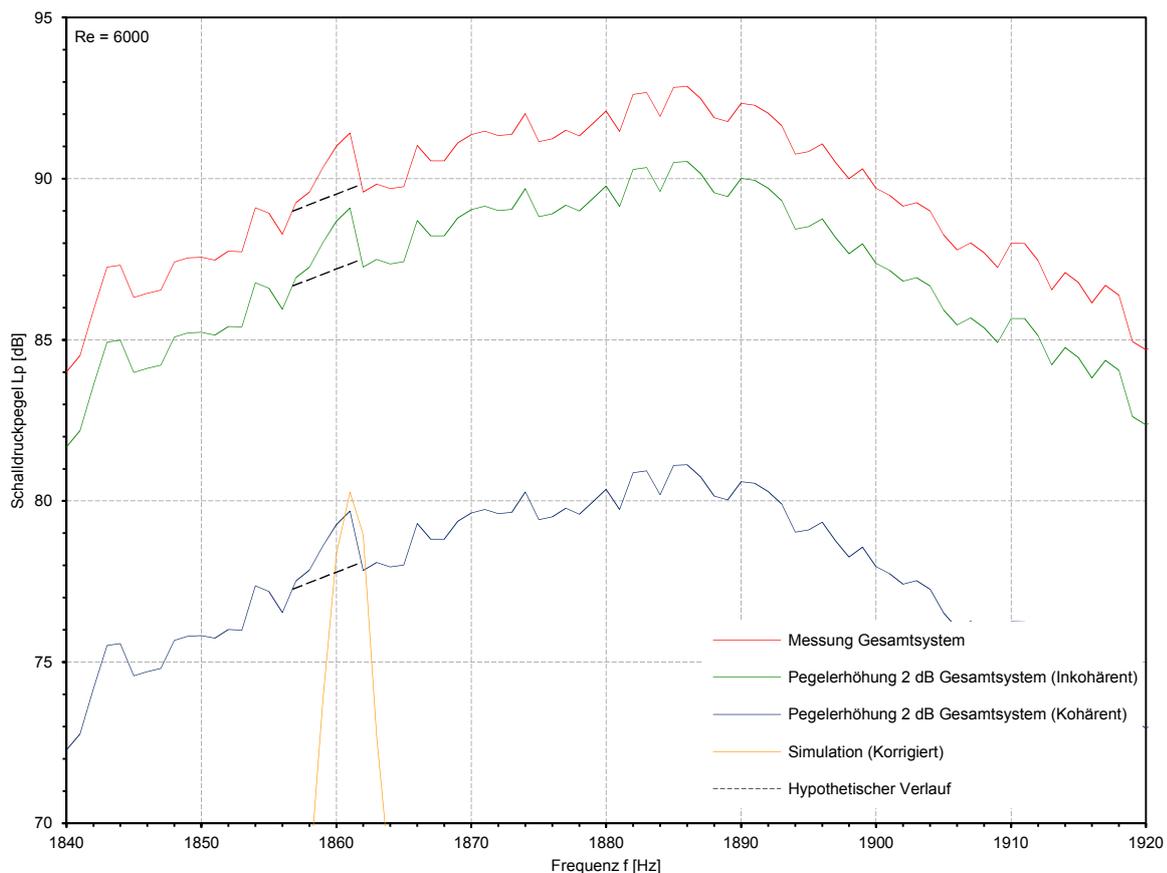
Auch bei dieser Strömungsgeschwindigkeit weist die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte insgesamt betrachtet einen deutlich niedrigeren Schalldruckpegel auf als das Gesamtsystem. Lediglich bei zwei Resonanzfrequenzen zeigen die Ergebnisse, dass der Schalldruckpegel der Vibroakustik einen theoretischen Anstieg des Pegels der Zylinder/Platte-Konfiguration ermöglicht. Die besagten Resonanzfrequenzen stimmen dabei mit den bereits zuvor bei  $u = 24 \text{ m/s}$  untersuchten Stellen überein. In der Abbildung 4.21 wird da-



**Abbildung 4.20:** Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 30 \text{ m/s}$

her die Resonanz bei der Frequenz  $f = 1861$  Hz näher betrachtet. Bei dieser Frequenz ist im Spektrum des gemessenen Schalldruckpegels ein Anstieg von etwa 1,8 dB ersichtlich. Der Schalldruckpegel aus der Vibroakustik-Simulation (*Simulation (Korrigiert)*) liegt zudem über dem Pegel für einen Anstieg um 2 dB bei kohärentem Bezug. Ausgehend von der Annahme eines kohärenten Zusammenhangs zwischen der Vibroakustik und der Aeroakustik wäre bei dieser Frequenz ein Anstieg des Schalldruckpegels des Gesamtsystems um mehr als 2 dB zu erwarten. Die tatsächliche Beziehung zwischen der vibroakustischen und der aeroakustischen Schallabstrahlung ist jedoch nicht bekannt. Es lässt sich dennoch auch bei dieser Strömungsgeschwindigkeit ein Anstieg des Schalldruckpegels des Gesamtsystems von 89,6 dB auf 91,4 dB nachweisen. Auf Grundlage der Ergebnisse ist naheliegend, dass dieser Anstieg auf die vibroakustische Schallabstrahlung der Platte bei der Frequenz  $f = 1861$  Hz zurückzuführen ist.

Die zweite Resonanz, an der die Vibroakustik einen Anstieg des Schalldruckpegels der Zylinder/Platte-Konfiguration bewirken kann, befindet sich bei der Frequenz  $f = 4581$  Hz.



**Abbildung 4.21:** Detailbetrachtung der Schalldruckpegel (*Mik1*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 30$  m/s

Übereinstimmend mit der Auswertung der Ergebnisse bei der Strömungsgeschwindigkeit  $u = 24 \text{ m/s}$  ist bei dieser Frequenz kein Einfluss auf den Schalldruckpegel des Gesamtsystems festzustellen. Dies ist auf die genannten Gründe des unbekanntes Zusammenhangs zwischen der Vibroakustik und der Aeroakustik zurückzuführen.

Auch für die gezielte Anregung einer Resonanzfrequenz der Plattenstruktur wird das Spektrum des Schalldruckpegels der Zylinder/Platte-Konfiguration nicht signifikant durch die Vibroakustik der Plattenstruktur beeinflusst.

Bei den Auswertungen zum vibroakustischen Anteil der Plattenstruktur am Gesamtgeräusch der Zylinder/Platte-Konfiguration werden nur die Ergebnisse des Mikrofon *Mik1* betrachtet. Die Ergebnisse des Mikrofon *Mik2* liefern keine Hinweise auf eine Schallabstrahlung der Platte. Die Ergebnisse für das Mikrofon *Mik2* sind dem Anhang A zu entnehmen.

Abschließend kann festgestellt werden, dass die Schallabstrahlung der Zylinder/Platte-Konfiguration maßgeblich durch aeroakustische Vorgänge induziert wird. Die vibroakustische Abstrahlung durch die schwingende Platte hat keinen wesentlichen Einfluss auf die Schalldruckverstärkung. Allenfalls kann sie den Schalldruckpegel im Frequenzbereich der Resonanzen der Platte um wenige dB anheben, jedoch tritt eine solche Erhöhung lediglich in einem sehr schmalen Frequenzbereich auf.

## 4.2 Akustische Resonanz durch Anregung der Zylinder-Scherschicht

Ein weiterer Mechanismus, der für die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration von Bedeutung sein kann, basiert auf einer akustischen Rückkopplung des erzeugten Schalls auf die Strömung. Dies kann zu einer sehr effizienten Schallerzeugung führen.

Ein Beispiel hierfür ist die sogenannte Rossiter-Strömung, die an überströmten Hohlräumen auftritt. Dabei löst die Strömung an der Vorderkante des Hohlraums ab. Infolge von Instabilitäten in der freien Scherschicht bilden sich Wirbel aus. Diese Wirbel treffen auf die Hinterkante des Hohlraums auf und erzeugen akustische Druckschwankungen, die sich auch stromaufwärts ausbreiten. Durch diese akustischen Wellen werden wiederum die Instabilitäten der freien Scherschicht angeregt und es kommt zu einer Verstärkung der Wirbelbildung. Hierdurch entsteht eine sich selbst verstärkende Rückkopplung, die besonders im Zusammenhang mit dem angekoppelten Hohlraum zu einer effektiven Schallabstrahlung führt. Untersucht wurde dieses Phänomen erstmals durch Rossiter [Ros64]. Einen Überblick zu dieser Thematik liefern Rowley und Williams [RW06]. Eine ähnliche Kopplung untersuchen Mohany und Ziada [MZ05] an einer Tandem-Zylinderanordnung in einem geschlossenen Kanal. Hierbei befinden sich zwei gleich große Zylinder, in Strömungsrichtung gesehen, hintereinander. Das Interesse gilt dabei den Auswirkungen des Zylindermittenabstandes auf die Anregung von akustischen Resonanzen. Für alle untersuchten Zylinderabstände, bis zum 4,5-fachen des Zylinderdurchmessers, kann durch die Variation der Strömungsgeschwindigkeit eine Kopplung mit der ersten akustischen Quermode des Kanals auftreten. Weiterhin stellen Mochizuki und Kiya [MK95] in ihren Untersuchungen an einer Tandem-Zylinder Anordnung mit unterschiedlich großen und seitlich versetzten Zylindern fest, dass der Schalldruckpegel bei Variation des Zylinderabstandes periodisch schwankt. Der Grund hierfür ist ebenfalls eine sich selbst verstärkende Rückkopplung.

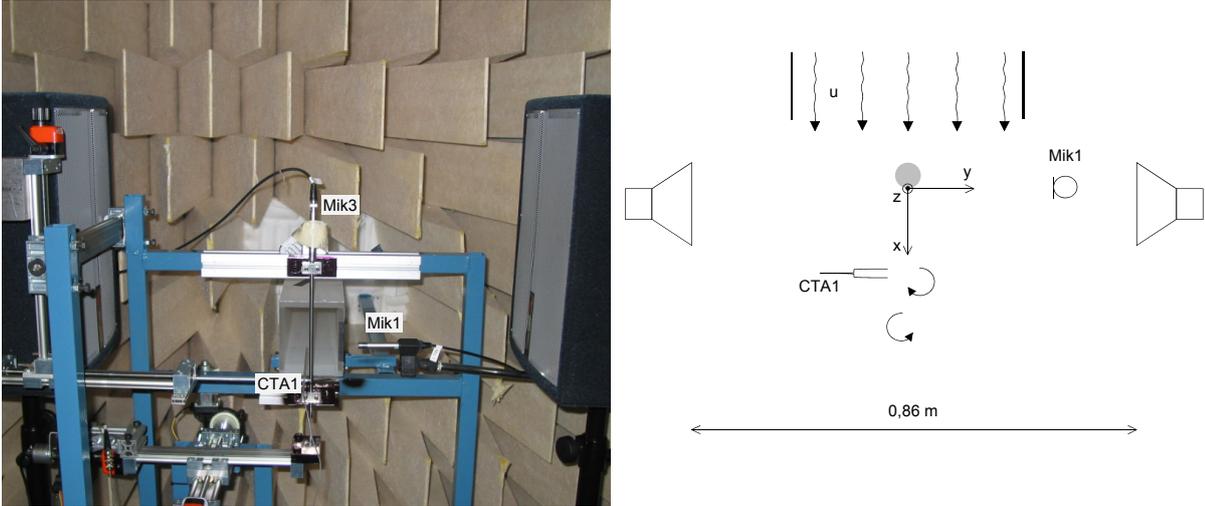
Eine Grundvoraussetzung für die Rückkopplung der Akustik auf die Strömung ist die akustische Anregbarkeit und Beeinflussbarkeit der Instabilität in der Scherschicht. Eine Möglichkeit dies zu untersuchen, ist die Strömung mittels einer externen, akustischen Quelle anzuregen. Dieses Vorgehen verwenden Hall et al. [HZW03] bei der Untersuchung der Wirbelbildung an Kreiszyklindern in Tandem-Anordnung sowie bei einzelnen Zylindern. Die Anregung erfolgt dabei durch Lautsprecher in den Windkanalwänden. Die Untersuchungsergebnisse zeigen, dass es unter Einfluss des externen Schalls zu einer Verschiebung der Wirbelablösefrequenz hin zur Anregungsfrequenz kommt. Vergleichbare Untersuchun-

gen werden von Blevins [Ble85] durchgeführt. Es zeigt sich, dass die Wirbelablösefrequenz umso weiter verschoben werden kann, desto größer die Anregungsamplitude ist. Blevins erreicht eine Verschiebung der Wirbelablösefrequenz von bis zu 8%. Außerdem zeigt sich, dass der größte Einfluss erreicht wird, wenn zur Anregung eine stehende Welle erzeugt wird und sich der Zylinder in einem Druckminimum und somit Schallschnelle-Maximum befindet. Es ist folglich nicht der Schalldruck, der die Strömung beeinflusst, sondern die Schallschnelle. Des Weiteren kann Turbulenz in der Anströmung den Einfluss des externen Schalls verhindern. Für eine Beeinflussung der Strömung muss die extern erzeugte Schallschnelle größer sein, als die in der Strömung vorhandenen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen.

Im Folgenden wird untersucht, ob es bei der Zylinder/Platte-Konfiguration zu einer akustischen Rückkopplung auf die Strömung kommt und ob dies für die Schalldruckverstärkung relevant ist.

#### 4.2.1 Versuchsanordnung mit externen akustischen Quellen

Die Untersuchungen zur akustischen Rückkopplung des Schallfelds auf die Strömung werden am Windkanal 1 durchgeführt. In Abbildung 4.22 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Für die Untersuchungen wird ein Zylinder mit einem Durchmesser von 8 mm verwendet. Die Platte besitzt die Abmessungen 120 mm x 60 mm bei einer Dicke von 1 mm. Bei allen Messungen mit Platte beträgt der Abstand zwischen Zylinder und Platte 32 mm. Hierdurch ergibt sich ein normierter Abstand von  $g/d = 4$ . Die Messungen werden mit Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 17,3 m/s und 19,3 m/s durchgeführt. Bezogen auf den Zylinderdurchmesser ergibt sich somit eine Reynolds-Zahl zwischen 9200 und 10300. Die externe, akustische Anregung erfolgt mittels zweier, gegenüberliegender Lautsprecher (siehe Abb. 4.22). Der Abstand der Lautsprecher  $l_{Lsp}$  beträgt 0,86 m. Das Spannungssignal zur Ansteuerung der Lautsprecher wird hardwareseitig durch das Mess-Frontend erzeugt und über einen Verstärker an die Lautsprecher übertragen. Die Einstellung der Signalform sowie der Amplitude und Phase des Anregungssignal erfolgt in der Mess-Software. Es werden zehn unterschiedliche Anregungsamplituden verwendet. Die Charakterisierung der Anregungsstärke erfolgt anhand der gemessenen Schalldruckpegel am Mikrofon *Mik1*. Dieses befindet sich bei  $x = 0$  und  $z = 0$  im Abstand von 0,08 m zum Zylinder. Es werden Schalldruckpegel zwischen 116,9 dB und 99,7 dB erzeugt. Die Ansteuerung der Lautsprecher erfolgt über zwei voneinander getrennte Kanäle, um unterschiedliche Phasenwinkel zwischen den Lautsprechersignalen realisieren zu können. Aufbauend auf den zuvor beschriebenen Erkenntnissen in der Literatur wird zur Anregung eine stehende Welle zwi-



**Abbildung 4.22:** Fotografie und schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur akustischen Anregung mittels Lautsprechern

schen den Lautsprechern erzeugt, in deren Druck-Minimum beziehungsweise Schallschnelle-Maximum sich der Zylinder befindet. Dies geschieht durch Überlagerung der beiden von den Lautsprechern ausgehenden und durch die an diesen reflektierten Schallwellen. Die Überlagerung der Schalldruckwellen kann unter der Annahme ebener Wellenausbreitung wie folgt beschrieben werden.

$$\tilde{p} = \tilde{p}_1 + \tilde{p}_2 \quad (4.8)$$

$$\tilde{p} = \hat{p}_1 \sin(\omega t + k(y - l_{\text{Lsp}}/2)) + \hat{p}_2 \sin(\omega t - k(y + l_{\text{Lsp}}/2) + \pi) \quad (4.9)$$

Die Schallwelle  $p_1$  breitet sich von Lautsprecher 1 bei  $y = 0,43 \text{ m}$  in negative  $y$ -Richtung aus, wohingegen  $p_2$  vom Ort  $y = -0,43 \text{ m}$  in positiver  $y$ -Richtung fortschreitet. Die Überlagerung der beiden Wellen führt zu einer stehenden Welle mit räumlich und zeitlich konstanten Maxima und Minima. Die Lage dieser Maxima und Minima wird durch den Phasenversatz der beiden Signale zueinander bestimmt. Bei einem Phasenversatz von  $\pi$  beziehungsweise  $180^\circ$  und einer Schallgeschwindigkeit  $c = 340 \text{ m/s}$  ergibt sich das gewünschte Druck-Minimum am Ort  $y = 0$ , an dem sich der Zylinder befindet. Des Weiteren ergeben sich zwei Druckmaxima, bei  $y = \pm 0,215 \text{ m}$ .

Damit die Reflexionen an den Lautsprechern auch zu einer stehenden Welle führen, muss das ganzzahlige Vielfache der halben Wellenlänge  $\lambda_{\text{Anr}}$  der Anregungsfrequenz gleich dem Abstand der Lautsprecher  $l_{\text{Lsp}}$  sein.

$$\frac{l_{\text{Lsp}}}{\lambda_{\text{Anr}}/2} = n \quad (4.10)$$

$$n = 1, 2, \dots$$

Dabei werden die Lautsprecher idealisiert als schallweiche Wand angenommen. Aus der Bedingung in Gleichung (4.10) kann mit Hilfe der Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Wellenlänge der Anregung  $\lambda_{\text{Anr}}$  mit  $n = 2$  die Frequenz der Anregung  $f_{\text{Anr}}$  abgeschätzt werden, für die sich ein Druck-Minimum bei  $y = 0$  ergibt.

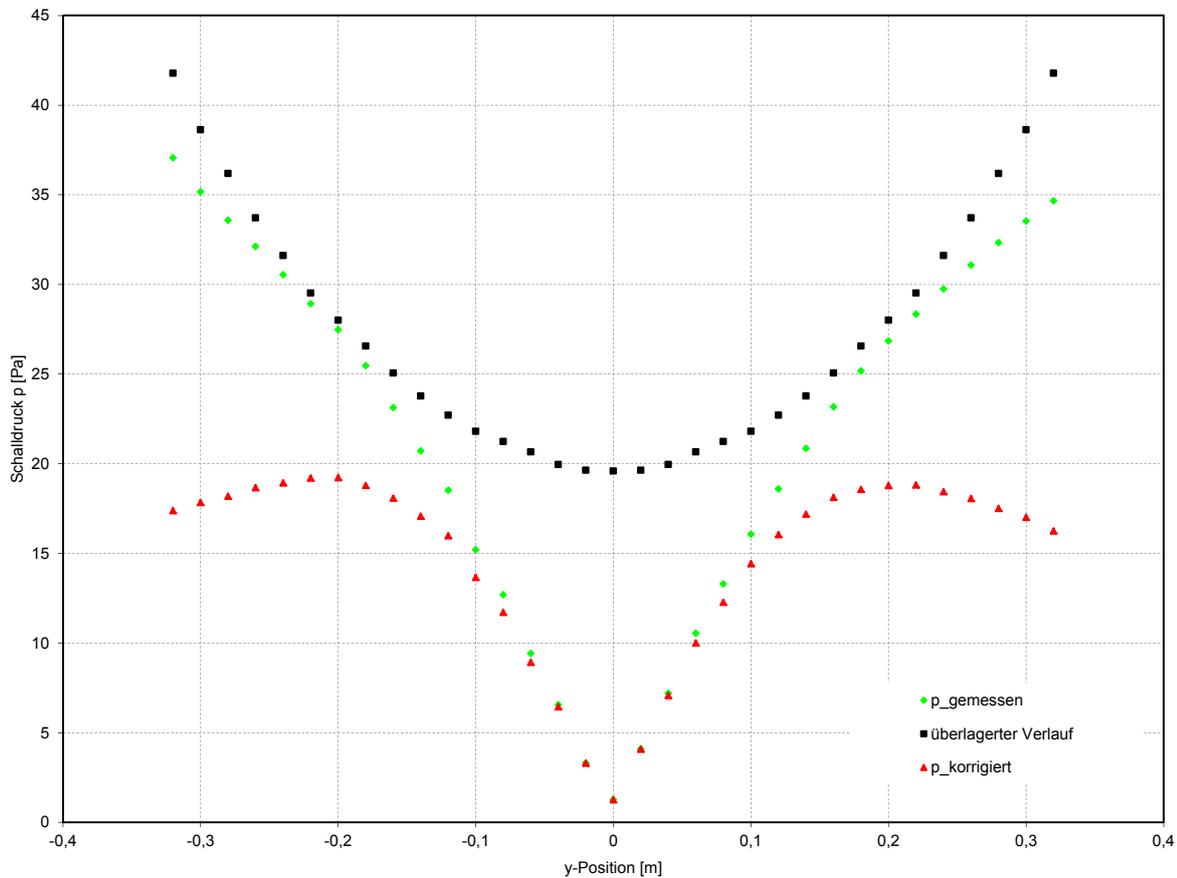
$$f_{\text{Anr}} = \frac{c}{\lambda_{\text{Anr}}} = \frac{340 \text{ m/s}}{0,86 \text{ m}} = 395,3 \text{ Hz} \quad (4.11)$$

Die exakte Anregungsfrequenz wird aus einem Experiment ermittelt. Dies hat den Vorteil, dass äußere Einflüsse wie z.B. eine leicht abweichende Schallgeschwindigkeit Berücksichtigung finden. Hierzu wird am Ort  $y = 0$  der Schalldruck gemessen und die Anregungsfrequenz variiert. Erfüllt die Anregungsfrequenz die Bedingung in Gleichung (4.10) wird der gemessene Schalldruckpegel minimal, da sich dann bei  $y = 0$  ein Druck-Minimum befindet. Für den beschriebenen Versuchsaufbau ergibt sich aus diesem Experiment eine Anregungsfrequenz von  $f_{\text{Anr}} = 392,5 \text{ Hz}$ .

Die Ausbildung der stehenden Welle wird durch Messung des Schalldrucks bei Variation der Mikrofonposition überprüft. Das Mikrofon *Mik3* befindet sich dafür oberhalb des Zylinders bei  $x = 0,05 \text{ m}$  und  $z = 0,125 \text{ m}$ . Die seitliche Positionierung wird zwischen  $y = -0,32 \text{ m}$  und  $y = 0,32 \text{ m}$  variiert. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 4.23 als  $p_{\text{gemessen}}$  dargestellt. Der Schalldruck zeigt wie erwartet bei  $y = 0$  ein deutliches Druck-Minimum. Jedoch ist anstatt zweier Druckmaxima im Bereich von  $y = \pm 0,215 \text{ m}$  ein stetiger Anstieg des Schalldrucks mit Annäherung zu den Lautsprechern zu erkennen. Der Grund für diesen Anstieg ist in der Ortsabhängigkeit der von den Lautsprechern erzeugten Schalldruckamplituden zu finden. Zur Verdeutlichung dieses Zusammenhangs wird nur einer der beiden Lautsprecher betrieben und der Ortsverlauf des Schalldrucks gemessen. Hierbei steigt der Schalldruck mit Annäherung des Mikrofons an den Lautsprecher, wie zu erwarten, immer weiter an. Zur Berücksichtigung der Charakteristik beider Lautsprecher, welche sich entsprechend spiegelverkehrt verhalten, werden die Schalldrücke der Lautsprecher addiert. Es ergibt sich die in Abbildung 4.23 als *überlagerter Verlauf* bezeichnete parabelförmige Kurve. Dieser Verlauf ist der eigentlichen, stehenden Welle überlagert. Aus diesem Grund werden die, bei Betrieb beider Lautsprecher gemessenen Schalldrücke auf den überlagerten Verlauf der Schalldruckamplituden bezogen und mit dem Wert des Schalldrucks bei  $y = 0$  skaliert

$$p_{\text{korrigiert}} = \frac{p}{p_1 + p_2} p(y = 0) . \quad (4.12)$$

Es ergibt sich im Wesentlichen der, mit der Bezeichnung  $p_{\text{korrigiert}}$  dargestellte, zu erwartende Verlauf für eine stehende Welle. Dieses Ergebnis zeigt, dass unter den gegebenen



**Abbildung 4.23:** Ausbildung der stehenden Welle zwischen den Lautsprechern. Aufgetragen sind die Schalldrücke bei der Anregungsfrequenz  $f_{\text{Anr}}$  von 392,5 Hz.

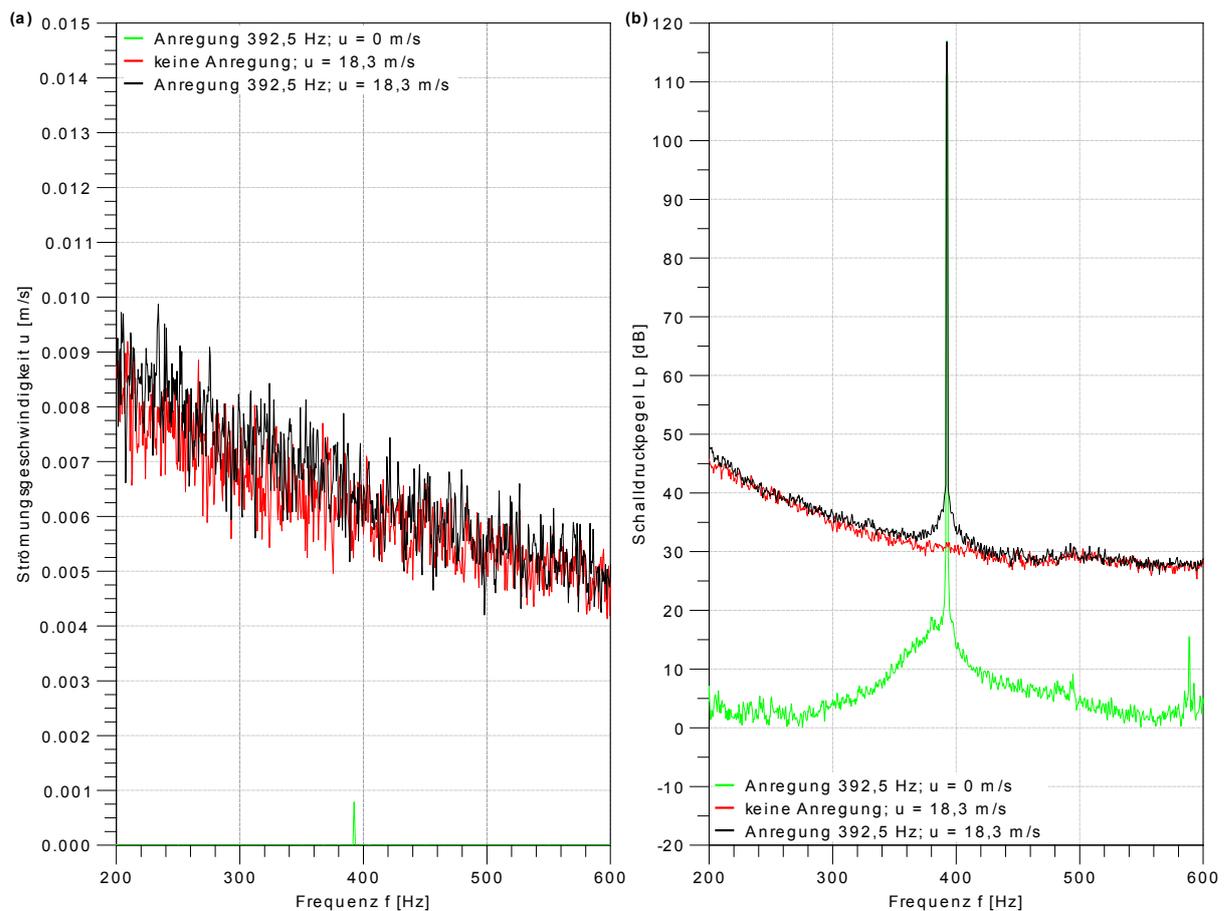
Randbedingungen des Versuchsaufbaus eine stehende Welle erzeugt wird, die mit ihrem Druck-Minimum am Ort des Zylinders für die Untersuchungen geeignet ist.

Die Auswirkungen der akustischen Anregung auf die Strömung werden mit Hilfe des Hitzdrahtsensors *CTA1* gemessen. Der Hitzdraht befindet sich im Bereich der Scherschicht zwischen ungestörter Strömung und Zylindernachlauf, an der Position  $x = 0,16$  m,  $y = -0,04$  m und  $z = 0$ .

#### 4.2.2 Beeinflussung des Hitzdrahtsensors durch Schallwellen

Zu den Auswirkungen von Schallwellen auf Hitzdrahtsonden sind von Davis [Dav78] Untersuchungen durchgeführt worden. Die Ergebnisse belegen, dass Hitzdrahtsonden, die zur Messung von Strömungsgeschwindigkeitsschwankungen konzipiert sind, auch auf Schallwellen reagieren können. Dies machen sich beispielsweise Herrig et. al. [HWLK06] bei der Messung von Hinterkantenlärm an Profilen zu Nutze. Dabei wird über die Korrelation

zweier Hitzdrahtsignale die Schallschnelle bestimmt. Zu Beginn der Untersuchungen der Auswirkungen einer akustischen Anregung auf die Zylinder/Platte-Konfiguration ist zu klären, in wieweit der Hitzdrahtsensor auf die Schallwellen der Anregung reagiert. Hierdurch wird sichergestellt, dass eine Veränderung des Hitzdrahtsignals eine tatsächliche Änderung der Strömungsgeschwindigkeitsschwankungen darstellt und nicht durch eine Reaktion auf die Schallwellen der Anregung verursacht wird. Hierzu wird der Hitzdraht dem Schallfeld ohne Strömung ausgesetzt und die Geschwindigkeitsschwankung gemessen. In Abbildung 4.24(b) ist die Anregung in Form des Schalldruckpegel-Spektrums am Mikrofon *Mik1* dargestellt. Die Anregungsamplitude beträgt 116,9 dB bei 392,5 Hz. In Abbildung 4.24(a) sind die mit dem Hitzdraht gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen aufgetragen. Am unteren Rand des Diagramms ist deutlich eine Überhöhung bei der Anregungsfrequenz zu erkennen. Es sind zusätzlich Ergebnisse von Messungen mit Strömung dargestellt, um die Reaktion des Hitzdrahtes auf die Anregung einordnen zu



**Abbildung 4.24:** Beeinflussbarkeit des Hitzdrahtsensors durch Schallwellen. Vergleich von (a) Geschwindigkeitsschwankungen am Hitzdraht und (b) Schalldruckpegeln am Mikrofon *Mik1* ohne Zylinder oder Platte.

können. Dabei befinden sich weder Zylinder noch Platte in der Strömung. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $18,3\text{ m/s}$  und Anregung mit  $116,9\text{ dB}$  treten deutlich höhere Geschwindigkeitsschwankungen auf. Diese liegen etwa eine Größenordnung über der Strömungsgeschwindigkeitsschwankung, welche der Hitzdraht ohne Strömung misst. In der Messung mit Strömung ist folglich keine Reaktion des Hitzdrahtes auf die Schallwellen mehr zu verzeichnen. Bei  $18,3\text{ m/s}$  Strömungsgeschwindigkeit zeigen die Ergebnisse des Hitzdrahtsensors keinen Unterschied zwischen der Messung mit Anregung und ohne Anregung. Für die weiteren Untersuchungen kann daher davon ausgegangen werden, dass mit dem Hitzdraht gemessene Geschwindigkeitsschwankungen ausschließlich auf die Strömung und nicht auf die Akustik zurückzuführen sind.

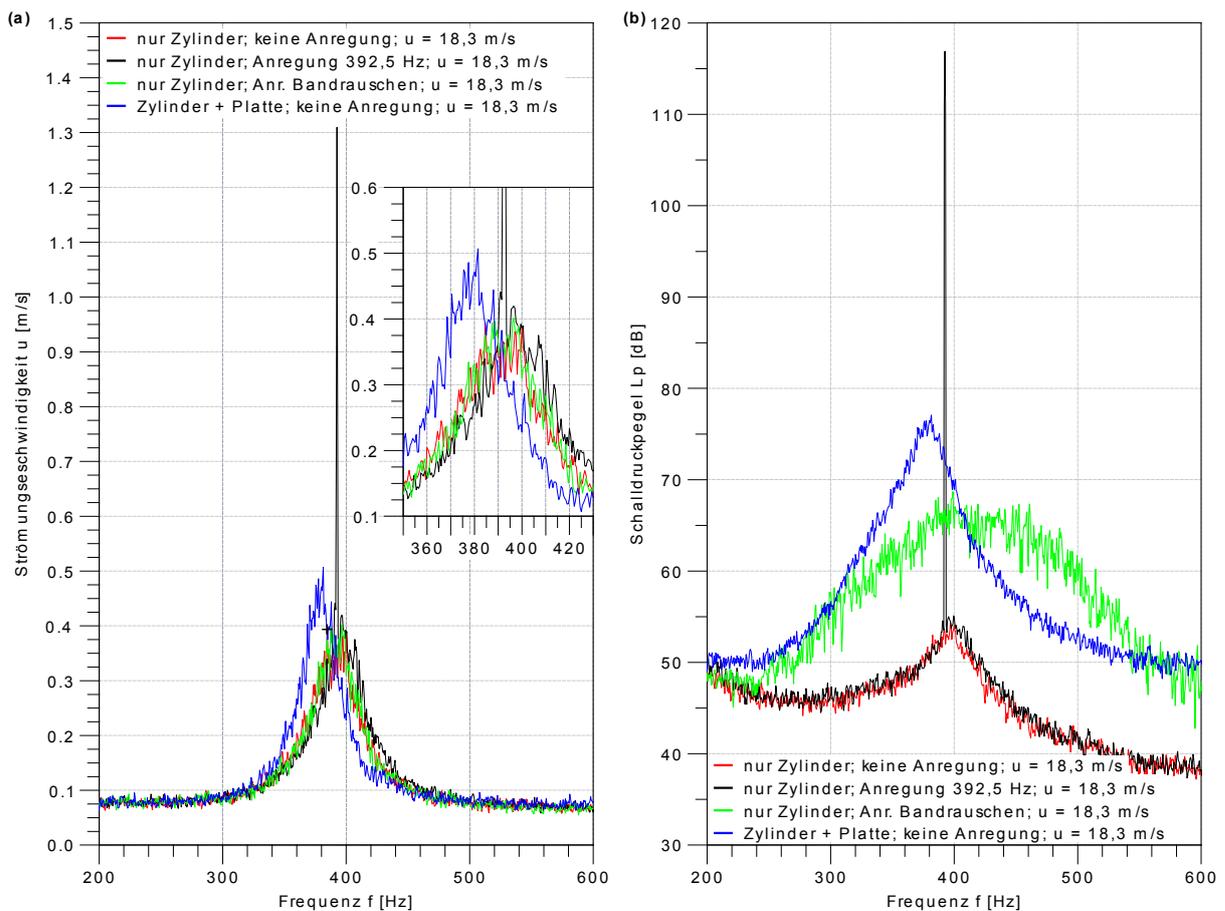
### 4.2.3 Änderungen der Strömungsgeschwindigkeitsschwankungen und des Schalldrucks durch akustische Anregung der Scherschicht

Die Auswirkungen einer akustischen Anregung werden zunächst für den angeströmten Zylinder ohne Platte untersucht. Bei der verwendeten Geschwindigkeit der Strömung von  $u = 18,3\text{ m/s}$  ergibt sich für die Messung am Zylinder ohne Platte eine Wirbelablösefrequenz, die mit der Frequenz der akustischen Anregung übereinstimmt. Die Messungen werden mit und ohne Anregung durchgeführt. In Abbildung 4.25(b) sind die Messergebnisse für den Schalldruckpegel am Mikrofon *Mik1* aufgetragen. Die Anregung erfolgt bei  $392,5\text{ Hz}$  und einem Schalldruckpegel von  $116,9\text{ dB}$ . Die Messungen mit sowie ohne Anregung unterscheiden sich, wie zu erwarten durch eine Spitze im Schalldruckpegel bei der Anregungsfrequenz  $f_{\text{Anr}} = 392,5\text{ Hz}$ . Des Weiteren nimmt im Frequenzbereich zwischen der Anregungsfrequenz und etwa  $460\text{ Hz}$  der Schalldruckpegel leicht zu. Zusätzlich ist das Ergebnis für die Zylinder/Platte-Konfiguration ohne Anregung aufgetragen. Der Vergleich mit der Messung des einzelnen Zylinders ohne Anregung zeigt deutlich die Verstärkung der Schalldruckpegel und die in Abschnitt 1.2 angesprochene Verschiebung der Wirbelablösefrequenz durch das Hinzufügen der Platte. In der Abbildung 4.25(a) sind die zugehörigen Geschwindigkeitsschwankungen dargestellt. Die Messungen mit und ohne Anregung unterscheiden sich voneinander. Bei der Anregungsfrequenz ist ein ausgeprägter schmalbandiger Anstieg zu erkennen. Des Weiteren kommt es zu einer Verschiebung der Überhöhung im Bereich der Wirbelablösefrequenz, in Richtung höherer Frequenzen. Die akustische Anregung induziert somit eine Veränderung der Geschwindigkeitsschwankungen in der Scherschicht. Die Ergebnisse der Zylinder/Platte-Konfiguration zeigen jedoch

im Vergleich, dass die Veränderungen im Schalldruckpegel und den Geschwindigkeitsschwankungen sehr viel kleiner sind, als im Fall der Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration.

Das Schalldruck-Spektrum der Zylinder/Platte-Konfiguration besitzt verglichen mit der schmalbandigen Anregung bei 392,5 Hz einen breitbandigen Charakter. Daher ist für eine mögliche akustische Rückkopplung zwischen Zylinder und Platte eher von einer breitbandigen Anregung auszugehen. Aus diesem Grund wird für eine weitere Messung die schmalbandige Anregung durch ein Bandrauschen im Frequenzbereich 242,5 Hz bis 542,5 Hz ersetzt. In Abbildung 4.25(b) ist der breitbandige Charakter des Schalldruck-Spektrums der Anregung deutlich zu erkennen. Die Ergebnisse für die Geschwindigkeitsschwankungen in der Scherschicht zeigen für diese Anregungsart jedoch keine Veränderung, im Vergleich zu der Messung ohne Anregung.

Anhand der vorliegenden Ergebnisse kann davon ausgegangen werden, dass eine Beeinflussung des Schalldrucks und der Geschwindigkeitsschwankungen, unter den gegebenen



**Abbildung 4.25:** Messungen mit und ohne akustische Anregung. Vergleich von (a) Geschwindigkeitsschwankungen am Hitzdraht und (b) Schalldruckpegeln am Mikrophon *Mik1*.

Randbedingungen der Anströmung, nur durch die schmalbandige Anregung möglich ist. Im Folgenden wird daher untersucht, welchen Einfluss die Anregungsstärke und das Verhältnis von Anregungsfrequenz zu Wirbelablösefrequenz auf die Beeinflussbarkeit besitzen. Die Anregungsstärke wird in zehn Stufen zwischen 116,9 dB und 99,7 dB variiert. Die Größe der Veränderung zwischen einer Messung mit und ohne Anregung wird durch die Geschwindigkeitsabweichung  $\Delta u'_{\text{gesamt}}$  beschrieben. Diese errechnet sich aus den Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen mit Anregung  $u'_{\text{mit Anregung}}$  und denen ohne Anregung  $u'_{\text{ohne Anregung}}$  wie folgt,

$$\Delta u'_{\text{gesamt}} = \sum_{i=1}^N \sqrt{\left(u'_{\text{mit Anregung}}(f_i) - u'_{\text{ohne Anregung}}(f_i)\right)^2} \quad (4.13)$$

mit

$$f_1 = f_{\text{Wirbelab}} - \Delta f$$

und

$$f_N = f_{\text{Wirbelab}} + \Delta f.$$

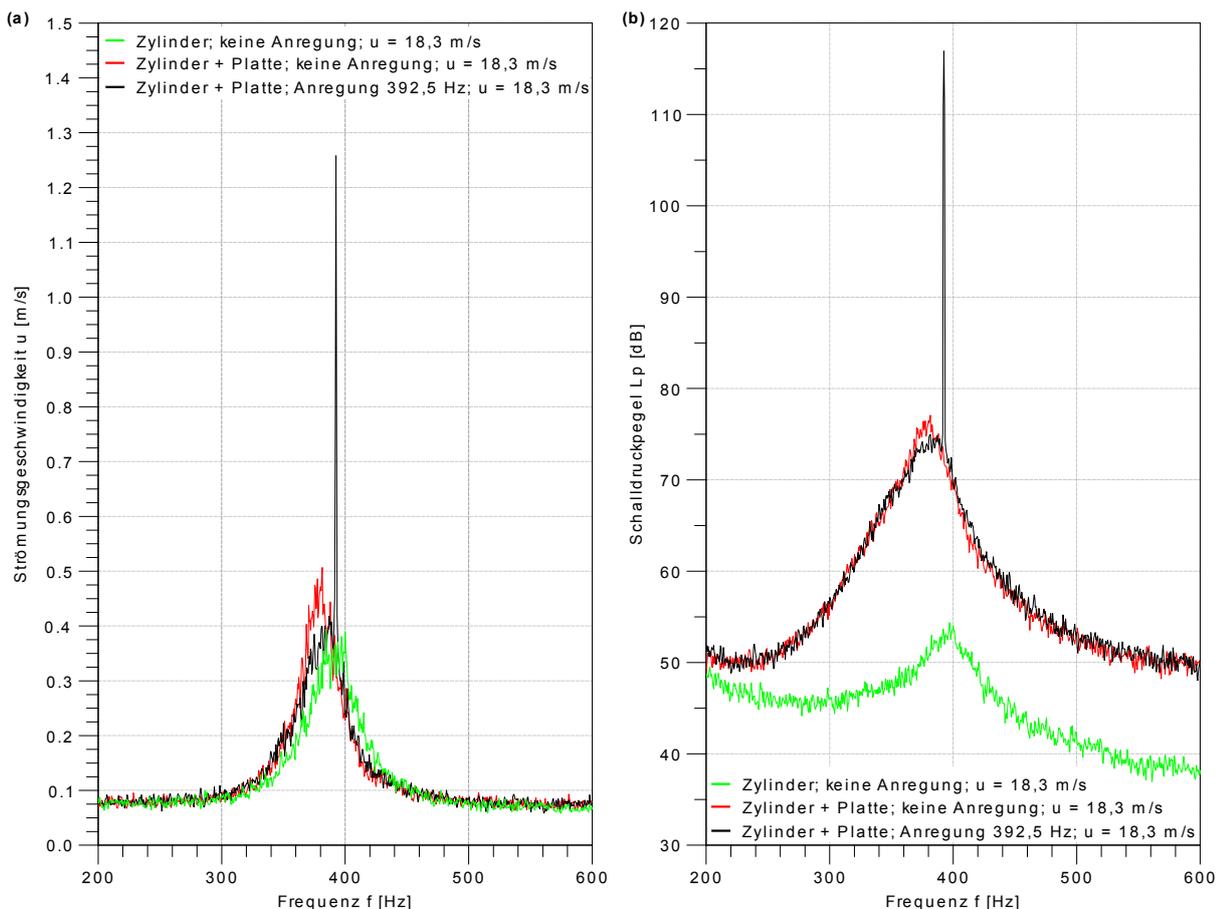
Die Berechnung erfolgt über  $N = 201$  Werte, wobei sich für  $\Delta f = 50$  Hz aufgrund der Frequenzauflösung von 0,5 Hz eine Frequenzbandbreite von 100 Hz zentriert um die Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}}$  ergibt. Die Frequenzbandbreite von 100 Hz entspricht der Breite der Überhöhung um die Wirbelablösefrequenz herum. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abbildung 4.26(a) für alle zehn Anregungsstärken dargestellt. Für die stärkste Anregung mit 116,9 dB ergibt sich die größte Veränderung des Geschwindigkeits-Spektrums. Mit verringerter Anregung nimmt auch die Veränderung im Geschwindigkeits-Spektrum stark ab. Unterhalb einer Anregung mit 105,5 dB nimmt die Geschwindigkeitsabweichung nicht weiter ab. Unterhalb eines Anregungsschalldruckpegels von 108,7 dB ist somit keine Beeinflussung der Strömung durch die akustische Anregung mehr festzustellen. Auf gleiche Weise werden die Auswirkungen eines veränderten Frequenzverhältnisses  $\Phi_f$  zwischen Wirbelablösefrequenz und Anregungsfrequenz  $f_{\text{Anr}}$  untersucht

$$\Phi_f = \frac{f_{\text{Wirbelab}}}{f_{\text{Anr}}}. \quad (4.14)$$

Wie zuvor beschrieben ergibt sich die Anregungsfrequenz aufgrund des Abstandes der Lautsprecher. Aus diesem Grund wird die Anregungsfrequenz konstant gehalten. Die Variation von  $\Phi_f$  erfolgt durch Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit. Hierzu werden, neben der zuvor bereits untersuchten Strömungsgeschwindigkeit von 18,3 m/s auch Messungen bei sechs weiteren Geschwindigkeiten durchgeführt. Die Anregung erfolgt dabei mit einem Schalldruckpegel von 116,9 dB. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsabweichung sind in Abbildung 4.26(b) über dem Frequenzverhältnis aufgetragen. Die größte Änderung



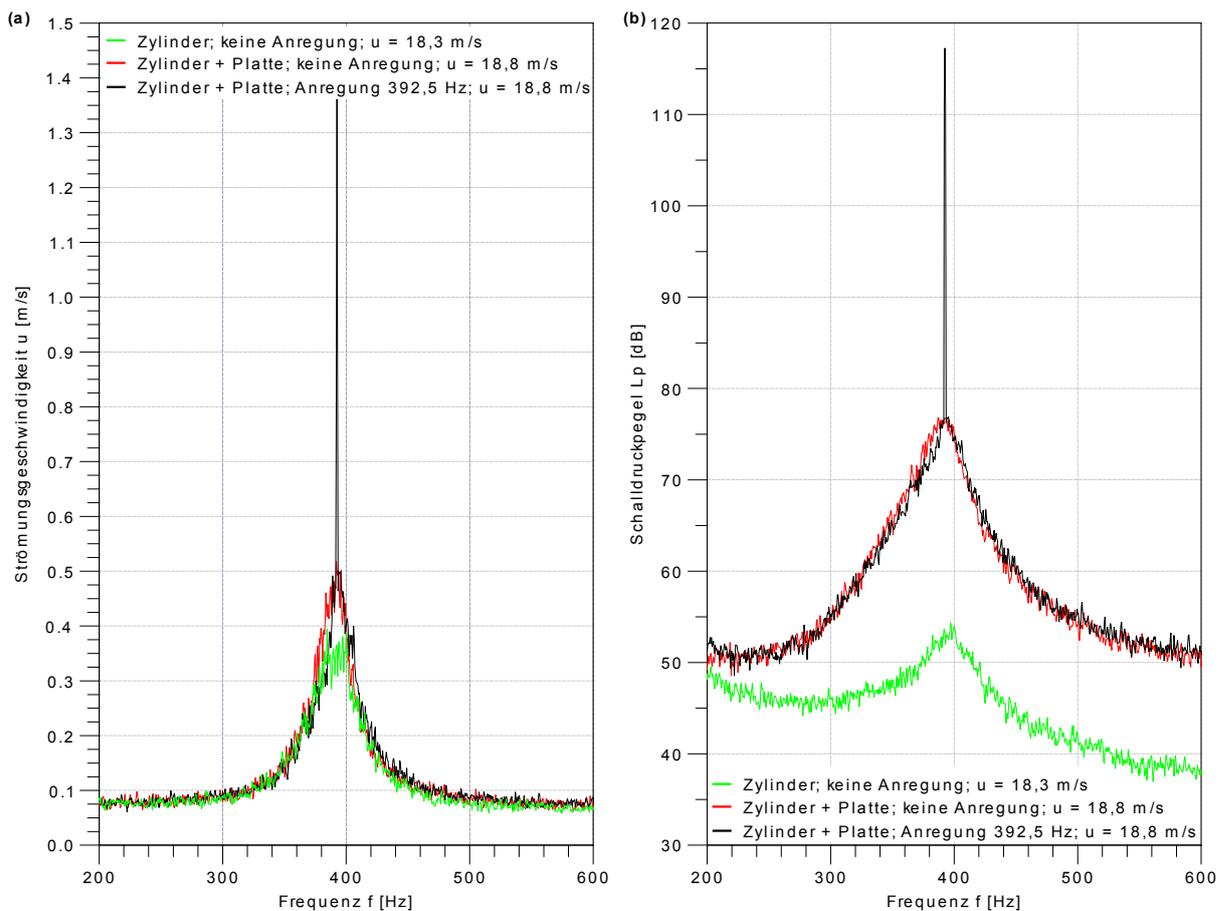
Die Position des Hitzdrahtes ist identisch zu den Messungen am einzelnen Zylinder, um die Vergleichbarkeit der Messungen zu gewährleisten. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.27 dargestellt. Zusätzlich sind die Messergebnisse für den einzelnen Zylinder ohne Anregung dargestellt. Der Vergleich der Geschwindigkeitsschwankungen für den einzelnen Zylinder und die Zylinder/Platte-Konfiguration zeigt die in Abschnitt 1.2 angesprochene Verschiebung der Wirbelablösefrequenz durch das Hinzufügen der Platte. Aus diesem Grund beträgt das Frequenzverhältnis zwischen Wirbelablösefrequenz und Anregungsfrequenz  $\Phi_f = 0,97$  trotz identischer Strömungsgeschwindigkeit von 18,3 m/s. Der Einfluss der akustischen Anregung auf die Geschwindigkeitsschwankungen ist vor allem bei der Anregungsfrequenz deutlich zu erkennen. Es bildet sich eine schmalbandige Überhöhung aus, deren Amplitude das Dreifache der Geschwindigkeitsschwankungen ohne Anregung beträgt. Des Weiteren kommt es im Bereich der Wirbelablösefrequenz zu einer Abnahme der Geschwindigkeitsschwankungen.



**Abbildung 4.27:** Messungen mit und ohne akustische Anregung der Zylinder/Platte-Konfiguration bei Frequenzverhältnis  $\Phi_f = 0,97$ . Vergleich von (a) Geschwindigkeitsschwankungen am Hitzdraht und (b) Schalldruckpegeln am Mikrophon *Mik1*.

Die Auswirkungen dieser Veränderungen der Strömung auf die gemessenen Schalldruckpegel sind anhand Abbildung 4.27(b) ersichtlich. Auch im Spektrum des Schalldruckpegels kommt es zu einer Abnahme der Amplituden im Bereich der Wirbelablösefrequenz. Die Veränderung ist jedoch verhältnismäßig klein, verglichen mit der Veränderung durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders. Hierbei wird der Schalldruckpegel um 20 dB verstärkt.

Die Messungen am einzelnen Zylinder haben gezeigt, dass das Verhältnis zwischen Anregungsfrequenz und Wirbelablösefrequenz die Beeinflussbarkeit der Strömung verändert. Aus diesem Grund werden auch für die Zylinder/Platte-Konfiguration Messungen mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 18,8 m/s durchgeführt. Die Frequenzverschiebung aufgrund des Hinzufügens der Platte wird somit ausgeglichen und es ergibt sich ein Frequenzverhältnis von  $\Phi_f = 1$ . Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.28 dargestellt. Bei der Anregungsfrequenz ist wiederum deutlich die Veränderung der Strömung durch



**Abbildung 4.28:** Messungen mit und ohne akustische Anregung der Zylinder/Platte-Konfiguration bei Frequenzverhältnis  $\Phi_f = 1$ . Vergleich von (a) Geschwindigkeitsschwankungen am Hitzdraht und (b) Schalldruckpegeln am Mikrofon *Mik1*.

die akustische Anregung zu erkennen. Die breitbandigeren Änderungen im Bereich der Wirbelablösefrequenz sind jedoch wesentlich geringer als bei der Messung mit einem Frequenzverhältnis von  $\Phi_f = 0,97$  (siehe Abbildung 4.27). Das Gleiche gilt für das Spektrum des Schalldruckpegels. Dies spiegelt das Verhalten der Messungen am einzelnen Zylinder wider. Die größte Veränderung ist auch hier mit einem Frequenzverhältnis von  $\Phi_f < 1$  zu erreichen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Scherschicht im Nachlauf des Zylinders durch eine akustische Anregung beeinflusst werden kann. Diese Beeinflussung wirkt sich auch auf die gemessenen Schalldruckpegel aus. Gleiches gilt für die akustische Anregung der umströmten Zylinder/Platte-Konfiguration. Die zu erzielenden Veränderungen sind jedoch verhältnismäßig gering, verglichen zu der Schalldruckverstärkung aufgrund der Positionierung der Platte im Nachlauf des Zylinders. Anhand dieser Ergebnisse wird deutlich, dass ein rein akustischer Feedback- oder Resonanzmechanismus, der auf Beeinflussung der Strömung durch Schallwellen beruht, keinen wesentlichen Einfluss auf die Verstärkung der Schalldruckpegel an der Zylinder/Platte-Konfiguration hat.

## 4.3 Schalldruckentstehung aufgrund von Oberflächenkräften

Nach Curle [Cur55] stehen die Druck- beziehungsweise Kraftschwankungen auf der Oberfläche eines umströmten Körpers in direktem Zusammenhang mit der Entstehung von Schalldruckschwankungen. Leclercq und Symes [LS02] [LS03] bestätigen diesen Zusammenhang anhand experimenteller Untersuchungen. Die Formulierung von Curle wird daher auf die Zylinder/Platte-Konfiguration angewendet, um Aufschluss darüber zu erhalten, in wie weit die aeroakustische Schallentstehung an der Zylinder/Platte-Konfiguration durch Kräfte an der Oberfläche der Platte beschrieben werden kann. Die sich aufgrund des Versuchsaufbaus ergebenden Randbedingungen erlauben die Verwendung einer von Curle wesentlich vereinfachten Form der Gleichung. In die vereinfachte Gleichung werden experimentell ermittelte Daten für die Druck- beziehungsweise Kraftschwankungen auf der Plattenoberfläche eingesetzt, um die Schallabstrahlung zu berechnen. Diese berechneten Schalldrücke werden mit gemessenen Schalldruckschwankungen verglichen. Auf Grundlage dieses Vergleichs kann eine Aussage zur Bedeutung der Oberflächenkräfte für die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration getroffen werden.

### 4.3.1 Modellvorstellung zur Schalldruckentstehung

Der Entstehung von Schalldruckschwankungen an der Zylinder/Platte-Konfiguration liegt folgende Modellvorstellung zu Grunde. Bei der Umströmung des Zylinders kommt es im Nachlauf zur Ausbildung sich periodisch ablösender Wirbelstrukturen. Diese abgelösten Wirbel werden in Strömungsrichtung transportiert und treffen auf die Plattenstruktur auf. Aufgrund der kinetischen Energie der Wirbel und dem Druckfeld, welches die Wirbel mit sich führen, entstehen Kräfte zwischen der Plattenoberfläche und der Luft. Die Periodizität dieses Vorgangs und die damit einhergehende Schwankung der Kräfte verursacht in der Luft eine Dichteschwankung, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet. Diese Modellvorstellung stützt sich auf die Arbeit von Curle [Cur55]. Er erweitert die von Lighthill eingeführte aeroakustische Analogie auf die Umströmung starrer Körper. Nach Curle kann die Schallabstrahlung eines starren und unbewegten Körpers in einer Strömung als Integralgleichung angegeben werden.

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij} \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}{c} \right)}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} d\mathbf{y} - \frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}{c} \right)}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} dS(\mathbf{y}) \quad (4.15)$$

Der erste Term auf der rechten Seite entspricht der Quadrupol-Formulierung von Lighthill für den Freistrahllärm. Durch den hinzugekommenen zweiten Term wird die Schallabstrahlung aufgrund des Körpers in der Strömung berücksichtigt. Curle zeigt, dass für kleine Mach-Zahlen der erste Term gegenüber dem zweiten vernachlässigt werden kann

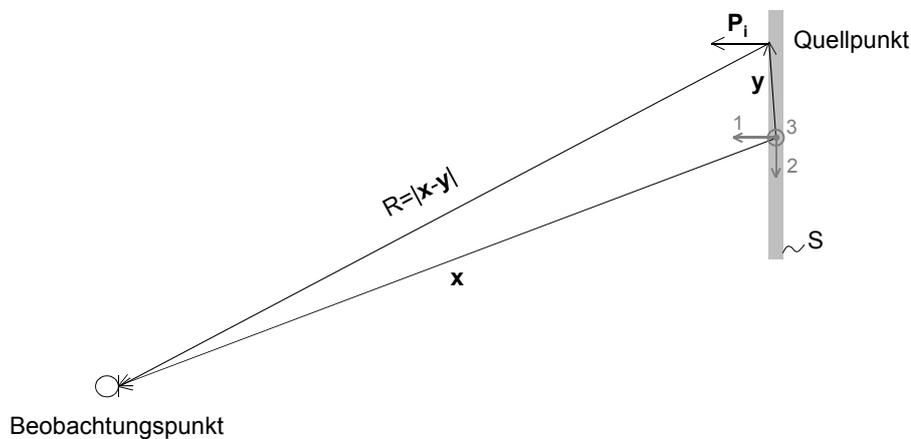
$$\tilde{\rho} = -\frac{1}{4\pi c^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dS(\mathbf{y}) . \quad (4.16)$$

In dieser Gleichung sind  $\tilde{\rho}$  die Dichteschwankung,  $t$  die Zeit und  $c$  die Schallausbreitungsgeschwindigkeit. Durch die Multiplikation der Vektorkomponenten des Einheitsvektors senkrecht zur Oberfläche  $S$  mit dem örtlichen Druck entsteht der Vektor  $P_i$ . Der Vektor  $\mathbf{y}$  beschreibt einen akustischen Quellpunkt auf der Oberfläche der Platte, wohingegen der Vektor  $\mathbf{x}$  den Beobachtungspunkt beschreibt (Abbildung 4.29). Diese Gleichung lässt sich weiter umformen und vereinfachen. Zunächst wird die Reihenfolge von Differentiation und Integration vertauscht und für die Differentiation die Kettenregel angewendet

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} = & -\frac{1}{4\pi c^2} \int_S \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \right\} P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right) \right\} \right] dS(\mathbf{y}) . \end{aligned} \quad (4.17)$$

Das Oberflächenintegral kann in die Summe zweier Einzelintegrale aufgespalten werden, um anschließend die Differentiation auszuführen. Dabei ist zu beachten, dass  $P_i$  über die retardierte Zeit

$$\tau(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) = t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} , \quad (4.18)$$



**Abbildung 4.29:** Veranschaulichung der in Gleichung (4.17) verwendeten Variablenbezeichnungen und der geometrischen Gegebenheiten

auch indirekt von dem Beobachtungspunkt abhängt. Die Zeit  $\tau$  ist die Quellzeit, zu der ein Signal am Quellpunkt  $\mathbf{y}$  ausgesandt werden muss, damit es zur Zeit  $t$  den Beobachtungspunkt  $\mathbf{x}$  erreicht

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} = & -\frac{1}{4\pi c^2} \int_S \frac{x_i - y_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|^3} P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right) dS(\mathbf{y}) \\ & - \frac{1}{4\pi c^2} \int_S \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \frac{\partial P_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial x_i} dS(\mathbf{y}) . \end{aligned} \quad (4.19)$$

An dieser Stelle lässt sich unter den gegebenen Randbedingungen der experimentellen Untersuchungen eine wesentliche Vereinfachung in Form einer Näherung durchführen. Der Abstand zwischen Quellpunkt und Beobachtungspunkt taucht in Gleichung (4.19) zweimal in jedem Integral auf. Zum einen in der retardierten Zeit und zum anderen als Faktor. Die Faktoren beschreiben die Abschwächung des Signals mit der Entfernung von Quellpunkt. Ist der Abstand zwischen Quellpunkt und Beobachtungspunkt groß gegenüber der größten Abmessung  $D$  des Quellgebiets beziehungsweise der Platte, kann die unterschiedliche Abschwächung aufgrund verschieden langer Wege zum Beobachtungspunkt vernachlässigt werden. Der Abstand des Mikrofons beträgt 1000 mm und ist wesentlich größer als die Länge der Platte mit 120 mm. Unter der Bedingung

$$|\mathbf{x} - \mathbf{y}| \gg D \quad (4.20)$$

gilt für den Abstand  $R$  demnach

$$R \approx |\mathbf{x} - \mathbf{y}| \approx |\mathbf{x}| . \quad (4.21)$$

Für den Faktor im ersten Integral ergibt sich somit eine Abschwächung mit  $1/R^2$ . Dieses Integral kann daher für große Abstände vernachlässigt werden. Der Faktor im zweiten Integral skaliert mit  $1/R$  und kann, da er nicht mehr vom Quellort abhängt, vor das Integral gezogen werden

$$\tilde{\rho} = -\frac{1}{4\pi c^2} \frac{1}{R} \int_S \frac{\partial P_i(\mathbf{y}, \tau)}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial x_i} dS(\mathbf{y}) . \quad (4.22)$$

Für die Ableitung der retardierten Zeit  $\tau$  nach dem Beobachtungsort ergibt sich

$$\frac{\partial \tau}{\partial x_i} = -\frac{1}{c} \frac{x_i - y_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} = -\frac{1}{c} \frac{x_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} + \frac{1}{c} \frac{y_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} . \quad (4.23)$$

Mit der Näherung aus Gleichung (4.21) folgt

$$\frac{x_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \approx \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} . \quad (4.24)$$

Dieser Ausdruck skaliert nicht mit  $R$  und hängt nur von der Beobachtungsrichtung ab. Für den zweiten Term gilt hingegen

$$\frac{y_i}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \approx \frac{y_i}{|\mathbf{x}|} . \quad (4.25)$$

Es ergibt sich demzufolge eine Abhängigkeit von  $1/R$ , wodurch der Term in Gleichung (4.25) für große Abstände  $R$  gegenüber dem in Gleichung (4.24) vernachlässigt werden kann. Es folgt somit für die Ableitung der retardierten Zeit nach dem Beobachtungsort

$$\frac{\partial \tau}{\partial x_i} \approx -\frac{1}{c} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} . \quad (4.26)$$

Da dieser Ausdruck nun ebenfalls nicht mehr von der Integrationsvariablen  $\mathbf{y}$  abhängt, kann er vor das Integral gezogen werden

$$\tilde{\rho} \approx \frac{1}{4\pi c^3} \frac{1}{R} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} \int_S \frac{\partial}{\partial \tau} P_i(\mathbf{y}, \tau) dS(\mathbf{y}) . \quad (4.27)$$

Für die partielle Ableitung nach der retardierten Zeit gilt

$$\partial \tau = \frac{\partial \tau}{\partial t} \partial t \quad (4.28)$$

mit

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial \left( t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right)}{\partial t} = 1 \quad (4.29)$$

folgt

$$\partial \tau = \partial t . \quad (4.30)$$

Unter Verwendung der Beziehung in Gleichung (4.30) und vertauschen der Abfolge von Differentiation und Integration ergibt sich für die Dichteschwankung

$$\tilde{\rho} \approx \frac{1}{4\pi c^3} \frac{1}{R} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} \frac{\partial}{\partial t} \int_S P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c} \right) dS(\mathbf{y}) . \quad (4.31)$$

Der Vektor  $P_i$  im Oberflächenintegral ist zusätzlich zu der Abhängigkeit vom Quellpunkt  $\mathbf{y}$  auch von der retardierten Zeit  $\tau$  abhängig. Signale, die an unterschiedlichen Orten auf der Platte zum gleichen Zeitpunkt ausgesandt werden, haben aufgrund unterschiedlich langer Wege am Beobachtungspunkt einen Zeit- und somit Phasenversatz. Dieser Phasenversatz ist abhängig von der Wellenlänge des abgestrahlten Schalls und dem Abstand zwischen den Quellpunkten und dementsprechend der größten Abmessung der Platte. Ist die größte Abmessung  $D$  des Quellgebiets beziehungsweise des Körpers klein im Vergleich zur Wellenlänge  $\lambda$  des abgestrahlten Schalls,

$$D \ll \lambda \quad (4.32)$$

kann dieser Phasenversatz vernachlässigt werden. Bei der in den Untersuchungen maximal betrachteten Frequenz von 2000 Hz ergibt sich mit etwa 170 mm eine Wellenlänge die größer ist als die Länge der Platte von 120 mm. Des Weiteren wird auch davon ausgegangen, dass der tatsächliche Quellbereich kleiner ist als die Gesamtlänge der Platte. Für die Dichteschwankung  $\tilde{\rho}$  gilt dann

$$\tilde{\rho} \approx \frac{1}{4\pi c^3} \frac{1}{R} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} \frac{\partial}{\partial t} \int_S P_i \left( \mathbf{y}, t - \frac{R}{c} \right) dS(\mathbf{y}) . \quad (4.33)$$

Die retardierte Zeit ist nicht mehr abhängig von dem Quellpunkt. Der Vektor  $P_i$  und der darin enthaltene Druck kann somit über der Plattenoberfläche integriert werden. Aus physikalischer Sicht ergibt sich eine Kraft  $\tilde{F}_i$ , welche die Summe aller Kräfte zwischen Oberfläche und Fluid darstellt

$$\tilde{\rho} \approx \frac{1}{4\pi c^3} \frac{1}{R} \frac{x_i}{|\mathbf{x}|} \frac{\partial \tilde{F}_i \left( t - \frac{R}{c} \right)}{\partial t} . \quad (4.34)$$

Demnach kann die aeroakustische Schallentstehung an der Platte für kleine Mach-Zahlen und unter Berücksichtigung der Randbedingungen  $R \gg D$  und  $D \ll \lambda$  durch die zeitlichen Druck- beziehungsweise Kraftschwankungen auf der Oberfläche beschrieben werden. Die Bestimmung der Kraft  $\tilde{F}_i$  ist Ausgangspunkt für die weiteren experimentellen Untersuchungen.

### 4.3.2 Versuchsaufbau und Randbedingungen für die Messungen

Für den experimentellen Versuchsaufbau zur Berechnung der Schallabstrahlung aufgrund von Oberflächenkräften wird ein Zylinder mit einem Durchmesser von 3 mm in den Freistrahle eingebracht. Im Nachlauf des Zylinders wird in einem Abstand von 12 mm die Plattenstruktur positioniert. Die geometrischen Maße der Platte betragen 120 mm x 60 mm bei einer Dicke von  $t = 3$  mm. Die Platte ist aus Stahl gefertigt und hat mit Beschleunigungsaufnehmer eine Masse  $m_{\text{Platte}}$  von 168,5 g.

Der Schalldruck wird mittels eines 1/2" ICP-Messmikrofon MV 210 der Firma Microtech Gefell GmbH gemessen. Der Messpunkt befindet sich in einem Abstand von 1 m mittig zur Platte in Richtung der Normalen zu den beiden größten Plattenflächen.

Die Oberflächenkräfte werden indirekt durch Multiplikation der Plattenmasse mit der Beschleunigung der Platte berechnet. Hierfür sind jedoch ein spezieller Aufbau und Vereinfachungen nötig. Für die Schalldruckberechnung aus der Oberflächenkraft werden nur die beiden größten Plattenflächen berücksichtigt. Dies ist zulässig, da dort die größten Druck- beziehungsweise Kraftschwankungen zu erwarten sind. Des Weiteren ist aus Gleichung

(4.33) zu entnehmen, dass die Schallabstrahlung proportional zur Fläche ist, wodurch der Beitrag der vier wesentlich kleineren Oberflächensegmente der Platte vernachlässigt werden kann. Die Beschleunigung wird daher nur in einer Richtung, normal zu den größten Plattenflächen, gemessen. Für den Kraftvektor ergibt sich somit

$$\tilde{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} \tilde{F}_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.35)$$

Die Richtcharakteristik der Schallabstrahlung wird in Gleichung (4.34) durch den Faktor  $x_1/|\mathbf{x}|$  beschrieben. Aufgrund der Mikrofonposition und unter Beachtung von Gleichung (4.35) gilt

$$\frac{x_1}{|\mathbf{x}|} = \cos \alpha = 1. \quad (4.36)$$

Wobei  $\alpha$  den Winkel zwischen der Hauptrichtung der Schallabstrahlung und dem Vektor zum Messpunkt beschreibt. Mit dieser Anpassung und unter Verwendung der Beziehung von Druckschwankung und Dichteschwankung für eine ebene Welle

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{p}}{c^2} \quad (4.37)$$

kann Gleichung (4.34) wie folgt geschrieben werden

$$\tilde{p} \approx \frac{1}{4\pi c} \frac{1}{R} \frac{\partial \tilde{F}_1 \left( t - \frac{R}{c} \right)}{\partial t}. \quad (4.38)$$

Die späteren Berechnungen und Auswertungen werden im Frequenzbereich erfolgen. Daher ist es zweckmäßig die Kraft  $\tilde{F}_1$  als periodische Funktion in komplexer Darstellung zu beschreiben

$$\tilde{F}_1 = \Re \left( \hat{F}_1 e^{j\omega \left( t - \frac{R}{c} \right)} \right). \quad (4.39)$$

Entsprechend Gleichung (4.38) muss die Kraft  $\tilde{F}_1$  nach der Zeit differenziert werden. Es ergibt sich

$$\frac{\partial \tilde{F}_1}{\partial t} = -\omega \hat{F}_1 \sin \left( \omega t - \omega \frac{R}{c} \right) \quad (4.40)$$

mit  $\hat{F}_1$  als Amplitude der Kraftschwankung. Nach Ausführung der zeitlichen Differentiation der Kraft ergibt sich somit für den Schalldruck

$$\tilde{p} \approx -\frac{\omega}{4\pi c} \frac{1}{R} \hat{F}_1 \sin \left( \omega t - \omega \frac{R}{c} \right). \quad (4.41)$$

Wie zuvor bereits angesprochen, wird die Kraft  $\hat{F}_1$  beziehungsweise ihr Effektivwert  $F_1$  durch Multiplikation der Plattenmasse mit dem Effektivwert der gemessenen Beschleunigung der Platte berechnet

$$F_1 = m_{\text{Platte}} a_1(f). \quad (4.42)$$

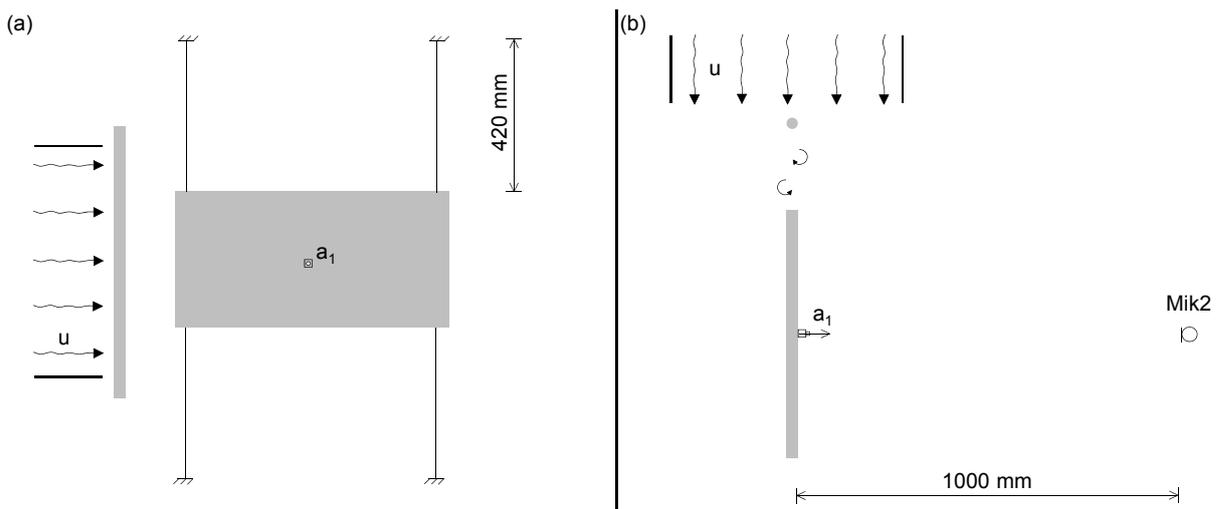
Die Messdaten der Beschleunigung werden in Form von Autoleistungsspektren verwendet. Diese enthalten definitionsgemäß weder Nullphasenwinkel  $\omega \frac{R}{c}$  noch Zeitabhängigkeiten  $\omega t$ . Zum Vergleich mit den hieraus berechneten Schalldrücken werden auch die gemessenen Schalldrücke in Form von Autoleistungsspektren verwendet. Es ergeben sich daher keine Einschränkungen für den Vergleich von Berechnung und Messung. Wird dies in Gleichung (4.41) berücksichtigt und die Kreisfrequenz  $\omega$  mit

$$\omega = 2\pi f \quad (4.43)$$

in die Frequenz  $f$  überführt, ergibt sich die endgültige Formel zur Berechnung der Schallabstrahlung auf Basis der Oberflächenkräfte für den gezeigten Versuchsaufbau

$$p \approx -\frac{2\pi f}{4\pi c} \frac{1}{R} m_{\text{Platte}} a_1(f) . \quad (4.44)$$

Für die korrekte Bestimmung der Kraft aus der Beschleunigung ist es erforderlich, dass die Platte in Messrichtung möglichst frei schwingen kann. Aus diesem Grund wird die Platte an vier gespannten Stahl-Saiten befestigt (siehe Abbildung 4.30). Der Durchmesser der Stahl-Saiten beträgt 0,23 mm. Durch den, im Vergleich zu den Abmessungen des restlichen Aufbaus, äußerst kleinen Durchmesser werden die Messergebnisse im interessierenden Frequenzbereich nicht durch die Befestigung der Platte beeinflusst. Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Berechnung der Schallabstrahlung aufgrund von Oberflächenkräften nach Curle ist die Einschränkung auf starre und unbewegte Körper. Im Idealfall dürfte die Platte daher keinerlei Bewegungen ausführen. Ohne eine Bewegung ist jedoch keine



**Abbildung 4.30:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Oberflächenkräfte aus der Plattenbeschleunigung. In Ausschnitt (a) ist die Seitenansicht abgebildet und in Ausschnitt (b) die Draufsicht.

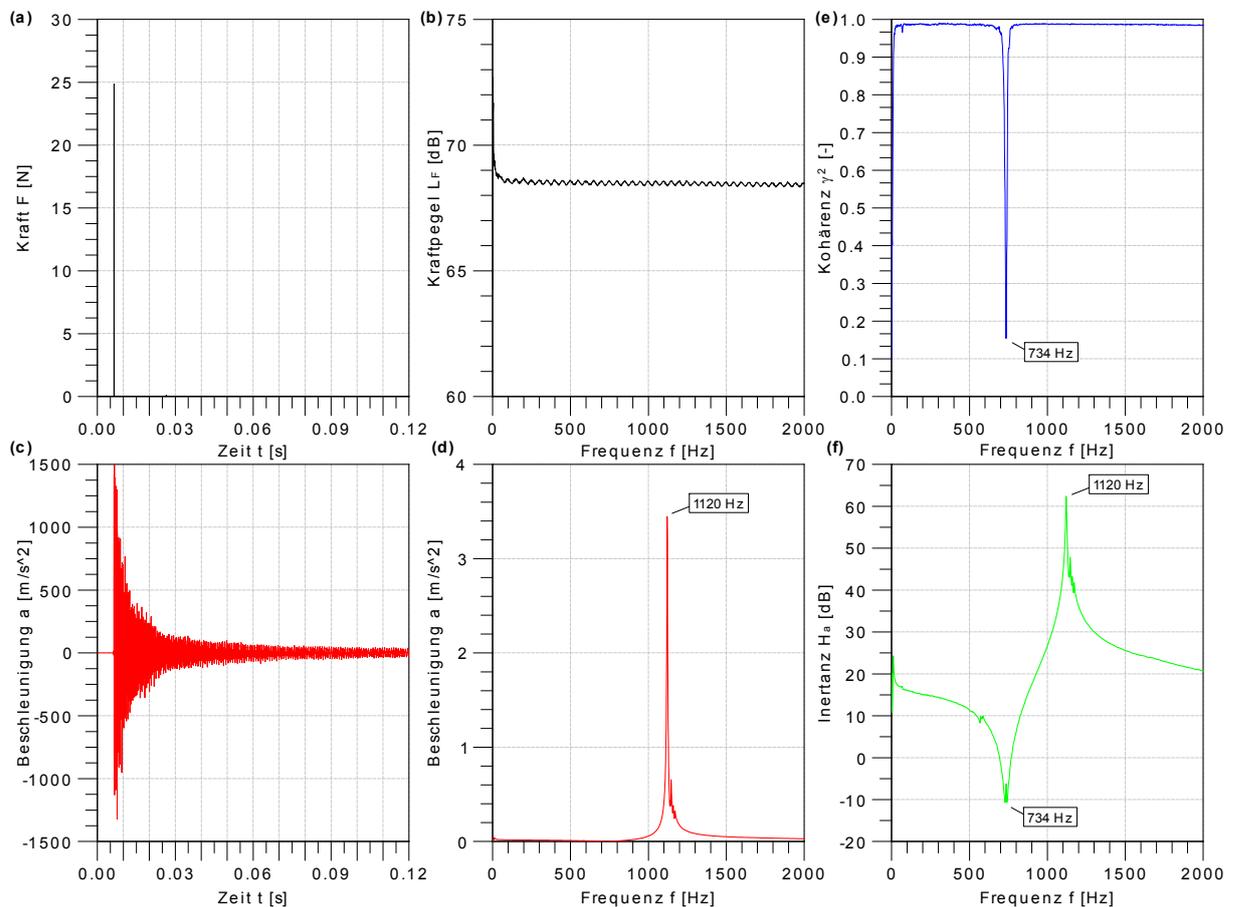
Beschleunigungsmessung möglich. Daher ist die Bewegung der Platte durch die Spannung der Saiten soweit eingeschränkt, dass der Einfluss auf die Schallabstrahlung vermutlich eher gering ist. Folglich hat für diesen Fall eine Änderung der Saitenspannung zwar eine Änderung der gemessenen Beschleunigung zur Folge, die Veränderung im berechneten Schalldruckpegel ist jedoch relativ klein und kann vernachlässigt werden. Zur Messung der Beschleunigung wird mittig auf der Platte und möglichst nahe zu ihrem Schwerpunkt ein Beschleunigungsaufnehmer angebracht. Die Messung der Beschleunigung im Schwerpunkt hat den Vorteil, dass eine Einpunkt-Messung ausreicht. Die Platte fungiert hierbei als Integrator. Die Summe sämtlicher auf der Oberfläche der Platte wirkender Kräfte verursacht die Beschleunigung des Schwerpunkts. Dies ist gleichbedeutend mit dem Integral über der Plattenoberfläche in Gleichung (4.33). Hierbei wird von einer ideal starren Platte ohne strukturdynamische Verformung ausgegangen. Die Starrkörperbewegung der realen Platte wird allerdings von der strukturdynamischen Verformung der Platte überlagert, was zu einem Fehler in der Schalldruckberechnung auf Grundlage der Beschleunigung führt. Aus diesem Grund ist es erforderlich, den Frequenzbereich zu kennen, in dem die gemessene Beschleunigung im Schwerpunkt der Platte nicht durch ihre Eigenfrequenzen dominiert wird. Hierzu wird im folgenden Abschnitt das strukturdynamische Verhalten der Plattenstruktur untersucht.

### 4.3.3 Erfassung des strukturdynamischen Verhaltens

Das strukturdynamische Verhalten der Plattenstruktur wird unter den gegebenen Randbedingungen des Versuchsaufbaus mit Hilfe einer Hammermessung identifiziert. Diese erfolgt im nicht angeströmten Zustand. Die Platte wird hierzu durch einen Schlag mit einem Impulshammer zum Schwingen angeregt. Der Anregungspunkt befindet sich mittig auf der Platte. Der Impulshammer misst dabei die Kraft der impulsförmigen Anregung. Zeitsynchron zur Anregung mit dem Impulshammer wird die Reaktion beziehungsweise Antwort der Struktur gemessen. Dies erfolgt durch einen Beschleunigungsaufnehmer, welcher analog zur Messung im angeströmten Zustand in der Mitte der Platte angebracht ist. Zur Beurteilung des strukturdynamischen Verhaltens der Platte wird die Inertanz, das Verhältnis von Beschleunigung zu Kraft, gebildet. An den Stellen der Eigenfrequenzen führt die Anregung zu einer stark überhöhten Antwort, wodurch sich für die Inertanz sehr große Werte ergeben. Zur Vergrößerung der statistischen Sicherheit der Messergebnisse wird das Ergebnis aus zehn Impulsanregungen gemittelt.

Die Ergebnisse der Hammermessung sind in Abbildung 4.31 dargestellt. Zur Beurteilung der Hammermessung ist nicht nur die Inertanz dargestellt, sondern auch das Kraft- sowie

das Beschleunigungssignal selbst. Die Abbildung 4.31(a) zeigt das Zeitsignal der Kraft, mit welcher die Struktur angeregt wird. Für eine fehlerfreie Hammermessung darf es nicht zu Doppel- beziehungsweise Prellschlägen kommen. Diese würden sich durch weitere Überhöhungen neben der eigentlichen Anregungsspitze im Kraftsignal darstellen. Die hier durchgeführte Anregung weist solche Doppelschläge nicht auf und es kann von einer fehlerfreien Anregung ausgegangen werden. Aus dem in Abbildung 4.31(b) dargestellten Spektrum der Kraft kann der Gültigkeitsbereich der Hammermessung festgelegt werden. Es ist ein gleichmäßiges Spektrum mit einem leichten Abfall der Kraft für steigende Frequenzen zu sehen. Für die Gültigkeit von Hammermessungen zur Bestimmung von Übertragungsfunktionen ist ein gleichmäßiges Anregungs-Spektrum eine notwendige Bedingung. Aus Erfahrungswerten heraus lässt sich als Grenze für den Abfall der Kraft mit steigender Frequenz ein



**Abbildung 4.31:** Ergebnisse der Hammermessung zur Bestimmung des strukturellen Verhaltens, der an Stahl-Saiten befestigten Platte. (a) Zeitsignal der Anregungskraft, (b) Spektrum der Anregungskraft, (c) Zeitsignal der Antwortbeschleunigung, (d) Spektrum der Antwortbeschleunigung, (e) Kohärenz von Kraft und Beschleunigung, (f) Inertanz von Kraft und Beschleunigung.

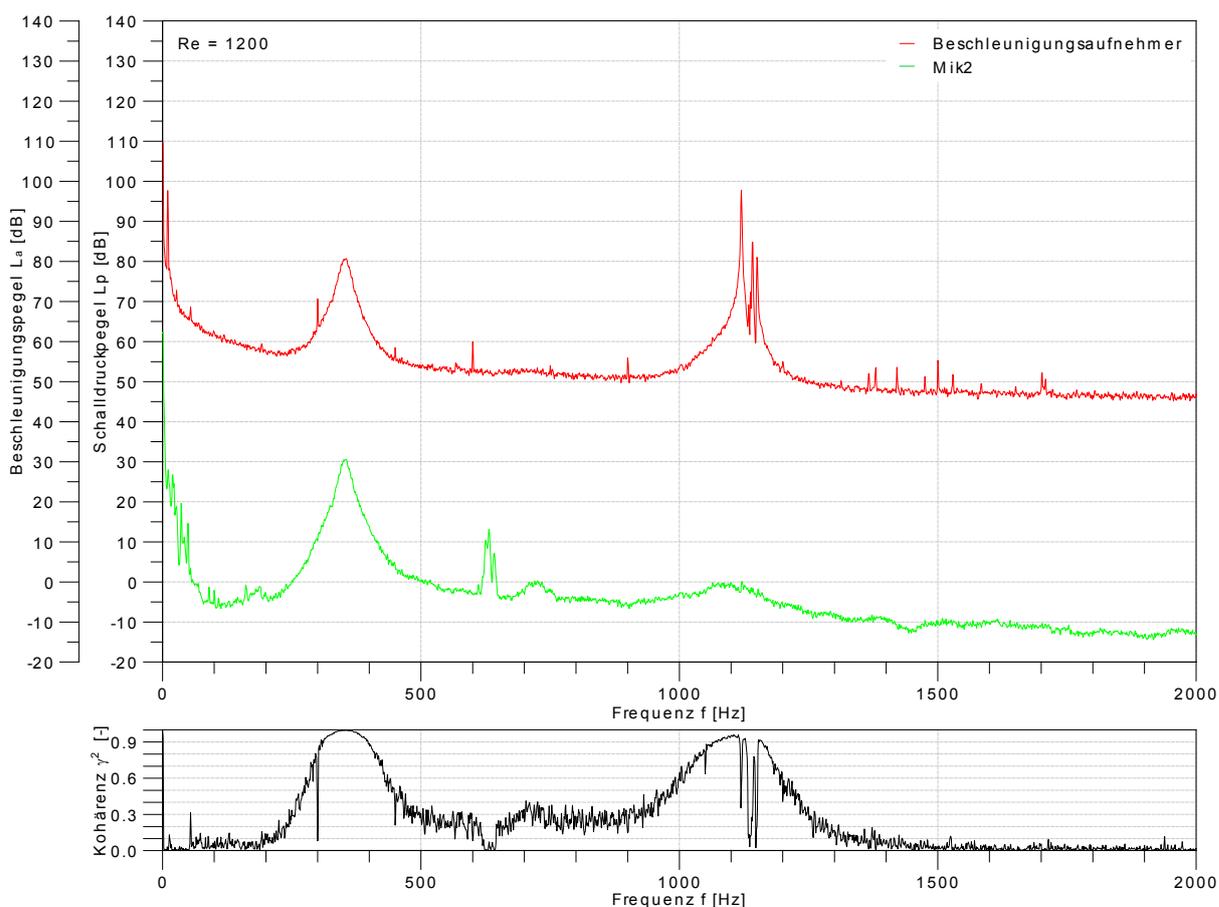
Wert von 3 dB angeben. Für die dargestellten Ergebnisse bedeutet dies, dass die Anregung im gesamten, interessierenden Frequenzbereich bis 2000 Hz gültige Ergebnisse liefert. In Abbildung 4.31(c) ist das Zeitsignal der Beschleunigung dargestellt. Hierin zu sehen ist das Abklingen der Beschleunigung nach erfolgter Anregung. Für die weitere Signalanalyse ist es wichtig, dass das Signal im dargestellten Zeitblock abklingt. Andernfalls käme es zu Abbrechfehlern und die Berechnung des Beschleunigungs-Spektrums wäre fehlerhaft. Da ein vollständiges Abklingen jedoch nur bedingt möglich ist, wird das Signal mit Hilfe einer exponentiellen Fensterfunktion zum Ende des Zeitblocks auf null geführt. Dies ist in den hier gezeigten Rohdaten jedoch nicht ersichtlich. Das Spektrum der Beschleunigung ist in Abbildung 4.31(d) gezeigt. Deutlich zu erkennen ist eine Überhöhung bei 1120 Hz. Diese deutet auf das Vorhandensein einer Eigenfrequenz hin. Bei genauer Betrachtung sind zwei weitere Überhöhungen bei leicht höheren Frequenzen zu erkennen. Diese sind jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt. Für eine endgültige Aussage zur Güte der Hammermessung ist in Abbildung 4.31(e) die Kohärenz zwischen dem Kraftsignal und dem Beschleunigungssignal dargestellt. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen über dem betrachteten Frequenzbereich, bis auf die Tilgerstelle bei 734 Hz, ausschließlich Kohärenzen über 0,95, welche einen ausreichend starken Zusammenhang zwischen Anregung und Antwort widerspiegeln. In Abbildung 4.31(f) wird dieser Zusammenhang ausgedrückt, indem das Beschleunigungs-Spektrum auf das Kraft-Spektrum bezogen wird. Die hieraus resultierende Inertanz zeigt den zu erwartenden Verlauf. Sehr kleine Werte an der Tilgerstelle wechseln sich mit sehr großen Werten ab. Wie bereits erwähnt, zeigen diese Überhöhungen in der Übertragungsfunktion die Lage der Eigenfrequenzen im Spektrum an. Abschließend lässt sich feststellen, dass die Hammermessung gültige Ergebnisse liefert und zum anderen Eigenfrequenzen identifiziert werden können. Eine dominante Eigenfrequenz bei 1120 Hz sowie in direkter Nähe dazu zwei weitere Eigenfrequenzen. Nachdem die Lage der Eigenfrequenzen bekannt ist, schließt sich im folgenden Abschnitt die Messung der Plattenbeschleunigung und des Schalldrucks im angeströmten Zustand an.

#### **4.3.4 Messung von Plattenbeschleunigung und Schalldruck im angeströmten Zustand**

Die Messung der Plattenbeschleunigung und des Schalldrucks erfolgt an dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Versuchsaufbau. Für die spätere Auswertung der Ergebnisse werden die folgenden Untersuchungen bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten vorgenommen, um eine möglichst eindeutige Aussage zur Bedeutung der Oberflächenkräfte für die

Schallentstehung an der Zylinder/Platte-Konfiguration zu erhalten. Durch die Variation der Strömungsgeschwindigkeit ändert sich die Wirbelablösefrequenz und ein breiter Frequenzbereich kann untersucht werden. Des Weiteren liefern die Ergebnisse dadurch Aufschluss über den kaum vermeidbaren Einfluss der Eigenfrequenzen. Die Strömungsgeschwindigkeit der Anströmung wird zwischen 4 m/s und 30 m/s in Schritten von 2 m/s variiert. Exemplarisch sind im Folgenden die Auswertungen für drei verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten, 6 m/s, 16 m/s und 24 m/s dargestellt. In den Diagrammen ist dabei jeweils das Spektrum des Beschleunigungssignals sowie das des Schalldruckpegels aufgetragen. Zusätzlich wird die Kohärenz der beiden Spektren ausgewertet.

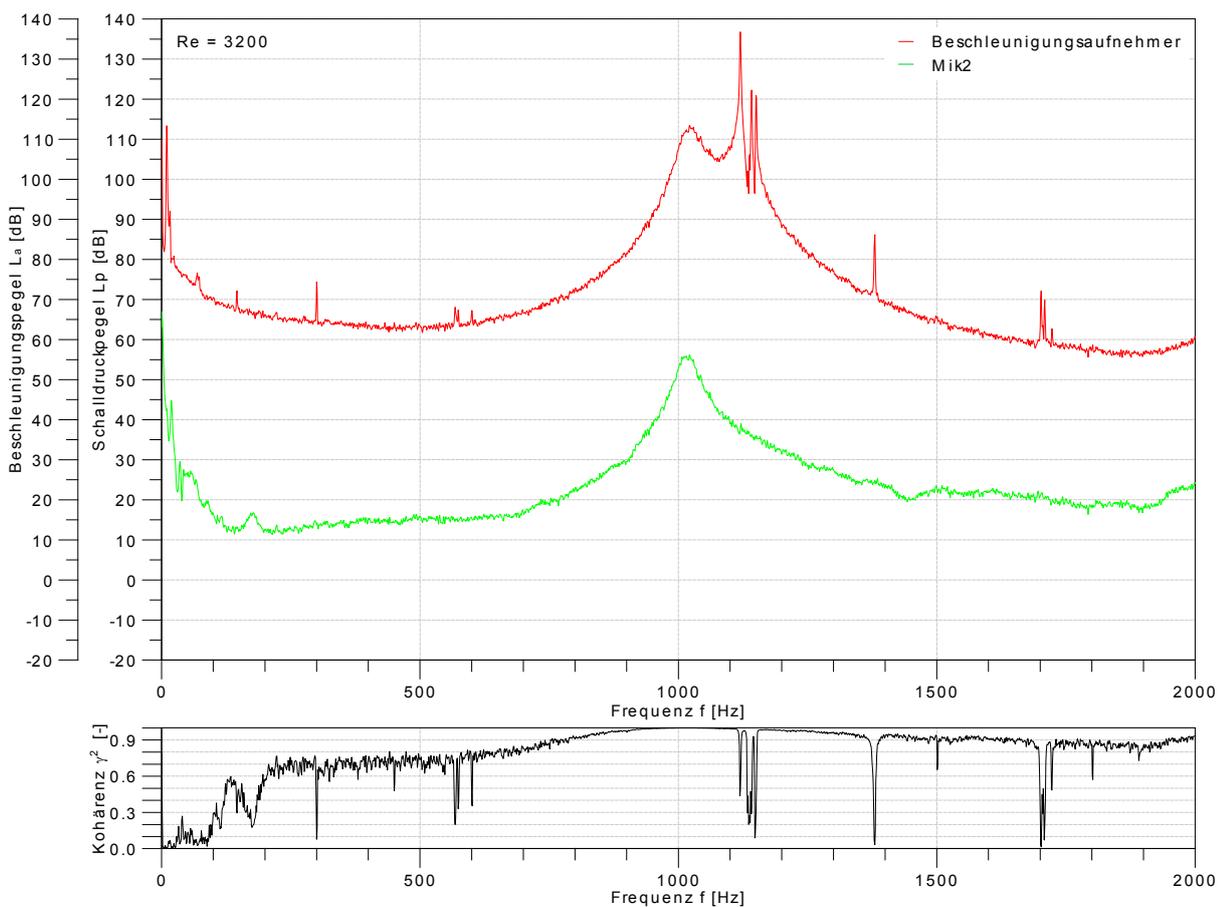
In Abbildung 4.32 ist das Ergebnis der Strömungsmessung mit 6 m/s dargestellt. Die Ergebnisse werden als Beschleunigungs- beziehungsweise Schalldruckpegel aufgetragen, um optische Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Zusätzlich sind die Achsen gleich skaliert, um eine leichtere Ablesbarkeit zu gewährleisten. Die linearen Einheiten der jeweiligen Messwerte sind verschieden, wodurch eine quantitative Vergleichbarkeit nicht möglich ist.



**Abbildung 4.32:** Spektren der Beschleunigungs- und Schalldruckpegel sowie die Kohärenz der beiden Signale bei  $u = 6$  m/s

Das Spektrum des Schalldruckpegels zeigt die typische Charakteristik des von der Zylinder/Platte-Konfiguration abgestrahlten Schalls. Entsprechend der Wirbelablösefrequenz bei 6 m/s Strömungsgeschwindigkeit ist im Bereich zwischen 200 Hz und 500 Hz eine deutliche Überhöhung mit einem Maximum bei 350 Hz zu erkennen. Des Weiteren sind bei der doppelten sowie dreifachen Wirbelablösefrequenz ebenfalls Erhöhungen im Schalldruckpegel sichtbar. Der Beschleunigungspegel zeigt gleichermaßen einen deutlichen Anstieg im Bereich um 350 Hz. Im Gegensatz zum Schalldruckpegel ist eine weitere Überhöhung bei 1120 Hz zu erkennen. Die Kohärenz der beiden Signale zeigt nur in den Frequenzbereichen von 250 Hz bis 450 Hz sowie 1100 Hz bis 1200 Hz eine deutlich über 0,5 liegende Kohärenz. Diese weist auf eine Abhängigkeit der beiden Signale im entsprechenden Frequenzbereich hin.

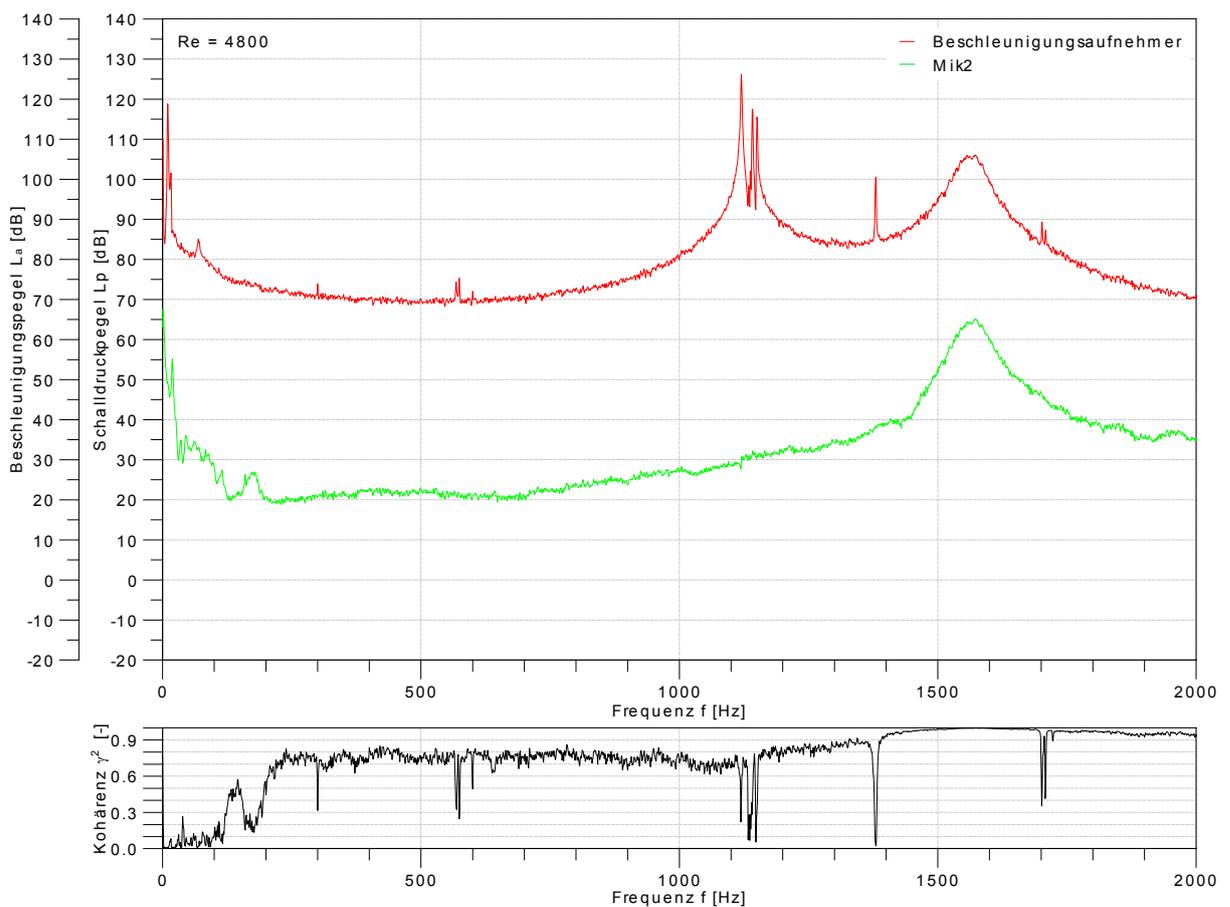
In Abbildung 4.33 ist das Ergebnis der Messung mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 16 m/s dargestellt. Die Vergrößerung der Strömungsgeschwindigkeit verursacht im Vergleich zu der Messung mit 6 m/s eine Anhebung der Wirbelablösefrequenz. Die Wir-



**Abbildung 4.33:** Spektren der Beschleunigungs- und Schalldruckpegel sowie die Kohärenz der beiden Signale bei  $u = 16$  m/s

belablösefrequenz befindet sich mit 1020 Hz in unmittelbarer Nähe zu der Eigenfrequenz der Platte mit 1120 Hz. Hierdurch kommt es zu einem erheblichen Anstieg der Strukturschwingungen in diesem Frequenzbereich. Dies äußert sich in einem überproportionalen Anstieg des Beschleunigungspegels. Im Schalldruckpegel ist die Wirbelablösefrequenz durch eine Überhöhung im Bereich um 1020 Hz zu erkennen. Des Weiteren ist bei der Kohärenz ein deutlicher Anstieg über den gesamten betrachteten Frequenzbereich festzustellen. Dies liegt vor allem am veränderten Signal-Rauschabstand bei den größeren Strömungsgeschwindigkeiten. Deutliche Einbrüche in der Kohärenz gibt es lediglich an den Eigenfrequenzen und bei kleineren Störungen, die durch kleine Überhöhungen im Spektrum sichtbar sind. Die Störungen haben auf die spätere Auswertung unter 4.3.5 keinen Einfluss, da sie auf einzelne Frequenzen beschränkt sind und somit den Gesamteindruck nicht beeinflussen.

In Abbildung 4.34 ist das Ergebnis der Strömungsmessung mit 24 m/s dargestellt. Der deutlichste Unterschied zwischen dem Diagramm aus Abbildung 4.34 und den Diagram-



**Abbildung 4.34:** Spektren der Beschleunigungs- und Schalldruckpegel sowie die Kohärenz der beiden Signale bei  $u = 24$  m/s

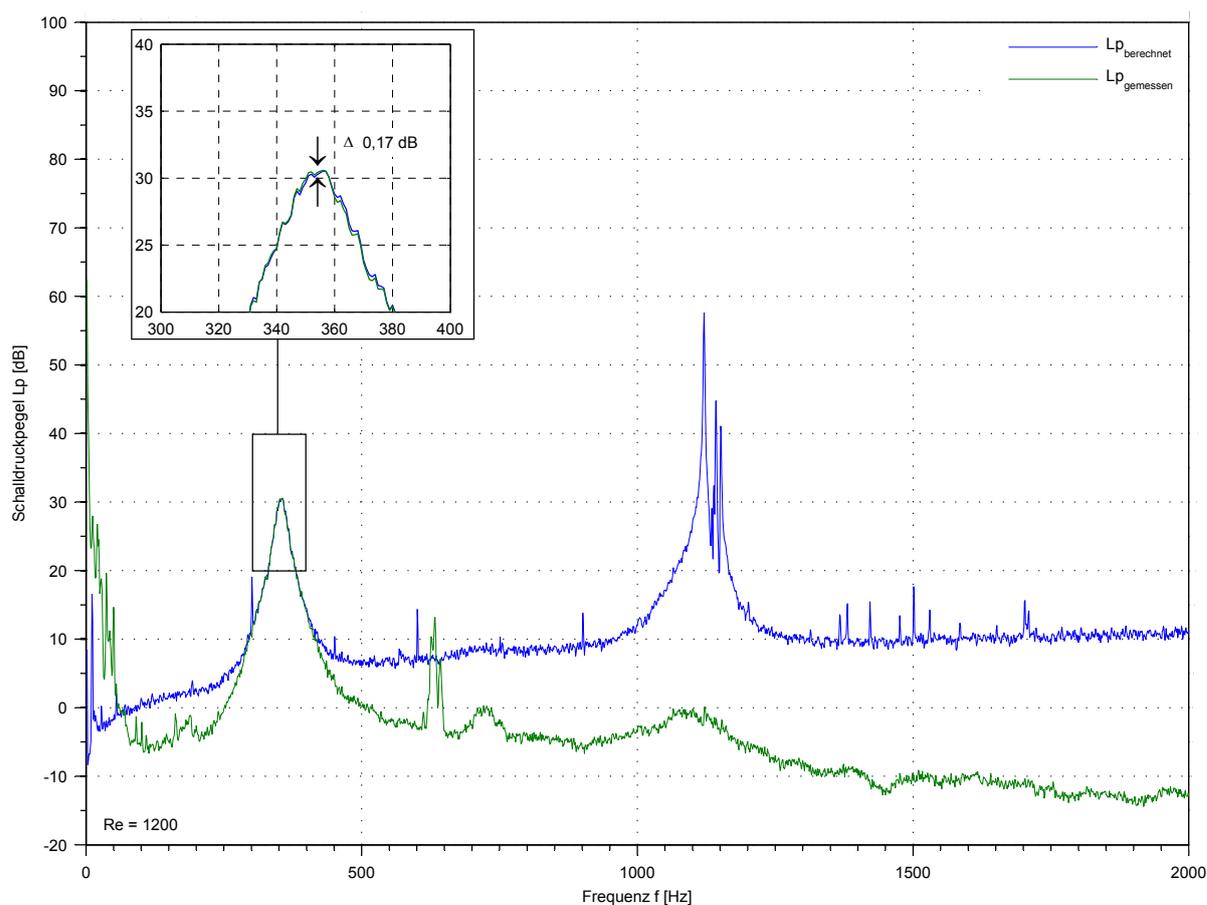
men aus den Abbildungen 4.32 und 4.33 ist eine nochmals in höhere Frequenzbereiche verschobene Wirbelablösefrequenz, welche auch hier durch die größere Strömungsgeschwindigkeit verursacht wird. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 24 m/s liegt diese bei 1570 Hz und somit wieder weiter von der Eigenfrequenz der Platte bei 1120 Hz entfernt. Der Schalldruckpegel liegt über dem gesamten Frequenzbereich nochmals auf einem höheren Niveau als bei der Messung mit 16 m/s Strömungsgeschwindigkeit. Auch bei dieser Messung liegt die Kohärenz, vor allem ab 400 Hz, wieder deutlich höher als bei 6 m/s Strömungsgeschwindigkeit. Ursächlich hierfür ist ein verbesserter Signal-Rauschabstand aufgrund größerer Anregungskräfte durch die höhere Strömungsgeschwindigkeit. Deutliche Einbrüche in der Kohärenz sind lediglich bei den Eigenfrequenzen zu erkennen. Die Störsignale, welche bei den niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten sehr deutlich auftreten, sind durch das erhöhte Pegelniveau kaum mehr zu erkennen.

#### 4.3.5 Berechnung der Schallabstrahlung und Vergleich mit Messergebnissen

Aufbauend auf den Messergebnissen des Beschleunigungsaufnehmers wird, mit der vereinfachten aeroakustischen Analogie nach Curle angewendet auf den vorliegenden Versuchsaufbau, der Schalldruckpegel in 1 m Entfernung zur Zylinder/Platte-Konfiguration berechnet. Neben dem Beschleunigungs-Spektrum und dem Abstand wird noch die Masse der Platte und die Schallgeschwindigkeit für die Berechnung benötigt. Die Masse der Platte beträgt  $m_{Platte} = 168,5$  g, wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben. Die Schallgeschwindigkeit ergibt sich auf Grundlage der Umgebungsbedingungen zu  $c = 340$  m/s. Für die Berechnungen werden die Messdaten der Beschleunigung aus der Mess-Software in das Berechnungsprogramm Matlab exportiert. In diesem erfolgt, auf Basis von Gleichung (4.44), die Berechnung der Schalldruckpegel. Die berechneten Schalldruckpegel werden im Anschluss daran mit den Messdaten des Mikrofons verglichen.

In der Abbildung 4.35 sind die bei 6 m/s Anströmgeschwindigkeit gemessenen und berechneten Schalldruckpegel im Vergleich dargestellt. Zusätzlich ist ein Detailausschnitt des Frequenzbereichs um die Wirbelablösefrequenz herum dargestellt. Die Bezeichnung  $L_{p, gemessen}$  steht für die, mit dem Mikrofon gemessenen Schalldruckpegel, wohingegen die Bezeichnung  $L_{p, berechnet}$  für die, auf Basis der Beschleunigungsdaten berechneten Schalldruckpegel steht. In einem breiten Frequenzbereich liegen die berechneten und die gemessenen Schalldruckpegel sehr weit auseinander. Dies liegt an den sehr kleinen Oberflächenkräften beziehungsweise Beschleunigungen der Platte, wodurch nur sehr wenig Schall

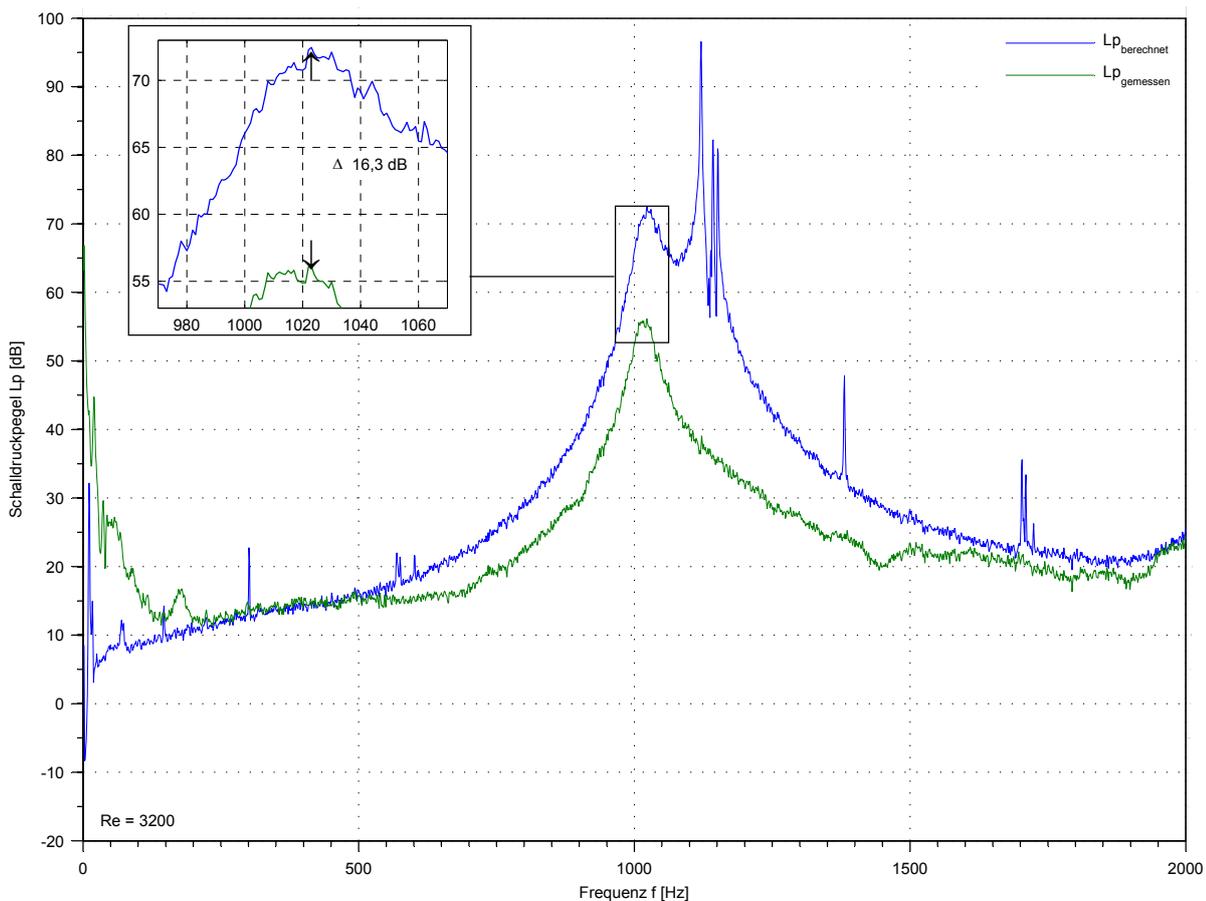
induziert wird. Dies führt zu der anhand Abbildung (4.32) bereits diskutierten geringen Kohärenz der Signale. Aufgrund der sehr kleinen Beschleunigungspegel befindet sich das Signal nahezu auf dem Niveau des Grundrauschens des Messkanals. Daher ist der berechnete Schalldruckpegel durchweg zu hoch. Im Bereich der Wirbelablösefrequenz hingegen stimmen der berechnete und der gemessene Schalldruckpegel sehr gut überein. In diesem Bereich sind die Druck- und somit die Kraft- und Beschleunigungsschwankungen, welche durch die Wirbel verursacht werden, groß genug, um korrekt gemessen zu werden. Des Weiteren liegt hier die Wirbelablösefrequenz weit genug von der Eigenfrequenz der Platte bei 1120 Hz entfernt. Sie verhält sich annähernd wie eine starre Masse, wodurch die Berechnung anhand der verwendeten Methodik möglich ist. Die Detailansicht zeigt den geringen Unterschied zwischen Messung und Rechnung im Bereich der Wirbelablösefrequenz sehr deutlich. Nicht nur die absoluten Werte, sondern auch der Verlauf der Kurven ist sehr ähnlich. Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration auf die Druckschwankungen zwischen der als starr



**Abbildung 4.35:** Vergleich der berechneten und gemessenen Schalldruckpegel bei  $u = 6$  m/s sowie Detailausschnitt im Bereich der Wirbelablösefrequenz

anzusehenden Platte und der Luft zurückgeführt werden können. Um größere Sicherheit bezüglich dieser Aussage zu erhalten und um den Einfluss der Eigenfrequenz auf die Ergebnisse zu klären, werden für weitere Strömungsgeschwindigkeiten die gemessenen und die berechneten Schalldruckpegel gegenübergestellt.

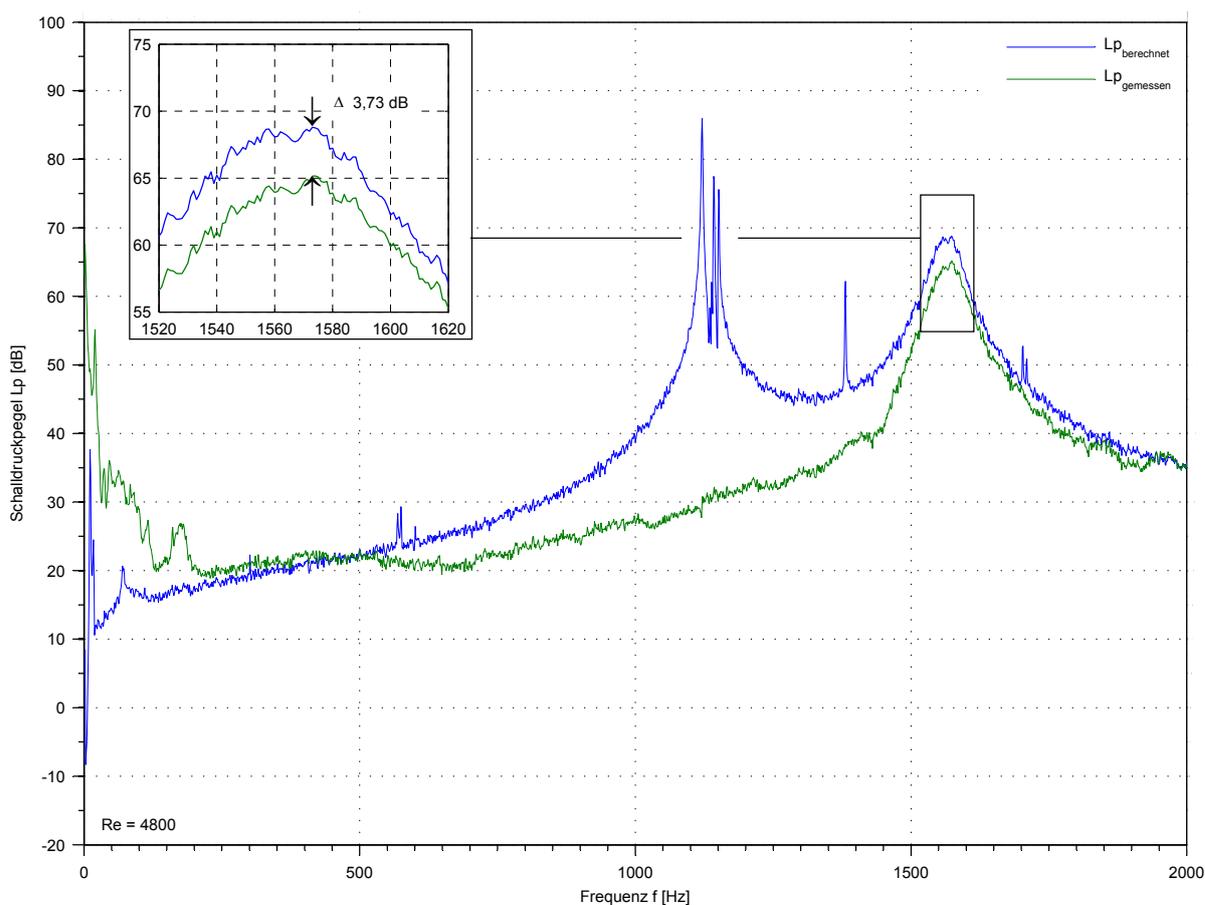
In der Abbildung 4.36 sind die bei 16 m/s Anströmgeschwindigkeit gemessenen und berechneten Schalldruckpegel im Vergleich dargestellt. Die Verschiebung der Wirbelablösefrequenz in einen höheren Frequenzbereich, bedingt durch die größere Strömungsgeschwindigkeit, ist deutlich sichtbar. Die Wirbelablösefrequenz liegt bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 16 m/s nur etwa 150 Hz unter der Eigenfrequenz. Es kommt daher im Bereich der Eigenfrequenz zu einer erheblichen Vergrößerung der Beschleunigungspegel aufgrund der Strukturdynamik der Platte. In diesem Bereich ist die Bewegung der Platte zu groß, so dass die Randbedingungen der verwendeten Theorie nicht erfüllt sind. Die Bewegung hat jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die Schallabstrahlung. Aus diesem Grund liegen auch die, aus der Beschleunigung berechneten Schalldruckpegel in dem



**Abbildung 4.36:** Vergleich der berechneten und gemessenen Schalldruckpegel bei  $u = 16$  m/s sowie Detailausschnitt im Bereich der Wirbelablösefrequenz

Frequenzbereich von 600 Hz bis 1500 Hz, deutlich über dem der gemessenen Schalldruckpegel. Auf die Abweichung im Bereich der Eigenfrequenz wird später in der Tabelle 4.3 und der Abbildung 4.38 näher eingegangen. Wie anhand des unteren Diagramms ersichtlich, beträgt die Differenz zwischen den beiden Schalldruckpegelverläufen im Bereich der Wirbelablösefrequenz 16,3 dB. Bei diesem Ergebnis mit 16 m/s Strömungsgeschwindigkeit kann kein direkter Bezug zwischen der Schalldruckpegelerhöhung und den Kräften auf der Plattenoberfläche hergestellt werden. Im Frequenzbereich zwischen 200 Hz und 550 Hz ist jedoch wiederum eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung feststellbar.

In der Abbildung 4.37 sind die bei 24 m/s Anströmgeschwindigkeit gemessenen und berechneten Schalldruckpegel im Vergleich dargestellt. Durch die, verglichen zur vorherigen Messung, erhöhte Strömungsgeschwindigkeit ist ein Anstieg der Wirbelablösefrequenz auf 1571 Hz zu erkennen. Zwischen 550 Hz und 1600 Hz ist der berechnete Schalldruckpegel zu hoch im Vergleich zur Messung. Dies ist wiederum auf die Anregung der Eigenfre-



**Abbildung 4.37:** Vergleich der berechneten und gemessenen Schalldruckpegel bei  $u = 24$  m/s sowie Detailausschnitt im Bereich der Wirbelablösefrequenz

quenz und den damit verbundenen erhöhten Beschleunigungspegel zurückzuführen. Die Wirbelablösefrequenz befindet sich, verglichen mit der Messung bei 16 m/s Strömungsgeschwindigkeit weiter von der Eigenfrequenz entfernt. Dementsprechend wird auch die Abweichung zwischen Rechnung und Messung kleiner. Die Differenz zwischen den beiden Schalldruckpegelverläufen beträgt im Bereich der Wirbelablösefrequenz 3,7 dB. Obwohl die Abweichung relativ groß ist, kann eine Verringerung der Abweichung mit zunehmender Entfernung zur Eigenfrequenz festgestellt werden. Um dieses Verhalten deutlich zu belegen, werden im Folgenden die Abweichungen für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten und somit Wirbelablösefrequenzen untersucht. In der Tabelle 4.3 sind die Strömungsgeschwindigkeiten mit den aus der Messung bestimmten Wirbelablösefrequenzen aufgelistet. Zusätzlich wird zu jeder Strömungsgeschwindigkeit an der Stelle der Wirbelablösefrequenz die prozentuale Differenz der berechneten und gemessenen Schalldruckpegel dargestellt. Die prozentuale Abweichung wird wie folgt berechnet

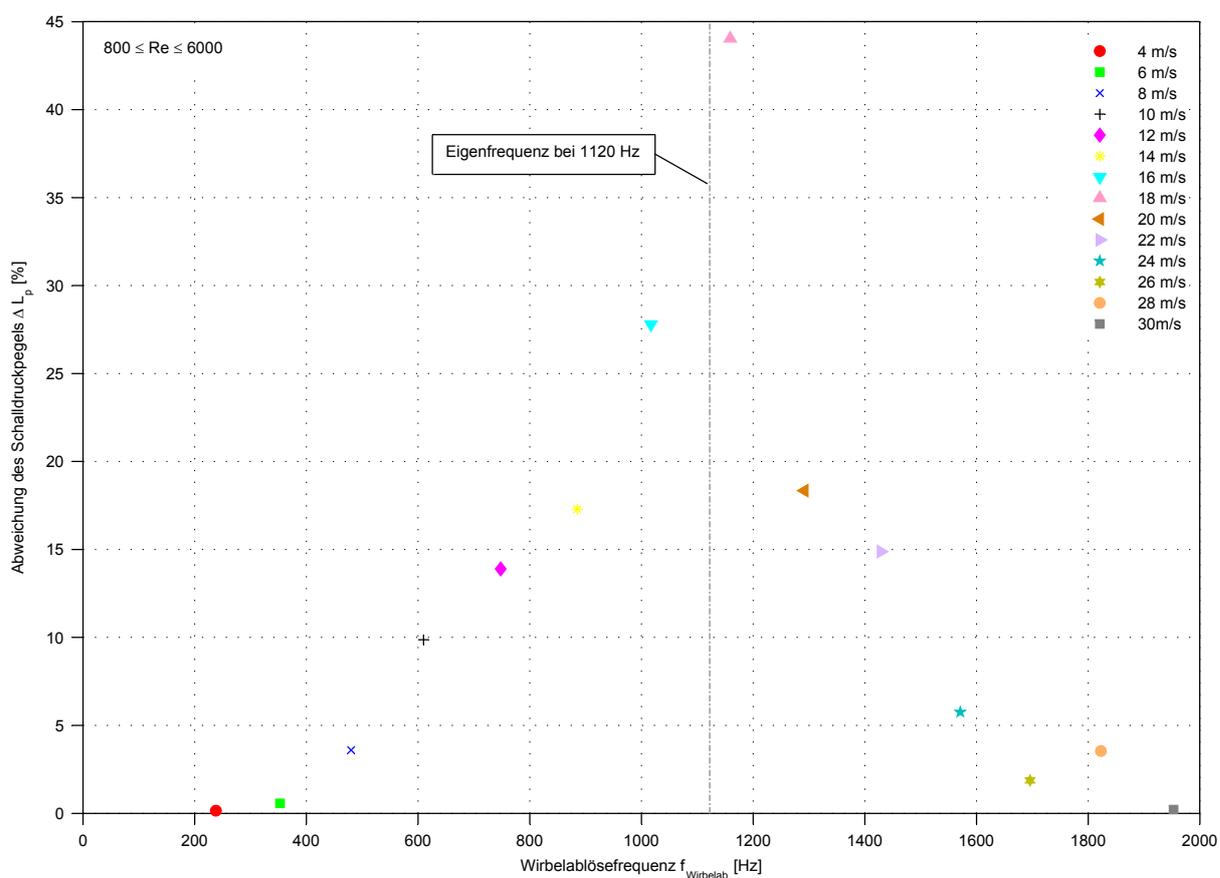
$$\Delta L_p = \frac{L_{p,\text{berechnet}} - L_{p,\text{gemessen}}}{L_{p,\text{gemessen}}} * 100\% . \quad (4.45)$$

Die in der Tabelle aufgelisteten Werte sind in Abbildung 4.38 grafisch dargestellt. Zusätzlich zu den Tabellenwerten ist eine vertikale Linie eingezeichnet, welche die Lage der

**Tabelle 4.3:** Abweichung der Schalldruckpegel zwischen Messung und Rechnung

Strömungsgeschwindigkeit [m/s]	Wirbelablösefrequenz [Hz]	Schalldruckpegelabweichung [%]
4	238	0,2
6	353	0,6
8	480	3,6
10	610	9,9
12	748	14
14	885	17
16	1017	28
18	1159	44
20	1292	18
22	1429	15
24	1571	5,8
26	1696	1,9
28	1823	3,5
30	1953	0,2

Eigenfrequenz bei 1120 Hz anzeigt. Es ist festzustellen, dass die Abweichungen der berechneten Schalldruckpegel zunehmen, je mehr sich die Wirbelablösefrequenz der ersten Eigenfrequenz annähert. Die Strukturodynamik der Platte sorgt hier für eine Zunahme der Beschleunigung und somit der Bewegung der Platte. Die Bewegung der Platte hat jedoch keinen wesentlichen Einfluss auf die Schallentstehung. Die Amplitude dieser Bewegung ist unzulässig hinsichtlich des für die Berechnungen verwendeten theoretischen Ansatzes. Aus diesem Grund sind die berechneten Schalldruckpegel zu hoch. Für Frequenzen kleiner 450 Hz und größer 1700 Hz ist der Einfluss der Eigenfrequenz und damit die Beschleunigung der Platte aufgrund ihrer Strukturodynamik klein genug um vernachlässigt werden zu können. Daher ergeben sich in diesen Frequenzbereichen Abweichungen kleiner als 5 %. Bei vorhandenem Verstärkungseffekt können die an der Plattenoberfläche aerodynamisch erzeugten Kräfte in eine Schallabstrahlung nach Curle verrechnet werden. Voraussetzung ist, dass die Platte nur vernachlässigbare Bewegungen ausführt. Bei einer aerodynamischen Anregung mit der Eigenfrequenz des mechanischen Systems ist diese Randbedin-



**Abbildung 4.38:** Abhängigkeit der Abweichung des Schalldruckpegels zwischen Messung und Rechnung von der Wirbelablösefrequenz beziehungsweise der Strömungsgeschwindigkeit

gung offensichtlich verletzt, da die Bewegungsamplituden zu groß sind und die Platte nicht als starr angesehen werden kann. Abschließend ist festzuhalten, dass die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration auf die aerodynamisch erzeugten Kräfte an der Oberfläche der Platte zurückgeführt werden kann.

# Kapitel 5

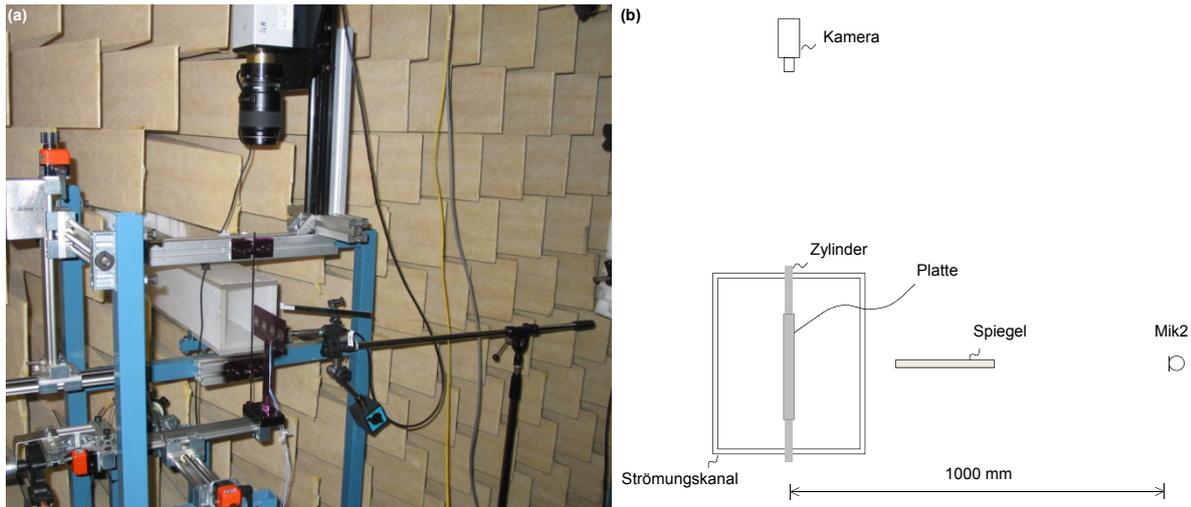
## Variation strömungsakustisch relevanter Parameter

In dem vorangegangenen Kapitel wird untersucht, wie die Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration entsteht. Hierbei wird gezeigt, dass die Schalldruckverstärkung auf aerodynamisch induzierte Kräfte an der Oberfläche der Platte zurückgeführt werden kann, ohne dass die Platte dabei in ihrer Eigenfrequenz schwingt. Im Folgenden wird zunächst betrachtet, unter welchen Voraussetzungen diese Kräfte entstehen und welche Parameter hierfür relevant sind. Des Weiteren kann die Verstärkung mit Hilfe ihres Frequenzverhaltens und dem entstehenden Schalldruckpegel charakterisiert werden. Aus diesem Grund sind sowohl die Wirbelablösefrequenz als auch die Quantifizierung der Schalldruckverstärkung Gegenstand der weiteren Untersuchungen in diesem Kapitel.

### 5.1 Voraussetzungen für die Verstärkung der Schalldruckpegel

Die an der Oberfläche der Platte wirkenden Kräfte werden durch aerodynamische Vorgänge in der Strömung hervorgerufen. Um einen Einblick in diese Vorgänge zu erhalten, wird im folgenden Abschnitt, zusätzlich zu akustischen Messungen, unter anderem auch das Strömungsfeld visualisiert. Dies liefert Aufschluss über die Voraussetzungen für die Entstehung der Kräfte und somit der Verstärkung der Schalldruckpegel.

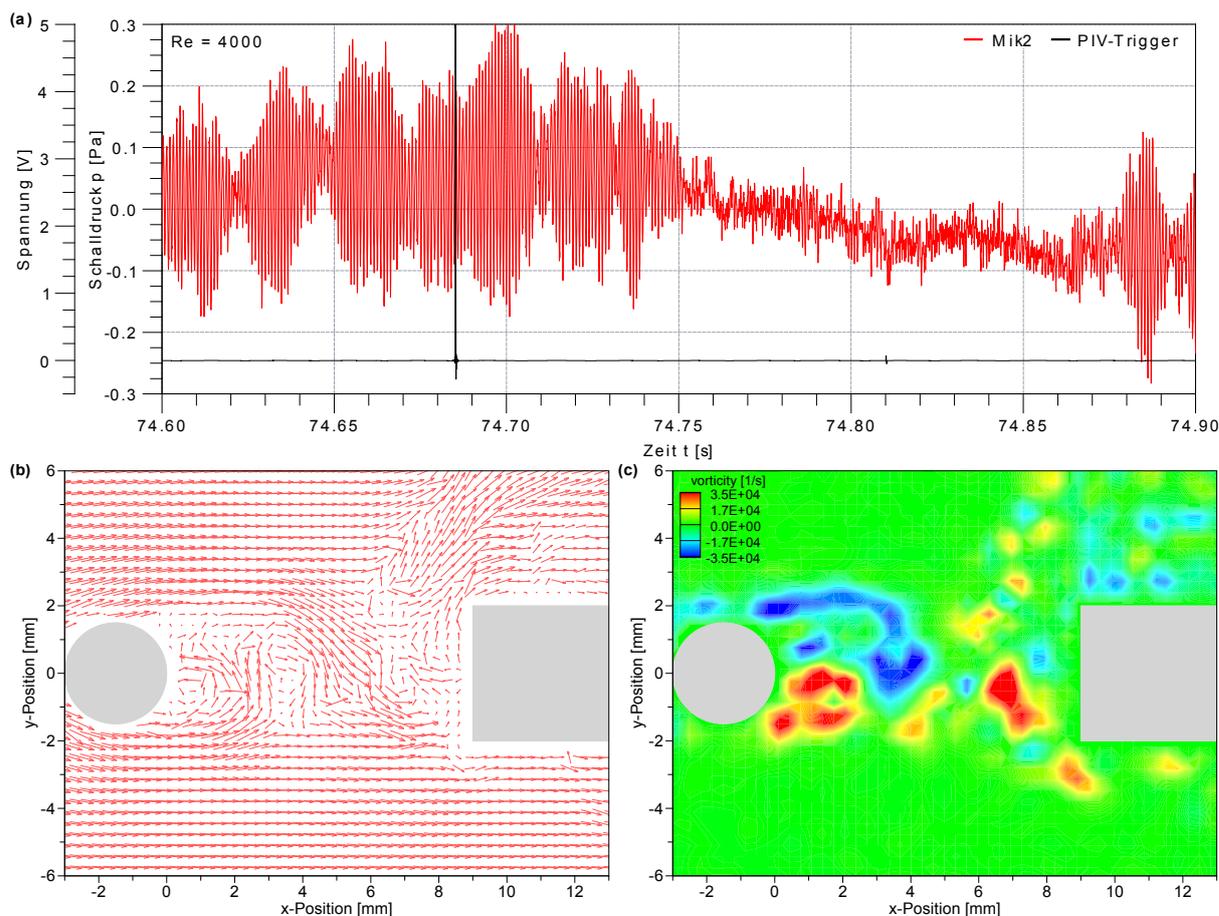
Der hierfür eingesetzte Versuchsaufbau am Windkanal 1 ist in der Abbildung 5.1 abgebildet. Die Visualisierung der Strömung erfolgt mit Hilfe der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Particle Image Velocimetry. Die Ebene des Laserlichtschnitts, in der die Strömung vi-



**Abbildung 5.1:** Darstellung des Versuchsaufbaus zur Visualisierung des Strömungsfelds, (a) Fotografie des Versuchsaufbaus am Windkanal 1, (b) schematische Darstellung

sualisiert wird, befindet sich in der  $x$ - $y$ -Ebene auf Höhe der Platte bei  $z = 0$ . Das zur Beschreibung verwendete Koordinatensystem ist in der Abbildung 4.22 dargestellt. Die Lichtschnitt-Optik befindet sich hierfür weit stromabwärts der Messstrecke hinter der Platte. Es ergäbe sich somit aufgrund des Schattens der Platte ein Bereich zwischen Zylinder und Platte, der nicht beleuchtet würde. Da jedoch gerade dieser Bereich von Interesse ist, wird mittels eines seitlich angebrachten, optischen Spiegels ein Teil des Laserlichtschnitts dorthin reflektiert. Zeitsynchron zur Visualisierung des Strömungsfelds erfolgt die Erfassung akustischer Messdaten mit Hilfe des Mikrofons *Mik2*. Der Durchmesser des Zylinders beträgt  $d = 3$  mm. Die Platte besitzt die Abmessungen 120 mm x 60 mm. Aufgrund von zusätzlich verbauter Messtechnik in der Platte, deren Daten jedoch für diese Untersuchungen nicht ausgewertet werden, beträgt die Materialstärke der Platte  $t = 4$  mm. Die Untersuchungen werden bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20$  m/s durchgeführt. Basierend auf dem Zylinderdurchmesser ergibt sich eine Reynolds-Zahl von  $Re = 4000$ . Der normierte Abstand zwischen Zylinder und Platte beträgt  $g/d = 3$ . Bei diesem Abstand kommt es am Windkanal 1 zu zeitweisen Aussetzern der Schalldruckverstärkung. Dies bietet die Möglichkeit, den Unterschied zwischen den Zuständen *Schalldruckverstärkung* und *keine Schalldruckverstärkung* an ein und derselben Versuchskonfiguration zu untersuchen.

In der Abbildung 5.2 sind die Ergebnisse der Untersuchungen für den Zustand *Schalldruckverstärkung* dargestellt. Die Abbildung 5.2(a) zeigt den Zeitverlauf des, am Mikrofon *Mik2* gemessenen, Schalldrucks sowie den sogenannten *PIV-Trigger*. Über dieses Triggersignal wird die Bildaufnahme des Strömungsfeldes ausgelöst. Der Peak im Signalverlauf des Trig-

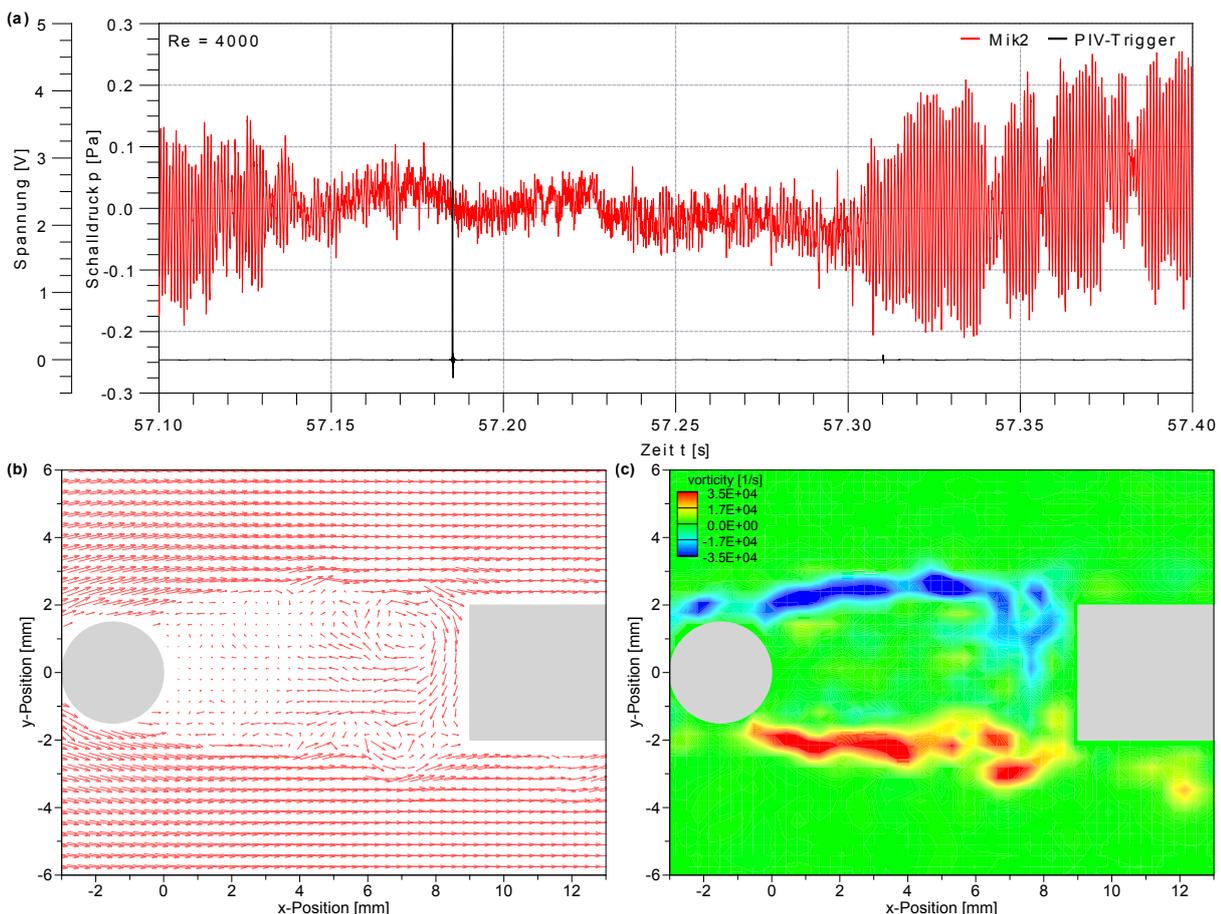


**Abbildung 5.2:** Visualisierung des Strömungsfelds für den Zustand *Schalldruckverstärkung* bei  $u = 20$  m/s und  $g/d = 3$ . (a) Schalldruckschwankung am Mikrophon Mik2 und Zeitpunkt der PIV-Aufnahme bei großer Schalldruckschwankung, (b) Strömungsgeschwindigkeitsfeld in Vektordarstellung, (c) Wirbelstärke des Strömungsgeschwindigkeitsfelds.

gers bei 74,685 s gibt somit den Zeitpunkt an, zu dem das Strömungsfeld dargestellt ist. Der Zeitverlauf des Schalldrucks zeigt zwei unterschiedliche Bereiche. Bis zu einer Messzeit von 74,75 s sind große Schalldruckschwankungen zu erkennen. In diesem Bereich, in dem auch die Aufnahme des Strömungsfeldes stattfindet, kommt es zur Schalldruckverstärkung. Im Bereich zwischen 74,75 s und 74,86 s sind die Schalldruckschwankungen deutlich geringer. Hier ist keine Schalldruckverstärkung vorhanden. In den Abbildungen 5.2(b) und 5.2(c) ist das Strömungsfeld während des Auftretens der Schalldruckverstärkung dargestellt. Die Teilabbildung (b) zeigt das Geschwindigkeitsvektorfeld. Hierin sind rotierende Strukturen zu erkennen, die auf das Vorhandensein von Wirbeln hindeuten. Noch deutlicher wird dies in der Teilabbildung (c). Hierin ist, in Form einer farblichen Kodierung, die Wirbelstärke des Vektorfelds dargestellt. Anhand der Farbgebung beziehungsweise des Vorzeichens der Wirbelstärke können links und rechtsdrehende Wirbel unterschieden wer-

den. Die Daten zeigen, dass sich die Strömung zwischen Zylinder und Platte wechselseitig zu Wirbeln aufrollt, die dann mit der Strömung auf die Platte zu beziehungsweise an dieser vorbei transportiert werden.

Die Abbildung 5.3 zeigt die Ergebnisse für den Zustand *keine Schalldruckverstärkung*. Entsprechend der vorherigen Abbildung ist in der Abbildung 5.3(a) der Zeitverlauf von Schalldruck und PIV-Trigger dargestellt. Im Verlauf des Schalldrucks sind wiederum Bereiche mit und ohne Schalldruckverstärkung zu erkennen. Die Bildaufnahme für die Strömungsvisualisierung findet diesmal zu einem Zeitpunkt statt, zu dem keine Schalldruckverstärkung vorhanden ist. Das in den Abbildungen 5.3(b) und 5.3(c) dargestellte Strömungsfeld unterscheidet sich wesentlich von dem der vorherigen Auswertung. Hinter dem Zylinder bilden sich lange Scherschichten, die sich nicht zu Wirbeln aufrollen und mit der Strömung transportiert werden. Vielmehr legen sich diese Scherschichten wieder an den



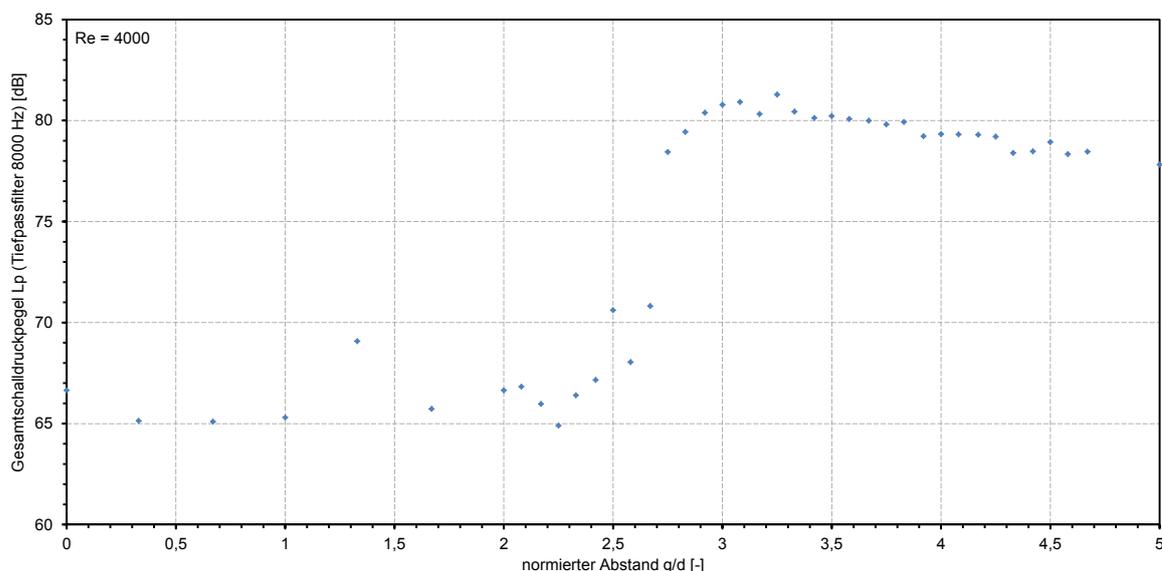
**Abbildung 5.3:** Visualisierung des Strömungsfelds für den Zustand *keine Schalldruckverstärkung* bei  $u = 20$  m/s und  $g/d = 3$ . (a) Schalldruckschwankung am Mikrophon Mik2 und Zeitpunkt der PIV-Aufnahme bei kleiner Schalldruckschwankung, (b) Strömungsgeschwindigkeitsfeld in Vektordarstellung, (c) Wirbelstärke des Strömungsgeschwindigkeitsfelds.

Seiten der Platte an beziehungsweise bilden räumlich stationäre Wirbel vor der Platte aus.

Die dargestellten Messergebnisse zeigen, dass die Grundvoraussetzung für die Verstärkung der Schalldruckpegel die periodische Wirbelbildung im Nachlauf des Zylinders ist. Im folgenden Abschnitt wird aufbauend auf dieser Erkenntnis untersucht, welche Voraussetzungen bezüglich des Abstandes zwischen Zylinder und Platte für die Schalldruckverstärkung vorliegen müssen.

### 5.1.1 Auswirkung der Abstandsvariation zwischen Platte und Zylinder

Die folgenden Untersuchungen werden am Windkanal 1 durchgeführt. Bei einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20 \text{ m/s}$  wird der Abstand zwischen Zylinder und Platte variiert. Dabei wird ein Abstandsbereich zwischen  $0 < g/d < 5$  mit einer Schrittweite von 0,33 beziehungsweise 0,083 betrachtet. Der Durchmesser des Zylinders beträgt  $d = 3 \text{ mm}$ . Die Platte hat eine Größe von  $120 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$  bei einer Stärke von  $t = 1 \text{ mm}$ . Die Messung des abgestrahlten Schalls erfolgt mit dem Mikrofon *Mik1* an der Position  $x = 0$ ,  $y = 0,08 \text{ m}$  und  $z = 0$ .



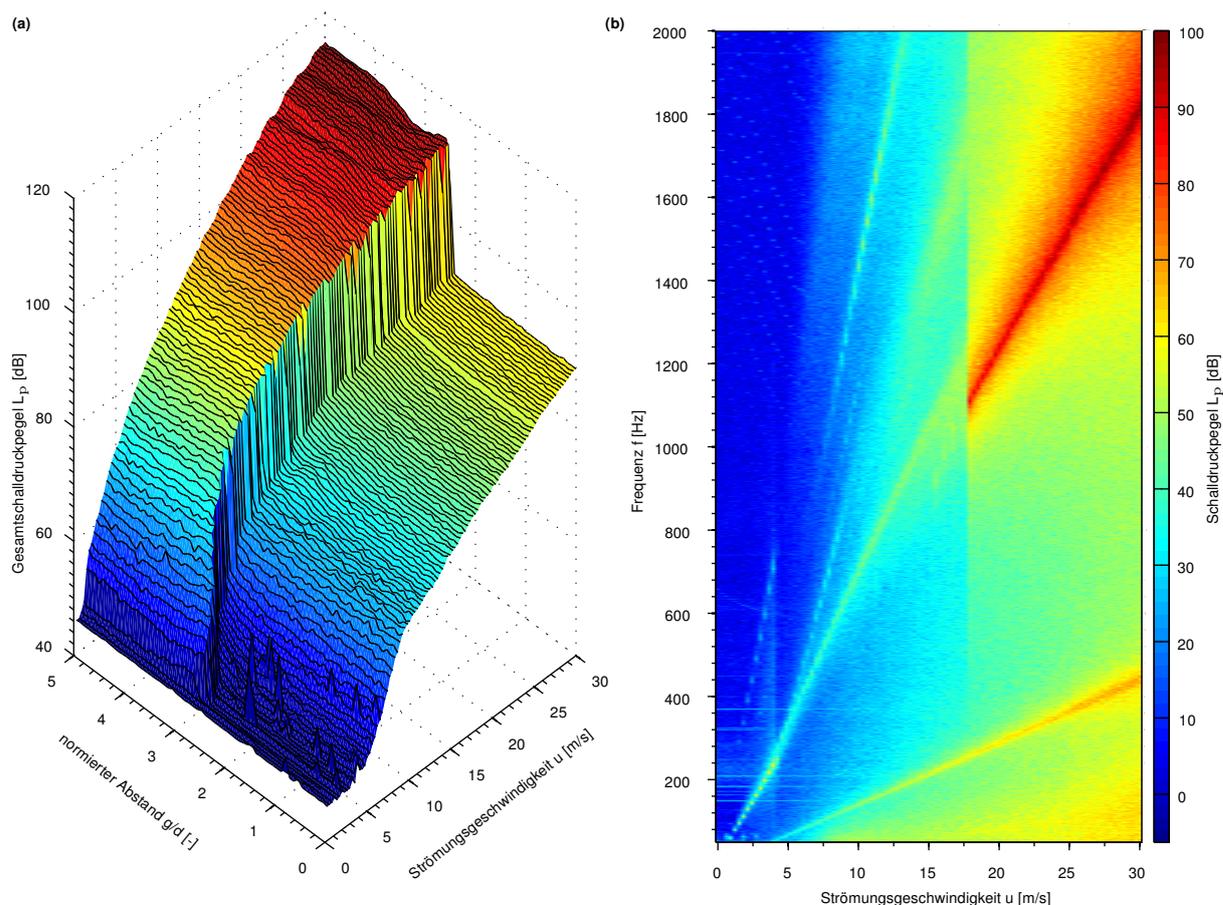
**Abbildung 5.4:** Auftreten der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte. Dargestellt ist der gefilterte (Tiefpass 8000 Hz) Gesamtschalldruckpegel  $L_p$  am Mikrofon *Mik1* bei  $u = 20 \text{ m/s}$ ,  $d = 3 \text{ mm}$ ,  $t = 1 \text{ mm}$ .

In der Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse dieser Messung dargestellt. Der mit einem Tiefpass (8000 Hz) gefilterte Gesamtschalldruckpegel ist in Abhängigkeit von dem normierten Abstand  $g/d$  aufgetragen. Es zeigt sich, dass es für kleine Abstände zwischen Zylinder und Platte nicht zu einer Verstärkung der Schalldruckpegel kommt. Erst nach überschreiten eines kritischen Abstands von  $g/d = 2,7$  steigt der Gesamtschalldruckpegel stark an. Im weiteren Verlauf nimmt der Schalldruckpegel wieder leicht ab, bleibt jedoch auf dem hohen Niveau der Schalldruckverstärkung. Ob es für diesen kritischen Abstand zwischen Zylinder und Platte eine Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit gibt, wird im Folgenden näher untersucht.

### 5.1.2 Zusammenhang von Abstandsvariation und Geschwindigkeitsvariation

Für die Untersuchung des Zusammenhangs von Abstandsvariation und Geschwindigkeitsvariation wird am Windkanal 2 zunächst die Strömungsgeschwindigkeit konstant gehalten und der Abstand  $g/d$  von 0 bis 5 variiert. Dieses Vorgehen wird gleichermaßen für alle betrachteten Strömungsgeschwindigkeiten  $0 < u < 30$  m/s mit einer Schrittweite von 0,3 m/s durchgeführt. Die Schrittweite der Abstandsvariation beträgt  $\Delta g/d = 0,083$ , welche einer Abstandsveränderung von 0,25 mm entspricht. Aus diesem Vorgehen ergeben sich 6161 Messpunkte, die zusammengenommen einen Einblick in das akustische Verhalten der Zylinder/Platte-Konfiguration ermöglichen.

Die Ergebnisse des, am Mikrofon *Mik1* gemessenen, Gesamtschalldruckpegels sind für alle Messpunkte in der Abbildung 5.5(a) dargestellt. Neben dem Anstieg des Gesamtschalldruckpegels mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit können im Wesentlichen zwei Bereiche unterschieden werden. Ein Bereich, in dem die Schalldruckverstärkung auftritt und einer, in dem dies nicht der Fall ist. Unterhalb eines normierten Abstandes von  $g/d = 2,75$  sind die Gesamtschalldruckpegel erheblich geringer, als für größere Abstände. Diese Grenze oder der kritische Abstand zwischen den beiden Bereichen ist jedoch keine Gerade, sondern zeigt besonders im Bereich kleiner Strömungsgeschwindigkeiten eine Krümmung. Eine weitergehende Auswertung des kritischen Abstands erfolgt später anhand der Abbildung 5.6. Einen tieferen Einblick in das Verhalten des Systems, bestehend aus Zylinder und Platte, liefert das Spektrogramm in der Abbildung 5.5(b). Dieses beinhaltet die Schalldruckpegelspektren für alle Strömungsgeschwindigkeiten bei einem normierten Abstand von  $g/d = 2,9$ . Die Messdaten zeigen einige Bereiche mit erhöhtem Schalldruckpegel, für die ein linearer Zusammenhang zwischen Frequenz und Strömungs-



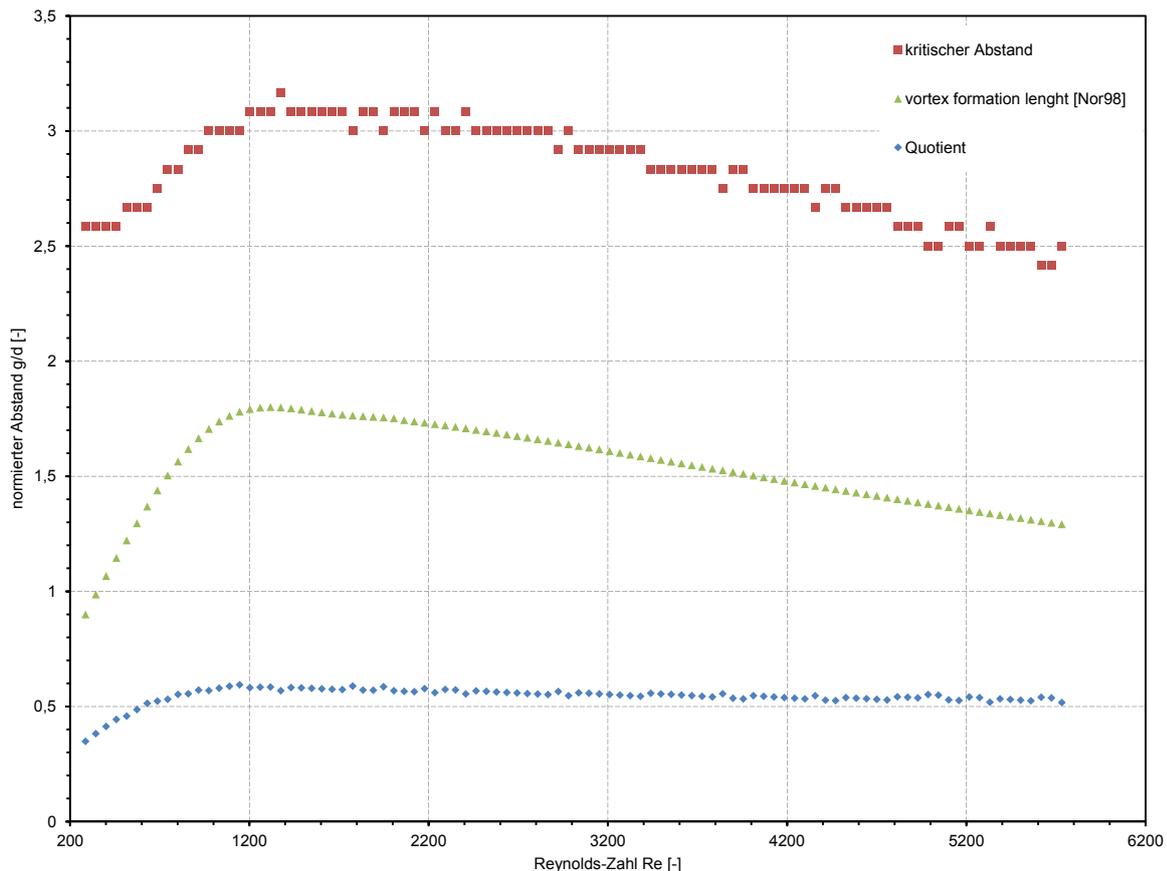
**Abbildung 5.5:** Auftreten der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und dem normierten Abstand  $g/d$  zwischen Zylinder und Platte, (a) Auswirkungen auf den Gesamtschalldruckpegel  $L_p$ , (b) Spektrum des Schalldruckpegels für  $g/d = 2,9$

geschwindigkeit besteht. Unterhalb von 400 Hz zum Beispiel erstreckt sich eine solche Linie mit erhöhten Schalldruckpegeln über den gesamten Strömungsgeschwindigkeitsbereich. Diese Pegelerhöhung ist zurückzuführen auf die Wirbelbildung am Haltestab, mit dem die Platte in die Strömung eingebracht wird. Dieser besitzt einen Durchmesser von 11 mm und strahlt deshalb Schall bei relativ tiefen Frequenzen, verglichen zu der Zylinder/Platte-Konfiguration mit ihrem 3 mm Zylinder, ab. Aufgrund der tiefen Frequenzen und den geringen Schalldruckpegeln, im Vergleich zur Zylinder/Platte-Konfiguration, kann der Einfluss des Haltestabs auf die untersuchten Effekte vernachlässigt werden. Der für diese Effekte eigentlich interessante Bereich des Spektrogramms erstreckt sich von der linken unteren Ecke zur rechten oberen Ecke.

Für Strömungsgeschwindigkeiten von  $u < 4$  m/s und Frequenzen kleiner 250 Hz tritt die erste Schalldruckverstärkung der Zylinder/Platte-Konfiguration auf. Neben den erhöhten Schalldruckpegeln in diesem Frequenzbereich wird das Auftreten der Schalldruckverstär-

kung anhand des Vorhandenseins der zweiten Harmonischen sichtbar. Bei weiterer Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit bleibt die Schalldruckverstärkung aus. Dies äußert sich in geringeren Schalldruckpegeln im Bereich zwischen 4 m/s und 17,9 m/s. Oberhalb einer Strömungsgeschwindigkeit von 17,9 m/s ist besonders im Bereich der Wirbelablösefrequenz von etwa 1100 Hz eine starke Zunahme der Schalldruckpegel zu erkennen. Bei dieser Strömungsgeschwindigkeit setzt die Schalldruckverstärkung erneut ein.

Die nähere Betrachtung des Einsetzens und Ausbleibens der Schalldruckverstärkung erfolgt anhand der Abbildung 5.6. Hierin sind, aufbauend auf den Messdaten in der Abbildung 5.5(a), die Messpunkte dargestellt, bei denen ein Wechsel zwischen den Zuständen *Schalldruckverstärkung* und *keine Schalldruckverstärkung* stattfindet. Diese werden in der Abbildung als *kritischer Abstand* gekennzeichnet. Die Auswertung zeigt, dass der *kritische Abstand* von der Reynolds-Zahl beziehungsweise der Strömungsgeschwindigkeit abhängt. Für Reynolds-Zahlen von  $Re > 2200$  ( $u > 11$  m/s) nimmt der *kritische Abstand* nahezu



**Abbildung 5.6:** Vergleich der Variation des kritischen Abstands an der Zylinder/Platte-Konfiguration und der *vortex formation length* am Kreiszyylinder nach Norberg [Nor98] über der Reynolds-Zahl anhand ihres Quotienten

linear mit der Reynolds-Zahl ab. Ein Maximum des *kritischen Abstands* ergibt sich mit  $g/d = 3,1$  im Bereich von  $Re = 1200$ . Für kleinere Reynolds-Zahlen nimmt interessanterweise der *kritische Abstand*, bei dem eine Schalldruckverstärkung auftritt, wieder ab. Eine mögliche Erklärung für den Verlauf des *kritischen Abstands* findet sich in der Literatur. Norberg [Nor98] untersucht die sogenannte *vortex formation length* hinter einem umströmten Kreiszyylinder für unterschiedliche Reynolds-Zahlen. Diese ist ein Maß für die Länge bei der sich die Wirbel im Nachlauf des Zylinders vollständig ausgebildet haben und ist über den Punkt der maximalen Geschwindigkeitsfluktuation im Nachlauf des Zylinders definiert (siehe Bearman [Bea85]). Es ist anzunehmen, dass die Wirbelbildung und somit die Schalldruckverstärkung verhindert wird, wenn die Platte in den Bereich der Wirbelbildung eintritt. Die von Norberg angegebene Abhängigkeit der *vortex formation length* von der Reynolds-Zahl ist in der Abbildung 5.6 grafisch dargestellt. Der Verlauf dieser Kurve korrespondiert mit dem Verlauf des *kritischen Abstands*. Sowohl die *vortex formation length* als auch der *kritische Abstand* besitzen ein Maximum im gleichen Reynolds-Zahl Bereich bei etwa 1200. Es besteht somit ein Zusammenhang zwischen der Länge des Bereichs, in dem sich die Wirbel bilden, und dem kritischen Abstand, der Voraussetzung für die Schalldruckverstärkung ist. Die absoluten Werte unterscheiden sich jedoch. Das Verhältnis zwischen den Kurven wird durch ihren *Quotienten* ausgedrückt. Dieser ist mit 0,55 nahezu konstant für Reynolds-Zahlen von  $Re > 800$ . Der Unterschied zwischen den absoluten Werten ist auf Veränderungen bei der Wirbelbildung im Nachlauf des Zylinders zurückzuführen. Diese werden durch das Vorhandensein der Platte verursacht, jedoch ohne die Wirbelbildung zu unterbinden. Einen Hinweis auf eine solche Veränderung des Zylindernachlaufs ist die, in Abschnitt 5.2 betrachtete, Frequenzverschiebung der Wirbelablösefrequenz.

Im Folgenden wird zunächst untersucht, welche Beziehung zwischen dem Zylinderdurchmesser und der Plattendicke bezüglich der Voraussetzungen für die Verstärkung der Schalldruckpegel bestehen.

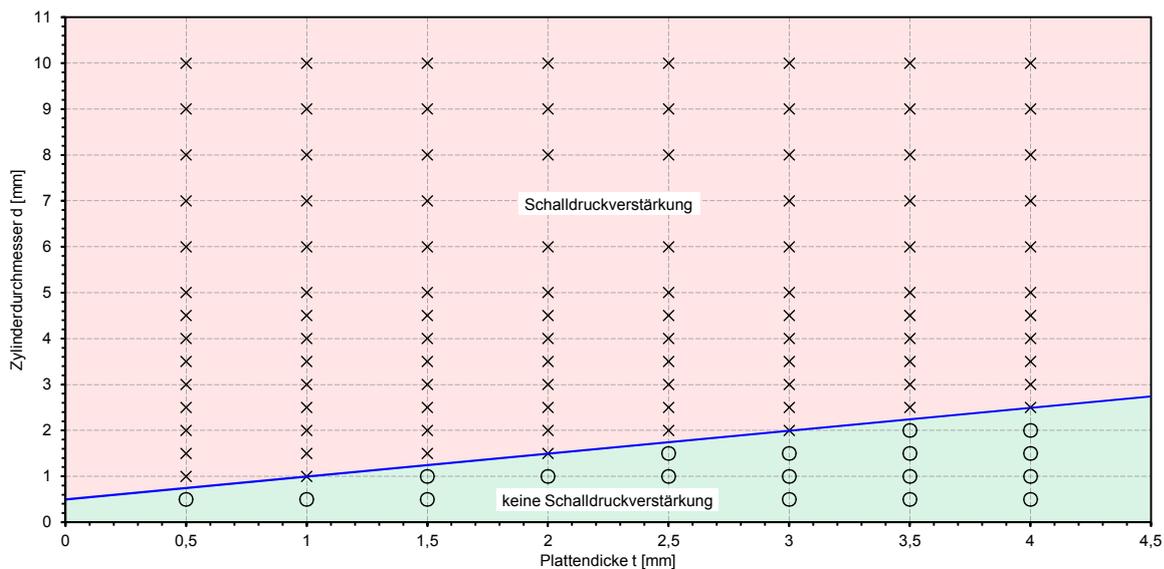
### 5.1.3 Zusammenhang von Zylinderdurchmesser und Plattendicke

Neben der Strömungsgeschwindigkeit und dem Abstand zwischen Zylinder und Platte sind der Zylinderdurchmesser  $d$  und die Plattendicke  $t$  zwei weitere, strömungsakustisch relevante Parameter. Im Folgenden wird untersucht, für welche Paarungen von Zylinderdurchmesser und Plattendicke es zur Schalldruckverstärkung kommt beziehungsweise bei welcher diese vermieden wird. Hierzu werden 15 verschiedene Zylinderdurchmesser zwischen 0,5 mm und 10 mm sowie 8 unterschiedliche Plattendicken zwischen 0,5 mm und

4 mm eingesetzt. Bei allen hieraus resultierenden 120 Konfigurationen wird der normierte Abstand zwischen Zylinder und Platte mit  $g/d=4$  konstant gehalten. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt für alle Messungen  $u=20$  m/s. In der Abbildung 5.7 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt. Als Kriterium für das Auftreten der Schalldruckverstärkung wird eine Zunahme des Schalldruckpegels der Zylinder/Platte-Konfiguration von mindestens 20 dB bei der Wirbelablösefrequenz, im Vergleich zur Messung am einzelnen Zylinder mit dem entsprechenden Durchmesser, festgelegt. Die Ergebnisse zeigen, dass es ab einem Zylinderdurchmesser von  $d \geq 2,5$  mm für alle untersuchten Plattendicken bis  $t=4$  mm zur Schalldruckverstärkung kommt. Unterhalb eines Zylinderdurchmessers von  $d=1$  mm kommt es für keine der betrachteten Konfigurationen zur Verstärkung. Die Gesamtheit der Messdaten lässt einen linearen Zusammenhang zwischen Zylinderdurchmesser und Plattendicke für das Auftreten der Schalldruckverstärkung vermuten. Dieser kann für  $u=20$  m/s durch Gleichung (5.1) beschrieben werden

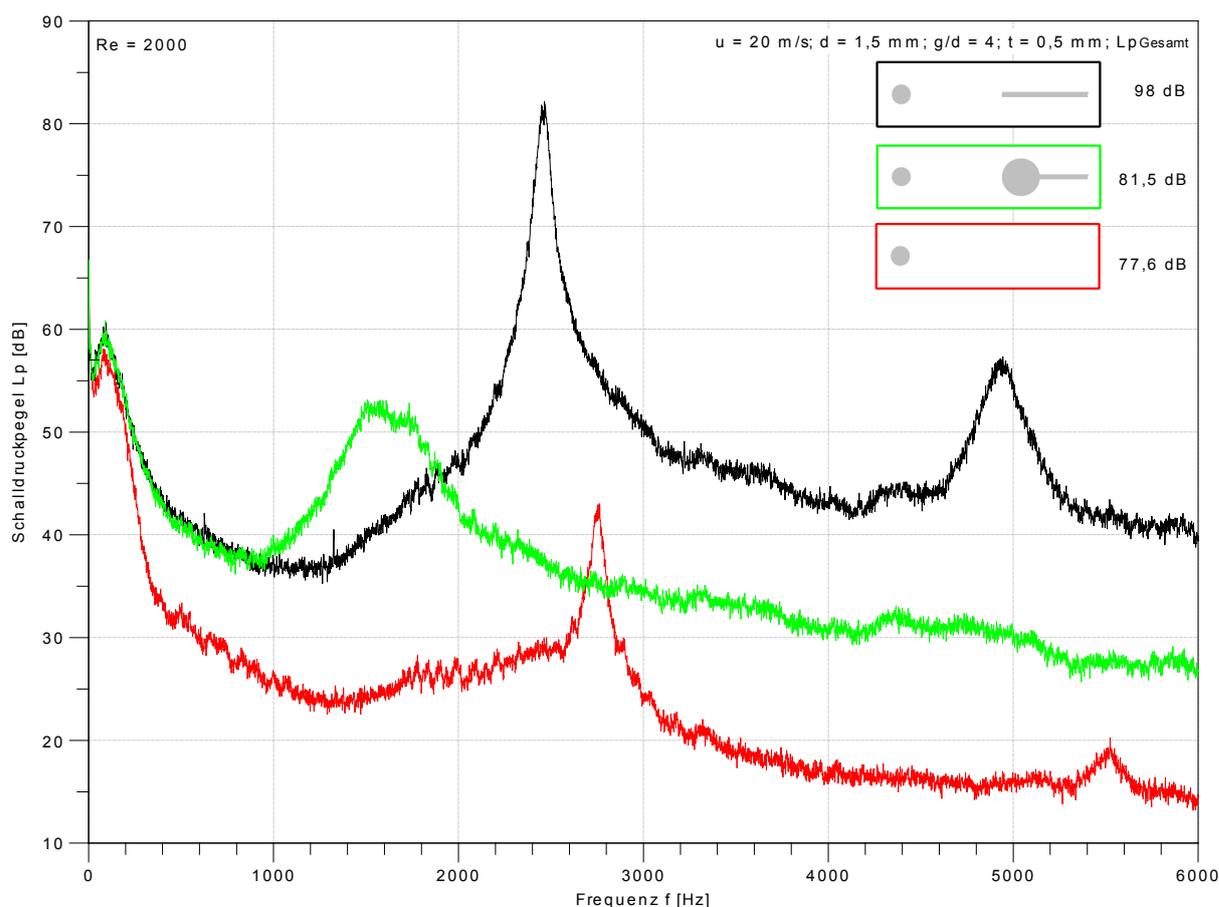
$$d_V \geq 0,5\text{mm} + 0,5 t . \quad (5.1)$$

Aufbauend auf dieser Erkenntnis wird eine modifizierte Zylinder/Platte-Konfiguration untersucht. Die Ausgangskonfiguration besteht aus einem Zylinder  $d=1,5$  mm und einer Platte mit der Stärke  $t=0,5$  mm. Bei dieser Konstellation kommt es, wie anhand Abbildung 5.7 ersichtlich, zur Schalldruckverstärkung. Für eine Plattendicke von  $t=4$  mm ist jedoch keine Schalldruckverstärkung vorhanden. Bei der modifizierten Konfiguration wird



**Abbildung 5.7:** Auftreten beziehungsweise Ausbleiben der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von dem Zylinderdurchmesser  $d$  und der Plattendicke  $t$ ,  $u=20$  m/s,  $g/d=4$

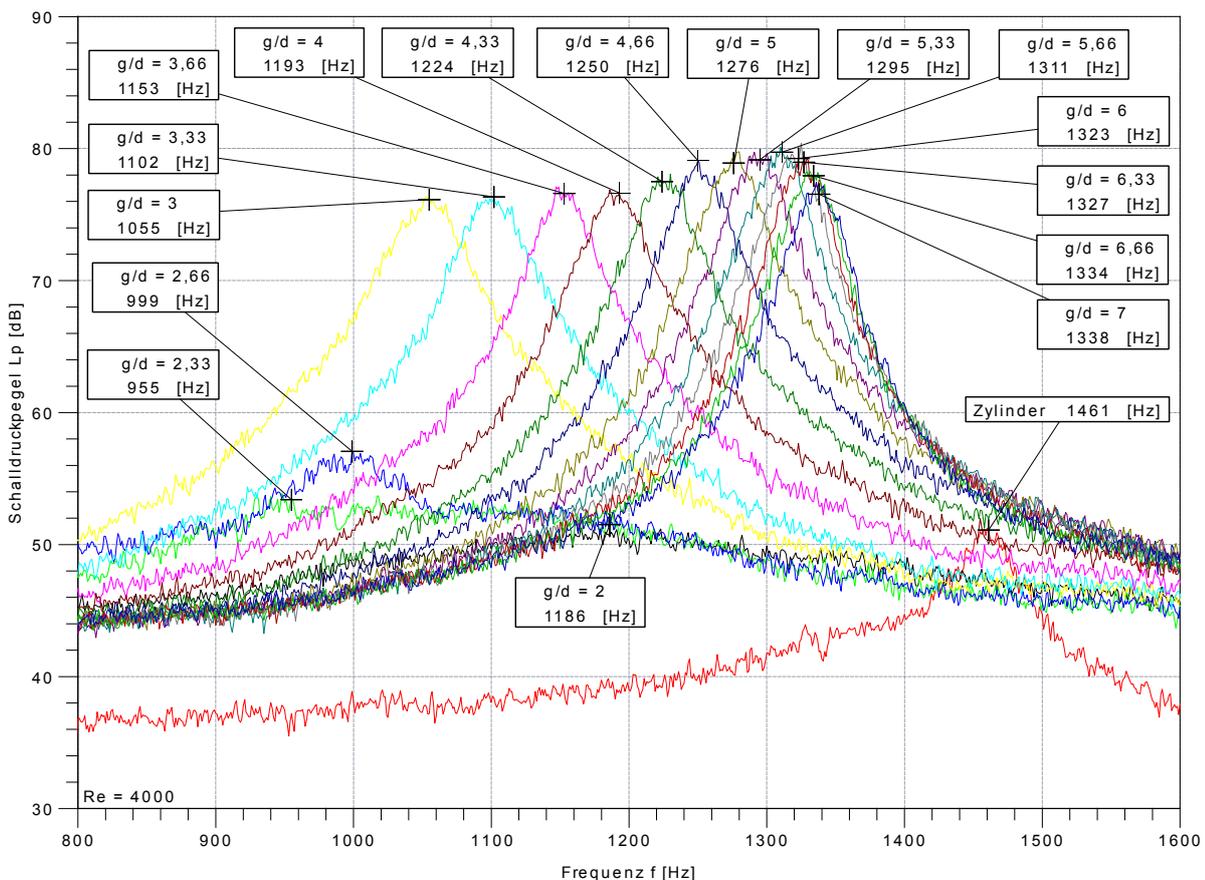
die Platte mit einer kreisförmigen Abrundung an der Vorderkante versehen, die einen Durchmesser von 4 mm besitzt. Hierdurch wird überprüft, ob eine nach Gleichung (5.1) ausgelegte Modifikation der Vorderkante ein Ausbleiben der Verstärkung herbeiführen kann. Besonders vor dem Hintergrund technischer Anwendungen kann es günstig sein, lediglich eine Veränderung der Vorderkante zur Geräuschreduktion vornehmen zu müssen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Es werden insgesamt drei verschiedene Konfigurationen betrachtet. Der Vergleich von einzeltem Zylinder und Zylinder/Platte-Konfiguration zeigt die erhebliche Zunahme der Schalldruckpegel im Falle der Schalldruckverstärkung von nahezu 40 dB an der Stelle der Wirbelablösefrequenz. Die modifizierte Zylinder/Platte-Konfiguration zeigt zwar auch einen Anstieg der Schalldruckpegel, dieser ist jedoch vergleichsweise gering. Im Bereich der Wirbelablösefrequenz kann der Schalldruckpegel um etwa 30 dB gesenkt werden. Durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders kommt es zu einer Zunahme des Gesamtschalldruckpegels von über 20 dB, für die modifizierte Platte sind dies lediglich 4 dB.



**Abbildung 5.8:** Auftreten beziehungsweise Ausbleiben der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von der Dicke der Plattenvorderkante,  $d = 1,5 \text{ mm}$ ,  $u = 20 \text{ m/s}$ ,  $g/d = 4$

## 5.2 Frequenzverschiebung der Wirbelablösefrequenz

Die Verstärkung der Schalldruckpegel ist nicht der einzige Effekt, der durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders auftritt. Es kommt des Weiteren zur Verschiebung der Wirbelablösefrequenz. Diese Verschiebung wird zunächst mit Hilfe von akustischen Messungen erfasst und im Folgenden anhand von Untersuchungen des Zylindernachlaufs sowie der dort auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten näher betrachtet. Abschließend werden die Auswirkungen auf die Druckverteilung am Zylinder untersucht. Die folgenden Untersuchungen werden am Windkanal 1 durchgeführt. Hierfür wird die Zylinder/Platte-Konfiguration mit einem Zylinder  $d = 3$  mm und einer Platte mit  $t = 4$  mm in die Messstrecke eingebracht. Bei einer konstanten Geschwindigkeit der Strömung von  $u = 20$  m/s wird der Abstand zwischen Zylinder und Platte verändert. Der Messbereich für den Abstand erstreckt sich über  $2 < g/d < 7$  mit einer Auflösung von 0,33. Zusätzlich wird ein einzelner Zylinder ohne Platte vermessen. In der Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse

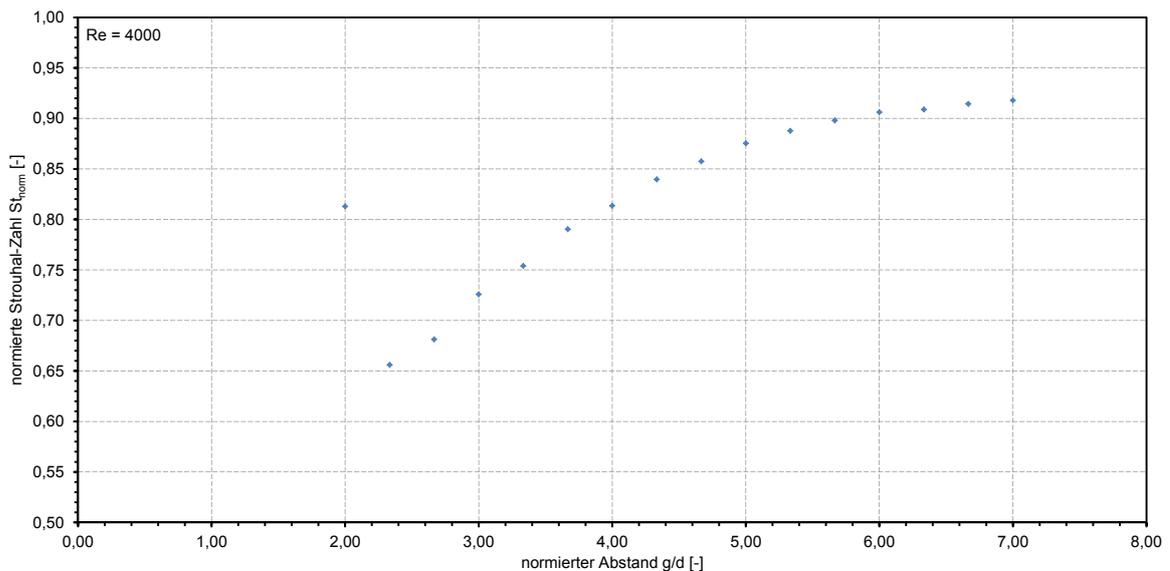


**Abbildung 5.9:** Abhängigkeit der Wirbelablösefrequenz vom Abstand zwischen dem Zylinder und der Platte,  $u = 20$  m/s,  $d = 3$  mm,  $t = 4$

der hieraus resultierenden 17 Messungen dargestellt. Aufgetragen ist das Spektrum des Schalldruckpegels am Mikrofon *Mik1*. Für den einzelnen Zylinder ergibt sich eine Wirbelablösefrequenz von  $f_{\text{Wirbelab}} = 1461$  Hz. Befindet sich im Vergleich dazu die Platte in einem Abstand von 21 mm, entsprechend  $g/d = 7$ , hinter dem Zylinder, beträgt die Wirbelablösefrequenz nur 1338 Hz. Mit weiterer Annäherung der Platte an den Zylinder nimmt die Wirbelablösefrequenz immer weiter ab. Bei einem Abstand von  $g/d = 2$  ist schließlich keine eindeutige Wirbelablösefrequenz mehr zu erkennen. Es ist lediglich ein geringer, sehr breitbandiger Anstieg des Schalldruckpegels sichtbar. Dies liegt an der ausbleibenden Wirbelbildung hinter dem Zylinder bei Unterschreitung des kritischen Abstands.

Basierend auf den Ergebnissen in Abbildung 5.9 wird in Abbildung 5.10 das Verhältnis der Wirbelablösefrequenzen betrachtet. Hierzu wird jeweils der Quotient aus der Strouhal-Zahl für die Zylinder/Platte-Konfiguration mit unterschiedlichen Abständen und dem einzelnen Zylinder gebildet. Es ergibt sich die normierte Strouhal-Zahl  $St_{\text{norm}}$ . Diese nimmt mit kleiner werdendem Abstand zwischen Zylinder und Platte immer weiter ab.

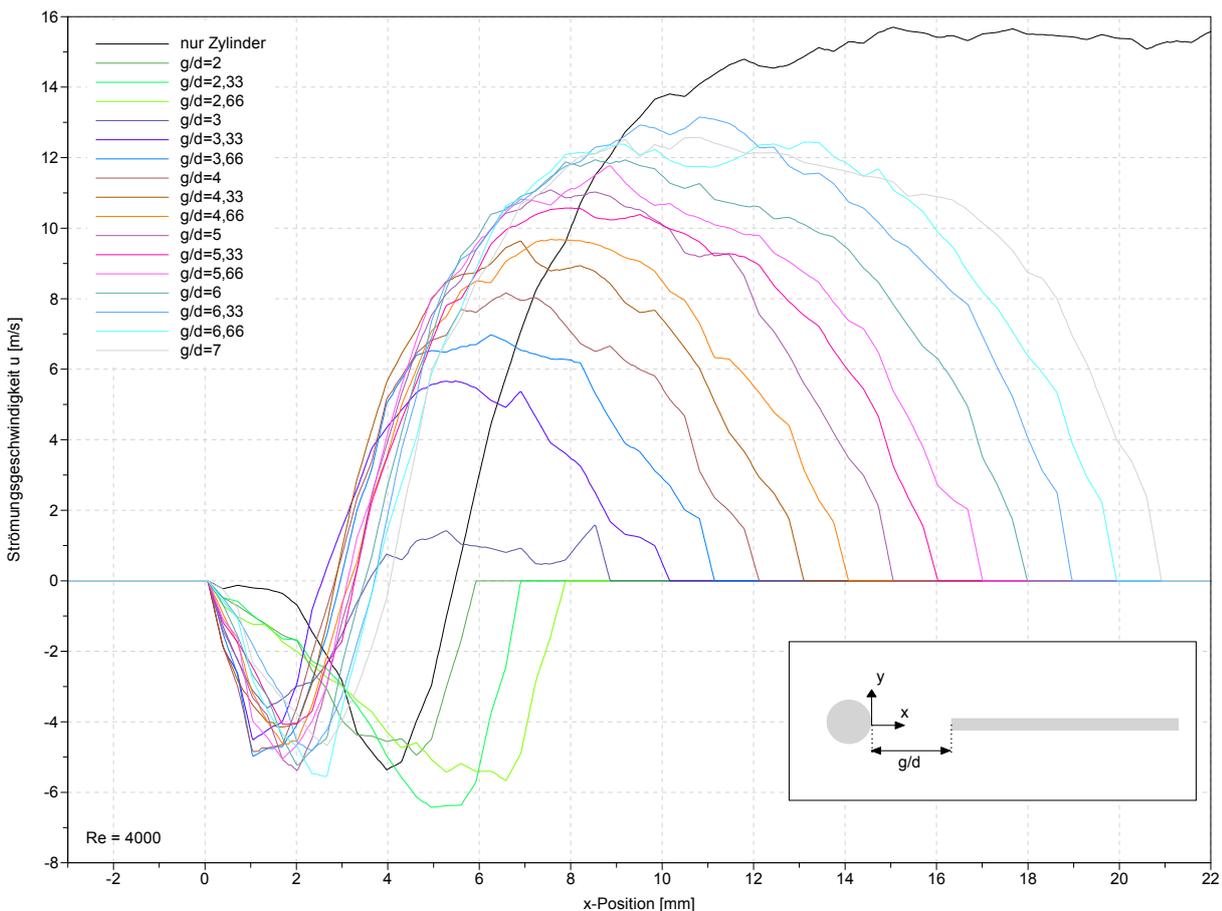
Wie unter anderem von Gerrard [Ger66] in seiner Arbeit über die Wirbelbildung an stumpfen Körpern beschrieben, sind die Größe des Nachlaufgebiets und die Strömungsgeschwindigkeit in der Scherschicht des Zylinders wesentliche Parameter für die Wirbelablösefrequenz. Im Folgenden werden diese Größen untersucht, um einen Einblick in die Auswirkung der Platte auf die Wirbelbildung und somit die Wirbelablösefrequenz zu erhalten.



**Abbildung 5.10:** Darstellung der normierten Strouhal-Zahl in Abhängigkeit von der Position der Platte. Die Normierung erfolgt anhand der Strouhal-Zahl des einzelnen Zylinders.

### 5.2.1 Untersuchung der Zylinder-Nachlauflänge

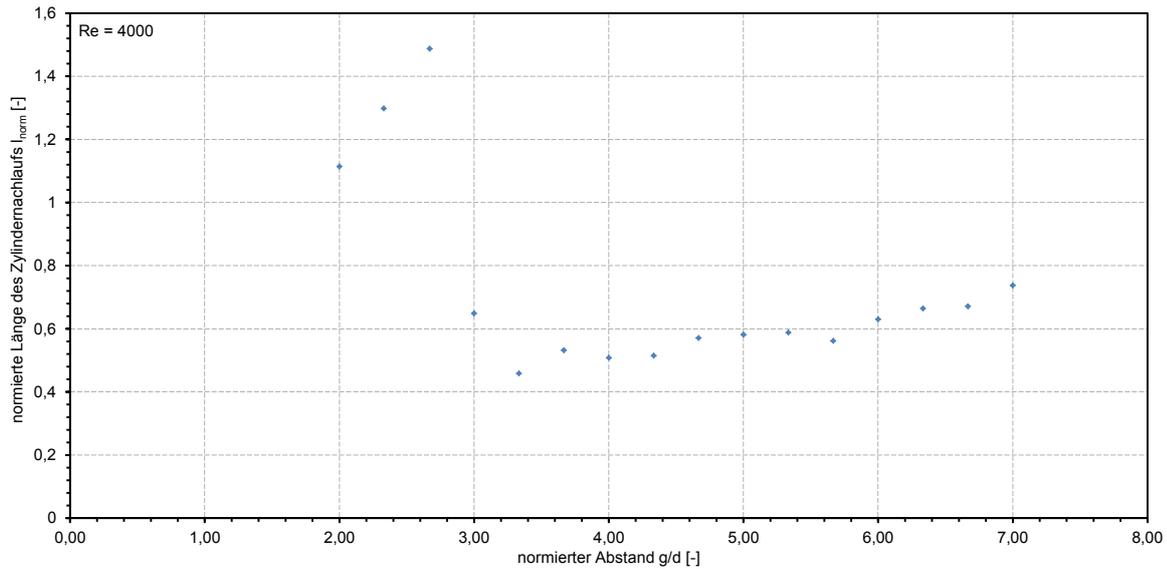
Neben den in Abbildung 5.9 vorgestellten, akustischen Ergebnissen zur Erfassung der Frequenzverschiebung, werden gleichermaßen die Strömungsgeschwindigkeitsfelder mittels Particle Image Velocimetry vermessen. Für jede der 17 unterschiedlichen Konfigurationen ergibt sich ein mittleres Vektorfeld aus einer Mittelung über 150 Messungen. In der Abbildung 5.11 sind, aus diesen Vektorfeldern, die Strömungsgeschwindigkeiten entlang der  $x$ -Achse für  $y=0$  und  $z=0$  dargestellt. Die Strömungsgeschwindigkeiten für die Messung am einzelnen Zylinder ohne Platte unterscheiden sich wesentlich von den Messungen mit Platte. Nahe am Zylinder ist die Strömungsgeschwindigkeit annähernd null und wird mit zunehmender Entfernung zum Zylinder zunächst negativ. Hier kommt es zu einer Rückströmung entgegen der eigentlichen Strömungsrichtung. An der Position  $x=4$  mm herrscht die größte negative Strömungsgeschwindigkeit. Diese negative Geschwindigkeit



**Abbildung 5.11:** Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit hinter dem Zylinder, entlang der  $x$ -Achse für  $y=0$  und  $z=0$  bei unterschiedlichen Abständen zwischen Zylinder und Platte,  $u = 20$  m/s,  $d = 3$  mm,  $t = 4$  mm

nimmt im Folgenden wieder ab und es ergibt sich an der Position  $x = 5,4$  mm eine gemittelte Geschwindigkeit von null. Mit größerer Entfernung von dem Zylinder nimmt die Strömungsgeschwindigkeit weiter zu und erreicht am Ende des Messbereichs bei  $x = 22$  mm eine Strömungsgeschwindigkeit von  $15,8$  m/s. Bei den Messungen mit Platte sind zwei unterschiedliche Verhalten zu beobachten. Für kleine Abstände zwischen Zylinder und Platte von  $2 \leq g/d \leq 2,66$  sind die Strömungsgeschwindigkeiten über den gesamten Bereich zwischen Zylinder und Platte negativ. Die Geschwindigkeit wird erst an der Vorderkante der Platte zu null. Bei diesen Abständen kommt es nicht zur Wirbelbildung und somit auch nicht zur Schalldruckverstärkung. Bei den größeren Abständen von  $g/d \geq 3$  hingegen existieren zwischen dem Zylinder und der Platte zusätzlich positive Strömungsgeschwindigkeiten. Dies zeigt, dass sich im Nachlauf des Zylinders Wirbel ausbilden, die mit der Strömung in Richtung der Platte transportiert werden. Ausgehend von einem großen Abstand der Platte von dem Zylinder nimmt die positive Strömungsgeschwindigkeit mit Annäherung der Platte an den Zylinder immer weiter ab. Die Abnahme der Wirbelablösefrequenz zeigt sich unter anderem an dieser reduzierten, gemittelten Transportgeschwindigkeit. Die Länge des Zylinder-Nachlaufs verändert sich ebenfalls. Dieser wird definiert als der Abstand zwischen dem, in Strömungsrichtung gesehen, hintersten Punkt des Zylinders und der Position an der die Strömungsgeschwindigkeit zu null wird. Die sich hieraus ergebende Zylinder-Nachlaufänge ist für jede Konfiguration in der Abbildung 5.12 über dem normierten Abstand zwischen Zylinder und Platte dargestellt. Die Nachlaufängen der Zylinder/Platte-Konfigurationen sind dabei auf die des einzelnen Zylinders ohne Platte bezogen und somit dimensionslos aufgetragen. Für die Abstände  $2 \leq g/d \leq 2,66$  ist die Nachlaufänge größer, als die des Zylinders. Wie in Abbildung 5.3 gezeigt, rollen sich die Scherschichten des Zylinders nicht zu ablösenden Wirbeln auf, sondern bilden räumlich stationäre Wirbel vor der Platte, beziehungsweise legen sich an der Platte wieder an. Dadurch, dass sich die Scherschichten nicht aufrollen, wird der Nachlauf länger. Für die Abstände von  $g/d \geq 3$  ist die Nachlaufänge, durch die sich aufrollenden Scherschichten, wesentlich kürzer. Mit zunehmendem Abstand der Platte nimmt die Länge des Nachlaufs wieder zu. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Platte den Bereich der Wirbelbildung beeinflusst und es eine Art von Stromaufwirkung der Platte auf die Vorgänge direkt am Zylinder gibt.

Im Folgenden wird betrachtet, welche Auswirkungen die Platte auf die Umströmung des Zylinders in seiner unmittelbaren Nähe hat.



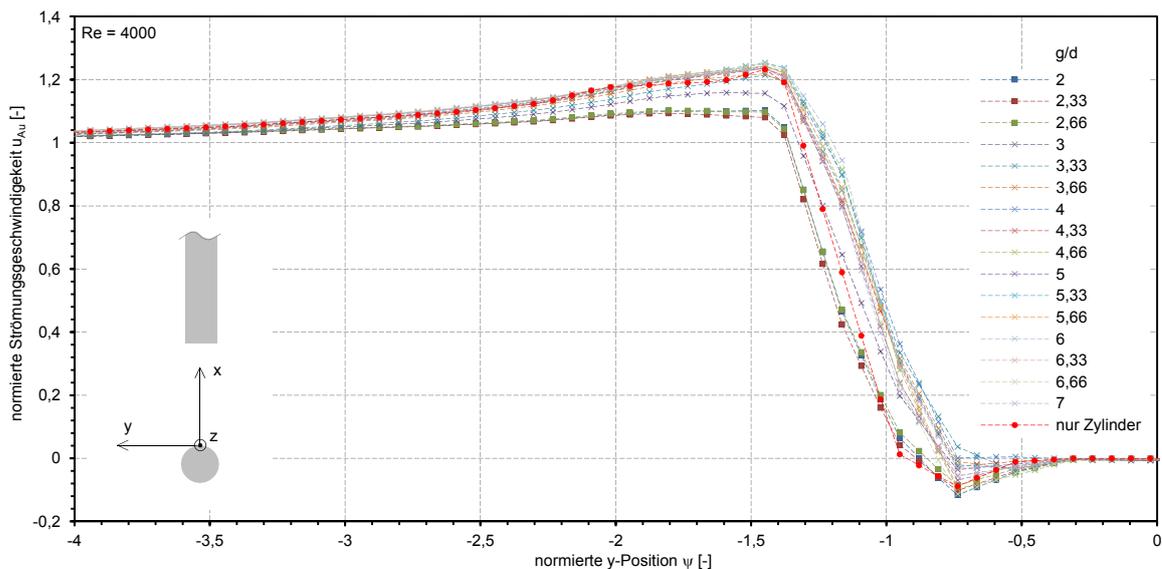
**Abbildung 5.12:** Darstellung der normierten Nachlaufänge  $l_{\text{norm}}$  in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte für  $u = 20 \text{ m/s}$ ,  $d = 3 \text{ mm}$ ,  $t = 4 \text{ mm}$ . Die Normierung erfolgt anhand der Nachlaufänge des einzelnen Zylinders.

### 5.2.2 Geschwindigkeitsverteilung in der Zylinder-Scherschicht

In der Abbildung 5.13 sind die Geschwindigkeiten der Strömung im Bereich der Zylinder-Scherschicht aufgetragen. Die Daten basieren auf den, bereits zuvor verwendeten, Particle Image Vecimetry Messungen der Strömungsgeschwindigkeitsfelder. Zur besseren Vergleichbarkeit zwischen den Konfigurationen sind die Strömungsgeschwindigkeiten auf die ungestörte, äußere Strömung normiert. Auf der Abszisse sind die  $y$ -Positionen der Messwerte für  $x = 0$  und  $z = 0$  aufgetragen. Zur Verbesserung der Anschauung sind die  $y$ -Positionen auf den Zylinderradius von  $r = 1,5 \text{ mm}$  normiert. Die seitliche Außenkante des Zylinders befindet sich somit bei  $\psi = -1$ .

Es ist deutlich der Unterschied zwischen den Abständen  $2 \leq g/d \leq 2,66$ , bei denen keine Schalldruckverstärkung auftritt und den Abständen  $g/d \geq 3$  mit Schalldruckverstärkung zu erkennen. Für die kleineren Abstände sind die normierten Strömungsgeschwindigkeiten  $u_{\text{Au}}$  geringer. Die maximale Geschwindigkeit wird für beide Abstandsbereiche bei  $\psi = -1,45$  erreicht. Bezüglich der Frequenzverschiebung ist besonders der Vergleich zwischen den Messdaten des Zylinders und dem Abstandsbereich mit Schalldruckverstärkung interessant. Die Position der maximalen Strömungsgeschwindigkeit ist für alle Konfigurationen identisch. Die Position, an der  $u_{\text{Au}}$  zu null wird, ist jedoch unterschiedlich und liegt für den einzelnen Zylinder weiter außen. Dies bedeutet, dass der Anstieg der Ge-

schwindigkeit im Fall des einzelnen Zylinders in einem kleineren Bereich erfolgt, oder anders ausgedrückt die Breite der Scherschicht, ohne Platte im Nachlauf des Zylinders, geringer ist. Für die Konfigurationen mit Platte ergibt sich hieraus eine Verringerung der Wirbelablösefrequenz, die folgendermaßen erklärt werden kann. Bei der Wirbelbildung rollt sich die Scherschicht auf einer Seite des Zylinders auf. Dabei wird der entstehende Wirbel mit Fluid aus der Scherschicht versorgt und wächst in seiner Größe an. Die Wirbelablösung erfolgt, wenn diese Zufuhr an Fluid gestoppt wird. Dies geschieht durch Fluid aus der Scherschicht der gegenüberliegenden Seite, welches durch die Rotation des wachsenden Wirbels „angesaugt“ wird. Dieses Fluid besitzt eine invertierte Wirbelstärke (siehe Abbildung 5.2) und unterbindet die weitere Versorgung des Wirbels mit Fluid aus der Scherschicht. Bei einer dickeren Scherschicht in diesem Bereich dauert dieser Vorgang länger, wodurch die Wirbelablösefrequenz sinkt.

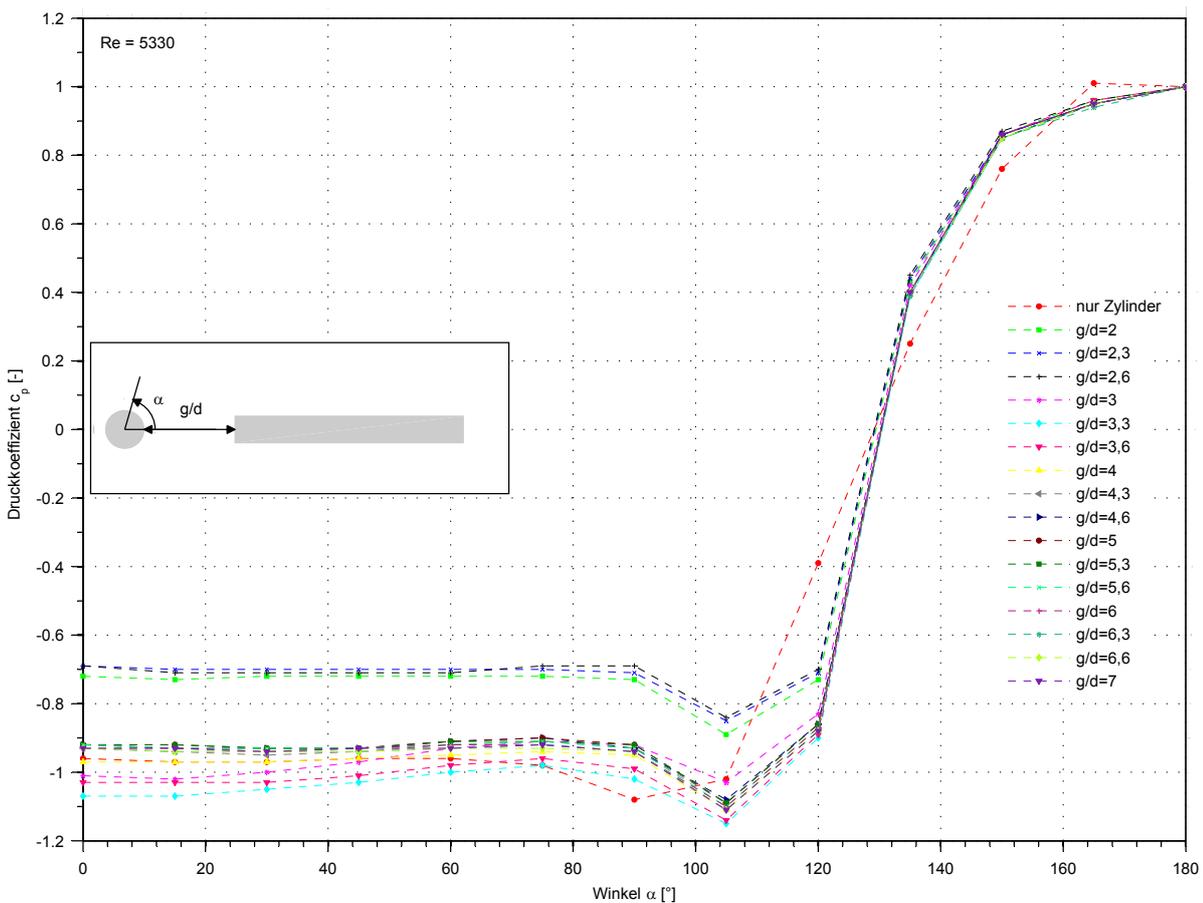


**Abbildung 5.13:** Normierte Strömungsgeschwindigkeit  $u_{Au}$ , entlang der  $y$ -Achse für  $x=0$  und  $z=0$  bei unterschiedlichen Abständen zwischen Zylinder und Platte sowie für den einzelnen Zylinder bei  $u=20$  m/s,  $d=3$  mm,  $t=4$  mm. Die Normierung erfolgt anhand der ungestörten äußeren Strömung.

Abschließend wird im Folgenden die Druckverteilung an der Oberfläche des Zylinders betrachtet.

### 5.2.3 Variation der Druckverteilung um den Zylinder

Für die Untersuchungen zur Druckverteilung an der Oberfläche des Zylinders wird ein Hohlzylinder mit einem Durchmesser von  $d=4\text{ mm}$  verwendet. Der Hohlzylinder wird mit einer Druckbohrung von  $0,5\text{ mm}$  versehen. Durch die Rotation des Hohlzylinders in Schritten von  $15^\circ$  wird die Druckverteilung auf einer Hälfte des Zylinders bestimmt. Es ist davon auszugehen, dass sich die andere Hälfte symmetrisch verhält. Die Untersuchungen werden bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u=20\text{ m/s}$  durchgeführt. Die Auswahl der Konfigurationen entspricht der in den vorherigen Abschnitten. In der Abbildung 5.14 sind die Ergebnisse der Messungen über dem Umfangswinkel des Zylinders aufgetragen. Von dem gemessenen Druck wird der statische Druck subtrahiert und das Ergebnis jeweils auf den Druck im Staupunkt des Zylinders normiert. Hieraus ergibt sich der dargestellte dimensionslose Druck-Koeffizient  $c_p$ . Für die Druckverteilung um den Zylinder zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den kleinen Abstandsbereichen von



**Abbildung 5.14:** Variation der Druckverteilung am Zylinder in Abhängigkeit von der Position am Zylinderumfang für verschiedene Abstände der Platte bei  $u=20\text{ m/s}$ ,  $d=4\text{ mm}$ ,  $t=4\text{ mm}$

$2 \leq g/d \leq 2,66$ , bei dem keine Schalldruckverstärkung vorhanden ist und dem Abstandsbereich  $g/d \geq 3$ , bei dem es zur Schalldruckverstärkung kommt. Die Charakteristik der Verläufe ist identisch, jedoch sind die absoluten Werte der Druck-Koeffizienten verschieden. Im hinteren Bereich des Zylinders für  $\alpha \leq 120^\circ$  ist der Druck-Koeffizient für die kleineren Abstände  $c_p \approx -0,7$ . Die Abstände mit Schalldruckverstärkung hingegen zeigen einen Druck-Koeffizienten von  $c_p \approx -1$ . Der für die Frequenzverschiebung relevante, Vergleich mit den Messwerten des einzelnen Zylinders zeigt im Bereich von  $\alpha \leq 75^\circ$  in etwa die gleichen Druckbeiwerte. Für größere Umfangswinkel von  $\alpha \geq 90^\circ$  unterscheiden sich die Verläufe. Der Ort, an dem der Druck-Koeffizient minimal wird, verschiebt sich durch das Hinzufügen der Platte zu größeren Umfangswinkeln. Des Weiteren liegt für die Messungen an der Zylinder/Platte-Konfiguration der Bereich, in dem es zu einem Druckanstieg kommt, bei  $75^\circ \leq \alpha \leq 105^\circ$ . Der einzelne Zylinder zeigt diesen Druckanstieg im Bereich von  $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ . Im Bereich dieses Druckanstiegs kommt es zur Ablösung der Strömung von dem Zylinder. Der Ablösepunkt befindet sich somit in Strömungsrichtung gesehen vor der dicksten Stelle des Zylinders. Dies zeigt eindeutig, dass die Grenzschicht am Zylinder laminar ist und die Umströmung im sogenannten unterkritischen Bereich stattfindet. Die Variation des Ablösepunktes hat wiederum Einfluss auf die Wirbelbildung und somit die Wirbelablösefrequenz.

## 5.3 Quantifizierung der Schalldruckverstärkung

In den vorangegangenen Abschnitten zur Variation strömungsakustisch relevanter Parameter liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung der Bedingungen, unter denen der Schalldruckpegel durch die Platte verstärkt wird. Hierbei wird die Schalldruckverstärkung nur qualitativ im Hinblick auf ihr Auftreten oder das Ausbleiben betrachtet. Im folgenden Abschnitt wird die Schalldruckverstärkung quantitativ beschrieben.

### 5.3.1 Definition eines Verstärkungsfaktors

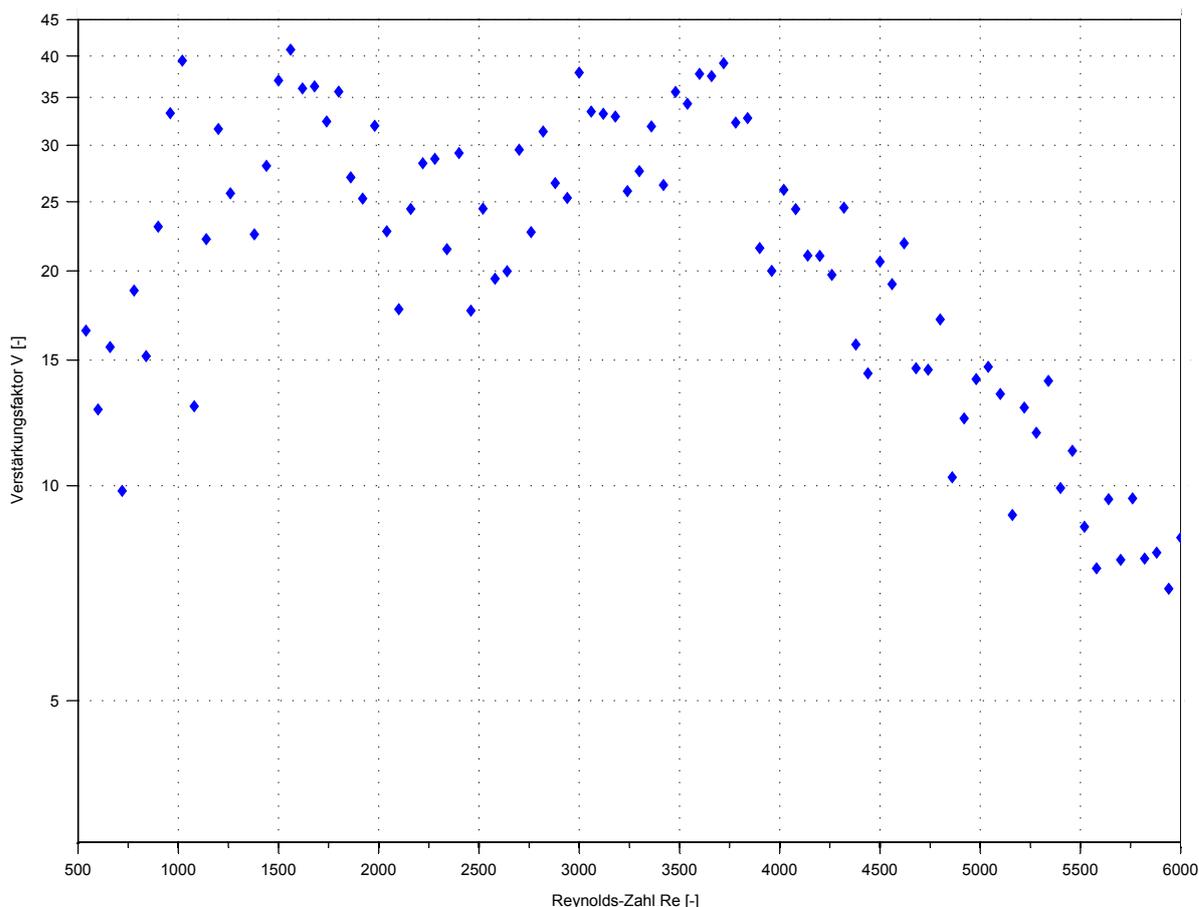
Zur quantitativen Beschreibung der Schalldruckverstärkung wird ein Verstärkungsfaktor  $V$  definiert

$$V = \frac{p_{z+p}}{p_c} . \quad (5.2)$$

Der Schalldruck  $p_{z+p}$ , steht für eine Messung an der Zylinder/Platte-Konfiguration. Dieser wird auf den Schalldruck  $p_z$  bezogen, der für eine Messung am einzelnen Zylinder ohne Platte steht. Der Vergleich der Schalldrücke erfolgt bei der jeweiligen Wirbelablösefrequenz. Es lässt sich somit eine Aussage zu der Zunahme des Schalldrucks aufgrund des Hinzufügens der Platte in den Nachlauf des Zylinders treffen.

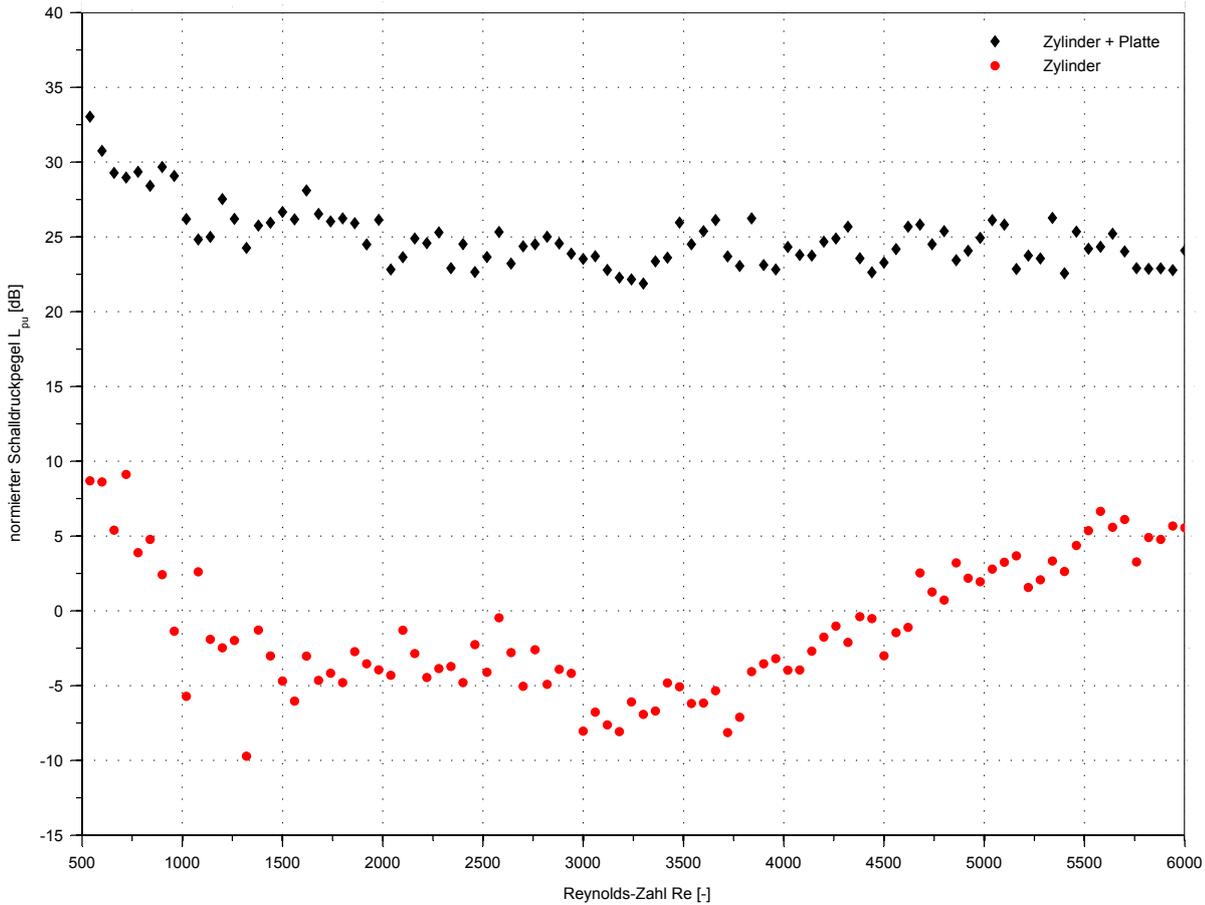
### 5.3.2 Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verstärkungsfaktors

Die Untersuchungen zur Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Strömungsgeschwindigkeit basieren zum Teil auf den in Abbildung 5.5(a) dargestellten Daten. Für die Auswertungen in diesem Abschnitt werden beispielhaft die Messdaten bei einem normierten Abstand von  $g/d = 4$  verwendet. Für alle normierten Abstände von  $3,17 \leq g/d \leq 5$ , bei denen die Schalldruckverstärkung für sämtliche Strömungsgeschwindigkeiten auftritt, ist der Verlauf der Kurven im Wesentlichen vergleichbar. Des Weiteren werden Messungen an einem einzelnen Zylinder ohne Platte durchgeführt. Der Zylinderdurchmesser von  $d = 3 \text{ mm}$  entspricht dem der Messungen an der Zylinder/Platte-Konfiguration. In der Abbildung 5.15 ist die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors  $V$  von der Reynolds-Zahl dargestellt. Die Reynolds-Zahl wird durch die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit ( $2,5 \leq u \leq 30 \text{ m/s}$ ) im Bereich von  $500 \leq Re \leq 6000$  variiert. Bei einer Reynolds-Zahl von 500 und einem Verstärkungsfaktor von 10 bis 15 beginnend, steigt der Verstärkungsfaktor bis zu einem Wert von 40 für eine Reynolds-Zahl von 1500 an. Abgesehen von einem kleineren Einbruch bei  $Re \approx 2300$  liegt der Verstärkungsfaktor zwischen 25 und 40 für



**Abbildung 5.15:** Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors  $V$  von der Reynolds-Zahl  $Re$  für einen Abstand von  $g/d=4$  zwischen Zylinder und Platte,  $d=3$  mm,  $t=1$  mm

Reynolds-Zahlen von  $1500 \leq Re \leq 3900$ . Ausgehend von  $Re = 3900$  fällt der Verstärkungsfaktor linear bis auf einen Wert von  $V = 7$  bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 6000$  ab. Diese starke Abnahme des Verstärkungsfaktors für steigende Reynolds-Zahlen wird anhand der Auswertung in Abbildung 5.16 näher untersucht. In dieser Abbildung sind der Schalldruckpegel der Zylinder/Platte-Konfiguration und der des einzelnen Zylinders in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl dargestellt. Die Schalldruckpegel sind hierfür mit der Strömungsgeschwindigkeit, in Form von  $L_{pu} = L_p - 10 \log(u^{5,3})$ , skaliert. Diese Skalierung ergibt sich aus Untersuchungen von Winkler et al. [WBD<sup>+</sup>12]. Dementsprechend bedeutet ein horizontaler Verlauf von  $L_{pu}$ , dass die Schalleistung proportional zu  $u^{5,3}$  ist. Die Zylinder/Platte-Konfiguration zeigt dieses Verhalten für Reynolds-Zahlen von  $Re \geq 2000$ . Für kleinere Reynolds-Zahlen ist der Exponent kleiner als 5,3. Das Verhalten des einzelnen Zylinders ohne Platte im Nachlauf kann in drei verschiedene Bereiche unterteilt werden. Unterhalb von  $Re = 1250$  ist der Exponent der Strömungsgeschwindigkeit viel kleiner als 5,3. Für Reynolds-Zahlen zwischen 1250 und 3000 verhalten sich



**Abbildung 5.16:** Normierter Schalldruckpegel  $L_{pu}$  des einzelnen Zylinders und der Zylinder/Platte-Konfiguration am Mikrofon *Mik1*. Der gemessene Schalldruckpegel  $L_p$  ist mit der Strömungsgeschwindigkeit skaliert,  $L_{pu} = L_p - 10 \log(u^{5,3})$ .

die normierten Schalldruckpegel der Zylinder/Platte-Konfiguration sowie die des einzelnen Zylinders gleich und variieren mit  $u^{5,3}$ . Ab einer Reynolds-Zahl von 3000 ändert sich das Verhalten des einzelnen Zylinders. Der Exponent ist hier wesentlich größer, was an dem steilen Anstieg des skalierten Schalldruckpegels  $L_{pu}$  zu erkennen ist. Wie anhand Abbildung 5.15 ersichtlich, befindet sich der Verstärkungsfaktor für Reynolds-Zahlen von  $1250 \leq Re \leq 3000$  in einem konstanten Bereich. Die Ursache für diese Konstanz ist die identische Proportionalität zwischen Schallabstrahlung und Strömungsgeschwindigkeit für die Zylinder/Platte-Konfiguration und den einzelnen Zylinder. Die Abnahme des Verstärkungsfaktors mit steigender Reynolds-Zahl wird durch die sich ändernde Geschwindigkeitsproportionalität des einzelnen Zylinders verursacht. Im Vergleich zu der Zylinder/Platte-Konfiguration nimmt, mit steigender Geschwindigkeit, die Schallabstrahlung des einzelnen Zylinders stärker zu, wodurch der Verstärkungsfaktor kleiner wird. Der Grund für dieses veränderte Verhalten des einzelnen Zylinders findet sich in der Abhän-

gigkeit der Schallabstrahlung von dem Auftriebs-Koeffizienten. Wie beispielsweise anhand der Theorie von Phillips [Phi56] deutlich wird, steht die Schallabstrahlung eines umströmten Kreiszyinders in Zusammenhang mit dem zugehörigen Auftriebs-Koeffizienten. Von Keefe [Kee62] wird ein Schalldruck-Koeffizient  $C_s$ , basierend auf dem Effektivwert des Auftriebs-Koeffizienten  $C_{L'}$ , der Strouhal-Zahl  $St$  und der Korrelationslänge in Spannweitenrichtung  $\Lambda$ , definiert.

$$C_s = C_{L'} St \sqrt{\Lambda/d} \quad (5.3)$$

Für den umströmten Kreiszyinder, eine Schallquelle mit Dipol-Charakter, wird für Extrapolationsrechnungen üblicherweise ein Potenzgesetz  $u^6$  verwendet (siehe [SMF94]). Abweichungen hiervon können auftreten, wenn sich der Schalldruck-Koeffizient mit der Reynolds-Zahl ändert. In der Arbeit von Norberg [Nor03] zum Auftrieb an Kreiszyindern zeigt sich, anhand von Daten verschiedener Autoren, dass der Schalldruck-Koeffizient stark von der Reynolds-Zahl abhängt. Für Reynolds-Zahlen zwischen 3000 und 6000 steigt der Schalldruck-Koeffizient stark an. Schalldruck-Messungen von Leehey und Hanson [LH71] bestätigen diesen Anstieg von  $C_s$  sowie Abweichungen von dem  $u^6$ -Potenzgesetz.

### **Erkenntnisse zur Variation strömungsakustisch relevanter Parameter**

Es ist festzuhalten, dass die Voraussetzung für die Verstärkung der Schalldruckpegel die periodische Wirbelbildung im Nachlauf des Zylinders ist. Hierfür muss ein Mindestabstand zwischen Zylinder und Platte vorhanden sein. Dieser kritische Abstand ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit beziehungsweise der Reynolds-Zahl. Der Verlauf des kritischen Abstands steht dabei in Zusammenhang mit der Länge des Bereichs, in dem sich die Wirbel bilden. Als weitere strömungsakustisch relevante Parameter lassen sich der Zylinderdurchmesser  $d$  und die Plattendicke  $t$  identifizieren. Für einen normierten Abstand von  $g/d = 4$  und eine Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20$  m/s lässt sich das Auftreten der Schalldruckverstärkung näherungsweise durch einen linearen Zusammenhang der beiden Größen beschreiben. Zusätzlich zu der Schalldruckverstärkung tritt durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders auch eine Verschiebung der Wirbelablösefrequenz, zu kleineren Frequenzen, auf. Die Ergebnisse zeigen, dass die Platte den Bereich der Wirbelbildung beeinflusst und es eine Art von Stromaufwirkung der Platte auf die Vorgänge direkt am Zylinder gibt. Dies äußert sich unter anderem in einer verkürzten Länge des Zylinder-Nachlaufs und Änderungen der Geschwindigkeiten in der Scherschicht. Die Schalldruckverstärkung kann über einen Verstärkungsfaktor  $V$  beschrieben werden. Dieser drückt die Zunahme des Schalldrucks durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders aus. Der Verstärkungsfaktor kann im Bereich von  $1000 \leq Re \leq 3500$  bis zu

Faktor 40 erreichen. Für größere Reynolds-Zahlen nimmt dieser Faktor stark ab.

# Kapitel 6

## Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung

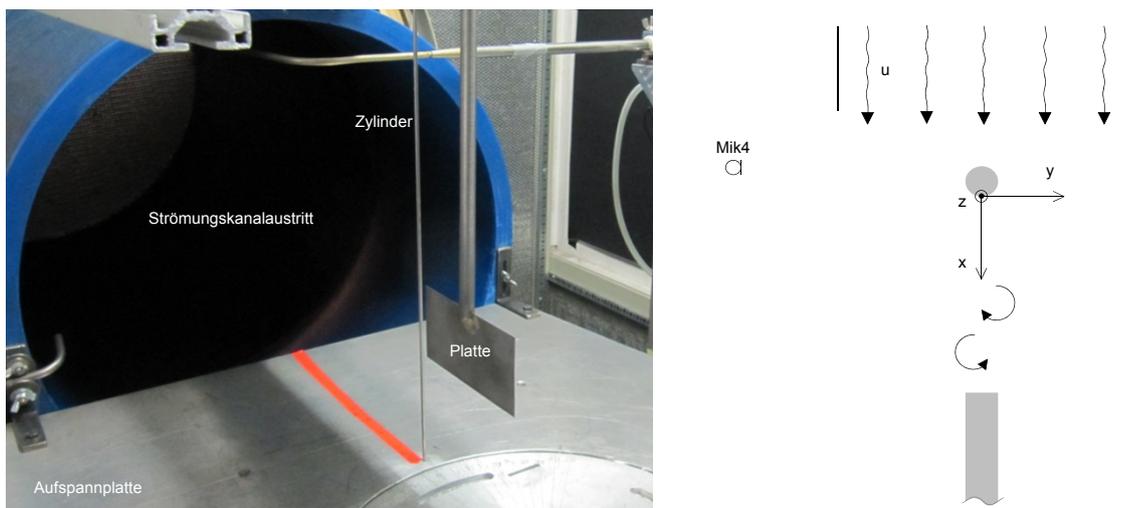
Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, ist das Auftreten der Schalldruckverstärkung von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte abhängig. Im folgenden Kapitel wird darauf aufbauend untersucht, ob das Auftreten der Schalldruckverstärkung außerdem durch die Art, wie der Abstand eingestellt wird, beeinflusst werden kann. Es wird hierbei die Richtung der Abstandsänderung und die Geschwindigkeit der Abstandsänderung untersucht. Des Weiteren wird auch der Einfluss der Turbulenz in der Anströmung betrachtet. Die Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung durch Schallwellen wird abschließend in Abschnitt 6.3 behandelt. ba

### 6.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus und der Versuchsdurchführung

Die Untersuchungen zur Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung werden an dem in Abschnitt 3.2 bereits vorgestellten Windkanal 3 durchgeführt. Dieser Prüfstand wurde ausgewählt, weil er mit 0,5 % einen geringen Turbulenzgrad aufweist, der für die Untersuchungen zur Beeinflussbarkeit der Schalldruckverstärkung zu größeren Turbulenzgraden hin variiert werden kann. Da es sich um einen Aerodynamik-Windkanal handelt, sind die Hintergrundgeräusche relativ laut verglichen zu den Aeroakustik-Windkanälen. Für die durchzuführenden Untersuchungen ist der Abstand zwischen Hintergrundgeräuschen und Nutzsignal jedoch groß genug, um das Einsetzen beziehungsweise das Ausbleiben der Schalldruckverstärkung zu detektieren.

Der Zylinder ist, wie in Abbildung 6.1 zu sehen, 250 mm hinter dem Beginn der Messstrecke montiert. Das untere Ende des Zylinders ist in einer Aufspannplatte fixiert, wodurch hier eine einseitige Wandströmung vorliegt. Das obere Ende des Zylinders ist außerhalb des Freistrahls an einem Profilaufbau befestigt. Der Zylinder hat einen Durchmesser von  $d = 3\text{ mm}$ . Die Plattenstruktur ist verstellbar an einer Traverse oberhalb des Freistrahls gelagert. Die Abstandsverstellung zwischen Platte und Zylinder kann stufenlos mit variabler Geschwindigkeit erfolgen. Die Platte hat die Abmessungen  $120\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ . Die Plattenstärke beträgt  $1\text{ mm}$ . Basierend auf dem Zylinderdurchmesser  $d$  und den für die Untersuchungen verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten  $u$  zwischen  $6\text{ m/s}$  und  $30\text{ m/s}$  ergibt sich ein Reynolds-Zahlbereich von  $1200 \leq Re \leq 6000$ .

Zur Beschreibung geometrischer Anordnungen wird ein kartesisches Koordinatensystem festgelegt. Der Ursprung befindet sich mittig auf der Zylinderhinterkante, auf Höhe der Plattenmitte. Die  $x$ -Koordinatenrichtung ist in Strömungsrichtung positiv. Die  $y$ -Koordinatenrichtung zeigt quer zur Strömungsrichtung positiv nach links. Die  $z$ -Koordinatenrichtung liegt vertikal zur Strömungsrichtung positiv nach oben.



**Abbildung 6.1:** Versuchsaufbau zur Untersuchung der Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung

### 6.1.1 Erfassung des Auftretens der Schalldruckverstärkung

Im Folgenden wird das Vorgehen zur Erfassung des Auftretens der Schalldruckverstärkung erläutert. Zunächst ist festzuhalten, dass die Platte schrittweise mit der Plattenverfahrgeschwindigkeit  $u_{Platte}$  in zwei Richtungen verstellt wird. Die Platte wird zum einen in positiver  $x$ -Richtung vom Zylinder weg bewegt. Diese Verstellung in Strömungsrichtung

wird im Folgenden mit dem englischen Begriff „flow“ bezeichnet. Bei dieser Verstellrichtung ist der Punkt interessant, bei welchem die Schalldruckverstärkung beginnt. Zum anderen wird die Platte von einem großen Abstand aus, nachdem sie vom Zylinder wegbewegt und die Schalldruckverstärkung vorhanden ist, wieder in Richtung des Zylinders bewegt. Diese Verstellung entgegen der Strömungsrichtung wird im Folgenden mit dem Begriff „antiflow“ beschrieben. Bei dieser Verstellrichtung ist der Punkt beziehungsweise Abstand ausschlaggebend, bei welchem die Schalldruckverstärkung letztmalig auftritt. Dies bedeutet, dass bei einer weiteren Abstandsverkleinerung keine Schalldruckverstärkung mehr auftritt.

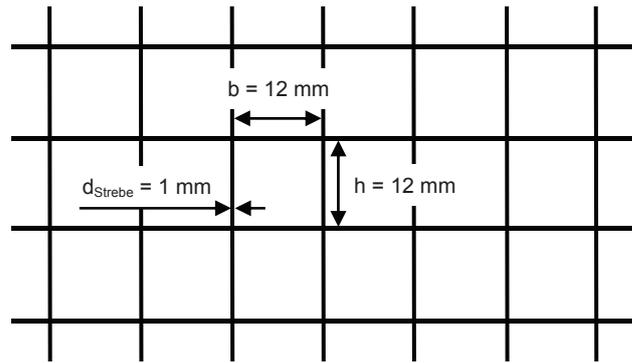
Das Auftreten beziehungsweise das Ausbleiben der Schalldruckverstärkung wird auf zwei unterschiedliche Weisen erfasst. Zum einen erfolgt eine Messung des Schalldruckpegels. Hierbei kann die Verstärkung anhand des Unterschieds im Schalldruckpegel identifiziert werden. Zum anderen wird ein Mikrofon/Kopfhörer-System eingesetzt, mit dessen Hilfe eine subjektive Erfassung des Auftretens der Schalldruckverstärkung möglich ist. Aufgrund der Tatsache, dass es bei den durchzuführenden Untersuchungen nicht um die quantitative Bestimmung der Schalldruckverstärkung, sondern um eine qualitative Aussage zum Auftreten der Schalldruckverstärkung geht, ist dieses Vorgehen gleichermaßen geeignet. Da dies wesentlich zeiteffizienter durchzuführen ist als die messtechnische Erfassung, kann eine große Anzahl an Messpunkten realisiert werden.

### 6.1.2 Gitter zur Variation des Turbulenzgrades

Neben der Richtung der Abstandsvariation wird auch der Turbulenzgrad der Anströmung variiert. Ausgehend von dem Turbulenzgrad des Freistrahls mit 0,5 % wird durch den Einsatz eines Gitters, im Folgenden Turbulenzgitter genannt, eine Steigerung des Turbulenzgrades erreicht. Die Abmessungen und der Aufbau dieses Turbulenzgitters sind in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt. Das Turbulenzgitter hat eine Grundstruktur aus Metalldraht und ist mit einem PVC-Kunststoff ummantelt. Es ist symmetrisch aufgebaut und hat einen Strebendurchmesser von  $d_{\text{Strebe}} = 1 \text{ mm}$ . Die offene Maschenbreite  $b$  und die offene Maschenhöhe  $h$  betragen jeweils 12 mm. Als Kenngröße für das Turbulenzgitter kann die sogenannte Gitterporosität  $\beta$  berechnet werden. Diese gibt die Durchlässigkeit des Turbulenzgitters an und kann mit Hilfe des Strebendurchmessers, der Maschenbreite und -höhe berechnet werden. Im Folgenden wird zunächst die Gesamtmaschenfläche

$$A_{\text{Masche,Gesamt}} = (h + d_{\text{Strebe}})(b + d_{\text{Strebe}}) \quad (6.1)$$

berechnet. Mit den oben genannten Werten ist  $A_{\text{Masche,Gesamt}} = 169 \text{ mm}^2$ .



**Abbildung 6.2:** Aufbau und Abmessungen der Turbulenzgitters

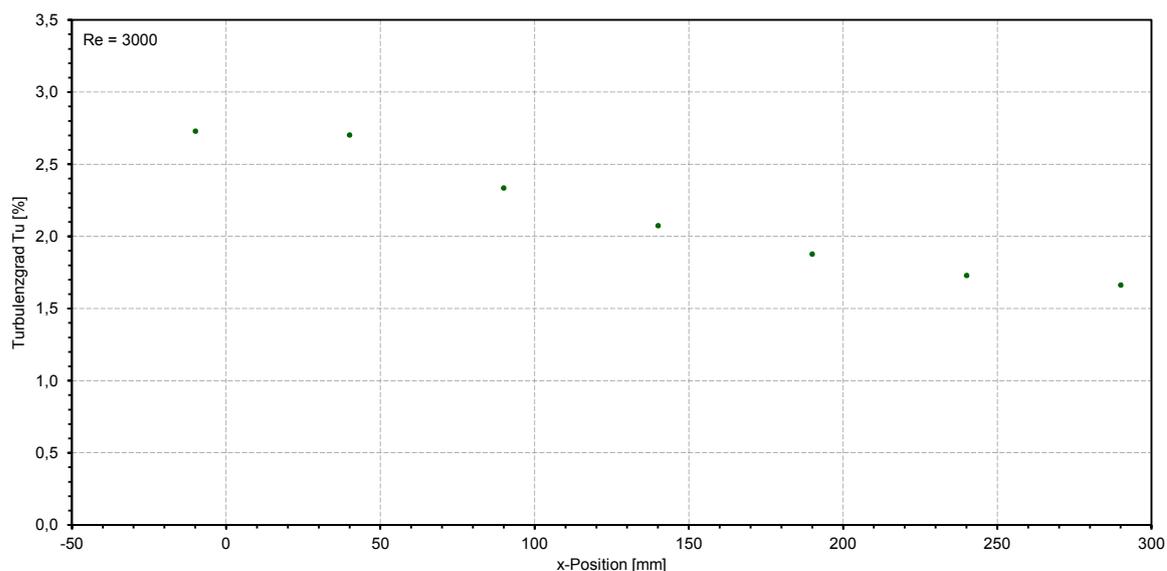
Die offene Maschenfläche ist durch die Multiplikation von Maschenbreite mit Maschenhöhe zu errechnen. Diese beträgt  $A_{\text{Masche,offen}} = 144 \text{ mm}^2$ . Die Gitterporosität wird in Prozent angegeben und ergibt sich mit dem Verhältnis dieser beiden Flächen zu

$$\beta = \frac{A_{\text{Masche,offen}}}{A_{\text{Masche,Gesamt}}} 100 \% . \quad (6.2)$$

Das verwendete Turbulenzgitter hat eine Porosität von  $\beta = 85,2 \%$ .

Für die Untersuchung der Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung werden fünf verschiedene Turbulenzgrade eingestellt. Eine Möglichkeit dies zu erreichen, ist die Variation des Abstandes zwischen Turbulenzgitter und Zylinder. Hierfür wird im Vorfeld der Messungen der Turbulenzgrad in Abhängigkeit von dem Abstand zum Turbulenzgitter gemessen. Die Messung der Turbulenzgrade erfolgt mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Hitzdrahtmesssystem. In Abbildung 6.3 ist der Turbulenzgrad in Prozent über der  $x$ -Position im Koordinatensystem aufgetragen. Das Turbulenzgitter befindet sich bei  $x = -270 \text{ mm}$ . Die Strömungsgeschwindigkeit für diesen Versuch beträgt  $u = 15 \text{ m/s}$ . Es zeigt sich, dass der Turbulenzgrad über dem Abstand zum Turbulenzgitter geringer wird. Diese Abnahme des Turbulenzgrades findet jedoch nicht linear statt. Im kleineren Abstandsbereich nimmt der Turbulenzgrad relativ stark und bei größeren Abständen im Verhältnis deutlich weniger ab. Dies bedeutet, um einen Turbulenzgrad von weniger als  $1,0 \%$  zu erzeugen, muss das Gitter relativ weit vom Zylinder entfernt werden. Allgemein lässt sich Folgendes ableiten. Um den Turbulenzgrad zu variieren, ist es ausreichend ein Turbulenzgitter zu verwenden. Es muss lediglich der Abstand zwischen Turbulenzgitter und der Zylinder/Plattenstruktur vergrößert oder verkleinert werden.

Um bei der Messung mit Platte und Zylinder eine Aussage über den Einfluss des Turbulenzgrades machen zu können, werden neben dem Freistrah-Turbulenzgrad ( $0,5 \%$ ) vier weitere Turbulenzgrade erzeugt. Aus den obigen Erkenntnissen lässt sich schließen, dass für einen Turbulenzgrad von  $Tu = 2,0 \%$  das Turbulenzgitter  $150 \text{ mm}$  weiter entfernt sein



**Abbildung 6.3:** Abhängigkeit des Turbulenzgrades  $Tu$  vom Abstand zum Turbulenzgitter,  $u = 15$  m/s

muss als für einen Turbulenzgrad von  $Tu = 3,0\%$ . Zur Beurteilung des Einflusses des Turbulenzgrades auf die Schalldruckverstärkung wird ein möglichst breites Spektrum an Turbulenzgraden erzeugt. In Tabelle 6.1 sind die ausgewählten Abstände zwischen Turbulenzgitter und Zylinder mit den zugehörigen Turbulenzgraden dargestellt. Zur Vereinfachung werden stellvertretend für die verschiedenen Turbulenzgrade im Folgenden auch die Bezeichnungen Turbulenzgitter a bis d verwendet. Die zugehörigen Messergebnisse werden im folgenden Abschnitt, der Charakterisierung der Anströmung, näher betrachtet.

**Tabelle 6.1:** Variation des Turbulenzgrades

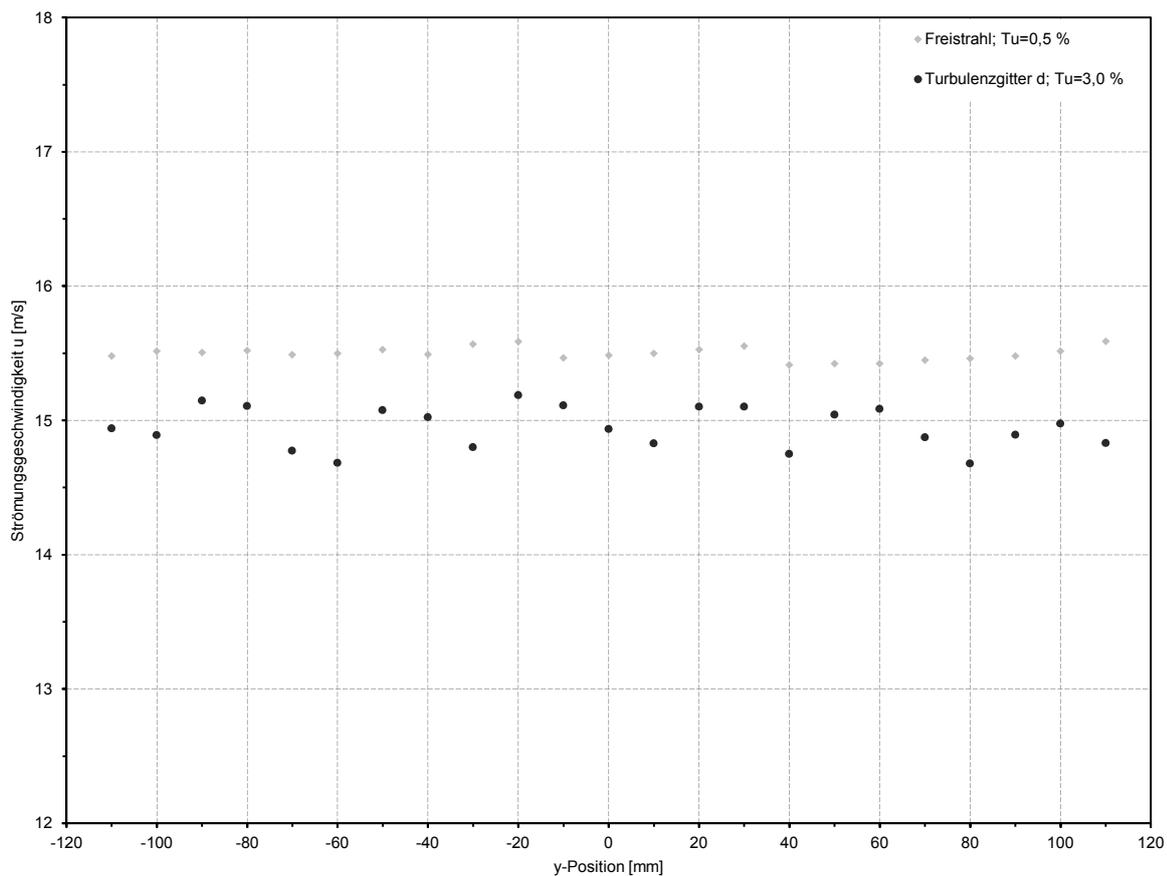
Turbulenzgitter	Turbulenzgrad [%]	$x$ -Position [mm]
a	0,7	-850
b	1,0	-650
c	2,0	-420
d	3,0	-250

### 6.1.3 Charakterisierung der Anströmung

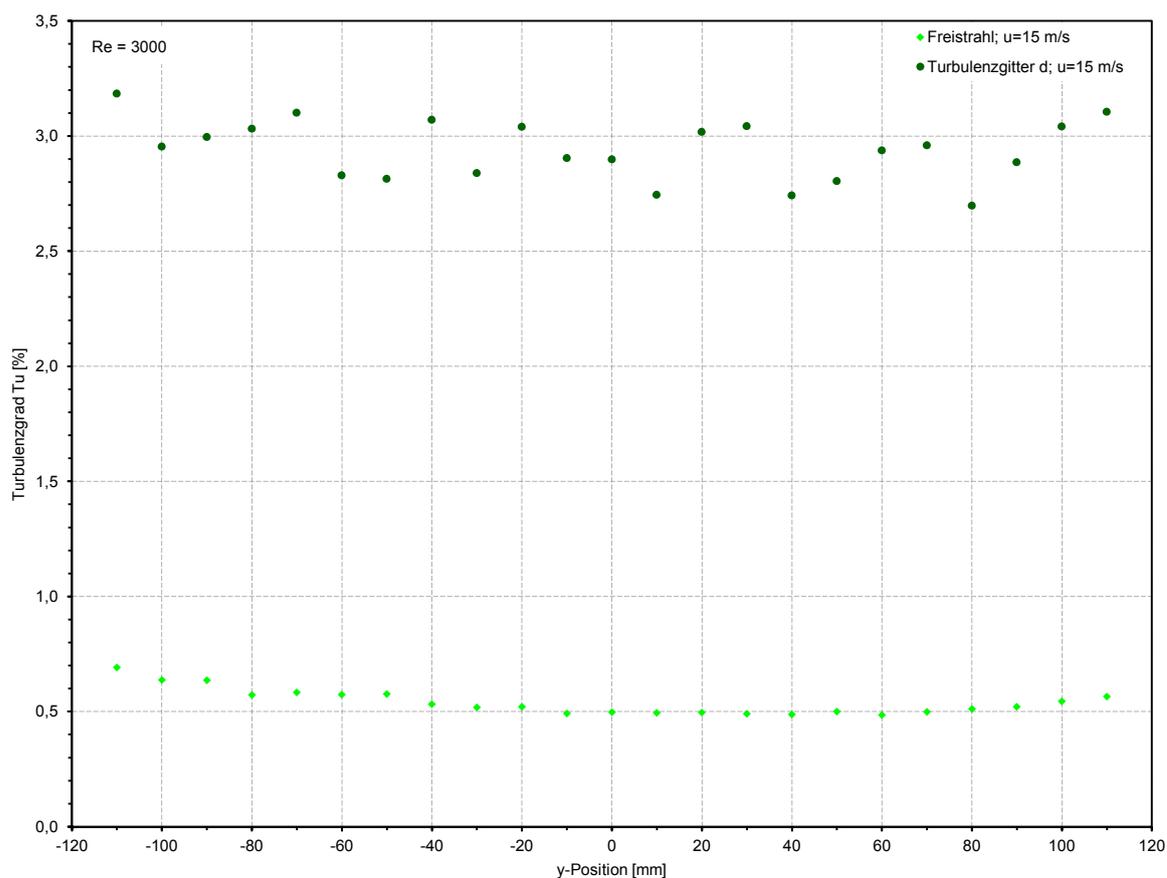
Im Vorfeld der durchzuführenden Untersuchungen ist es wichtig, die Art der Anströmung beziehungsweise das vorliegende Strömungsprofil zu kennen, um auftretende Effekte vor

dem Hintergrund der Randbedingungen diskutieren zu können. Für die Messung der Strömungsprofile befinden sich weder Zylinder noch Platte in der Strömung. Es wird jedoch deren Position als Referenz angegeben.

In der Abbildung 6.4 ist das Geschwindigkeitsprofil im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration aufgetragen. Die Position der Hitzdrahtsonde wird in der  $y$ -Koordinatenrichtung variiert. Sie befindet sich während der Messung bei  $z = 0$  und bei  $x = -10$  mm. Dargestellt sind die Ergebnisse für den Freistrah ( $Tu = 0,5\%$ ) und das Turbulenzgitter d ( $Tu = 3\%$ ). Die Messung der Strömungsgeschwindigkeitsprofile erfolgt bei leicht unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten von  $15,5$  m/s für den Freistrah und  $15$  m/s für das Turbulenzgitter d. Für den Freistrah ergibt sich über den vermessenen Bereich ein gleichmäßiges Profil. Die Messung mit dem Turbulenzgitter d hingegen weist eine gewisse Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit auf. Die Ursache für diese Schwankung ist auf den vergleichsweise geringen Abstand zwischen Turbulenzgitter und Hitzdrahtsonde beziehungsweise Zylinder zurückzuführen.



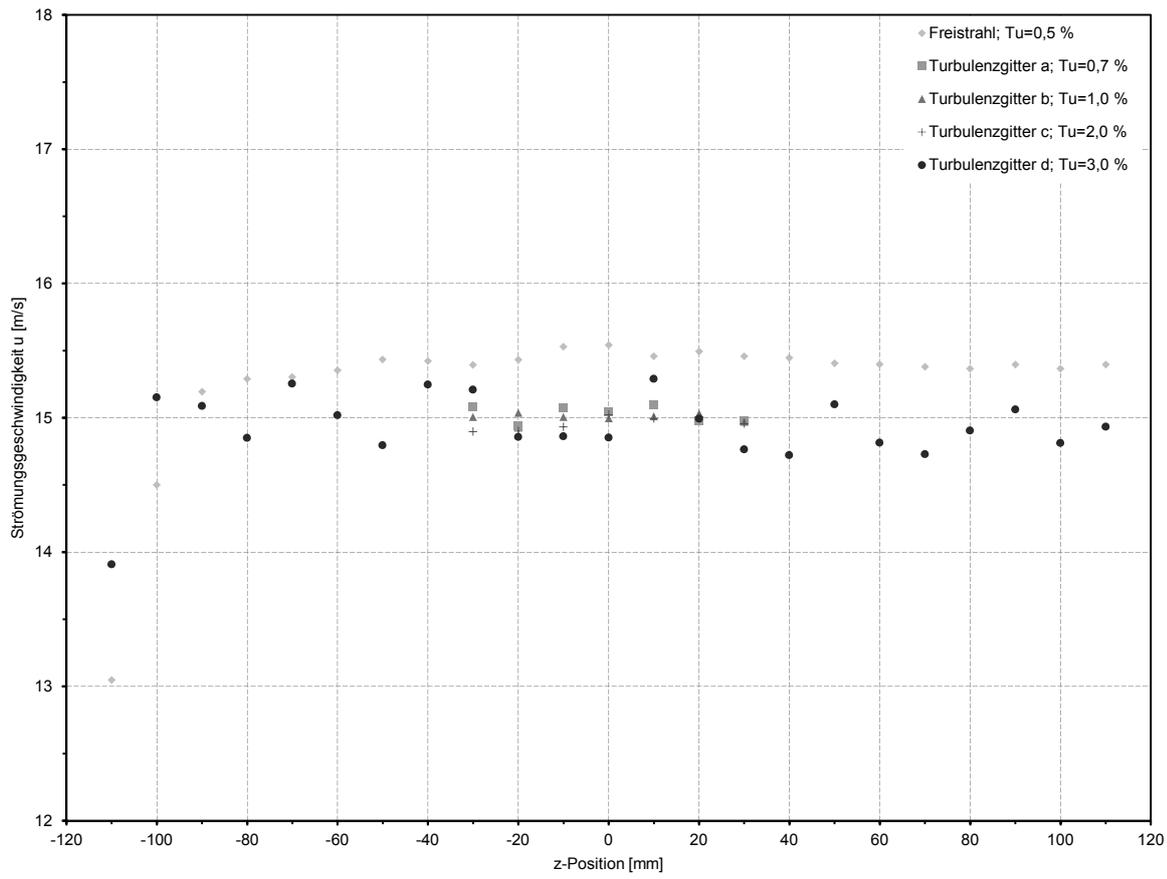
**Abbildung 6.4:** Strömungsgeschwindigkeitsprofil im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration in  $y$ -Koordinatenrichtung



**Abbildung 6.5:** Turbulenzgradprofil im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration in  $y$ -Koordinatenrichtung

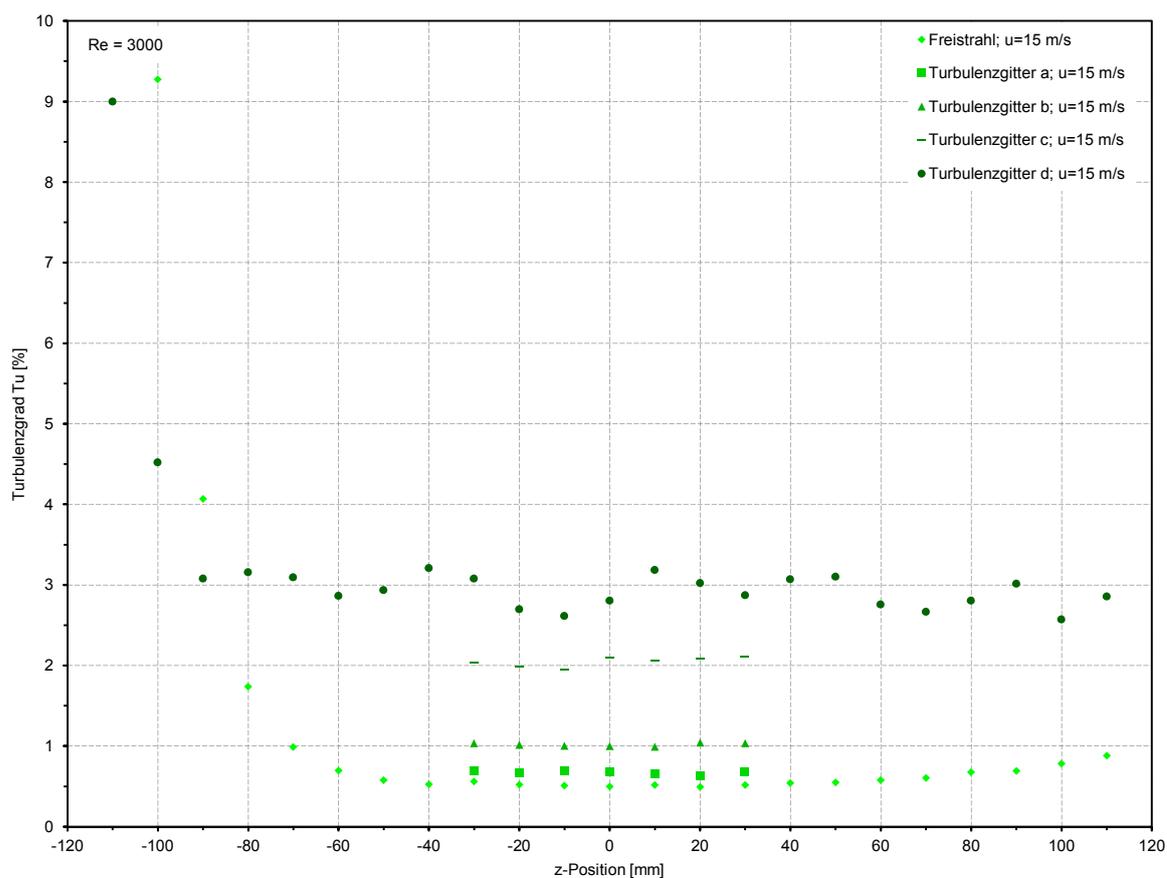
Aufbauend auf den Messdaten für die Geschwindigkeitsprofile sind in Abbildung 6.5 die zugehörigen Turbulenzgrade dargestellt. Hierbei zeigt sich ein entsprechendes Verhalten. Für den Freistrah ist der Turbulenzgrad, besonders im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration, sehr gleichmäßig bei 0,5 %. An den äußeren Rändern des vermessenen Bereichs steigt dieser leicht an. Der Grund hierfür ist die Annäherung an die Scherschicht zwischen der ruhenden Luft außerhalb der Strömung und der Strömung des Windkanals. Die Messung mit dem Turbulenzgitter zeigt weitaus größere Schwankungen des Turbulenzgrades. Im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration beträgt dieser etwa 3 %. Aufgrund des von vornherein größeren Turbulenzgrades ist für das Turbulenzgitter  $d$  keine Zunahme des Turbulenzgrades zu den Randbereichen hin festzustellen.

Die Auswertung des Strömungsgeschwindigkeitsprofils in  $z$ -Koordinatenrichtung ist in der Abbildung 6.6 aufgetragen. Bei dieser Messung befindet sich die Hitzdrahtsonde an der Position  $x = -10$  mm und in  $y$ -Koordinatenrichtung auf der Ebene der Zylindermittle ( $y = 0$ ). Es wird lediglich die  $z$ -Position der Hitzdrahtsonde verändert. Dargestellt sind die Ergeb-



**Abbildung 6.6:** Strömungsgeschwindigkeitsprofil im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration in  $z$ -Koordinatenrichtung

nisse der Messungen mit den Turbulenzgittern a bis d sowie die des Freistrahls. Da für die Untersuchungen in  $z$ -Koordinatenrichtung, aufgrund der Plattenhöhe von 60 mm, hauptsächlich der Bereich  $-30 \text{ mm} \leq z \leq 30 \text{ mm}$  relevant ist, wird bei den Turbulenzgittern a, b und c nur dieser Bereich messtechnisch erfasst. Die Messreihen des Freistrahls und des Turbulenzgitters d sind über dem ganzen Messbereich, von  $z = -110 \text{ mm}$  bis  $z = 110 \text{ mm}$ , erfolgt. Die Position  $z = -110 \text{ mm}$  befindet sich 20 mm über der Aufspannplatte, in der eine Seite des Zylinders befestigt ist. Da sich die Strömung hier einseitig über die Aufspannplatte bewegt, ergibt sich eine Wandgrenzschicht, die ein unsymmetrisches Strömungsprofil zur Folge hat. Oberhalb von  $z = -90 \text{ mm}$  sind die Strömungsgeschwindigkeiten für den Freistrah relativ gleichmäßig. Die Zylinder/Platte-Konfiguration befindet sich somit im Kernbereich der Strömung außerhalb der Wandgrenzschicht der Aufspannplatte. Bei dem Turbulenzgitter d liegt wiederum ein großer Streubereich vor. Die Geschwindigkeitswerte betragen je nach Messposition zwischen  $u = 14,7 \text{ m/s}$  und  $u = 15,6 \text{ m/s}$ . Ob und welche Auswirkungen dies auf die späteren Messungen hat, kann an dieser Stelle nur schlecht

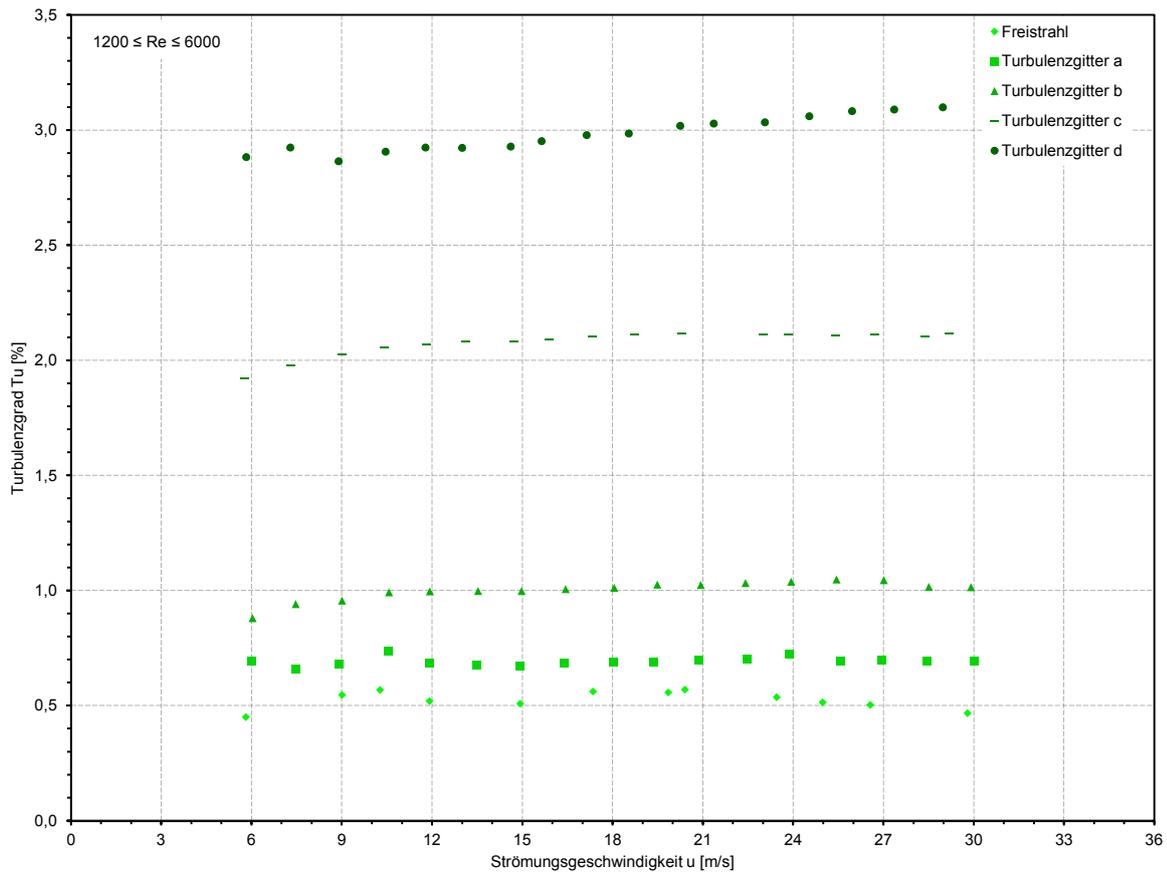


**Abbildung 6.7:** Turbulenzgradprofil im Bereich der Zylinder/Platte-Konfiguration in  $z$ -Koordinatenrichtung

beurteilt werden. Festzuhalten ist, dass bei Turbulenzgitter d eine größere Inhomogenität im Geschwindigkeitsprofil vorliegt. Bei allen anderen Turbulenzgittern sind die Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit wesentlich geringer.

In der Abbildung 6.7 ist für die vier verschiedenen Turbulenzgitter a bis d sowie für den Freistrah ohne Turbulenzgitter der jeweilige Turbulenzgrad in der  $z$ -Koordinatenrichtung dargestellt. Entsprechend der Vermessung der Strömungsgeschwindigkeitsprofile befindet sich die Hitzdrahtsonde an der Position  $x = -10$  mm und  $y = 0$ . Die  $z$ -Position der Hitzdrahtsonde wird variiert.

Für die Messungen an der Zylinder/Platte-Konfiguration ist in  $z$ -Koordinatenrichtung, aufgrund der Plattenhöhe von 60 mm, hauptsächlich der Bereich von  $z = -30$  mm bis  $z = 30$  mm relevant. Aus diesem Grund wird bei den Turbulenzgittern a, b und c nur dieser Bereich dargestellt. Bei Betrachtung des Freistrahls wird ersichtlich, dass der Turbulenzgrad, wie zu erwarten, im Bereich der Wandgrenzschicht über der Aufspannplatte deutlich ansteigt. Für die weiteren Messungen ist dieser ortsabhängige Anstieg des Turbulenzgrades



**Abbildung 6.8:** Abhängigkeit des Turbulenzgrades  $Tu$  von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$

jedoch nicht relevant, da sich die Zylinder/Platte-Konfiguration im Kernbereich der Strömung befindet. Im relevanten Bereich liegt der Turbulenzgrad des Freistrahls mit geringer Streuung bei  $Tu = 0,5\%$ . Das Turbulenzgitter a erreicht im Plattenbereich durchschnittlich einen Turbulenzgrad von  $Tu = 0,7\%$ . Hierbei ist die Streuung der Werte nur gering. Ein Turbulenzgrad von  $Tu = 1,0\%$  wird bei Verwendung von Turbulenzgitter b erreicht. Die Positionierung von Turbulenzgitter c an der Position  $x = -420$  mm erzeugt einen Turbulenzgrad von  $Tu = 2,0\%$ , wobei hier eine leichte Zunahme der Streuung der Messwerte zu erkennen ist. Mit Turbulenzgitter d wird im Mittel ein Turbulenzgrad  $Tu = 3,0\%$  mit großer Streuung erzeugt. Im Hinblick auf die Auswertung der Untersuchungen zur Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung durch Variation des Turbulenzgrades, ist bei den auftretenden Effekten auf einen möglicherweise ursächlichen Zusammenhang mit der räumlichen Streuung der Turbulenzgrade von Turbulenzgitter d zu achten.

In der Abbildung 6.8 wird die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Turbulenzgrades für die fünf unterschiedlichen Konfigurationen untersucht. Die Hitzdrahtsonde befindet sich während der Messung an der Position  $x = -10$  mm,  $y = 0$  und  $z = 0$ .

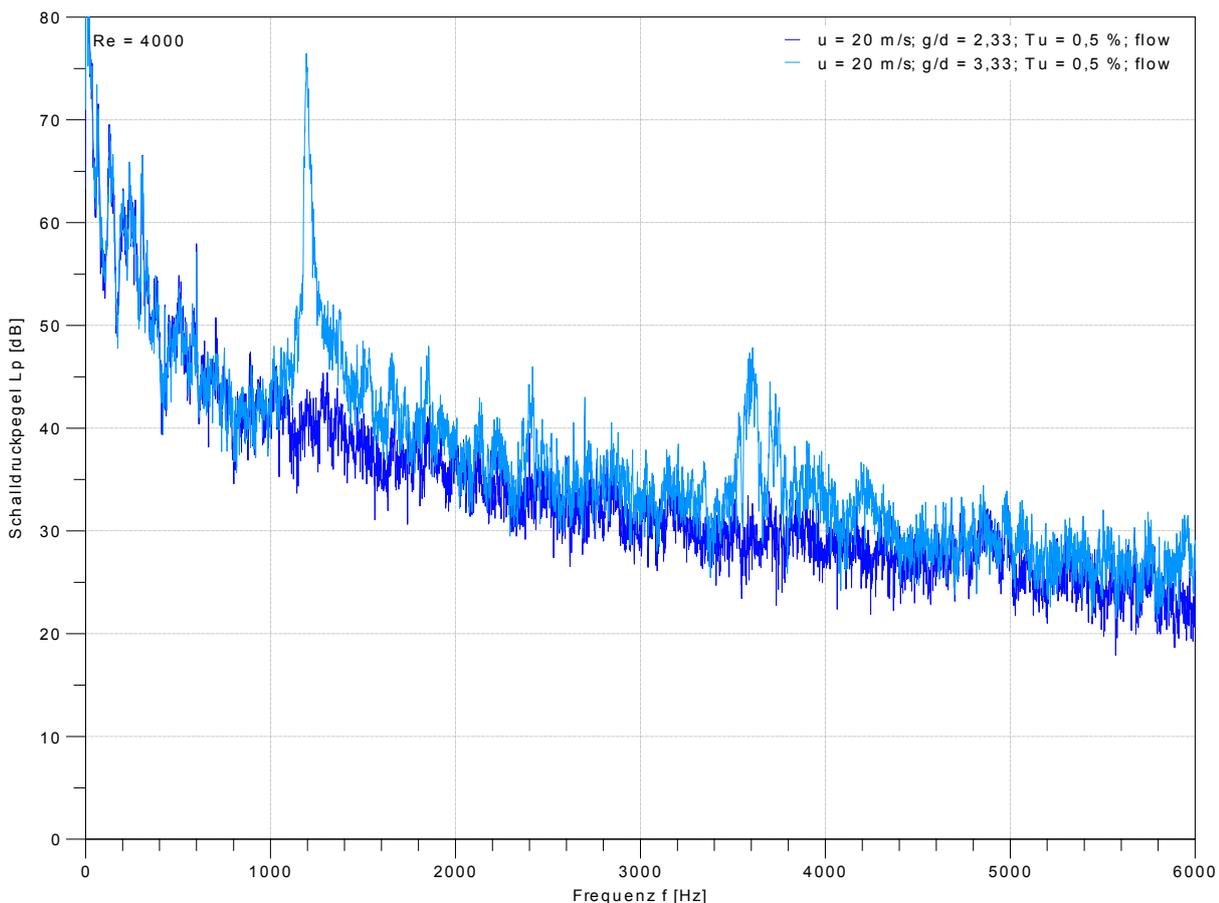
Bei den Turbulenzwerten des Freistrahls tritt eine geringe Streuung auf, es kommt bei Änderung der Anströmgeschwindigkeit jedoch zu keiner generellen Änderung des zuvor ermittelten Turbulenzgrades. Auch das Turbulenzgitter a verhält sich nahezu unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Etwas anders sieht dies bei Betrachtung der anderen Turbulenzgitter aus. Bei den Gittern b, c und d ist eine zumindest geringe Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit zu erkennen. Bei diesen Turbulenzgittern steigt mit der Strömungsgeschwindigkeit auch der Turbulenzgrad an. Des Weiteren ist zu erkennen, dass mit steigendem Turbulenzgrad die Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit zunimmt. Die Änderung des Turbulenzgrades ist beispielsweise, für das Turbulenzgitter d, mit 0,2% im betrachteten Strömungsgeschwindigkeitsbereich zwischen 6 m/s und 30 m/s jedoch relativ gering, verglichen mit der räumlichen Schwankung des Turbulenzgrades. Prinzipiell werden hier die in der Tabelle 6.1 vorgegebenen Turbulenzgrade bestätigt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass durch die Positionsänderung des Turbulenzgitters der Turbulenzgrad variiert werden kann. Die vier erzeugten Turbulenzgrade sind in  $y$ - und  $z$ -Koordinatenrichtung, im relevanten Bereich der Messstrecke des Windkanals, ausreichend konstant. Es besteht zudem, im betrachteten Geschwindigkeitsbereich, keine beziehungsweise nur eine geringe Abhängigkeit des Turbulenzgrades von der Strömungsgeschwindigkeit.

## 6.2 Hysterese der Schalldruckverstärkung in Folge der Abstandsveränderung zwischen Zylinder und Platte

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob das Auftreten der Schalldruckverstärkung durch die Richtung der Abstandsänderung zwischen Zylinder und Platte beeinflusst werden kann.

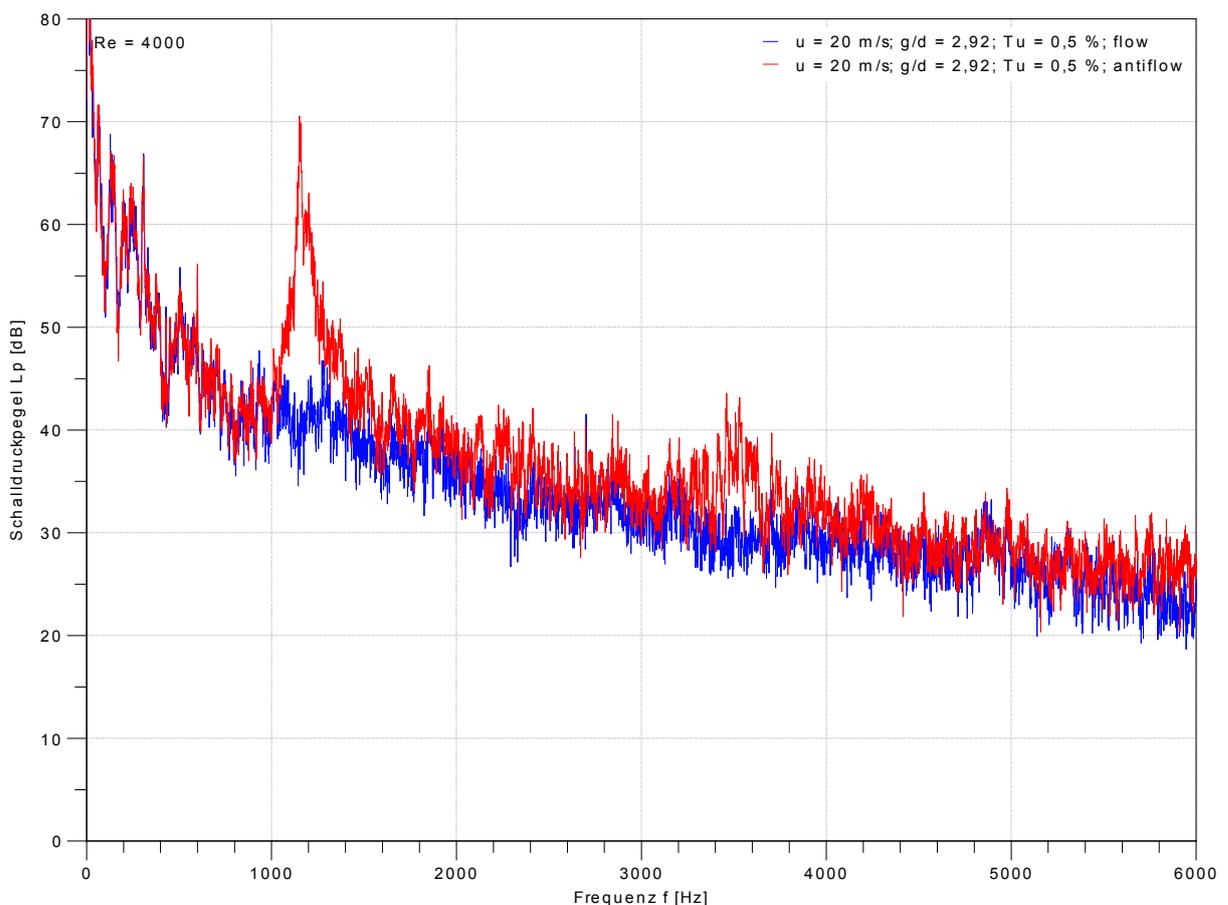
In Abbildung 6.9 ist hierzu der Schalldruckpegel am Mikrofon *Mik4*, einer Messung an der Zylinder/Platte-Konfiguration, dargestellt. Die Messung wird bei einem Turbulenzgrad von  $Tu = 0,5\%$  und einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20\text{ m/s}$  durchgeführt. Die Richtung der Abstandsänderung erfolgt für beide dargestellten Messungen in Strömungsrichtung (*flow*). Die Messungen unterscheiden sich durch den normierten Abstand  $g/d$



**Abbildung 6.9:** Schalldruckpegel der Zylinder/Platte-Konfiguration am Mikrofon *Mik4* für  $g/d = 2,33$  sowie  $g/d = 3,33$  bei  $u = 20\text{ m/s}$  und  $Tu = 0,5\%$  mit Abstandsänderungsrichtungen *flow*

zwischen Zylinder und Platte. Die Messung bei  $g/d=3,33$  weist, im Vergleich zu der Messung bei  $g/d=2,33$ , im Bereich von 1100 Hz eine deutliche Verstärkung des Schalldruckpegels auf. Dieses Verhalten entspricht der, in Abschnitt 5.1.2 bereits diskutierten, Abhängigkeit der Schalldruckverstärkung vom Abstand zwischen Zylinder und Platte.

Im Gegensatz zu den in Abbildung 6.9 dargestellten Ergebnissen ist in der folgenden Abbildung 6.10 der normierte Abstand zwischen Zylinder und Platte mit  $g/d=2,92$  identisch. Die Messungen unterscheiden sich durch die Richtung (*flow/antiflow*) in welche die Platte verfahren wird, um den Abstand einzustellen. Für die Messung *flow* wird der Abstand zwischen Platte und Zylinder von einem sehr kleinen Anfangsabstand aus eingestellt. Bei der Messung *antiflow* wird die Platte von einem großen Abstand aus, entgegen der Strömungsrichtung, auf den Zylinder zu bewegt. In der Messung *flow* ist ein relativ gleichmäßiges Spektrum ohne Überhöhungen zu erkennen. Hier ist der Abstand, bei dem die Schalldruckverstärkung auftritt, noch nicht erreicht. Bei der Messung *antiflow* hingegen ist deutlich die schalldruckverstärkte Wirbelablösefrequenz bei 1100 Hz zu sehen.

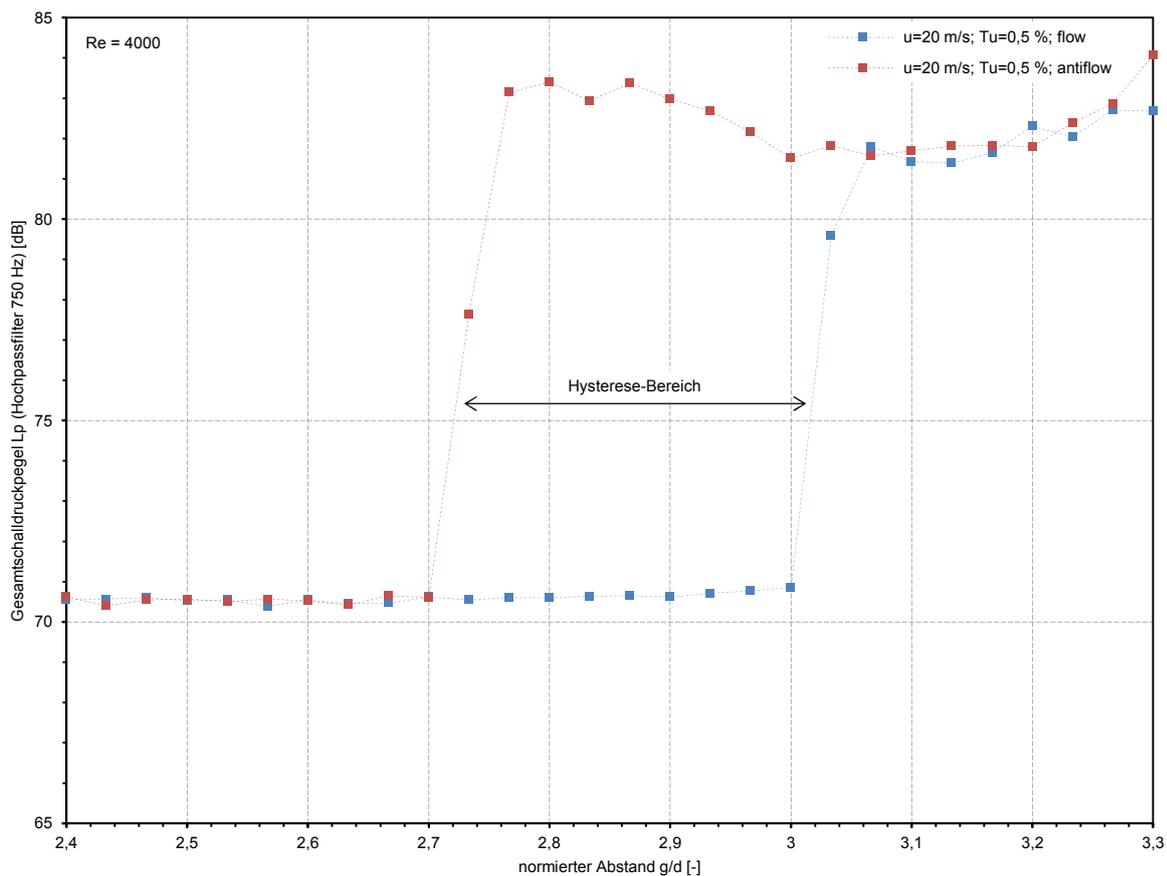


**Abbildung 6.10:** Schalldruckpegel der Zylinder/Platte-Konfiguration am Mikrofon *Mik4* für  $g/d=2,92$  bei  $u=20$  m/s und  $Tu=0,5\%$  mit Abstandsänderungsrichtungen *flow* sowie *antiflow*

Da hier der Abstand von einem hohen Anfangsabstand aus eingestellt wird, ist der notwendige Abstand für die Schalldruckverstärkung bereits durchfahren. Somit ist bei dieser Messung die Überhöhung noch vorhanden. Erst bei einer weiteren Verkleinerung des Abstandes wird keine Schalldruckverstärkung und somit kein Überhöhung mehr vorhanden sein.

Da bei beiden Messungen der gleiche Abstand eingestellt ist, sollte auch der gleiche Zustand vorliegen. Dies ist hier nicht der Fall. Diese Abhängigkeit des Zustands von den Anfangsbedingungen wird im Folgenden als Hysterese-Effekt bezeichnet und weiter untersucht.

In Abbildung 6.11 ist der Gesamtschalldruckpegel  $L_p$  der *flow* und *antiflow* Messreihe, in Abhängigkeit vom normierten Abstand  $g/d$  zwischen Zylinder und Platte, dargestellt. Die Messreihen werden in fortlaufenden Messstufen mit einer diskontinuierlichen Plattenverstellung (0,1 mm/s) aufgenommen. Das Messsignal wird aufgrund von tieffre-



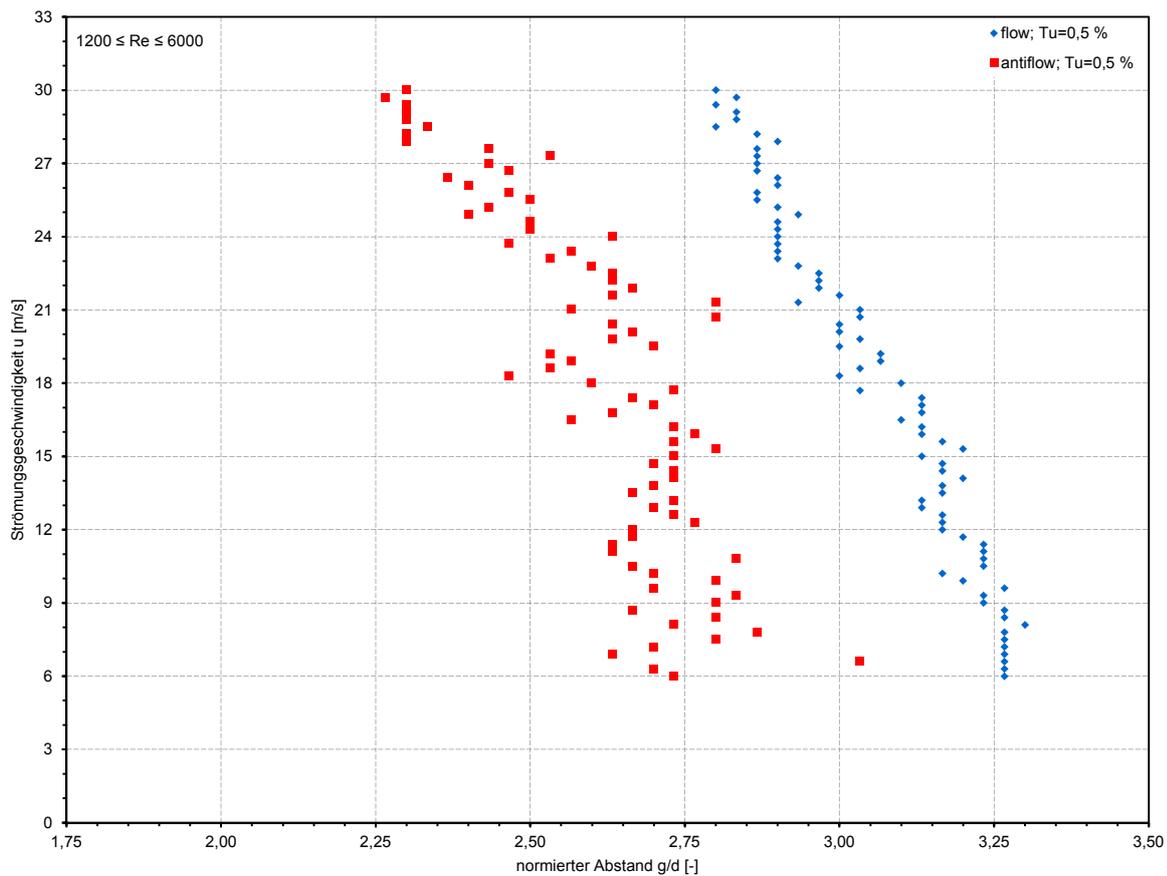
**Abbildung 6.11:** Abhängigkeit des Gesamtschalldruckpegels  $L_p$  (Hochpassfilter 750 Hz) vom normierten Abstand  $g/d$  bei  $u = 20$  m/s und  $Tu = 0,5$  % mit Abstandsänderungsrichtungen *flow* sowie *antiflow*

quenten Störgeräuschen mit einem Hochpassfilter bei einer Grenzfrequenz von 750 Hz gefiltert. Die Messungen werden mit einem Turbulenzgrad von  $Tu = 0,5\%$  und einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20$  m/s durchgeführt. Es ist zu erkennen, dass sich in beiden Schalldruckpegelverläufen unterhalb des Abstandes  $g/d = 2,7$  ein konstanter Gesamtschalldruckpegel von  $L_p \approx 70,5$  dB einstellt. Für alle Abstände  $g/d \leq 2,7$  liegt keine Schalldruckverstärkung vor. Bei der Messung *antiflow* bleibt mit Annäherung an den Zylinder bei diesem Abstand die Schalldruckverstärkung aus. Für die Messung *flow* setzt die Schalldruckverstärkung mit zunehmender Entfernung vom Zylinder erst bei  $g/d = 3$  ein. Zwischen diesem Abstand und dem Abstand  $g/d = 2,7$  liegt der Hysterese-Bereich. Bei Abständen  $g/d \geq 3$  kommt es bei beiden Messreihen zu einer Schalldruckverstärkung und somit zu einem erhöhten Gesamtschalldruckpegel. Der Hysterese-Effekt hat bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 20$  m/s eine Breite von  $\Delta g/d \approx 0,3$ . Dies entspricht bei dem verwendeten Zylinderdurchmesser  $d = 3$  mm einem Plattenverstellweg von  $\Delta g = 1$  mm.

In den folgenden Abschnitten werden die Auswirkungen verschiedener Parameter auf den Hysterese-Effekt untersucht.

### 6.2.1 Abhängigkeit der Hysterese von der Strömungsgeschwindigkeit

Zunächst wird die Abhängigkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung von der Anströmgeschwindigkeit betrachtet. Dabei wird untersucht, wie sich der Beginn und das Ende der Schalldruckverstärkung bei Plattenverstellung in Strömungsrichtung und entgegen der Strömungsrichtung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit verhalten. In Abbildung 6.12 ist das Ergebnis dieser Untersuchung dargestellt. Die Messpunkte der Messung *flow* geben den jeweiligen Beginn der Schalldruckverstärkung während der Plattenverstellung in Strömungsrichtung wieder. Dies bedeutet, ab dem eingezeichneten Plattenabstand und bei größeren Plattenabständen ist eine Schalldruckverstärkung festzustellen. Die Messpunkte der Messung *antiflow* geben das jeweilige Ende der Schalldruckverstärkung während der Plattenverstellung entgegen der Strömungsrichtung an. Hier bedeutet dies, dass bei einem geringeren Plattenabstand keine Schalldruckverstärkung mehr auftritt. Die Differenz der zwei Punkte bei einer Strömungsgeschwindigkeit stellt den Hysterese-Bereich dar. Bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten tendieren sowohl der Beginn der Schalldruckverstärkung aus der Messung *flow* als auch das Ende der Schalldruckverstärkung aus der Messung *antiflow* zu kleineren Zylinder/Plattenabständen. Der Streubereich zwischen zwei Messwerten beträgt für die Messung *flow* in



**Abbildung 6.12:** Bereich der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  für die Abstandsänderungsrichtungen *flow* sowie *antiflow* bei  $Tu = 0,5\%$

etwa  $\Delta g/d = 0,1$ . Die Werte der Messung *antiflow* streuen in einem erheblich größeren Bereich. Der Übergang von vorhandener Schalldruckverstärkung zu keiner Schalldruckverstärkung (*antiflow*) verhält sich instabiler als im umgekehrten Fall (*flow*). Des Weiteren zeigt der Verlauf für die Messung *antiflow* eine Änderung der Steigung bei etwa 15 m/s. Bei Betrachtung des Hysterese-Bereiches kann festgehalten werden, dass die Breite des Hysterese-Bereiches nicht konstant ist und aufgrund der großen Streuung der Messwerte der Messung *antiflow* ebenfalls stark schwankt. Dennoch ist eindeutig über den gesamten betrachteten Geschwindigkeitsbereich das Auftreten des Hysterese-Effekts nachweisbar.

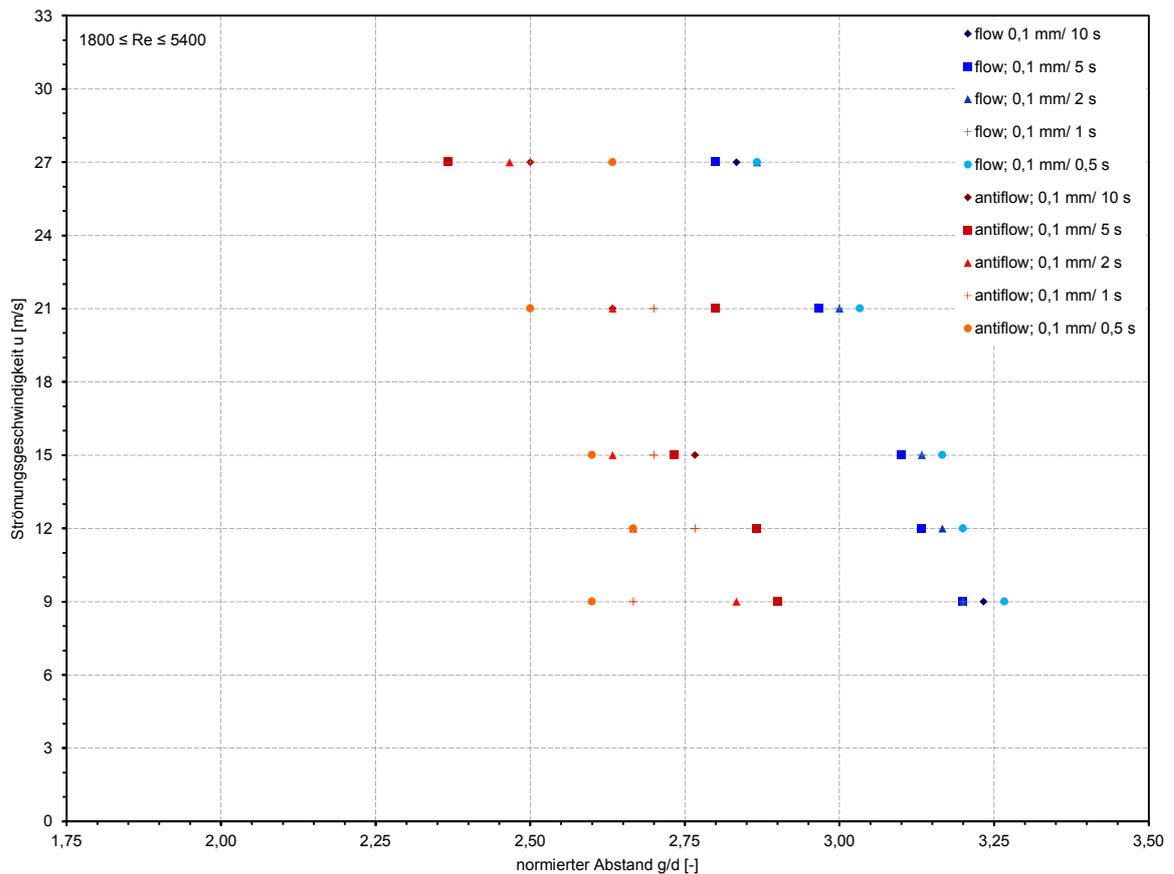
Abschließend kann für die Untersuchung der Abhängigkeit der Hysterese von der Strömungsgeschwindigkeit festgestellt werden, dass bei steigenden Geschwindigkeiten eine Verschiebung des Hysterese-Bereiches zu kleineren Abständen  $g/d$  stattfindet.

Im Folgenden wird auf die Untersuchung zum Einfluss der Plattenverfahrgeschwindigkeit eingegangen.

## 6.2.2 Einfluss der Plattenverfahrgeschwindigkeit

Bei den bisherigen Untersuchungen wurde davon ausgegangen, dass der zeitliche Verlauf der Abstandsänderungen keinen Einfluss auf die in Abbildung 6.12 gezeigten Verläufe für das Auftreten der Schalldruckverstärkung hat. Im Folgenden wird untersucht, ob diese Annahme gerechtfertigt ist oder ob die Plattenverfahrgeschwindigkeit die Schalldruckverstärkung beeinflusst. Zur Überprüfung eines möglichen Zusammenhangs werden fünf unterschiedliche Plattenverfahrgeschwindigkeiten sowohl für die Messung *flow* als auch für die Messung *antiflow* untersucht. Es erfolgt weiterhin eine diskontinuierliche, stufenweise Verstellung der Platte. Eine Plattenverfahrgeschwindigkeit von 0,1 mm/10 s bedeutet somit, dass die Platte alle 10 Sekunden um 0,1 mm verfahren wird.

In der Abbildung 6.13 ist die diesbezügliche Auswertung dargestellt. Es ist die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  in m/s über dem normierten Zylinder/Plattenabstand  $g/d$  aufgetragen.



**Abbildung 6.13:** Bereich der Schalldruckverstärkung für verschiedene Plattenverfahrgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  für die Abstandsänderungsrichtungen *flow* sowie *antiflow* bei  $Tu = 0,5\%$

Der Turbulenzgrad wird auch bei dieser Messung nicht variiert und beträgt für alle Messungen  $Tu = 0,5\%$ . Sowohl für die Messung *flow* als auch für die Messung *antiflow* wird durch eine dunklere Farbgebung der Symbole eine langsamere Plattenverfahrgeschwindigkeit ausgedrückt. Für beide Messrichtungen zeigt sich grundsätzlich das gleiche Verhalten wie in der Abbildung 6.12. Für die Messung *flow* lässt sich eine Streuung zwischen den verschiedenen Plattenverfahrgeschwindigkeiten feststellen, die jedoch kein eindeutiges Muster erkennen lässt und der Streuung bei der Messung mit nur einer Plattenverfahrgeschwindigkeit entspricht. Bei der Auswertung der Messung *antiflow* fällt ein weitaus größerer Streubereich zwischen den verschiedenen Plattenverfahrgeschwindigkeiten auf. Aber auch hier ist keine direkte Abhängigkeit festzustellen. Beispielhaft lässt sich die schnellste Verfahrgeschwindigkeit (0,1 mm/0,5 s) betrachten, welche bei  $u = 27$  m/s den größten  $g/d$ -Wert und bei  $u = 21$  m/s den kleinsten  $g/d$ -Wert der verschiedenen Plattenverfahrgeschwindigkeiten aufweist. Bei dieser Messung zeigt sich noch deutlicher, dass der Übergang bei der Messung *antiflow* sehr instabil ist. Jedoch bleibt trotz der großen Streuung immer ein deutlicher Hysterese-Bereich vorhanden.

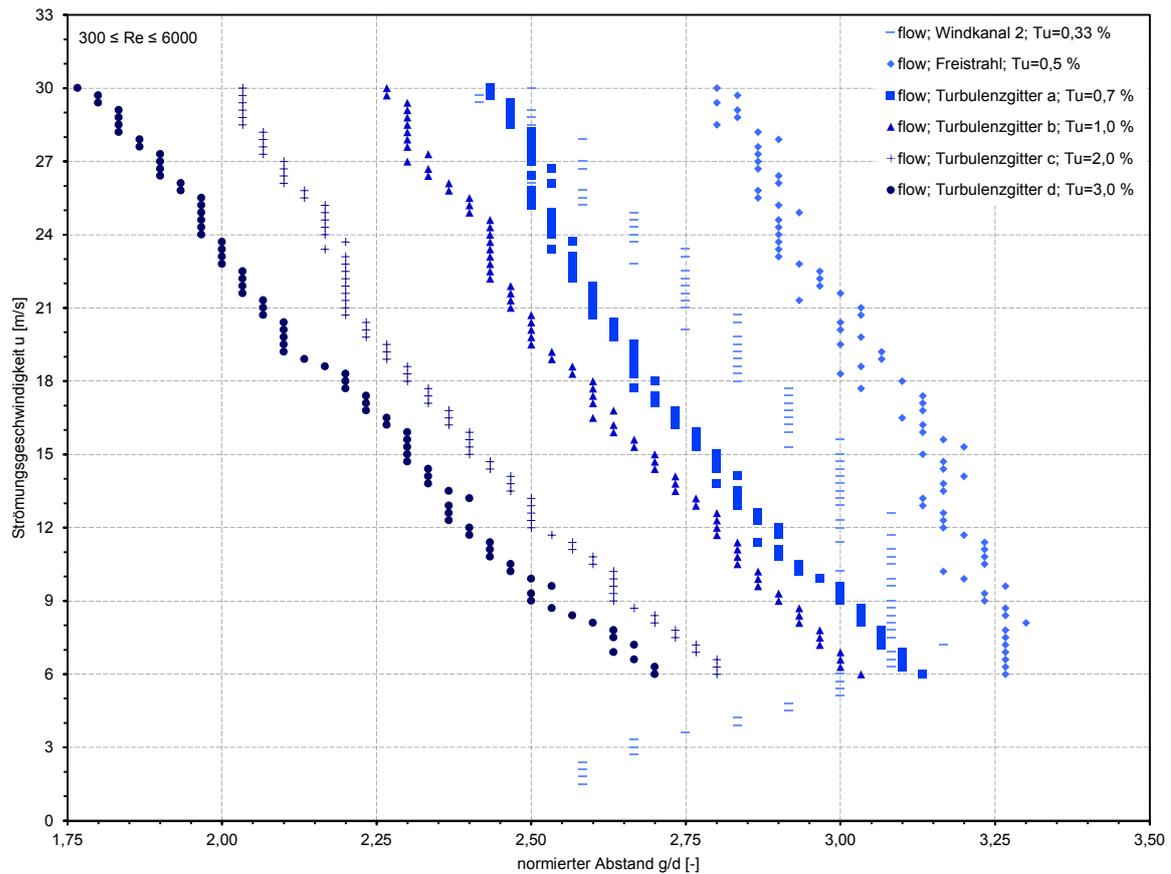
Zusammenfassend für diese Untersuchung kann ein direkter Einfluss der Plattenverfahrgeschwindigkeit auf die Messergebnisse ausgeschlossen werden. Um dennoch vergleichbare Bedingungen zu schaffen, wird bei den folgenden Messungen mit einer diskontinuierlichen Plattenverstellung von 0,1 mm/1 s gearbeitet.

Eine weitere Einflussnahmemöglichkeit auf das Auftreten der Schalldruckverstärkung an der Zylinder/Platte-Konfiguration kann der Turbulenzgrad der Anströmung sein. Dieser wird im folgenden Abschnitt variiert.

### 6.2.3 Auswirkungen der Variation des Turbulenzgrades

In diesem Abschnitt soll geklärt werden, ob und in wie weit sich der Turbulenzgrad der Anströmung auf den Hysterese-Effekt auswirkt. Der Turbulenzgrad wird, entsprechend den Untersuchungen in Abschnitt 6.1.3, variiert. Es werden fünf verschiedene Turbulenzgrade eingestellt. Dabei entspricht der Ablauf der Untersuchungen im Wesentlichen dem in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Vorgehen.

Die Abbildung 6.14 enthält die Ergebnisse für die Abstandsänderungsrichtung *flow*. Dabei wird durch eine dunklere Farbgebung der Symbole ein höherer Turbulenzgrad ausgedrückt. Zusätzlich zu den Messwerten von Windkanal 3 sind Ergebnisse des Windkanal 2 dargestellt. Bei allen Verläufen ist der jeweilige Beginn der Schalldruckverstärkung für eine Abstandsänderung in Strömungsrichtung eingezeichnet. Die aufgeführte Freistrahlmessung



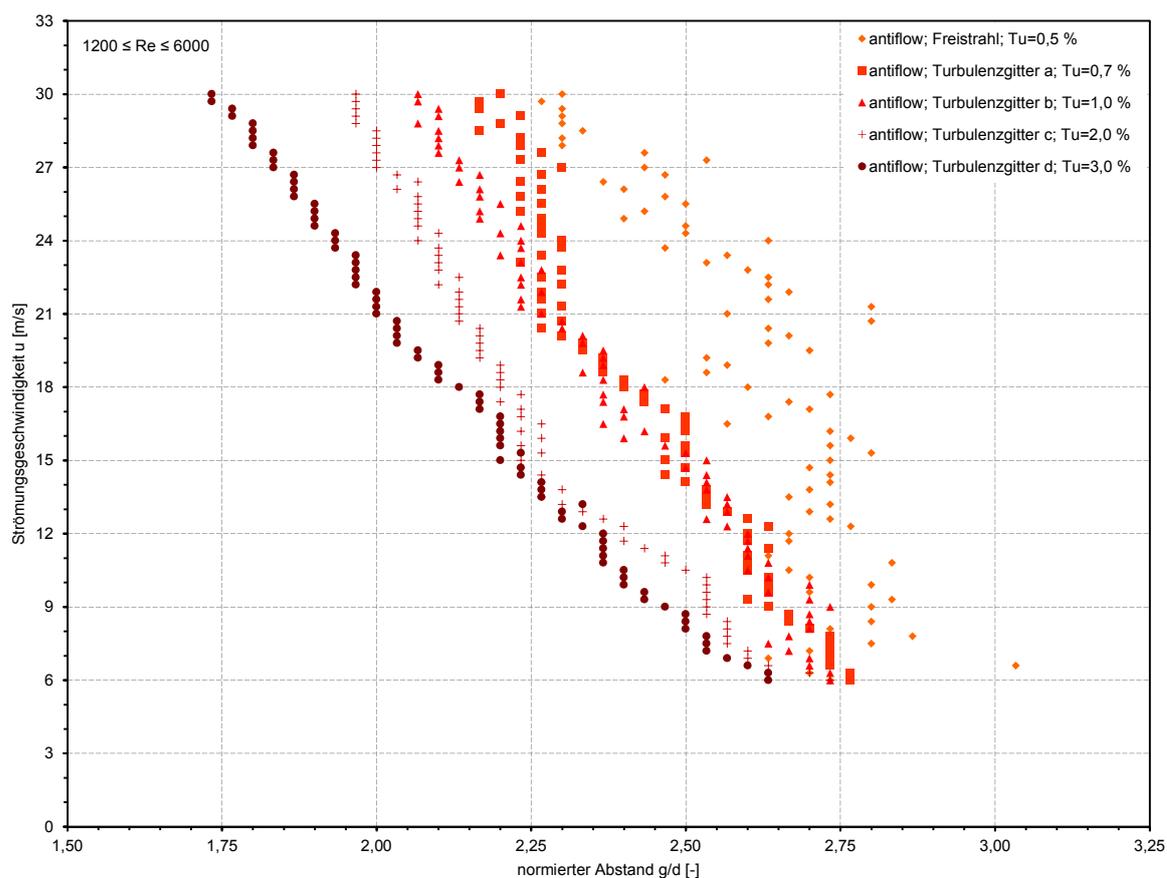
**Abbildung 6.14:** Auswirkungen verschiedener Turbulenzgrade auf den Beginn der Schalldruckverstärkung für die Abstandsänderungsrichtung *flow*

ist identisch mit der in Abbildung 6.12 dargestellten. Zunächst erfolgt die Betrachtung der am Windkanal 3 durchgeführten Messungen. Die Ergebnisse der Messreihen mit unterschiedlichen Turbulenzgraden zeigen ein im Wesentlichen vergleichbares Verhalten. Der Beginn der Schalldruckverstärkung tendiert bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten zu kleineren Abständen. Mit Änderung des Turbulenzgrades ergibt sich jedoch eine geänderte Steigung des jeweiligen Verlaufs. Je größer der Turbulenzgrad ist, desto flacher die Steigung und entsprechend kleiner ist der zugehörige Zylinder/Plattenabstand. Zwischen den einzelnen Verläufen ergibt sich neben der Steigungsänderung zudem ein Offset. Für höhere Turbulenzgrade verschieben sich die Verläufe zu niedrigeren Abständen. Des Weiteren zeigen die Messreihen mit einem höheren Turbulenzgrad eine geringere Streuung. Besonders deutlich wird dies im Vergleich der Messungen mit dem höchsten Turbulenzgrad von  $Tu = 3,0\%$  und der Messung mit  $Tu = 0,5\%$ . Für die räumlichen Schwankungen des Turbulenzgrades hingegen zeigt sich ein gegenteiliges Verhalten. Diese nehmen, wie in Abschnitt 6.1.3 bereits dargestellt, mit steigendem Turbulenzgrad zu.

Die am Windkanal 2 aufgezeichnete Messreihe unterscheidet sich von den anderen Messungen durch eine geringe räumliche Auflösung und einen erweiterten Strömungsgeschwindigkeitsbereich mit Werten für  $u < 6$  m/s. Diese Messreihe zeigt grundsätzlich das gleiche Verhalten wie die am Windkanal 3 ermittelten Messwerte. Aufgrund des sehr geringen Turbulenzgrades von  $Tu = 0,33\%$  wäre jedoch zu erwarten, dass sich für diese Messreihe die größten Abstände ergeben. Dies ist jedoch nicht der Fall. Es ist daher wahrscheinlich, dass der Turbulenzgrad nicht der alleinige Einflussfaktor ist. Als weitere Einflussfaktoren kommen beispielsweise die Kohärenzlänge der Turbulenzstrukturen oder eine Anisotropie der Turbulenz in Frage. Im Rahmen dieser Untersuchung können weitere Faktoren jedoch nicht näher betrachtet werden. Bei den Messwerten unterhalb von  $u = 6$  m/s ist eine Änderung des Verlaufs zu wieder kleineren Zylinder/Plattenabständen zu erkennen. Ob dies bei den anderen Messreihen auch auftritt, konnte aufgrund der Betriebsgrenzen des Prüfstands nicht untersucht werden.

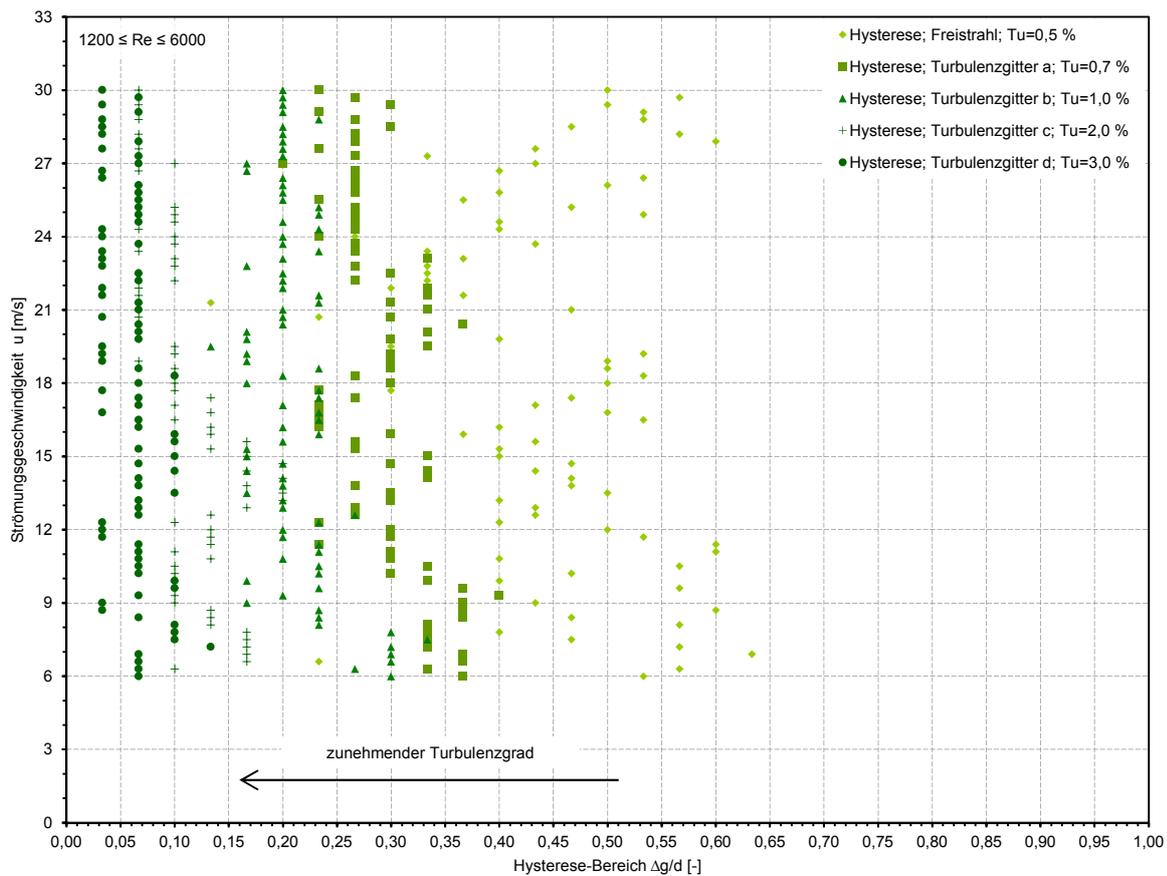
Es kann festgehalten werden, dass sich für die Abstandsänderungsrichtung (*flow*) mit steigendem Turbulenzgrad eine Verschiebung der Messpunkte in Richtung kleinerer Zylinder/Plattenabstände ergibt. Hierbei ergibt sich sowohl eine Änderung der Steigung als auch ein Offset. Die Ergebnisse zeigen, dass Schwankungen in der Anströmung, in diesem Fall die Turbulenz, Störungen induzieren, welche die Wirbelbildung und damit die Schalldruckverstärkung auslösen können. Die Stärke der Störung, die hierfür nötig ist, nimmt mit kleiner werdendem Abstand zwischen Zylinder und Platte zu. Das System wird sozusagen stabiler, bezogen auf äußere Störungen und dem vorliegenden Zustand.

Die Ergebnisse für die Abstandsänderung entgegen der Strömungsrichtung (*antiflow*) sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Die Farbgebung ist gestuft, von hell mit geringer Turbulenz bis dunkel mit hoher Turbulenz. Die dargestellten Messpunkte geben das jeweilige Ende der Schalldruckverstärkung an. Die aufgeführte Freistrahlmessung ist identisch mit der in Abbildung 6.12 dargestellten. Wie bei der Messreihe *flow* verschiebt sich auch für die Messreihe *antiflow* der Übergangspunkt mit steigender Geschwindigkeit zu kleineren Abständen. Mit der Erhöhung des Turbulenzgrades ergibt sich wiederum eine flachere Steigung des jeweiligen Verlaufs. Die Änderungen im Verlauf der Messreihen aufgrund der verschiedenen Turbulenzgrade sind jedoch weitaus geringer als für die Messungen *flow*. Besonders deutlich wird eine Verringerung des Streubereiches bei steigendem Turbulenzgrad. Während bei der Freistrahlmessung mit  $Tu = 0,5\%$  eher von einer Messpunktwolke gesprochen werden kann, ergibt sich für die Messreihe mit Turbulenzgitter d und  $Tu = 3\%$  ein fast lineares Verhalten. Die Turbulenz der Anströmung hat somit für das betrachtete System eine stabilisierende Wirkung.



**Abbildung 6.15:** Auswirkungen verschiedener Turbulenzgrade auf das Ende der Schalldruckverstärkung für die Abstandsänderungsrichtung *antifiow*

Nach der Untersuchung der Auswirkungen verschiedener Turbulenzgrade der Anströmung auf den Beginn und das Ende der Schalldruckverstärkung, wird in Abbildung 6.16 der Einfluss auf die Hysterese, beziehungsweise die Breite des Hysterese-Bereichs, betrachtet. Hierzu wird für jede gemessene Strömungsgeschwindigkeit die Differenz der Abstände zwischen den Messreihen *flow* und *antifiow* gebildet, woraus sich der Hysterese-Bereich  $\Delta g/d$  ergibt. Die Daten zeigen die Tendenz zu einer Verkleinerung des Hysterese-Bereiches mit steigendem Turbulenzgrad. Dies ist dadurch bedingt, dass die Turbulenzgradzunahme bei der Messung *flow* zu einem größeren Offset des Abstands führt als bei der Messung *antifiow*. Des Weiteren zeigen die, für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten, relativ konstanten Breiten der Hysterese-Bereiche, dass die Messungen *flow* und *antifiow* mit der gleichen Steigungsänderung auf die Variation des Turbulenzgrades reagieren. Besonders deutlich wird dies anhand des Hysterese-Bereichs der Messung mit  $Tu = 3\%$ . Für alle Messreihen gilt gleichermaßen, dass es für die Hysterese-Bereiche mit steigendem Turbulenzgrad zu einer Verringerung der Streuung der Messwerte und somit zu einer Sta-



**Abbildung 6.16:** Auswirkungen verschiedener Turbulenzgrade auf die Breite des Hysterese-Bereichs

bilisierung des Verhaltens kommt. Bei der Freistrahlmessung mit  $Tu = 0,5\%$  kann nur eine ungenaue Aussage über die Größe der Hysterese gemacht werden, da hier Werte zwischen  $\Delta g/d = 0,13$  und  $\Delta g/d = 0,63$  zu verzeichnen sind. Dies ist auf die große Streuung bei der Messung *antiflow* zurückzuführen.

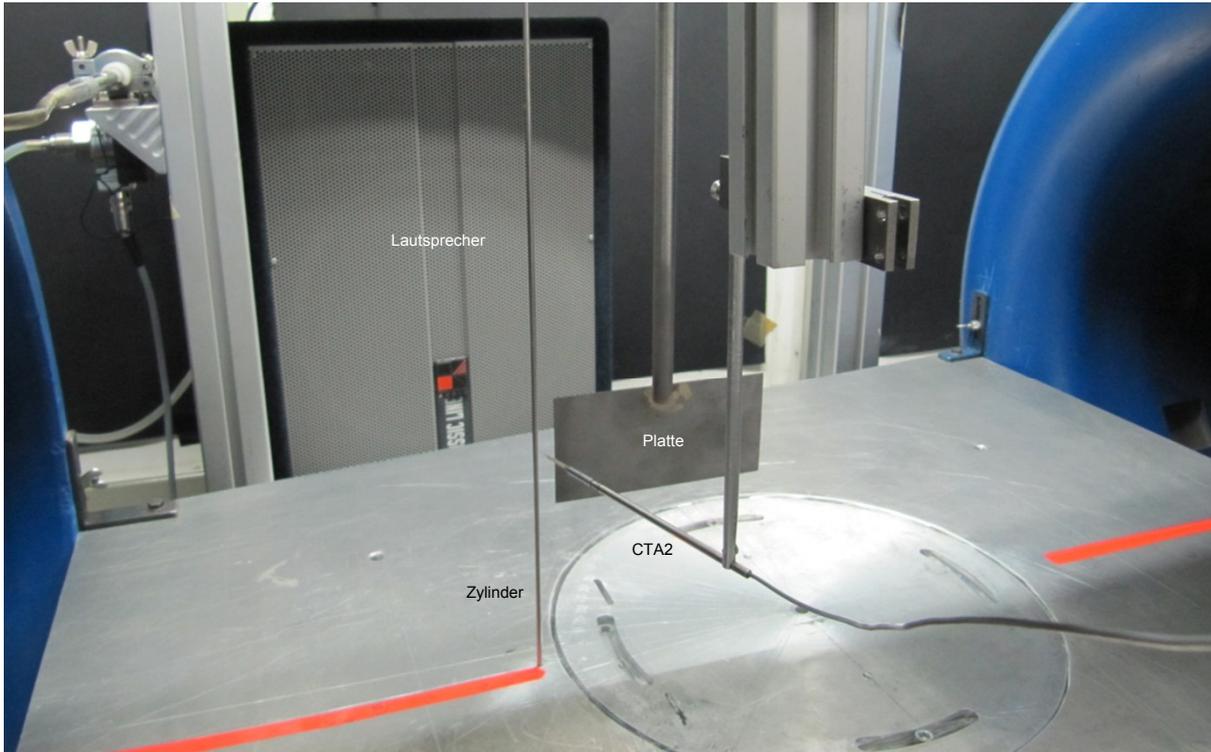
Abschließend ist für die Untersuchung der Auswirkung des Turbulenzgrades auf die Hysterese festzustellen, dass der Turbulenzgrad die Hysterese maßgeblich beeinflusst. Bei steigender Turbulenz wird der Hysterese-Bereich kleiner und verschiebt sich in Richtung von kleineren Zylinder/Plattenabständen. Zudem stabilisiert die Turbulenz in der Anströmung den Übergang zwischen den Zuständen sowohl bei den Abstandsänderungsrichtungen *flow*, als auch *antiflow*.

Im vorangegangenen Abschnitt wird die Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung durch Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit und der Turbulenz untersucht. Im folgenden Abschnitt werden, verglichen dazu, sehr kleine Änderungen durch den Einsatz von Schallwellen induziert und ihre Auswirkungen untersucht.

## 6.3 Beeinflussung der Schalldruckverstärkung durch akustische Anregung

Die folgenden Untersuchungen in diesem Abschnitt haben zum Ziel, eine mögliche Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung durch Schallwellen aufzuzeigen. Die Grundidee dieser Beeinflussung ist das Induzieren von Störungen im Bereich der Scherschicht zwischen Zylinder und Platte. Hierdurch soll die Instabilität der Scherschicht angefacht und somit die Wirbelbildung beeinflusst werden. Auf Grundlage der Erkenntnisse in Abschnitt 5.1 würde sich hieraus eine Veränderung des Auftretens der Schalldruckverstärkung ergeben.

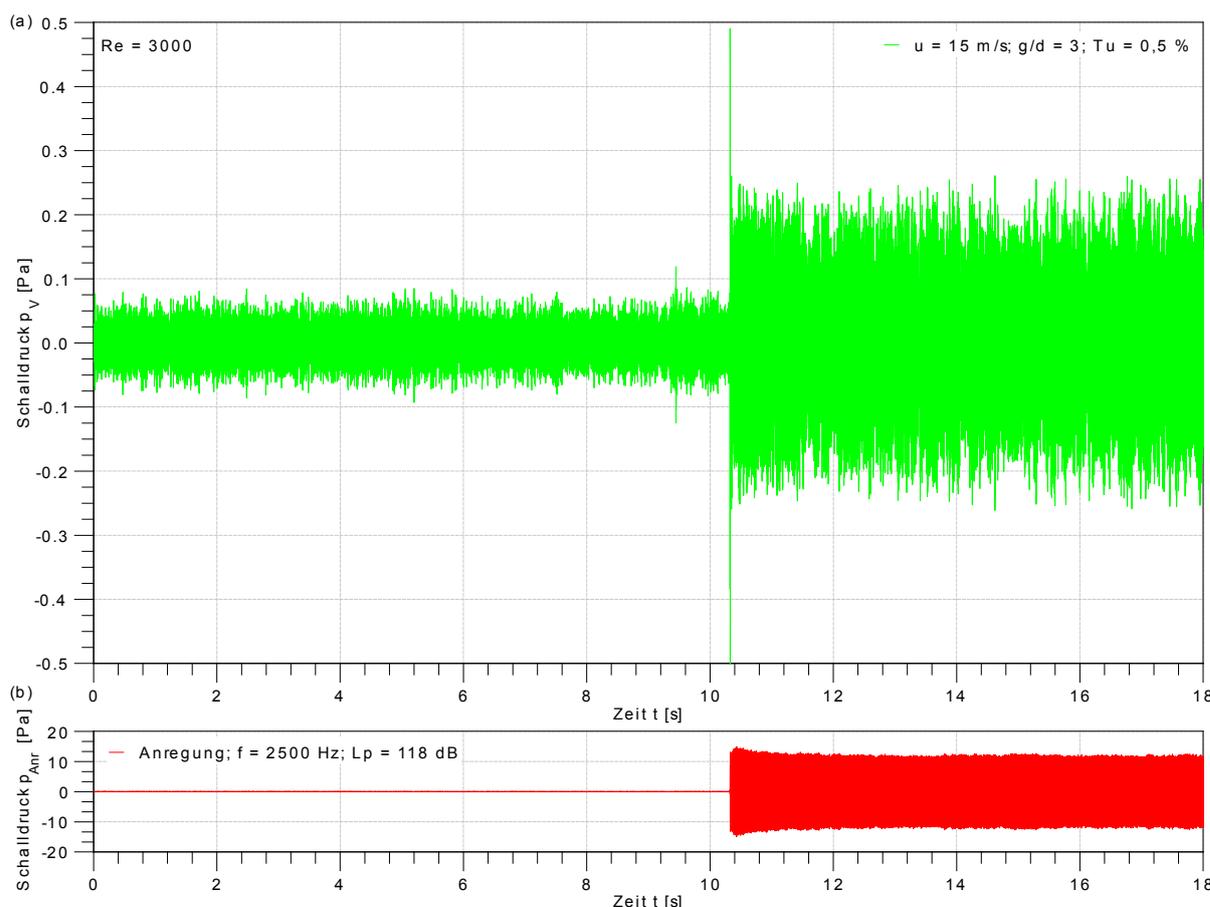
In der Abbildung 6.17 ist der Aufbau mit externer Schallquelle dargestellt. Es ist zu sehen, dass seitlich zur Zylinder/Platte-Konfiguration in der Messstrecke ein Lautsprecher zum ursprünglichen Versuchsaufbau hinzukommt. Ein zweiter Lautsprecher befindet sich direkt gegenüber. Es werden Lautsprecher des Typs Classic Line CL 122 der Marke Hughes & Kettner verwendet. Diese haben in  $y$ -Richtung zur Zylindermittle jeweils einen Abstand von 525 mm. Das Spannungssignal zur Ansteuerung der Lautsprecher wird hardwareseitig durch das Mess-Frontend erzeugt und über einen Verstärker an die Lautsprecher übertragen. Die Einstellung der Signalform sowie der Amplitude des Anregungssignals erfolgt in der Mess-Software. Zur Quantifizierung der Anregung werden die jeweiligen Schalldruckpegel der Anregung messtechnisch erfasst. Die Mikrofonposition für diese Schalldruckpegelmessung ist bei  $x = 10$  mm,  $y = 0$  und  $z = 0$ . Während den eigentlichen Messungen befindet sich das Mikrofon *Mik4* außerhalb der Strömung, an der Position  $x = -330$  mm,  $y = -330$  mm und  $z = 0$ . Des Weiteren ist in der Abbildung 6.17 zu sehen, dass die Hitzdrahtsonde *CTA2* zwischen Zylinder und Platte in die Strömung eingebracht ist. Mit dieser Hitzdrahtsonde wird das Strömungsfeld im Bereich der Scherschicht vermessen. Die Position der Hitzdrahtsonde ist bei  $y = 2$  mm und  $x = 3$  mm sowie  $z = 0$ . Das Auftreten oder Ausbleiben der Schalldruckverstärkung wird, wie in den Untersuchungen zuvor, mit Hilfe des Mikrofon/Kopfhörer-Systems detektiert. Zunächst wird in einem Vorversuch ermittelt, ob die Schalldruckverstärkung angeregt werden kann. Dafür wird die Zylinder/Platte-Konfiguration mit einer Geschwindigkeit von 15 m/s angeströmt. Es befindet sich kein Turbulenzgitter in der Strömung, wodurch sich ein Turbulenzgrad von  $Tu = 0,5\%$  ergibt. Der Abstand zwischen Zylinder und Platte ist dermaßen gewählt, dass anfänglich keine Schalldruckverstärkung vorhanden ist. Hierzu wird die Platte, ausgehend von einem kleinen Abstand, bis zu einer Distanz von  $g/d = 3$  von dem Zylinder wegbewegt (siehe Änderungsrichtung *flow* in Abschnitt 6.1.1). Wie in Abbildung 6.12 er-



**Abbildung 6.17:** Versuchsaufbau zur Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung durch akustische Anregung

sichtlich ist, liegt dieser Betriebspunkt im Hysterese-Bereich, in dem abhängig von den Anfangsbedingungen ein Auftreten beider Zustände möglich ist. Zu Beginn der Messung erfolgt keine akustische Anregung, diese wird im Verlauf der Messung eingeschaltet. Die Anregungsfrequenz beträgt 2500 Hz mit einem Schalldruckpegel von 118 dB.

Das Ergebnis dieses Vorversuches ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Es sind zwei Diagramme abgebildet, in welchen der gleiche Zeitausschnitt der am Mikrofon *Mik4* gemessenen Schalldrücke dargestellt ist. In Abbildung 6.18(a) ist der, mit einem Bandpass von 750 Hz bis 1250 Hz gefilterte Schalldruck  $p_V$  dargestellt. In diesem Bereich liegt die Wirbelablösefrequenz. Somit wird sichergestellt, dass im Wesentlichen nur die Schalldruckverstärkung und nicht die Anregung dargestellt wird. In Abbildung 6.18(b) wird dasselbe Signal mit einem Bandpass von 2250 Hz bis 2750 Hz gefiltert. Hier wird nur die Anregungsfrequenz von  $f_{Anr} = 2500$  Hz beziehungsweise der Schalldruck  $p_{Anr}$  erfasst. Zwischen 0 s und etwa 10 s ist im Signalverlauf von  $p_V$  gut zu erkennen, dass im Vergleich zum Zeitraum danach kein erhöhter Schalldruckpegel vorliegt. Ab 10,25 s findet eine deutliche Schalldruckverstärkung statt. Diese tritt erst zum Zeitpunkt des Beginns der akustischen Anregung  $p_{Anr}$  auf. Die Ergebnisse zeigen, dass eine Anregung der Schalldruckverstärkung mittels einer Schallquelle im Hysterese-Bereich möglich ist. Um einen tieferen Einblick in das Sys-

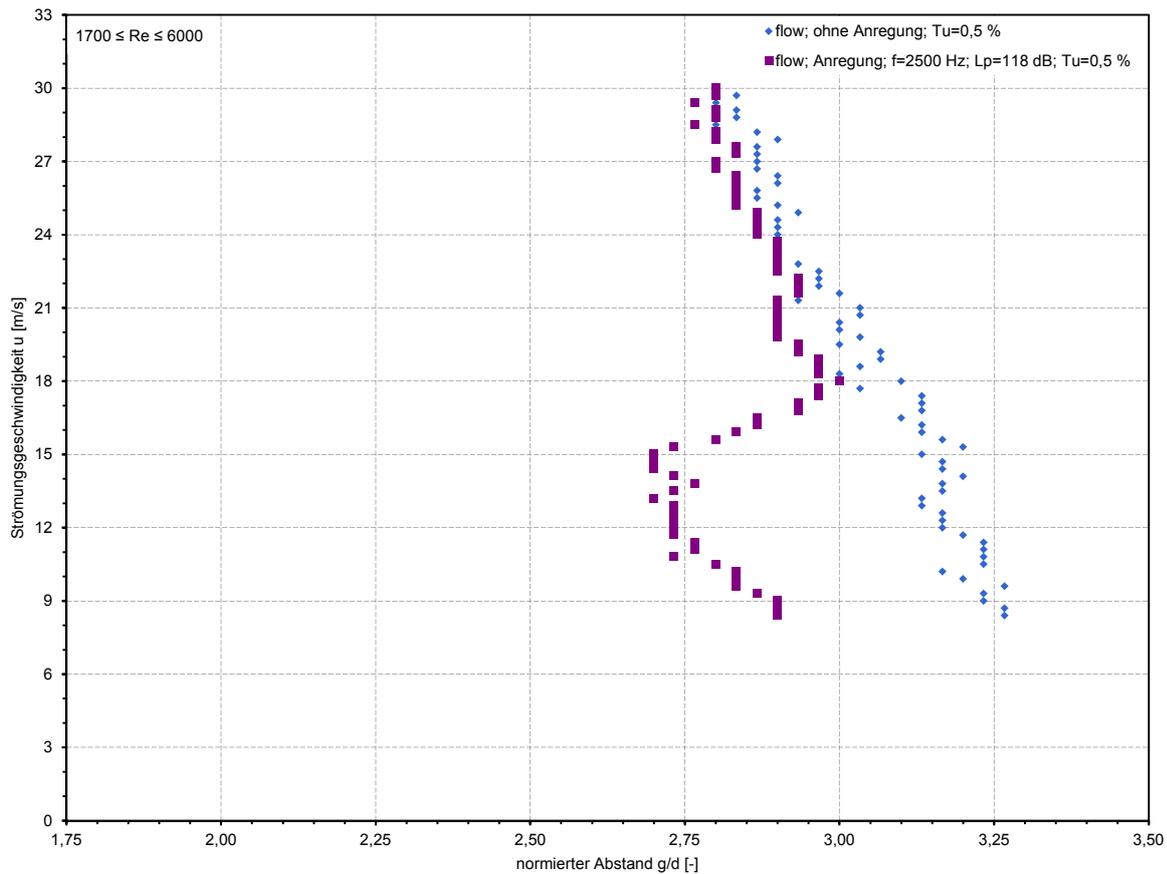


**Abbildung 6.18:** Zeitverlauf des Schalldrucks am Mikrofon *Mik4* beim Einschalten der akustischen Anregung. (a) Bandpass (750-1250 Hz) gefilterter Schalldruck  $p_V$  im Bereich der Wirbelablösefrequenz, (b) Bandpass (2250-2750 Hz) gefilterter Schalldruck  $p_{AnR}$  im Bereich der Anregungsfrequenz.

temverhalten unter akustischer Anregung zu erlangen, wird im Folgenden entsprechend den Messungen in Abschnitt 6.2.1 der Abstand zwischen Zylinder und Platte und die Abstandsänderungsrichtung für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten variiert.

In der Abbildung 6.19 werden zunächst die Ergebnisse der Messungen für die Abstandsänderungsrichtung  $flow$  ausgewertet. Zusätzlich zu den Messungen mit akustischer Anregung ist zum Vergleich eine Messung ohne Anregung dargestellt. Die Anregung erfolgt wiederum mit einer Frequenz von  $f_{Anr} = 2500 \text{ Hz}$  und einem Schalldruckpegel von  $L_{pAnr} = 118 \text{ dB}$ . Im Gegensatz zur vorherigen Messung wird die Anregung nicht während der Messung eingeschaltet, sondern ist über die gesamte Messzeit vorhanden.

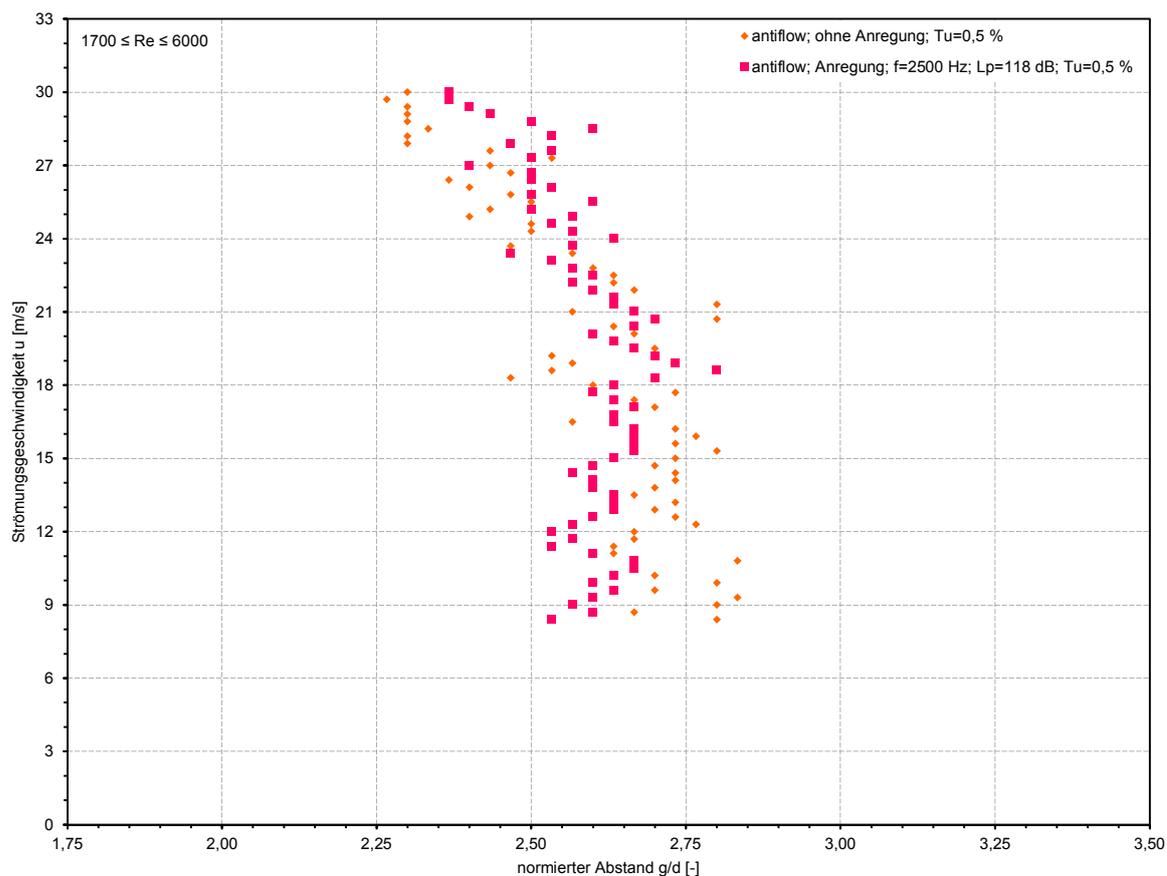
Generell liegen mit Anregung alle Messwerte bei kleineren Abständen  $g/d$  als ohne Anregung. Im Strömungsgeschwindigkeitsbereich unterhalb von  $15 \text{ m/s}$  findet eine deutliche Verschiebung des Beginns der Schalldruckverstärkung zu kleineren Zylinder/Plattenab-



**Abbildung 6.19:** Abhängigkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und dem Abstand  $g/d$  für die Abstandsänderungsrichtung  $flow$  mit und ohne akustische Anregung

ständen statt. Die bedeutet, dass die Schalldruckverstärkung in diesem Bereich schon bei einem kleineren Abstand von der akustischen Anregung ausgelöst wird. Zwischen 15 m/s und 18 m/s verringert sich dieser Einfluss deutlich. Im Geschwindigkeitsbereich oberhalb von 18 m/s ist der Unterschied zwischen den beiden Messungen nur gering, jedoch liegen auch hier alle Messwerte mit Anregung bei kleineren Abständen als ohne Anregung.

Entsprechend zu der vorangegangenen Auswertung sind in der Abbildung 6.20 die Ergebnisse der Abstandänderung entgegen der Strömungsrichtung (*antiflow*) mit und ohne Anregung dargestellt. Die Anregungsfrequenz und -amplitude entsprechen jeweils derjenigen aus der zuvor ausgewerteten Messung mit Abstandsänderung in Strömungsrichtung. Die Ergebnisse zeigen, dass trotz Anregung keine starke Abweichung von der Messung ohne Anregung festzustellen ist. Unterhalb einer Anströmgeschwindigkeit von  $u = 18$  m/s tendieren die Messwerte mit Anregung zu kleineren Abständen. Im Strömungsgeschwindigkeitsbereich oberhalb von 18 m/s liegen die beiden Messreihen nahe beieinander.



**Abbildung 6.20:** Abhängigkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und dem Abstand  $g/d$  für die Abstandsänderungsrichtung *antiflow* mit und ohne akustische Anregung

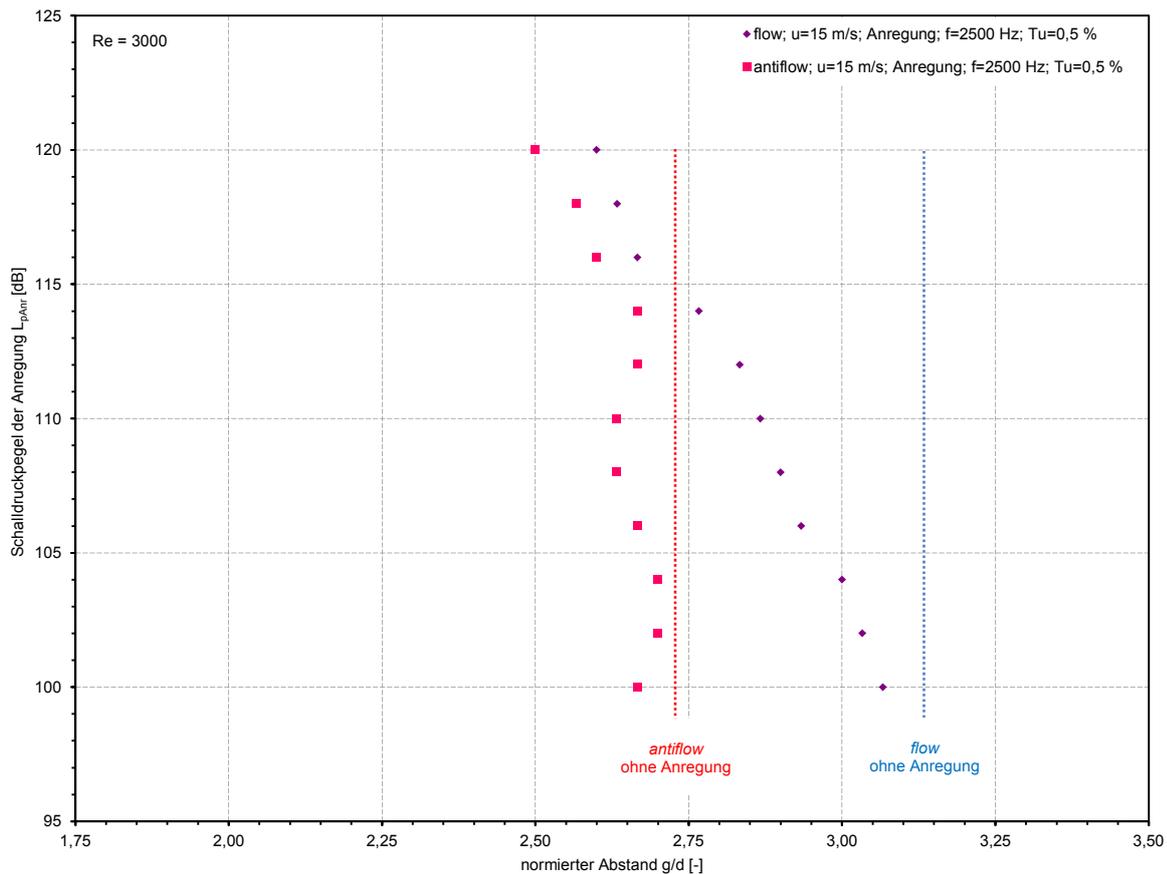
Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass im Geschwindigkeitsbereich unterhalb von 18 m/s die akustische Anregung die Lage der Schalldruckverstärkung maßgeblich beeinflusst. Für die Messung *flow* wird die Verstärkung bei kleineren Abständen ausgelöst. Bei der Messung *antiflow* zögert die Anregung das Ende der Verstärkung hinaus. Oberhalb von 18 m/s ist der Einfluss wesentlich geringer beziehungsweise nicht vorhanden. Wie sich dieses Verhalten auf die Hysterese auswirkt, wird in Abschnitt 6.3.3 betrachtet.

### 6.3.1 Variation der Anregungsamplitude

Die akustische Anregung hat zwei direkte, variable Parameter. Zum einen die Lage der Anregung im Frequenzspektrum und zum anderen die Stärke der Anregung, welche sich in der Anregungsamplitude widerspiegelt. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Anregungsamplitude variiert. Für diese Untersuchungen wird die Zylinder/Platte-Konfi-

guration mit einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 15 \text{ m/s}$  angeströmt und der Abstand  $g/d$  verändert. Die Änderung des Abstandes erfolgt sowohl in Strömungsrichtung (*flow*) als auch entgegen der Strömungsrichtung (*antiflow*). Die Anregungsfrequenz beträgt für die gesamte Untersuchung  $f_{\text{Anr}} = 2500 \text{ Hz}$ . Der Schalldruckpegel der Anregung  $L_{p_{\text{Anr}}}$  wird in Schritten von 2 dB zwischen 100 dB und 120 dB geändert. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 6.21 dargestellt.

Für die Messung *flow* fällt auf, dass mit steigender Anregungsamplitude der Beginn der Schalldruckverstärkung zu kleineren Zylinder/Plattenabständen verschoben wird. Je kleiner die Amplitude desto geringer ist die Verschiebung. Dennoch ist auch bei einer Amplitude von  $L_{p_{\text{Anr}}} = 100 \text{ dB}$  noch eine Verschiebung festzustellen. Bei einer Anregung von 114 dB wird für die Messreihe *flow* etwa der Zylinder/Plattenabstand  $g/d$  erreicht, welcher bei der Messreihe *antiflow* ohne Anregung gemessen wird. Bei der maximalen Anregung mit  $L_{p_{\text{Anr}}} = 120 \text{ dB}$  ergibt sich, im Vergleich mit und ohne Anregung, ein Differenzab-



**Abbildung 6.21:** Abhängigkeit der Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung von der Anregungsamplitude bei  $u = 15 \text{ m/s}$  für die Abstandsänderungsrichtungen *flow* und *antiflow*

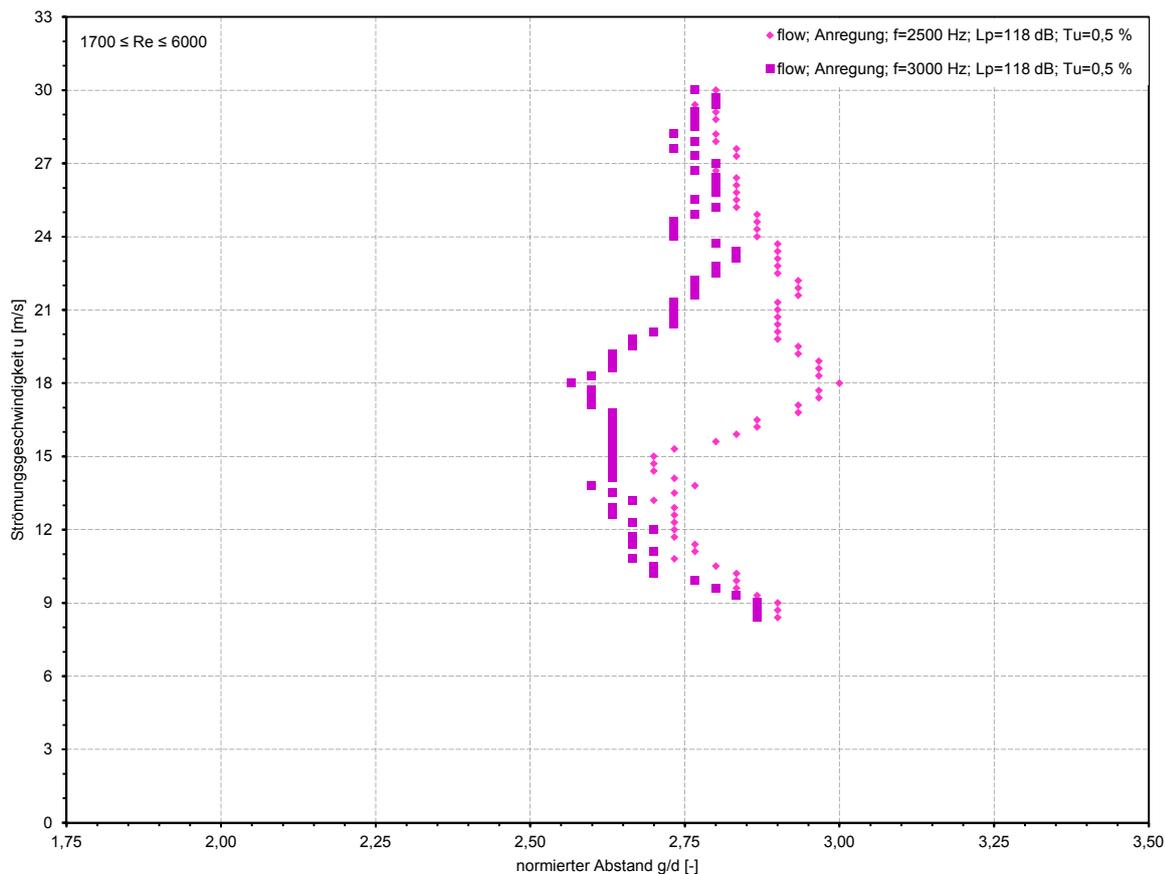
stand von  $\Delta g/d = 0,53$ . Dies entspricht einem Unterschied im Abstand zwischen Zylinder und Platte von 1,59 mm. Die Messung *antiflow* zeigt zwischen 100 dB und 114 dB nur eine geringe Verschiebung des Endes der Schalldruckverstärkung. Der Messwert ist jedoch immer etwas kleiner als bei der Messung ohne Anregung. Würde sich dieses Verhalten fortsetzen, käme es bei einer Anregung von 116 dB zum Ausbleiben der Hysterese. Genau ab dieser Anregungsstärke jedoch treten größere Verschiebungen auf und es ist immer ein Hysterese-Bereich vorhanden. Eine Übersicht über die resultierenden Breiten der Hysterese-Bereiche ist in Abschnitt 6.3.3 zu finden. Bei der maximalen Anregung von  $L_{pAnr} = 120$  dB ergibt sich, verglichen mit der Messreihe ohne Anregung ein Differenzabstand von  $\Delta g/d = 0,23$ . Dieser Wert entspricht 0,69 mm und ist weniger als halb so groß wie die, bei der Messreihe *flow*, erreichbare Verschiebung.

Im nächsten Abschnitt wird der Einfluss der Anregungsfrequenz untersucht.

### 6.3.2 Einfluss der Anregungsfrequenz

In der Abbildung 6.22 ist der Einfluss der Anregungsfrequenz  $f_{Anr}$  für die Änderung des Abstands in Strömungsrichtung (*flow*) dargestellt. Für die zwei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen von 2500 Hz und 3000 Hz, wird bei einem Schalldruckpegel der Anregung von  $L_{pAnr} = 118$  dB die Strömungsgeschwindigkeit sowie der Abstand zwischen Zylinder und Platte verändert.

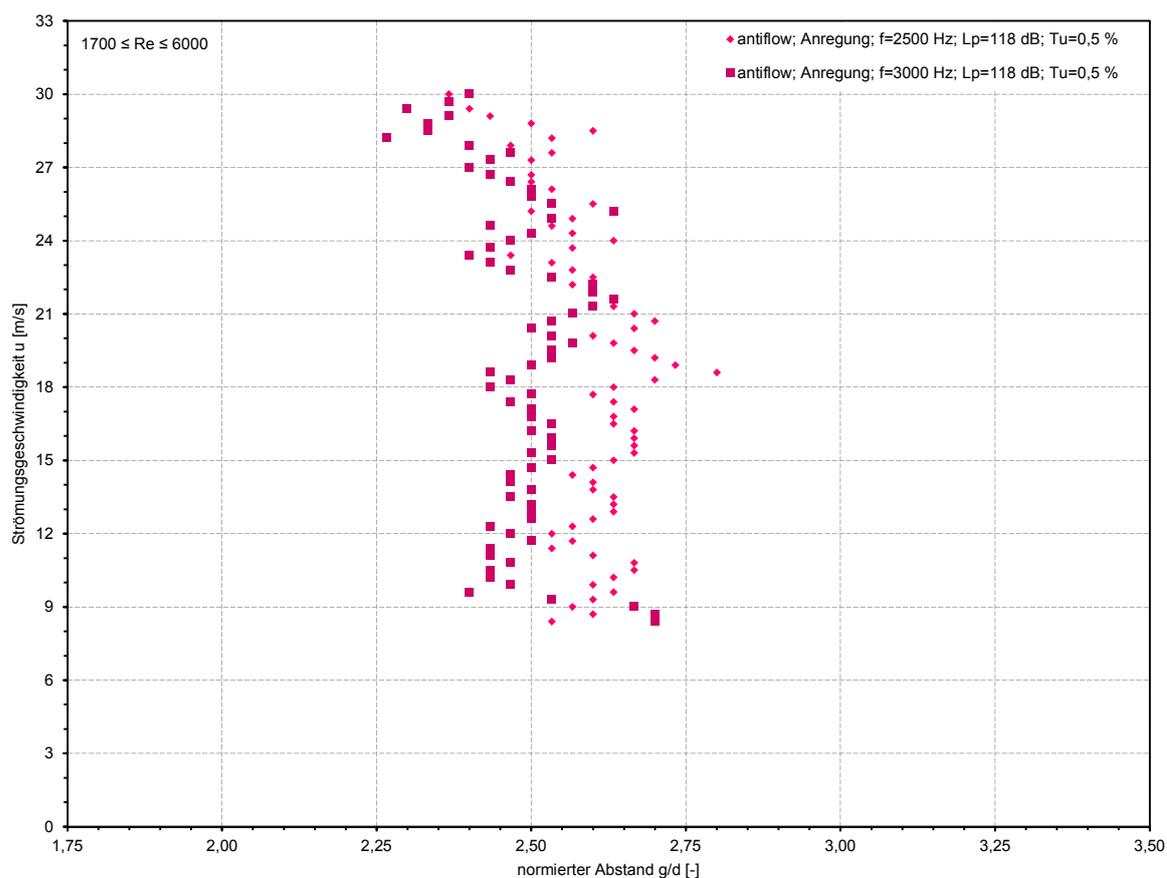
Auf das grundsätzliche Verhalten der Messreihe mit der Anregungsfrequenz 2500 Hz wird im vorangegangenen Abschnitt eingegangen. Bei einer Anregungsfrequenz von 3000 Hz zeigt sich bei kleinen und großen Strömungsgeschwindigkeiten ein ähnliches Verhalten wie bei einer Anregung mit 2500 Hz. Die Verschiebung des Beginns der Schalldruckverstärkung hin zu kleineren Abständen ist jedoch ausgeprägter. Bei der größeren Anregungsfrequenz wird der Einfluss der Anregung auf höhere Strömungsgeschwindigkeiten ausgeweitet. Es findet für alle Strömungsgeschwindigkeiten eine Verschiebung des Beginns der Schalldruckverstärkung statt. Diese wird auch bei großen Strömungsgeschwindigkeiten durch die Anregung ausgelöst. Ein interessanter Zusammenhang ergibt sich für die beiden Anregungsfrequenzen zwischen den Strömungsgeschwindigkeiten, bei denen sich ein minimaler Abstand ergibt. Dies ist für die Messung mit  $f_{Anr} = 2500$  Hz bei 15 m/s der Fall. Bei einer Anregung von  $f_{Anr} = 3000$  Hz ergibt sich der minimale Abstand bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 18 m/s. Dies bedeutet, dass sich die Strömungsgeschwindigkeit, bei der sich der minimale Abstand bei akustischer Anregung einstellt, linear zur Änderung der Anregungsfrequenz verhält.



**Abbildung 6.22:** Abhängigkeit der Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung bei den Anregungsfrequenzen 2500 Hz und 3000 Hz für die Abstandsänderungsrichtung *flow*

Entsprechend der vorangegangenen Auswertung wird in Abbildung 6.23 der Einfluss der Anregungsfrequenz für die Abstandsänderungsrichtung *antiflow* dargestellt. Zwischen den beiden Verläufen ist eine Verschiebung zu erkennen. Unterhalb einer Strömungsgeschwindigkeit von 21 m/s verschieben sich die Messwerte deutlich zu kleineren Abständen. Für Strömungsgeschwindigkeiten von  $u > 21$  m/s ist der Unterschied der beiden Messreihen zwar erkennbar vorhanden, fällt jedoch weitaus geringer aus. Dieses Verhalten entspricht im Wesentlichen dem der Messung *flow* in der Abbildung 6.22.

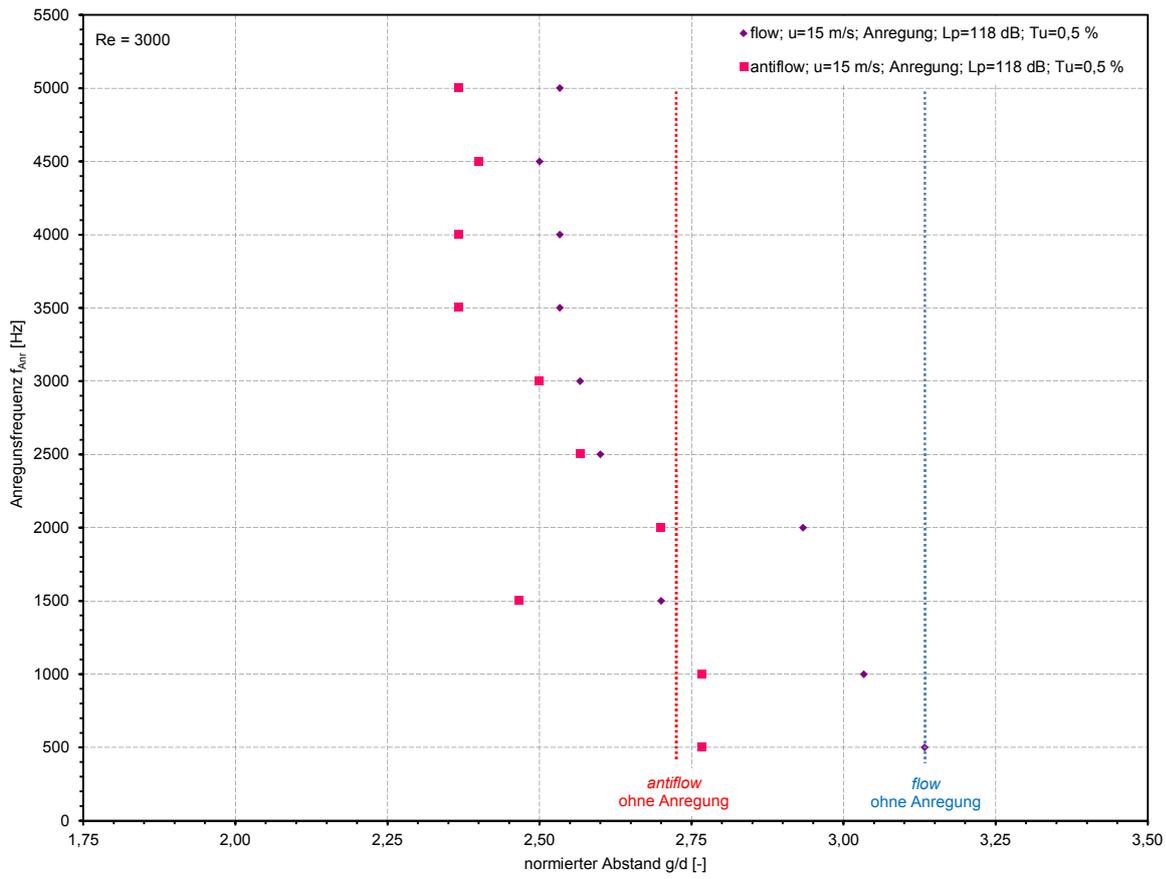
Die beiden vorangegangenen Auswertungen liefern einen Einblick in das Verhalten des Systems für nur zwei verschiedene Anregungsfrequenzen über einen großen Geschwindigkeitsbereich. In der Abbildung 6.24 wird im Folgenden ein weiterer Bereich von Anregungsfrequenzen bei einer Strömungsgeschwindigkeit ( $u = 15$  m/s) untersucht. Die Anregungsfrequenzen werden von 500 Hz bis 5000 Hz in Schritten von 500 Hz verändert. Der Schalldruckpegel der Anregung beträgt für alle Messungen 118 dB. Die Messungen werden so-



**Abbildung 6.23:** Abhängigkeit der Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung bei den Anregungsfrequenzen 2500 Hz und 3000 Hz für die Abstandsänderungsrichtung *antiflow*

wohl für die Abstandsänderungsrichtung *flow* als auch *antiflow* durchgeführt. Als Referenz sind zusätzlich die Ergebnisse der Messungen ohne Anregung dargestellt.

Es könnte angenommen werden, dass eine Anregung mit der Frequenz der Wirbelablösung am Effektivsten ist. Dies widerlegt dieser Versuch eindeutig. Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von  $u = 15 \text{ m/s}$  liegt die Wirbelablösefrequenz bei etwa bei 900 Hz. Für die Anregung mit 500 Hz ist zu sehen, dass der gemessene Beginn der Schalldruckpegelerhöhung bei der Messung *flow* mit der Referenzlage übereinstimmt und somit keine Veränderung durch die Anregung bewirkt wird. Auch bei einer Anregung mit einer Frequenz von 1000 Hz, welche nur etwa 100 Hz über der Wirbelablösefrequenz liegt, wird keine deutliche Veränderung des Beginns der Schalldruckverstärkung erfasst. Bei  $f_{\text{Anr}} = 1500 \text{ Hz}$  liegt wahrscheinlich ein Ausreißer vor. Dieser Messpunkt passt nicht zu den Ergebnissen der anderen Anregungsfrequenzen. Eine mögliche Ursache hierfür wäre, dass die Anregungsamplitude bei dieser Messung geringer als 118 dB ist. Wird die Anregungsfrequenz



**Abbildung 6.24:** Abhängigkeit der Beeinflussbarkeit des Auftretens der Schalldruckverstärkung von der Anregungsfrequenz für die Abstandsänderungsrichtungen *flow* und *antiflow*

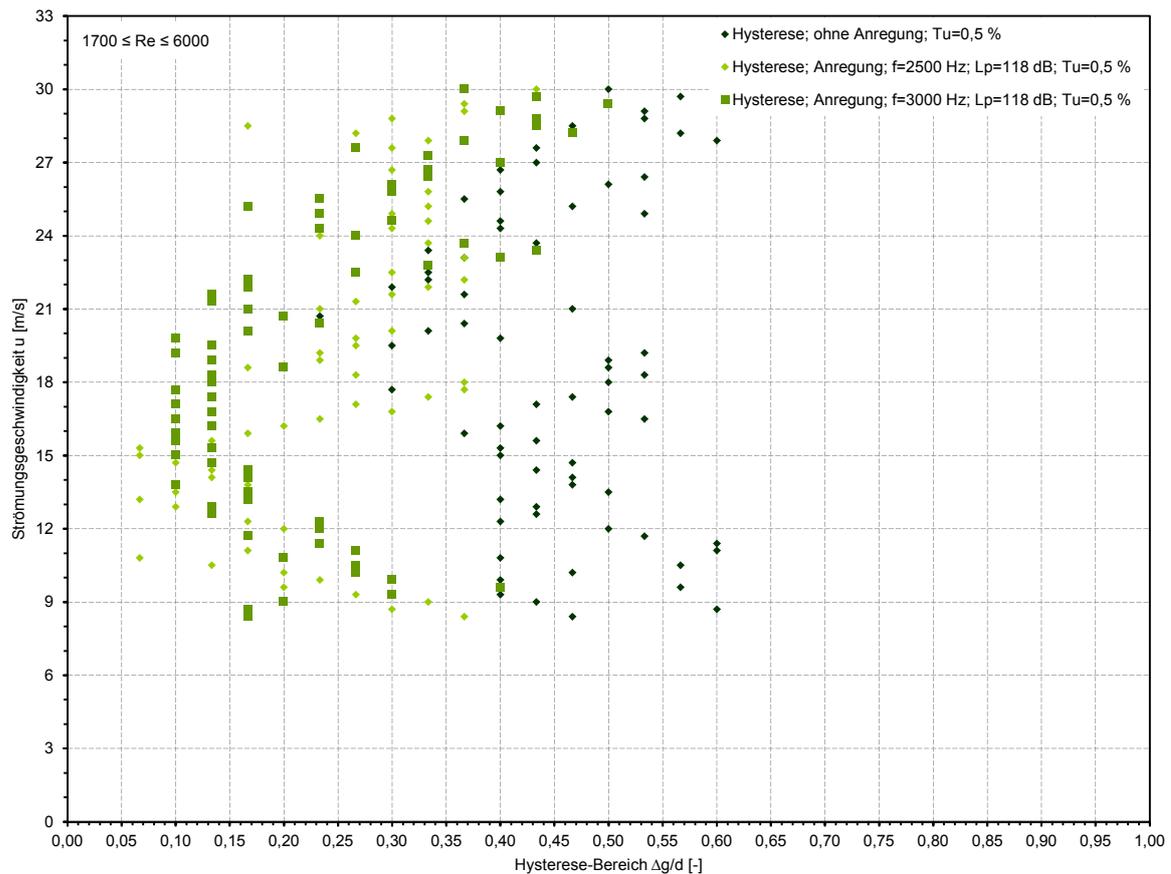
von 1500 Hz nicht in die Betrachtung mit einbezogen, ist bis zu einer Anregungsfrequenz von 4500 Hz eine zunehmende Verschiebung der Messpunkte zu kleineren Abständen zu beobachten. Diese Verschiebung findet, wie bei der Variation der Amplitude, bis weit über die Messung *antiflow* ohne Anregung statt. Die untere Grenze für den Beginn der Schalldruckverstärkung liegt für die vorliegenden Messdaten bei  $g/d = 2,5$ . Auch bei der Messung *antiflow* findet mit steigender Anregungsfrequenz eine zunehmende Verschiebung der Messpunkte zu kleineren Abständen statt. Die Messpunkte der Messung *antiflow* liegen bei jeder Anregungsfrequenz bei einem kleineren Abstand als für die Messung *flow*. Bei den Anregungsfrequenzen 500 Hz und 1000 Hz der Messung *antiflow* liegt der Messpunkt mit Anregung bei einem größeren Abstand als ohne Anregung. Dies liegt nicht an der Anregung sondern an der bereits festgestellten Streuung der Messwerte für Messungen, bei denen die Platte entgegen der Strömungsrichtung bewegt wird (*antiflow*). Unterhalb einer Anregungsfrequenz von  $f_{Anr} = 2000$  Hz hat die Anregung nahezu keinen Einfluss auf den Endpunkt der Schalldruckverstärkung. Der geringste Zylinder/Plattenabstand wird

bei Anregungsfrequenzen oberhalb von 3500 Hz mit  $g/d = 2,38$  erreicht. Für höhere Anregungsfrequenzen ergibt sich keine wesentliche Veränderung mehr. Der Hysterese-Effekt bleibt bei jeder gemessenen Anregungsfrequenz erhalten.

Im Folgenden wird beschrieben, wie sich die verschiedenen Anregungsfrequenzen auf die Breite des Hysterese-Bereiches auswirken.

### 6.3.3 Auswirkung der akustischen Anregung auf die Hysterese

Die vorangegangenen Auswertungen zeigen, dass der Beginn und das Ende der Schalldruckverstärkung durch eine akustische Anregung beeinflusst werden kann. In der Abbildung 6.25 sind die Auswirkungen dieser Beeinflussung auf die Breite des Hysterese-Bereichs dargestellt. Insgesamt sind hierzu drei Messreihen dargestellt. Dies sind zum einen Messungen mit akustischer Anregung bei 118 dB und einer Anregungsfrequenz von  $f_{\text{Anr}} = 2500$  Hz beziehungsweise 3000 Hz. Zum anderen ist der Hysterese-Bereich einer Messung ohne An-



**Abbildung 6.25:** Auswirkungen verschiedener Anregungen auf die Breite des Hysterese-Bereichs

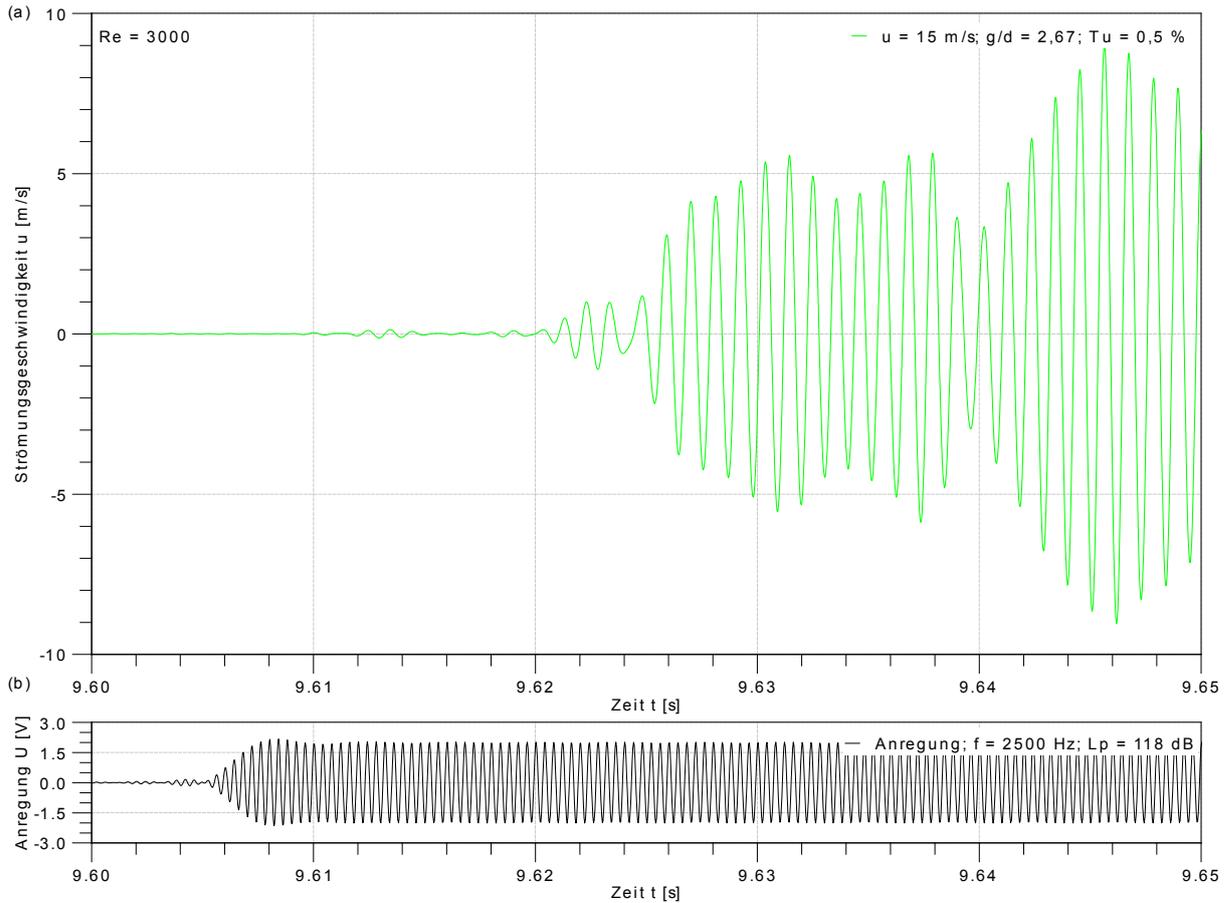
regung aufgetragen. Der Hysterese-Bereich der Messung ohne Anregung ist für alle Strömungsgeschwindigkeiten am größten. Die beiden Hysterese-Bereiche der Messreihen mit Anregung, erzeugt aus der Differenz der Abstände aus den Messungen *flow* und *antiflow*, sind unterhalb von  $u = 15$  m/s nahezu gleich breit. Bei Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 15 m/s und 21 m/s ist der Hysterese-Bereich der höherfrequenten Anregung deutlich kleiner. Dies liegt an der größeren Verschiebung des Beginns der Schalldruckverstärkung bei der höherfrequenten Anregung in der Messung *flow*.

### 6.3.4 Einfluss des zeitlichen Verlaufs der Anregung

In diesem Abschnitt wird der Mechanismus der akustischen Anregung näher untersucht. Insbesondere wird der Beginn der Schalldruckverstärkung unter Einfluss der akustischen Anregung betrachtet. Außerdem wird das Verhalten, der dann vorhandenen Schalldruckverstärkung, bei Abschaltung der akustischen Anregung, näher betrachtet. Hierzu wird ein Abstand von  $g/d = 2,67$  zwischen Zylinder und Platte eingestellt. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt 15 m/s. Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, dass für diesen Abstand und diese Strömungsgeschwindigkeit eine Beeinflussung der Schalldruckverstärkung durch die akustische Anregung möglich ist. Der Schalldruckpegel der Anregung beträgt 118 dB bei einer Anregungsfrequenz von 2500 Hz.

In Abbildung 6.26 ist ein Ausschnitt der Zeitrohdaten einer Messung mit Anregung dargestellt. Die Anregung wird erst im Laufe der Messung eingeschaltet. Das Auftreten der Schalldruckverstärkung wird bei dieser Messung mit Hilfe der Hitzdrahtsonde *CTA2* detektiert. Wie in Abschnitt 5.1 gezeigt wird, ist die Schalldruckverstärkung direkt an die Wirbelbildung im Nachlauf des Zylinders gekoppelt. Aus diesem Grund erlaubt die Messung der Geschwindigkeitsschwankungen im Bereich der Scherschicht des Zylinders einen Einblick in den Zusammenhang von akustischer Anregung und Schalldruckverstärkung. In der Abbildung 6.26(b) ist das Signal der akustischen Anregung dargestellt. Dieses Spannungssignal wird direkt am Verstärker abgegriffen.

Nach 9,602 s wird das Anregungssignal eingeschaltet. Danach dauert es etwa 6 ms, bis die Anregung ihre vollständige Stärke erreicht. Die Abbildung 6.26(a) zeigt die Messdaten des *CTA2* im gleichen Zeitausschnitt wie die Anregung. Nachdem sich die Anregung zu ihrer vollen Stärke aufgebaut hat, zeigen die Messdaten des *CTA2* erste, sehr kleine Schwankungen. Die Schwankungen werden im Verlauf immer weiter angefacht und benötigen etwa 20 ms, um sich vollständig auszubilden. Die Schalldruckverstärkung, beziehungsweise die Wirbelbildung, tritt nicht zeitgleich mit der Anregung auf, sondern be-



**Abbildung 6.26:** Zeitlicher Verlauf zu Beginn der, durch akustische Anregung ausgelösten, Schalldruckverstärkung. (a) Bandpass (750 - 1250 Hz) gefilterte Strömungsgeschwindigkeit an der Hitzdrahtsonde *CTA2* im Bereich der Wirbelablösefrequenz, (b) Bandpass (2250 - 2750 Hz) gefiltertes Anregungssignal  $U$  im Bereich der Anregungsfrequenz.

nötigt Zeit sich aufzubauen. Auf diesen Zeitversatz wird im Folgenden näher eingegangen. Aus mehreren Messungen mit Anregung werden die Zeitdifferenzen zwischen den beiden Einschaltzeitpunkten bei verschiedenen Zylinder/Plattenabständen entnommen. Die Abbildung 6.26 ist beispielhaft für eine solche Messung dargestellt. Neben dieser Messung werden Zylinder/Plattenabstände zwischen  $2,43 \leq g/d \leq 2,93$  mit einer Schrittweite von 0,03 betrachtet. Um die Zeitdifferenz bei jeder Messung gleich zu bewerten, wird für beide Signalverläufe ein Grenzwert definiert. Sobald die Signale den Grenzwert überschreiten, wird dort der Startzeitpunkt festgesetzt. Für das Anregungssignal sind dies  $\mp 0,1 \text{ V}$  und für das Signal des *CTA2*  $\mp 1 \text{ m/s}$ . Mit diesen Grenzwerten ergeben sich für die in der Abbildung 6.26 dargestellten Daten, die Zeitpunkte  $t_{\text{Anr}} = 9,604 \text{ s}$  und  $t_{\text{CTA2}} = 9,623 \text{ s}$ .

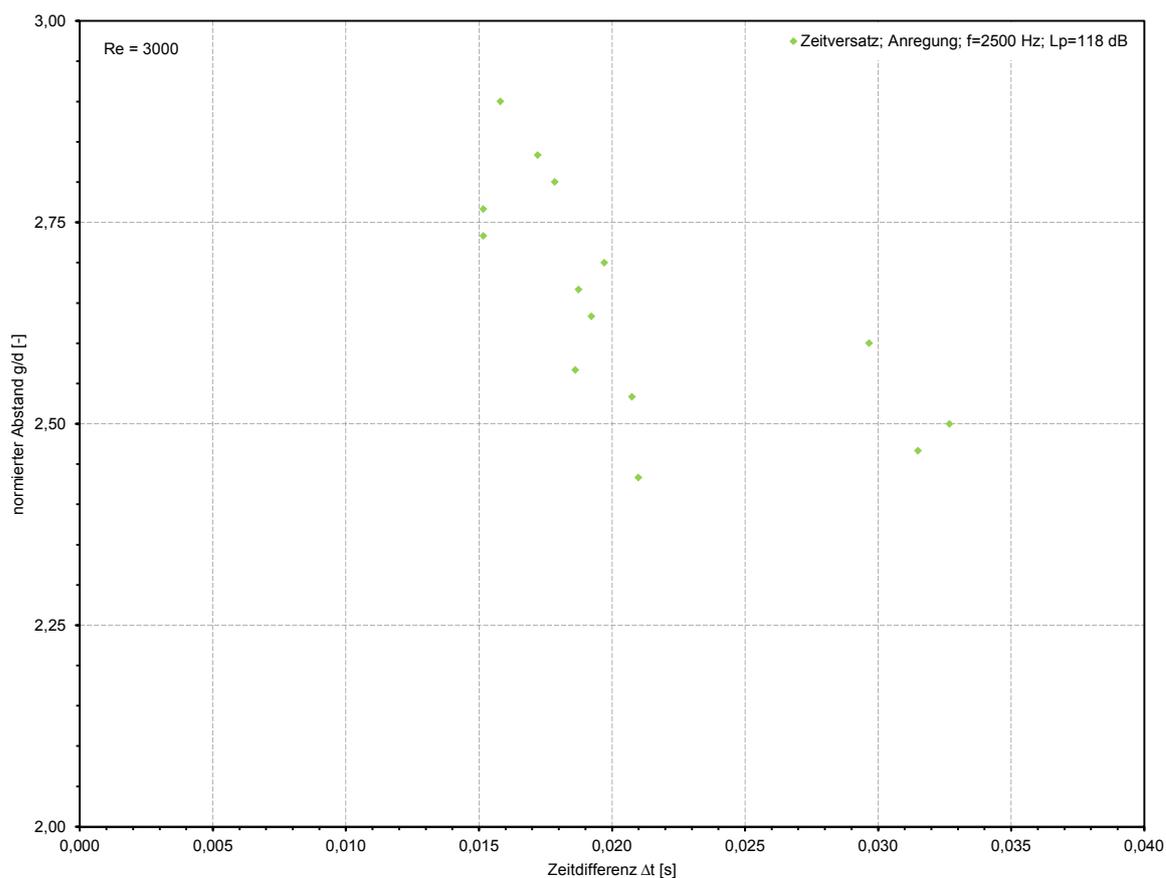
Die ausgelesenen Werte für alle betrachteten Abstände sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Bei den Positionen  $g/d = 2,87$  und  $g/d = 2,93$  ist der Abstand zwischen Zylinder und Platte

**Tabelle 6.2:** Zeitversatz zwischen Anregungs- und Schalldruckverstärkungsbeginn

$g/d$ [-]	Anregungs- beginn [s]	Schalldruckverstärkungs- beginn [s]	Zeitversatz $\Delta t$ [s]
2,43	9,436	9,457	0,021
2,47	8,857	8,888	0,031
2,50	8,632	8,665	0,033
2,53	8,520	8,541	0,021
2,57	9,232	9,250	0,019
2,60	9,568	9,598	0,030
2,63	9,387	9,406	0,019
2,67	9,604	9,623	0,019
2,70	9,387	9,406	0,020
2,73	9,292	9,308	0,015
2,77	9,490	9,505	0,015
2,80	9,456	9,474	0,018
2,83	9,728	9,745	0,017
2,87	9,977	9,822	-
2,90	9,985	10,001	0,016
2,93	9,430	9,190	-

bereits so groß, dass die Schalldruckverstärkung vor der Anregung beginnt. Hier kann logischerweise kein Zeitversatz ermittelt werden.

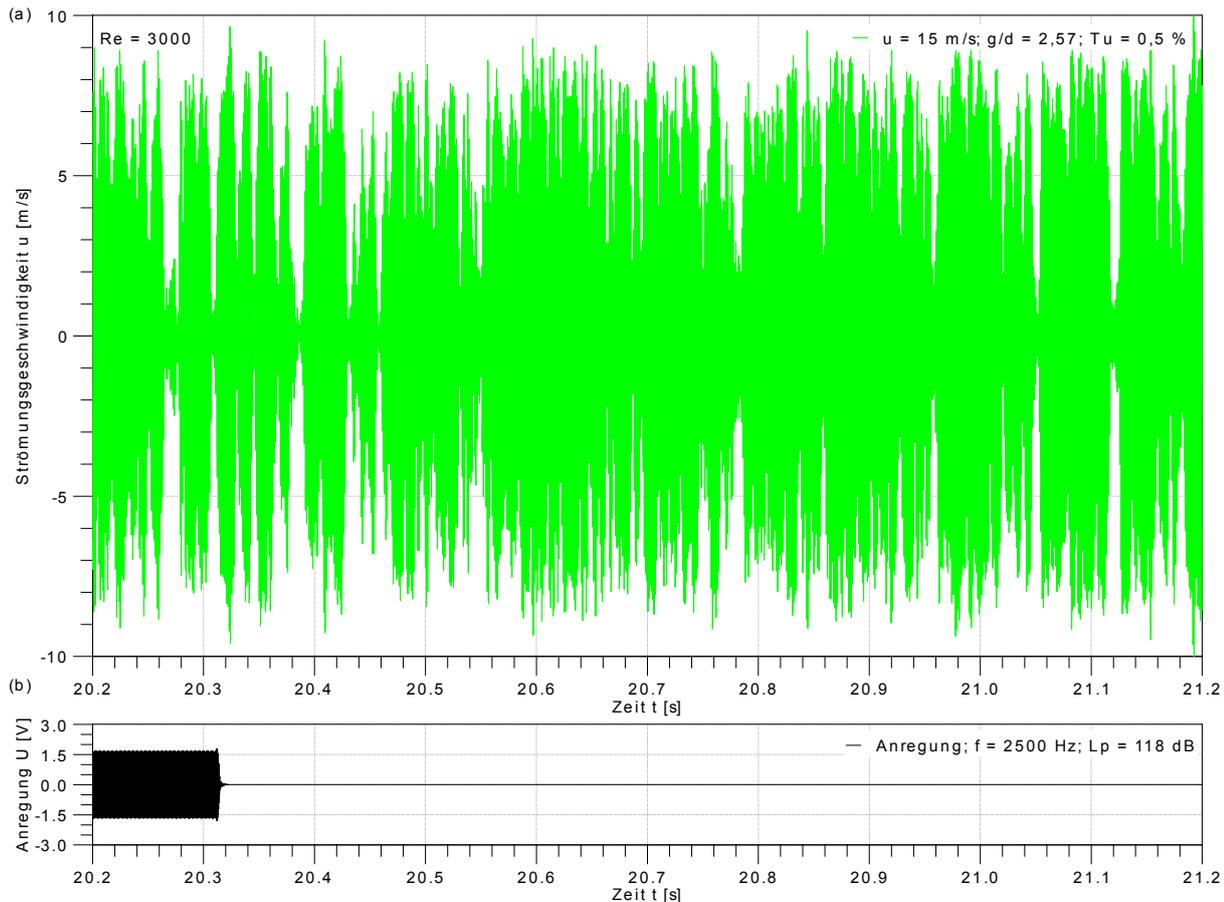
In der Abbildung 6.27 sind die, in Tabelle 6.2 aufgelisteten, Daten für den Zeitversatz  $\Delta t$  zwischen dem Beginn der Anregung und dem Beginn der Schalldruckverstärkung für alle normierten Abstände  $g/d$  grafisch dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass tendenziell der Zeitversatz mit zunehmendem Abstand zwischen Zylinder und Platte ebenfalls zunimmt. Hierbei besteht vermutlich ein Zusammenhang mit dem Beginn der Schalldruckverstärkung ohne Anregung. Bei großen Abständen muss die Anregung möglicherweise weniger Energie hinzufügen, um die Schalldruckverstärkung auszulösen. Diese würde bei einem noch etwas größeren Abstand auch ohne Anregung ausgelöst werden. Daraus könnte ein geringerer Zeitversatz resultieren. Für einen eindeutigen Beleg dieser Hypothese wären jedoch weitere Messungen erforderlich, bei denen die Anregung beispielsweise zu verschiedenen Zeitpunkten vor der Anfachung der Schalldruckverstärkung wieder abgeschaltet wird.



**Abbildung 6.27:** Zeitversatz  $\Delta t$  zwischen dem Einschalten der Anregung und dem Beginn der Schalldruckverstärkung in Abhängigkeit vom normierten Abstand  $g/d$

Im Anschluss an die Untersuchung der Zusammenhänge beim Einschalten der Schalldruckverstärkung wird im Folgenden untersucht, welche Auswirkungen das Abschalten der akustischen Anregung bei vorhandener Schalldruckverstärkung hat. Der eingestellte Zylinder/Plattenabstand bestimmt maßgeblich, ob eine Schalldruckverstärkung vorliegen kann. Bei großen Abständen ist eine Schalldruckverstärkung vorhanden und bei kleineren Abständen lässt sie sich, wie in Abschnitt 6.3 zu sehen, beispielsweise mit einer akustischen Anregung erzeugen. Interessant ist nun, was mit der Schalldruckverstärkung passiert, wenn die Anregung nach der Aufschaltung wieder abgeschaltet wird. In den folgenden Abbildungen wird dies für jeweils drei kritische Zylinder/Plattenabstände durchgeführt. Kritisch bedeutet an dieser Stelle, dass ohne Anregung keine Schalldruckverstärkung vorliegen würde.

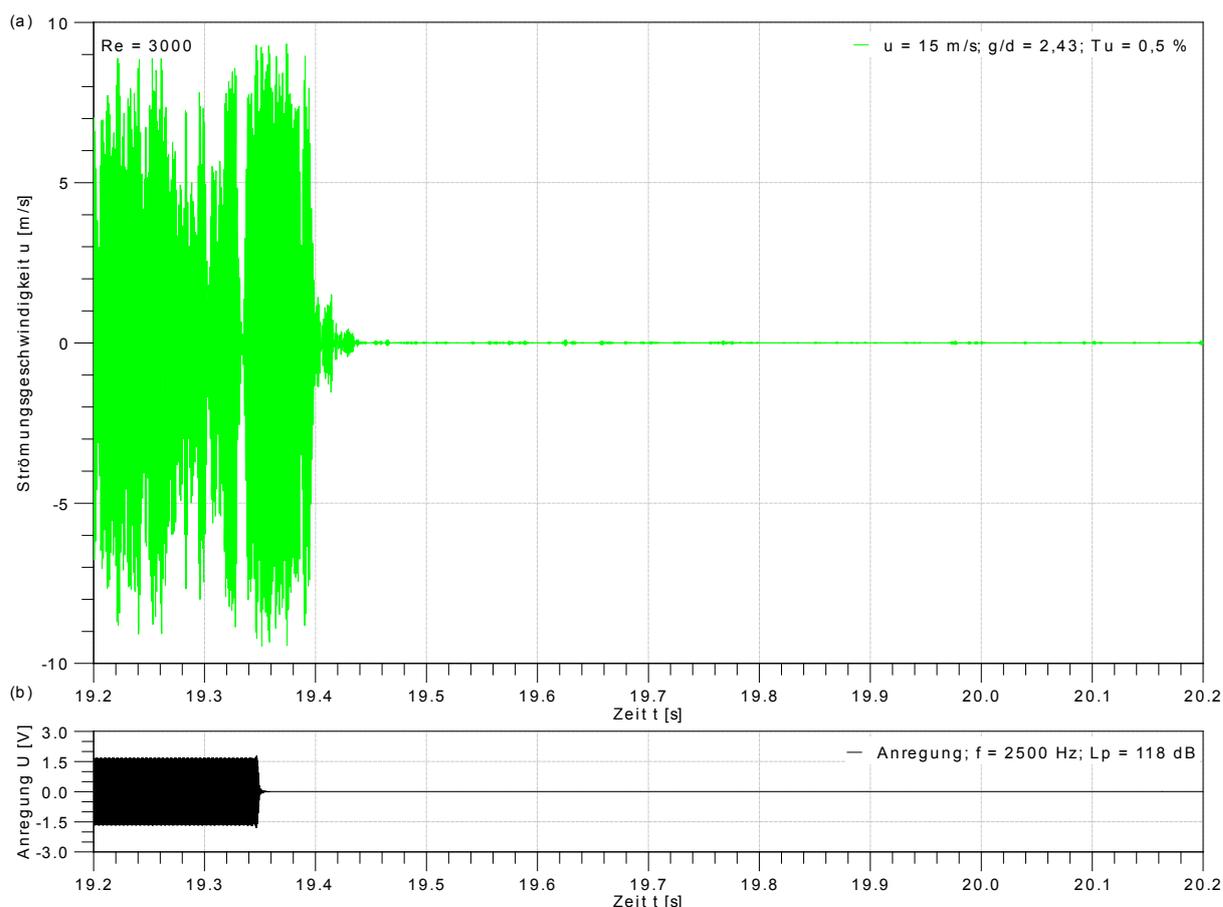
Zunächst ist in der Abbildung 6.28 der Zeitrohdatenausschnitt bei Abschaltung der akustischen Anregung für einen Abstand zwischen Zylinder und Platte von  $g/d = 2,57$  dargestellt. Die Anregung ist in der Abbildung 6.28(b) aufgetragen und wird bei  $t = 20,32$  s



**Abbildung 6.28:** Zeitlicher Verlauf der Schalldruckverstärkung beim Abschalten der akustischen Anregung bei  $g/d = 2,57$  und  $u = 15$  m/s. (a) Bandpass (750-1250 Hz) gefilterte Strömungsgeschwindigkeit an der Hitzdrahtsonde *CTA2* im Bereich der Wirbelablösefrequenz, (b) Bandpass (2250-2750 Hz) gefiltertes Anregungssignal  $U$  im Bereich der Anregungsfrequenz.

abgeschaltet. In der Abbildung 6.28(a), welche die Daten der Hitzdrahtsonde *CTA2* enthält, bleibt nach diesem Zeitpunkt die Schalldruckverstärkung bestehen, obwohl vorherige Messungen gezeigt haben, dass diese ohne Anregung nicht vorhanden ist. Der Signalverlauf der Hitzdrahtsonde weist jedoch starke Schwankungen der Amplituden auf. Die Schalldruckverstärkung endet für Bruchteile von Sekunden, um dann direkt ohne erneute Anregung, wieder zu beginnen (siehe  $t = 20,38$  s). Dieses Verhalten legt nahe, dass für den eingestellten Abstand zwischen Zylinder und Platte der Zustand *Schalldruckverstärkung* der Stabilere von beiden ist. Nach dem Aussetzen der Schalldruckverstärkung reicht eine minimale Störung, wie beispielsweise eine leichte Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit oder der Turbulenz aus, um diese wieder anzufachen.

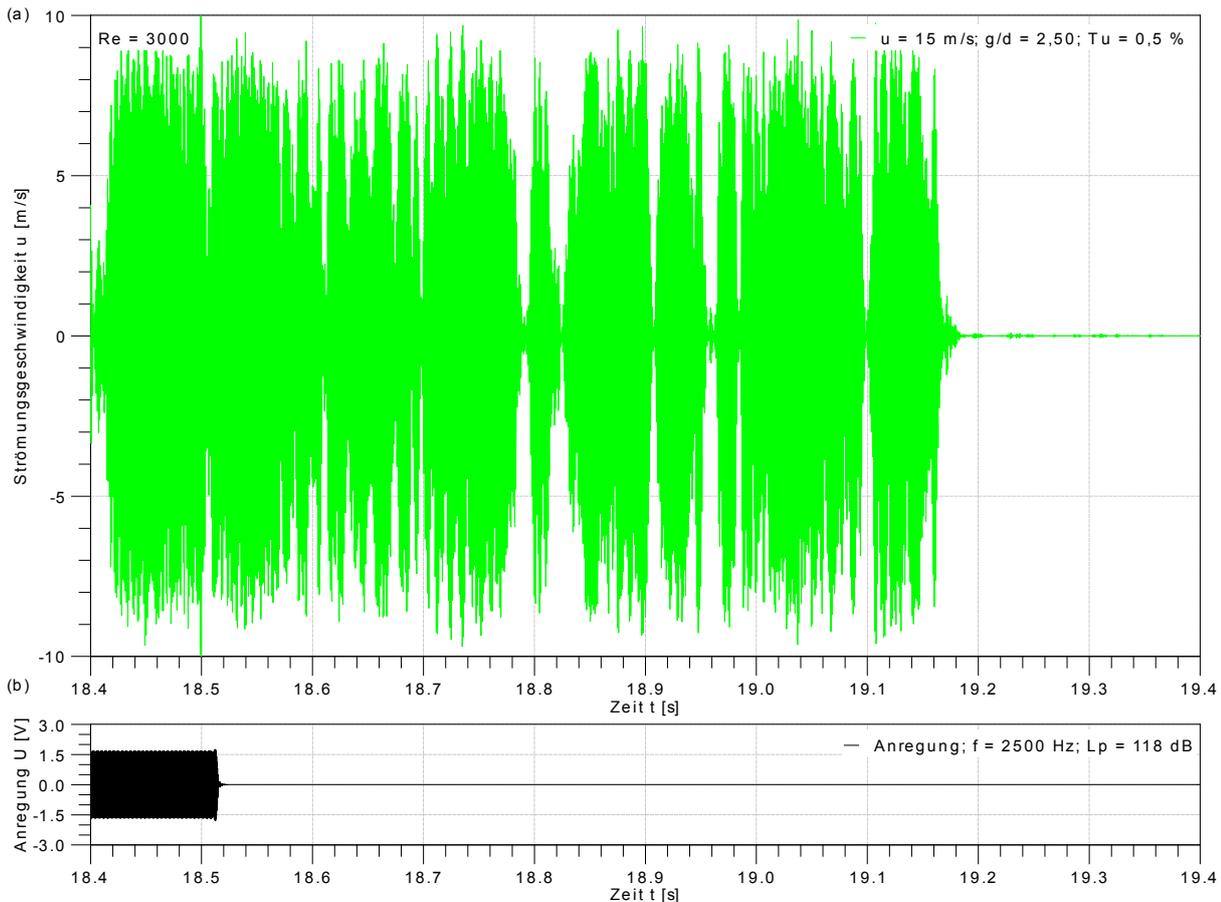
In der Abbildung 6.29 ist, entsprechend der vorherigen Auswertung, der Zeitrohdatenabschnitt bei einem reduzierten Abstand von  $g/d = 2,43$  dargestellt. Die Anregung wird hier



**Abbildung 6.29:** Zeitlicher Verlauf der Schalldruckverstärkung beim Abschalten der akustischen Anregung bei  $g/d = 2,43$  und  $u = 15 \text{ m/s}$ . (a) Bandpass (750-1250 Hz) gefilterte Strömungsgeschwindigkeit an der Hitzdrahtsonde *CTA2* im Bereich der Wirbelablösefrequenz, (b) Bandpass (2250-2750 Hz) gefiltertes Anregungssignal  $U$  im Bereich der Anregungsfrequenz.

bei  $t = 19,35 \text{ s}$  abgeschaltet. In der Abbildung 6.29(a) bleibt nach diesem Zeitpunkt die Schalldruckverstärkung nur noch sehr kurz vorhanden, um dann bei  $t = 19,44 \text{ s}$  endgültig zu enden. Der Signalverlauf ist hier auch schon vor der Abschaltung, beispielweise bei  $t = 19,33 \text{ s}$ , sehr instabil.

Abschließend zu dieser Thematik zeigt die Abbildung 6.30 den Zeitrohdatenausschnitt eines Zylinder/Platte-Abstands, welcher zwischen den beiden zuvor gezeigten Abständen liegt. Der Abstand beträgt hier  $g/d = 2,5$ . Die Anregung endet bei dieser Messung zum Zeitpunkt  $t = 18,52 \text{ s}$ . Im weiteren Signalverlauf ist in der Abbildung 6.30(a) ersichtlich, dass die Schalldruckverstärkung trotz der Anregungsabschaltung vorhanden bleibt. Es finden sich zwar deutliche Einbrüche im Signalverlauf, jedoch ist die Schalldruckverstärkung bis  $t = 19,18 \text{ s}$  messbar. Auch hier ist der Signalverlauf, aufgrund des kritischen Zylinder/Plattenabstandes, sehr instabil.



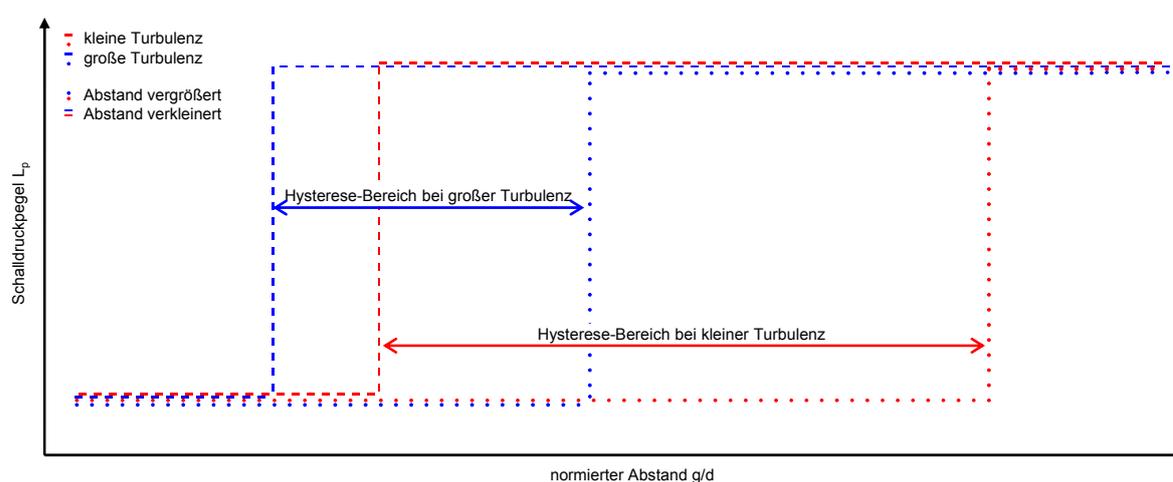
**Abbildung 6.30:** Zeitlicher Verlauf der Schalldruckverstärkung beim Abschalten der akustischen Anregung bei  $g/d = 2,50$  und  $u = 15 \text{ m/s}$ . (a) Bandpass (750-1250 Hz) gefilterte Strömungsgeschwindigkeit an der Hitzdrahtsonde *CTA2* im Bereich der Wirbelablösefrequenz, (b) Bandpass (2250-2750 Hz) gefiltertes Anregungssignal  $U$  im Bereich der Anregungsfrequenz.

Es lässt sich feststellen, dass es von dem eingestellten Abstand abhängt, ob die Schalldruckverstärkung auch nach dem Abschalten der Anregung vorhanden bleibt. Je größer der Abstand zwischen Zylinder und Platte ist, desto stabiler ist das Auftreten der Schalldruckverstärkung.

### Erkenntnisse zur Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung

Für die Untersuchung der Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung kann Folgendes festgestellt werden. Das Auftreten der Schalldruckverstärkung kann nicht nur durch den Abstand, sondern außerdem durch die Richtung, aus welcher der Abstand eingestellt wird, beeinflusst werden. Der Zustand des Systems aus Zylinder und Platte ist somit von den Anfangsbedingungen abhängig, was zu einem Hysterese-Effekt führt. Eine weitere Möglichkeit auf das Auftreten der Schalldruckverstärkung Einfluss zu nehmen, ist

die Variation der Turbulenz in der Anströmung. Mit steigendem Turbulenzgrad verschiebt sich das Auftreten der Schalldruckverstärkung zu kleineren Abständen zwischen Zylinder und Platte. Des Weiteren wird der Hysterese-Bereich, in dem beide Zustände vorliegen können, mit zunehmendem Turbulenzgrad immer kleiner. Diese beiden Zusammenhänge sind in der Abbildung 6.31 schematisch dargestellt.



**Abbildung 6.31:** Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen Turbulenzgrad der Anströmung und dem Auftreten der Schalldruckverstärkung

Die Streuung der Breite des Hysterese-Bereichs wird mit zunehmender Turbulenz geringer. Dies bedeutet, dass die Turbulenz in der Anströmung zudem den Übergang zwischen den Zuständen *Schalldruckverstärkung* und *keine Schalldruckverstärkung* stabilisiert. Ähnlich wie bei der Turbulenz kann auch durch eine externe akustische Anregung Einfluss auf das Auftreten der Schalldruckverstärkung genommen werden. Hierbei ergeben sich durch Variation von Anregungsstärke und -frequenz Möglichkeiten der gezielten Beeinflussung.

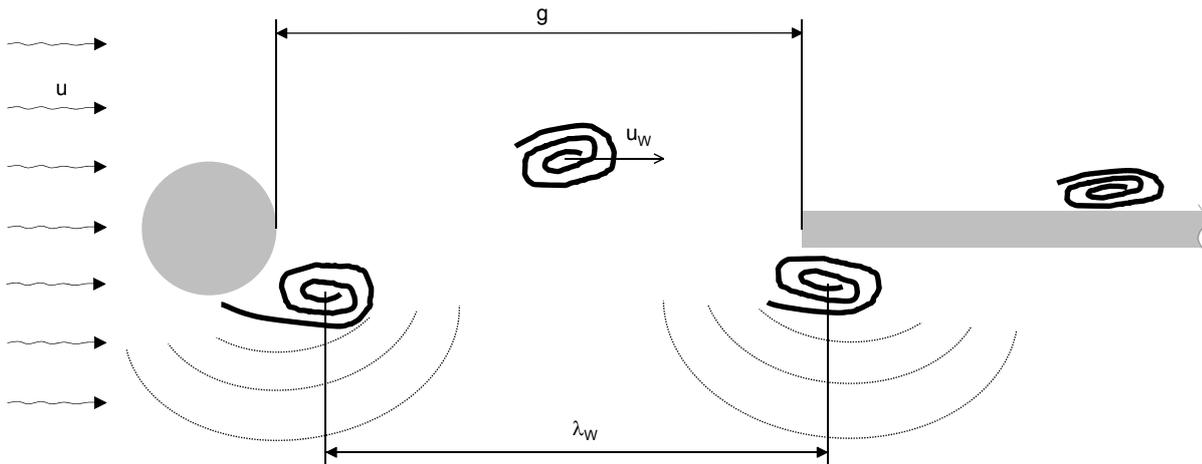


# Kapitel 7

## Modellbildung zur maximalen Schalldruckverstärkung

In Abschnitt 5.3.2 wird die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Strömungsgeschwindigkeit beziehungsweise der Reynolds-Zahl untersucht. Es zeigt sich, dass es zwei Bereiche gibt, in denen der Verstärkungsfaktor maximal wird (siehe Abbildung 5.15). Im Folgenden wird ein Modell der maximalen Schalldruckverstärkung aufgebaut, um dieses Verhalten zu beschreiben. Die Grundlage für dieses Modell bildet die in der Abbildung 7.1 veranschaulichte Hypothese. Die periodische Ablösung der Wirbel von dem Zylinder verursacht, wie bei der Schallentstehung an der Platte, Kraftschwankungen auf der Oberfläche des Zylinders. Hierbei entstehen sich ausbreitende Schalldruckschwankungen. Die Frequenz dieser Wirbelablösung und damit auch die Frequenz der Schallwellen ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit  $u$ . Die Wirbel werden, mit der von dieser Geschwindigkeit verschiedenen Konvektionsgeschwindigkeit  $u_W$ , auf die Platte zu und an dieser vorbei transportiert. Dabei legen sie den Weg  $g$  zwischen Platte und Zylinder zurück. Beim Auftreffen auf die Platte entstehen, wie in den Abschnitten 4.3 und 5.1 beschrieben, große Schalldruckschwankungen. Stimmt die aerodynamische Wellenlänge  $\lambda_W$  der Wirbel, die sich aus ihrer Geschwindigkeit  $u_W$  und der Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}}$  ergibt, mit dem Abstand  $g$  zwischen Zylinder und Platte überein, erfolgt die Schallentstehung an Zylinder und Platte in Phase. Es kommt in diesem Fall zu einer additiven Überlagerung und somit Erhöhung des Schalldruckpegels. Vermutlich kann aufgrund der Größe der Verstärkung von einem Resonanzphänomen ausgegangen werden.

Die beiden Bereiche der maximalen Schalldruckverstärkung liegen bei Reynolds-Zahlen von  $Re = 1560$  sowie  $3180$ . Die zugehörigen Strömungsgeschwindigkeiten sind  $u = 7,8 \text{ m/s}$  und  $15,9 \text{ m/s}$ . Die Wirbelablösefrequenzen bei diesen Strömungsgeschwindigkeiten betra-



**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung der Strömung an der Zylinder/Platte-Konfiguration zur Verdeutlichung der zur Modellierung verwendeten Größen, Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel  $u_W$ , Abstand  $g$  zwischen Zylinder und Platte und Wellenlänge  $\lambda_W$  der Wirbelbewegung

gen  $f_{\text{Wirbelab}} = 484 \text{ Hz}$  und  $1029 \text{ Hz}$ . Aus dem normierten Abstand  $g/d = 4$  dieser Messungen ergibt sich mit dem Zylinderdurchmesser  $d = 3 \text{ mm}$  ein Abstand zwischen Zylinder und Platte von  $g = 12 \text{ mm}$ .

Die zuvor erläuterte Hypothese setzt als Bedingung für die maximale Schalldruckverstärkung die Übereinstimmung dieses Abstands  $g$  mit der aerodynamischen Wellenlänge  $\lambda_W$  voraus

$$g = \lambda_W . \quad (7.1)$$

Die aerodynamische Wellenlänge wird definiert als der Quotient aus der Konvektionsgeschwindigkeit  $u_W$  der Wirbel und der Wirbelablösefrequenz  $f_{\text{Wirbelab}}$

$$\lambda_W = \frac{u_W}{f_{\text{Wirbelab}}} . \quad (7.2)$$

Für  $g = \lambda_W$  gilt

$$u_W = u_{V_{\text{max}}} . \quad (7.3)$$

Bei der Geschwindigkeit  $u_{V_{\text{max}}}$  ist die maximale Schalldruckverstärkung zu erwarten. Diese kann wie folgt berechnet werden

$$u_{V_{\text{max}}} = g f_{\text{Wirbelab}} . \quad (7.4)$$

Für die zuvor genannten Werte ergeben sich die Strömungsgeschwindigkeiten  $u_{V_{\text{max}}}$  zu  $5,8 \text{ m/s}$  und  $12,3 \text{ m/s}$ . Diese Geschwindigkeiten sind verglichen mit den tatsächlich vorhandenen Strömungsgeschwindigkeiten bei der maximalen Schalldruckverstärkung zu klein.

Es handelt sich hierbei jedoch um die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel, die von der Anströmgeschwindigkeit  $u$  abweichen muss. Im Folgenden wird daher die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel anhand von Messdaten bestimmt.

Eine translatorische Geschwindigkeit ist allgemein definiert als der Quotient der Wegdifferenz  $\Delta x$  und der Zeitdifferenz  $\Delta t$ . Für die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel gilt gleichermaßen

$$u_W = \frac{\Delta x}{\Delta t} . \quad (7.5)$$

Die Zeitdifferenz  $\Delta t$  kann mittels des Phasen-Verlaufs des Kreuzleistungsspektrums, gebildet aus zwei in Ausbreitungsrichtung versetzt gemessenen Sensorsignalen, bestimmt werden (siehe [BP80]). Hierbei gilt der Zusammenhang

$$\Delta t = \frac{\Delta \varphi_{\text{rad}}}{\Delta \omega} . \quad (7.6)$$

Hierin ist  $\Delta \varphi_{\text{rad}}$  die Differenz der Phase des Kreuzleistungsspektrums in der Einheit Radiant bei einer Differenz der Kreisfrequenz von  $\Delta \omega$ . Mit der Beziehung zwischen Kreisfrequenz und Frequenz

$$\Delta \omega = 2 \pi \Delta f \quad (7.7)$$

und der Umrechnung der Einheit von  $\Delta \varphi_{\text{rad}}$  in Grad

$$\Delta \varphi_{\text{rad}} = \Delta \varphi \frac{2 \pi}{360^\circ} \quad (7.8)$$

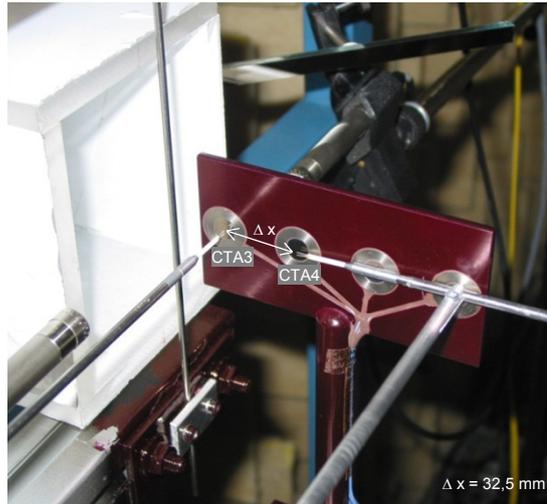
ergibt sich

$$\Delta t = \frac{1}{360^\circ} \frac{\Delta \varphi}{\Delta f} . \quad (7.9)$$

Es folgt somit für die Berechnung der Konvektionsgeschwindigkeit  $u_W$  der Wirbel

$$u_W = 360^\circ \Delta x \frac{\Delta f}{\Delta \varphi} . \quad (7.10)$$

Der Ausdruck  $\frac{\Delta f}{\Delta \varphi}$  entspricht dem reziproken Wert der Steigung im Phasen-Verlauf des Kreuzleistungsspektrums. Die benötigten Messdaten werden an dem in Abbildung 7.2 dargestellten Versuchsaufbau ermittelt. Die Hitzdrahtsonden *CTA3* und *CTA4* sind seitlich zur Platte angeordnet und besitzen in Richtung der Strömung einen Abstand von  $\Delta x = 32,5$  mm zueinander. Aufgrund zusätzlicher Sensorik beträgt die Plattendicke 4 mm. Das Verhältnis von Geschwindigkeit  $u$  der Anströmung und Konvektionsgeschwindigkeit  $u_W$  der Wirbel wird beispielhaft für  $u = 16$  m/s bestimmt und auf die Geschwindigkeiten bei maximaler Schalldruckverstärkung (7,8 m/s, 15,9 m/s) angewendet. Die Ergebnisse dieser Messung sind in der Abbildung 7.3 dargestellt. In Teilabbildung (a) sind die, mit



**Abbildung 7.2:** Versuchsaufbau zur Bestimmung der Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel in der Strömung

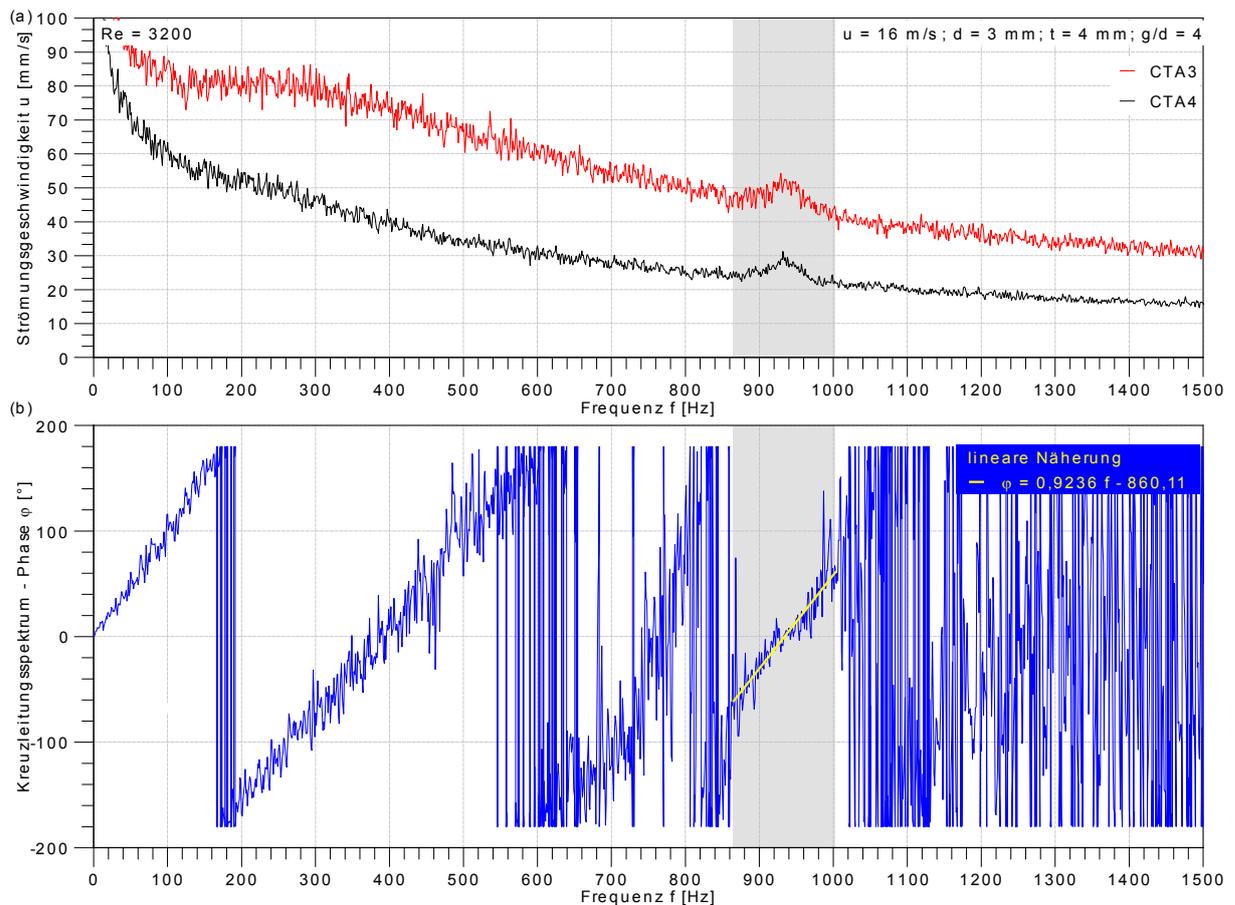
den Hitzdrahtsonden  $CTA3$  und  $CTA4$  gemessenen, Geschwindigkeiten dargestellt. Zwischen den Frequenzen 863 Hz und 1003 Hz ist der interessierende Bereich der Wirbelablösefrequenz farblich hervorgehoben. In der Teilabbildung (b) ist der Phasen-Verlauf des Kreuzleistungsspektrums der beiden Hitzdrahtsignale aufgetragen. Im Bereich der Wirbelablösefrequenz ist die gesuchte Steigung des Phasen-Verlaufs zu erkennen. Die Werte weisen jedoch eine gewisse Streuung auf. Aus diesem Grund wird, mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, eine lineare Näherung für die Steigung bestimmt. Der reziproke Wert der Steigung ist

$$\frac{\Delta f}{\Delta \varphi} = \frac{1 \text{ Hz}}{0,9236^\circ} \quad (7.11)$$

Durch das Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (7.10) und mit dem Abstand der Hitzdrahtsonden  $\Delta x = 32,5 \text{ mm}$  ergibt sich für eine Geschwindigkeit der Anströmung von 16 m/s eine Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel von  $u_W = 12,7 \text{ m/s}$ . Die Geschwindigkeit der Wirbel beträgt somit 79 % der Anströmgeschwindigkeit.

Für die Geschwindigkeiten der maximalen Schalldruckverstärkung von 7,8 m/s beziehungsweise 15,9 m/s ergeben sich somit  $u_W = 6,2 \text{ m/s}$  sowie 12,6 m/s. Die auf Grundlage der Hypothese berechneten Geschwindigkeiten für die beiden Bereiche maximaler Schalldruckverstärkung betragen  $u_{V_{\max}} = 5,8 \text{ m/s}$  und 12,3 m/s. Die gemessenen Werte weichen im Vergleich zu den modellbasierten Werten leicht nach oben ab. Eine mögliche Ursache für diese Abweichung ist auf die größere Plattendicke bei der Messung zur Bestimmung der Konvektionsgeschwindigkeit zurückzuführen. Aufgrund der größeren Verdrängungswirkung der dickeren Platte liegt die Geschwindigkeit der Wirbel bei dieser Messung etwas

höher als bei der Messung mit der dünneren Platte. Des Weiteren wird die Konvektionsgeschwindigkeit nicht direkt zwischen Zylinder und Platte sondern etwas weiter stromab gemessen. Trotz dieser Abweichungen der Geschwindigkeiten von 6,5 % beziehungsweise 2,4 % stützen die Ergebnisse die beschriebene Hypothese einer strömungsakustischen Resonanz zwischen Zylinder und Platte auf Basis der konvektiven Wirbelgeschwindigkeit.



**Abbildung 7.3:** (a) Spektrum der Strömungsgeschwindigkeit für die beiden Hitzdrahtsonden *CTA3* und *CTA4*, (b) Phase  $\varphi$  des Kreuzleistungsspektrums zwischen den Hitzdrahtsonden und lineare Näherung des Phasen-Verlaufs im Bereich der Wirbelablösefrequenz



## Kapitel 8

# Zusammenfassung und Vorschläge für weitere Untersuchungen

Es wurden Grundlagenuntersuchungen zur Schallerzeugung umströmter Körper an einer geometrisch einfachen Konfiguration durchgeführt. Diese besteht aus einem Kreiszyylinder und einer Platte in dessen Nachlauf. Die Untersuchungen leisten einen Beitrag zum Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen bei der Schallerzeugung und den weiteren auftretenden akustischen Effekten.

Ein wesentlicher Effekt ist die massive Verstärkung der Schalldruckpegel durch das Hinzufügen der Platte in den Nachlauf des Zylinders. Es kann hierbei zu einer Verstärkung um bis zu 32 dB kommen, was eine Zunahme der Schalldrücke um den Faktor vierzig bedeutet. Verantwortlich für diesen Anstieg der Schallentstehung sind die Schwankungen der Kräfte auf der Oberfläche der Platte. Weder eine vibroakustische Schallabstrahlung der Platte, noch eine Rückwirkung der Akustik auf die Strömung in Form eines Feedback-Mechanismus führen zu einer solchen Verstärkung der Schalldruckpegel.

Das Auftreten der Verstärkung der Schalldruckpegel ist abhängig von dem normierten Abstand  $g/d$  zwischen Zylinder und Platte. Nur wenn der Abstand groß genug ist, kommt es zu einer periodischen Wirbelablösung am Zylinder und den daraus resultierenden Schwankungen der Kräfte auf der Oberfläche der Platte. Dieser kritische Abstand ist wiederum in nichtlinearer Weise von der Reynolds-Zahl abhängig. Des Weiteren kann, für eine konstante Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und einen konstanten Abstand, das Ausbleiben beziehungsweise Auftreten der Schalldruckverstärkung durch eine lineare Beziehung zwischen Zylinderdurchmesser  $d$  und Plattendicke  $t$  beschrieben werden. Diese gibt an, dass es für  $d \leq 0,5 \text{ mm} + 0,5 t$  nicht zu der Schalldruckverstärkung kommt.

Ein weiterer, durch das Hinzufügen der Platte verursachter, Effekt ist die Verschiebung der Wirbelablösefrequenz in Abhängigkeit von der Position der Platte. Mit kleiner werdendem Abstand zwischen Platte und Zylinder nimmt die Wirbelablösefrequenz ab. Die dabei stattfindende Änderung der Zylindernachlaufänge zeigt, dass die Platte den Bereich der Wirbelbildung direkt am Zylinder beeinflusst. Es kommt somit zu einer Art Stromaufwirkung der Platte auf den Zylinder. Ein wichtiger Einflussparameter ist die Geschwindigkeitsverteilung in der Zylinder-Scherschicht. Es ist eine Zunahme der Scherschichtdicke zu erkennen, die dazu führt, dass der Wirbelbildungsprozess mehr Zeit in Anspruch nimmt und folglich die Frequenz sinkt. Des Weiteren ist anhand der Druckverteilung um den Zylinder erkennbar, dass es zu einer Verschiebung des Ablösepunktes der Strömung am Zylinder kommt. Dies beeinflusst gleichermaßen die Wirbelbildung und dementsprechend die Wirbelablösefrequenz.

Das Auftreten der Schalldruckverstärkung kann durch verschiedene Maßnahmen beeinflusst werden. Unter anderem ist das Auftreten nicht nur von dem Abstand zwischen Zylinder und Platte abhängig, sondern auch von der Richtung aus welcher der Abstand eingestellt wird. Hieraus ergibt sich eine Hysterese der Schalldruckverstärkung. Das System, bestehend aus Zylinder und Platte, kann trotz gleicher Randbedingungen entweder den Zustand Schalldruckverstärkung oder keine Schalldruckverstärkung annehmen. Dies bedeutet, dass der Abstandsbereich, für den keine Schalldruckverstärkung auftritt, wesentlich ausgeweitet werden kann, wenn der Abstand von sehr kleinen Werten aus vergrößert wird. Dieses Verhalten wird beeinflusst durch den Turbulenzgrad der Anströmung. Je kleiner der Turbulenzgrad, desto größer ist der kritische Abstand zwischen Zylinder und Platte, ab dem es zur Schalldruckverstärkung kommt. Neben dem Turbulenzgrad kann der kritische Abstand auch durch eine externe akustische Schallquelle beeinflusst werden. Die Größe der Schalldruckverstärkung ist abhängig von der Reynolds-Zahl. Dabei gibt es zwei Bereiche in denen die Schalldruckverstärkung maximal wird. Dieses Verhalten wird anhand eines Modells beschrieben. Das Modell basiert auf der Hypothese, dass die Maxima des Verstärkungsfaktors mit einer Überlagerung der Schallwellen von Zylinder und Platte zusammenhängen. Es beschreibt eine strömungsakustische Resonanz zwischen Zylinder und Platte auf Basis der konvektiven Wirbelgeschwindigkeit.

Zur Fortführung und Erweiterung der Ergebnisse dieser Arbeit bieten sich die folgenden Ansätze an. Für alle durchgeführten Untersuchungen wird eine symmetrische Anordnung der Platte hinter dem Zylinder verwendet. Durch eine Erweiterung der Betrachtung auf unsymmetrische Anordnungen könnte eine weitere Verallgemeinerung der Ergebnisse erfolgen. Besonders bezüglich des kritischen Abstands zwischen Zylinder und Platte sowie

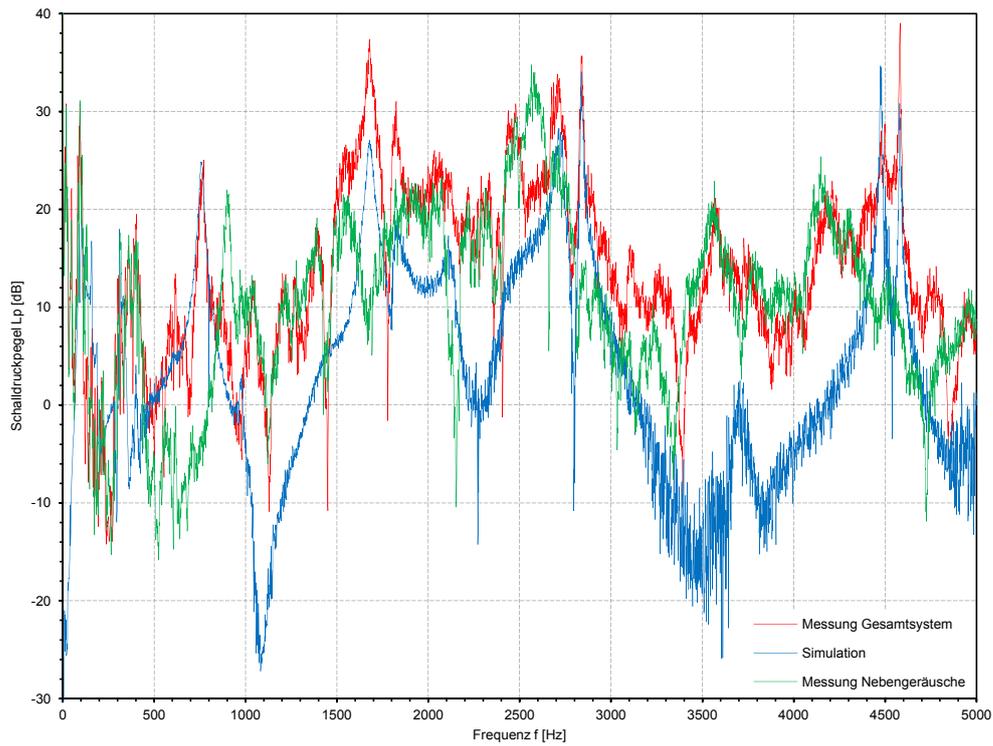
der maximalen Schalldruckverstärkung wären solche Untersuchungen interessant. Für die Beeinflussung des Auftretens der Schalldruckverstärkung kann gezeigt werden, dass der kritische Abstand durch eine extern aufgebrachte Störung, in Form von Schallwellen, verändert werden kann. Es zeigt sich hierbei eine Abhängigkeit dieser Beeinflussung von der Frequenz der Anregung. Der zugrundeliegende physikalische Zusammenhang konnte jedoch nicht näher untersucht werden. Weitere Untersuchungen an dieser Stelle könnten wichtige Informationen für die Entwicklung aktiver Systeme zur Geräuschkontrolle liefern. Das Modell zur maximalen Schalldruckverstärkung ist auf Basis experimenteller Daten entwickelt und überprüft worden. Es wäre eine weitere Validierung auf der Basis genauer numerischer Simulationen sinnvoll. Hierbei ergäbe sich die Möglichkeit einer präzisen Bestimmung der konvektiven Wirbelbewegung und in Verbindung mit der Schallabstrahlung eine aussagekräftige Verifizierung des Modells.

Auch für Forschungsgebiete außerhalb der Strömungsakustik liefern die Ergebnisse Ansätze. Die Untersuchungen zum Entstehungsmechanismus der Schalldruckverstärkung haben gezeigt, dass es an einer umströmten Zylinder/Platte-Konfiguration zu großen Kraftschwankungen kommt. Diese Kräfte können für sogenanntes Energy Harvesting, also die Umwandlung von eigentlich nicht nutzbarer Energie in eine nutzbare Form, verwendet werden (siehe z.B. [AEA10]). Es existieren Patente für Zylinder/Platte-Konfigurationen, bei denen die Bewegungsenergie eines schwingenden Zylinders in elektrische Energie umgewandelt wird. Die Ergebnisse der Arbeit liefern hierfür grundlegend notwendige Erkenntnisse und Ansätze, beispielweise über die Positionierung der Körper zueinander.

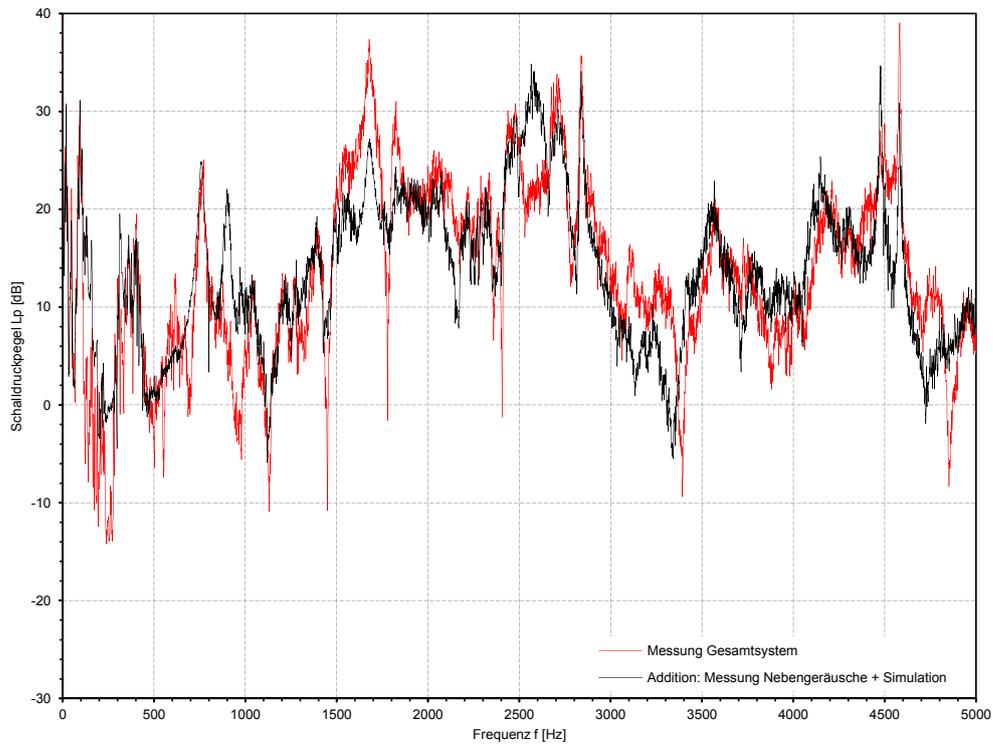


# Anhang A

## Vibroakustik der Plattenstruktur - weitere Ergebnisse



**Abbildung A.1:** Schalldruckpegel (*Mik2*) aus den Messungen und der Simulation bei Shaker-Anregung



**Abbildung A.2:** Schalldruckpegel (*Mik2*) des Gesamtsystems und der Addition der Nebengeräusche mit der simulierten Plattenabstrahlung

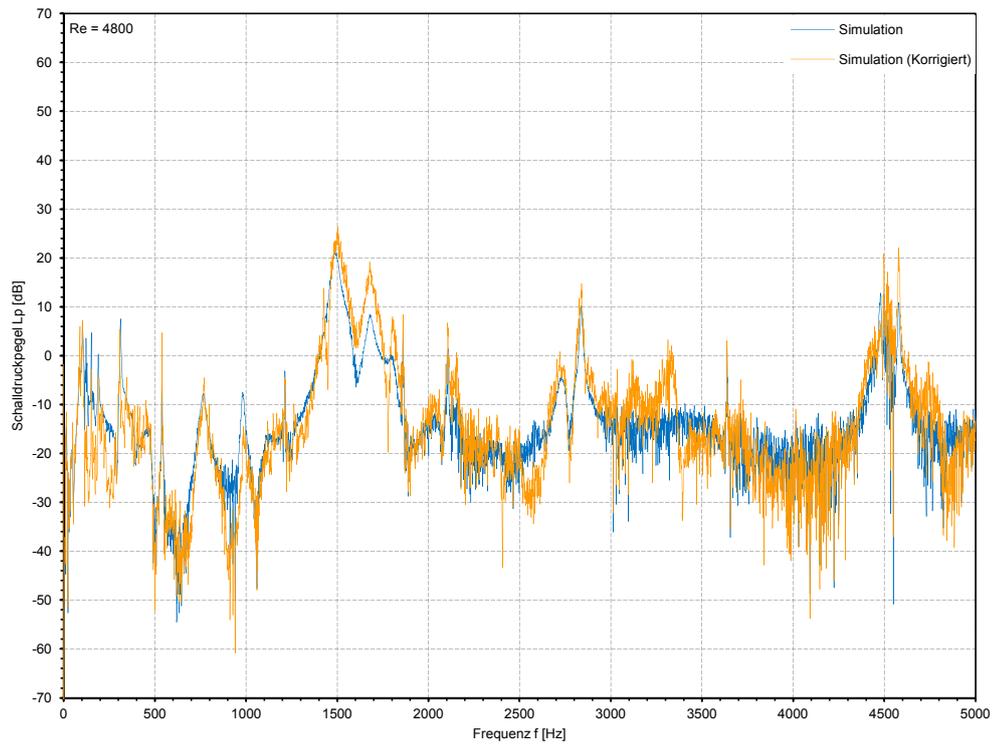


Abbildung A.3: Schalldruckpegel (*Mik2*) aus der Simulation bei  $u = 24$  m/s mit Korrektur

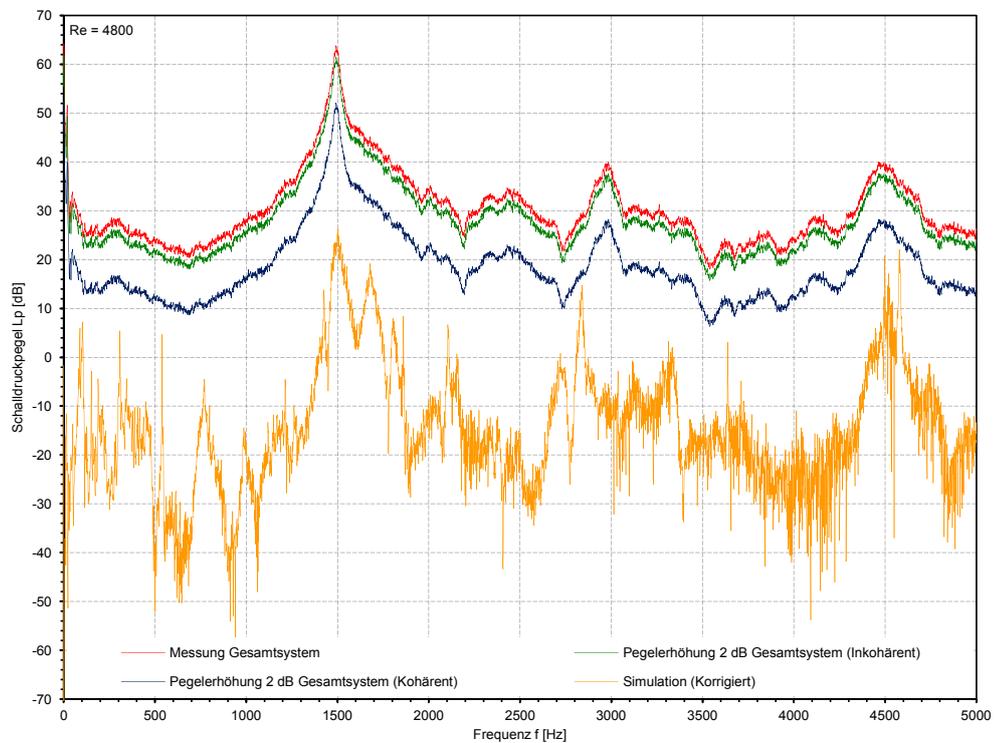


Abbildung A.4: Schalldruckpegel (*Mik2*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 24$  m/s

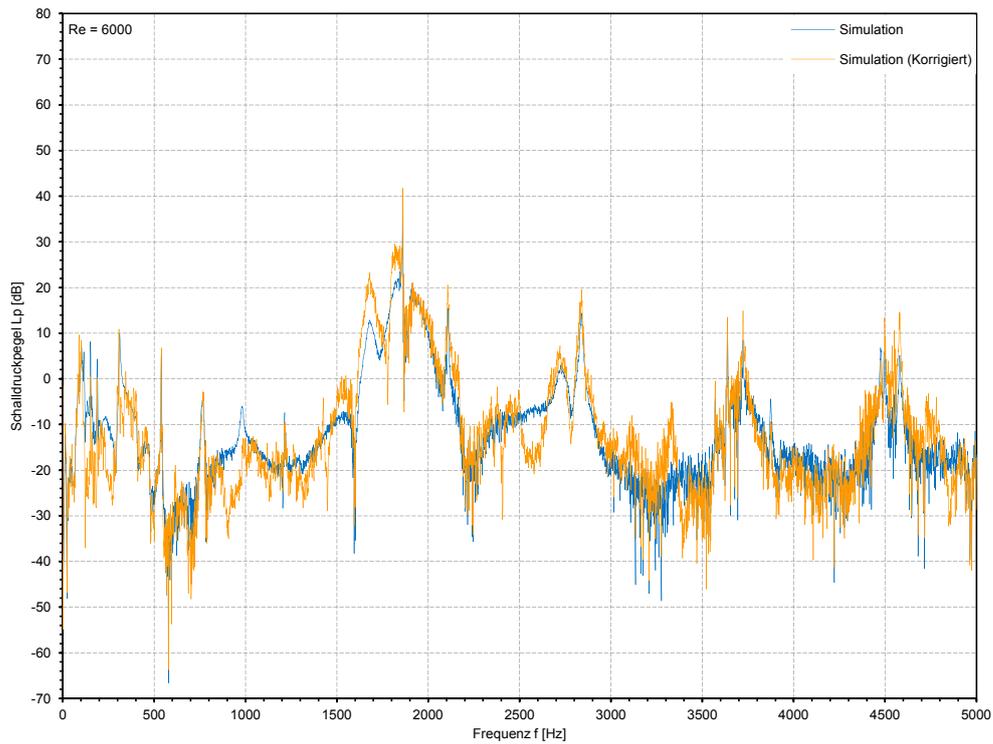


Abbildung A.5: Schalldruckpegel (*Mik2*) aus der Simulation bei  $u = 30$  m/s mit Korrektur

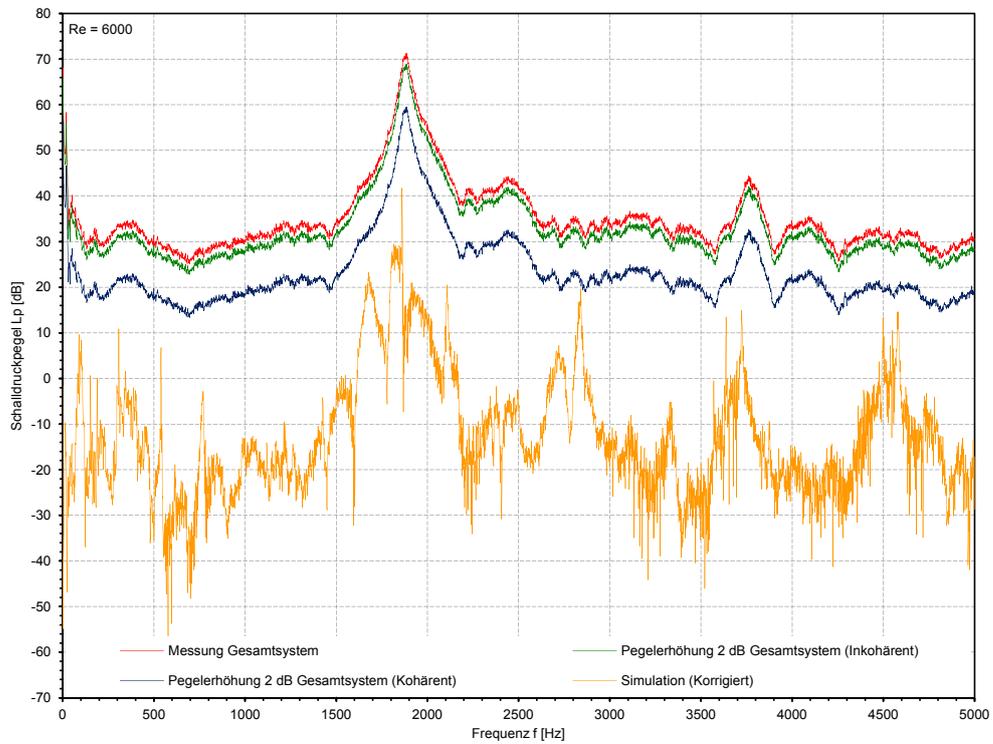


Abbildung A.6: Schalldruckpegel (*Mik2*) aus der Messung und der Simulation bei  $u = 30$  m/s

# Literaturverzeichnis

- [AEA10] AKAYDIN, H. D. ; ELVIN, N. ; ANDREOPOULOS, Y.: Wake of a cylinder: A paradigm for energy harvesting with piezoelectric materials. In: *Experiments in Fluids* 49 (2010), Nr. 1, S. 291–304
- [AZG10] ANGLAND, D. ; ZHANG, X. ; GOODYER, M.: The use of blowing flow control to reduce bluff body interaction noise. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (31st AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2010. – Artikelnr. 2010-3786
- [BB03] BLAZEWICZ, A. M. ; BULL, M. K.: Acoustic radiation due to flow over tandem two-plate arrays. In: *Proceedings of the Tenth International Congress on Sound and Vibration*, 2003, S. 4499–4506
- [Bea85] BEARMAN, P. W.: Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. In: *Journal of Fluid Mechanics* 21 (1985), S. 241–255
- [Bec11] BECKER, K.: *Fahrzeugschwingungen und -akustik*. Fachhochschule Köln : Labor für Fahrzeugschwingungen und -akustik, Wintersemester 2010/2011. – Vorlesungsunterlagen
- [BL99] BRIKA, D. ; LANEVILLE, A.: The flow interaction between a stationary cylinder and a downstream flexible cylinder. In: *Journal of Fluids and Structures* 13 (1999), Nr. 5, S. 579–606
- [Ble85] BLEVINS, R. D.: The effect of sound on vortex shedding from circular cylinders. In: *Journal of Fluid Mechanics* 161 (1985), S. 217–237
- [BP80] BENDAT, J.S. ; PIERSOL, A.G.: *Engineering applications of correlation and spectral analysis*. New York, Wiley-Interscience, 1980

- [CMS10] CARMO, B.S. ; MENEGHINI, J.R. ; SHERWIN, S.J.: Possible states in the flow around two circular cylinders in tandem with separations in the vicinity of the drag inversion spacing. In: *Physics of Fluids* 22 (2010). – Artikelnr. 054101
- [Cur55] CURLE, N.: The influence of solid boundaries on aerodynamic sound. In: *Proc. Roy. Soc. London A* 231 (1955), S. 505–515
- [Dav78] DAVIS, M. R.: Hot wire anemometer response in a flow with acoustic disturbances. In: *Journal of Sound and Vibration* 56 (1978), Nr. 4, S. 565–570
- [Deu04] DEUTSCHE GESELLSCHAFT FÜR AKUSTIK E.V.: *Akustische Wellen und Felder*. Online im Internet: URL: <http://www.dega-akustik.de/fachausschuesse/lehre/dokumente/wellen-und-felder>, Endfassung September 2004. – Stand: 21.11.2011
- [Deu11] DEUTSCHES ZENTRUM FÜR LUFT- UND RAUMFAHRT E.V.: *Prinzip des Particle Image Velocimetry Verfahrens*. Online im Internet: URL: [http://www.dlr.de/at/desktopdefault.aspx/tabid-1668/2292\\_read-3766/](http://www.dlr.de/at/desktopdefault.aspx/tabid-1668/2292_read-3766/), – Stand: 17.11.2011
- [Doo08] DOOLAN, C. J.: Bluff body noise reduction using aerodynamic interference. In: *Proceedings of the 18th National Congress of Australian Institute of Physics*, Causal Productions for Australian Institute of Physics, 2008, S. 5–8
- [Ewi86] EWINS, D. J.: *Modal Testing : Theory and Practice*. Nærum : Brüel & Kjær, 1986
- [FG07] FAHY, F. ; GARDONIO, P.: *Sound and structural vibration: radiation, transmission and response*. 5. Auflage. Academic press, 2007
- [FH69] FFOWCS WILLIAMS, J. E. ; HAWKINGS, D. L.: Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 264 (1969), Nr. 1151, S. 321–342
- [Fit03] FITZPATRICK, J. A.: Flow/acoustic interactions of two cylinders in cross-flow. In: *Journal of Fluids and Structures* 17 (2003), Nr. 1, S. 97–113
- [Gen10] GENUIT, K.: *Sound-Engineering im Automobilbereich : Methoden zur Messung und Auswertung von Geräuschen und Schwingungen*. 1. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2010. – ISBN 978-3-642-01414-7

- [Ger66] GERRARD, J. H.: The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. In: *Journal of Fluid Mechanics* 25 (1966), Nr. 02, S. 401–413
- [GTJC08] GRESCHNER, B. ; THIELE, F. ; JACOB, M. C. ; CASALINO, D.: Prediction of sound generated by a rod-airfoil configuration using EASM DES and the generalised Lighthill/FW-H analogy. In: *Computers and Fluids* 37 (2008), Nr. 4, S. 402–413
- [Hah08] HAHN, C.: *Experimentelle Analyse und Reduktion aeroakustischer Schallquellen an einfachen Modellstrukturen*, Technische Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 2008
- [HBM99] HAN, F. ; BERNHARD, R. J. ; MONGEAU, L. G.: Prediction of flow-induced structural vibration and sound radiation using energy flow analysis. In: *Journal of Sound and Vibration* 227 (1999), Nr. 4, S. 685–709
- [HM90] HUERRE, P. ; MONKEWITZ, P. A.: Local and global instabilities in spatially developing flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 22 (1990), Nr. 1, S. 473–537
- [HMB01] HAN, F. ; MONGEAU, L. G. ; BERNHARD, R. J.: A model for the vibroacoustic response of plates excited by complex flows. In: *Journal of Sound and Vibration* 246 (2001), Nr. 5, S. 901–926
- [How97] HOWE, M. S.: Sound generated by fluid-structure interactions. In: *Computers and Structures* 65 (1997), Nr. 3, S. 433–446
- [HSF08] HENN, H. ; SINAMBARI, G.R. ; FALLEN, M.: *Ingenieurakustik : Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. 4., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2008. – ISBN 978-3-8348-0255-2
- [Huc02] HUCHO, W.H.: *Aerodynamik der stumpfen Körper*. Vieweg Verlag, 2002
- [HWLK06] HERRIG, A. ; WÜRZ, W. ; LUTZ, T. ; KRÄMER, E.: Trailing-edge noise measurements using a hot-wire based coherent particle velocity method. In: *Collection of Technical Papers - AIAA Applied Aerodynamics Conference* Bd. 4, 2006, S. 2605–2616
- [HZW03] HALL, J. W. ; ZIADA, S. ; WEAVER, D. S.: Vortex-shedding from single and tandem cylinders in the presence of applied sound. In: *Journal of Fluids and Structures* 18 (2003), Nr. 6, S. 741–758

- [IMH06] INOUE, O. ; MORI, M. ; HATAKEYAMA, N.: Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in tandem. In: *Physics of Fluids* 18 (2006), Nr. 4
- [JBCM05] JACOB, M. C. ; BOUDET, J. ; CASALINO, D. ; MICHARD, M.: A rod-airfoil experiment as a benchmark for broadband noise modeling. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 19 (2005), Nr. 3, S. 171–196
- [JL84] JOHNSON, C. O. ; LOEHRKE, R. I.: An Experimental Investigation of Wake Edge Tones. In: *AIAA Journal* 22 (1984), Nr. 9, S. 1249–1253
- [JLZ11] JIANG, M. ; LI, X. ; ZHOU, J.: Experimental and numerical investigation on sound generation from airfoil-flow interaction. In: *Applied Mathematics and Mechanics (English Edition)* 32 (2011), Nr. 6, S. 765–776
- [Kao98] KAO, H.C.: *Vortex/body Interaction and Sound Generation in Low-speed Flow*. National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center, 1998
- [KBW<sup>+</sup>04] KÖLTZSCH, P. ; BAUER, M. ; WITING, A. ; ZEIBIG, A. ; KETTLITZ, M. W.: Beitrag zur Modellierung von Strömungsschallquellen mit akustischen Elementarstrahlern. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress Dresden*, Institut für Akustik und Sprachkommunikation, Technische Universität Dresden, 2004, S. 1–27
- [KCL<sup>+</sup>07] KHORRAMI, M. R. ; CHOUDHARI, M. M. ; LOCKARD, D. P. ; JENKINS, L. N. ; MCGINLEY, C. B.: Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype component interaction in airframe noise. In: *AIAA Journal* 45 (2007), Nr. 8, S. 1930–1941
- [Kee62] KEEFE, R. T.: Investigation of the Fluctuating Forces Acting on a Stationary Circular Cylinder in a Subsonic Stream and of the Associated Sound Field. 34 (1962), Nr. 11, S. 1711–1714
- [KL11] KUMAR, S. ; LAUGHLIN, G.: *Revisiting Karman Vortex Street*. Online im Internet: URL: <http://www.aps.org/units/dfd/pressroom/gallery/2009/kumar09.cfm>, Stand: 26.11.2011. – Department of Engineering, The University of Texas at Brownsville
- [Kor11] KORNHAAS, M.: *Effiziente numerische Methoden für die Simulation aeroakustischer Probleme mit kleinen Machzahlen*. Shaker Verlag, 2011 (Berichte aus dem Maschinenbau)

- [KT09] KOZLOV, A. V. ; THOMAS, F. O.: Active noise control of bluff-body flows using dielectric barrier discharge plasma actuators. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2009. – Artikelnr. 2009-3245
- [Kut04] KUTTRUFF, H.: *Akustik: Eine Einführung*. S. Hirzel Verlag, 2004
- [LC02] LIU, C. ; CHEN, J. M.: Observations of hysteresis in flow around two square cylinders in a tandem arrangement. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 90 (2002), Nr. 9, S. 1019–1050
- [LD09] LECLERCQ, D. J. J. ; DOOLAN, C. J.: The interaction of a bluff body with a vortex wake. In: *Journal of Fluids and Structures* 25 (2009), Nr. 5, S. 867–888
- [LDR07] LECLERCQ, D. ; DOOLAN, C. ; REICHEL, J.: Development and validation of a small-scale anechoic wind tunnel. In: *Proceedings of the 14'th International Congress on Sound and Vibration*, 2007, S. 1–8
- [Lee94] LEE, S.: Reduction of blade-vortex interaction noise through porous leading edge. In: *AIAA Journal* 32 (1994), Nr. 3, S. 480–488
- [LH71] LEEHEY, P. ; HANSON, C. E.: Aeolian tones associated with resonated vibration. In: *Journal of Sound and Vibration* 13 (1971), S. 465–483
- [Lig52] LIGHTHILL, M. J.: On sound generated aerodynamically. I. General theory. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 211 (1952), Nr. 1107, S. 564–587
- [Lig54] LIGHTHILL, M.J.: On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 222 (1954), Nr. 1148, S. 1–32
- [Lin10] LINDNER, H.: *Physik für Ingenieure*. 18., aktualisierte Auflage. München : Carl Hanser Verlag, 2010. – ISBN 978-3-446-42156-1
- [LKH<sup>+</sup>07] LOCKARD, D.P. ; KHORRAMI, M.R. ; HUTCHESON, F.V. ; BROOKS, T.F. ; STEAD, D.J.: Tandem cylinder noise predictions. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2007, S. 1–26. – Artikelnr. 2007-3450
- [LS01] LEUNG, R. C. K. ; SO, R. M. C.: Noise generation of blade-vortex resonance. In: *Journal of Sound and Vibration* 245 (2001), Nr. 2, S. 217–237

- [LS02] LECLERCQ, D. ; SYMES, M.K.: Dense compact rigid object in a turbulent flow: Application of Curle's theory. In: *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2002, S. 1775–1785. – Artikelnr. 2002-2577
- [LS03] LECLERCQ, D. ; SYMES, M.K.: Curle's Theory and Implications for Dense Acoustically Compact Objects in Turbulent Flows. In: *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2003, S. 1204–1212. – Artikelnr. 2003-3231
- [LSW09] LERCH, R. ; SESSLER, G. M. ; WOLF, D.: *Technische Akustik : Grundlagen und Anwendungen*. 1. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. – ISBN 978-3-540-23430-2
- [LVS10] LORENZONI, V. ; VIOLATO, D. ; SCARANO, F.: Characterization of noise sources in a rod-airfoil configuration by means of time-resolved tomographic PIV. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (31st AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2010, S. 1–10
- [Mai62] MAIDANIK, G.: Response of ribbed panels to reverberant acoustic fields. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 34 (1962), S. 809
- [MK95] MOCHIZUKI, O. ; KIYA, M.: Aerodynamic sound generated by wake-body interaction. In: *American Society of Mechanical Engineers, Noise Control and Acoustics Division (Publication) NCA* Bd. 19, 1995, S. 23–29
- [MZ05] MOHANY, A. ; ZIADA, S.: Flow-excited acoustic resonance of two tandem cylinders in cross-flow. In: *Journal of Fluids and Structures* 21 (2005), Nr. 1 SPEC. ISS., S. 103–119
- [Nor98] NORBERG, C.: LDV measurements in the near wake of a circular cylinder. In: BEARMAN, P. W. (Hrsg.) ; WILLIAMSON, C. H. K. (Hrsg.): *Proceedings of the 1998 Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibration*. Washington DC : Cornell University, 1998, S. 1–12
- [Nor03] NORBERG, C.: Fluctuating lift on a circular cylinder: Review and new measurements. In: *Journal of Fluids and Structures* 17 (2003), Nr. 1, S. 57–96
- [Pap78] PAPOULIS, A.: Signal analysis. In: *IEEE TRANSACTIONS. ON INFORMATION THEORY* 24 (1978), Nr. 3
- [Phi56] PHILLIPS, O. M.: The intensity of Aeolian tones. In: *Journal of Fluid Mechanics* 1 (1956), S. 607–624

- [Pow53] POWELL, A.: On edge tones and associated phenomena. In: *Acustica* 3 (1953), S. 233–243
- [POW84] PRANDTL, L. ; OSWATITSCH, K. ; WIEGHARDT, K.: *Führer durch die Strömungslehre*. 8. Vieweg Verlag, 1984
- [PW97] PRASAD, A. ; WILLIAMSON, C. H. K.: A method for the reduction of bluff body drag. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 69-71 (1997), S. 155–167
- [Rey95] REYNOLDS, O.: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. (A.)* 186 (1895), S. 123–164
- [Ros64] ROSSITER, J. E.: *Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transsonic speeds*. Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, 1964. – No.3438
- [RW06] ROWLEY, C. W. ; WILLIAMS, D. R.: Dynamics and control of high-reynolds-number flow over open cavities. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 38 (2006), S. 251–276
- [SFS11] STALNOV, O. ; FONOV, I. ; SEIFERT, A.: Closed-loop bluff-body wake stabilization via fluidic excitation. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 25 (2011), Nr. 1-4, S. 209–219
- [SG06] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, 2006
- [Sig89] SIGL, R.: *Einführung in die Potentialtheorie*. Wichmann, 1989
- [SK07] SCHADE, H. ; KUNZ, E.: *Strömungslehre*. 3. Auflage. De Gruyter, 2007 (De Gruyter Lehrbuch)
- [SM05] SINGH, S. P. ; MITTAL, S.: Vortex-induced oscillations at low reynolds numbers: Hysteresis and vortex-shedding modes. In: *Journal of Fluids and Structures* 20 (2005), Nr. 8, S. 1085–1104
- [SMF94] STÜBER, B. ; MÜHLE, C. ; FRITZ, K.: Strömungsgeräusche. In: HECKL, M. (Hrsg.) ; MÜLLER, H. A. (Hrsg.): *Taschenbuch der Technischen Akustik*. 2. Auflage. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1994, Kapitel 9, S. 195–242

- [Str78] STROUHAL, V.: Über eine besondere Art der Tonerregung. In: *Annalen der Physik* 241 (1878), Nr. 10, S. 216–251
- [Sum10] SUMNER, D.: Two circular cylinders in cross-flow: A review. In: *Journal of Fluids and Structures* 26 (2010), Nr. 6, S. 849–899
- [SZMC08] SPITERI, M. ; ZHANG, X. ; MOLIN, N. ; CHOW, L. C.: The use of a fairing and split plate for bluff body noise control. In: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2008. – Artikelnr. 2008-2817
- [TKSL06] TASAKA, Y. ; KON, S. ; SCHOUVEILER, L. ; LE GAL, P.: Hysteretic mode exchange in the wake of two circular cylinders in tandem. In: *Physics of Fluids* 18 (2006), Nr. 8
- [WBD<sup>+</sup>12] WINKLER, M. ; BECKER, K. ; DOOLAN, C. ; KAMEIER, F. ; PASCHEREIT, C. O.: Aeroacoustic effects of a cylinder-plate configuration. In: *AIAA Journal* 50 (2012), Nr. 7, S. 1614–1620
- [WSL09] WANDERLEY, J. B. V. ; SPHAIER, S. H. ; LEVI, C.: A numerical investigation of the hysteresis effect on vortex induced vibration on an elastically mounted rigid cylinder. In: *Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering - OMAE* Bd. 5, 2009, S. 653–660
- [Yag04] YAGLOM, A.M.: *An introduction to the theory of stationary random functions*. Dover Pubns, 2004
- [YCCK98] YOU, D. ; CHOI, H. ; CHOI, M. ; KANG, S.: Control of flow-induced noise behind a circular cylinder using splitter plates. In: *AIAA Journal* 36 (1998), Nr. 11, S. 1961–1967