

# Skalierungseffekte in der Aeroakustik von Hochgeschwindigkeitszügen

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Andreas Lauterbach  
aus Kassel

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

Doktor der Naturwissenschaften  
- Dr.rer.nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Dieter Peitsch  
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Nitsche  
Gutachter: Prof. Dr.rer.nat. Dr.-Ing. habil Andreas Dillmann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 21.05.2013

Berlin 2013  
D 83



# Kurzfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Mach- und Reynoldszahl-Abhängigkeit aeroakustischer Quellen von Hochgeschwindigkeitszügen, und beschreibt Windkanalstudien mit Mikrofon-Arrays an Modellen des Inter City Express 3 (ICE3) und des Next Generation Train 2 (NGT2) im Maßstab 1 : 25. Die Untersuchungen am ICE fanden im Aeroakustischen Windkanal Braunschweig (AWB) statt, welcher günstige akustische Bedingungen bietet, sowie im Kryogenen Windkanal Köln (DNW-KKK), welcher Messungen bei höhere Reynoldszahlen ermöglicht. Letzt genannter erlaubt außerdem die entkoppelte Variation der Mach- und Reynolds-Zahl, was einen detaillierten Einblick in die aeroakustische Skalierung bei konstantem Modellmaßstab ermöglicht. Aerodynamische Untersuchungen zeigen, dass am vorderen Drehgestell realitätsähnliche Strömungsbedingungen unter Verwendung einer *Splitter plate* oder eines *Ground boards* im Experiment erzeugt werden können. Bei den Messungen im AWB bei Reynoldszahlen bis  $Re \leq 0,46 \times 10^6$  konnten zwei dominante Schallquellen am ICE3 identifiziert werden. Das aeroakustische Geräusch aus dem Drehgestell ist dominant für Frequenzen bis  $f < 5$  kHz. Die Frequenzen dieser breitbandig emittierenden Schallquelle skalieren nicht mit der Anströmgeschwindigkeit. Eine weitere wichtige aeroakustische Schallquelle für  $f \geq 5$  kHz ist der Stromabnehmer mit einer Aeolston-Charakteristik. Im DNW-KKK wurden Messungen bis  $Re \leq 3,70 \times 10^6$  durchgeführt. Das hier verwendete *Ground board* entpuppt sich als störende Schallquelle. Auch wenn ein erweiterter Auswerte-Algorithmus zu einer Verbesserung des Signal-Rausch-Abstandes (SNR) führt, zeigte sich, dass die Ergebnisse über Terzbänder gemittelt diskutiert werden müssen. Diese Messungen offenbaren nur eine schwache Reynoldszahl-Abhängigkeit des Schalldrucks und des Geschwindigkeitsexponentens. Die gewonnenen Erfahrungen bilden die Grundlage für weitere Untersuchungen im DNW-KKK am NGT2-Doppelmodell. Durch eine Strömungsfeldanalyse mittels Laser-Doppler-Anemometrie kann ein realitätsnahes Strömungsfeld beim ersten Drehgestell nachgewiesen werden. Der SNR ist bei diesen Experimenten signifikant höher als bei den vorangegangenen Experimenten, was eine schmalbandige spektrale Darstellung ermöglicht. Im Drehgestellbereich kommt es zu tonalen Anregungen, welche empfindlich auf eine Variation von Mach- und Reynoldszahl reagieren. Auch die breitbandigen akustischen Anteile werden durch diese beiden Parameter beeinflusst. Für den Geschwindigkeitsexponenten konnte hingegen keine systematische Reynoldszahl-Abhängigkeit nachgewiesen werden.



# Abstract

This study focuses on the dependence of high-speed train aeroacoustic sound sources on the Mach and Reynolds numbers. Wind tunnel studies using a microphone array were carried out on 1 : 25 scale-models of the Inter City Express 3 (ICE3) and the Next Generation Train 2 (NGT2). The experimental investigations were performed at the Aeroacoustic Wind Tunnel Brunswick (AWB) and the Cryogenic Wind Tunnel Cologne (DNW-KKK). The AWB provides nearly perfect acoustical conditions; the DNW-KKK allows measurements at higher Reynolds numbers. In addition, the DNW-KKK enables the Mach and Reynolds numbers to be varied independently which is very valuable for analyzing the aeroacoustic scaling without changing the size of the model. The aerodynamic investigations reveal a realistic flow field at the first bogie using a *Splitter plate* or a *Ground board*. Two different types of sound source were identified for the ICE3 at a Reynolds number of  $Re \leq 0.46 \times 10^6$  at the AWB. For frequencies of  $f < 5$  kHz the aeroacoustic noise from the bogie section dominates. The observed frequencies of this broadband source do not scale with the flow velocity. The pantograph dominants for  $f \geq 5$  kHz with an Aeolian tone characteristic. Additional measurements have been conducted at the DNW-KKK for higher Reynolds numbers of  $Re \leq 3.70 \times 10^6$ . The Ground board was a strong aeroacoustic source which disturbs the measurements. The BiClean algorithm can improve the quality of results. However, the achievable signal-to-noise ratio (SNR) is severely limited. The data is therefore discussed in terms of  $1/3$  -octave bands. The lessons learned were useful for another wind tunnel testing in the DNW-KKK on the NGT2, comprising an image setup. Laser-Doppler anemometry flow field investigations between the two models disclose a realistic flow field at the first bogie. However, even the image setup is not able to induce realistic underfloor-flow further downstream. The SNR is significantly higher during this experiments, which enables a narrowband representation of the results. The acoustic spectra of the first bogie contain strong tones, which are sensitive to variations in the Mach- and Reynolds number. Also the broadband sound at higher frequencies is affected by these dimensionless quantities. As in the previous experiments, the power law exponent does not show a systematic Reynolds number dependence.



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Göttingen.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Nitsche und bei Herrn Prof. Dr.rer.nat. Dr.-Ing. habil Andreas Dillmann für die Begutachtung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dieter Peitsch danke ich für die Bereitschaft, den Vorsitz der Prüfungskommission zu übernehmen

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. Markus Raffel und Herrn Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner für die Ermöglichung dieser Arbeit am DLR, und dafür, dass ich dieses Projekt eigenverantwortlich bearbeiten konnte. Insbesondere möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner für seine kritische und stets engagierten Unterstützung danken.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für experimentelle Verkehrsaerodynamik, und insbesondere seinem Leiter Herrn Sigfried Loose, danke ich für die Ermöglichung, sowie für die Unterstützung bei der Durchführung der Windkanal-Experimente.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr.rer.nat. habil Klaus Ehrenfried, der trotz seiner knappen Zeit durch seine wertvollen Anregungen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herzlich danken möchte ich auch allen Kollegen, und insbesondere Herrn Stefan Kröber und Herrn Thomas Ahlefeldt, des Strömungsakustischen Labors Göttingen für die unbürokratische Bereitstellung und die Unterstützung bei der Nutzung der akustischen Messtechnik.

Auch haben die Gespräche und Diskussionen mit den Kollegen, Diplomanden und Doktoranden einen nicht zu unterschätzenden Beitrag geleistet. Ich danke insbesondere Frau Susanne Horn, Herrn Dr.-Ing. Benjamin Heine, Herrn Daniel Feldmann, Herrn Dr.rer.nat. Uwe Fey und Herrn Christoph Merz für ihre Anregungen beim Verfassen dieser Dissertation.

Ganz persönlich möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, die mir besonders in der Endphase der Doktorarbeit, in der wenig Zeit für Persönliches blieb, viel Verständnis entgegengebracht haben.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>x</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Fragestellungen . . . . .	3
1.3 Stand der Forschung . . . . .	4
1.3.1 Untersuchungen an Zügen im Originalmaßstab . . . . .	4
1.3.2 Untersuchungen im Windkanal . . . . .	9
1.4 Gliederung der Arbeit . . . . .	12
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1 Dimensionslose Größen . . . . .	13
2.2 Grundlagen der Strömungsakustik . . . . .	14
2.2.1 Akustische Analogien . . . . .	15
2.2.2 Schallabstrahlung quer angeströmter Zylinder . . . . .	18
2.2.3 Aeroakustische Anregung überströmter Kavitäten . . . . .	23
2.3 Experimente unter kryogenen Bedingungen . . . . .	29
2.3.1 Temperatureinfluss in der Aerodynamik . . . . .	29
2.3.2 Temperatureinfluss in der Aeroakustik . . . . .	33
<b>3 Methoden</b>	<b>37</b>
3.1 Untersuchung bodengebundener Fahrzeuge im Windkanal . . . . .	37
3.2 Versuchsanlagen und experimenteller Aufbau . . . . .	40
3.2.1 Der aeroakustische Windkanal (AWB) . . . . .	40
3.2.2 Der kryogene Windkanal (DNW-KKK) . . . . .	43
3.2.3 Die Seitenwindversuchsanlage (SWG) . . . . .	44
3.3 Die Windkanalmodelle . . . . .	45
3.3.1 Der Inter City Express 3 (ICE3) . . . . .	46
3.3.2 Der Next Generation Train 2 (NGT2) . . . . .	47
3.4 Die Mikrofonarray-Messtechnik . . . . .	48
3.4.1 Die Punktverbreiterungsfunktion und Möglichkeiten zur Entfaltung . . . . .	51
3.4.2 Berechnung integrierter Spektren . . . . .	55
3.4.3 Der BiClean Algorithmus . . . . .	56

3.4.4	Einfluss der Strömung auf Mikrofonarray-Messungen . . . . .	57
3.4.5	Die Erfassung der akustischen Daten . . . . .	60
3.4.6	Das Mikrofonarray für offene Messstrecken . . . . .	60
3.4.7	Das Mikrofonarray für geschlossene Messstrecken . . . . .	65
3.4.8	Vergleich der beiden Mikrofonarrays . . . . .	66
3.5	Strömungsfeldanalyse mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) .	67
<b>4</b>	<b>Untersuchungen am ICE3</b>	<b>71</b>
4.1	Experimente im aeroakustischen Windkanal AWB . . . . .	71
4.2	Experimente im kryogenen Windkanal DNW-KKK . . . . .	101
4.3	Vergleich der Ergebnisse aus AWB und DNW-KKK . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Untersuchungen am NGT2</b>	<b>117</b>
5.1	Aerodynamische Validierung des Doppelmodells . . . . .	118
5.2	Aeroakustische Validierung des Doppelmodells . . . . .	125
5.3	Aeroakustische Untersuchungen im DNW-KKK . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>147</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>162</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>163</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>174</b>

# Nomenklatur

## Kennzahlen

$He$	Helmholtzzahl
$Ma$	Machzahl
$Ma_{ref}$	Referenz-Machzahl
$Re$	Reynoldszahl
$Re_{x, \text{krit}}$	kritische Reynoldszahl
$Sr$	Strouhalzahl

## Lateinische Symbole

$A$	Punkt-Verbreiterungsfunktion
$A(\omega, x_f)$	Arrayausgangssignal (Frequenzbereich)
$H_{12}$	Formparameter bei der Grenzschichtcharakterisierung
$\mathbf{A}$	Jacobimatrix
$C$	Konstante
$c_a$	Auftriebsbeiwert
$c_w$	Widerstandsbeiwert
$c_0$	Schallgeschwindigkeit
$c_{ref}$	Referenzschallgeschwindigkeit
$D$	Tiefe einer Kavität
$\mathbf{D}_{rot}$	Rotationsmatrix
$\mathbf{D}_{trans}$	Translationsvektor
$f$	Frequenz
$f_s$	Abtastrate
$k$	Wellenzahl
$l$	Länge eines Zylinders
$L$	allgemeine Länge
$L_p$	Schalldruckpegel
$L_{p, max}$	maximaler Schalldruckpegel
$L_p^{norm}$	normierter Schalldruckpegel
$m$	Geschwindigkeitsexponent
$m_{aero}$	Geschwindigkeitsexponent für den aeroakustischen Schall

$m_{RS}$	Geschwindigkeitsexponent für den Rad-Schiene Schall
$n$	natürliche Zahl
$p'$	Schalldruck
$p_j^a(t)$	Zeitsignal des $j$ -ten Array Mikrofons
$p_n$	Druck bei Standardbedingungen
$p^{ref}(t)$	Zeitsignal, aufgenommen vom Referenzmikrofon
$p_s$	Staudruck
$R$	Wirkanteil des Strahlungswiderstandes, ideale Gaskonstante
$\mathbf{R}(\omega)$	Korrelationsmatrix
$\mathbf{R}_{deg}(\omega)$	degradierte Korrelationsmatrix
$S(\omega)$	Kreuzleistungsdichte
$\Delta t$	zeitliche Auflösung
$T_{ij}$	Lighthillscher Spannungstensor
$T$	Temperatur
$\Delta T$	Temperaturdifferenz
$U_k$	Konvektionsgeschwindigkeit
$U_{Zug}$	Geschwindigkeit des Zugs
$U_\infty$	Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung
$u(t)$	horizontale Komponente des Geschwindigkeitsfeldes
$\bar{u}$	zeitlicher Mittelwert von $u(t)$
$u'$	Schwankungsanteil von $u(t)$
$u_{eff}$	Effektivwert von $u(t)$
$\mathbf{W}$	Gewichtungsmatrix
$\mathbf{w}$	Abstandsmatrixmatrix
$w(t)$	vertikale Komponente des Geschwindigkeitsfeldes
$\bar{w}$	zeitlicher Mittelwert von $w(t)$
$w'$	Schwankungsanteil von $w(t)$
$w_{eff}$	Effektivwert von $w(t)$
$X$	Blindanteil des Strahlungswiderstandes
$x_i^s$	Koordinate der $i$ -ten Quelle
$x_j^a$	Koordinate des $j$ -ten Arraymikrofons
$\Delta x$	räumliche Auflösung
$x$	Ortskoordinate der Quellverteilung
$y$	Ortskoordinate der Beobachterposition
$\mathbf{X}$	Quellverteilung
$\mathbf{Y}$	Faltung aus Quellverteilung und PSF
$Z(x_f, t)$	Arrayausgangssignal (Zeitbereich)

## Griechische Symbole

$\alpha$	Atmosphärischer Dämpfungskoeffizient bei der Schallausbreitung
$\Gamma$	Normalisierte Frequenz
$\mu_0$	Dynamische Viskosität
$\nu$	Kinematische Viskosität
$\kappa$	Adiabatexponent
$\lambda$	Wellenlänge
$\Omega(t)$	Kreuzkorrelationsfunktion
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Phi$	Summe der quadratischen Abweichungen beim Triangulieren
$\xi$	Summe der quadratischen Abweichungen bei der Koordinatentransformation
$\delta_1$	Verdrängungsdicke
$\delta_2$	Impulsverlustdicke
$\delta_{99}$	Grenzschichtdicke
$\delta_{99, \text{ lam.}}$	Grenzschichtdicke (laminare Strömung)
$\delta_{99, \text{ turb.}}$	Grenzschichtdicke (turbulente Strömung)
$\Delta_f$	Bandbreite
$\delta_{ij}$	Delta-Operator
$\gamma$	Spektrale Leistungsdichte
$\lambda_{CB}$	Halbwertsbreite der gaußförmigen Verteilungen in den Quellkarten
$\rho_0$	Dichte
$\rho'$	Schwankungsanteil der Dichte
$\theta$	Abstrahlwinkel

## Abkürzungen

AWB	Aeroakustischer Windkanal, DLR Braunschweig
BWA	Bahnwagen-Attrappe (Abströmkörper)
CAA	Computational Aeroacoustics
DEHS	Bis(2-ethylhexyl)-sebacate
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DFVLR	Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, heutiges DLR
DNW	Stiftung Deutsch-Niederländische Windkanäle
DNW-KKK	Kryogener Windkanal, DNW in Köln
ETR500	Elletro Treno Rapido 500
GPS	Global Positioning System
ICE	Inter City Express
ICE3	Inter City Express 3
LDA	Laser-Doppler Anemometrie, Laser-Doppler Anemometer
MSR	Verhältnis von Haupt- zu Nebenmaxima (Mainlobe-to-Sidelobe Ratio)
NGT2	Next Generation Train 2
OASPL	Gesamtschallpegel (Overall sound pressure level)
PSF	Punkt-Verbreiterungsfunktion (Point-Spread Function)
PIV	Particle Image Velocimetry
SNR	Signal-Rausch-Abstand (Signal-to-Noise Ratio)
SWG	Seitenwindversuchsanlage Göttingen
TGV Duplex	Train à Grande Vitesse Duplex
TWINS	Track Wheel Interaction Noise Software
TSP	Temperaturempfindliche Farbe (Temperature Sensitive Paint)

# 1 Einführung

## 1.1 Motivation

An den modernen Schienenverkehr werden hohe Anforderungen an Wirtschaftlichkeit, Sicherheit, Zuverlässigkeit, Komfort und Umweltverträglichkeit gestellt. Wirtschaftlichkeit bedeutet neben weiteren Aspekten einen schnellen Transport von Personen und Gütern. Insbesondere bei der Personenbeförderung muss sich der Zugverkehr seit einigen Jahren aufgrund der günstigen und schnellen Beförderung mit dem Kurzstrecken-Flugverkehr messen. Zur Steigerung der Attraktivität wurden die Geschwindigkeiten im Regelbetrieb von Personenzügen in den letzten Jahren stetig gesteigert. Die höheren Geschwindigkeiten bringen auch eine höhere Schallemission der Züge mit sich.

Die einzelnen Schallbeiträge eines Zuges lassen sich grob klassifizieren in Rad-Schienenegeräusch, Antriebs- und Generatorgeräusch und aerodynamisch induzierten Schall. All diese unterschiedlichen Quellen liefern geschwindigkeitsabhängige Beiträge zum Gesamtschall. Zur Charakterisierung der Geschwindigkeitsabhängigkeit wird der Geschwindigkeitsexponent  $m$  betrachtet, der die Machzahl der Anströmung oder der Zuggeschwindigkeit und den quadratischen Schalldruck  $p'^2$  gemäß

$$p'^2 \propto Ma^m \quad (1.1)$$

in Beziehung setzt. Als grobe Abschätzung gilt, dass die Leistung von Schallquellen mechanischen Ursprungs linear bis maximal mit der dritten Potenz der Zuggeschwindigkeit anwächst, die Leistung aerodynamisch induzierten Schalls hingegen mit der sechsten Potenz. Diese Abschätzungen sind durch eine Vielzahl von Messungen untermauert worden. Nach der in Abb. 1.1 von Dittrich et al. [1] übernommenen Darstellung übersteigen die Schalleistungen aerodynamischer Schallquellen ab einer Geschwindigkeit von etwa 210 km/h die übrigen Beiträge. Moderne Hochgeschwindigkeitszüge erreichen im Regelverkehr bereits Geschwindigkeiten von über 300 km/h. Bei der aktuellen Entwicklung neuer Hochgeschwindigkeitszüge werden noch höhere Geschwindigkeiten angestrebt, was die Relevanz der rein aerodynamischen Schallquellen weiter steigert.

Der entstehende Schall wird von verschiedenen Personengruppen subjektiv als Lärm wahrgenommen. Der nach außen abgestrahlte Schall erreicht die Anwohner an den Gleisstrecken, und die höheren Schallemissionen führen durch die

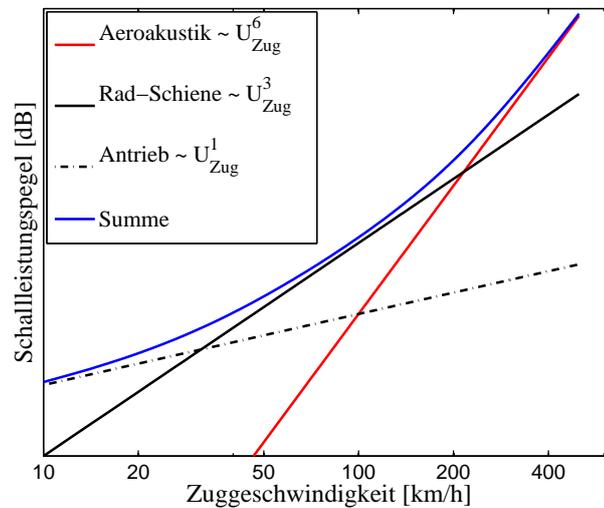


Abbildung 1.1: Das Verhältnis der Schalleistungen verschiedener Quellen eines Zuges in Abhängigkeit zur Zuggeschwindigkeit. Die Darstellung wurde von Ditrach et al. [1] übernommen.

höheren Geschwindigkeiten bei gleichzeitig zunehmendem Schienenverkehr zu einer wachsenden Lärmbelastung. Schallschutzwände sind kostenintensiv und führen nur bedingt zur einer Abschwächung der Lärmproblematik. Die Schallquellen des Zuges haben auch Einfluss auf den Komfort für die Passagiere. Der subjektiv empfundene Fahrkomfort wird durch Vibrationen, durch die auf den Fahrgast wirkenden Beschleunigungen, durch die Klimatisierung, durch die Kabinendruckverhältnisse und durch Schallemissionen beeinflusst. Aus ökologischen und wirtschaftlichen Gründen halten vermehrt Methoden des modernen Leichtbaus in die Entwicklung und die Fertigung moderner Hochgeschwindigkeitszüge Einzug. Leichte Strukturen transmittieren besonders effizient tieffrequenten Schall, und die aeroakustischen Eigenschaften der äußeren umströmten Komponenten eines Zuges, wie beispielsweise der Pantograph, gewinnen an Relevanz. Hinzu kommt, dass moderne Hochgeschwindigkeitszüge, wie beispielsweise der Inter City Express 3 (ICE3), sogenannte verteilte Antriebe als wesentliche Neuerung besitzen. Diese Züge haben keine Triebköpfe oder Loks mehr, sondern nahezu die gesamten elektrischen Komponenten, wie die Fahrmotoren, Traktionsstromrichter und Transformatoren, sind über die gesamte Länge des Zuges installiert. Die Pantographen befinden sich bei solchen Konzepten nicht mehr zwangsläufig auf dem ersten oder letzten Wagen des Zuges, sondern auch auf den Wagen, in denen sich die Passagiere befinden. Um den Komfortansprüchen der Passagiere gerecht zu werden, sind kostenintensive und gewichtserhöhende Dämmmaßnahmen, oder

ein wie beispielsweise von Asahina et al. [2] vorgeschlagenes aktives System zur Geräuschminimierung mittels Antischall notwendig.

Die gewünschten höheren Reisegeschwindigkeiten, der Leichtbau und die neuartigen Fahrzeugkonzepte führen somit zu konträren Anforderungen an den Entwurf des Gesamtsystems. Statt einer Bekämpfung der Symptome sollte es Ziel sein, die Schallquellen am Zug zu identifizieren und zu charakterisieren, um anschließend wirkungsvolle Gegenmaßnahmen am Entstehungsort ergreifen zu können.

Generell bieten sich für die Untersuchungen der Schallquellen sowohl experimentelle Verfahren, als auch numerische Methoden an, die sogenannte Computational Aeroacoustics (CAA). Prinzipiell ist es wünschenswert, eine aeroakustische Optimierung bereits während eines möglichst frühen Stadiums bei der Fahrzeugentwicklung vorzunehmen. Da zu diesem Zeitpunkt der Zug in der Regel sprichwörtlich nur "auf dem Reißbrett" existiert, ist die Auswahl der Untersuchungsmethode auf CAA und auf Windkanalexperimente an skalierten Modellen beschränkt. Von experimentellen Untersuchungen an kompletten Modellen im Originalmaßstab wird aus Gründen der Herstellungskosten für den Modellbau, wie auch wegen der hohen Windkanalkosten für solch große Objekte abgesehen. Als dritte Möglichkeit wurden in der Vergangenheit auch vereinzelt Elemente von Zügen im Originalmaßstab isoliert experimentell untersucht, wie beispielsweise der Pantograph.

In dieser Arbeit werden die typischen aeroakustischen Schallquellen eines Hochgeschwindigkeitszugs an skalierten Modellen untersucht. Die einzelnen Schallquellen werden charakterisiert und deren Abhängigkeiten von den Strömungsparametern beschrieben. Ziel ist die Ausarbeitung aeroakustischer Skalierungsvorschriften, die es ermöglichen, die im Windkanal am skalierten Modell gewonnen Erkenntnisse auf den realen Zug übertragen zu können.

## 1.2 Fragestellungen

Neben der aeroakustischen Skalierung ergeben sich noch weitere offene Fragestellungen, die die aerodynamischen Randbedingungen bei der Durchführung der Windkanalexperimente betreffen. Die einzelnen Punkte, die in der vorliegenden Arbeit diskutiert werden, sind im Folgenden stichpunktartig gelistet:

- Welche Schallquellen am Zugmodell können im Windkanalexperiment mit Hilfe der Mikrofonarray-Messtechnik identifiziert werden?
- Welche „Mindest-Reynolds-“ und „Mindest-Machzahlen“ sind bei aeroakustischen Untersuchungen am verkleinerten Modell im Windkanal notwendig?
- Welchen Einfluss besitzen Mach- und die Reynoldszahl auf die unterschiedlichen Schallquellen?

- Wie skalieren die aeroakustischen Schallquellen eines Zuges bezüglich der Amplituden und der Frequenzen? Gelten die Skalierungsvorschriften für alle auftretenden Quellen gleichermaßen?
- Welcher experimentelle Aufbau im Windkanalexperiment ermöglicht eine realistische Abbildung der Strömungszustände, wie sie bei einem fahrenden Zug im Originalmaßstab vorliegen, und welche Methoden insbesondere zur Erzeugung einer realistischen Unterbodenströmung sind für eine aeroakustische Untersuchung tauglich?
- Welche Richtcharakteristik besitzen die einzelnen Schallquellen? Sowohl für die akustische Messtechnik, wie auch für die spätere Bewertung der Schallquellen und deren Modellierung für Lärmprognosen ist diese Kenntnis essentiell.
- Was muss speziell für Messung an Zugmodellen im Windkanal bedacht werden? Welchen Einfluss besitzen reflektierende Berandungen im Experiment?

### 1.3 Stand der Forschung

Die Schallemission von Zügen wird bereits seit der 1970er Jahre intensiv untersucht. Die sich im folgenden Kapitel anschließende Literaturübersicht gibt einen Überblick über akustische Untersuchungen an vorbeifahrenden Zügen, an skalierten Modellen im Windkanal und auch an einzelnen Komponenten eines Zuges. Der Fokus der älteren Publikationen liegt beim Rad-Schienegeräusch. Als Folge der zunehmenden Reisegeschwindigkeiten rückt bei aktuelleren Untersuchungen immer mehr der rein aerodynamisch induzierte Schall in den Mittelpunkt. Es kommen dabei unterschiedliche Messmethoden zum Einsatz. Die Spanne reicht von Messungen mit omnidirektionalen Einzelmikrofonen, über direktionale Parabolspiegel bis hin zu Mikrofonarrays.

#### 1.3.1 Untersuchungen an Zügen im Originalmaßstab

Seit Ende der 1970er Jahre wurden zahlreiche experimentelle Untersuchungen vom Institut für Experimentelle Strömungsmechanik der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DFVLR) an realen fahrenden Zügen durchgeführt. Barsiko et al. [3, 4] führten 1979 Messungen mit einem horizontal angeordneten Mikrofon-Linienarray zur horizontalen Quellenseparation an einem Versuchszug durch. Im Fokus der Untersuchungen stand dabei der Einfluss verschiedener Radkonfigurationen auf das seitlich abgestrahlte Rad-Schienegeräusch. Für Zuggeschwindigkeiten bis  $250 \text{ km/h}$  konnte mit Hilfe der Arraymesstechnik der Schall der einzelnen Radsätze isoliert betrachtet und quantifiziert werden. Je

nach Typ des verwendeten Radsatzes wächst die Schallleistung mit der Potenz  $m_{RS} = 3,5$  für die Standardräder, bzw. mit  $m_{RS} = 3,0$  für Räder mit integrierten Absorbern mit der Zuggeschwindigkeit an. Die Messungen ergaben, dass die Absorber die Schalldruckpegel um etwa 5 – 10 dB verringern. Spektral betrachtet ist das Rad-Schienengeräusch im Bereich von  $600 \text{ Hz} < f < 3500 \text{ Hz}$  anzusiedeln. Aus den gewonnenen Erkenntnissen wurde ein Modell entwickelt, bei dem jedes Rad als eine überwiegend dipolartige Schallquelle mit kleinem Monopolanteil dargestellt wird. Die einzelnen Quellen eines Radsatzes werden als inkohärent angenommen. Da die Rad-Paare mechanisch gekoppelt sind, muss es eine gewisse Kohärenz zwischen den einzelnen Schallquellen der Räder geben, die zu einem Anstieg der emittierten Schalldruckpegel führt. Die freien Parameter in dem Vorhersagemodell, nämlich das Verhältnis des unbekanntem Dipol-/Monopolanteils und der zusätzliche Beitrag durch die Kohärenz, wurden variiert und an die Messergebnisse angepasst. Mit diesen Daten wurden Prognosen des Rad-Schienengeräuschs für höhere Geschwindigkeiten von bis zu  $350 \text{ km/h}$  angestellt. Aerodynamisch induzierte Schallquellen waren nicht Bestandteil der experimentellen Untersuchungen und konnten daher nicht in dem Modell berücksichtigt werden.

Die Arbeit von Pfitzenmaier et al. [5] basiert auf der gleichen Messkampagne an dem Versuchszug aus dem Jahre 1979. Neben Untersuchungen zum Rad-Schienengeräusch werden in dieser Arbeit auch aerodynamische Schallquellen behandelt. Für diese Untersuchungen wurde das Mikrofon-Linienarray in einer vertikalen Orientierung neben der Bahnstrecke positioniert, was eine Quellenseparation in vertikaler Richtung ermöglicht. Dies erlaubt die räumliche Separation der mechanischen Geräusche, deren Ursprung hauptsächlich in den Bereichen der Drehgestelle liegt, von den aerodynamischen Schallquellen, die sich weiter oberhalb am Zug befinden. Ferner wurde auch die nach oben abgestrahlten Lärmkomponenten durch ein über dem Zug angebrachtes Linienarray erfasst. Aus den Messreihen konnte ein Geschwindigkeitsexponent von etwa  $m_{aero} \approx 6$  für die aeroakustischen Schallquellen bestimmt werden. Es werden zwei wichtige aeroakustische Quellen am Zug detektiert, die bei den maximalen Zuggeschwindigkeiten von etwa  $250 \text{ km/h}$  von Bedeutung sind. Zum einen handelt es sich um den Bereich des vorderen abgesenkten Stromabnehmers und zum anderen um den Bereich des hinteren ausgefahrenen Stromabnehmers auf der Lokomotive vom Typ E103. Die Arraymessungen haben gezeigt, dass die Quellen aus beiden Bereichen ähnlich hohe Schalldrücke emittieren. Dieses zunächst überraschende Resultat gilt sowohl für den nach oben, wie auch für den seitlich abgestrahlten Schall. Die aerodynamischen Untersuchungen am skalierten Modell dieses Zugtyps im Windkanal durch Mackrodt et al. [6] geben jedoch Hinweise darauf, wie dieses Verhalten erklärt werden kann. Die Windkanalexperimente haben gezeigt, dass sich am Zugkopf an der Stelle des vorderen Stromabnehmers Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu 40% über der freien Anströmgeschwindigkeit ergeben. Da die aeroakus-

tisch erzeugte Schallleistung in erster Näherung mit der sechsten Potenz ansteigt, ergeben sich die hohen Schalldrücke im Bereich des vorderen heruntergefahrenen Stromabnehmers. Zudem ist anzunehmen, dass die Grenzschicht am Kopf der Lok noch sehr dünn ist, wodurch sich Teile des sogar abgesenkten Stromabnehmers in der freien Strömung befinden, was zu einer starken aeroakustischen Anregung führt. Die spektrale Betrachtung zeigt, dass der von dem Pantographen emittierte Schall schmalbandig ist, und die Frequenzen linear mit der Anströmgeschwindigkeit skalieren. Solche Quellen zeigen ein Verhalten ähnlich dem eines quer angeströmten Zylinders, und lassen sich mit der Strouhalzahl beschreiben. Die Strouhalzahl beschreibt dabei die Relationen zwischen der Frequenz  $f$ , der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und einer charakteristischen Länge  $L$ , die in diesem Zusammenhang dem Zylinderdurchmesser entspricht. Auf diese für die Aeroakustik wichtige Kennzahl wird noch ausführlicher im Theorieteil dieser Arbeit in Abschnitt 2.2.2 eingegangen. Nach Strouhal [7] erwartet man für einen quer angeströmten Zylinder einen nahezu konstanten Wert für die Strouhalzahl von etwa  $Sr \approx 0,20$ . Okajama [8] fand Frequenzen im Nachlauf rechteckiger Körper, die sich durch eine Strouhalzahl von  $Sr = 0,14$  beschreiben lassen. Pfitzenmaier et al. [5] haben die quer angeströmten Kohle-Schleifleisten als Hauptschallquelle in Verdacht, welche aus einem hutförmigen Vierkantprofil bestehen. Über den von Strouhal [7] gefunden Zusammenhang lässt sich bei gegebener Anströmgeschwindigkeit, charakteristischer Länge und einer zu dem umströmten Objekt passenden Strouhalzahl, die in der Größenordnung von dem von Strouhal und Okajama gefundenen Werten liegt, die Frequenz des abgestrahlten Schall abschätzen.

Die Strömungsverhältnisse auf dem Zugdach können einen Einfluss auf die aeroakustische Anregung des Pantographen und auf andere Dachaufbauten besitzen. Die Problematik bezüglich der Grenzschichtdicke auf dem Dach eines Zuges wird von King et al. [9] erörtert, die Messungen auf dem Zugdach eines fahrenden Zuges mit einem Pitot-Rechen und einem Mikrofon durchgeführt haben. Es wird angeführt, dass die Grenzschichtdicke ein entscheidender Parameter bei der Quantifizierung und Vorhersage von Schallquellen auf dem Dach ist. Abhängig von dem Verhältnis der Grenzschicht zur Höhe des Objektes auf dem Dach und vom Turbulenzgrad der Grenzschichtströmung können verschiedene aeroakustische Mechanismen angeregt werden. In diesem Zusammenhang seien die experimentellen Arbeiten von Block & Heller [10] und von Krishnamurty [11] erwähnt. Sie fanden übereinstimmend, dass laminare Grenzschichten bei der Überströmung von Kavitäten zu hohen tonalen Anteilen in den Emissionsspektren führen können. King et al. [9] fanden, dass die gemessenen Grenzschichtdicken, wie auch die Druckschwankungen innerhalb des vollturbulenten Bereiches identisch sind mit denen, die man für eine turbulente Überströmung einer Platte erwartet.

Auch die Deutsche Bahn AG hat sich an Forschungsaktivitäten zum Thema

Schallemissionen von Zügen engagiert. Schulte-Werning et al. [12] stellen in ihrer Arbeit aus dem Jahr 2003 eine Messung an vorbeifahrenden Zügen vor, bei der ein zweidimensionales Mikrofonarray mit 90 Mikrofonen eingesetzt wurde. Diese Array entstand nach Vorüberlegungen von Nordborg et al. [13], und besitzt eine irreguläre Spiralanordnung, wie sie auch von Underbrink & Dougherty [14] und Dougherty [15] für eine breitbandige Auslegung empfohlen wird. Es wird qualitativ gezeigt, dass eine räumliche Separation der Schallquellen im Dreidimensionalen an vorbeifahrenden Zügen mit Hilfe eines Mikrofonarrays möglich ist. Nordborg et al. [16] benutzten das Array zur Bestimmung des Rad-Schiene Lärms, und nutzten die Daten zur Validierung des Prognosetools mit dem Namen TWINS (Track Wheel Interaction Noise Software). Dieses Prognosetool wird unter Anderem von Jiang et al. [17] diskutiert, und noch mit anderen Prognosemethoden verglichen.

Das zuvor erwähnte Mikrofonarray der Deutschen Bahn wurde auch zur Untersuchung der aeroakustischen Schallquellen des Inter City Express 3 (ICE3) und des italienischen Elletto Treno Rapido 500 (ETR500) genutzt. Die Messungen werden in der Arbeit von Martens et al. [18] aus dem Jahr 2009 beschrieben. Einleitend wird für das Rollgeräusch ein Geschwindigkeitsexponent von  $m_{RS} = 3$  und für die aerodynamischen Schallquellen ein Geschwindigkeitsexponent von  $m_{aero} = 6$  genannt, was sich mit den Werten von Barsikow et al. [3,4] und Dittrich et al. [1] deckt. Martens et al. [18] postulieren, dass der für die Aeroakustik des ICE3 relevante Bereich bei Geschwindigkeiten ab etwa 250 km/h beginnt, was in etwa den Erfahrungen von Dittrich et al. [1] entspricht, siehe Abb. 1.1. Da die Experimente auf die Untersuchung des rein aeroakustischen Schalls des ICE3 abzielten, wurden die Messungen bei hohen Geschwindigkeit von bis zu 350 km/h durchgeführt. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die folgenden Schallquellen wichtige Beiträge zum aeroakustischen Schall des ICE3 liefern: Der heruntergefahrte Pantograph, die Dachpartie im Bereich des Übergangs zwischen zwei Wagen, wo sich Isolatoren und Stromkabel für die Versorgung der Antriebe befinden, Dachantennen sowie das vorderste Drehgestell des Endwagens. Die von Martens et al. [18] genannten Schalldruckpegel beziehen sich jeweils auf einen Abstand von 5 m zwischen Zug und den Mikrofonen. Der heruntergefahrte Pantograph erreicht einen maximalen mit Abwerteten Gesamtschallpegel von etwa 91 dB(A), bzw. 83 dB im 630 Hz und 82 dB im 1250 Hz Terzband. Die Pegel des räumlich nahe angeordnete Wagenübergangs liegen jeweils 1 – 2 dB(A), bzw. 1 – 2 dB im Terzband unter den Werten des heruntergefahrenen Pantographen. Daten des hochgefahrenen Pantographen wurden nicht veröffentlicht. Als weitere Schallquelle werden die Dachantennen genannt, die sich auf den Endwagen und auf dem Restaurantwagen befinden. Die Variation der Geschwindigkeit zwischen 300 km/h und 350 km/h liefert einen linearen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und der Frequenz, und entspricht somit dem Verhalten, welches für den Pantographen gefunden, und bereits zuvor dis-

kutiert wurde. Als letzte Quelle wird der Zugkopf genannt. Dort tritt als dominante Quelle der erste Radsatz des Drehgestells auf. Die Schalldruckpegel in den Quellkarten betragen 98 dB(A), bzw. 90 dB für die 800 Hz Terz. Die Variation der Geschwindigkeit offenbart ein lineares Verhalten der Frequenzen. Als Ursache für diese Schallquelle wurde ein Gummischlauch angeführt, der zu den Radachsen führt, und sich teilweise außerhalb der Grenzschicht in der freien Anströmung befindet.

Mellet et al. [19] untersuchten im Jahr 2006 die Schallquellen der Hochgeschwindigkeitszüge Train à grande vitesse Duplex (TGV Duplex), ICE3 und die des Thalys. Dafür führten sie Messungen mit einem einzelnen Mikrofon, welches sich 7,5 m neben der Strecke befand, und Untersuchungen mit einem zweidimensionalen Array mit 29 Mikrofonen durch. Ziel der Untersuchungen war es, Gesetzmäßigkeiten für die Geschwindigkeitsskalierung der Pegel der einzelnen Schallquellen zu finden. Über die zeitlichen Verläufe der Pegel, gemessen mit dem Einzelmikrofon, gelangt man zu der Erkenntnis, dass bei Zuggeschwindigkeiten von maximal 330 km/h die acht Wagen des Zuges den stärksten Beitrag zum zeitlich integralen Gesamtpegel liefern. Bei höheren Geschwindigkeiten dominiert der vordere Endwagen allein, der etwa 1 – 2 dB lauter als der hintere Endwagen ist. Die akustischen Spektren enthalten für die Geschwindigkeiten von 200 – 350 km/h lokale Maxima zwischen 800 – 1000 Hz und zwischen 2000 – 2500 Hz. Diese beiden Beiträge zeigen nur eine schwache Geschwindigkeitsabhängigkeit, und werden dem Rad-Schienen Geräusch zugeordnet. Der niederfrequenter Bereich korrespondiert dabei zur Schienenabstrahlung und der höhere Bereich zur Abstrahlung der Räder. Eine detailliertere Betrachtung insbesondere der aeroakustischen Schallquellen ermöglicht die Messung mit dem Mikrofonarray. In den Quellkarten des TGV-Duplex tritt der Bereich des vordersten Drehgestells des Endwagens als stärkste Quelle hervor. Dies hatte sich bereits bei den Untersuchungen der Einzelmikrofonsignale angedeutet, und ist rein qualitativ in Übereinstimmung mit den zuvor erörterten Ergebnissen von Martens et al. [18]. Der Drehgestellbereich des TGV-Duplex emittiert bei den untersuchten Geschwindigkeiten von 300 km/h und 350 km/h aeroakustischen Schall breitbandig im Bereich zwischen 315 Hz und 2 kHz. Für diese Quelle wird ein Geschwindigkeitsexponent von  $m = 4,8$  angegeben; für den Schall, der durch den Pantographen entsteht, ein Geschwindigkeitsexponent von  $m = 7$ . Als allgemeinen Richtwert geben Mellet et al. [19] im Einklang mit den zuvor erwähnten Veröffentlichungen einen Geschwindigkeitsexponenten von  $m_{RS} = 3$  für das Rad-Schienen Geräusch, sowie einen Geschwindigkeitsexponenten von  $m_{aero} = 6$  für aerodynamisch induzierte Schallquellen an. Die Abweichungen zwischen Experiment und den in der Literatur bekannten Geschwindigkeitsexponenten kann möglicherweise durch die vergleichsweise geringe Anzahl der Mikrofone des Arrays erklärt werden. Die existierende Unsicherheit der Schalldruckpegel der in den Quellkarten gezeigten Quellverteilungen führt letztlich zu

einer Unsicherheit in den berechneten Spektren. Die Schwankungen bei den Messungen des Rad-Schienegeräusch werden von Mellet et al. [19] durch unterschiedliche Rauigkeiten von Schiene und Rädern erklärt. Der Effekt der Rauigkeiten auf die Schallemission wurde zuvor schon von Nordborg et al. [16] untersucht.

### 1.3.2 Untersuchungen im Windkanal

Aeroakustische Untersuchungen von Zügen oder deren Komponenten im Windkanal sind im Vergleich zu denen im letzten Abschnitt diskutierten Vorbeifahrtmessungen in der Vergangenheit weniger umfassend behandelt worden. Diese Art der experimentellen Untersuchungen werden durchgeführt, um bereits während eines frühen Status der Gesamtauslegung des Schienenfahrzeugs die aeroakustischen Eigenschaften evaluieren und optimieren zu können. Einzelne Details können unter Laborbedingungen gezielt herausgegriffen und isoliert untersucht werden, was dem genauen Verständnis der Quellmechanismen dienen kann.

Yamazaki et al. [20] beschreiben eine Studie zur Reduktion des aerodynamischen Schalls des Shinkansen-Zuges für die Übergänge zwischen den Waggons und für den Bereich der Drehgestelle. Es wurden Mikrofonarray-Messungen in einem akustisch optimierten Windkanal an einem vereinfachten Modell im Maßstab 1 : 8 bei Reynoldszahlen bis etwa  $Re = 2 \times 10^6$  durchgeführt. Da das Hauptaugenmerk dieser Messung auf die Drehgestelle und den Wagenübergang gelegt wurde, sind nur diese Bereiche detailgetreu dem Shinkansen-Zug nachgebildet. Bei der Diskussion der Ergebnisse wird angenommen, dass die am Modell beobachteten Frequenzen linear mit dem Modellmaßstab skalieren. Auf die Skalierung der Schalldruckpegel wird in dieser Studie jedoch nicht eingegangen. Es wird angeführt, dass die Grenzschichtdicke am skalierten Modell im Verhältnis zum Originalzug zu dünn ist, was speziell am Wagenübergang zu tonalen Anregungen führen kann. Um vorbildgetreue Verhältnisse im Experiment zu realisieren, wurde die Grenzschicht mittels eines 2 mm dicken Stolperdrahts aufgedickt, der sich 50 mm vor dem Wagenübergang befand. Das Zugmodell war während der Messungen auf einem so genannten *Ground board* montiert, was einen üblichen Aufbau für bodengebundene Fahrzeuge im Windkanal darstellt. Auf die Vor- und Nachteile dieser Methode wird in Kapitel 3.1 eingegangen. Auf diesem *Ground board* sind bei den Drehgestellen Reflexionen aufgetreten, die bei der spektralen Analyse in Form räumlich integrierter Spektren mit berücksichtigt wurden. Die Messungen haben gezeigt, dass durch Abrunden der Ecken bei den Wagenübergängen, wie auch im Bereich des Drehgestells eine Geräuschminderung von etwa 5 – 7 dB im Windkanalversuch erzielt werden kann. Die gewonnen Erkenntnisse wurde anschließend am realen Zug umgesetzt, und die Effekte auf die Schallemission durch Vorbeifahrtmessungen an einem Mikrofonarray quantifiziert. Der Vergleich dieser Daten mit den zuvor gewonnen Resultaten aus der Windkanalstudie zeigen rein qualitativ

gute Übereinstimmungen, und die gefundenen Maßnahmen wirken sich in beiden Studien in ähnlichem Maße schallreduzierend aus.

Die nun im Folgenden genannten Literaturstellen beziehen sich auf Untersuchungen einzelner Komponenten von Hochgeschwindigkeitszügen. Die Arbeit von Pfitzenmaier et al. [21] aus dem Jahr 1985 entstand in Kooperation mit der Firma Dornier, und dokumentiert Untersuchungen an einem neuen Stromabnehmer für den damals in Planung befindlichen ICE. Es wurden verschiedene Varianten der Stromabnehmerwippe, der oberen Scherarme und der Schleifleisten erprobt. Neben aerodynamisch relevanten Beiwerten wurden auch Messungen mit einem Mikrofon durchgeführt, um die Schallemission der einzelnen Komponenten bewerten zu können. Durch geeignete Formgebung einzelner Elemente wurde letztlich ein akustisch optimierter Stromabnehmer entwickelt, dessen aerodynamische Eigenschaften im Hinblick auf die Nickmomente an der Wippe allerdings noch verbesserungswürdig zu sein scheinen.

King III et al. [22] veröffentlichten im Jahr 1997 einen umfassenden Überblick über die Aeroakustik von Hochgeschwindigkeits-Stromabnehmern. Des Weiteren wird für die Prognose der Amplituden der tonalen Anteile des aerodynamisch induzierten Geräuschs als Grundannahme eingeführt, dass sich die einzelnen Elemente des Pantographen akustisch ähnlich einem quer angeströmter Zylinder verhalten. Die entsprechende Theorie zur Beschreibung der aeroakustischen Anregung bei der Zylinderumströmung stammt aus den akustischen Analogien von Lighthill [23], Curle [24] und Phillips [25], und werden im Theorie-Kapitel 2.2.1 in dieser Arbeit diskutiert. Die Theorie liefert gemäß Gleichung (2.34) die Zusammenhänge zwischen dem akustischen Schalldruck, der Anströmgeschwindigkeit, der Dichte des Fluids, der Schallgeschwindigkeit, der Strouhalzahl, dem Beobachtungswinkel, der Korrelationslänge längs des Zylinders, dem fluktuierenden Auftriebsbeiwert und der charakteristischen Länge. Diese Schallquelle besitzt Dipolcharakter und emittiert hauptsächlich senkrecht zum Zylinder und zur Strömungsrichtung. Aus den theoretischen Überlegungen ergibt sich ein Geschwindigkeitsexponent  $m = 6$ , welcher gut zu den experimentell gefundenen Werten passt, wie im vorigen Kapitel 1.3.1 diskutiert wurde. Für die Betrachtung schräg angeströmter Elemente des Pantographen wird die Gültigkeit des "Unabhängigkeitsprinzips" angenommen, nach dem man Strömung in seine vektoriellen Komponenten zerlegt betrachten kann. Das bedeutet, dass jeweils immer nur die vektorielle Komponente des Strömungsfelds berücksichtigt wird, die senkrecht zum Zylinder steht. Ferner gingen King III et al. [22] davon aus, dass bei Messungen am Modell bei der Reynoldszahl des Originalzugs die Schalldruckpegel korrekt wiedergeben werden. Entspricht die Reynoldszahl nicht der des Originals, muss unterschieden werden zwischen Schallquellen, welche eine vernachlässigbar geringe Reynoldszahl-Abhängigkeit aufweisen, und welche, die in dem betrachteten Bereich empfindlicher reagieren. Die Umströmung von Elementen mit eckigen

Querschnitten hängt in der Regel nur gering von der Reynoldszahl ab. Als Grund dafür sind die aerodynamischen Eigenschaften eckiger Körper, die durch ihre Form oftmals den Ort für Transitionen oder Ablösungen fest vorgeben. Insbesondere bei der Umströmung schlanker Körper ist eine Reynoldszahl-abhängige Betrachtung notwendig. Bei der Zylinderumströmung ist bekannt (siehe beispielsweise [26, 27]), dass der fluktuierende Auftriebsbeiwert, die Strouhalzahl und die Korrelationslänge Reynoldszahl-Abhängigkeiten aufweisen. Durch Kenntnis dieser Abhängigkeiten gelingt jedoch mittels der Gleichungen, die die Schallemission umströmter Zylinder beschreiben (näher diskutiert in Kapitel 2.2.2) eine Umrechnung der akustischen Schalldrücken auch für andere Reynoldszahlen. Da außerdem noch die charakteristische Länge mit in die Gleichung eingeht, lassen sich die Schalldrücke auch für Modelle verschiedener Maßstäbe umrechnen.

Die Richtcharakteristiken der einzelnen Schallquellen an Stromabnehmern besitzen nach King III et al. [22] entsprechend einem quer angeströmten Zylinder eine Dipolcharakteristik. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Elemente, die, je nach Orientierung, für den mehrheitlich horizontal oder vertikal abgestrahlten Schall verantwortlich sind. Als Hauptursache des seitlich abgestrahlten Schalls haben King III et al. [22] die Horn-Enden in Verdacht. In vertikaler Richtung vermutet man die Schleifleisten und die übrigen waagrecht angebrachten Teile der Hörner als Hauptentstehungsort für Schall, was sich mit den Vermutungen von Pfitzenmaier et al. [5] deckt, die die im letzten Abschnitt diskutierten Vorbeifahrtmessungen an realen Zügen durchführten. Zur Validierung der theoretischen Betrachtung wurden von Pfitzenmaier et al. [5] auch experimentelle Untersuchungen durchgeführt, die im Aeroakustischen Windkanal des DLR Braunschweig (AWB) stattfanden. Als Messtechnik kamen zwei onmidirektionale Mikrofone zur Anwendung: Das eine erfasste den seitlich emittierten Schall, das andere den nach oben abgestrahlten. Der AWB erreicht eine maximale Strömungsgeschwindigkeit von  $U_\infty = 65 \text{ m/s}$ , was unter der Maximalgeschwindigkeit moderner Hochgeschwindigkeitszüge liegt. Um im Windkanalexperiment dennoch die gleiche Reynoldszahl zu erhalten, welcher das Element im realen Einsatz ausgesetzt wäre, sind die Modelle um einen Faktor von 1,5 größer gewählt worden, um die geringere maximale Strömungsgeschwindigkeit ausgleichen zu können. Es werden unterschiedliche Konfigurationen für Hörner und Schleifleisten untersucht. Die Exponenten des Pegelanstiegs variieren zwischen  $4,6 \leq m \leq 6,2$  für die verschiedenen Konfigurationen im Geschwindigkeitsbereich von  $48 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 65 \text{ m/s}$ . Mit Hilfe des zuvor präsentierten Modells, wurde anschließend eine Umrechnung der maximalen Pegel vorgenommen, um abschätzen zu können, wie die verschiedenen Einzelkomponenten am realen Zug akustisch zu bewerten sind. Die Umrechnung gestaltet sich letztlich einfach, da die Messungen bei den Reynoldszahlen des Originalzugs durchgeführt wurden, und nur der Modellmaßstab bei der Berechnung der Schalldrücke berücksichtigt werden muss.

### 1.4 Gliederung der Arbeit

In Kapitel 2 werden zunächst die wichtigsten theoretischen Grundlagen und Skalierungsansätze besprochen, die für das Verständnis dieser Arbeit von Bedeutung sind.

Kapitel 3 gibt einen Überblick über die eingesetzten Untersuchungsmethoden. Dieses Kapitel enthält die Beschreibung der Anlagen und der experimentellen Versuchsanordnungen, wie auch die für die aerodynamischen und aeroakustischen Untersuchungen eingesetzten Messverfahren.

Kapitel 4 beschreibt die Untersuchungen am Modell des *Inter City Express 3* (ICE3) in zwei unterschiedlichen Windkanälen. Begonnen wird in Kapitel 4.1 mit den Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal des DLR in Braunschweig (AWB). Die Messungen im AWB unter optimalen akustischen Bedingungen geben Aufschluss darüber, welche aeroakustischen Quellen am Modell des ICE3 mit Stromabnehmer mit Hilfe der Mikrofonarray-Messtechnik lokalisiert werden können, und welche Eigenschaften diese besitzen. Die ebenfalls durchgeführten aerodynamischen Untersuchungen dienen der Bewertung der Strömungsbedingungen im Bereich des Zugunterbodens. Diese sind von besonderer Bedeutung für die Schallentstehung in den Drehgestellbereichen des Zugmodells. Die Abbildung der exakten strömungsmechanischen Verhältnisse eines realen Zuges kann hingegen bei diesen Messungen nicht erreicht werden, da in erster Linie die dafür notwendige Reynolds-Ähnlichkeit nicht erfüllt ist. Darüber hinaus ist zu bedenken, dass eine Variation der Anströmgeschwindigkeit bei ansonsten ungeänderten Eigenschaften des Fluids eine miteinander gekoppelte Änderung der Mach- und Reynoldszahl bewirkt, sofern der Modellmaßstab nicht geändert wird. Für die Untersuchung von aeroakustischen Skalierungsgesetzen ist jedoch eine isolierte Betrachtung der beiden Kennzahlen notwendig. Um insbesondere Letzteres zu erreichen, wurden weitere Messungen im kryogenen Windkanal in Köln (DNW-KKK) durchgeführt, die in Kapitel 4.2 beschrieben werden. Durch eine Temperaturvariation des Arbeitsgases kann die Mach- und Reynoldszahl unabhängig voneinander variiert werden. Zudem werden bei tiefen Temperaturen höhere Reynoldszahlen erreicht, was zu realitätsnahen strömungsmechanischen Verhältnissen führt.

Der verwendete experimentelle Aufbau erweist sich jedoch insbesondere aus aeroakustischer Sicht als verbesserungswürdig, und so wurden weitere Untersuchungen im DNW-KKK an einem Doppelmodell des *Next Generation Train 2* (NGT2) durchgeführt, welche in Kapitel 5 diskutiert werden. Durch zusätzliche aerodynamische Untersuchungen mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), beschrieben in Kapitel 5.1, wird geprüft, inwieweit der gewählte Aufbau eine realitätsnahe Unterbodenströmung im vorderen Bereich des Zuges ermöglicht, und sich auch für aeroakustische Untersuchungen eignet.

## 2 Theoretische Grundlagen

Nach einer kurzen Einführung in die relevanten Kennzahlen werden die Grundlagen zur Entstehung von Schall in Strömungen erörtert. Die sich aus den Theorien für die unterschiedlichen Schallquellen ergebenden Zusammenhänge zwischen den physikalischen Einflussgrößen bilden die Grundlage für aeroakustische Skalierungsgesetze. Anschließend werden konkrete aeroakustische Quellen besprochen. Zur getrennten Betrachtung der Einflüsse von Mach- und Reynoldszahl wurde bei den Experimenten, die für diese Arbeit durchgeführt worden sind, die Temperatur des Fluids in einem kryogenen Windkanal variiert. Um einen Einblick in die daraus entstehenden Effekte zu geben, ist der letzte Abschnitt dieses Kapitels dem Einfluss der Temperatur auf die Aerodynamik und die Aeroakustik gewidmet.

### 2.1 Dimensionslose Größen

Einige wichtige Kennzahlen können durch eine Dimensionsbetrachtung der Navier-Stokes Gleichung abgeleitet werden, wie es beispielsweise in Wieghard [28] beschrieben wird. Eine Strömung ist genau dann physikalisch ähnlich, wenn bei einem geometrisch ähnlichen Körper die relevanten dimensionslosen Kennzahlen gleich sind. Die Beschreibung physikalischer Vorgänge durch dimensionslose Größen erlaubt dadurch eine vom Modellmaßstab und den Fluideigenschaften unabhängige Beschreibung aerodynamischer und (aero-)akustischer Vorgänge. Diejenigen Kennzahlen, auf die sich im Laufe dieser Arbeit immer wieder bezogen wird, werden nun kurz eingeführt.

Eine für die Aerodynamik wichtige Kennzahl, die nach dem Physiker Osborne Reynolds benannte Reynoldszahl

$$Re = \frac{U_\infty \cdot L \cdot \rho_0}{\mu_0}, \quad (2.1)$$

drückt das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften im Fluid aus. Dabei ist  $U_\infty$  die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit,  $\rho_0$  die Dichte des ungestörten Fluids,  $L$  die charakteristische Länge und  $\mu_0$  die dynamische Viskosität.

Die zweite in diesem Kontext relevante dimensionslose Kennzahl ist die nach Ernst Mach benannte Machzahl

$$Ma = \frac{U_\infty}{c_0}, \quad (2.2)$$

die durch das Verhältnis aus der ungestörten Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  zur lokalen Schallgeschwindigkeit  $c_0$  gegeben ist, und mögliche Kompressibilitätseffekte des Fluids beschreibt. Die Kompressibilität eines strömenden Gases kann nach Schlichting & Truckenbrodt [29] vernachlässigt werden, wenn

$$Ma \ll 0,4 \quad (2.3)$$

gilt. Im Bereich der Fahrzeugaerodynamik können je nach Form des Körpers hohe lokale Übergeschwindigkeiten auftreten. Als Faustregel wird daher beispielsweise von Hucho [30] eine maximale Machzahl von

$$Ma < 0,3 \quad (2.4)$$

angegeben, bis zu der die Kompressibilitätseffekte zu vernachlässigen sind.

Die nach Vincent Strouhal benannte Strouhalzahl

$$Sr = \frac{f \cdot L}{U_\infty}, \quad (2.5)$$

beschreibt das Verhältnis aus der Frequenz  $f$  einer periodischen Strömung im Nachlauf eines quer angeströmten Zylinders mit dem Durchmesser  $L$  und der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ . Mit Gleichung (2.2) folgt

$$Sr = \frac{f \cdot L}{c_0 Ma}. \quad (2.6)$$

Die Helmholtzzahl

$$He = \frac{f \cdot L}{c_0} = \frac{L}{\lambda}, \quad (2.7)$$

benannt nach Hermann von Helmholtz, bezeichnet in der Akustik das Verhältnis einer charakteristischen Länge  $L$  zur Wellenlänge  $\lambda$ . Die Helmholtzzahl (2.7) ist der Strouhalzahl (2.5) sehr ähnlich; der Unterschied besteht darin, dass zur Entdimensionalisierung hier die Schallgeschwindigkeit  $c_0$  statt der ungestörten Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  benutzt wird.

## 2.2 Grundlagen der Strömungsakustik

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundgedanken der sogenannten akustischen Analogien vorgestellt, die wichtige Abhängigkeiten für aeroakustische Dipole und Quadrupole liefern. Anschließend werden konkrete aeroakustische Quellen besprochen, nämlich der quer angeströmte Zylinder und die überströmte Kavität. Die Kenntnisse über diese beiden aeroakustischen Modellquellen dienen dem Verständnis der Charakteristik der an den Zugmodellen gemessenen Quellen.

### 2.2.1 Akustische Analogien

Mit der Entwicklung der Düsentriebwerke in der Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts wurde das Freistrahlergeräusch zum zentralen Problem in der Strömungsakustik. Im Jahr 1952 legte Sir James Lighthill [23] die Grundlagen für die theoretische Behandlung aeroakustischer Schallerzeugung in einem Freistrahler. Seine Theorie beschreibt die Schallentstehung in einer turbulenten Strömung. Die sogenannte Lighthill-Gleichung

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho' - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.8)$$

besitzt die Form einer inhomogenen Wellengleichung. Dabei bezeichnet  $\rho'$  den Schwankungsanteil der Dichte,  $c_0$  die Schallgeschwindigkeit im ungestörten Medium,  $x_i$  beziehungsweise  $x_j$  die Ortskoordinate und  $\Delta$  den Laplace-Operator. Der Quellterm auf der rechten Seite besitzt Quadrupolcharakter mit der zweiten räumlichen Ableitung des sogenannten Lighthillschen Spannungstensors

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} (p' - c_0^2 \rho'), \quad (2.9)$$

mit dem Schubspannungstensor  $\tau_{ij}$ , den Spannungen  $\rho v_i v_j$ , dem Schwankungsanteil des Drucks  $p'$  und dem Delta-Operator  $\delta_{ij}$ . Damit ergibt sich

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d^3 \mathbf{y} \quad (2.10)$$

als eine mögliche Lösung der Differentialgleichung (2.8). Dabei beschreibt  $\mathbf{x}$  die Ortskoordinate des Beobachters, und  $\mathbf{y}$  die des Quellgebiets. Lighthill nutzte seine Betrachtung für die Untersuchung der Abhängigkeit der akustischen Intensität eines Freistrahlers  $I_Q$ , und fand die Proportionalität

$$I_Q \propto \rho_0 c_0^3 Ma^8 D^2, \quad (2.11)$$

mit dem Düsendurchmesser  $D$ . Dabei werden neben kleinen Machzahlen,  $Ma \ll 1$ , ein kalter Freistrahler vorausgesetzt, bei dem im gesamten Raum die Dichte konstant ist. Lighthill konnte somit den wichtigen  $Ma^8$ -Zusammenhang zwischen der Machzahl der Freistrahlerströmung und der akustischen Intensität theoretisch herleiten. Außerdem konnte gezeigt werden, dass sich diese Art der Schallquelle durch einen Quadrupol beschreiben lässt. Aus diesem Grund trägt das Symbol für die Intensität  $I$  in Gleichung (2.11) den Index  $Q$ .

Curle [24] erweiterte im Jahr 1955 Lighthills Theorie, die den Einfluss unbeweglicher Berandungen beinhaltet. Dazu setzte er eine alternative Lösung der Lighthill-Gleichung (2.8) an, die auch Oberflächenintegrale berücksichtigt. Nach

Curles Theorie kann Schallentstehung aus der Summe aus quadrupolartigen Volumenquellen, wie sie auch Lighthill formuliert hat, und zusätzlichen dipolartigen Quellen, die sich auf der Oberfläche des umströmten Objektes befinden, beschrieben werden. Eine wichtige Annahme dabei ist, dass die Stärke einer Dipolquelle proportional zur Kraft ist, die die Strömung auf den Körper ausübt. Die Gleichung von Curle lautet

$$\begin{aligned} \rho'(x, t) = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d^3\mathbf{y} \\ & - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dS(\mathbf{y}), \end{aligned} \quad (2.12)$$

wobei der erste Term dem Quadrupolterm entspricht, wie er auch in der Lighthill-Gleichung (2.8) vorkommt. Der zweite Term entspricht der Dipolquellen-Verteilung auf der Oberfläche. Dabei bezeichnet  $P_i$  im zweiten Term die lokale Dipolstärke, welche äquivalent zur Kraft pro Einheitsfläche ist, die durch die Fläche in  $x_i$ -Richtung auf die Strömung ausgeübt wird. Die Terme, die eine flexible Oberfläche berücksichtigen, werden bei den Betrachtungen vernachlässigt. Curle [24] führte eine Dimensionsanalyse am Dipolterm durch, welche die physikalischen Zusammenhänge für eine aeroakustische Dipolquelle liefert. Diese Betrachtungen sind analog zu denen, die Lighthill am Quadrupolterm anstellte, und die zu dem Ergebnis in Gleichung (2.11) führen. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Untersuchungen fanden im Unterschallbereich statt. Daher ist davon auszugehen, dass der Quadrupolterm vernachlässigbar klein ist, da nur geringe Spannungen  $\rho v_i v_j$  als Beitrag im Lighthillschen Spannungstensors auftreten. Folglich wird für die in dieser Arbeit diskutierten Untersuchungen hauptsächlich der Dipolanteil relevant sein. Für die weiteren Betrachtungen gelte weiterhin die geometrische Fernfeldnäherung mit

$$L \ll |\mathbf{x} - \mathbf{y}|. \quad (2.13)$$

Unter diesen Annahme erhält man für den Dipolterm

$$\rho'_D = \frac{1}{4\pi c_0^3} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} F_i(t), \quad (2.14)$$

mit

$$F_i(t) = \int_S P_i(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) \quad (2.15)$$

als resultierende Gesamtkraft, die von der festen Oberfläche auf das Fluid in der Richtung von  $x_i$  ausgeübt wird. In vielen Beispielen der Strömungsmechanik sind

über weite Mach- und Reynoldszahl-Bereiche die mittleren aerodynamische Kräfte proportional zum Staudruck  $p_s = \frac{1}{2}\rho_0 U_\infty^2$ . Darin ist beispielsweise auch die Definition des Widerstandsbeiwerts  $c_w$ , bzw. des Auftriebsbeiwerts  $c_a$  begründet, bei denen die zeitlich gemittelte Kraft  $\langle F_i \rangle$  durch den Staudruck und eine Bezugsfläche  $A$  gemäß

$$c_i = \frac{\langle F_i \rangle}{\frac{1}{2}\rho_0 U_\infty^2 A} \quad (2.16)$$

entdimensionalisiert wird. Ist der Kraftbeiwert  $c_i$  über einen weiten Mach- und Reynoldszahl-Bereich konstant, dann gilt

$$\langle F_i \rangle \propto \frac{1}{2}\rho_0 U_\infty^2. \quad (2.17)$$

Daher ist es legitim, auch für den vorliegenden Fall anzunehmen, dass die Dipolstärke proportional zum Staudruck und proportional zu einer charakteristischen Fläche  $L^2$  ist. Damit gilt

$$F_i(t) = \int_S P_i(\mathbf{y}, t) dS(\mathbf{y}) \propto \rho U_\infty^2 L^2 \mathcal{F}(\mathcal{Re}). \quad (2.18)$$

Es werden periodische Vorgänge mit einer oszillierenden Dipolstärke vorausgesetzt, deren Frequenz typischerweise von der Größenordnung  $f \propto U_\infty/L$  ist. Gemäß Gleichung (2.14) wird die Ableitung der Dipolstärke  $F_i(t)$  benötigt. Für die zeitliche Ableitung muss daher die Proportionalität

$$\frac{\partial}{\partial t} F_i(t) \propto \frac{U_\infty}{L} \rho U_\infty^2 L \mathcal{F}(\mathcal{Re}) \quad (2.19)$$

gelten. Darüber hinaus muss diese Proportionalität nach Curle [24] noch von einer Funktion der Reynoldszahl (Gleichung (2.1)) abhängen. Mit diesen Annahmen ergibt sich

$$\rho' \propto c_0^{-3} \frac{1}{x} \frac{U_\infty}{L} \rho_0 U_\infty^2 L^2 \mathcal{F}(\mathcal{Re}) \quad (2.20)$$

$$\propto \frac{\rho_0}{c_0^3} L U_\infty^3 \mathcal{F}(\mathcal{Re}). \quad (2.21)$$

Folglich erhält man für die Intensität des Dipols

$$I_D = \frac{c_0^3}{\rho_0} \rho'^2, \quad (2.22)$$

und ausgedrückt über die Machzahl (2.2)

$$I_D \propto \rho_0 c_0^3 L^2 \text{Ma}^6 (\mathcal{F}(\mathcal{Re}))^2. \quad (2.23)$$

Somit sind durch die Gleichungen (2.11) und (2.23) die Relationen für einen aeroakustischen Quadrupol und Dipol zu der Schallleistung, der Machzahl und den beiden für die Aeroakustik wichtigen Eigenschaften des Fluids Dichte  $\rho_0$  und der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  gegeben. Die Intensität des Dipols hängt mit der sechsten Potenz, und die des Quadrupols mit der achten Potenz von der Machzahl ab. Die Einflüsse von Dichte und Schallgeschwindigkeit sind mit  $I_{Q,D} \propto \rho c_0^3$  für beide Quellmechanismen identisch.

Bei den später in dieser Arbeit präsentierten akustischen Untersuchungen werden die Ergebnisse in der Form des quadratischen Schalldrucks  $p'^2$ , oder in der logarithmischen Dezibel-Skala als Schalldruckpegel

$$L_p = 10 \log \frac{p'^2}{p_0^2} \quad (2.24)$$

diskutiert. Im akustischen Fernfeld gilt nach Möser [31] der Zusammenhang

$$p'^2(r) = \rho_0 c_0 I_D(r) \quad (2.25)$$

zwischen dem quadrierten Schalldruck und der Intensität. Durch Einsetzen von (2.23) in Gleichung (2.25) erhält man für den quadrierten Schalldruck  $p'^2(r)$  eines aeroakustischen Dipols

$$p'^2(r) \propto \rho_0^2 c_0^4 \frac{L^2}{r^2} \mathcal{M}a^6 \mathcal{F}(Re). \quad (2.26)$$

In diesem Zusammenhang sei noch auf die Arbeiten von Ffowcs Williams & Hawkings [32] aus dem Jahre 1969 verwiesen. Die daraus bekannte Ffowcs Williams & Hawkings-Gleichung (FWH) basiert auf den diskutierten akustischen Analogien von Lighthill [23] und Curle [24]. Die Einführung einer zusätzlichen Oberflächen-Hilfsfunktion bietet den Vorteil, dass die FWH Gleichung im gesamten Raum definiert ist. Des Weiteren erscheint im Vergleich zur Curle-Gleichung ein dritter Term, der eine zeitlich schwankende Massenquelle repräsentiert, dessen resultierendes Schallfeld eine Monopolcharakteristik besitzt. Eine solche Quelle wird jedoch in den hier behandelten Untersuchungen nicht erwartet.

### 2.2.2 Schallabstrahlung quer angeströmter Zylinder

Der quer angeströmte Zylinder ist eine vielfältig untersuchte aeroakustische Schallquelle, und kann Modellcharakter für bestimmte aerodynamische Quellmechanismen besitzen. Im späteren Kapitel 4 wird gezeigt, dass sich die Schallquellen am Pantographen ähnlich zu dieser Modellquelle verhalten.

Ende des 19. Jahrhunderts befasste sich Strouhal [7] bereits mit dem Phänomen der periodischen Anregung eines quer angeströmten Zylinders, den sogenannten Aeolstönen. Er untersuchte den Zusammenhang zwischen der ungestörten

Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ , der Frequenz  $f$  des abgestrahlten Schalls und der charakteristischen Länge, die dem Durchmesser  $L$  des Zylinders entspricht. Er entdeckte, dass die Frequenzen dieser Schallquelle nahezu linear mit der Anströmgeschwindigkeit und mit dem Durchmesser skalieren. Die später nach ihm benannte Strouhalzahl, die bereits in Gleichung (2.5) in Abschnitt 2.1 eingeführt wurde, besitzt dadurch über einen großen Reynoldszahl-Bereich in erster Näherung einen konstanten Wert von etwa  $St \approx 0,2$ . Anfang des 20. Jahrhunderts wies von Kármán eine periodische Wirbelablösung hinter dem Zylinder über einen großen Reynoldszahl-Bereich nach, die als Kármánsche Wirbelstrasse bekannt ist. Dabei lösen sich auf beiden Seiten eines quer angeströmten Zylinders alternierend Wirbel ab, die zu instationären Kräften auf den Zylinder führen. Nach Phillips [25] ist der fluktuierende Auftriebsbeiwert maßgeblich für die Schallentstehung verantwortlich. Die Amplitude des mit doppelter Frequenz fluktuierenden Widerstandsbeiwerts ist um eine Größenordnung schwächer, und entsprechend geringer ist auch der Beitrag zur Schallemission. Die Untersuchungen an dieser Schallquelle halten bis in die Gegenwart an. Eine umfassende Zusammenstellung zum aktuellen Stand der Forschung findet man zum Beispiel in Norberg [27]. Die aeroakustische Schallentstehung ist an die Aerodynamik des umströmten Zylinders gekoppelt. Da Letztere von der Reynoldszahl abhängt, muss folglich auch die Schallentstehung abhängig von dieser für die Aerodynamik relevanten Kennzahl sein. Für den quer angeströmten Zylinder existieren nach Bloor [33] und nach Wei & Smith [34] im Reynoldszahl-Bereich  $1300 < Re < 5000$  Kelvin-Helmholtz Instabilitäten in der abgelösten Scherschicht. An diesen Bereich schließt sich der subkritische Bereich mit  $5000 < Re < 2 \times 10^5$  an, in dem sich über einen weiten Bereich die Strömungstopologie nur unwesentlich ändert, wie zum Beispiel von Zdravkovich [26] berichtet wird. Von Fey et al. [35] stammt der in Abb. 2.1 gezeigte Zusammenhang zwischen der Strouhalzahl und der Reynoldszahl für den Bereich von  $1,5 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^5$ . Der Übergang der beiden Strömungszustände kann durch die Unstetigkeit bei  $Re = 5000$  identifiziert werden. In dieser Arbeit sind aeroakustische Untersuchungen an einem Pantographenmodell beschrieben. Die entsprechenden Untersuchungen werden in Kapitel 4.1 besprochen. Für die dimensionslose Beschreibung wird die Strouhalzahl genutzt. Als charakteristische Länge wird dabei, wie später motiviert wird, der mittlere Durchmesser der Elemente des Pantographen von  $L = 0,002 \text{ m}$  gewählt. Für den Geschwindigkeitsbereich von  $20 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 60 \text{ m/s}$  ergibt sich ein Reynoldszahl-Bereich von etwa  $3000 < Re < 9000$  für die Elemente des Pantographen. Der entsprechende Bereich ist dabei in Abb. 2.1 durch senkrechte rote Linien markiert. Für den vorliegenden Fall ist der Einfluss der Reynoldszahl auf die Strouhalzahl jedoch als verhältnismäßig schwach einzustufen. Die Strouhalzahl schwankt innerhalb dieses Reynoldszahl-Bereichs um weniger als 0,5%.

Der Einfluss auf den emittierten Schalldruck ist komplexer, was im Folgenden

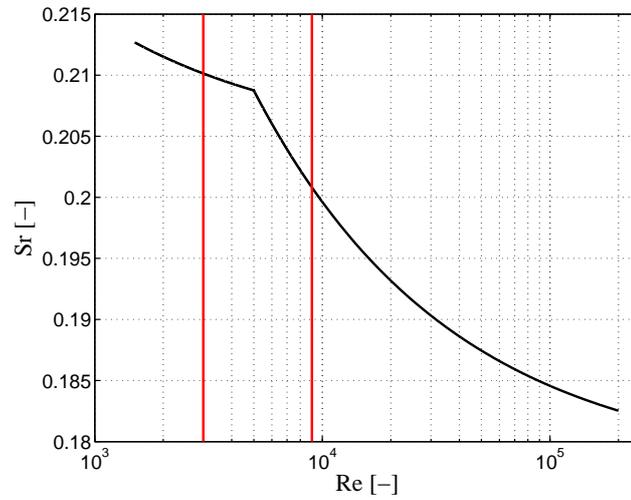


Abbildung 2.1: Die Strouhal-Reynoldszahl Abhängigkeit für einen quer angeströmten Zylinder nach Fey et al. [35]. Die roten senkrechten Linien markieren den in dieser Arbeit relevanten Reynoldszahl-Bereich für das Pantographenmodell.

gezeigt wird. Zunächst werden Dimensionsbetrachtungen mit dem Buckingham'schen II-Theorem vorgestellt, die mögliche Zusammenhänge zwischen dem quadratischem Schalldruck  $p'^2$  und den physikalischen Größen Dichte  $\rho_0$  des Mediums und der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  liefern. Weiterhin wird angenommen, dass der quadratische Schalldruck  $p'^2$  von der Frequenz  $f$ , der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ , der Zylinderlänge  $l$ , dem Zylinderdurchmesser  $L$  und dem Abstand zwischen Quellort und Beobachter  $r$  abhängt. Die Dimensionsmatrix mit den sieben relevanten Parametern ist in Tabelle 2.1 gezeigt.

Tabelle 2.1: Dimensionsmatrix mit den sieben relevanten Parametern für Betrachtung mit dem Buckingham'schen II-Theorem.

	$f$ [s <sup>-1</sup> ]	$\rho_0$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$c_0$ [m/s]	$U_\infty$ [m/s]	$l$ [m]	$L$ [m]	$r$ [m]	$p'^2$ [kg <sup>2</sup> /(s <sup>4</sup> m <sup>2</sup> )]
kg	0	1	0	0	0	0	0	2
m	0	-3	1	1	1	1	1	-2
s	-1	0	-1	-1	0	0	0	-4

Nun gilt es, eine Linearkombination der auf die physikalischen Grundgrößen reduzierten Parameter zu finden, welche die korrekte Einheit des quadratische Schalldrucks  $p'^2 [\text{kg}^2 / (\text{s}^4 \text{m}^2)]$  liefert. Vorab können jedoch schon die folgenden dimensionslosen Parameter identifiziert werden:

$$\text{Machzahl (Gleichung (2.2)): } Ma = \frac{U_\infty}{c}$$

$$\text{Strouhalzahl (Gleichung (2.5)): } Sr = \frac{fd}{U_\infty}$$

$$\text{Helmholtzzahl (Gleichung (2.7)): } He = \frac{fd}{c}$$

Es zeigt sich, dass es nicht möglich ist, den quadratische Schalldruck eindeutig zu entdimensionalisieren. Es muss die Schallgeschwindigkeit, die Anströmgeschwindigkeit oder eine Kombination von beiden gemäß

$$\frac{p'^2}{\rho_0^2 c_0^a U_\infty^b} \quad (2.27)$$

zur Entdimensionalisierung gewählt werden. Für die Exponenten  $a$  und  $b$  muss

$$a + b = 4 \quad (2.28)$$

gelten, damit der Term (2.27) dimensionslos wird. Eindeutig ist jedoch, dass der quadratische Schalldruck quadratisch von der Dichte  $\rho_0$  abhängen muss. Außerdem kommt noch eine unbekannt Funktion  $\mathcal{F}(Ma, Re, He)$  von dimensionslosen Größen in Betracht. Zusammengefasst, liefert die Dimensionsanalyse für den quadratischen Schalldruck den folgenden Zusammenhang

$$p'^2 \propto \rho_0^2 c_0^a U_\infty^b \mathcal{F}(Ma, Sr, Re, He). \quad (2.29)$$

Dabei kann bei diesen Überlegungen nicht geklärt werden, wie die Exponenten  $a$  und  $b$  zu wählen sind, und welche konkrete Form die unbekannt Funktion der dimensionslosen Strömungsparametern besitzt.

Eine alternative Möglichkeit der Fragestellung näher zu kommen, welche Abhängigkeiten für die Schallemission des quer angeströmten Zylinders existieren, stellen die akustischen Analogien dar, wie sie in Kapitel 2.2.1 vorgestellt wurden. Die von Phillips [25] im Jahr 1956 entwickelte Theorie behandelt speziell die Schallabstrahlung quer angeströmter Zylinder und basiert auf der ein Jahr zuvor veröffentlichten allgemeineren akustischen Analogie von Curle [24], die beliebige aeroakustische Dipolquellen beschreibt. Für die Betrachtungen wird ein inkompressibles Fluid und ein starrer, inkompressibler Zylinder angenommen. Eine fluktuierende Kraft wird analog zu der Theorie von Curle [24] als der für die

Schallentstehung entscheidende Mechanismus angesehen. Der Einfluss der fluktuierenden Widerstandskraft auf die Schallentstehung ist deutlich schwächer, als derjenige der fluktuierenden Auftriebskraft. Daher wird im Folgenden nur letzterer Anteil betrachtet, der durch die Variable  $F_l$  dargestellt wird. Nach Phillips [25] kann analog zu der Theorie von Curle [24] diese Größe durch eine periodische Kraft mit der Frequenz  $f$  beschrieben werden. Die Amplitude der periodischen Kraft ist proportional zum dynamischen Druck  $p_s = 1/2 \rho U_\infty^2$  und zu einer Fläche. Als Bezugsfläche wählte Phillips [25] die durch  $l \cdot L$  gegebene Fläche des Zylinders quer zur Strömungsrichtung, mit dem Durchmesser  $L$  und der Länge  $l$  des Zylinders. Analog zur Kraft nach Curle [24] (Gleichung (2.18)) fand Phillips den Ansatz

$$F_l(t) \propto \rho_0 U_\infty^2 d L \cos(2\pi f t). \quad (2.30)$$

Die benötigte Ableitung lautet dann wie folgt

$$\frac{\partial F_l}{\partial t} \propto \rho_0 U_\infty^2 d f L \sin(2\pi f t), \quad (2.31)$$

$$\propto \rho_0 U_\infty^3 S_r L \sin(2\pi f t), \quad (2.32)$$

$$(2.33)$$

mit der Strouhalzahl  $S_r$ . Dadurch, dass Phillips den Zusammenhang zwischen typischen Frequenzen, der Anströmgeschwindigkeit und einer Länge konkreter über die Strouhalzahl formulierte, fand er einen quadratischen Zusammenhang zwischen der fluktuierenden Kraft und dieser Kennzahl. Gemäß den Rechenschritten von Gleichungen (2.20) bis (2.26) erhält man schließlich den quadratischen Schalldruck eines quer angeströmten Zylinders

$$p'^2 \propto A \frac{\rho_0^2 c_0^4 L d S_r^2 Ma^6}{r^2} \cos^2 \theta. \quad (2.34)$$

Alle Reynoldszahl-abhängigen Effekte, wie der Einfluss der Korrelationslänge entlang des Zylinders, der Einfluss der Strömungsparameter, wie beispielsweise der Turbulenzgrad der Strömung, sowie der Grenzschichteigenschaften, wie beispielsweise mögliche laminare/turbulente Grenzschichtumschläge und Rauigkeitseffekte der Oberfläche sind im Faktor  $A$  zusammengefasst. Kovasznay [36] fand experimentell für kleine Reynoldszahlen einen Wert von  $A = 0,38$ . Der  $\cos^2$ -Term stellte die Winkelabhängigkeit der Dipolabstrahlung dar. Der Winkel zwischen der Strömungsrichtung und der Beobachtungsrichtung ist durch  $\theta$  gegeben. Die Hauptabstrahlrichtung ist bei  $\theta = 90^\circ$ , also quer zur Strömungsrichtung. Der quadratische Schalldruck hängt von der sechsten Potenz der Machzahl, aber auch vom Quadrat der Strouhalzahl ab. Die Dichte  $\rho_0$  erscheint in der zweiten und die Schallgeschwindigkeit  $c_0$  in der vierten Potenz, was sich mit dem Ergebnis von Curle [24]

deckt, welches im vorangegangenen Kapitel 2.2.1 diskutiert wurde. Auch sind somit die Werte der unbekanntenen Exponenten  $a$  und  $b$  bei der Dimensionsanalyse mit dem Buckingham'schen  $\Pi$ -Theorem nun geklärt. Nach Gleichung (2.34) muss  $a = 4$  und  $b = 0$  sein; mit diesem Ergebnis wird auch die Bedingung (2.28) erfüllt.

### 2.2.3 Aeroakustische Anregung überströmter Kavitäten

Bei denen in dieser Arbeit besprochenen Experimenten werden Analogien zwischen der Schallabstrahlung überströmter Kavitäten und der aeroakustischen Anregungen Drehgestellbereiche der Zugmodelle gefunden. Zum Verständnis dieser Schallquelle wird im Folgenden eine Literaturübersicht gegeben.

Die aeroakustische Anregung von Kavitäten wird in der Literatur teilweise sehr unterschiedlich interpretiert, und im Gegensatz zur Schallentstehung bei der Zylinderumströmung gibt es keine einheitliche Theorie. In der Arbeit von Tam et al [37] wird eine umfassende Übersicht über mögliche Mechanismen geliefert; die Wichtigsten werden im Folgenden vorgestellt.

Das sogenannte "Captive Vortex"-Modell beschreibt eine Anregung, die anschaulich auf der Existenz eines in der Kavität eingeschlossenen Wirbelsystems basiert. Dieser Mechanismus wird bei unterschiedlichen Längen-zu-Tiefen Verhältnissen  $L/D$  der Kavität beobachtet. Nach Roshko [38] tritt er jedoch am stärksten bei quadratischen Kavitäten mit  $L/D = 1$  auf. Die Oszillation eines Wirbelsystems innerhalb der Kavität ist der Ursprung von großskaligen Druckschwankungen, was eine Schallabstrahlung in das Fernfeld zur Folge haben kann. Für  $L/D < 2$  wird keine Strömung mehr innerhalb der Kavität beobachtet, und es kommt somit zu keiner tonalen Anregung mehr.

Rossiter [39] beschreibt einen anderen Mechanismus, bei dem ein Rückkopplungseffekt für die aeroakustische Anregung der Kavität verantwortlich ist. An der vorderen Kante der überströmten Kavität kommt es zu einer periodischen Wirbelablösung, was in einer instationären Scherschicht über der Öffnung der Kavität resultiert. Die Wirbel innerhalb der Scherschicht breiten sich in Strömungsrichtung mit der Konvektionsgeschwindigkeit  $U_k < U_\infty$  aus, und treffen auf die sich stromabwärts befindliche Kante der Kavität. An dieser Stelle wird ein akustischer Impuls erzeugt, der sich innerhalb der Kavität mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet. Dieser triggert anschließend wiederum die periodische Ablösung an der vorderen Kante, und die Rückkopplungsschleife ist geschlossen. Rossiter [39] führte Experimente im Machzahl-Bereich von  $0,4 \leq Ma \leq 1,2$  durch, und fand einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen der beobachteten Frequenz und der Anströmgeschwindigkeit. Weiterhin beobachtete Rossiter [39] in seinen Experimenten, dass für tiefe Kavitäten mit  $L/D < 4$  die tonale Anregung besonders stark ist. Bei flachen Kavitäten mit  $L/D > 4$  kann hingegen unter Umständen die Rückkopplungsschleife nicht mehr geschlossen werden, was zur

Folge hat, dass tonale Anteile nicht angeregt werden und die Kavität folglich nur noch breitbandiges Rauschen emittiert. Basierend auf dem Erklärungsansatz mit der Rückkopplungsschleife und seinen experimentellen Beobachtungen entwickelte er einen semi-empirischen Ansatz zur Vorhersagen der Frequenzen von Kavitätsmoden, der durch

$$Sr = \frac{fL}{U_\infty} = \frac{n - \gamma}{\frac{1}{K} + Ma} \quad (n \in \mathbb{N}) \quad (2.35)$$

gegeben ist. Die Größe  $\gamma$  hängt vom Längen-zu-Tiefen Verhältnis der Kavität ab, und liegt im Bereich zwischen  $0,25 < \gamma < 0,58$  für  $1 < L/D < 10$ . Die Konstante  $K$  entspricht dem Verhältnis aus Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und der Konvektionsgeschwindigkeit  $U_k$  innerhalb der Scherschicht mit  $K = U_k/U_\infty \approx 0,60$ . Abb. 2.2 zeigt exemplarisch die nach Rossiter [39] möglichen Anregungsfrequenzen in Abhängigkeit der Anström-Machzahl für eine Kavität mit  $L = D = 0,1$  m für die ersten drei Moden, mit denen in dieser Veröffentlichung empfohlenen Parametern  $K = 0,61$  und  $\gamma = 0,25$ . Die Anregungsfrequenzen steigen nahezu linear mit der Anström-Machzahl an. Auch die Temperatur besitzt einen Einfluss auf die

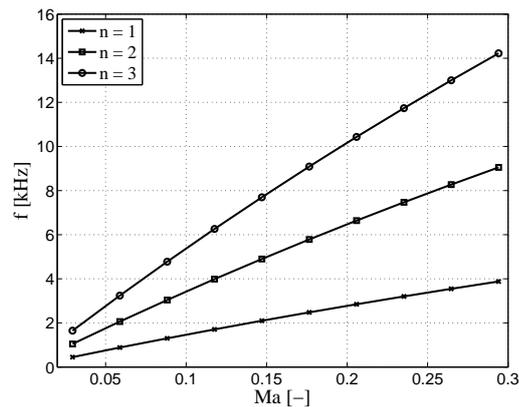


Abbildung 2.2: Rossitermoden für  $n = 1, 2$  und  $3$  für eine Kavität mit  $L = D = 0,1$  m, berechnet nach Gleichung (2.35) mit den Parametern  $K = 0,61$ ,  $\gamma = 0,25$ . Darstellung in Abhängigkeit der Machzahl, bei einer Temperatur von  $T = 290$  K.

Anregungsfrequenzen, wie in Abb. 2.3(a) grafisch dargestellt wird. Eine Verringerung der Temperatur bewirkt eine Verringerung der Frequenz. Bei den Experimenten im kryogenen Windkanal wurde die Temperatur des Fluids variiert, und es stellt sich die Frage, durch welche dimensionslose Darstellung ein Temperatureffekt berücksichtigen werden kann. Eine Division der Frequenz mit der Schallgeschwindigkeit führt zu der in Abb. 2.3(b) gezeigten Darstellung. Der Faktor  $f/c_0$

verhält sich temperaturunabhängig, und es ergeben sich waagrechte Verläufe in Grafik 2.3(b). Zur dimensionslosen Darstellung der von einer überströmten Kavität emittierten Frequenzen eignen sich bei konstanter Machzahl folglich die Strouhalzahl und die Helmholtzzahl. Welche der beiden Kennzahlen vorzuziehen ist, wird am Ende des Theoriekapitels erörtert.

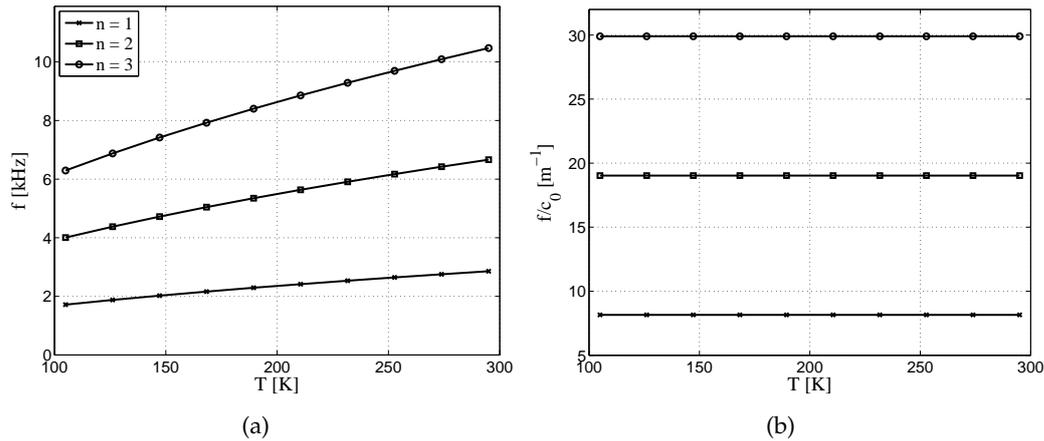


Abbildung 2.3: Rossitermoden für  $n = 1, 2$  und  $3$  für eine Kavität mit  $L = D = 0,1$  m, berechnet nach Gleichung (2.35) mit den Parametern  $K = 0,61$ ,  $\gamma = 0,25$ . Darstellung in Abhängigkeit der Temperatur bei einer konstanten Machzahl von  $Ma = 0,200$ . (a): Aufgetragen gegen die Anregungsfrequenz. (b): Aufgetragen gegen die Anregungsfrequenz dividiert durch die Schallgeschwindigkeit.

An dieser Stelle sei betont, dass diese kontinuierlichen Verläufe nicht gleichzusetzen sind mit der tatsächlichen Antwort der Kavität auf die Strömung; in der Realität ist ein sprunghaftes Verhalten zu beobachten. Wie Rossiter [39] schon vermutete, kann es zu Resonanzeffekten kommen, wenn die Anregungsfrequenz nahe einer Eigenfrequenz der Kavität liegt, welche gegeben ist durch eine typische Länge oder ein Volumen. Die Verläufe in Abb. 2.2 und 2.3 spiegeln daher die im Sinne des Rückkopplungseffekts nach Rossiter möglichen Anregungsfrequenzen wieder.

Plumlee et al. [40] beschäftigten sich mit den möglichen Eigenfrequenzen von überströmten Kavitäten und führten dazu analytische Berechnungen durch. Die sich über die Kavität spannende turbulente Scherschicht stellt dabei eine breitbandige Anregungsquelle dar, welche unterschiedliche Kavitätsmoden anregen kann. Dies kann zu der Verstärkung verschiedener Frequenzen durch Anregung von Längs-, Quer- oder Tiefenmoden führen. Die Berechnung der charakteristischen Frequenzen eines geschlossenen Kastens mit sechs schallharten Berandungen ist

durch

$$f^2 = \frac{c^2}{4} \left[ \left( \frac{n_x}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z}{L_z} \right)^2 \right] \quad (2.36)$$

gegeben, wobei  $n_i$  der  $n$ -ten Mode der  $i$ -ten räumlichen Dimension entspricht. Plumblee et al. [40] übertrugen diese Annahme auf eine überströmte Kavität mit fünf schallharten Berandung mit einer unendlichen hohen Wandimpedanz. Für die offene überströmte Öffnung der Kavität berechneten sie hingegen eine endlicher Wandimpedanz. Für tiefe Kavitäten mit  $L/D < 1$  fanden Plumblee et al. [40], aber auch East [41], dass die Tiefen-Grundmode dominiert. Die Druckantwort der Tiefenmode wurde zu

$$\frac{p}{p_0} = \left[ \left( R(\mathcal{M}a, f, L/D) \sin \frac{\Gamma L_z}{L_x} \right) + \left( X(\mathcal{M}a, f, L/D) \sin \frac{\Gamma L_z}{L_x} - \cos \frac{\Gamma L_z}{L_x} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.37)$$

bestimmt, mit der normalisierten Frequenz  $\Gamma = kL_x$  und der Wellenzahl  $k = 2\pi f/c$ .  $R$  und  $X$  beschreiben je Wirk- und Blindanteil des Strahlungswiderstandes. Diese beiden Variablen sind abhängig von der Machzahl der Strömung, der Frequenz und des Längen-zu-Tiefenverhältnisses  $L/D$  der Kavität. Daher hängen die angeregten Frequenzen nicht nur von der Form der Kavität, sondern auch von der Anström-Machzahl ab. Wie groß der Einfluss der Machzahl ist, soll im Folgenden qualitativ gezeigt werden. Abb. 2.4 zeigt dazu exemplarisch für die Machzahlen  $\mathcal{M}a = 0,1; 0,2$  und  $0,3$  den frequenzabhängigen Verstärkungsfaktor für die Tiefenmode einer Kavität mit den Dimensionen  $L_x = L_z = 0,10$  m, welcher mittels Gleichung (2.37) berechnet wurde. Der Verlauf des frequenzabhängigen Verstärkungsfaktors zeigt, dass die Machzahl in dem für diese Arbeit relevanten Unterschallbereich nur einen sehr geringen Einfluss auf die Frequenzantwort der Kavität besitzt. Die Maxima der Verläufe in Abb. 2.4 verschieben sich über den betrachteten Machzahl-Bereich nur um wenige Hertz.

Krishnamurty [11] weisen in ihren Experimenten an Kavitäten mit  $1 < L/D < 2$  Frequenzen nach, die umgekehrt proportional zur Länge der Kavität sind. Man kann somit davon ausgehen, dass es zu einer bevorzugten Anregung der Längsmode kommt. Für diese Moden haben Plumblee et al. [40] folgenden Zusammenhang

$$f^2 = \frac{c^4}{4} \left[ \left( \frac{n_x}{L_x} \right)^2 - \left( \frac{g_n}{L_z} \right)^2 \right] \quad (2.38)$$

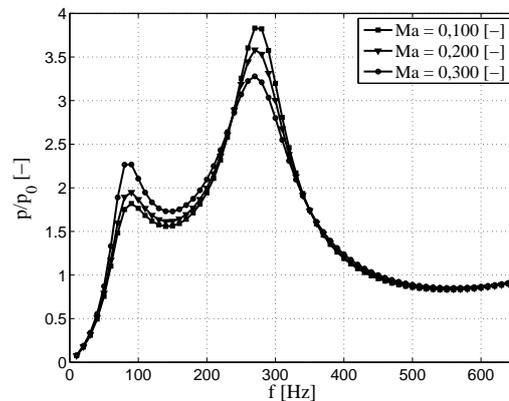


Abbildung 2.4: Berechneter Verstärkungsfaktor der Tiefenmode für eine Kavität mit den Dimensionen  $L_x = L_z = 0,10$  m.

gefunden. Basierend auf experimentellen Beobachtungen wird die Transversalmode nicht angeregt, und der Term

$$\left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2$$

kann vernachlässigt werden. Die Variable  $g_n$  ist eine Funktion der Frequenz, sowie des Wirk- und Blindanteils des Strahlungswiderstandes  $X$  und  $R$ , und kann, wie in Plumblee et al. [40] beschrieben wird, iterativ bestimmt werden.

Das Modell von Plumblee et al. [40] scheint jene Art von Kavitätsanregung recht treffend zu beschreiben, bei denen die Frequenz des angeregten Tons bei kleinen Machzahlen maßgeblich durch die Kavitätsdimensionen vorgegeben ist. Auch wenn dieses Modell gute Übereinstimmung mit experimentellen Untersuchungen besitzt, so muss erwähnt werden, dass es Effekte einer laminaren Überströmung nicht korrekt erfasst. Nach Plumblee et al. [40] stellt, wie oben erwähnt, eine turbulente Scherschicht eine breitbandige Anregungsquelle dar. Demnach dürfte eine laminar überströmte Kavität zu keinerlei Anregung führen, was jedoch durch die Experimente von Block & Heller [10] und auch durch Krishnamurty [11] widerlegt werden konnte. Sie wiesen nach, dass eine laminare Grenzschichtströmungen stromaufwärts der Kavität auch zu einer aeroakustischen Anregungen führt. Möglicherweise entspricht der Anregungsmechanismus durch ein turbulente Scherschicht nach Plumblee et al. [40] nicht den realen Verhältnissen, und eine Kombination mit dem Modell von Rossiter [39] ist sinnvoll. Eine Kombination der beiden genannten Modelle ist dadurch charakterisiert, dass der durch Rossiter [39] beschriebene Mechanismus die möglichen Anregungsfrequenzen, und das

Modell von Plumblee et al. [40] die Eigenfrequenzen der überströmten Kavität liefert. Stimmen beide Frequenzen überein, kommt es aufgrund des Resonanzeffekts zur einer starken tonalen aeroakustischen Anregung der Kavität. Krishnamurty [11] beobachtete in seinen Experimenten an flachen Kavitäten eine Anregung der Längsmode, die jedoch nur für ganz bestimmte Anström-Machzahlen auftritt. Offenbar kommt es zu dem zuvor beschriebenen Resonanzeffekt, was den inkonsistenten Zusammenhang zwischen der Machzahl und der Schallemission erklären kann.

Auch über der Einfluss der Reynoldszahl finden sich in der Literatur Berichte über experimentelle Untersuchungen. In dem Artikel von Tracy et al. [42] wird der Einfluss der Reynoldszahl bei konstanter Machzahl auf die Strouhalzahl und auf die Amplitude der Druckschwankungen im Inneren einer rechteckigen Kavität diskutiert. Die Experimente wurden in einem mit Druck beaufschlagten kryogenen Windkanal in einer Stickstoffatmosphäre durchgeführt. Die Experimente wurden an flachen Kavitäten mit unterschiedlichen Längen-zu-Tiefen Verhältnissen mit  $4,4 \leq L/D \leq 20$  bei Machzahlen zwischen  $0,60 \leq Ma \leq 0,90$  durchgeführt. Durch eine Variation der Machzahl, des Drucks und der Temperatur wird ein Reynoldszahl-Bereich von  $1,10 \times 10^6 \leq Re \leq 30,50 \times 10^6$ , basierend auf der Länge der Kavität von  $L = 0,29$  m, erreicht. Bei den Experimenten wurde die Grenzschichtdicke an der Vorderkante der Kavität konstant gehalten. In der Kavität befanden sich mehrere Druckaufnehmer. Tracy et al. [42] beobachteten einen nur vernachlässigbar geringen Einfluss der Reynoldszahl auf die Frequenzen der tonalen Anteile, sowie auf deren Amplitude und Halbwertsbreite in den Drucksignalen.

Ahuja & Mendoza [43] führten ähnliche Untersuchungen an tieferen Kavitäten mit Längen-zu-Tiefen Verhältnissen von  $0,5 < L/D < 1,5$  durch. Aufgrund einer kleineren Kavität mit einer Länge von  $L = 0,0254$  m, höheren Temperaturen und Umgebungs-Druckbedingungen wurden in ihren Experimenten geringere Reynoldszahlen im Bereich von  $0,09 \times 10^6 < Re < 0,50 \times 10^6$  erreicht. Bei diesen Untersuchungen wurde der Schalldruck mit einem Mikrofon aufgezeichnet, welches sich  $0,61$  m senkrecht über der Vorderkante der Kavität befand. Ahuja & Mendoza [43] kamen zu einem ähnlichen Ergebnis, wie schon zuvor Tracy et al. [42]: Eine Variation der Reynoldszahl besitzt nur einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf die Schallemission überströmter Kavitäten.

Von entscheidender Wichtigkeit sind hingegen die Anströmbedingungen. In der Arbeit von Ahuja & Mendoza [43] werden weitere experimentelle Untersuchungen beschrieben, die den Effekt der Grenzschichtdicke, welche stromaufwärts der Vorderkante der Kavität vorliegt, auf die Schallemission beschreiben. Durch das Einbringen einer rückwärtsgerichteten Stufe wurde der Quotient aus der Grenzschichtdicke  $\delta_{99}$  und der Länge der Kavität  $L$  im Bereich zwischen  $0,038 < \delta_{99}/L < 0,066$  variiert. Für alle Fälle lag dabei eine turbulente Grenzschicht

vor. Die für die verschiedenen Konfigurationen gemessenen Schalldruckspektren unterscheiden sich stark voneinander. Bei einer dünnen Grenzschicht sind starke tonale Anteile in den Spektren zu beobachten, die völlig ausgelöscht werden, wenn die Grenzschicht künstlich aufgedickt wird. Je nach Frequenz der Töne sind Abschwächungen von bis zu 23 dB zu beobachten. Ein signifikanter Effekt auf das breitbandige Rauschen ist jedoch nicht feststellbar. Block & Heller [10] führten sehr ähnliche Untersuchungen an überströmten Kavitäten in Windkanälen durch. Durch das Applizieren von Rauigkeitselementen stromaufwärts der Vorderkante der Kavität konnten der Turbulenzgrad der ankommenden Strömung variiert werden. Sie beobachteten eine besonders starke tonale aeroakustische Anregung der Kavität bei Strömungen mit geringem Turbulenzgrad. Eingebrachte Rauigkeitselemente zeigen auch bei diesen Experimenten starke Effekte auf die in den akustischen Spektren gefundene Töne.

### 2.3 Experimente unter kryogenen Bedingungen

Durch die Temperaturvariation in einem kryogenen Windkanal können die Eigenschaften des Fluids aktiv beeinflusst werden, was sich in vielerlei Hinsicht als hilfreiches "Werkzeug" herausstellt. Die Untersuchungen, die in den Kapiteln 4.2 und 5 beschrieben werden, wurden im kryogenen Windkanal Köln (DNW-KKK) durchgeführt. Näheres zum Windkanal und zum Versuchsaufbau wird in Kapitel 3.2.2 besprochen.

In den folgenden beiden Kapiteln werden die Einflüsse der Temperatur auf die Aerodynamik und auf die Aeroakustik diskutiert.

#### 2.3.1 Temperatureinfluss in der Aerodynamik

Im Bereich der Aerodynamik ist eine Variation der Temperatur zur aktiven Beeinflussung der Eigenschaften des Fluids aus zweierlei Gründen sinnvoll. Der erste Grund betrifft die Realitätsnähe des Windkanalexperiments. Damit die Ergebnisse aus den Windkanalexperimenten auf den realen Zug übertragbar sind, müssen auch am skalierten Modell möglichst realitätsnahe aerodynamische Randbedingungen herrschen. Nicht nur die Unterbodenströmung im Windkanalversuch muss bestmöglich reproduziert werden, sondern auch die Mach- und Reynoldsähnlichkeit zwischen dem realen Zug und dem Modell muss gewahrt werden. Um realistische aerodynamischen Bedingungen im Windkanalexperiment zu gewährleisten, müssen die Mach- und Reynoldszahlen des Modells von gleicher Größenordnung sein, wie die eines realen Hochgeschwindigkeitszugs, welcher etwa eine Machzahl von  $Ma = 0,24$  und eine Reynoldszahl von  $Re > 16 \times 10^6$  erreicht. Angenommen dabei wurden Normalbedingungen und die Zugbreite als charakteristische Länge. Das Erfüllen der Mach-

Ähnlichkeit gelingt in der Regel, da viele auch für aeroakustische Untersuchungen geeigneten Niedergeschwindigkeits-Windkanäle Machzahlen in der geforderten Größenordnung erreichen. Das Erfüllen der Reynoldszahlähnlichkeit gestaltet sich hingegen aufwändig. Unter der Annahme von konstanten Fluideigenschaften und einer konstant gehaltenen Machzahl skaliert die Reynoldszahl bei Untersuchungen an herunterskalierten Modellen in erster Näherung mit dem Modellmaßstab. Für die in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Untersuchungen an Modellen im Maßstab 1:25 führt dies entsprechend zu Reynoldszahlen, die um den Faktor 25 kleiner sind, als die des realen Zuges. Diese Tatsache kann Auswirkungen auf die Aerodynamik und auf die Aeroakustik besitzen, welche nicht umfassend verstanden sind. Eine Erhöhung der Anström-Machzahl kann nur im begrenzten Umfang dazu genutzt werden, eine höhere Reynoldszahl bei Untersuchungen an herunterskalierten Modellen zu erreichen, da bei  $Ma > 0,3$  Kompressibilitätseffekte nicht mehr vernachlässigt werden können (siehe Hucho [30]).

Höhere Reynoldszahlen beim Modellexperiment können erreicht werden, indem man auf ein Fluid mit anderen physikalischen Eigenschaften zurückgreift, wie z.B. auf Wasser oder  $SF_6$  (siehe Anders & Anderson [44]), den statischen Druck  $p_s$  erhöht, oder, wie schon erwähnt, das Fluid abkühlt (siehe Goodyer & Kilgore [45]). Als positiven Nebeneffekt erlauben es die beiden zuletzt genannten Methoden, detaillierte Studien bezüglich der Abhängigkeiten der Mach-, der Reynoldszahl und der Anströmgeschwindigkeit auf die Aerodynamik und auf die Aeroakustik durchzuführen, da alle diese Parameter unabhängig voneinander variiert werden können.

Da Zugang zu einem entsprechenden Windkanal, den Modellen und auch zu adäquater akustischer Messtechnik bestand, wurden die Messungen unter kryogenen Bedingungen durchgeführt.

Untersuchungen an Modellen unterschiedlichen Maßstabs würden ebenso zu Erkenntnissen bezüglich der aeroakustischen Skalierung beitragen. Der hohen finanzielle Aufwand für die Fertigung der Modelle spricht jedoch gegen diese Methode. Außerdem ist es fraglich, inwieweit wichtige Details an allen Modellen maßstabsgetreu nachgebildet werden können. Besonders scharfkantige Elemente können besonders bei kleinskaligen Modellen unter Umständen nicht mehr exakt reproduziert werden, und bestimmte Kantenradien sind dann bezogen auf den Modellmaßstab nicht bei allen Modellen identisch.

In der Vergangenheit wurden bereits aeroakustische Untersuchungen unter kryogenen Bedingungen durchgeführt. Stoker et al. [46] stellten 2008 Untersuchungen unter milden kryogenen Bedingungen bei etwa 250 K an einem Flugzeughalbmodell vor. Ahlefeldt et al. [47] präsentierten im Jahr 2010 ähnliche Messungen bei Temperaturen von bis zu 100 K, und stellten je nach Art der Schallquelle eine starke Reynoldszahl-Abhängigkeit fest.

Die grundlegenden Effekte der Fluidtemperatur auf die Aerodynamik werden

im Folgenden diskutiert.

Drückt man die Reynoldszahl (2.1) über die Machzahl (2.2) aus, erhält man:

$$\mathcal{Re}(\mathcal{Ma}, T, p_s) = \frac{c_0(T) \cdot \mathcal{Ma} \cdot L \cdot \rho_0(T, p_s)}{\mu_0(T)}. \quad (2.39)$$

Für ein ideales Gas und mit der Annahme, dass die Zustandsänderungen adiabatisch ablaufen, ist die Schallgeschwindigkeit  $c_0$  als Funktion der Temperatur  $T$  gemäß

$$c_0(T) = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T} \quad (2.40)$$

gegeben. Dabei bezeichnet  $R$  hier die ideale Gaskonstante. Abb. 2.5(a) gibt den Zusammenhang für den in diesen Untersuchungen relevanten Temperaturbereich von  $100 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$  wieder. Der Adiabatenexponent von  $\kappa = 1,4$  für ein zwei-

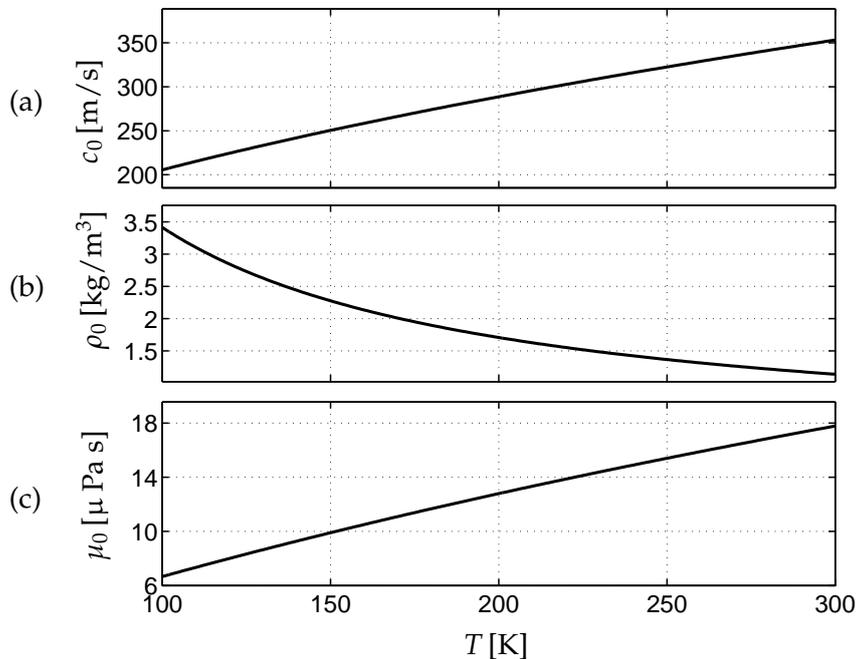


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit  $c_0$ , der Dichte  $\rho_0$  und der Viskosität  $\mu_0$  von der Temperatur in Stickstoffatmosphäre.

atomiges Molekül kann für diesen Bereich als konstant angenommen werden. Ein Vergleich mit Literaturdaten (siehe Hilsenrath et al. [48]) ergibt geringe relative Abweichungen von maximal 1,7% über den betrachteten Temperaturbereich.

Die Dichte  $\rho_0$  lässt sich unter der Annahme eines idealen Gases mit der idealen Gasgleichung berechnen. Somit liefert die Gleichung

$$\rho_0(T, p_s) = \frac{p_s}{R \cdot T} \quad (2.41)$$

Tabelle 2.2: Konstanten für das Gesetz von Sutherland für Luft und Stickstoff.

Gas	C [K]	$T_C$ [K]	$\mu_C$ [ $\mu$ Pa s]
Luft	120	291,15	18,27
Stickstoff	111	300,55	17,81

den Zusammenhang zwischen Dichte  $\rho_0$ , Temperatur  $T$  und statischem Druck  $p_s$ . Abb. 2.5(b) zeigt die Dichte in Abhängigkeit der Temperatur für einen konstanten statischen Druck von  $p_s = 101,315$  kPa. Da der statische Druck während der in dieser Arbeit diskutierten Experimente konstant gehalten wurde, wird auf den Einfluss von Druckänderungen an dieser Stelle nicht weiter eingegangen.

Der Zusammenhang zwischen der dynamischen Viskosität  $\mu_0$  und der Temperatur ist über das Gesetz von Sutherland [49]

$$\mu_0(T) = \mu_C \cdot \frac{T_C + C}{T + C} \cdot \left( \frac{T}{T_C} \right)^{3/2} \quad (2.42)$$

gegeben. Dabei sind  $C$ ,  $\mu_C$  und  $T_C$  Konstanten, die entsprechend dem Medium zu wählen sind. Für Luft und Stickstoff sind diese Werte in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Ein Vergleich mit Literaturdaten von Hilsenrath et al. [48] zeigt eine gute Übereinstimmung zu den mit Gleichung 2.42 berechneten Werten, wenn die entsprechenden Konstanten aus Tabelle 2.2 verwendet werden. Die relativen Abweichungen zu den Literaturdaten liegen bei maximal 3 % im betrachteten Temperaturbereich. Der Temperatureinfluss auf die dynamische Viskosität ist analog zu den beiden vorigen Größen in Abb. 2.5(c) graphisch dargestellt. Für alle in dieser Arbeit benötigten Berechnungen der Schallgeschwindigkeit, der Dichte und der dynamischen Viskosität werden die Gleichungen (2.40), (2.41) und (2.42) benutzt.

Die Temperaturabhängigkeiten der Dichte  $\rho_0$  und der Viskosität  $\mu_0$  führen zu einer Erhöhung der Reynoldszahl durch Kühlung des Fluids bei konstanter Machzahl. Die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit allein betrachtet führt hingegen zu einer Verringerung, was jedoch durch die Effekte der Dichte und der Viskosität überkompensiert wird.

Abb. 2.6 zeigt den möglichen Reynolds- / Machzahl-Raum im DNW-KKK für ein 1:25 skaliertes Modell mit einer charakteristischen Länge von  $L = 0,12$  m, basierend auf der Zugbreite, in einer reinen Stickstoffatmosphäre. Das Herunterkühlen von Raumtemperatur auf  $T = 100$  K erlaubt bei konstanter Machzahl etwa eine Verfünffachung der Reynoldszahl. Dadurch erreicht man zwar bei dem gewählten Modellmaßstab nicht die Reynoldszahl des Originalzugs, aber anhand der isolierten Betrachtung der Mach- und Reynoldszahl-Effekte lassen sich Skalierungsvor-

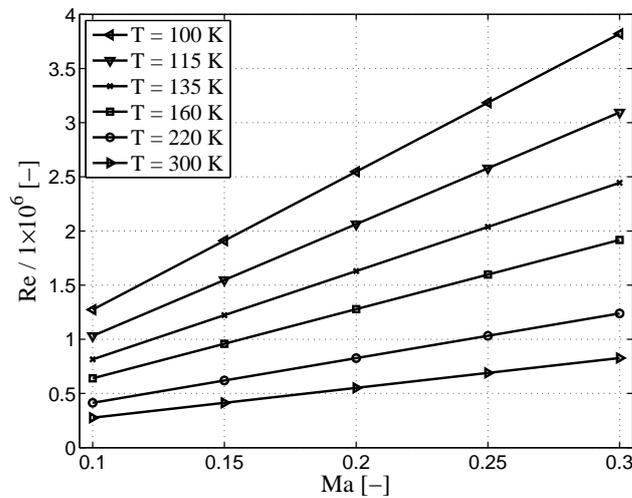


Abbildung 2.6: Reynolds- / Machzahl-Raum in einer reinen Stickstoffatmosphäre für ein Modell mit einer charakteristischen Länge von  $L = 0,12$  m für den Betriebsbereich des DNW-KKK.

schriften erarbeiten, die eine Extrapolation in den relevanten Reynoldszahl-Bereich erlauben.

Anhand der verschiedenen Verläufe zeigt sich, dass man beispielsweise durch eine Änderung der Temperatur um  $\Delta T = 80$  K von  $T = 300$  K auf  $T = 220$  K bei konstanter Machzahl in etwa den selben relativen Gewinn der Reynoldszahl erzielt, wie bei einer Änderung von nur  $\Delta T = 15$  K von  $T = 115$  K auf  $T = 100$  K. Den stärksten Einfluss auf die Reynoldszahl erzielt man offenbar durch Temperaturänderungen in der Nähe der niedrigst möglichen Temperatur im DNW-KKK von  $T = 100$  K.

### 2.3.2 Temperatureinfluss in der Aeroakustik

Der Einfluss der Temperatur auf aeroakustische Quellen lässt sich kategorisieren in die Auswirkungen auf den emittierten Schalldruck und auf die Frequenzen. Die Kenntnisse diese Abhängigkeiten werden insbesondere bei der Diskussion und der Interpretation der Ergebnisse benötigt, die unter kryogenen Bedingungen gewonnen wurden, und in den Kapiteln 4.2 und 5 beschrieben werden. Begonnen wird an dieser Stelle mit der Betrachtung des Temperatureinflusses auf den Schalldruck.

Die wichtigen Abhängigkeiten des Schalldrucks aeroakustischer Quellen von der Dichte  $\rho_0$  und von der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  wurden bereits in Kapitel 2.2.1 von den akustischen Analogien von Lighthill [23] und Curle [24] abgeleitet. Aus den Analogien ergibt sich, dass der quadratische Schalldruck proportional zur vierten

Potenz der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  und zum Quadrat der Dichte  $\rho_0$  ist

$$p'^2 \propto \rho_0^2 c_0^4 \mathcal{M}a^m. \quad (2.43)$$

Dabei fand Lighthill [23] einen Exponenten von  $m = 8$  für quadrupolartige Schallquellen, und Curle [24] einen Exponenten von  $m = 6$  für dipolartige Schallquellen. Die Abhängigkeiten der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  und der Dichte  $\rho_0$  von der Temperatur sind durch die im letzten Kapitel 2.3.1 eingeführten Gleichungen (2.40) und (2.41) beschrieben. Setzt man nun die Gleichungen (2.40) und (2.41) in die Proportionalität (2.43) ein, erhält man

$$p'^2 \propto p_s^2 \kappa^2 \mathcal{M}a^m. \quad (2.44)$$

Wie die Gleichung zeigt, heben sich die Temperatureinflüsse gegenseitig auf. Die Temperatur übt daher bei konstantem statischen Druck  $p_s$  keinen Einfluss auf den akustischen Schalldruck aus, sofern die Zusammenhänge über die dimensionslose Machzahl gegeben sind, und die nur sehr schwache Temperaturabhängigkeit des Adiabatenexponenten  $\kappa$  vernachlässigt wird. Werden die Schalldrücke hingegen in Abhängigkeit der dimensionsbehafteten Strömungsgeschwindigkeit  $U_\infty$  dargestellt, ergibt sich mittels Gleichung (2.2) aus Gleichung (2.44) der Zusammenhang

$$p'^2 c_0^m \propto p_s^2 \kappa^2 U_\infty^m. \quad (2.45)$$

Für eine temperaturunabhängige Darstellung sind die Schalldruckpegel sind dann gemäß

$$L_p^{\text{norm}} = L_p + 10 \log (c_0/c_{ref})^m. \quad (2.46)$$

zu normieren. Die Wahl der Referenzschallgeschwindigkeit  $c_{ref}$  ist dabei beliebig. Da es jedoch in der Regel Sinn macht, sich auf Messungen bei Normaltemperatur zu beziehen, wird für  $c_{ref}$  die Schallgeschwindigkeit bei dieser Temperatur gesetzt.

Im Folgenden wird auf den Einfluss der Temperatur auf die Schallausbreitung vom Quellort zu den Array-Mikrofonen eingegangen. Auf Grundlage der Norm ANSI S1.26-1978 kann ein Absorptionskoeffizient  $\alpha$  bestimmt werden, der die atmosphärische Dämpfung bei der Schallausbreitung in Abhängigkeit der Frequenz, der relativen Luftfeuchtigkeit, dem Druck und der Temperatur der Atmosphäre beschreibt. Exemplarisch sind die Verläufe des Koeffizientens für die Temperaturen  $T = 300, 250$  und  $100$  K bei Standard-Druckbedingungen und einer Luftfeuchtigkeit von 30% in Abhängigkeit zur Frequenz in der Abbildung 2.7 dargestellt. Der Absorptionskoeffizient nimmt generell mit der Frequenz zu, erreicht jedoch lediglich Maximalwerte von wenigen  $1/10$  dB/m. Aufgrund der sehr kurzen akustischen Laufwege im Windkanalexperiment in der Größenordnung von  $1,20 - 1,40$  m ist der Einfluss der Temperatur auf die atmosphärische Dämpfung im Verhältnis zu

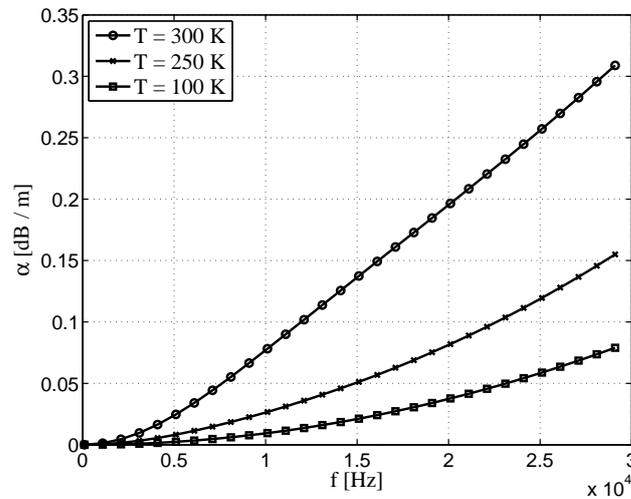


Abbildung 2.7: Atmosphärische Dämpfung für verschiedene Temperaturen. Berechnet auf der Grundlage von ANSI S1.26-1978

anderen bei aeroakustischen Windkanalexperimenten auftretenden Fehlerquellen vernachlässigbar.

Im Folgenden soll die Frequenzskalierung näher beleuchtet werden. Die für diesen Effekt entscheidende physikalische Größe ist hierbei die Schallgeschwindigkeit, die eine Funktion der Temperatur ist. Frequenz und Schallgeschwindigkeit sind gemäß

$$f(T) = \frac{c_0(T)}{\lambda}. \quad (2.47)$$

über die Wellenlänge  $\lambda$  miteinander verknüpft. Je nach dem welche Eigenschaften die aeroakustische Quelle besitzt, und wie die Frequenzen der Schallquelle mit der Strömungsgeschwindigkeit skalieren, ergeben sich unterschiedliche Ansätze für eine dimensionslose Darstellung.

Begonnen wird mit den Quellen, die durch eine Kavitätsmoden-Anregung beschrieben werden können. Bei diesen Quellen kann es gemäß den Ausführungen in Kapitel 2.2.3 zum Ausbilden von stehenden Wellen kommen, bei der die Wellenlänge  $\lambda$  mit der Dimensionen  $L$  der Kavität fest verknüpft ist. Für solche Quellen muss also die Proportionalität

$$\lambda \propto L \quad (2.48)$$

bei der Wahl der dimensionslosen Darstellung berücksichtigt werden. Über die

Gleichung (2.47) ausgedrückt ergibt sich dann

$$\mathcal{H}e \cdot \frac{c_0}{f} = L. \quad (2.49)$$

In der letzten Gleichung ergibt sich ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Helmholtzzahl  $\mathcal{H}e$  als Proportionalitätskonstante. Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden zeigen, dass eine dimensionslose Darstellung der Frequenzen dieser Schallquellen über die Helmholtzzahl tatsächlich sinnvoll ist.

Die Frequenzen im Nachlauf eines quer angeströmten Zylinders skalieren hingegen nahezu linear mit der Anströmgeschwindigkeit, und lassen sich, wie in Kapitel 2.2.2 diskutiert wurde, bequem durch die Strouhalzahl (2.5) beschreiben. Ahlefeldt & Koop [50] untersuchten den von einem quer angeströmten Zylinder emittierten Schall über einen Temperaturbereich von  $100 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ . Sie wählten diese dimensionslose Kennzahl erfolgreich zur Erzielung der Vergleichbarkeit der Messdaten, welche bei unterschiedlichen Anström-Machzahlen und Temperaturen gewonnen wurden. Drückt man die Strouhalzahl (2.5) statt durch die ungestörte Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  durch die Machzahl (2.2) aus, so wird die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit gemäß

$$Sr = \frac{f \cdot L}{c_0 \cdot Ma} \quad (2.50)$$

mit berücksichtigt. In dieser Darstellung ähneln sich Strouhal- und Helmholtzzahl. Der einzige Unterschied zwischen den beiden Kennzahlen besteht darin, dass die Strouhalzahl noch eine Funktion der Machzahl ist.

Zusammengefasst ergeben sich die folgenden Regeln zur dimensionslosen Darstellung der Frequenzen:

$$\text{Kavitätsmoden: } f \propto \frac{1}{L} \quad ; \quad \text{dimensionslose Frequenz: } \mathcal{H}e \quad (2.51)$$

$$\text{Aeolstöne: } f \propto \frac{U_\infty}{L} \quad ; \quad \text{dimensionslose Frequenz: } Sr. \quad (2.52)$$

## 3 Methoden

Dieses Kapitel beginnt in Abschnitt 3.1 mit der allgemeinen Beschreibung der experimentellen Untersuchungsmethoden von bodengebundenen Fahrzeugen im Windkanal. Kapitel 3.2 ist den Versuchsanlagen und Abschnitt 3.3 den verwendeten Windkanalmodellen gewidmet. Kapitel 3.4 beschreibt die Theorie und die praktische Umsetzung der verwendeten Mikrofonarray-Messtechnik zur Schallquellenlokalisierung und -quantifizierung. In Kapitel 3.5 werden die wichtigsten Grundlagen zur Strömungsfeldanalyse mit einem Laser-Doppler-Anemometer (LDA) beschrieben.

### 3.1 Untersuchung bodengebundener Fahrzeuge im Windkanal

Eine Herausforderung bei der Durchführung von Windkanalexperimenten an bodengebundenen Fahrzeugen stellt die Sicherstellung einer realitätsnahen Unterbodenströmung dar. Ein realer Zug bewegt sich durch das ruhende Fluid mit einer Relativgeschwindigkeit über dem Grund. Nach einer gewissen Einlauflänge bildet sich zwischen Fahrzeugunterboden und Grund eine Grenzschichtströmung aus, die durch eine turbulente Couette-Strömung charakterisiert werden kann. Dies wurde beispielsweise durch die Untersuchungen von Jönsson & Loose [51] und von Jönsson et al. [52] belegt, die das Strömungsfeld unter einem Zugmodell mittels Particle Image Velocimetry (PIV) in einem Wasserschleppkanal untersuchten. Ido & Yoshioka [53] entwickelten einen fahrenden Versuchswagen zur Untersuchung der Zug-Unterbodenströmung. Sie fanden ebenfalls, dass sich die mit einem Pitot-Rechen gemessenen Grenzschichtprofile durch eine turbulente Couette-Strömung beschreiben lassen. Im Windkanalexperiment ist es technisch aufwändig, beispielsweise mit Hilfe eines Laufbandes, eine Relativgeschwindigkeit zwischen Grund und Fahrzeugunterboden zu realisieren. Bei vielen Untersuchungen werden daher einfachere Alternativen angewendet, wie es beispielsweise von Hucho [30], Carr [54] und Katz [55] beschrieben wird. Die folgende Auflistung gibt einen Überblick über die Methoden und deren Intention:

- a) *Ground board* oder *Splitter plate*: Dünnhalten der Grenzschicht auf der Oberfläche unter dem Fahrzeug.

- b) Spiegel-/Doppelmodell-Anordnung: Durch die Symmetrieebene ist die Simulation eines mit der Strömung mitbewegten Bodens gegeben.
- c) Grenzschichtabsaugung: Dünnhalten der Windkanalgrenzschicht.
- d) Ausblasung: Kompensation des Impulsverlusts der wandnahen Strömung.

Ein Laufband, sowie die Methoden c) und d) standen in den genutzten Versuchsanlagen nicht zur Verfügung und werden im Folgenden nicht näher diskutiert. Details finden sich in der genannten Literatur. Außerdem bedeuten diese Varianten zusätzliche Schallquellen nahe des Windkanalmodells. Kitagawa & Nagakura [56] stellten in ihren Experimenten fest, dass das von ihnen verwendete Laufband starke Eigengeräusche verursacht, und daher für aeroakustische Messungen nur bedingt tauglich ist. Die Variante a) stellt für viele Untersuchungen eine Alternative dar, sofern nach Katz [55] die Grenzschichtdicke auf der Platte im Verhältnis zur Bodenfreiheit des Modells klein ist. Grunwald et al. [57] führten aerodynamische Kraftmessungen an stumpfen Körpern mit drei verschiedene experimentellen Aufbauten im Windkanal durch. Beim ersten befand sich ein mitbewegter und beim zweiten Aufbau ein fester Boden unter dem Körper. Beim dritten Aufbau wurde die Spiegelmodell-Anordnung gewählt. Grunwald et al. [57] fanden für alle drei Konfigurationen eine gute Übereinstimmung der gefundenen aerodynamischen Kraftbeiwerte untereinander. Da in der Arbeit keinerlei Angaben bezüglich der Grenzschichtverhältnisse gemacht werden, ist davon auszugehen, dass in dem vorliegende Experiment die Grenzschicht auf dem festen Boden ausreichend dünn gewesen ist. Mackrodt [6] führte Kraftmessungen an einem 1 : 20 skalierten Modell der Schnellfahrlokomotive der Baureihe 103 im Windkanal durch. Zur Simulation des Bodeneinflusses war eine perforierte Bodenplatte vorhanden, an der die Grenzschicht abgesaugt werden konnte, was der Methode c) in der oben angeführten Auflistung entspricht. Die Tatsache, ob die Absaugung aktiviert war oder nicht, stellte sich als vernachlässigbarer Einfluss auf die Kraftbeiwerte heraus. Mackrodt [6] führten dies auf ein günstiges Verhältnis zwischen Grenzschichtdicke auf dem Boden und der Bodenfreiheit zurück.

Wachsen die Grenzschichten auf dem Untergrund und auf dem Zugunterboden zu stark an, so werden diese beiden Grenzschichten ab einer bestimmten Einlauflänge interagieren, was in einem Geschwindigkeitsprofil resultiert, welches sich durch eine turbulente Poiseuille-Strömung charakterisieren lässt. Das Geschwindigkeitsprofil ist aufgrund der unterschiedlichen aerodynamischen Lauflängen auf der Platte und unter dem Fahrzeug asymmetrisch. Die Realisierung der realistischen Unterbodenströmung kann somit im Windkanalexperiment bei langen aerodynamischen Lauflängen und geringen Bodenabständen unter Verwendung einer *Splitter plate* oder eines *Ground boards* unter Umständen nicht gewährleistet werden. Die von der Unterbodenströmung beeinflusste aeroakusti-

sche Anregung der Drehgestellkavitäten, die sich weiter stromabwärts befinden, sind von diesem Effekt stärker betroffen, als diejenigen nahe der Vorderkante der Platte. Die unter a) gelistete Methode mit einer *Splitter plate* wurde bei den Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal (Kapitel 4.1). Bei den Messungen im kryogenen Windkanal (Kapitel 4.2) kam ein vergleichbarer Aufbau unter Verwendung eines *Ground boards* zum Einsatz. Um zu prüfen, inwieweit die Bedingung von Katz [55] für die vorliegenden Experimente erfüllt ist, schließt die Diskussion über die Aeroakustik der Drehgestellkavitäten in Kapitel 4.1 auch eine aerodynamische Studie zu den Grenzschichtverhältnissen unter dem Zugmodell ein.

In der schon zuvor angesprochen Arbeit von Kitagawa & Nagakura [56] wird die Untersuchung des durch die Drehgestellkavitäten erzeugten aeroakustischen Schalls an einem 1 : 5 skalierten Modell des Shinkansen-Zuges beschrieben. Die verwendete Versuchsanlage erlaubte die Messung mit einem mitbewegten Boden, welcher durch ein Laufband realisiert wurde. Da dieses jedoch Störgeräusche verursacht, musste während der akustischen Messungen abgeschaltet werden. In Voruntersuchungen analysierten sie die Unterbodenströmung mit Hilfe eines Hitzdrahtanemometers für drei verschiedene Konfigurationen. Bei der ersten Konfigurationen wurde eine Bodenfreiheit von 80 mm eingestellt, was dem skalierten Maß des Originalzugs entspricht. Bei der zweiten wurde zusätzlich das Laufband in Betrieb genommen, und bei der dritten mit stillstehendem Band wurde der Bodenabstand auf 160 mm verdoppelt. Ein qualitativer Vergleich der Grenzschichtprofile zeigt eine gute Übereinstimmung in Nähe des Zugunterbodens für die zweite und die dritte Konfiguration, und so entschieden sich Kitagawa & Nagakura [56] für die zuletzt genannte Konfiguration für die Durchführung ihrer aeroakustischen Untersuchungen.

Die in der Liste unter b) genannte Spiegelmodell-Anordnung erlaubt unter bestimmten Voraussetzungen eine realitätsnahe Erzeugung der Unterbodenströmungen, und wurde beim Next Generation Train 2 (NGT2) experimentell umgesetzt. Die Grundidee dieser Methode besitzt ihren Ursprung in der Potentialtheorie, welche ausführlich in Wieghard [28] dargestellt wird. Durch Superposition einer Quellen- und Senkenverteilung kann eine Umströmung eines Körpers analytisch beschrieben werden. Feste Berandungen können innerhalb dieser Theorie mittels Spiegelquellen dargestellt werden. Die Symmetrieebene der Quellverteilung aus der Theorie entspricht dabei im Experiment der Symmetrieebene zwischen den gespiegelten Zugmodellen. Diese Symmetrieebene stellt dabei eine reibungsfrei überströmte Ebene dar, welche wiederum äquivalent zu einem sich mit der Strömung mitbewegenden Boden ist. Sofern die Symmetrieebene im Experiment nicht durchströmt wird, stellt die Doppelmodellordnung bezüglich der Unterbodenströmung eine gute Approximation für einen Versuchsaufbau mit mitbewegten Boden dar. Um zu prüfen, inwieweit diese Randbedingung erfüllt wird, wurden auch aerodynamische Untersuchungen zwischen den Zugmodellen

mittels Laser-Doppler Anemometrie (LDA) durchgeführt.

Ebenso muss bei dieser experimentellen Anordnung geprüft werden, ob sie sich für die aeroakustische Untersuchungen der Schallquellen bei den Drehgestellen eignet. Der durch die Symmetrieebene dargestellte Boden stellt im Gegensatz zu einem sich über einem festen Grund befindlichen Zug eine andere akustische Randbedingung dar. Um den Einfluss der unterschiedlichen Randbedingung auf die Messergebnisse untersuchen zu können, ist bei dem NGT2-Doppelmodell die Möglichkeit vorgesehen, eine Trennplatte zwischen die beiden Züge einzusetzen. Über einen Vergleich der Messergebnisse der verschiedenen Konfigurationen lassen sich diese Einflüsse untersuchen.

## 3.2 Versuchsanlagen und experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente in verschiedenen Windkanälen durchgeführt. In diesem Kapitel werden diese Versuchsanlagen und die verwendeten experimentellen Anordnungen beschrieben. Begonnen wird dabei im Abschnitt 3.2.1 mit den Erläuterungen zum Experiment im aeroakustischen Windkanal. In Abschnitt 3.2.2 erfolgt die Einführung in den kryogenen Windkanal und der dort umgesetzten experimentellen Anordnungen. Abschnitt 3.2.3 gibt einen Überblick über den Versuchsaufbau in dem verwendeten konventionellen Niedergeschwindigkeits-Windkanal.

### 3.2.1 Der aeroakustische Windkanal (AWB)

Der aeroakustische Windkanal (AWB) des DLR in Braunschweig ist ein Windkanal Göttinger Bauart und bietet optimale Bedingungen für die Durchführung aeroakustischer Experimente. Durch eine Auskleidung der gesamten Luftführungen mit schallabsorbierendem Material wird ein geringes Hintergrundrauschen erzielt. Die offene Messstrecke befindet sich in einem reflexionsarmen Raum, und bietet somit freifeldähnliche Bedingungen. Abb. 3.1 zeigt eine Zeichnung des AWB<sup>1</sup>. Der Bereich der Messstrecke ist dunkelgrau hinterlegt. Die Düse des Windkanals besitzt eine Querschnittsfläche von  $1,2 \times 0,8 \text{ m}^2$  und die maximale Strömungsgeschwindigkeit beträgt  $U_\infty = 60 \text{ m/s}$ . Dies resultiert in einer maximalen Machzahl bei Normalbedingungen von  $Ma = 0,175$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 0,460 \times 10^6$ , bezogen auf die Breite des Zuges von  $L = 0,12 \text{ m}$ . Bei Maximalgeschwindigkeit beträgt der Turbulenzgrad 0,3%. Für weitere Details zum Windkanal sei auf Pott-Pollenske & Delfs [58] verwiesen.

Das Bild in Abb. 3.2 zeigt den Versuchsaufbau im AWB. Im Hintergrund ist das in Kapitel 3.4.6 beschriebene Mikrofonarray zu sehen. Über der Messstrecke befand sich außerdem ein Linienarray, welches aus 30 Mikrofonen bestand, die äquidistant

---

<sup>1</sup>Bildquelle: M. Pott-Pollenske, DLR Braunschweig.

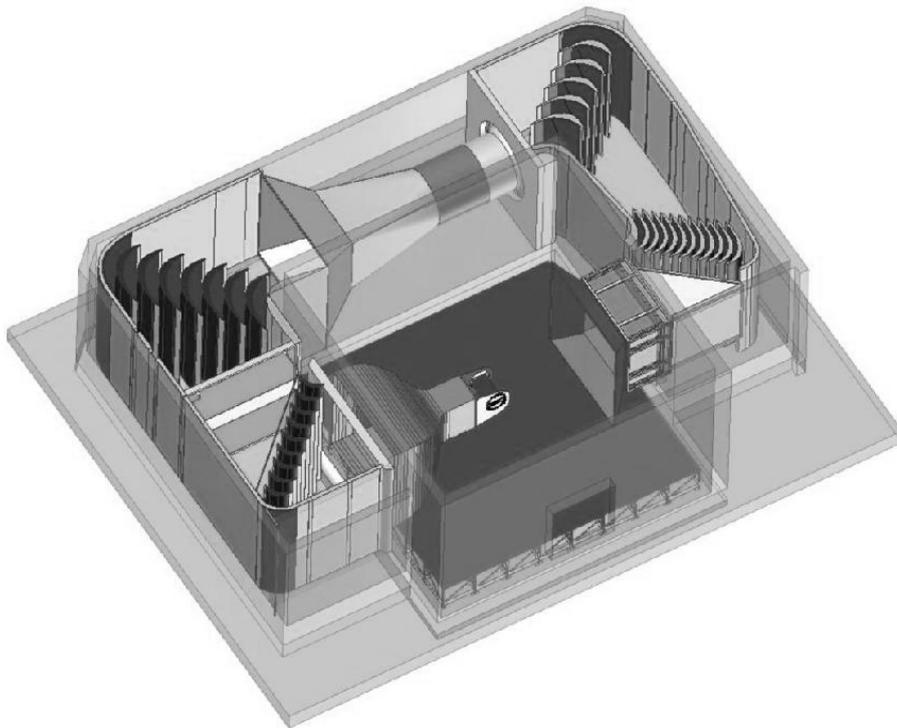


Abbildung 3.1: Zeichnung des AWB. Der Bereich der Messstrecke ist dunkelgrau hinterlegt.

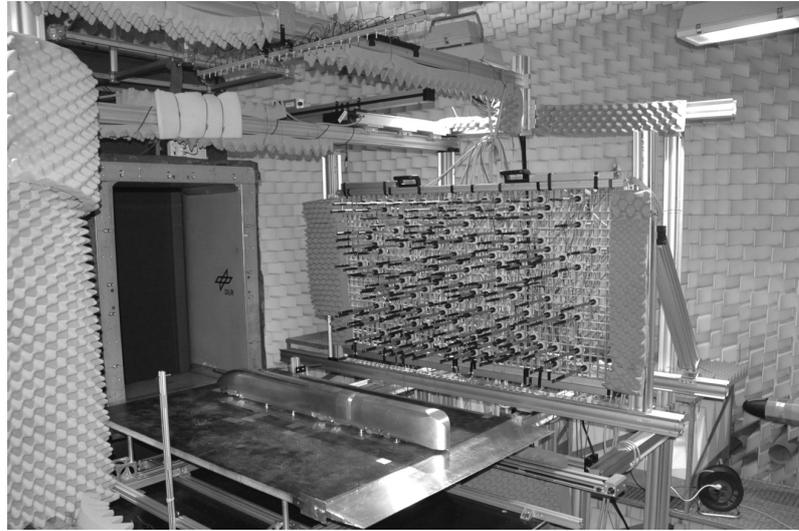


Abbildung 3.2: Der Aufbau in der Messstrecke des AWB. Im Vordergrund befindet sich das Modell des ICE3, montiert auf einer *Splitter plate*. Im Hintergrund außerhalb der Strömung befindet sich das Mikrofonarray. Über der Messstrecke befindet sich ein Linienarray zu Erfassung des nach oben hin abgestrahlten Schalls.

mit Abständen von 5 cm angeordnet waren. Diese Array wurde zu Untersuchungen des nach oben abgestrahlten Schalls genutzt. Die Mikrofone der beiden Arrays befanden sich außerhalb der Strömung, und die stationären Effekte auf die Wellenausbreitung aufgrund des Scherschicht-Durchgangs werden durch die in Kapitel 3.4.4 beschriebenen Korrekturen bei der Auswertung berücksichtigt. Im Vordergrund ist das ICE3-Modell zu sehen, welches auf einer *Splitter plate* montiert ist. Diese *Splitter plate* besitzt eine elliptische Nase und eine spitz zulaufende Hinterkante. Die Vorderkante der Platte ist 10 cm oberhalb der Unterkante der Düse positioniert, und schält dadurch die sich an die Düsenkante stromab entwickelnde Scherschicht ab. Stromabwärts des Staupunkts an der Vorderkante der *Splitter plate* entwickelt sich eine neue Grenzschicht, die dünner ist, als eine entsprechende Windkanalgrenzschicht, die man erwarten würde, wenn man bündig an die Düse eine Platte anbringen würde. Wie in Kapitel 3.1 erörtert wurde, ist es das Ziel, im Windkanalexperiment die Grenzschicht auf dem Boden so dünn wie möglich zu halten.

### 3.2.2 Der kryogene Windkanal (DNW-KKK)

Der kryogene Windkanal in Köln (DNW-KKK) der Stiftung Deutsch-Niederländischer Windkanäle (DNW) ist ein Windkanal Göttinger Bauart mit geschlossener Messstrecke, welche eine Querschnittsfläche von  $2,4 \times 2,4 \text{ m}^2$  besitzt. Durch Einbringung von flüssigem Stickstoff, der anschließend verdampft wird,

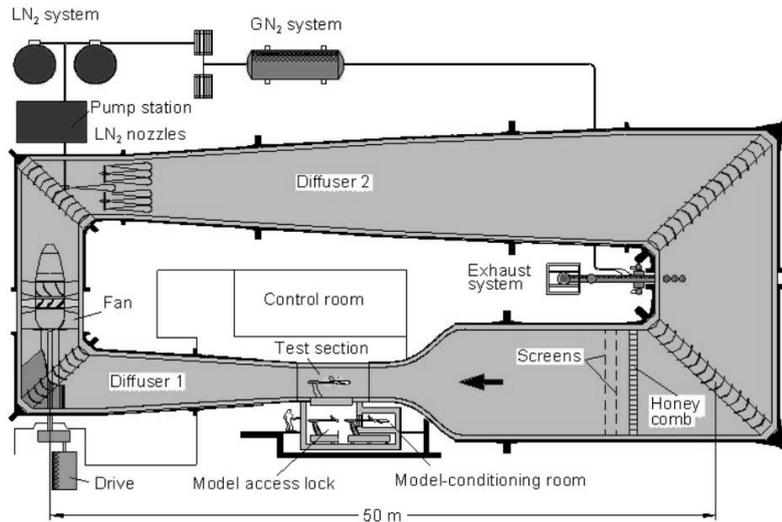


Abbildung 3.3: Draufsicht auf den DNW-KKK. Die Strömung bewegt sich im Uhrzeigersinn. Quelle: <http://www.dnw.aero>, Zugriff am 29.11.2011.

kann das Arbeitsgas auf bis zu  $T = 100 \text{ K}$  heruntergekühlt werden. Während des Kühlbetriebs befindet sich eine reine Stickstoffgas-Atmosphäre im Windkanal. Die Machzahl kann über einen Bereich von  $0,050 \leq Ma \leq 0,300$  variiert werden, was in einem Reynoldszahl-Bereich von  $0,300 \times 10^6 \leq Re \leq 3,800 \times 10^6$ , basierend auf der Zugbreite von  $L = 0,12 \text{ m}$ , resultiert. Die Windkanalsteuerung erlaubt die Vorgabe einer bestimmten Mach- oder Reynoldszahl, der Temperatur oder der Strömungsgeschwindigkeit. Unter Angabe eines weiteren Strömungsparameters werden dann die übrigen Variablen angepasst. Die Zusammenhänge zwischen der Mach- und der Reynoldszahl für verschiedene konstant gehaltene Temperaturen für ein 1:25 skaliertes Modell für den möglichen Parameterraum im DNW-KKK sind in den Graphen in Abb. 2.6 in Kapitel 2.3.1 wiedergegeben.

Abb. 3.4 zeigt ein Foto, welches in der Messstrecke des DNW-KKK aufgenommen wurde. Das verwendete Modell des ICE3 ist auf einem drehbaren *Ground board* montiert, um auch die für aerodynamische Untersuchungen wichtigen Schiebewinkel-Polaren aufnehmen zu können. In dieser Arbeit werden jedoch nur die Ergebnisse bei  $0^\circ$  Anströmwinkel diskutiert. Aus ähnlichen Gründen, aus

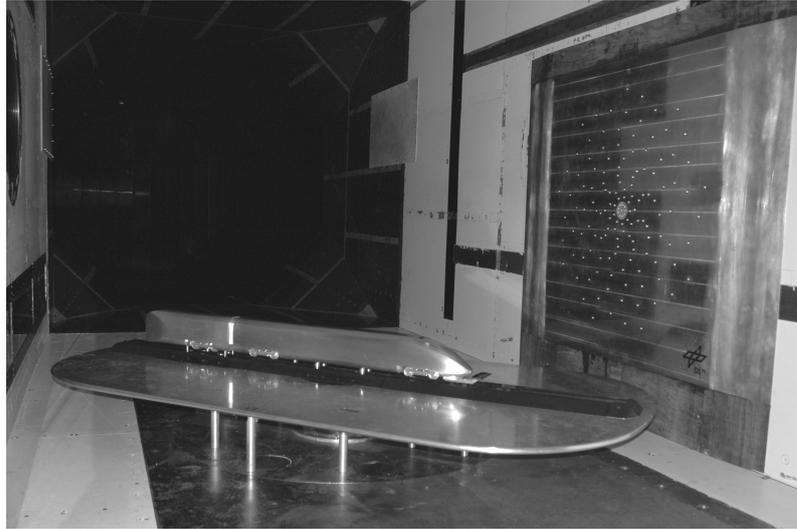


Abbildung 3.4: Der Aufbau in der Messstrecke des DNW-KKK. Im Vordergrund befindet sich das Modell des ICE3, montiert auf einem drehbaren *Ground board*. Auf der rechten Seite an der Windkanalwand ist das Mikrofonarray montiert.

denen im AWB eine *Splitter plate* eingesetzt wurde (siehe Abschnitt 3.2.1), findet im DNW-KKK eine sogenanntes *Ground board* Verwendung. Das *Ground board* soll im Falle einer geschlossenen Messstrecke dafür sorgen, dass sich das Modell außerhalb der Windkanalgrenzschicht befindet, wie in Kapitel 3.1 bereits erörtert wurde. Aufgrund der hohen mechanischen Belastung besteht das *Ground board* aus einer 20 mm dicken Aluminiumplatte, die auf einer Vielzahl von Bolzen auf dem Boden des Windkanals montiert ist. An dieser Stelle sei schon einmal auf Abschnitt 3.4.3 hingewiesen, in dem gezeigt wird, dass dieser Aufbau zu starken Hintergrundgeräuschen führt, die die Mikrofonarray-Messungen negativ beeinflussen. Die Anwendung des speziellen Filteralgorithmus Biclean kann diese Störungen abschwächen. Auf der rechten Seite auf dem Foto in Abbildung 3.4 ist das Mikrofonarray zu sehen

Abbildung 3.5 zeigt den Aufbau im DNW-KKK einer zweiten Messkampagne, die am Doppelmodell des NGT2 durchgeführt wurde. Das Doppelmodell des NGT2 befindet sich im Zentrum der Messstrecke. Auf der linken Seite befindet sich das an der Wand montierte Mikrofonarray.

#### 3.2.3 Die Seitenwindversuchsanlage (SWG)

Die Seitenwindversuchsanlage Göttingen (SWG) ist ein geschlossener Nieder- geschwindigkeits Windkanal Göttinger Bauart. Abb. 3.6 zeigt eine Drauf- und Sei-



Abbildung 3.5: Der Aufbau in der Messstrecke des DNW-KKK. Im Vordergrund befindet sich das Doppelmodell des NGT2. Auf der linken Seite befindet sich das an der Wand montierte Mikrofonarray.

tenansicht der Anlage. Bei der maximal möglichen Strömungsgeschwindigkeit von  $U_\infty = 65 \text{ m/s}$  wird eine Reynoldszahl von  $Re = 0,450 \times 10^6$  erreicht. Die Messstrecke des SWG besitzt einen Querschnitt von  $2,4 \times 1,6 \text{ m}^2$ . Die Messstrecke bietet eine sehr gute Zugänglichkeit für die Anwendung optischer Messverfahren. In dieser Anlage fanden sowohl die Untersuchungen zur Unterboden-Aerodynamik mittels Laser Doppler Anemometrie (LDA) am Doppelmodell des NGT2, als auch die später zitierten Grenzschichtuntersuchungen von Fey et al. [59] mit temperaturempfindlicher Farbe (TSP) am ICE3 statt.

### 3.3 Die Windkanalmodelle

In diesem Kapitel werden die je im Maßstab 1:25 gefertigten Windkanalmodelle vom Typ Inter City Express 3 und Next Generation Train 2 vorgestellt. Für alle Betrachtungen der Reynoldszahl-Abhängigkeit in dieser Arbeit wird als charakteristische Länge  $L = 0,12 \text{ m}$  für beide Zugmodelle gewählt. Im Bereich der Zug-aerodynamik ist es üblich, für den realen Zug unabhängig von der exakten Breite eine charakteristische Länge von  $L = 3,00 \text{ m}$  anzusetzen, wodurch sich mit dem Modellmaßstab der zuvor genannten Wert ergibt.

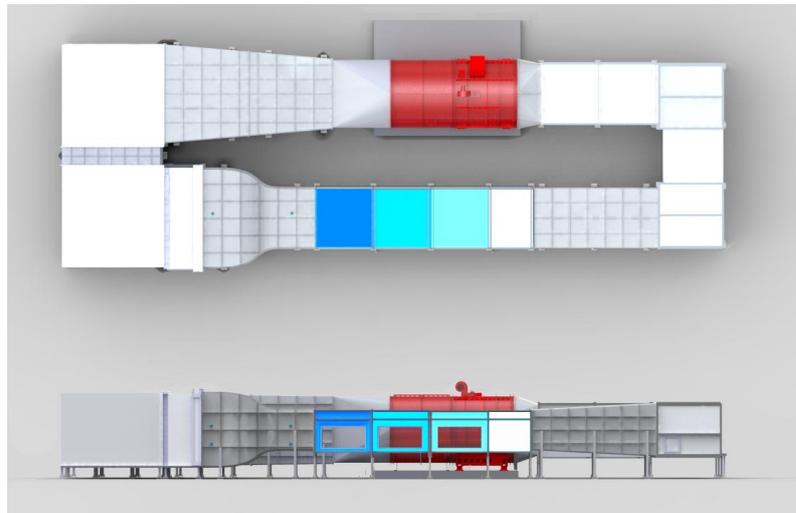


Abbildung 3.6: Die Seitenwindversuchsanlage

#### 3.3.1 Der Inter City Express 3 (ICE3)

Das Modell des Inter City Express 3 (ICE3) wurde bei den Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal AWB und im kryogenen Windkanal DNW-KKK eingesetzt.

Der ICE3 wird seit 1997 mit einer Höchstgeschwindigkeit von  $300 \text{ km/h}$  im Regelbetrieb in deutschen und europäischen Bahnnetzen eingesetzt. Das in Abb. 3.7(a) gezeigte Modell wurde bereits für eine Vielzahl von aerodynamischen Benchmark Tests im Windkanal genutzt, und eine genaue Beschreibung findet sich in der Norm *DIN EN 14067-6:2010*. Abweichend von der Norm wurde für einige Testfälle im AWB optional ein generischer Pantograph auf dem Endwagen oder dem Abströmkörper installiert, von dem in Abb. 3.7(b) eine Nahaufnahme gezeigt wird. Der Abströmkörper wird im Folgenden als Bahnwagen-Attrappe bezeichnet (BWA). Das Modell besitzt den für aerodynamische Test üblichen Detaillierungsgrad. Details, wie Antennen, Luftein- und auslässe und Ausrüstung auf dem Dach und unter dem Zug sind am Modell nicht nachgebildet, da deren Einflüsse auf die aerodynamischen Beiwerte vernachlässigbar sind. Die wichtigsten im Hinblick auf die Aeroakustik vorhandenen Details sind die Drehgestellbereiche mit den Radkästen, der Wagenübergang zwischen Endwagen und BWA und der optionale Pantograph. Der Stromabnehmer besteht aus mehreren zylindrischen Elementen mit unterschiedlichen Durchmessern zwischen  $0,1$  und  $4,0 \text{ mm}$  und unterschiedlichen Orientierungen zur Strömung. Im Gegensatz zu einem Zylinder ist es unmöglich, eine eindeutige charakteristische Länge für eine komplexe

Geometrie wie den Stromabnehmer festzulegen. Daher wird *a priori* bei den Untersuchungen in dieser Arbeit ein mittlerer Durchmesser von  $L = 2$  mm als charakteristische Länge gewählt. Für die späteren aeroakustischen Untersuchungen sind die Schleifleisten und die Pantographenhörner von besonderer Bedeutung, welche entsprechend in der Abb. 3.7(b) markiert werden.



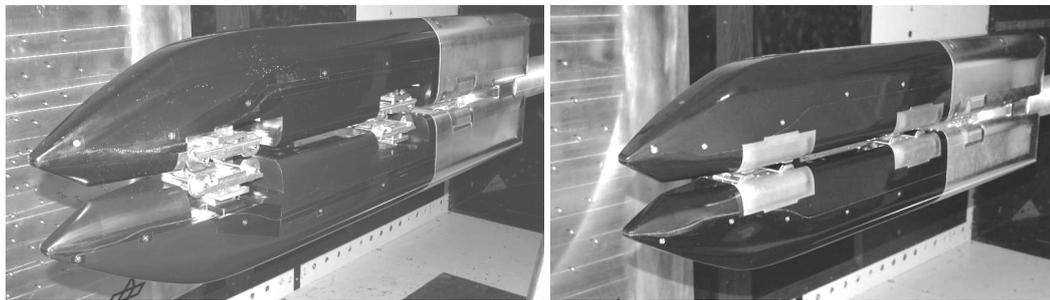
Abbildung 3.7: (a): Das ICE3 Modell im Maßstab 1:25 mit den für die Aeroakustik relevanten Details, wie Drehgestelle, Wagenübergang zwischen Endwagen und der BWA und dem optionalen Pantographen. (b): Nahaufnahme des Pantographenmodells.

### 3.3.2 Der Next Generation Train 2 (NGT2)

Der NGT2 ist im Gegensatz zum ICE3 kein Zug, der im realen Bahnbetrieb eingesetzt wird. Der NGT2 stellt die mittlerweile zweite Konzeptstudie eines modernen Doppelstock-Hochgeschwindigkeitszugs dar, die innerhalb des interdisziplinären DLR-Projektes "Next Generation Train"<sup>2</sup> entstanden ist. Aus zweierlei Gründen wurde für den NGT2 ein alternativer Aufbau zu den Experimenten am ICE3 unter der Verwendung einer Doppelmodell-Anordnung realisiert. Die Experimente am ICE3 im DNW-KKK zeigen, dass das *Ground board* eine starke aeroakustische Schallquelle darstellt, die sich negativ auf die Messergebnisse auswirkt. Darüber hinaus ermöglicht die Doppelmodell-Anordnung gegenüber dem Aufbau mit *Ground board* oder *Splitter plate* eine realitätsnähere Unterbodenströmung im Windkanalexperiment.

Für den NGT2 sind Verkleidungen für die Drehgestellkavitäten vorgesehen, die den aerodynamischen Widerstand wie auch den aerodynamisch induzierten Schall reduzieren sollen. Auch das Modell verfügt über diese optionalen Anbauteile. Die Abbildung 3.8 zeigt die beiden Konfigurationen mit und ohne montierte Abdeckungen, im Folgenden als Konfiguration 1 und Konfiguration 2 bezeichnet. Darüber hinaus bietet die Spiegelmodell-Anordnung des NGT2 durch eine

<sup>2</sup>Für mehr Details sei auf <http://www.dlr.de/ngt> verwiesen. Aufruf der Website am 02.05.2012.



(a) Konfigurationen 1

(b) Konfigurationen 2

Abbildung 3.8: Das Doppelmodell des NGT in den beiden untersuchten Konfigurationen. Abbildung (a) zeigt das Modell mit, und Abbildung (b) ohne montierte Drehgestellverkleidungen.

dritte Konfiguration die Option, zwischen den beiden Modellen eine 15 mm dicke Trennplatte einzufügen, wodurch dieser Aufbau dann einem konventionellen Windkanal-Aufbau mit *Splitter plate* oder *Ground board* entspricht. Die Zugmodelle werden jeweils um die halbe Trennplattendicke weiter auseinander positioniert, um den korrekten Bodenabstand beizubehalten. Diese Variation erlaubt es, den Einfluss der unterschiedlichen experimentellen Methoden zur Erzeugung einer realitätsnahen Unterbodenströmung mittels Doppelmodell und *Splitter plate*, bzw. *Ground board* im Windkanal auf Aerodynamik und -akustik untersuchen zu können.

#### 3.4 Die Mikrofonarray-Messtechnik

Zur Schallquellenanalyse an den Zugmodellen im Windkanal wird in dieser Arbeit die Mikrofonarray-Messtechnik eingesetzt. Diese Technik erlaubt die Lokalisierung und Quantifizierung von Schallquellen auch unter akustisch anspruchsvollen Bedingungen, wie sie in der Regel in Windkanälen vorherrschen. Mit der Ausnahme von speziellen aeroakustischen Windkanälen findet man ein hohes Hintergrundgeräusch-Niveau und reflektierende Berandungen vor, welche die Messergebnisse negativ beeinflussen können.

Neben der Mikrofonarray-Messtechnik werden auch andere hoch-direktionale System erfolgreich bei Windkanalexperimenten eingesetzt, die aus einem akustischen Hohlspiegel und einem Mikrofon bestehen. Bei der Fokussierung auf eine Schallquelle kommt es zu einer Verstärkung um mehrere Dezibel. Somit wird das Erfassen von Schallquellen ermöglicht, welche sich bei Messung mit einem einzigen omnidirektionalen Mikrofon im Fernfeld mangels ausreichend hohem Signal-Rauschabstand ("Signal-to-noise ratio", SNR) nicht vom Hintergrundraus-

schen abheben würden. In Grosche et al. [60] finden sich die Grundlagen zu dieser Messtechnik, und in Grosche et al. [61] werden aeroakustische Messungen an einem Personenkraftwagen mittels eines elliptischen Hohlspiegels präsentiert. Takashi et al. [62] nutzen diese Technik für aeroakustische Untersuchungen an einem Doppelmodell des Shinkansen Zuges im Windkanal. Die Messtechnik ermöglichte bei diesen Untersuchungen eine räumliche Filterung der Schallquellen im Bereich der Drehgestelle und der Wagenübergänge. Nachteil dieser Methode ist, dass die Brennpunkte der Spiegel unveränderlich sind. Um eine flächige Information einer Schallquellenverteilung zu erhalten, muss der Spiegel traversiert werden, was einen hohen zeitlichen Aufwand bei der Datenaufnahme bedeutet. Mittels geeigneter Algorithmen in der Daten-Nachbearbeitung liefert hingegen die Mikrofonarray-Messtechnik basierend auf einer einzelnen Messung eine räumliche Information über die Quellenverteilung. Des Weiteren eröffnet die Mikrofonarray-Messtechnik die Möglichkeit, auch in Windkanälen mit geschlossenen Messstrecken Messungen durchzuführen. Untersuchungen im kryogenen Windkanal sind mit einem Hohlspiegel aus praktischen Gründen nicht durchführbar.

Einen Überblick über die Mikrofonarray-Messtechnik in der Aeroakustik ist in dem Buch von Mueller [63] gegeben. Michel [64] liefert einen geschichtlichen Überblick über die Entwicklung der Mikrofonarray-Technik in der Strömungsakustik für die Bereiche der Schienenfahrzeuge, der Luftfahrt und für Anwendungen im Windkanal. Die Grundlagen der Array-Auswertelgorithmen sind in Johnson & Dudgeon [65] und in Brandstein & Ward [66] beschrieben. Ein umfassender Literaturüberblick über die Mikrofonarray-Messtechnik, sowie eine ausführliche Herleitung des robusten Delay-and-Sum Beamformer Algorithmus (DSB) im Frequenzbereich ist in der Dissertation von Koop [67] nachzulesen. Der von seinen Grundzügen her primitive DSB spielt eine zentrale Rolle bei der Auswertung von Array-Signalen, und wird daher knapp vorgestellt. Repräsentativ geschieht dies an dieser Stelle im Zeitbereich, was besonders anschaulich ist. Abb. 3.9 skizziert die wesentlichen Aspekte. Der DSB beruht auf der Ausnutzung der Phasenverschiebungen zwischen denen von einzelnen Arraysensoren aufgezeichneten Signalen. Die akustischen Laufwege von einem frei wählbaren Fokuspunkt zu jedem Arraymikrofon sind über einfache geometrische Betrachtungen bekannt. Über die Schallgeschwindigkeit ist dadurch auch der zeitliche Versatz zwischen den Signalen der Arraymikrofone bekannt, wenn man davon ausgeht, dass der Fokuspunkt Ursprung einer Kugelwelle ist. Mit diesem zeitlichen Versatz  $\Delta_n$  wird nun jeweils das  $n$ -te Mikrofonsignal  $y_n(t)$  kompensiert. Dies bedeutet, dass alle Mikrofone nun einen Impuls, dessen Ursprung im Fokuspunkt liegt, zeitgleich wahrnehmen würden. Zusätzlich werden die Signale noch mit  $W_n$  gewichtet, um die unterschiedlich langen Laufwege vom Fokuspunkt zu den Arraymikrofonen zu berücksichtigen. Die zeitlich kompensierten Signale werden nun aufsummiert und durch die Anzahl der Mikrofone normiert. Befindet sich im

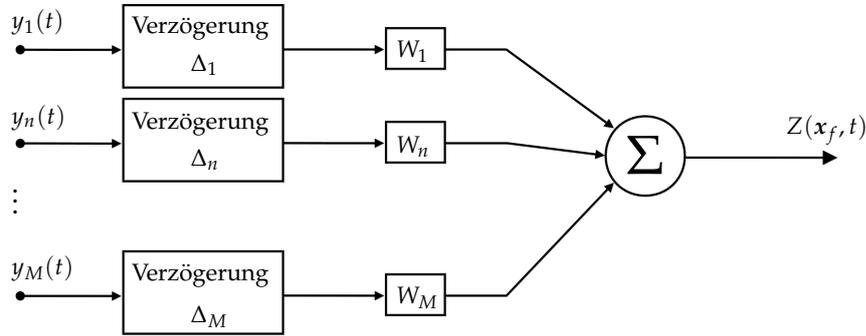


Abbildung 3.9: Das Prinzip des Delay-and-Sum Beamformer Algorithmus, adaptiert aus Johnson & Dudgeon [65]. Das  $n$ -te Zeitsignal  $y_n(t)$  wird mit  $\Delta_n$  zeitlich verzögert und mit  $W_n$  gewichtet. Anschließend werden alle Signal aufsummiert. Man erhält schließlich den Array-Ausgang  $Z(x_f, t)$ .

Fokuspunkt tatsächlich eine Quelle, erhält man durch konstruktive Interferenz ein erhöhtes Array-Ausgangssignal  $Z(x_f, t)$ . Befindet sich dort keine Quelle, wird der Arrayausgang durch destruktive Interferenz gedämpft.

Bei denen im Windkanal gewonnen Daten wird von statistisch stationären Signalen ausgegangen, was bedeutet, das das Signal invariant gegenüber Verschiebungen in der Zeit innerhalb der Messzeit ist (siehe Hänslers [68]). Für diese Fälle empfiehlt sich die Auswertung im Frequenzbereich, was die gesamte Berechnung schneller macht. Der Arrayausgang  $A(x_f, \omega)$  für den Frequenzbereich, berechnet für den Fokuspunkt  $x_f$  lässt sich gemäß

$$A(x_f, \omega) = \frac{\mathbf{e}^\dagger \mathbf{W} \mathbf{R}(\omega) \mathbf{W}^\dagger \mathbf{e}}{M^2} \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

in der Matrixnotation darstellen. Dabei bezeichnet  $(.)^\dagger$  die konjugiert-komplexe und transponierte Matrix, bzw. den konjugiert-komplexen und transponierten Vektor und  $\omega$  die Kreisfrequenz. Der zeitliche Versatz wird über einen komplexen Phasenfaktor eingebracht. Die Phasenfaktoren jedes einzelnen Arraymikrofons bezogen auf einen Fokuspunkt werden im sogenannten *Steering*-Vektor  $\mathbf{e}$  zusammengefasst:

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} e^{-i\omega\Delta_1, x_f} \\ e^{-i\omega\Delta_n, x_f} \\ \vdots \\ e^{-i\omega\Delta_M, x_f} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Dabei steht  $\Delta_{n,x_f}$  für die akustische Laufzeit vom Fokuspunkt  $x_f$  zum  $n$ -ten Arraymikrofon. Die Matrix  $R$  beinhaltet die  $M \times M$  Kreuzspektren, die zuvor zwischen den Signalen berechnet wurden. Bei der Berechnung der zuvor benötigten Fourier-transformierten Signale ist es sinnvoll, über die mit der Hanning-Funktion gewichtete Fenster zu mitteln. Zu Details bezüglich der Signalverarbeitung sei auf Schröder [69] verwiesen. Die Matrix  $W$  sorgt, wie oben schon angedeutet, für eine Gewichtung der Signale. Dabei gilt Gleichung (3.1), wenn die volle Matrix  $R$  zur Berechnung genutzt wird. Allerdings ist bekannt (siehe Dougherty [63,70] und Kern & Opfer [71]), dass durch ein Nullsetzen der Diagonalelemente ein höherer Signal-Rausch Abstand in den Quellkarten erreicht werden kann, wenn die Messungen statistisch unkorrelierten Störquellen ausgesetzt sind. Diese degradierte Korrelationsmatrix wird mit  $R_{\text{deg}}(\omega)$  bezeichnet. Wird dieses Verfahren angewendet, gilt die Gleichung

$$A(x_f, \omega) = \frac{e^\dagger W R_{\text{deg}}(\omega) W^\dagger e}{M^2 - M}. \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

Zu beachten dabei ist, dass die degradierte Korrelationsmatrix nicht mehr zwangsläufig positiv definit ist, und Gleichung (3.4) in Einzelfällen auch nicht-physikalische, negative Intensitäten liefern kann, die bei der Auswertung nicht betrachtet werden. Allen Auswertungen in dieser Arbeit liegt die degradierte Korrelationsmatrix zugrunde.

*A priori* sind die Quellpositionen unbekannt. Daher ist es notwendig ein Raster über den zu untersuchenden Bereich abzuscannen, um eine flächige Information zu erhalten. Im Gegensatz zur Schallquellenlokalisierung mittels eines Hohlspiegels geschieht hier das "Scannen" in der digitalen Nachbearbeitung der Daten, was den zeitlichen Aufwand bei der Durchführung des Experiments gering hält.

### 3.4.1 Die Punktverbreiterungsfunktion und Möglichkeiten zur Entfaltung

Ein Mikrofonarray weist in der Praxis eine endliche Ausdehnung und eine endliche Anzahl von Mikrofonen auf, wodurch das Wellenfeld nur an diskreten Punkten abgetastet wird. Aufgrund dieser Tatsache ergibt sich eine Filterfunktion, mit der das Wellenfeld gefiltert wird. Nach Johnson & Dudgeon [65] wird diese Filterfunktion als *Array-Pattern* bezeichnet; an anderen Stellen wird von einer Punktverbreiterungsfunktion gesprochen, im Folgenden abgekürzt durch PSF (Point-spread-function). Die Quellverteilungen  $X$  sind mit der PSF  $A$  gefaltet, deren Form von der Anordnung und Anzahl der Mikrofone, der Apertur des Arrays, der Position

und Art der Quelle und von der Frequenz abhängt. Das durch

$$Y = A * X \quad (3.6)$$

repräsentierte Gleichungssystem verknüpft das klassische Beamforming Ergebnis  $Y$ , welches gegeben ist durch die Faltung  $*$  aus der eigentlichen Quellenverteilung  $X$  mit der PSF  $A$ . Abb. 3.10 zeigt exemplarisch eine PSF für das im aeroakustischen Windkanal verwendete Mikrofonarray für eine Frequenz von  $f = 10$  kHz und einem simulierten Monopol, der sich 1 m zentral vor dem Array befindet. Wie man sieht, enthält die PSF neben dem Hauptmaximum in  $x = y = 0$  m eine Reihe von Nebenmaxima. Durch eine geeignete Wahl der Mikrofonanordnung und

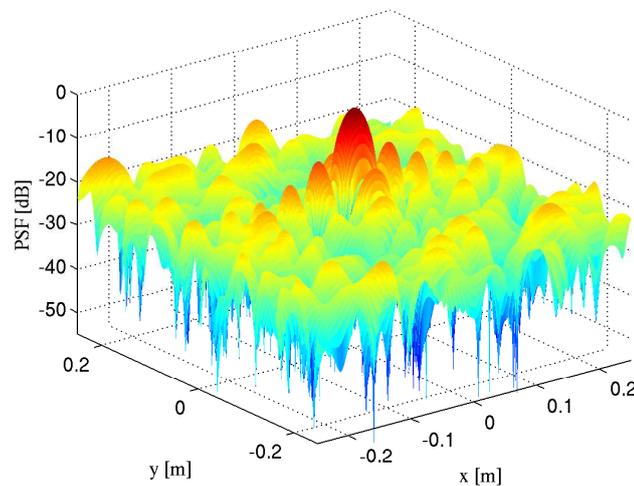


Abbildung 3.10: Die PSF des Arrays, wie es im Aeroakustischen Windkanal verwendet wurde, exemplarisch für eine Frequenz von  $f = 10$  kHz, und einen simulierten Monopol, der sich circa 1 m vor dem Array befindet. Der Arrayausgang ist in dB angegeben, normiert auf das Maximum.

durch die Verwendung spezieller Entfaltungsalgorithmen kann eine Verbesserung der Qualität der Beamforming Ergebnisse erzielt werden. Abhängig von dem zu untersuchenden Frequenzbereich und der geometrischen Verhältnisse beim Experiment ist ein Kompromiss für die Mikrofonanordnung zu wählen, die für die gegebenen Parameter eine "gutmütige" PSF besitzt. Eine "gutmütige" PSF ist einerseits gekennzeichnet durch eine gute räumliche Auflösung, repräsentiert durch ein Hauptmaximum mit möglichst geringer Halbwertsbreite, und andererseits durch eine hohe Dynamik, gegeben durch das Verhältnis der Höhen von Haupt- und Nebenmaxima (Mainlobe-to-Sidelobe Ratio, MSR). Je geringer die zu untersuchende

Frequenz, desto geringer die räumliche Auflösung des Arrays. Gleichzeitig verringert sich bei gleicher Sensoranordnung die Dynamik bei hohen Frequenzen. Zu Details bezüglich der Auslegung eines Mikrofonarrays sei auf Mueller [63] verwiesen. In diesem Buch wird für eine breitbandig Auslegung eine Anordnung aus logarithmischen Spiralarmlen empfohlen, wie auch von Underbrink & Dougherty [14], bzw. von Dougherty [15] propagiert wird. Diese Anordnung wurde bei dem Mikrofonarray realisiert, welches bei den Messungen im kryogenen Windkanal eingesetzt wurde. Das Mikrofonlayout des Arrays, welches im aeroakustischen Windkanal eingesetzt wurde, kann durch seine Bauart leicht an die Messbedingungen angepasst werden. Bei diesem Array wurde ausgehend von einer zufälligen Verteilung der Mikrofone eine Layoutoptimierung durchgeführt. Auf dieses Verfahren wird später noch eingegangen.

In den letzten Jahren wurde viel Entwicklungsarbeit in die sogenannten Entfaltungsalgorithmen investiert. Ziel ist es dabei, die PSF  $A$  aus den Quellkarten  $Y$  zu entfalten, um dadurch die Quellverteilung  $X$  zu erhalten:

$$X = A^{-1} * Y. \quad (3.7)$$

Der Einfluss der verwendeten Sensoranordnung auf die Messergebnisse kann so minimiert werden, und die räumliche Auflösung erhöht werden. Letztere gilt besonders bei niedrigen Frequenzen als Manko des DSB. Problematisch kann jedoch die Bestimmung der PSF  $A$  sein.

Der im Jahr 1974 ursprünglich für die Entfaltung von Bildern in der Radioastronomie vorgestellte CLEAN Algorithmus von Högbom [72] wurde im Jahr 1998 von Dougherty & Stoker [73] für Mikrofonarray-Messungen adaptiert. Eine detaillierte mathematische Beschreibung wurde von Schwarz [74] veröffentlicht. Der CLEAN Algorithmus setzt eine Zusammensetzung der PSF aus einzelnen monopolartigen Elementarquellen unterschiedlicher Stärke voraus. Ort und Stärke der stärksten Elementarquelle in dem Bild werden bestimmt, und in einer sogenannten Clean Beam map als gaußförmig verbreiteter Punkt abgelegt. Anschließend wird die zu dieser Elementarquelle gehörende PSF berechnet und vom Gesamtbild abgezogen. In dem degradierten Bild wird abermals Ort und Stärke der stärksten Elementarquelle bestimmt, und erneut in die Clean Beam map als gaußförmig verbreiteter Punkt übertragen. Der iterative Prozess kann gestoppt werden, bis alle Quellen detektiert worden sind, oder wenn ein zuvor vorgegebener Dynamikbereich der Quellkarte erreicht wird. Der Dynamikbereich, also der Abstand zwischen der stärksten auftretenden und schwächsten gerade noch detektierbaren Quelle, liegt je nach Güte des Mikrofonarrays und den akustischen Randbedingungen typischerweise bei 6 – 20 dB.

Im Jahr 2004 stellen Brooks & Humphreys [75] einen Beamforming-Entfaltungsalgorithmus mit dem Namen DAMAS (Deconvolution Approach for

the Mapping of Acoustic Sources) vor, welche auf der iterativen Lösung des inversen Problems basiert, welches in Gleichung (3.7) dargestellt wird. Dabei wird zur Lösung von  $X$  eine statistisch unabhängige, also inkohärente Quellenverteilung angenommen. Die Matrix  $A$  besitzt einen geringen Rang und die inverse Matrix  $A^{-1}$  besitzt daher keine eindeutige Lösung, wodurch auch das Gleichungssystem (3.7) nicht eindeutig lösbar ist. Das Verfahren besitzt einen hohen numerischen Rechenaufwand und je nach Qualität der zugrunde liegenden Daten kann es auch zu nicht-physikalischen Lösungen kommen. Durch zahlreiche Erweiterungen, wie beispielsweise DAMAS2 von Dougherty [76] wurde versucht das Verfahren schneller und robuster zu machen, oder räumliche Kohärenz zwischen den Elementarquellen zuzulassen (DAMAS-C von Brooks & Humphreys [77]). Ein Vergleich zwischen den iterativen Entfaltungsalgorithmen DAMAS von Brooks & Humphreys [75], der Erweiterung DAMAS2 von Dougherty [76] und zwei weiteren Fourier-basierenden Ansätzen ist in Ehrenfried & Koop [78] dargestellt.

Eine mögliche räumliche Kohärenz innerhalb einer Quellenverteilung ist jedoch ein generelles Problem aller Beamforming-Algorithmen. Horne et al. [79] untersuchten im Jahr 2000 anhand von Simulationen den Effekt von Kohärenz räumlich verteilter Quellen auf Mikrofonarray-Messungen. In diesem Zusammenhang schlugen Sie eine Modifikation des DSB vor, welche im Jahr 2000 von Sijtsma & Holthusen [80] zur Detektion und Berücksichtigung von Spiegelquellen bei aeroakustischen Arraymessungen genutzt wurde. Auf Grundlage dieser Arbeiten entwickelte Sijtsma im Jahr 2007 den CLEAN-SC Algorithmus [81–83], der im Folgenden vorgestellt wird.

Beim CLEAN-SC Algorithmus macht man sich die räumliche Kohärenz zwischen dem Hauptmaximum und den Nebenmaxima innerhalb der PSF zu Nutze. Die PSF der jeweiligen Schallquelle wird dabei aus der zuvor berechneten räumlichen Kohärenz über einen iterativen Prozess tatsächlich bestimmt. Beim CLEAN-SC Algorithmus wird die Annahme des CLEAN Algorithmus vermieden, dass sich die Quellkarte aus einer Anzahl von PSF'en zusammensetzt, sondern es wird die tatsächliche, aus der Kohärenz berechnet PSF zur Entfaltung genutzt. Bei der Auswertung realer Messdaten kann die Gestalt der tatsächlichen PSF stark von der synthetisch erzeugten und auf der Monopolannahme basierenden PSF abweichen, wenn beispielsweise räumlich ausgedehnte Multipol-Quellen auftreten. Ansonsten ist der iterative Prozess ähnlich dem des CLEAN Algorithmus. Die Darstellung der Quellverteilungen geschieht auch hier gemäß Sijtsma [81–83] gaußverbreitert, um einen besseren visuellen Eindruck zu erhalten. Neben einer Erhöhung der räumlichen Auflösung ist es möglich Quellkarten zu erhalten, aus denen die Eigenantwort des Mikrofonarrays extrahiert worden ist. Dies wiederum führt zu quantitativ belastbaren Ergebnissen, da der Einfluss des Messgeräts durch das Entfalten aus den Messergebnissen extrahiert wird.

### 3.4.2 Berechnung integrierter Spektren

Neben der Berechnung von Quellkarten, die die räumliche Verteilung wiedergeben, existieren weitere Methoden, die das Berechnen von Spektren über die Integration vordefinierter Quellgebiete erlauben. Wird zur Berechnung der DSB-Algorithmus herangezogen, so muss der Einfluss der PSF bei der Integration über die Quellkarte berücksichtigt werden. Brooks & Humphreys [84], wie auch Oerlemans et al. [85] schlagen vor, jeden Fokuspunkt jeweils mit dem Integral der PSF zu normalisieren. Für die Berechnung der PSF wird dabei eine Monopolquelle im Zentrum des Quellgebiets simuliert. Da die PSF frequenzabhängig ist, erhält man auch eine frequenzabhängige Kalibrierfunktion. Diese Methode setzt eine Verteilung von unkorrelierten Quellen voraus, und liefert unbefriedigende Ergebnisse bei der quantitativen Beurteilung von beispielsweise Hinterkantengeräuschpegeln aus Mikrofonarray-Messungen, da es sich bei diesen Quellen um räumlich ausgedehnte kohärente Quellen handelt. Zur Berücksichtigung der Kohärenz entwickelten Oerlemans & Sijtsma [86] Kalibrierfunktionen, die nicht nur von der Frequenz, sondern zusätzlich auch von der Kohärenzlänge der Quelle abhängen. Zur Bestimmung der Kohärenzlänge in der Quellkarte wird dabei auf die schon im letzten Abschnitt erwähnte modifizierte Beamforming-Methode von Horne et al. [79] zurückgegriffen.

Neben der Normierung mittels einer Kalibrierfunktion weisen Brooks & Humphreys [84] bereits darauf hin, dass die Wahl der Größe eines Integrationsbereichs in der Quellkarte Einfluss auf die berechnete Quellstärke haben kann, sofern die Quellstärke bis zum Rand des Integrationsbereichs nicht hinreichend weit abgesunken ist. Je niedriger die Frequenz, desto geringer ist die räumlich Auflösung, und die Quellen werden räumlich stark verschmiert wiedergegeben. Dies bedeutet, dass die Integrationsbereiche entsprechend groß zu wählen sind.

Entfaltungsalgorithmen, wie CLEAN-SC (siehe Kapitel 3.4.1) liefern Quellkarten, bei denen die räumliche Ausdehnung von Quellen theoretisch nicht frequenzabhängig ist. Anteile durch die PSF, die bei der Integration einen Beitrag liefern würden, sind entfaltet. Die Integration geschieht im Idealfall über die tatsächliche Quellverteilung, und die zuvor aufgeführte Normierung mit Kalibrierfunktionen entfällt. Die räumliche Ausdehnung der Quelle in der Quellkarte ist nun frequenzunabhängig und die Festlegung des Integrationsbereichs wird unkritischer. Zudem subtrahiert CLEAN-SC akustische Reflexionen, die ebenfalls als kohärente Anteile in den Quellkarten erscheinen können. Damit wird eine Überbewertung der integralen Quellstärke verhindert, falls sich Schallquelle und deren Reflexion im gleichen Integrationsgebiet befindet.

Allerdings reduziert CLEAN-SC ausgedehnte und kohärente Quellen zu Punktquellen. Dieser Effekt besitzt bei den vorliegenden Untersuchungen nur eine geringe Relevanz, da an den Zugmodellen nur räumlich gering ausgedehnte kohärente

Quellen zu erwarten sind.

Sofern nichts Anderes erwähnt wird, wird in dieser Arbeit bei der Berechnung integrierter Spektren auf Quellkarten zurückgegriffen, die mit dem CLEAN-SC Algorithmus berechnet wurden.

### 3.4.3 Der BiClean Algorithmus

Die in Kapitel 4.2 diskutierten Ergebnisse der Arraymessungen, die im kryogenen Windkanal gewonnen wurden, sind massiv durch Störgeräusche im Windkanal beeinflusst. Dies äußert sich durch Artefakte in den Quellkarten und einem beschränkten Signal-Rauschabstand. Bei näheren Untersuchungen kann das verwendete *Ground board* als Ursache für starkes Hintergrundrauschen ausgemacht werden. Zur Untersuchung des Einflusses von Hintergrundrauschen im Windkanal auf Mikrofonarray-Messungen schlagen Ehrenfried et al. [87] und Koop & Ehrenfried [88] die Darstellung von zweidimensionalen Beamforming-Wellenzahlspektren auf der Oberfläche des Mikrofonarrays vor. Diese Methode eignet sich zur Detektion von ebenen Wellen, die das Array unter bestimmten Winkeln erreichen. Der Ursprung dieser Wellen kann beispielsweise stromabwärts der Teststrecke beim Rotor-Stator System oder stromaufwärts bei den Umlencken des Windkanals liegen. Über Reflexionen an den schallharten Berandungen können auch die Schallwellen räumlich weit entfernter Quellen das Array erreichen. Diese Methode, die letztlich auch zur Filterung dieser unerwünschten ebenen Wellen genutzt wird, wird im Folgenden kurz dargestellt.

Jede Welle wird durch den Wellenzahlvektor  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^T$  mit dem Betrag  $k_0 = |\mathbf{k}| = 2\pi f/c$  beschrieben. Wenn  $\mathbf{k}$  konstant ist, sind die Wellen durch Festlegung der Wellenzahlen für zwei der drei Dimensionen definiert. Im vorliegenden Fall wird die Auswerteebene betrachtet, die durch  $k_x$  und  $k_z$  aufgespannt wird, was der Dimension parallel zur Strömungsrichtung und in vertikaler Richtung entspricht. Der für die Akustik zulässige Bereich ist gegeben durch

$$\frac{k_x}{k_0} = \frac{\cos \theta}{1 + Ma \cos \theta} \quad \text{und} \quad \frac{k_z}{k_0} = \frac{\sin \theta}{1 + Ma \cos \theta}, \quad (3.8)$$

eine in der  $k_x - k_z$ -Ebene aufgespannte Ellipse, die eine Machzahl-abhängige Verformung aufweist, mit  $0 < \theta < 2\pi$ . Zulässig bedeutet, dass der Bereich mit reellen Wellenzahlen  $k_x$  und  $k_z$  erreicht werden kann, was in der Akustik mit Ausnahme von Dissipations-dominierten Vorgängen der Fall ist. Zur Analyse ebener Wellen, die sich innerhalb der geschlossenen Messstrecke ausbreiten, werden Wellenzahlspektren in der Ebene der Arraymikrofone berechnet. Dies geschieht nach Ehrenfried et al. [87] und Koop & Ehrenfried [88] mit einem modifizierten DSB-Algorithmus (siehe Kapitel 3.4). Das Array-Ausgangssignal ist durch

$$\tilde{A}(\mathbf{k}, \omega) = \tilde{\mathbf{e}}^\dagger \mathbf{R}(\omega) \tilde{\mathbf{e}} \quad (3.9)$$

gegeben. Dabei ist der  $m$ -te Eintrag des Steering-Vektors hier wie folgt definiert

$$\tilde{e} = e^{-i(k_x x_m + k_z z_m)}. \quad (3.10)$$

Basierend auf den vorangegangenen Überlegungen wurde von Ehrenfried et al. [87] der BiClean Algorithmus entwickelt. Die Idee dahinter ist, die Matrix  $\mathbf{R}$ , die die  $M \times M$  Kreuzleistungsdichtespektren enthält (Gleichung (3.1)) in zwei Teile aufzuteilen. Der eine Teil,  $\mathbf{R}_1$ , repräsentiert die Quellen in der Beobachterebene und der andere Teil,  $\mathbf{R}_2$ , die Störquellen, die als ebene Wellen das Mikrofonarray erreichen. Das Verfahren arbeitet iterativ. In jedem Schritt werden die Quellkarten im realen Raum und im Wellenzahlraum berechnet. In beiden Karten werden die absoluten Maxima bestimmt. Je nachdem, wo sich das absolute Maximum befindet, wird entsprechend aus Quellstärke und Ort bzw. aus dem Wellenzahlenpaar eine synthetische Matrix mit den Kreuzleistungsdichtespektren  $\mathbf{R}_s$  berechnet, und von der ursprünglichen Matrix  $\mathbf{R}$  abgezogen. Anschließend wird  $\mathbf{R}$  abhängig davon, in welcher Karte das Maximum zuvor gefunden wurde, entweder zu  $\mathbf{R}_1$  oder zu  $\mathbf{R}_2$  addiert. Nach einer gewissen Anzahl von Iterationen ist das absolute Maximum unterhalb eines zuvor festgelegten Schwellwerts, und der Algorithmus kann abgebrochen werden. Der verbleibende Rest der Matrix  $\mathbf{R}$  wird im letzten Schritt noch zu  $\mathbf{R}_1$  addiert. Mit dieser von ebenen Wellen bereinigten neuen Kreuzleistungsdichtespektren-Matrix werden dann gemäß Gleichung (3.1) oder (3.4), bzw. mittels CLEAN-SC die Quellkarten berechnet.

### 3.4.4 Einfluss der Strömung auf Mikrofonarray-Messungen

Für diese Arbeit wurden Mikrofonarray-Messungen in Windkanälen mit offener und geschlossener Messstrecke durchgeführt. In beiden Fällen ist es notwendig, den Einfluss der Strömung auf die Schallausbreitung bei der Auswertung zu berücksichtigen. Zunächst wird die einfachere Situation in der geschlossenen Messstrecke dargestellt.

Zur Berechnung des "Steering"-Vektors nach Gleichung (3.3) sind die exakten akustischen Laufzeiten  $\Delta_{n,x_f}$  vom Fokuspunkt  $\mathbf{x}_f$  zum  $n$ -ten Arraymikrofon in  $\mathbf{x}_{m_n}$  notwendig. Befindet sich das Medium in Ruhe, breitet sich die Wellenfronten einer angenommenen Monopolquelle in alle Richtungen mit Schallgeschwindigkeit  $c_0$  aus, und man erhält mit Hilfe von einfachen geometrischen Ansätzen den Zusammenhang für die akustischen Laufzeiten  $\Delta_{n,x_f}$

$$\Delta_{n,x_f} = \frac{1}{c_0} \|\mathbf{x}_{m_n} - \mathbf{x}_f\|. \quad (3.11)$$

$\|\cdot\|$  steht hier für die euklidische Norm. Wird der Bereich zwischen Quellort und Mikrofon in positiver  $x$ -Richtung durchströmt, entsprechen die akustischen Laufwege nicht mehr dieser einfachen Betrachtung. Durch konvektive Effekte ergibt

sich bei Unterschallströmung mit  $Ma < 1$

$$\Delta_{n,x_f} = \frac{1}{c_0 (1 - Ma^2)} \left[ -Ma dx + \sqrt{dx^2 + (1 - Ma^2) (dy^2 + dz^2)} \right]. \quad (3.12)$$

Dabei sind die Abstände wie folgt definiert

$$\begin{aligned} dx &= x_{m_n} - x_f \\ dy &= y_{m_n} - y_f \\ dz &= z_{m_n} - z_f, \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_{m_n} &= (x_{m_n}, y_{m_n}, z_{m_n})^T \\ \mathbf{x}_f &= (x_f, y_f, z_f)^T. \end{aligned}$$

Bei dieser einfachen Strömungskorrektur wird ein blockförmiges Geschwindigkeitsprofil im Windkanal vorausgesetzt. Außerdem werden die Einflüsse der Grenzschichten auf dem Modell und auf dem Array nicht berücksichtigt. Zur Kompensation der Druckamplituden fließen die Änderungen der Laufwege zusätzlich noch in die Gewichtungsmatrix  $W$  (siehe Gleichung (3.1) und (3.4)) ein. Die Herleitung findet sich in ausführlicher Form in Koop [89].

Die Betrachtungen für den Fall der offenen Messstrecke, bei denen sich die Mikrofone außerhalb der Strömung im ruhendem Plenum befinden, sind deutlich komplexer. Der Weg des Schalls lässt sich in drei Bereiche unterteilen. Zunächst breitet sich der Schall analog zur geschlossenen Messstrecke vom Quellort unter Einfluss der Konvektion durch die Strömung bis zur Scherschicht hin aus. Dort wird der Schall gebrochen und winkelabhängig reflektiert. Außerhalb der Scherschicht, im ruhenden Medium, breitet sich der Schall wieder ungestört bis zu den Mikrofonen aus. Zur Kompensation der Laufzeiten und der Schalldruckamplituden wurde die Methode von Amiet [90] in die Auswerterroutinen implementiert, die die Lösung von Ribner [91] zur Transmission und Reflexion von akustischen Wellen an infinitesimal dünnen Scherschichten mit den Methoden der geometrischen Akustik verbindet. Nicht erfasst bei diesem Modell ist die Tatsache, dass die Scherschicht in der Realität eine Dicke größer Null aufweist, und in der Regel turbulent ist.

Der Vollständigkeit halber werden noch weitere Effekte der Strömung auf Mikrofonarray-Messungen aufgezählt, die allerdings nur zur qualitativen Beschreibung möglicher Messfehler genutzt werden.

In Koop et al. [92] werden Phasenungenauigkeiten bei aeroakustischen Untersuchungen diskutiert. Es wird darauf hingewiesen, dass die festzulegende Position

der infinitesimal dünnen Scherschicht nicht trivial ist, und dass sich die entstehenden Phasenfehler besonders bei hohen Frequenzen negativ auf die Messergebnisse auswirken. In Lauterbach [93] und Lauterbach et al. [94] wird experimentell gezeigt, dass der Schalldurchgang durch eine turbulente Scherschicht zum zeitlichen Schwanken der Phase zwischen dem Signal einer Quelle, die sich im inneren der Strömung befindet, und dem Signal empfangen von einem Beobachter, der sich außerhalb der Strömung befindet, führt. Dieser Effekt sorgt für ein De-Korrelieren der Mikrofon-signale, was zum Absinken des Arraysignals führt. Die Signale räumlich weit voneinander entfernter Arraymikrofone korrelieren insbesondere bei hohen Frequenzen nur noch schwach miteinander, und tragen kaum noch zum Arraysignal bei. Abgeleitet aus der Physik der Wellenausbreitung durch die Atmosphäre entwickelte Dougherty [95] einen einfachen Formalismus für die Anwendung in offenen und geschlossenen Messstrecken, der die Berücksichtigung der Turbulenz in der Strömung auf die Maximalpegel erlaubt. Ein systematischer Vergleich von Mikrofonarray-Messungen in offenen und geschlossenen Messstrecken wurde von Kröber et al. [96] durchgeführt. Untersucht wurde der Einfluss der Beamforming-Ergebnisse auf Quellposition, relative und absolute Schalldruckpegel. Später wurde statt einer Testschallquelle und überströmter Kavitäten ein Flügelmodell mit Hochauftriebssystemen untersucht (siehe Kröber et al. [97]). Auch Oerlemans et al. [85] führten ähnliche vergleichende Messungen an einem Modell des Airbus A340 durch. Sie fanden teilweise eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse, wenn auch die Aussagekraft durch eine beschränkte Vergleichbarkeit der beiden Messungen limitiert ist, da sich die experimentellen Aufbauten durch unterschiedliche geometrische Verhältnisse unterschieden. Auch kamen bei beiden Messungen unterschiedliche Mikrofonarrays mit unterschiedlicher Mikrofonanordnung zum Einsatz. Dennoch muss man von einem Einfluss der Verwendung eines bestimmten Windkanaltyps ausgehen, da sich die aerodynamischen wie auch die akustischen Randbedingungen von Windkanal zu Windkanal unterscheiden können. Ein weiterer Einfluss auf Messergebnisse gewonnen in Windkanälen mit offenen Messstrecken ist der Schalldurchgang durch die Scherschicht, die sich stromab der Windkanaldüse ausbildet. Töne erscheinen nach dem Schalldurchgang spektral verbreitert, was in der Literatur als sogenannter *Haystacking*-Effekt bekannt ist. McAlpine et al. [98] modellierten diesen Vorgang analytisch, und stellen beim Vergleich ihres Modells mit experimentellen Daten gute Übereinstimmungen fest. Die spektrale Verbreiterung hängt vom Winkel zwischen Scherschicht und Ausbreitungsrichtung, der Strömungsgeschwindigkeit, der Frequenz, charakteristischen Längen- und Zeitskalen, der Konvektionsgeschwindigkeit und dem Grad der Turbulenz in der Scherschicht ab.

### 3.4.5 Die Erfassung der akustischen Daten

Die Daten wurden mit einem Transientenrekorder vom Typ "viper-48" der Firma GBM<sup>3</sup> aufgezeichnet. Es wird eine Dynamik von 16 Bit und eine maximale Abtastrate von bis zu 250 kHz erreicht. Es stehen verschiedene Hochpassfilter für das eingehende analoge Signal zur Verfügung. Bei den Messungen im AWB wurde der 500 Hz Hochpassfilter gewählt, und aufgrund des deutlich stärkeren Hintergrundrauschens bei den Messungen im DNW-KKK der 6000 Hz Filter. Um eine quantitative Vergleichbarkeit der Messergebnisse aus den beiden Windkanälen gewährleisten zu können, wurde anschließend die Filterantwort bei den Ergebnissen wieder herausgerechnet. Dabei wird auch niederfrequentes Rauschen verstärkt, was allerdings auf die späteren Analysen einen vernachlässigbaren Effekt hat, da nur Frequenzen im Kilohertz-Bereich betrachtet werden. Bei 2000 Hz ist selbst die 6000 Hz Filterkurve nur um 10 dB abgesenkt, was sich noch kompensieren lässt. Abb. 3.11 zeigt die beiden Filterkurven für die Trennfrequenzen von 500 Hz und 6000 Hz.

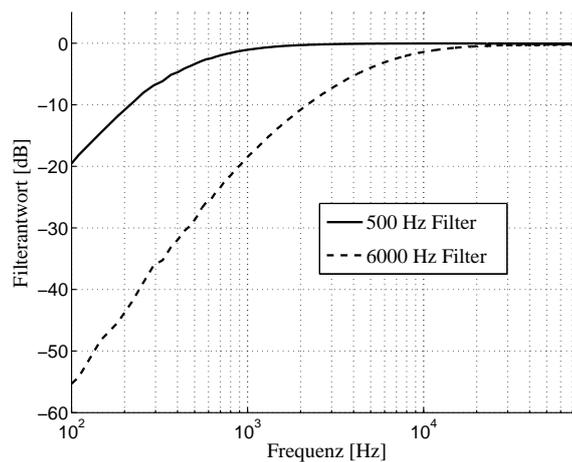


Abbildung 3.11: Die beiden Filterkurven für die Trennfrequenzen 500 Hz und 6000 Hz der Hochpassfilter.

### 3.4.6 Das Mikrofonarray für offene Messstrecken

Das Mikrofonarray, welches in der offenen Messstrecke des aeroakustischen Windkanals AWB (3.2.1) eingesetzt wurde, besteht aus 143 Mikrofonen, die jeweils

<sup>3</sup>Gesellschaft für Bildanalyse und Messwerterfassung mbH, Mönchengladbach, <http://www.gbm.de>, Aufruf der Website am 15.01.2012

in Kunststoffadaptern in 0,34 m langen Aluminiumrohren befestigt sind. Die Rohre sind wiederum in einem Aluminiumgitter mit den Maßen 1 m × 2 m befestigt. Dieser Aufbau wurde für die Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal mit dem Ziel gewählt, die Freifeldbedingungen in der Teststrecke möglichst wenig zu stören. Außerdem wird das flexible Anpassen der für ein Mikrofonarray relevanten Parameter wie Apertur, minimaler Abstand zwischen den Mikrofonen, allgemeiner Anordnung und Anzahl der Mikrofone ermöglicht. Die Mikrofonanordnung wurde analog zu dem Verfahren, wie es in Koop [67] vorgestellt wird, numerisch optimiert. Um eine breitbandige Auslegung des Mikrofonarrays zu erhalten, wurde die Optimierung für den Bereich  $5 \text{ kHz} \leq f \leq 35 \text{ kHz}$  in Schritten von 5 kHz durchgeführt. Als Zielfunktion wird eine gaußförmige Verteilung mit frequenzabhängiger Halbwertsbreite angesetzt. Die Summe der Differenzen zwischen den PSF'en und den Zielfunktionen aller betrachteter Frequenzen kann durch sukzessives Verschieben der Mikrofone minimiert werden. Der gewählte mechanische Aufbau des Mikrofonarrays erlaubt auch dreidimensionale Anordnungen, was im Optimierungsalgorithmus berücksichtigt wurde. Daher befinden sich die Mikrofone nicht in einer Ebene, sondern deren  $y$ -Position variiert um bis zu  $\pm 0,10 \text{ m}$ . In Kapitel 3.2.1 wurde bereits der experimentelle Aufbau in der Messstrecke des Aeroakustischen Windkanals (AWB) besprochen. Abb. 3.2 zeigt ein Foto des Mikrofonarrays in der Messstrecke.

In den beiden folgenden Abschnitten wird kurz auf die Amplituden- und Frequenzgangkalibrierung der Arraymikrofone und auf die Phasenkalibrierung des Arrays eingegangen.

#### Amplituden- und Frequenzgangkalibrierung

Alle Mikrofone des Arrays für offene Messstrecken wurden mit einem Taschenkalibrator Typ 4231 von Brüel & Kjær <sup>4</sup> bei einer Frequenz von 1000 Hz und einem vorgegebenen Schalldruckpegel von 94 dB kalibriert. Dazu wurden 10 s lange Messungen bei einer Abtastrate von 8192 Hz durchgeführt. Bei der Berechnung der Schalldruckspektren wurde über 4096 Abtastungen breite Rechteckfenster gemittelt, wodurch sich eine Frequenzauflösung von 1 Hz ergibt; somit ist sichergestellt, dass die Frequenz des Taschenkalibrators durch eine Frequenzlinie des Spektrums repräsentiert wird. Aus der Amplitude der Kalibrierfrequenz und dem Soll-Schalldruckpegel des Taschenkalibrators wurde ein Kalibrierfaktor in der Einheit  $[\text{Pa}/\text{V}]$  berechnet. Um den Frequenzgang der verwendeten LinearX-Mikrofone zusätzlich zu berücksichtigen, wurde eine weitere Kalibration an 10 willkürlich herausgegriffenen Mikrofonen im reflexionsarmen Raum mit weißem Rauschen durchgeführt. Als Testschallquelle diente ein 4PI Bändchenhohtöner der Firma

---

<sup>4</sup><http://www.bruelkjaer.de>, Website aufgerufen am 09.02.2012

Elac<sup>5</sup>, dessen Zentrum sich in einem Abstand von 172 cm vor dem Mikrofon befindet. Das von einem Funktionsgenerator generierte weiße Rauschen wurde im Bereich zwischen 2 und 50 kHz Bandpass-gefiltert, um den Lautsprecher nicht zu überlasten. Als Abtastrate wurde  $f_s = 120$  kHz gewählt, was eine Untersuchung des Frequenzgangs bis etwa 60 kHz ermöglicht. Über den Vergleich mit einer Referenzmessung, bei der ein Messmikrofon vom Typ Gras BF40<sup>6</sup> eingesetzt wurde, lässt sich die Frequenzantwort der LinearX-Mikrofone berechnen. Der verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. 3.12(a) gezeigt. Abb. 3.12(b) zeigt den über die 10 Messungen und über Terzbänder geglätteten Frequenzgang der LinearX-Mikrofone. Die Fehlerbalken geben die Schwankungsbreite der Messreihe wieder. Die maximale Abweichung liegt bei 1,8 dB und spiegelt Serienstreuungen der Mikrofone und experimentelle Ungenauigkeiten wieder. Der mittlere Frequenzgang stellt einen typischen Verlauf für die verwendeten Mikrofone dar, und wurde zur Korrektur der Frequenzgänge aller Arraymikrofone herangezogen.

#### Phasenkalibrierung

Das in diesem Kapitel vorgestellte Verfahren zur Phasenkalibrierung von Mikrofonarrays wird durch das Patent [99] rechtlich geschützt. Da eine detaillierte Beschreibung in Lauterbach et al. [100] gegeben ist, wird an dieser Stelle nur Grundlegendes zu dem Verfahren dargestellt.

Ein wichtiges Kriterium für die Qualität der Ergebnisse von Mikrofonarray-Messungen ist die Positionsgenauigkeit der Mikrofone. Je genauer die Positionen der einzelnen Mikrofone bekannt sind, desto höher ist die maximal erreichbare Dynamik. Für die Messungen im aeroakustischen Windkanal (siehe Kapitel 4.1) wurde das in Kapitel 3.4.6 beschriebene Mikrofonarray eingesetzt. Bei diesem Array sind die Mikrofonpositionen nicht durch den Aufbau *per se* exakt genug vorgegeben. Eine Ausmessung der Positionen, beispielsweise mittels eines Maßbands oder optischer Methoden ist aufgrund der hohen Anzahl von Mikrofonen zeit- und unter Umständen auch nicht exakt genug. In erster Näherung ist das Verhältnis aus Unsicherheit der Positionen der Mikrofone zur Wellenlänge  $\lambda$  zu betrachten, welches sehr viel kleiner als 1 sein sollte:

$$\frac{\delta x}{\lambda} \ll 1 \quad (3.13)$$

Bei aeroakustischen Untersuchungen an herunterskalierten Modellen kann besonders der hochfrequente Bereich bis 50 kHz von Interesse sein. Je höher die betrachteten Frequenzen sind, desto genauer müssen die einzelnen Mikrofonpositionen bekannt sein, da sich Ungenauigkeiten als Fehler in den Phasenbeziehungen

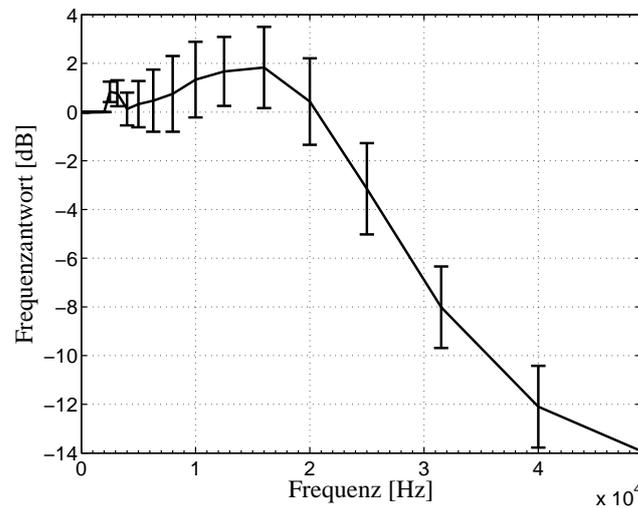
---

<sup>5</sup><http://www.elac.com>, Website aufgerufen am 09.02.2012

<sup>6</sup><http://www.gras.dk>, Website aufgerufen am 09.02.2012



(a)



(b)

Abbildung 3.12: (a): Messung des Frequenzgangs mittels einer vergleichenden Messung mit einem Messmikrofon. Links ist das Mikrofon eingespannt, und rechts befindet sich auf gleicher Höhe der Elac 4PI Lautsprecher. (b): Mittlerer Frequenzgang der verwendeten LinearX- Mikrofone. Die Balken geben die Schwankungsbreite unter 10 willkürlich gewählten Mikrofonen an.

zwischen den Mikrofonsignalen bei hohen Frequenzen stärker auswirken. In einer Analyse zur Positionsgenauigkeit bei Mikrofonarray-Messungen zeigen Sachar et al. [101], dass bei einer Frequenz von über 10 kHz das Array-Ausgangssignal um 4 dB absinken kann, wenn die Standardabweichung zwischen den angenommenen und den realen Positionen 5 mm beträgt. Praktische Erfahrungen haben gezeigt, dass die Genauigkeit der Mikrofonkoordinaten besser als 1 mm sein sollte, um belastbare Messergebnisse bis zu Frequenzen von 40 kHz erhalten zu können. Dabei ist natürlich zu berücksichtigen, dass der erreichbare Frequenzbereich noch von weiteren Faktoren, wie der Charakteristik der Mikrofone, der Anordnung der Mikrofone, Phasenfehler bei der Datenerfassung und der Genauigkeit der Windkanal-spezifischen Strömungskorrekturen (siehe Kapitel 3.4.4) abhängt. Die Kalibrierroutine ist in der Lage, mögliche Phasenfehler der gesamten Messkette zu berücksichtigen.

Diese Verfahren ist prinzipiell dem Global Positioning System (GPS) sehr ähnlich. Dort werden Gangunterschiede zu mehreren Satelliten ausgenutzt, um die Position des Empfängers relativ zu den Positionen der Satelliten zu triangulieren. Für die Phasenkalibrierung von Mikrofonarrays wird hingegen eine Kalibriereinheit benutzt, welche aus einer Platte besteht, in die acht monopollähnliche Schallquellen ("akustische Satelliten") integriert sind. Diese sind konzentrisch um ein Referenzmikrofon angeordnet. Die Bestimmung der Positionen der Arraymikrofone geschieht individuell für jedes Mikrofon einzeln in zwei Schritten. Zunächst werden die Abstände zwischen den  $n$  ortsbekanntem akustischen Satelliten und dem zu lokalisierenden Arraymikrofon bestimmt. Dazu emittieren die akustischen Satelliten sukzessiv weißes Rauschen, und über die Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen dem Signal des Arraymikrofons und dem Signal des Referenzmikrofons und der Kenntnis der Schallgeschwindigkeit, sowie dem Abstand zwischen den Satelliten und dem Referenzmikrofon erhält man die  $n$  Laufwege der  $n$  Satelliten zu dem zu lokalisierenden Arraymikrofon. Die Betrachtung der Korrelationsfunktion zwischen den beiden Mikrofonsignalen ist einer Korrelation zwischen dem Eingangssignal der Schallquelle und dem Signal des Arraymikrofons vorzuziehen, da die Übertragungsfunktion der Schallquelle unbekannt ist. Zudem können Mikrofon-immanente Phasenfehler eliminiert werden, sofern das Arraymikrofon und das Referenzmikrofon vom gleichen Typ sind. Neben der Anzahl der Quellen ist auch Abtastrate der Signale entscheidend für die Messgenauigkeit. Je höher die Abtastrate, desto feiner zeitlich diskret aufgelöst liegt die Kreuzkorrelationsfunktion vor. Die Genauigkeit bei der Berechnung des akustischen Laufwegs  $\Delta x$  lässt sich bei gegebener Schallgeschwindigkeit  $c_0 = 340 \text{ m/s}$  und einer maximal erreichbaren Abtastrate von  $f_s = 250 \text{ kHz}$  der verwendeten

Datenerfassungsanlage abschätzen durch

$$\Delta x = c_0 \cdot \Delta t = c_0 \cdot \frac{1}{f_s} = 1,4 \text{ mm.} \quad (3.14)$$

Zusätzlich wird zur Erhöhung der Genauigkeit bei der Bestimmung des lokalen Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion eine Spline-Interpolation durchgeführt, was zu einer Genauigkeit von  $\Delta x < 1 \text{ mm}$  führt. Die berechneten Abstände zwischen der  $i$ -ten Quelle und dem  $j$ -ten Arraymikrofon werden abgespeichert in der Matrix  $w$ . Im nächsten Schritt werden die Abstände benutzt, die Positionen der Arraymikrofone zu triangulieren. Dafür wird das folgende Minimierungsproblem für jedes Arraymikrofon aufgestellt:

$$\Phi_j = \sum_{i=1}^n \left( \left\| \mathbf{x}_i^s - \mathbf{x}_j^a \right\| - w_{ij} \right)^2. \quad (3.15)$$

Die Koordinaten des  $j$ -ten Arraymikrofons sind im Vektor  $\mathbf{x}_j^a = (x^a, y^a, z^a)^T$  zusammengefasst,  $\mathbf{x}_i^s$  beinhaltet die Koordinaten der  $i$ -ten Testschallquelle und  $\|\cdot\|$  steht für die euklidische Norm. Der Eintrag  $w_{ij}$  ist der Abstand des  $j$ -ten Arraymikrofon zur  $i$ -ten Quelle. Um eine Position im Raum eindeutig festlegen zu können, benötigt man nur  $n = 3$  Quellen. Die Bestimmung der Laufwege ist jedoch fehlerbehaftet, und zur Erhöhung der Genauigkeit ist es daher sinnvoll mehr Quellen einzusetzen. Für  $n > 3$  erhält man ein überbestimmtes Gleichungssystem und die berechnete Position ist diejenige, die sich mit größter Wahrscheinlichkeit aus den fehlerbehafteten Strecken ergibt. Im vorliegenden Fall besitzt die Kalibriereinheit  $n = 8$  akustische Satelliten. Das sich stellende multidimensionale und überbestimmte Minimierungsproblem wird mit dem Newtonschen Näherungsverfahren gelöst (siehe beispielsweise Bronstein [102]). Das Verfahren konvergiert sehr rasch, und im praktischen Einsatz benötigt man weniger als 30 Iterationen. Das verbleibende Residuum  $\Phi$  kann als Indikator für die Genauigkeit des Verfahrens angesehen werden. Das Verfahren wird unabhängig für alle Mikrofone des Arrays angewendet. Sofern die Datenerfassungsanlage einen verbleibenden freien Kanal für das Referenzmikrofon hat, können alle Signale simultan für je eine emittierende Quelle aufgezeichnet werden, und für  $n$  Quellen müssen demzufolge  $n$  Messungen aufgezeichnet werden. Anhand dieser Daten können alle Mikrofone zügig und mit einer Genauigkeit  $\left\| \Delta \mathbf{x}_j^a \right\| < 0,5 \text{ mm}$  im Koordinatensystem der Kalibriereinheit lokalisiert werden.

### 3.4.7 Das Mikrofonarray für geschlossene Messstrecken

Die Bauart des in der geschlossenen Messstrecke des kryogenen Windkanals DNW-KKK verwendeten Mikrofonarrays unterscheidet sich grundlegend von dem

Array für die offene Messstrecke. Dieses Array wurde eingesetzt bei den Messung im DNW-KKK, dessen Aufbau im Kapitel 3.2.2 bereits beschrieben wurden.

Das Array besteht aus einer 25 mm dicken Aluminiumplatte, deren Kanten stromauf- und stromabwärts abgeflacht sind. Das Array ist während der Messungen an einer Seitenwand der Messstrecke montiert, und die Mikrofone sind somit den Wanddruckschwankungen innerhalb der turbulenten Windkanalgrenzschicht ausgesetzt. Um diesen Einfluss zu minimieren, sind die 144 Mikrofonkapseln um einige Millimeter hinter einem kleinen Konus zurückversetzt montiert. Zu mehr Details sei auf Koop & Ehrenfried [88] verwiesen. Eine Kalibration der Empfindlichkeiten und der Frequenzgänge der Mikrofone wurde auch bei diesem Array durchgeführt. Da dieses Array jedoch auch unter kryogenen Bedingungen benutzt wurde, wurde auch der Temperatureinfluss berücksichtigt. Details zur Kalibration, wie auch weitere technische Details zum Array sind in Ahlefeldt & Koop [50] und in Ahlefeldt et al. [47] veröffentlicht.

#### 3.4.8 Vergleich der beiden Mikrofonarrays

Tabelle 3.1 fasst die wichtigsten Kenndaten der beiden verwendeten Mikrofonarrays zusammen. Der maximale Mikrofonabstand, die Apertur, kann als Indiz für die untere Grenze des möglichen Frequenzbereichs angesehen werden. Je größer die Apertur, desto schmaler ist das Hauptmaximum der PSF, und desto höher ist daher die räumlich Auflösung. Gleichzeitig gilt, dass die Breite des Hauptmaximums bei niedrigen Frequenzen zunimmt, was zu einer geringen räumlichen Auflösung führt. Um diesen Effekt zu kompensieren, weisen die für niedrige Frequenzen optimierte Mikrofonarrays daher eine große Apertur auf. Dem gegenüber besitzen die für den hohen Frequenzbereich optimierten Arrays eine kleinere Apertur und geringe Abstände zwischen den Mikrofonen, da der Frequenzbereich nach oben hin durch Aliasingeffekte beschränkt ist, und für hohe Frequenzen das Verhältnis aus den Pegeln von Haupt- und den Nebenmaxima (MSR) der limitierende Faktor ist.

Abb. 3.13 zeigt exemplarisch die PSF der beiden Mikrofonarrays für eine Frequenz von  $f = 5$  kHz. Die logarithmisch dargestellten Pegel sind mit dem Maximum normiert. Als Quellposition wurde jeweils der Ursprung des für die Experimente mit der *Splitter plate* und dem *Ground board* definierten Koordinatensystems festgelegt, in dem sich die Spitze des Zugmodells befindet. Beim Vergleich der beiden PSF's erkennt man anhand der Halbwertsbreite des Hauptmaximums, dass die räumliche Auflösung des Arrays für die offene Messstrecke höher ist. Da die Abstände zwischen den Mikrofonen jedoch im Mittel größer sind, erscheinen zahlreiche Aliasing-Nebenmaxima, was sich durch einen geringeren MSR äußert (siehe Tabelle 3.1). Durch den für die Auswertung benutzten Entfaltungsalgorithmus CLEAN-SC, beschrieben in Abschnitt 3.4.1, kann der Einfluss der PSF eines Arrays

### 3.5 Strömungsfeldanalyse mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Kenndaten der verwendeten Mikrofonarrays

	AWB Mikrofonarray	DNW-KKK Mikrofonarray
Anzahl der Mikrofone	143	144
Mikrofonanordnung	optim. Zufallsverteilung	logarithm. Spiralen
min. Mikrofonabstand [m]	0,057	0,017
max. Mikrofonabstand [m]	1,80	1,02
MSR @ 2 / 30 kHz [dB]	11,8 / 11,0	17,3 / 14,3
$\Delta_{6dB}$ @ 2 / 30 kHz [m]	0,14 / 0,01	0,24 / 0,02

auf die Messergebnisse minimiert werden, was den Vergleich der Ergebnisse aus den verschiedenen Arraymessungen zulässig macht.

### 3.5 Strömungsfeldanalyse mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein nicht-invasives optisches Messverfahren zur punktuellen Geschwindigkeitsmessungen in Fluiden, und beruht auf der Dopplerverschiebung des Streulichts an sich bewegenden Partikeln in der Strömung. Dafür wird ein Laserstrahl über einen Strahlteiler in zwei einzelne Strahlen aufgeteilt. Die beiden kohärenten Strahlen werden durch eine Konvexlinse zur Überlagerung gebracht, wodurch ein Interferenzstreifenmuster entsteht. In diesem Bereich wird die Geschwindigkeitsmessung durchgeführt; es wird daher als Messvolumen bezeichnet. Ein Partikel, das sich durch das Messvolumen bewegt, erzeugt ein geschwindigkeitsabhängiges Streulichtsignal in der Empfangsoptik des LDA-Systems. Einer der Strahlen wird durch eine Bragg-Zelle geführt und frequenzverschoben (Größenordnung MHz), womit eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters erzeugt wird. Dadurch wird das Vorzeichen der Geschwindigkeitskomponente eindeutig bestimmbar.

Bei diesen Messungen wurde das Zweikomponenten-System *Vibre Flow* der Firma Dantec mit einer Brennweite von 1600 mm in Rückstreuunganordnung eingesetzt<sup>7</sup>. Abb. 3.14 zeigt ein Foto mit dem im Zentrum der Messstrecke montierten Modell. Das Messvolumen befindet sich in dieser Darstellung zwischen den beiden

<sup>7</sup>Detaillierte Informationen zum Messprinzip, wie auch zum verwendeten Messsystem finden sich unter <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=1046>, Aufruf der Website am 20.08.2011.

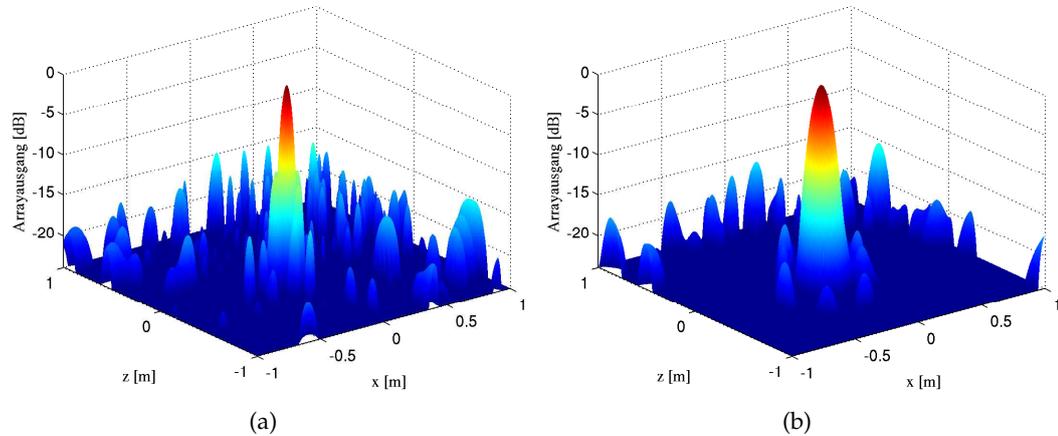


Abbildung 3.13: Die auf das Maximum normierte und logarithmisch dargestellte PSF des Arrays für die offene Messstrecke im AWB (a) und des Arrays für die geschlossene Messstrecke im DNW-KKK (b), berechnet für eine Frequenz von  $f = 5 \text{ kHz}$ . Als Quellposition wurde jeweils der Ursprung des für die Experimente definierten Koordinatensystems festgelegt, in dem sich die Spitze des Zugmodells befindet.

Zugmodellen. Mit der verwendeten Optik und dem Abstand der Strahlenpaare innerhalb des Sensorkopfs ergibt sich ein in erster Näherung elliptisches Messvolumen mit den Dimensionen von etwa  $x \times y \times z = 0,16 \times 0,16 \times 4,30 \text{ mm}^3$  für die  $u$  und  $w$ -Komponente. Die exakten Messvolumenausdehnungen sind in Tabelle 3.2 gegeben. Abhängig von der Dichte der Impfpartikel in der Strömung, der Strömungsgeschwindigkeit und dem Grad der Turbulenz erreicht das LDA-System mittlere Abtastraten von mehreren Kilo-Hertz. In der Daten-Nachbearbeitung können Mittelwerte, sowie darüber hinaus statistische Momente höherer Ordnungen bestimmt werden. Die nötigen Impfpartikel bestehen aus einem Aerosol, welches mittels eines Flüssigkeitsdispersierers aus Bis(2-ethylhexyl)-sebacate (DEHS) erzeugt wird. Die Aerosolpartikel besitzen einen mittleren Durchmesser von  $2 \mu\text{m}$ . In der Tabelle 3.2 sind die wichtigsten optischen Parameter zusammengefasst.

### 3.5 Strömungsfeldanalyse mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

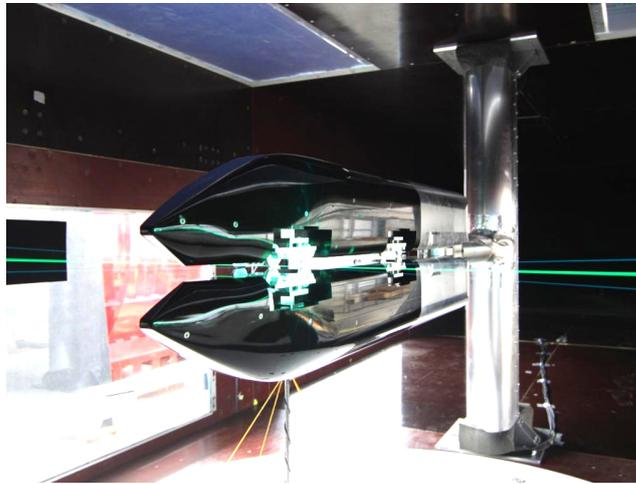


Abbildung 3.14: Laser-Doppler-Anemometrie in der Seitenwindversuchsanlage.

Tabelle 3.2: Die wichtigsten optischen Parameter des verwendeten LDA-Systems.

	LDA 1 ( $u$ -Komponente)	LDA 2 ( $w$ -Komponente)
Wellenlänge $\lambda$ [nm]	514,5	488,0
Fokale Länge [mm]	1600	1600
Strahldurchmesser [mm]	2,2	2,2
Aufweitungsverhältnis der Optik	2,97	2,97
Strahlabstand [mm]	39,09	39,02
Frequenzverschiebung durch die Bragg-Zelle [MHz]	40	40
Anzahl der Interferenzstreifenmuster	22	22
Abstand der Streifen [ $\mu\text{m}$ ]	7,095	6,742
Halbwinkel zwischen den Strahlen [ $^\circ$ ]	2,078	2,074
Messvolumenausdehnung $dx$ [mm]	0,1605	0,1522
Messvolumenausdehnung $dy$ [mm]	0,1604	0,1521
Messvolumenausdehnung $dz$ [mm]	4,424	4,204



## 4 Untersuchungen am ICE3

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen am Modell des ICE3 vorgestellt, welches in Abschnitt 3.3.1 eingeführt wurde. Begonnen wird dabei im Abschnitt 4.1 mit der Beschreibung der Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal AWB unter günstigen akustischen Bedingungen. In Abschnitt 4.2 schließt sich die Diskussion der Experimente im kryogenen Windkanal DNW-KKK an.

Auszüge der in diesem Kapitel besprochenen Untersuchungen wurden bereits in Lauterbach et al. [103] veröffentlicht.

### 4.1 Experimente im aeroakustischen Windkanal AWB

Zur Schallquellenlokalisierung und -quantifizierung am ICE3 Modells mit Pantograph wurde die bereits beschriebene Mikrofonarray-Messtechnik (Kapitel 3.4) eingesetzt. Für die Auswertungen der Mikrofonarray-Daten wird der in Kapitel 3.4.1 diskutierte CLEAN-SC Entfaltungsalgorithmus von Sijtsma [81–83] verwendet. Um kurz die Effekte des Entfaltungsalgorithmus gegenüber dem Standardverfahren, dem Delay-and-Sum Beamforming Algorithmus (DSB), aufzuzeigen, werden in Abb. 4.1 Quellkarten gegenübergestellt, die durch die beiden Algorithmen berechnet wurden. Beiden Auswertungen liegen die gleichen Rohdaten zugrunde. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt  $U_\infty = 60 \text{ m/s}$ , und exemplarisch werden die Terzbänder mit den Mittenfrequenzen  $f_{1/3} = 2,5 \text{ kHz}$  und  $f_{1/3} = 20 \text{ kHz}$  betrachtet. Die Effekte durch Anwendung des Entfaltungsalgorithmus unterscheiden sich für die beiden diskutierten Terzband-Quellkarten. Je niedriger die Frequenz, desto geringer ist die räumliche Auflösung unter Verwendung des DSB. Die Quellkarte in Abb. 4.1(a) zeigt räumlich stark verschmierte Quellverteilungen. Wird hingegen CLEAN-SC für die Auswertung angewendet, so lässt sich die räumliche Auflösung deutlich steigern, wie in der in Abb. 4.1(b) gezeigten Quellkarte deutlich wird. Die vom Algorithmus rekonstruierten Punktquellenverteilungen werden, wie von Sijtsma [81–83] beschrieben, gaußförmig verbreitert mit einer Halbwertsbreite von  $\lambda_{CB} = 0,03$  in den Quellkarten dargestellt, um einen besseren visuellen Eindruck zu erhalten. Nicht nur bei niedrigen, sondern auch bei hohen Frequenzen sorgt die Entfaltung für eine Verbesserung der Messergebnisse. In der Quellkarte in Abb. 4.1(c) erscheinen innerhalb des dynamischen Bereiches von 24 dB eine Reihe von Nebenmaxima in Form von Artefakten in der Quellkarte, die unter der Verwendung von CLEAN-SC, gezeigt in Abb. 4.1(d), heraus gefiltert

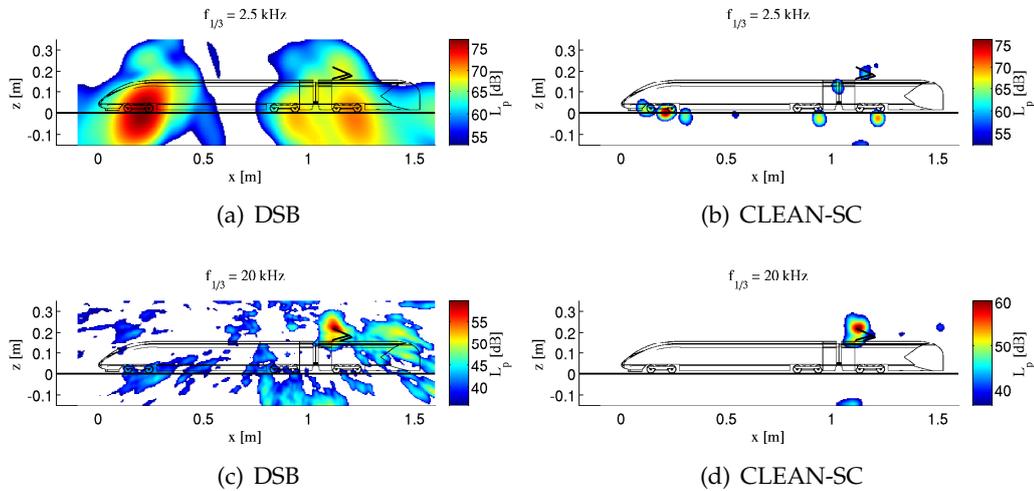


Abbildung 4.1: Quellkarten, Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 24 dB, gemessen im AWB bei  $U_\infty = 60 \text{ m/s}$  (a) und (c): berechnet mit dem DSB-Algorithmus. (b) und (d): CLEAN-SC Entfaltungsalgorithmus.

werden können. An dieser Stelle wird anschaulich klar, dass der Entfaltungsalgorithmus besonders bei der Betrachtung von räumlich integrierten Spektren (Abschnitt 3.4.2) zu quantitativ belastbaren Resultaten führt, da Einflüsse der PSF und anderer kohärente Anteile in den Quellkarten eliminiert werden können. Zu diesen kohärenten Anteilen in den Quellkarten können insbesondere akustische Reflexionen gehören, die, wie in Lauterbach et al. [104] gezeigt wird, auf der *Splitter plate* auftreten können. Daher werden im Folgenden ausschließlich Ergebnisse in Form von Quellkarten und Spektren diskutiert, die mittels CLEAN-SC berechnet wurden, sofern nichts anderes erwähnt wird.

Abb. 4.2 zeigt ergänzend zu den Abbildungen 4.1(b) und 4.1(d) weitere Quellkarten der Terzbänder mit den Mittenfrequenzen zwischen  $f_{1/3} = 3,15 \text{ kHz}$  und  $f_{1/3} = 16 \text{ kHz}$ .

## 4.1 Experimente im aeroakustischen Windkanal AWB

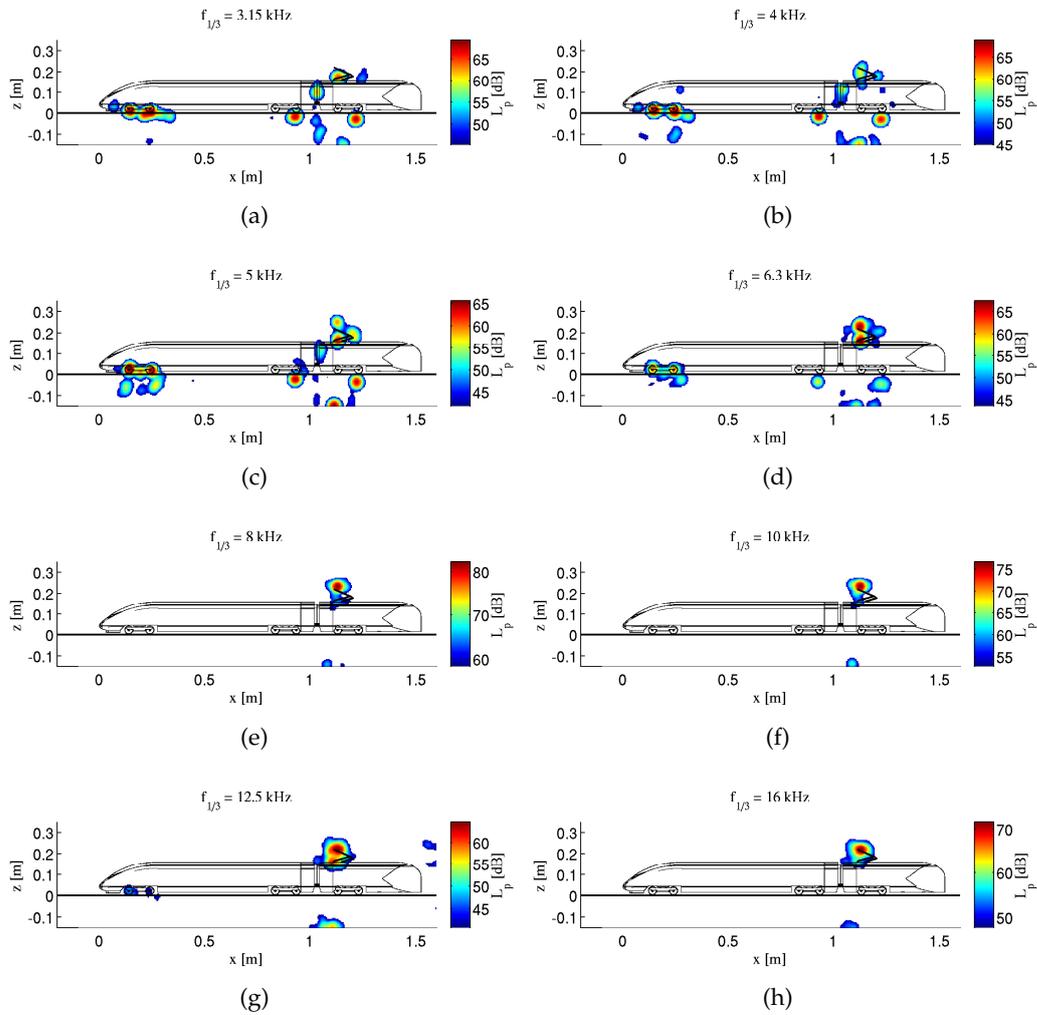


Abbildung 4.2: Quellkarten, Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 24 dB, gemessen im AWB bei  $U_\infty = 60 \text{ m/s}$ , berechnet mit CLEAN-SC.

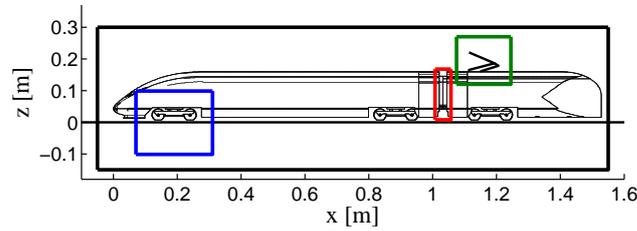
Die Quellkarten zeigen, dass für verschiedene Frequenzbänder dominante Quellbereich an verschiedenen Orten auftreten können. Für die Terzbänder bis  $f_{1/3} = 5$  kHz stellt der Bereich beim ersten Drehgestell die stärkste Quelle dar. Das hintere Drehgestell des Endwagens, das Drehgestell, welches in der BWA integriert ist, wie auch der Wagenübergang treten als schwächere Quellen in den Quellkarten auf. Der Pantograph dominiert hingegen klar den Frequenzbereich ab  $f_{1/3} > 5$  kHz.

Nachdem mit Hilfe der Quellkarten ein Überblick über die relevanten Schallquellen gegeben wurde, werden nun schmalbandige ( $\Delta_f = 36,6$  Hz) integrierte Beamforming-Spektren (Abschnitt 3.4.2) diskutiert, die eine quantitative Beurteilung der einzelnen Quellen erlauben. Zur Berechnung werden die Integrationsbereiche gemäß der Darstellung in Abb. 4.3(a) gewählt. Die entsprechenden Spektren zu den Bereichen des ersten Drehgestells (blau), dem Pantographen montiert auf dem BWA (grün), dem Wagenübergang (rot) und des gesamten Zuges (schwarz) sind in Abb. 4.3(b) gezeigt. Hier bestätigt sich, was sich bereits bei der Diskussion der Terz-Quellkarten angedeutet hat, dass der Pantograph die lauteste Quelle für Frequenzen mit  $f > 5$  kHz darstellt. Insgesamt dominiert dieser als Schallquelle mit starken tonalen Anteilen mit Frequenzen von  $f = 8789$  Hz und  $f = 14869$  Hz den hochfrequenten Bereich. Der niedrige Frequenzbereich mit  $f < 5$  kHz wird vom Schall aus dem Bereich des Drehgestells dominiert, dessen Spektrum hingegen auf eine deutlich breitbandigere Schallquelle schließen lässt. Der Bereich des Wagenübergangs kann ebenfalls als breitbandige Schallquelle lokalisiert werden, die im Bereich von  $2100 \text{ kHz} \leq f \leq 5800 \text{ kHz}$  aktiv ist. Diese ist jedoch vergleichsweise schwach, und ihr Spektrum liegt etwa 10 dB unter dem Spektrum des für diesen Frequenzbereich relevanten Drehgestell-Bereichs.

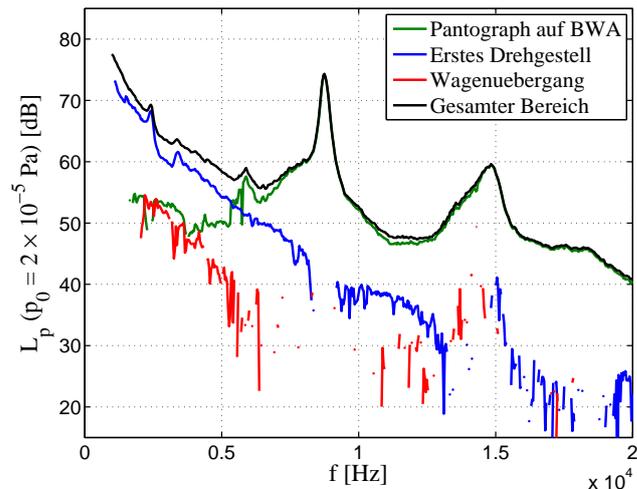
Im Folgenden werden nun nacheinander die einzelnen in den Quellkarten identifizierten Schallquellen beginnend mit dem Drehgestell diskutiert. Bevor sich der Aeroakustik zugewendet wird, werden Untersuchungen zu den aerodynamischen Randbedingungen präsentiert, deren Erkenntnisse wichtig für die Interpretation der aeroakustischen Messergebnisse sind.

#### Drehgestell

Zunächst werden in diesem Kapitel aerodynamische Untersuchungen im Unterbodenbereich des Zugmodells präsentiert. Wie die späteren Untersuchungen in diesem Kapitel zeigen werden, verhält sich der Quellmechanismus bei den Drehgestellen sehr ähnlich zu dem einer überströmten Kavität. Diese Schallquelle reagiert, wie in Kapitel 2.2.3 diskutiert wurde, sensibel auf den Einfluss der stromaufwärts herrschenden Grenzschichtverhältnissen. Es ist denkbar, dass sich für die Drehgestellbereiche und für rechteckige überströmte Kavitäten ähnliche Zusammenhänge zwischen den Anströmbedingungen und der Schallabstrahlung ergeben. Aus die-



(a)



(b)

Abbildung 4.3: (a): Die Integrationsbereiche bei den Drehgestellen (blau), des Pantographen (grün), dem Wagenübergang (rot) und für den gesamten Bereich (schwarz). (b): Die zu den zuvor definierten Integrationsbereichen gehörenden schmalbandigen ( $\Delta_f = 36,6 \text{ Hz}$ ) Schalldruckspektren, gemessen bei  $U_\infty = 60 \text{ m/s}$ .

sem Grund wird zunächst das im Experiment vorliegende Strömungsfeld unter dem Zugmodell näher beleuchtet, um bei der späteren Interpretation der Ergebnisse der aeroakustischen Experimente die Kenntnisse der aerodynamischen Randbedingungen mit einfließen lassen zu können.

Bei den Messungen wurde eine *Splitter plate* eingesetzt. Die mit den aerodynamischen Lauflängen anwachsenden Grenzschichten auf dem Grund und an der Oberfläche des Zug-Unterbodens interagieren, was zu einem Grenzschichtprofil führt, welches sich durch eine Poiseuille-Strömung charakterisieren lässt. Ob es zu einer Ausbildung dieses Strömungsprofils kommt, hängt in erster Linie von der mit der aerodynamischen Lauflänge als charakteristischen Länge gebildeten Reynoldszahl

und von dem Verhältnis aus der Bodenfreiheit des Modells und der Summe der Grenzschichtdicken auf *Splitter plate* und auf Zugoberfläche ab. Bei einem vorgegeben Bodenabstand ergeben sich dadurch in Abhängigkeit zur Position längs des Zugmodells unterschiedliche Strömungsprofile unter dem Zug, die die Schallentstehung an den drei Drehgestellen unterschiedlich beeinflussen können.

Im Folgenden werden Grenzschichtmessungen auf der *Splitter plate* präsentiert, bei denen aus Gründen der Durchführbarkeit des Experiments kein Zugmodell installiert war. Auch wenn sich durch diese Untersuchungen nicht die realen Strömungsprofile im Unterbodenbereich bestimmen lassen, so geben sie jedoch wichtige Hinweise, ab welcher Zuglänge es zu einer Ausbildung einer Poiseuille-ähnlichen Strömung kommen muss.

Bei den Experimenten kam der in Abb. 4.4 gezeigte Grenzschichtrechen zum Einsatz, der aus 20 Pitot-Sonden besteht, die über eine Höhe von 31 mm verteilt angeordnet sind. Der wandnahe Bereich bis etwa 10 mm Abstand ist feiner aufgelöst. Die einzelnen Pitot-Sonden messen den Staudruck  $p_s$ , der von der Dichte  $\rho_0$  und

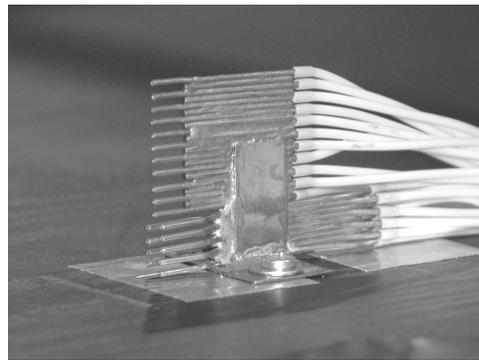


Abbildung 4.4: Der verwendete 31 mm hohe Grenzschichtrechen besteht aus 20 Pitot-Sonden. Der wandnahe Bereich ist dabei räumlich feiner aufgelöst.

der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  gemäß

$$p_s = \frac{1}{2} \rho_0 U_\infty^2 \quad (4.1)$$

abhängt. Temperatur und Druck waren bei der Durchführung der Experimente bekannt, wodurch die Dichte unter Annahme eines idealen Gases über die ideale Gasgleichung (2.41) gegeben ist. Durch Umformung der Gleichungen (4.1) erhält man die Strömungsgeschwindigkeit  $U_\infty$ .

Auf der *Splitter plate* wurden Grenzschichtprofile in  $x = 0,20 \text{ m}$ ;  $0,70 \text{ m}$  und  $1,05 \text{ m}$  bei den beiden Geschwindigkeiten  $U_\infty = 20 \text{ m/s}$  und  $60 \text{ m/s}$  gemessen. Die Koordinaten beziehen sich auf ein Koordinatensystem, dessen Ursprung in die  $x$ -Koordinate der Zugspitze und auf die Oberfläche der *Splitter plate* gelegt wurde.

Die verschiedenen Grenzschichtprofile werden in Abb. 4.5 grafisch dargestellt. Die magentafarbenen Boxen markieren die Punkte, in denen 99% der Geschwindigkeit der Außenströmung erreicht worden sind. Die gemessenen Grenzschichtdicken liegen je nach Messposition und Geschwindigkeit zwischen 5 und 18 mm, was bereits der Größenordnung der Bodenfreiheit des Zugmodells mit 12 mm entspricht. Darüber hinaus ist von Interesse, ob es sich um eine laminare oder turbulente

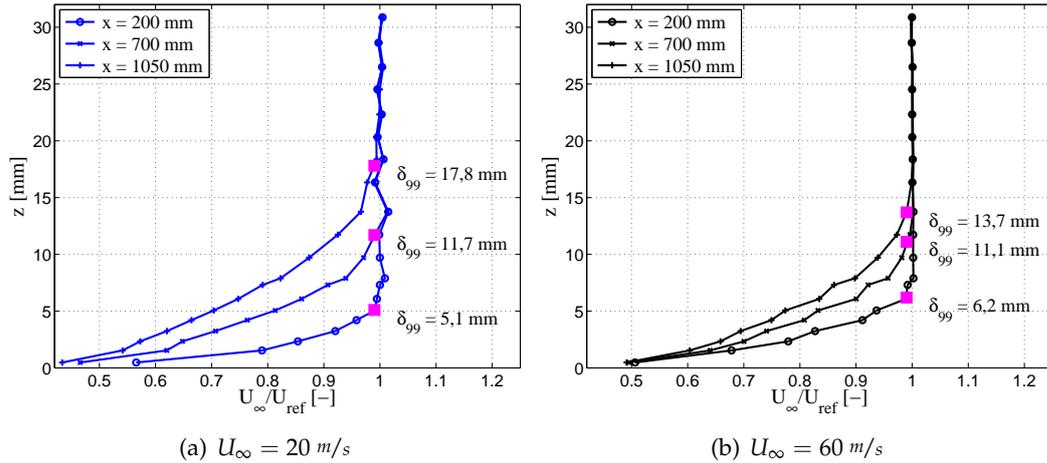


Abbildung 4.5: Dargestellt sind Grenzschichtprofile für drei Positionen und zwei verschiedene Geschwindigkeiten, normiert mit der Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung. Die Grenzschichtdicken wurde nach dem  $\delta_{99}$ -Kriterium bestimmt, und sind jeweils durch die magentafarbenen Boxen in den Graphen markiert.

Grenzschichtströmung handelt. Die Form der Grenzschichtprofile kann Aufschluss darüber geben, ob es sich um eine laminare oder turbulente Grenzschicht handelt. Für den Fall einer turbulenten Grenzschicht müsste sich das Profil durch das logarithmische Wandgesetz ausdrücken lassen. Nach Schlichting & Gersten [105] lässt sich aber auch mittels des Formparameters  $H_{12}$  der Zustand der Grenzschichtströmung abschätzen. Dieser Formparameter ist definiert aus dem Verhältnis der Verdrängungsdicke  $\delta_1$  und der Impulsverlustdicke  $\delta_2$

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}, \tag{4.2}$$

und nimmt für eine laminare Plattengrenzschicht theoretisch einen Wert von  $H_{12} = 2,59$  an; für turbulente Grenzschichten ist hingegen  $H_{12} \approx 1,4$  zu erwarten. Aus den experimentell gewonnen Grenzschichtprofilen wurde der Formparameter bestimmt. Die Berechnung der integralen Werte für die Verdrängungsdicke und die

Impulsverlustdicke wurde dabei mittels des Trapezverfahrens durchgeführt. Für alle Profile ergibt sich ein Formparameter  $H_{12} \approx 1,4$ , was auf turbulente Grenzschichten hindeutet. Bereits an der ersten Messposition bei  $x = 0,20$  m, zu der noch  $x = 0,27$  m Einlaufänge addiert werden müssen, herrscht bei der kleinsten Anströmgeschwindigkeit von  $U_\infty = 20$  m/s eine turbulente Grenzschicht vor, woraus geschlossen werden kann, dass die kritische Reynoldszahl  $Re_{x, \text{krit}}$  für die Transition für den vorliegenden Aufbau im AWB den Wert

$$Re_{x, \text{krit}} \leq \frac{20 \text{ m/s} \cdot (0,20 + 0,27) \text{ m}}{1,56 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}} \approx 6 \times 10^5 \quad (4.3)$$

nicht übersteigt. Die Reynoldszahl  $Re_x$  wird in diesem Zusammenhang mit der aerodynamischen Lauflänge als charakteristische Länge gebildet. Die Ergebnisse für die Grenzschichtdicke und den Formparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Grenzschichtdicken lassen sich jedoch auch theoretisch abschätzen. Für

Tabelle 4.1: Experimentell gewonnene Grenzschichtdaten auf der *Splitter plate*.

$U_\infty$ [m/s]	20			60		
x [m]	0,20	0,70	1,05	0,20	0,70	1,05
$\delta_{99}$ [mm]	5,1	11,7	17,8	6,2	11,1	13,7
$H_{12}$ [-]	1,35	1,43	1,47	1,41	1,39	1,39

die Grenzschichtdicke  $\delta_{99}$  nach dem 99% Kriterium auf einer laminar überströmten Platte fand H. Blasius im Jahr 1908 (siehe Schlichting & Gersten [105]) als Lösung der Grenzschichtgleichungen den nach ihm benannten Zusammenhang:

$$\delta_{99, \text{lam.}} = 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}, \quad (4.4)$$

mit der kinematischen Viskosität  $\nu$ , der Lauflänge  $x$  und der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ . Eine Abschätzung der Grenzschichtdicke für eine turbulente Grenzschichtströmung ist durch

$$\delta_{99, \text{turb.}} = 0,21 \frac{x}{\ln Re_x} \quad (4.5)$$

gegeben (siehe Schlichting & Gersten [105]). In Abb. 4.6 sind dann schließlich die aus der Theorie stammenden Abschätzungen basierend auf den Gleichungen (4.4) und (4.5) zusammen mit den experimentell bestimmten Grenzschichtdicken dargestellt. Die Transition wird bei den berechneten Grenzschichtdicken bei  $Re_{x, \text{krit.}} = 5 \times 10^5$  angenommen; ein Wert, der häufig in der Literatur zu finden ist

(siehe Schlichting & Gersten [105]), und unter dem zuvor bestimmten Maximalwert liegt. Bei den Betrachtungen wird ein räumlich ausgedehnter Übergangsbereich zwischen der laminaren und turbulenten Grenzschicht nicht berücksichtigt. Wie in Kapitel 3.1 schon angemerkt, ist das Verhältnis aus Grenzschichtdicke zum Abstand zwischen *Splitter plate* und Modell-Unterboden wichtig. Aus diesem Grund sind die Grenzschichtdicken jeweils mit dem Abstand zwischen Grund und Zugunterboden  $h = 12 \text{ mm}$  normiert. Wie in Abb. 4.6 zu erkennen ist, wachsen die

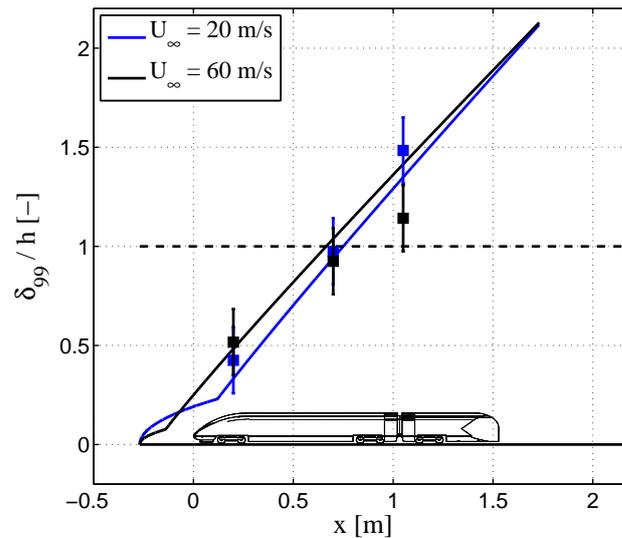


Abbildung 4.6: Die mit dem Abstand  $h$  zwischen Grund und Zugunterboden normierte Grenzschichtdicke  $\delta_{99}$  in Abhängigkeit zur aerodynamischen Lauflänge, abgeschätzt nach [105] (durchgezogene Linien) und gemessen mit dem Grenzschichtrechen (Boxen).

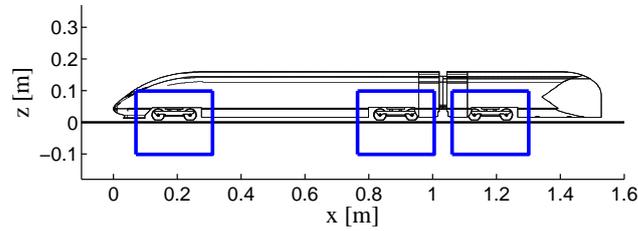
Grenzschichten auf der *Splitter plate* nach der Transition zügig an, und erreichen ab etwa halber Endwagenlänge Dicken in der Größenordnung des Abstands zwischen Zugmodell-Unterboden und Grund. Die aus den Grenzschichtdaten bestimmten Grenzschichtdicken, in dem Graphen wiedergegeben durch die Boxen, geben innerhalb des abgeschätzten Messfehlers von  $\sigma_{\delta_{99}} = 2 \text{ mm}$  ähnliche Tendenzen wieder. Der Messfehler setzt sich zusammen aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der Positionen der Pitot-Sonden des Rechens, und aus Unsicherheiten bei der Anwendung des 99%–Kriteriums. Demgegenüber werden die Messfehler des Druckmesssystems als vernachlässigbar klein angesehen. Auch auf der Oberfläche des Zug-Unterbodens entwickelt sich eine Grenzschicht. Im Frontbereich des ICE3-Modells befindet sich ein Spoiler, der eine Unstetigkeit darstellt und einen raschen Umschlag in eine turbulente Grenzschichtströmung erzwingt. Zudem wirken die

Kanten der Drehgestellkavitäten, die Drehgestelle selbst und der Wagenübergang störend auf die Strömung, und sorgen für ein Aufdicken der Grenzschicht. Die Untersuchungen zeigen, dass die Grenzschichten am Zug und auf der *Splitter plate* bereits bei etwa der halben Endwagenlänge interagieren müssen. Bei der vorderen Drehgestellkavität herrschen somit andere Anströmbedingungen als bei den beiden Hinteren. Vorn weisen die Bodengrenzschicht und die Grenzschicht auf der Zugoberfläche aufgrund der kurzen aerodynamischen Lauflänge noch geringe Dicken auf, und man kann von einer realitätsähnlichen Unterbodenströmung im Windkanalexperiment ausgehen. Das sich ab der zweiten Endwagenhälfte unter dem Zug ausbildende Strömungsprofil entspricht hingegen nicht mehr dem eines realen Zuges.

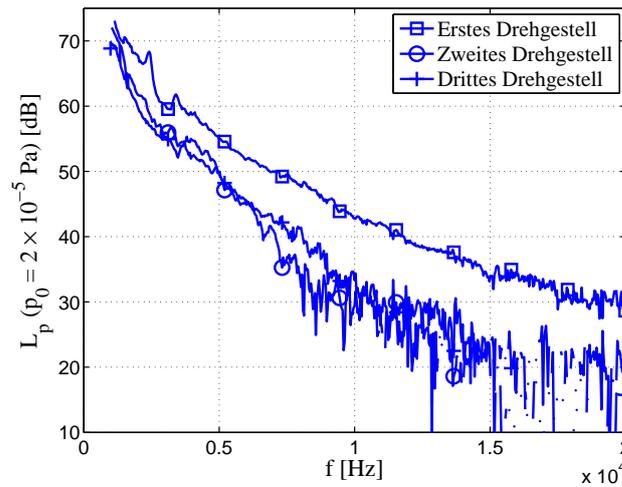
Wie sich die unterschiedlichen aerodynamischen Randbedingungen bei den drei Drehgestellen letztlich auf die Aeroakustik dieser drei Bereiche auswirken, wird im Folgenden untersucht.

Abb. 4.7 zeigt die integrierten Beamforming-Spektren für die drei Drehgestellbereiche des ICE3-Modells. Die Spektren für die hinteren beiden Drehgestellbereiche zeigen ähnliche Verläufe, und unterscheiden sich signifikant von dem des ersten Drehgestells. Die für die beiden hinteren Drehgestellbereiche berechneten Spektren liegen jeweils im niederfrequenten Bereich bis  $f < 5$  kHz um etwa 4 dB, und um bis zu 10 dB für höhere Frequenzen unter dem Spektrum des vordersten Drehgestells. Offenbar liegen in den Bereichen der hinteren beiden Drehgestelle sehr ähnliche aerodynamische Randbedingungen vor, die zur einer ähnlichen aeroakustischen Anregung in den beiden Drehgestellbereichen führt. Wie zuvor diskutiert, kann man davon ausgehen, dass sich in diesen beiden Bereichen bereits ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil ausgebildet hat. Im Bereich des ersten Drehgestells, in dem realitätsnähere aerodynamische Randbedingungen zu erwarten sind, hat sich die zu erwartende Poiseuille-ähnliche Strömung noch nicht entwickelt. In Verbindung mit einer dünnen und möglicherweise noch laminaren Grenzschicht auf der Zugoberfläche nahe des Staupunkts an der Zugspitze führt dies zu einer besonders starken aeroakustischen Anregung der vordersten Drehgestellkavität. Dieser Effekt ist daher in Einklang mit den Ergebnissen aus den zuvor schon angesprochenen generischen Experimenten von Ahuja & Mendoza [43] und von Block & Heller [10].

In diesem Zusammenhang sei auf Vorbeifahrtmessungen an realen Zügen verwiesen, bei denen durch Mikrofonarray-Messungen ebenfalls gezeigt wurde, dass die vorderste Drehgestellkavität die anderen Drehgestellbereiche akustisch dominiert. Sowohl Mellet et al. [19], die Messungen am französischen doppelstöckigen Hochgeschwindigkeitszug Train à Grande Vitesse Duplex (TGV Duplex) und am ICE3, als auch Martens et al. [18], die ähnliche Messungen am ICE3 und am ETR500 durchführten, fanden diese Tendenz in ihren Quellkarten. Mellet et al. [19] fanden je nach betrachtetem Terzband Differenzen der gemessenen Schalldruckpegel von bis zu 5 dB zwischen dem ersten und dem zweiten Drehgestell des Endwagens.



(a)



(b)

Abbildung 4.7: (a): Die Integrationsbereiche für die drei Drehgestellbereiche. (b): Spektren für die drei Drehgestellbereiche.

Bei allen Untersuchungen waren die Geschwindigkeiten größer als 300 km/h, und man kann davon ausgehen, dass in diesem Geschwindigkeitsbereich die in den Quellkarten gefundenen Schallquellen tatsächlich aeroakustischen Ursprungs sind. Mellet et al. [19] vermuten ebenfalls, dass dieser Effekt den unterschiedlichen Strömungsverhältnissen längs des Zuges zuzuordnen ist. Die Strömung erreicht das vorderste Drehgestell nahezu ungehindert über einen Spoiler, und die kurzen aerodynamischen Lauflängen führen auch beim fahrenden Originalzug zu einer besonders starken Anregung der Drehgestellkavität.

Aufgrund der unrealistischen Strömungsverhältnissen, die sich durch den gewählten Aufbau im AWB mit der *Splitter plate* bei den hinteren beiden Drehgestellen ergeben, wird der Fokus der folgenden Untersuchungen nur auf das erste Drehgestell gelegt.

Die folgenden Untersuchungen behandeln den Einfluss der Anström-

geschwindigkeit auf die Schallemission des ersten Drehgestells. Dazu werden je-

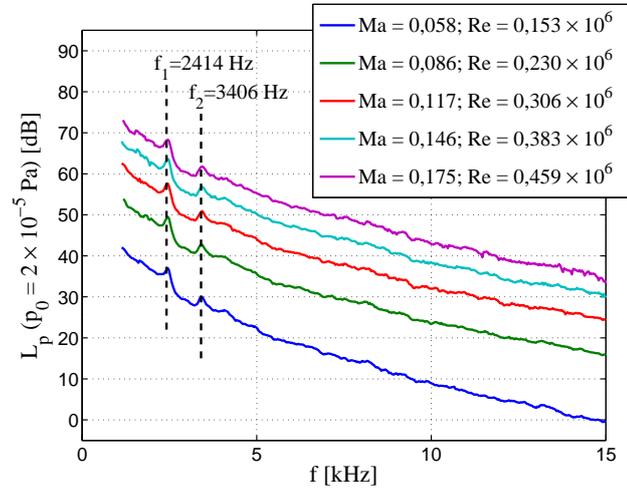


Abbildung 4.8: Beamforming Schmalbandspektren für den Bereich des ersten Drehgestells, gemessen bei verschiedenen Machzahlen. Die gestrichelten Linien markieren die tonalen Anteile im Spektrum, die keine Geschwindigkeitsabhängigkeit zeigen.

weils die über den in Abb. 4.3(a) gezeigten Bereich räumlich integrierten Spektren von Messungen analysiert, die im Geschwindigkeitsbereich von  $20 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 60 \text{ m/s}$  durchgeführt wurden. Der genannte Geschwindigkeitsbereich entspricht einem Reynoldszahl-Bereich von  $0,153 \times 10^6 \leq Re \leq 0,459 \times 10^6$  und einem Machzahl-Bereich von  $0,058 \leq Ma \leq 0,175$ . Die entsprechenden Spektren sind in Abb. 4.8 dargestellt. Man erkennt, dass sowohl die Form der Spektren, als auch einzelne schwache lokale Maxima in  $f = 2417 \text{ Hz}$  und in  $f = 3406 \text{ Hz}$ , markiert durch die gestrichelten Linien, innerhalb des betrachteten Bereiches nahezu unbeeinflusst von der Strömungsgeschwindigkeit sind. Um sicherzustellen, dass es sich bei den lokalen Maxima tatsächlich um einen akustischen Beitrag des Drehgestells handelt, werden Schmalband-Quellkarten mit  $\Delta_f = 36,6 \text{ Hz}$  für diese beiden Frequenzen analysiert, die in Abb. 4.9 gezeigt werden. Die Berechnung erfolgt mit dem Standard-DSB, da es an dieser Stelle nur um eine qualitative Quellortung geht, und man eine mögliche Fehlinterpretation der Quellverteilung durch den Entfaltungsalgorithmus ausschließen möchte. In den Quellkarten für die beiden Frequenzen kann jeweils eine dominante Quellverteilung im Bereich der Drehgestelle lokalisiert werden; weitere mögliche Störquellen in der Nähe des Integrationsbereichs treten jedoch nicht auf. Somit kann man ausschließen, dass in den Beträgen der zuvor gezeigten integrierten Spektren Nebenmaxima benachbarter starker Quellen, oder gar elektrische Störungen enthalten sind.

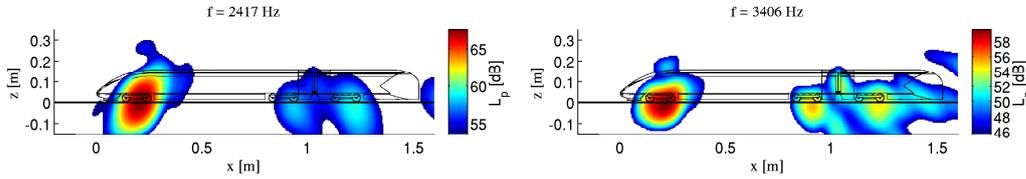


Abbildung 4.9: DSB Schmalband Quellkarten ( $\Delta_f = 36,6$  Hz) für die beiden in den Spektren 4.8 gefundenen charakteristischen Frequenzen. Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 14 dB, gemessen im AWB bei  $U_\infty = 60$  m/s.

Die Tatsache, dass sich die Frequenzen der beiden gefundenen tonalen Anteile mit  $f_1 = 2417$  Hz und  $f_2 = 3406$  Hz geschwindigkeitsunabhängig verhalten, führt zu der Hypothese, dass es sich um eine aeroakustische Anregung von Kavitätsmoden handelt könnte. Das in Kapitel 2.2.3 beschriebene Modell von Rossiter [39] kann allerdings dieses Phänomen nicht befriedigend beschreiben, da hier die angeregten Frequenzen eine nahezu lineare Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit zeigen. Die Beobachtungen entsprechen eher dem im selben Kapitel vorgestellten Modell von Plumblee et al. [40]. Bei diesem Modell wird die Entwicklung einer stehenden Welle vorausgesetzt. Die Frequenzen skalieren im Wesentlichen mit den Hohlraumdimensionen, und es existiert nur eine geringe Abhängigkeit von der Anström-Machzahl niedrigen Unterschallbereich. In der folgenden Betrachtung wird dieses Grundprinzip aufgegriffen, und zur Vereinfachung auf einen eindimensionalen Hohlraum mit unendlichen Wandimpedanzen reduziert. Bei dieser Betrachtung wird außerdem der Einfluss des Drehgestells im Inneren des Hohlraums vernachlässigt. Um eine für die beobachteten Frequenzen charakteristische Länge zu finden, wird die Existenz von stehenden Wellen vorausgesetzt, deren halbe Wellenlänge ein Vielfaches der Dimension  $L$  eines eindimensionalen Oszillators entspricht. Zu erwarten sind dann die Frequenzen gemäß

$$f = \frac{c}{2L} n \quad (n \in \mathbb{N}). \quad (4.6)$$

Dabei wurde der Zusammenhang zwischen der Wellenlänge  $\lambda$ , der Schallgeschwindigkeit  $c_0$  und der Frequenz  $f$  gemäß  $\lambda = c_0/f$  benutzt. Dies Ausdruck (4.6) entspricht der von Plumblee et al. [40] gefunden Gleichung (2.36) für den eindimensionalen Fall mit unendlichen hohen Wandimpedanzen. Für die beiden im Experiment gefundenen Frequenzen erhält man für die ersten drei Moden  $n = 1, 2, 3$

die folgenden Längen  $L$ :

$$\text{für } f_1 = 2417 \text{ Hz} \begin{cases} n = 1 : L = 71 \text{ mm} \\ n = 2 : L = 142 \text{ mm} \\ n = 3 : L = 213 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\text{für } f_2 = 3406 \text{ Hz} \begin{cases} n = 1 : L = 50 \text{ mm} \\ n = 2 : L = 101 \text{ mm} \\ n = 3 : L = 151 \text{ mm} \end{cases} \quad (4.8)$$

Im Folgenden werden zu diesen Längen passende Dimensionen der vordersten Drehgestellkavität des ICE3-Modells gesucht. Eine bemaßte Zeichnung des Drehgestellbereichs ist in Abb. 4.10 gegeben. Die Kavität besitzt ein Längen-zu-

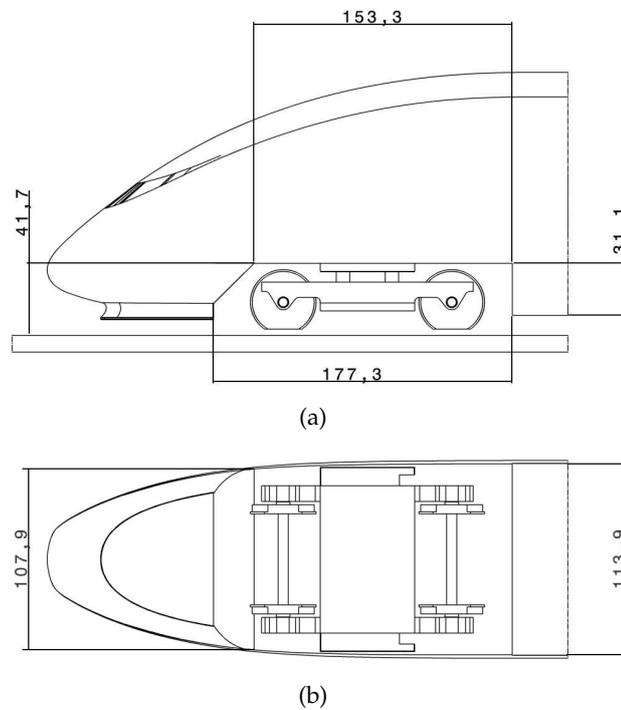


Abbildung 4.10: Bemaßte Zeichnung der vordersten Drehgestellkavität des ICE3-Modells. (a): Seitenansicht. (b): Ansicht von unten. Alle Maße in Millimetern.

Tiefenverhältnis von etwa  $3,3 < l/d < 3,9$ , je nachdem, ob das Maß am Boden der Kavität mit 153,3 mm oder das offene Maß mit 177,3 mm für die Berechnung herangezogen wird. Eine Kavität mit einem solchen Längen-zu-Tiefenverhältnis gilt als flache Kavität, und nach Pumblee et al. [40] ist somit die Anregung der

Längsmoden am wahrscheinlichsten. Die nach Gleichung (4.6) berechnete charakteristische Länge für eine Schwingung der Frequenz  $f_1 = 2417$  Hz und der Mode mit  $n = 2$  passt zur Länge der Kavität, gemessen am Boden. Ähnliches gilt für die Mode mit  $n = 3$  und der Frequenz  $f_2 = 3406$  Hz. Auch wenn für die vorliegende flache Kavität Tiefenmoden unwahrscheinlicher sind, so sei hier noch die Tiefenmode mit der Frequenz  $f_2 = 3406$  Hz mit  $n = 1$  genannt, die zum Abstand vom Grund bis zum Boden der Kavität mit 41,7 mm passt. Die berechnete Länge von  $L = 101$  mm für  $f_2 = 3406$  Hz mit  $n = 2$  könnte aber auch ebenso zu einer stehenden Welle passen, die sich quer zur Strömung bildet. Die Breite der Kavität beträgt an der vorderen Flanke 108 mm und an der hinteren 114 mm. Wie man sieht, ist es an diesem Punkt nicht eindeutig möglich, eine feste Beziehung zwischen den beobachteten Frequenzen und einer bestimmten Dimension der Kavität zu finden. Es ist jedoch offensichtlich, dass die Dimensionen des Radkastens eine zentrale Rolle spielen. An dieser Stelle stellt sich die Frage, inwieweit dieses Verhalten auch für höhere Mach- und Reynoldszahlen reproduzierbar ist, und weitere Messungen bei anderen Strömungsparametern sind notwendig. Daher sei an dieser Stelle bereits auf die Untersuchungen über einen deutlichen größeren Mach- und Reynoldszahl-Raum im kryogenen Windkanal hingewiesen, die in Kapitel 4.2 diskutiert werden.

Im Folgenden soll der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den Schalldruck untersucht werden. Dazu wird sich wieder der weiteren Interpretation der in Abb. 4.8 gezeigten Spektren zugewendet. Eine Änderung der Machzahl bewirkt bei diesen Untersuchungen immer auch eine Änderung der Reynoldszahl. Es sei daher angemerkt, dass die hier diskutierten Untersuchungen Erkenntnisse über Machzahl-Abhängigkeiten bei nicht konstanten Reynoldszahlen liefern.

Zur Charakterisierung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Schalldrücke wird der Geschwindigkeitsexponent  $m$  betrachtet, der bereits in Kapitel 1.1 in Gleichung (1.1) eingeführt wurde. Es ist zweckmäßig, die Schalldruckpegel  $L_p$  über die logarithmische Machzahl Abszissenachse aufzutragen. Die Steigung der Regressionsgeraden ist dann gemäß

$$L_p = 10 \lg \frac{p^2}{p_0^2}$$

$$L_p \propto m \cdot 10 \cdot \lg \frac{Ma}{Ma_{ref}} \quad (4.9)$$

proportional zu dem Exponenten  $m$ . Die explizite Wahl einer konstanten Referenz-Machzahl  $Ma_{ref}$  besitzt keinen Einfluss auf den Geschwindigkeitsexponenten. Es sei jedoch an dieser Stelle schon einmal angemerkt, dass für alle weiteren Betrachtungen  $Ma_{ref} = 0,175$  gewählt wird. Bei Raumtemperatur entspricht dies einer typischen Geschwindigkeit von Hochgeschwindigkeitszügen von  $U_{Zug} \approx 215$  km/h.

Für die Schmalbandanalyse werden die lokalen Maximalwerte mit den Frequenzen  $f_1 = 2417 \text{ Hz}$  und  $f_2 = 3406 \text{ Hz}$  für die Berechnung herangezogen. Für die Breitbandanalyse wird hingegen der integrale Wert der Schalldrücke über den Frequenzbereich von

$$1100 \text{ Hz} \leq f \leq 16000 \text{ Hz} \quad (4.10)$$

genommen. Dieser integrale Wert wird im Folgenden als Gesamtschallpegel (abgekürzt durch OASPL: Overall sound pressure level) bezeichnet. Abb. 4.11(a) gibt die Beziehung zwischen den Gesamtschalldruckpegeln und der logarithmisch aufgetragenen Machzahl wieder. Für die breitbandige, wie auch für die schmalbandige Analyse ergeben sich recht ähnliche Exponenten. Für den OASPL, wie auch für die Frequenz  $f_1$  erhält man einen Exponenten von  $m = 6,2$ , und für  $f_2$  einen Exponenten von  $m = 6,3$ . Bei der Berechnung der Regressionsgeraden in der Darstellung gemäß Gleichung (4.9) wurde die Messung mit der geringsten Anström-Machzahl nicht berücksichtigt, da diese nicht zu den Tendenzen der übrigen Messungen passt, da die jeweiligen Schalldruckpegel signifikant unterhalb der Trendlinie liegen.

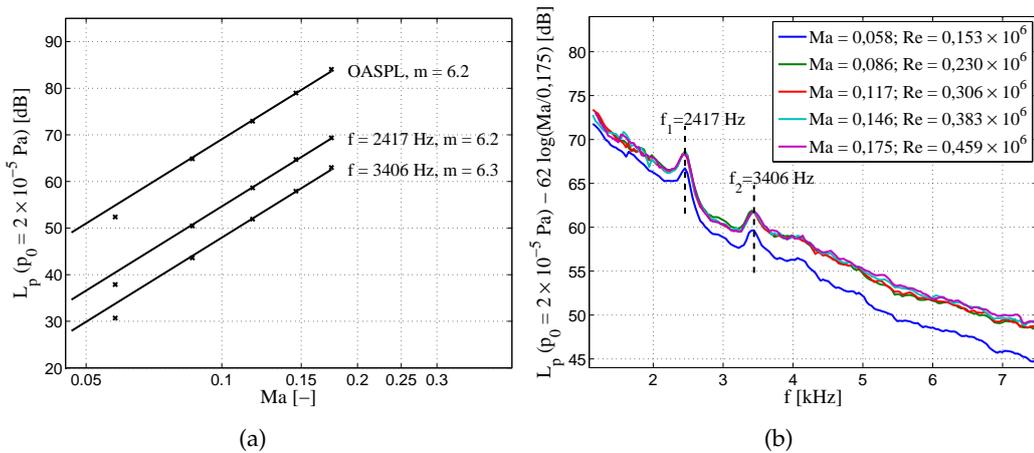


Abbildung 4.11: (a): Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Schalldruckpegeln, logarithmisch aufgetragen. Gezeigt sind die Verläufe für die beiden zuvor identifizierten Frequenzen  $f_1$  und  $f_2$ , und für das gesamte Spektrum zwischen  $1100 < f < 16000 \text{ Hz}$ . (b): Die in Abb. 4.1 bereits gezeigten Spektren in einer mit dem Geschwindigkeitsexponenten  $m = 6,2$  normierten Darstellung.

In der folgenden Darstellung in Abb. 4.11(b) wird der Geschwindigkeitsexpo-

nent  $m$  dazu genutzt, die akustischen Spektren gemäß

$$L_p^{\text{norm}} = L_p - m \cdot 10 \cdot \lg \frac{Ma}{Ma_{\text{ref}}} \quad (4.11)$$

zu normieren. Die bei den Machzahlen zwischen  $0,086 \leq Ma \leq 0,175$  aufgenommenen Spektren zeigen nach der Normierung eine sehr gute Übereinstimmung, und es lässt sich folgern, dass es innerhalb des betrachteten Mach- und Reynoldszahl-Bereich keinen signifikanten Einfluss der Kennzahlen auf die Schallemission dieser Schallquelle gibt. Wie schon bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsexponenten, präsentiert sich die Messungen mit  $Ma = 0,058$  als Ausreißer, bei der über dem betrachteten Frequenzbereich deutlich geringere Schalldruckpegel gemessen werden. Offensichtlich wird eine minimale Anström-Machzahl von  $Ma = 0,086$  benötigt, ehe der aeroakustische Mechanismus im Drehstellbereich stabil angeregt ist.

Im Folgenden soll die Frage geklärt werden, warum sich die normierten Spektren unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit verhalten. Die Eigenschaften der Grenzschicht stromaufwärts des Radkastens beeinflussen die Schallemission aus diesem Bereich. Am identischen Modell des ICE3 wurden Untersuchungen von Fey et al. [59] zur Lage des laminar-turbulenten Umschlags mittels temperaturempfindlicher Farbe (TSP) durchgeführt. Diese Messergebnisse werden nun genutzt, um Rückschlüsse über die an der Drehstell-Vorderkante herrschenden Grenzschichtbedingungen zu erhalten. Fey et al. [59] führten die Messungen in der Seitenwindversuchsanlage (SWG) durch, der in Kapitel 3.2.3 eingeführt wurde. Diese Messtechnik nutzt die unterschiedlichen konvektiven Wärmeübergänge laminarer und turbulenter Grenzschichtströmung aus. Die Grauwerte der in Abb. 4.12 gezeigten TSP-Signatur sind proportional zu den lokalen konvektiven Wärmeübergängen, die wiederum proportional zu den lokalen Wandschubspannungen sind. Die physikalischen Zusammenhänge beschreibt die so genannte Reynoldsanalogie. Zu mehr Details sei auf Nitsche & Brunn [106] verwiesen. Helle Bereiche in der Signatur weisen auf Regionen auf der Oberfläche des umströmten Zuges hin, in denen geringe Wandschubspannungen herrschen. Dort ist der konvektive Wärmeübergang geringer, und es kann auf eine laminare Grenzschicht geschlossen werden. In den dunkel dargestellten Bereichen wirken höhere Wandschubspannungen, was auf eine turbulente Grenzschicht hindeutet, die einen höheren konvektiven Wärmeübergang bewirkt. Der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht ist durch einen Grauwert-Sprung zu identifizieren. Der Ort der Transition ist durch eine rote Linie markiert. Fey et al. [59] fanden innerhalb des untersuchten Reynoldszahl-Bereich von  $0,250 \times 10^6 < Re < 0,500 \times 10^6$  nur einen geringen Einfluss der Reynoldszahl auf die Transitionslage. Die hier gegebene TSP-Signatur zeigt, dass selbst bei der maximalen Reynoldszahl eine laminare Grenzschicht stromauf der blau markierten Vorderkante der Drehstellkavität



Abbildung 4.12: TSP-Temperatursignatur des ICE3-Endwagens, bei einer Reynoldszahl von  $Re = 0,500 \times 10^6$ . Die hellen Bereiche deuten auf eine laminare, und die dunklen auf eine turbulente Grenzschicht (hier durch "GS" abgekürzt) hin. Die Bereich der Transition ist durch eine rote Linie markiert, und die Vorderkante des Radkastens ist durch die blaue Linie hervorgehoben. Die Strömung kommt von links. Quelle: Fey et al. [59].

herrscht. Geht man vom vereinfachten Fall einer laminaren Plattengrenzschicht aus (Blasius, Gleichung (4.4)), so skaliert die Grenzschichtdicke  $\delta_{99, \text{lam.}}$  gemäß

$$\delta_{99, \text{lam.}} \sim \sqrt{Re}. \quad (4.12)$$

Die sich aufgrund der Reynoldszahl-Änderung geringfügig ändernde Dicke der laminaren Grenzschicht auf der Zugoberfläche besitzt offenbar einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf die Schallemission. Am Zug-Unterboden hingegen kann von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen werden, da die Unstetigkeit an der Spoiler-Lippe die Transition festlegt. Dadurch ergibt sich auch an dieser Stelle kein Reynoldszahl-Effekt. Somit kann durch die Ergebnisse der Transitionsuntersuchungen von Fey et al. [59] das von der Anströmgeschwindigkeit unabhängige Verhalten dieser Schallquelle zufriedenstellend erklärt werden.

Der experimentell bestimmte Geschwindigkeitsexponent von  $m = 6,2$  ist dem aus den theoretischen Betrachtungen der aeroakustischen Analogien (siehe Kapitel 2.2.1) gefundenen Exponenten von  $m = 6$  sehr ähnlich. Somit handelt es sich bei der Schallquelle bei dem Drehgestell um eine dipolartige Quelle, deren Schalldrücke gemäß Gleichung (2.26) mit der Machzahl skalieren. Die Frage, ob die Abhängigkeiten von Schallgeschwindigkeit  $c_0$  und Dichte  $\rho_0$ , wie sie in dieser Gleichung auftreten, auch für diese Schallquelle gelten, kann an dieser Stelle jedoch nicht beantwortet werden. Zur Klärung dieser Frage sei auf die Messungen im kryogenen Windkanal (Kapitel 4.2) verwiesen.

### Der Pantograph

Als weitere für die Aeroakustik von Hochgeschwindigkeitszügen relevante Quelle wird nun der Pantograph näher untersucht. Analog zu den Untersuchungen an den Drehgestellen wird im Folgenden die Frequenz- und Amplitudenskaliierung mit der Anströmgeschwindigkeit des Pantographen vorgestellt. Abb. 4.13(a)

zeigt Spektren des Stromabnehmers für den Geschwindigkeitsbereich von  $20 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 60 \text{ m/s}$ , was dem Reynoldszahl-Bereich von  $0,153 \times 10^6 \leq Re \leq 0,459 \times 10^6$  und dem Machzahl-Bereich von  $0,058 \leq Ma \leq 0,175$  entspricht. Im Vergleich zum

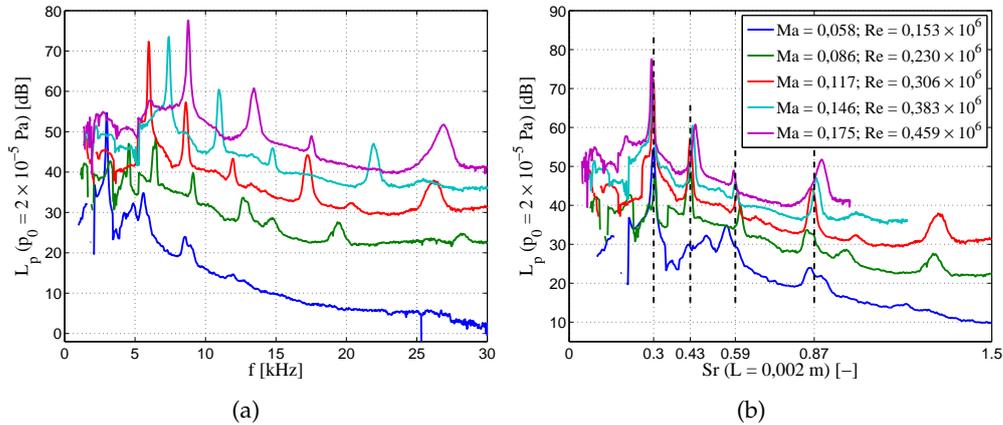


Abbildung 4.13: Schall emittiert vom Pantographen, gemessen im AWB. (a): Schmalbandspektren für verschiedene Machzahlen, berechnet aus den Arraydaten. (b): Die Spektren wie in (a), jedoch über die Strouhalzahl mit der charakteristischen Länge von  $L = 2 \text{ mm}$  aufgetragen.

Schall des Drehgestells ergeben sich für den Pantographen gänzlich andere Spektren, sowie eine andere Abhängigkeit von der Anström-Machzahl. Die Spektren enthalten starke tonale Anteile, deren Frequenzen und Amplituden von der Machzahl abhängen. Um zu überprüfen, ob gemäß den im Kapitel 2.2.2 beschriebenen Grundlagen eine mögliche Aolston-Charakteristik mit linearer Geschwindigkeitsabhängigkeit vorliegt, werden die Spektren über die Strouhalzahl (Gleichung (2.5)) aufgetragen. Die entsprechenden Spektren sind in Abb. 4.13(b) gezeigt. Als charakteristische Länge wird *a priori* ein typischer am Pantographenmodell auftretender Durchmesser von  $L = 2 \text{ mm}$  gewählt. Durch die Darstellung über die Strouhalzahl ergeben sich nun für die untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten nahezu deckungsgleiche lokale Maxima in  $Sr = 0,30; 0,43; 0,59$  und  $0,87$ , woraus geschlossen werden kann, dass die tonalen Anteile linear mit der Anströmgeschwindigkeit skalieren. Wie auch bei den Untersuchungen zum Drehgestell weicht das Spektrum aufgenommen bei der geringsten Machzahl von  $Ma = 0,058$  von den übrigen ab, und auch für diese Quelle scheint eine minimale Mach- bzw. Reynoldszahl nötig zu sein, ehe der aeroakustische Mechanismus stabil angeregt ist. Daher wird dieses Spektrum bei den weiteren Untersuchungen nicht beachtet. Der Einfluss von Mach- und Reynoldszahl auf die Strouhalzahlen der gefundenen Töne ist innerhalb des untersuchten Bereiches als gering einzuschätzen, wie in Abb. 4.14 gezeigt

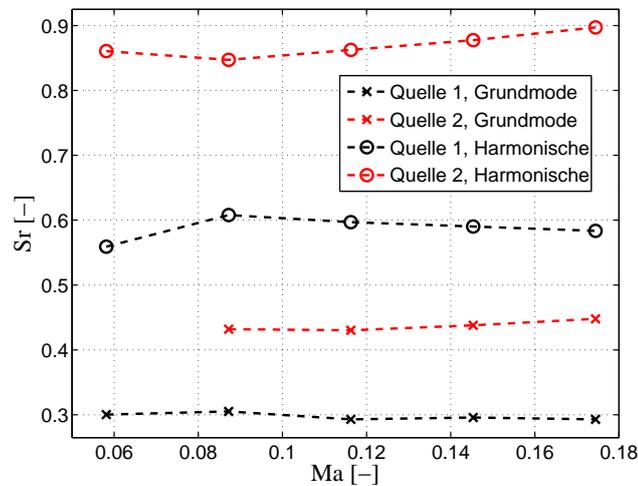


Abbildung 4.14: Einfluss der Machzahl auf die Strouhalzahl.

wird. Die Strouhalzahlen  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,59$  sinken mit steigender Machzahl leicht ab; für die Strouhalzahlen  $Sr = 0,43$  und  $Sr = 0,87$  ergibt sich hingegen eine konträre Tendenz.

Bezüglich der auftretenden Strouhalzahlen der Maxima existieren Auffälligkeiten: Innerhalb gewisser Toleranzen können höhere Harmonische mit den jeweils doppelten Frequenzen einer Grundmode in den Spektren gefunden werden. So scheint es, dass die Maxima in  $Sr = 0,59$  und  $Sr = 0,30$  zum gleichen Quellmechanismus gehören; Ähnliches gilt für die Maxima in  $Sr = 0,87$  und in  $Sr = 0,43$ . Die beiden Quellmechanismen werden im Folgenden mit Quelle 1 und Quelle 2 bezeichnet. Um die gefundenen Frequenzen einzelnen Elementen des Stromabnehmers zuzuordnen, werden im Folgenden Schmalband-Quellkarten ( $\Delta_f = 36,6$  Hz) der Messung mit der höchsten Mach- und Reynoldszahl für die jeweiligen Strouhalzahlen diskutiert, die in Abb. 4.15 gezeigt werden. Die Quellkarten offenbaren zwei verschiedene und von der Strouhalzahl abhängige Quellorte. Für die Strouhalzahlen von  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,59$  (Quelle 1) befinden sich Quellen im Fußbereich der Stromabnehmers, während für die Strouhalzahlen von  $Sr = 0,43$  und  $Sr = 0,87$  (Quelle 2) das obere Ende des Pantographen bei den Schleifleisten akustisch dominiert. Die jeweils im Zusammenhang stehenden Frequenzen lassen sich räumlich den gleichen Ursprüngen zuordnen, was die Hypothese von höher angeregten harmonischen Frequenzen bestärkt.

Die bisherigen Untersuchungen führen zu der Erkenntnis, dass sich der Pantograph ähnlich einem quer angeströmten Zylinder verhält. Durch eine Vielzahl von theoretischen (siehe z.B. Phillips [25]), wie auch experimentellen Arbeiten (be-

## 4.1 Experimente im aeroakustischen Windkanal AWB

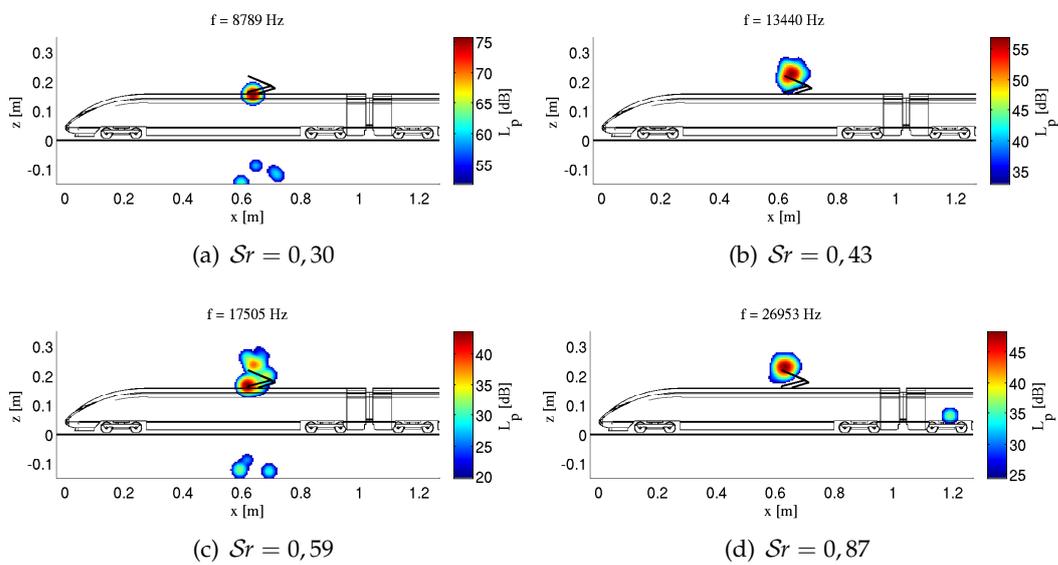


Abbildung 4.15: Die in (a)-(d) gezeigten Schmalband-Quellkarten repräsentieren bestimmte Strouhalzahlen zwischen  $0,30 < Sr < 0,87$ , gemessen bei einer Machzahl von  $Ma = 0,175$ . Der Schalldruckpegel ist über einen dynamischen Bereich von 24 dB farblich kodiert dargestellt.

schrieben z.B. in Zdravkovich [26]) ist bekannt, dass diese aeroakustische Quelle Dipolcharakter mit einer Richtcharakteristik orthogonal zur Strömung und zum Zylinder besitzt. Die Abstrahlcharakteristik des vorliegenden Pantographen ist hingegen unbekannt. Im vorliegenden Fall kommt hinzu, dass sich das Zugdach in unmittelbarer Nähe befindet, welches eine schallharte und gekrümmte Berandung darstellt. Dies kann zu einer kohärenten Überlagerung der tatsächlichen Quelle mit seiner Spiegelquelle führen, was in einer komplexen und unrealistischen Quellverteilung resultiert. Die Grundannahme der verwendeten Beamforming-Algorithmen ist verletzt, nach der sich die Quellverteilung aus inkohärenten Monopolquellen zusammensetzt. Aus diesem Grund können die gemessenen Quellstärken und -positionen ungenau wiedergegeben werden (siehe Horne et al. [79] und Sijtsma & Holthuisen [80] und Liu et al. [107]), und es muss genauer überprüft werden, ob die am Pantographen gefundenen Quellen richtig interpretiert werden. Dazu werden weitere Auswertung in der  $y-z$ -Ebene durchgeführt, die nun erörtert werden. Die gewählte Ebene liegt in  $x = 0,635$  m, da sich in dieser  $x$ -Koordinate jeweils die in Abb. 4.15 gefundenen Quellen 1 und 2 befinden. Die räumliche Auflösung des Mikrofonarrays in der  $y$ -Richtung ist Prinzip bedingt schlechter als für die anderen Dimensionen, weswegen Quellen in dieser Richtung stark verschmiert in den Quellkarten erscheinen. Da es nur um eine rein qualitative Quellortung geht, und wir in diesem Zusammenhang Fehlinterpretationen des CLEAN-SC Algorithmus ausschließen möchten, werden in Abb. 4.16 Quellkarten gezeigt, die mit dem Standard-DSB Algorithmus berechnet wurden. Begonnen wird mit der Diskussion der Quelle 2 mit den Strouhalzahlen  $St = 0,43$  und  $St = 0,87$ , die in der Darstellung in der  $x-z$ -Ebene (Abb. 4.15(b) und Abb. 4.15(d)) räumlich den Schleifleisten zugeordnet werden konnte. Dieser Quellort kann auch durch die Auswertung von Quellkarten in der  $y-z$ -Ebene verifiziert werden, wie in den Abbildungen 4.16(c) und 4.16(d) zu sehen ist. Für die Quelle 1 mit den Strouhalzahlen  $St = 0,30$  und  $St = 0,59$ , die zuvor dem Fuß zugeordnet wurde, ergibt sich bei der Betrachtung der  $y-z$ -Ebene eine Quelle auf dem glatten Zugdach auf der Array-abgewandten Seite. Da diese Stelle jedoch als Quellort unwahrscheinlich ist, spielt möglicherweise die zuvor angesprochene Richtcharakteristik der Quelle eine entscheidende Rolle. Um diese Hypothesen zu überprüfen, werden nun Spektren von omnidirektionalen Mikrofonen untersucht, die unter verschiedenen Beobachtungswinkeln zum Pantographenmodell angeordnet sind. Mikrofon 1 befand sich während der Messungen zentral über dem Pantographen in  $(x; y; z) = (0,681 \text{ m}; -0,002 \text{ m}; 1,6413 \text{ m})$ , und Mikrofon 2 seitlich der Messstrecke in  $(x; y; z) = (0,723 \text{ m}; -0,726 \text{ m}; 0,426 \text{ m})$ . Beide  $1/4$ -inch Messmikrofone vom Typ Gras BF40 befanden sich außerhalb der Strömung. Um die Pegel der beiden Spektren miteinander vergleichen zu können, sind diese je auf eine Bezugslänge von einem Meter normiert; Bezugspunkt ist dabei das Zentrum des Pantographen. Abb. 4.17 zeigt die entsprechenden Spektren, aufgetragen über

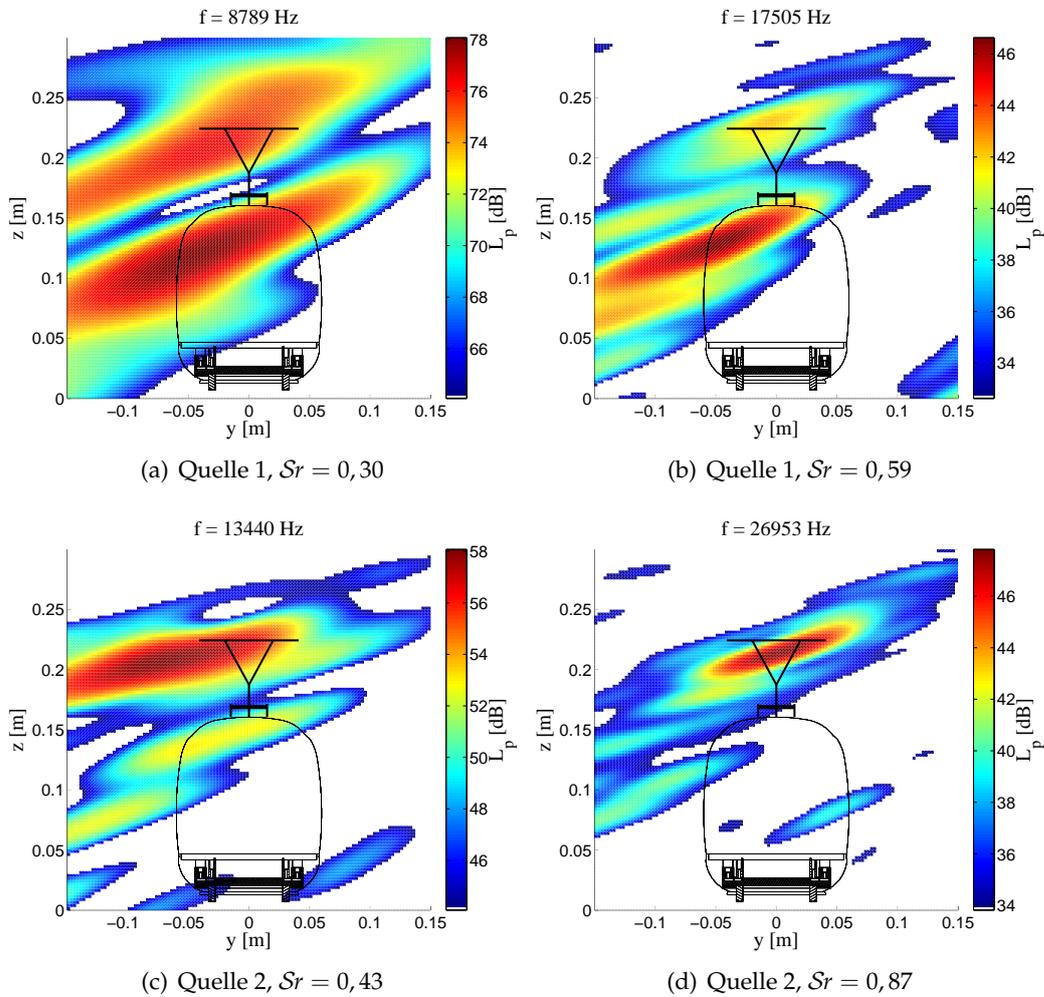


Abbildung 4.16: DSB Quellkarten analog zu denen in Abb. 4.15, jedoch über die  $y - z$ -Ebene in  $x = 0,635$  m. Blickrichtung von hinten auf den Zug; das Mikrofonarray befindet sich auf der rechten Seite, und die Strömung kommt aus der Bildebene heraus.

die Strouhalzahl. Die Töne mit den Strouhalzahlen  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,59$ , die

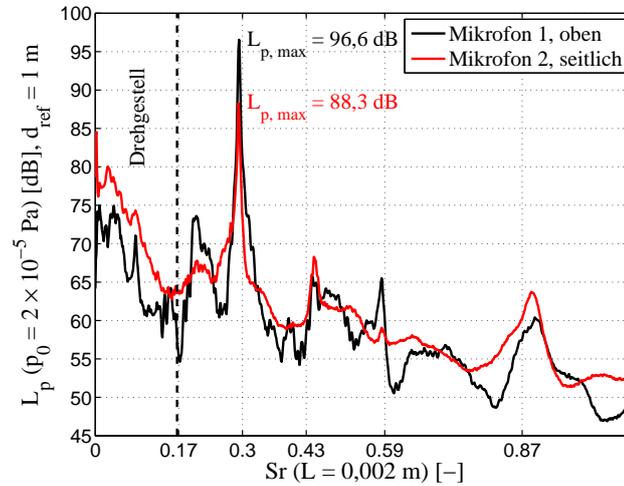


Abbildung 4.17: Frequenzspektren der Mikrofone 1 und 2, gemessen bei einer Machzahl von  $Ma = 0,175$  ( $U_\infty = 60$  ms), Konfiguration ICE3 mit Pantograph auf Endwagen.

der Quelle 1 zuzuordnen sind, erreichen in dem mit Mikrofon 1 gemessenen Spektrum deutlich höhere Pegel, als in dem Spektrum, welches mit dem seitlich montierten Mikrofon 2 aufgezeichnet wurde. Für das niederfrequente Maximum beträgt die Differenz 8,3 dB und für den höherfrequenten Anteil 6,4 dB. Damit kann von einer starken Richtcharakteristik in vertikaler Richtung ausgegangen werden. Für die Quelle 2 mit den Strouhalzahlen  $Sr = 0,43$  und  $Sr = 0,87$  gilt das Gegenteil, und das Mikrofon 2 in seitlicher Position misst höhere Pegel. Hier kann eine horizontale Abstrahlcharakteristik der Quelle vermutet werden.

Abb. 4.18 zeigt zur Verdeutlichung der Richtwirkung farblich kodiert die von den Arraymikrofonen gemessenen Schalldruckpegel für die Grundfrequenzen der beiden Quellen 1 und 2 mit den Strouhalzahlen  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,43$ . Die Punkte entsprechen den realen Mikrofonpositionen, projiziert auf die  $x - z$  - Ebene. Die Machzahl bei dieser Messung betrug  $Ma = 0,175$ . Die Mikrofone, die sich zentral über dem Pantographen befinden, messen bei  $Sr = 0,30$  stärkere Pegel, was auf eine senkrechte Richtcharakteristik von Quelle 1 hindeutet. Bei  $Sr = 0,43$  werden hingegen die höchsten Pegel mit den Mikrofonen gemessen, die sich im unteren Bereich bis  $z = 0,60$  m befinden. Quelle 2 strahlt offenbar bevorzugt zur Seite hin ab. Es ist jedoch immer noch unklar, welches Element des Pantographen letztlich Quelle 1 zugeordnet werden kann. Die Mikrofonarray-Messtechnik liefert unter den gegebenen akustisch diffizilen Umständen mit reflektierenden Beran-

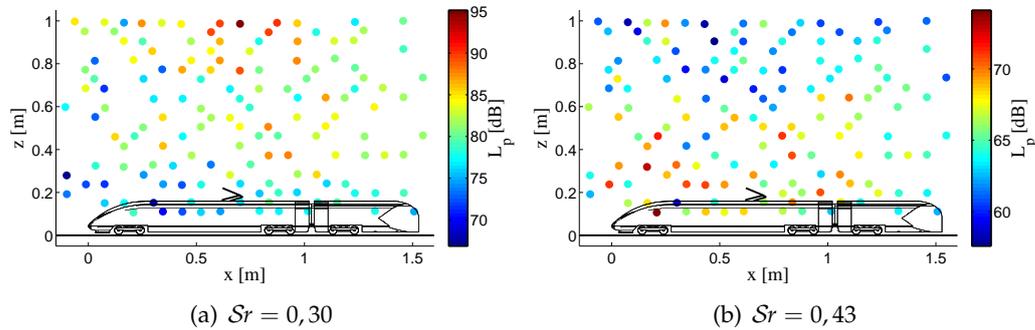


Abbildung 4.18: Die bei einer Machzahl von  $Ma = 0,175$  gemessenen Schalldruckpegel für die Strouhalzahlen  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,43$ , farblich kodiert dargestellt für die einzelnen Arraymikrofone.

dungen und Quellen verschiedener Richtcharakteristiken unrealistische Quellverteilungen. Eine andere Methode ist hier notwendig, um Quelle 1 eindeutig einem Quellort zuzuordnen zu können. Dazu werden im Folgenden Einzelmikrofonspektren zweier Messungen miteinander verglichen. Für die eine Messung wurde der unveränderte Pantograph verwendet. Für die andere Konfiguration wurde eine Modifikation an den Schleifleisten (siehe Abb. 3.7(b), Kapitel 3.3.1) vorgenommen, bei der diese mittels Aluminium-Klebeband abgedeckt wurden. Gehört die Quelle 1 mit den Strouhalzahlen  $Sr = 0,30$  und  $Sr = 0,59$  tatsächlich zum Fußbereich, so dürfte die Veränderung an den Schleifleisten keinen Einfluss auf die beiden gefundenen Maxima in dem Spektrum haben. Abb. 4.19(a) zeigt die Spektren gemessen mit Mikrofon 1, und Abb. 4.19(b) die Spektren gemessen mit Mikrofon 2 für die Konfigurationen mit dem unmodifizierten Pantographen (schwarz) und den modifizierten Pantographen (rot). Um zu verdeutlichen, dass in Einzelmikrofonspektren ein ausreichend hoher Signal-Rauschabstand vorliegt, wurde zusätzlich das Spektrum der Konfiguration mit Zugmodell ohne montierten Pantographen (blau) hinzugefügt. Der Strouhalzahlen-Bereich mit  $Sr < 0,17$  wird vom Schall aus den Drehgestellkavitäten dominiert, und wird hier nicht betrachtet. Für beide Messpositionen ist ein starker Effekt durch die Modifikation auf das Spektrum für Strouhalzahlen von  $Sr > 0,17$  festzustellen. Durch das Abkleben der Schleifleisten werden die starken tonalen Anteile um bis zu 35 dB abgemildert, sodass sie kaum noch in den Spektren identifiziert werden können. Somit ist sicher, dass die in Abb. 4.15(a) bzw. in Abb. 4.15(c) gefundenen Quellpositionen messtechnischen Artefakten zuzuordnen sind, und dass sämtliche zuvor diskutierten Töne der Quellen 1 und 2 ihren Ursprung an den oberen Elementen des Pantographen haben.

Im nächsten Schritt werden die Quellen 1 und 2 einzelnen Elementen der obe-

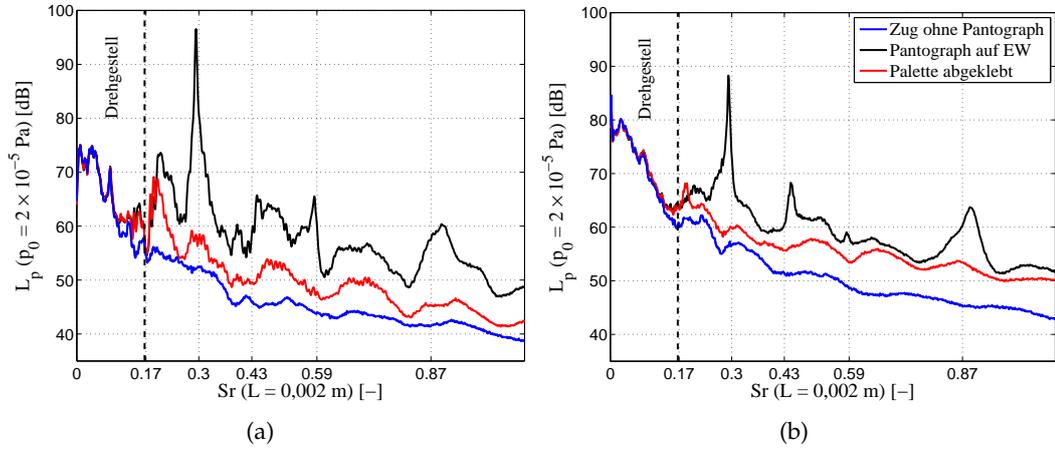


Abbildung 4.19: Einzelmikrofonspektren für die Konfigurationen mit dem unmodifizierten Pantographen (schwarz), modifizierten Pantographen (rot) und für das Zugmodell ohne Pantographen (blau). (a): Mikrofon 1, montiert über der Messstrecke. (b): Mikrofon 2, seitlich montiert.

ren Pantographenteile zugeordnet. Die räumliche Auflösung der Mikrofonarray-Technik reicht dafür nicht aus, und eine alternative Methode ist anzuwenden. Dazu werden im Folgenden Rückschlüsse über die gefundenen Strouhalzahlen auf die charakteristischen Längen gezogen, die für die Schallentstehung maßgeblich verantwortlich sind. Beim bisherigen Gebrauch der Strouhalzahl wurde diese fest auf eine charakteristische Länge von  $L = 2$  mm

$$Sr = \frac{f \cdot 2 \text{ mm}}{U_\infty} \quad (4.13)$$

bezogen. Nun möchten wir jedoch die charakteristische Länge bestimmen, und legen dafür die Strouhalzahl fest. Im Rahmen einer groben Abschätzung wird angenommen, dass sich die Elemente des Stromabnehmers ähnlich einem Zylinder in Queranströmung verhalten, so dass man nach Strouhal [7] in erster Näherung

$$Sr_L = \frac{f \cdot L}{U_\infty} \approx 0,2 \quad (4.14)$$

ansetzen kann. Zur Unterscheidung besitzt diese Strouhalzahl nun den Index  $L$ . Aus Gleichung (4.13) und (4.14) erhält man schließlich

$$L \approx \frac{Sr_L \cdot 2 \text{ mm}}{Sr} \quad (4.15)$$

Für die Grundmoden beider Quellen ergibt sich dann entsprechend

$$\text{Quelle 1: } Sr = 0,30 : L \approx \frac{0,2 \cdot 2 \text{ mm}}{0,30} = 1,4 \text{ mm} \quad (4.16)$$

$$\text{Quelle 2: } Sr = 0,43 : L \approx \frac{0,2 \cdot 2 \text{ mm}}{0,43} = 0,9 \text{ mm.} \quad (4.17)$$

Diese Werte entsprechen den Größenordnungen, wie sie an dem Pantographenmodell im oberen Bereich auftreten. Die einzelnen Schleifleisten-Elemente bestehen aus gebogenen Blechen und besitzen eine Dicke von 1,9 mm; die Dicke des verarbeiteten Bleches beträgt dabei 1,0 mm.

Somit liegt nahe, dass Quelle 1 ihren Ursprung bei den Schleifleisten hat, da der in Gleichung (4.16) abgeschätzte Wert mit der Dicke der Schleifleisten-Elemente übereinstimmt. Zudem kann die zuvor beobachtete Richtcharakteristik der Quelle 1 mit einer starken Abstrahlung in vertikaler Richtung erklärt werden: Die horizontalen Schleifleisten emittieren analog zu einem quer angeströmten Zylinder orthogonal zur Strömung und zur Längsachse des Elements.

Quelle 2 befindet sich bei den Horn-Enden des Pantographen. Diese besitzen eine Dicke von 1,0 mm, was gut zu dem in Gleichung (4.17) abgeschätzten Wert passt. Auch die Richtcharakteristik dieser Quelle kann befriedigend erklärt werden: Die nach unten gebogenen Horn-Enden generieren Schall, der bevorzugt zur Seite abgestrahlt wird.

Die Erkenntnis über die beiden orthogonal zueinander ausgerichteten Dipolquellen, welche durch die waagrechten Elemente des Pantographen und durch die Horn-Enden entstehen, wurden auch durch experimentelle Untersuchungen im Windkanal und durch Vorbeifahrtmessungen von King III et al. [22] und von Pfitzenmaier et al. [5] beobachtet.

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die emittierten Schalldrücke beleuchtet. Dazu werden, wie schon zuvor bei den Untersuchungen zum Drehgestell, Spektren für den Geschwindigkeitsbereich von  $20 \text{ m/s} \leq U_\infty \leq 60 \text{ m/s}$  untersucht, was dem Machzahl-Bereich von  $0,058 \leq Ma \leq 0,175$  und einem Reynoldszahl-Bereich von  $0,153 \times 10^6 \leq Re \leq 0,459 \times 10^6$  entspricht. Wie in diesem Kapitel bereits gezeigt wurde, besitzt der Pantograph eine durch die Strouhalzahl beschreibbare Frequenzskalierung. Für eine derartige Schallquelle erwartet man analog zu einem quer angeströmten Zylinder eine Beziehung, deren quadratischer Schalldruck von der sechsten Potenz der Machzahl und der zweiten Potenz der Strouhalzahl (Gleichung (2.34), Kapitel 2.2.2) abhängt. Der quadratische Einfluss der Strouhalzahl wird nun vorausgesetzt, und zur Berechnung des Exponenten  $m$  werden die Messdaten in der Form

$$\log p'^2 - 20 \lg Sr \propto m \lg \frac{Ma}{Ma_{ref}}. \quad (4.18)$$

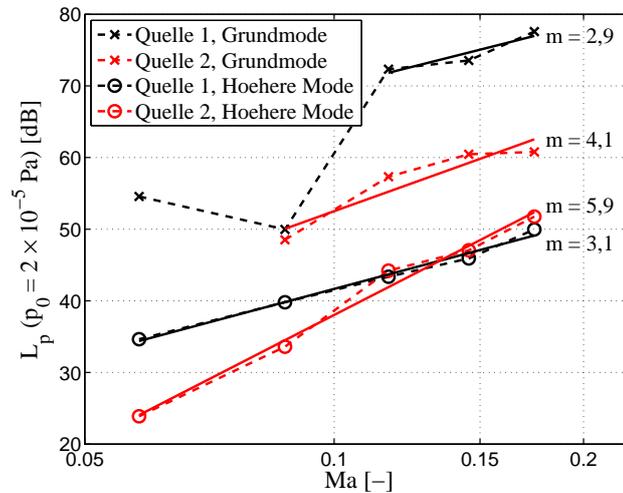


Abbildung 4.20: Geschwindigkeitsexponenten  $m$  der Maximalschalldruckpegel, aus den Beamforming-Spektren berechneten, gemessen mit dem seitlich angebrachten Mikrofonarray.

analysiert. Zunächst werden die Ergebnisse diskutiert, die mit dem seitlich angebrachten Mikrofonarray gewonnen wurden. Abb. 4.20 zeigt die Maximal-Schalldruckpegel der vier Strouhalzahlen, aufgetragen über die logarithmische Machzahl-Achse. Die schwarzen Datenpunkte repräsentieren die maximalen Schalldruckpegel der beiden Töne von Quelle 1, und die roten diejenigen von Quelle 2. Die durchgezogenen Linien stellen jeweils die durch lineare Regression berechneten Ausgleichsgeraden dar.

Für die Grundmode ergibt sich in der doppelt-logarithmischen Darstellung kein linearer Verlauf, und die Messdaten flachen mit steigender Machzahl ab. Ein Reynoldszahl-Effekt kann an dieser Stelle ausgeschlossen werden, da sich dieser bereits bei den Untersuchungen zur Reynoldszahl-Abhängigkeit der Strouhalzahl (die Ergebnisse sind in Abb. 4.14 grafisch dargestellt) angedeutet hätte. Zudem besitzt die Reynoldszahl innerhalb des betrachteten Bereichs nur einen sehr geringen Einfluss auf die Aerodynamik und -akustik eines umströmten Zylinders, wie in Kapitel 2.2.2 bereits erörtert wurde. Durch die Einzelmikrofon-Messungen wurde gezeigt, dass die Quelle 2 eine maximale Abstrahlung in waagrechter Richtung besitzt. Die Verwendung des seitlich angebrachten Arrays müsste daher zu Ergebnissen führen, die die Quelle korrekt beschreiben. Dass die Messungen dennoch zu unerwarteten Resultaten führen, liegt an einer deutlich komplizierteren Richtcharakteristik dieser Quelle, wie durch die Darstellungen in Abb. 4.21 deutlich wird. Diese Abbildung zeigt analog zu der Darstellung in Abb. 4.18 die von den Arraymikrofonen gemessenen maximalen Schalldruckpegel für die Grund-

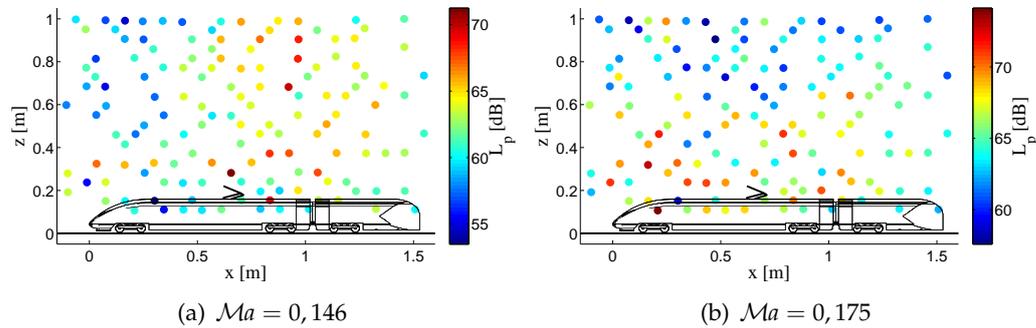


Abbildung 4.21: Farblich kodiert dargestellte Schalldruckpegel der Töne bei  $Sr = 0,43$  (Quelle 2), gemessen von den einzelnen Arraymikrofonen, für zwei verschiedene Anström-Machzahlen.

mode der Quelle 2 mit  $Sr = 0,43$  bei den beiden Machzahlen von  $Ma = 0,146$  und  $Ma = 0,175$ . Trotz einer moderaten Erhöhungen der Anström-Machzahl von  $Ma = 0,146$  auf  $Ma = 0,175$ , ändern sich die über die Fläche des Arrays punktuell gemessenen Schalldruckpegel stark mit der Anström-Machzahl, was für eine sich stark ändernde Richtcharakteristik spricht. Da die mit einem Mikrofonarray gemessenen Schalldrücke im weitesten Sinne gewichtete Mittelwerte aller Mikrofon-signale darstellen, ist ein Einfluss durch eine sich mit der Machzahl veränderlichen Richtcharakteristik nachvollziehbar. Nutzt man dennoch die Daten zur Berechnung einer Regressionsgeraden, dann folgt  $m = 4,1$  für den Geschwindigkeitsexponenten, welcher fernab dessen liegt, was man aus der Theorie für einen Dipol [24, 25] erwartet, und was durch eine Reihe von experimentellen Untersuchungen [5, 18, 19, 22] bereits verifiziert wurde.

Die höhere Harmonische von Quelle 2 verhält sich hingegen sehr konsistent und die Messwerte werden sehr gut durch die Regressionsgeraden beschrieben. Es ergibt sich ein Exponent von  $m = 5,9$ , der nahe an dem aus der Theorie bekannten Wert liegt.

Quelle 1 besitzt mit  $m = 2,9$  für die Grundmode, beziehungsweise mit  $m = 3,1$  für die erste höhere Harmonische Werte, die nicht zur Theorie passen. Besonders für die Grundmode sind die Daten inkonsistent, und die Bestimmung des Exponenten mittels linearer Regression ist daher stark fehlerbehaftet. Der Geschwindigkeitsexponent für die Quelle 1, welche maximal in vertikale Richtung abstrahlt, lässt sich nur ungenügend aus den Daten des seitlich angebrachten Mikrofonarrays bestimmen. Für diese Quelle ergibt sich eine im Vergleich zur Quelle 2 noch stärkere Machzahl-Abhängigkeit der Richtcharakteristik des zur Seite abgestrahlten Schalls, wie in Abb. 4.22 ersichtlich ist. Diese Darstellung zeigt die von den

Arraymikrofonen gemessenen maximalen Schalldruckpegel für die Grundmode der Quelle 1 bei den beiden Machzahlen von  $Ma = 0,146$  und  $Ma = 0,175$ . Für

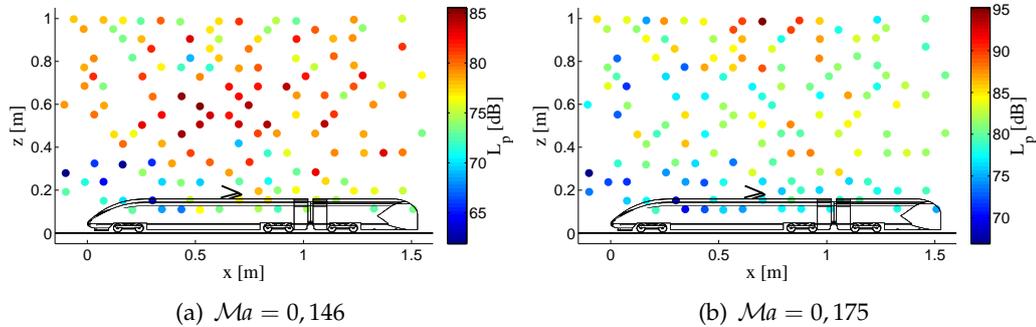


Abbildung 4.22: Farblich kodiert dargestellte Schalldruckpegel der Töne bei  $Sr = 0,30$  (Quelle 1), gemessen von den einzelnen Arraymikrofonen, für zwei verschiedene Anström-Machzahlen.

$Ma = 0,146$  werden besonders hohe Pegel im Zentrum der Mikrofonanordnung gemessen. Für  $Ma = 0,175$  werden hingegen die höchsten gemessenen Schalldruckpegel bei den obersten zentral über dem Pantographen befindlichen Mikrofonen beobachtet. Um die Geschwindigkeitsexponenten für die beiden Moden der Quelle 1 adäquat bestimmen zu können, werden im Folgenden Daten eines Linienarrays benutzt, welches sich zentral über der Messstrecke des AWB befand. Eine kurze Beschreibung des Arrays wurde in Kapitel 3.2.1 gegeben. Die Auswerterroutinen, sowie der Integrationsbereich, über den in den Quellkarten integriert wird, sind analog zu denen des seitlich angebrachten Arrays (siehe Abb. 4.3(a)). Abb. 4.23 zeigt die Schmalband-Quellkarten für die beiden charakteristischen Frequenzen von Quelle 1 bei einer Machzahl von  $Ma = 0,175$ . Aufgrund der geringeren Anzahl der Mikrofone und des damit verbundenen geringeren MSR wird der Schalldruckpegel hier nur über einen dynamischen Bereich von 14 dB farblich kodiert dargestellt. Mit dem Linienarray kann die Quellposition von Quelle 1 an den Schleifleisten klar lokalisiert werden. Die entsprechenden Beamforming-Spektren sind in Abb. 4.24(a), und die aus diesen Spektren extrahierten Verläufe der Maximalpegel in Abhängigkeit der Machzahl sind in Abb. 4.24(b) abgebildet. Bei diesen Untersuchungen kann ein Geschwindigkeitsexponent von  $m = 6,47 \pm 0,04$  für die Grundmode, und  $m = 6,98 \pm 0,01$  für die höhere Harmonische gefunden werden. Diese Werte liegen wiederum über dem zu erwartenden Wert, wie er aus der Theorie für eine Dipolquelle gefunden wurde. An Flugzeugfahrwerken treten wie auch beim Pantographen Dipolquellen mit unterschiedlichen Orientierungen nahe einer akustisch harten Berandung auf. Nach Crighton [108] kann es bei einem normal

## 4.2 Experimente im kryogenen Windkanal DNW-KKK

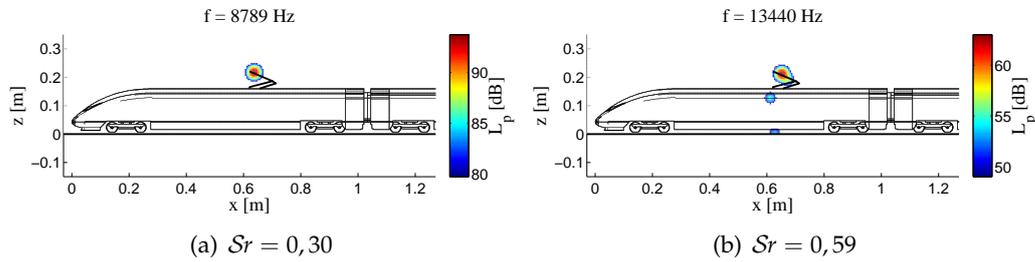


Abbildung 4.23: Schmalband-Quellkarten (CLEAN-SC) gemessen mit dem Linienarray bei einer Machzahl von  $Ma = 0,175$ . Der Schalldruckpegel wird über einen dynamischen Bereich von 14 dB farblich kodiert dargestellt.

zur Oberfläche orientierten Dipol zu einer Überlagerung mit seiner Spiegelquelle kommen, was in einer Quelle mit Quadrupoleigenschaften resultiert. Für solche Quellen ist ein Geschwindigkeitsexponent zwischen  $m = 6$  und  $m = 8$  zu erwarten. Dieser Effekt ist unter dem Begriff "Installationseffekt" bekannt, und erklärt möglicherweise auch den ungewöhnlich hohen Geschwindigkeitsexponenten der Quelle 1 des Stromabnehmers.

## 4.2 Experimente im kryogenen Windkanal DNW-KKK

Die im Kapitel 4.1 beschriebenen Untersuchungen im AWB zeigen, dass die aus dem Bereich der vorderen Drehgestellkavität emittierten Frequenzen keine Geschwindigkeitsabhängigkeit besitzt. Offen blieb, inwieweit dieses Verhalten bei höheren Mach- und Reynoldszahlen weiterhin existiert, und welche Abhängigkeiten bei einer isolierten Betrachtung dieser beiden Kennzahlen zu beobachten sind. Um diesen offenen Fragestellungen näher zu kommen, werden in diesem Kapitel Untersuchungen im kryogenen Windkanal DNW-KKK diskutiert, die bei unterschiedlichen Fluid-Temperaturen durchgeführt wurden. Wie in Abschnitt 2.3.1 dargestellt wird, werden dadurch Untersuchungen über einen großen Mach- und Reynoldszahl-Raum, sowie unabhängige Betrachtungen der Mach- und Reynoldszahl-Einflüsse auf die Aerodynamik und auf die Aeroakustik ermöglicht.

Die Untersuchungen wurden bei Machzahlen von  $0,100 < Ma < 0,300$  durchgeführt. Die Fluid-Temperatur wurde bei den Experimenten im Bereich von  $100\text{ K} \leq T \leq 200\text{ K}$  variiert. Aufgrund des im hohen Temperaturbereich geringen Einflusses der Temperatur auf die Reynoldszahl (siehe Abb. 2.6 in Kapitel 2.3.1) wurde bei der Durchführung der Experimente im kryogenen Windkanal aus Kostengründen auf Messungen bei Raumtemperatur verzichtet. Daraus ergibt sich ein Reynoldszahl-Bereich von  $0,450 \times 10^6 \leq Re \leq 3,567 \times 10^6$ , bezogen auf eine cha-

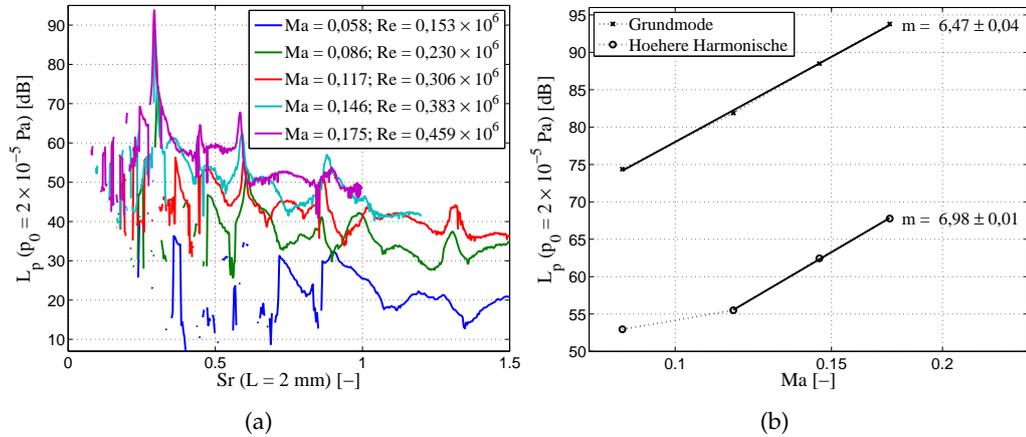


Abbildung 4.24: (a): Schmalband-Beamforming Spektren des Pantographen, basierend auf den Messdaten, die mit dem Linienarray aufgenommen wurden. (b): Geschwindigkeitsexponenten  $m$  der Maximalschalldruckpegel, bestimmt aus den in (a) gezeigten Spektren.

rakteristische Länge von  $L = 0,12 \text{ m}$ . An dieser Stelle sei auf die Abbildung 2.6 in Abschnitt 2.3.1 verwiesen, in der der mögliche Mach- und Reynoldszahlen-Bereich des DNW-KKK graphisch dargestellt werden. Details zum experimentellen Aufbau sind in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

Abb. 4.25(a) zeigt die DSB-Quellkarte des Terzbands mit einer Mittenfrequenz von  $f_{1/3} = 4 \text{ kHz}$ . Die Anström-Machzahl betrug  $Ma = 0,250$ , was bei einer Temperatur von  $T = 200 \text{ K}$  in einer Reynoldszahl von  $Re = 1,351 \times 10^6$  resultiert. In dieser Quellkarte erscheint oberhalb des Endwagens eine virtuelle Schallquelle, deren Stärke alle anderen Quellen übertrifft. Bevor die Messdaten einer weiteren eingehenden Analyse unterzogen werden, werden zunächst mögliche Ursachen für dieses Artefakt erörtert und Maßnahmen zur Verbesserung der Messergebnisse vorgeschlagen. Dazu werden im ersten Schritt die in Kapitel 3.4.3 eingeführten Beamforming-Wellenzahlspektren diskutiert, anhand derer man ebene Wellen detektieren kann, die auf das Mikrofonarray treffen. Abb. 4.26 gibt die für verschiedene Testfälle berechneten Beamforming-Wellenzahlspektren in der  $k_x - k_z$ -Ebene wieder. Die Wellenzahlen  $k_x$  und  $k_z$  wurden jeweils mit  $k_0$  normiert. Es wurden die gleichen Messdaten verwendet, die auch schon zuvor für die Berechnung der Quellkarte genutzt wurden. Abb. 4.26(a) zeigt das Wellenzahlspektrum für eine Leermessung mit *Ground board*, und Abb. 4.26(b) das entsprechende Ergebnis mit zusätzlich installiertem ICE3-Modell. Als letzte Konfiguration wurde eine Messung bei komplett leerer Messstrecke ohne *Ground board* durchgeführt. Das zu-

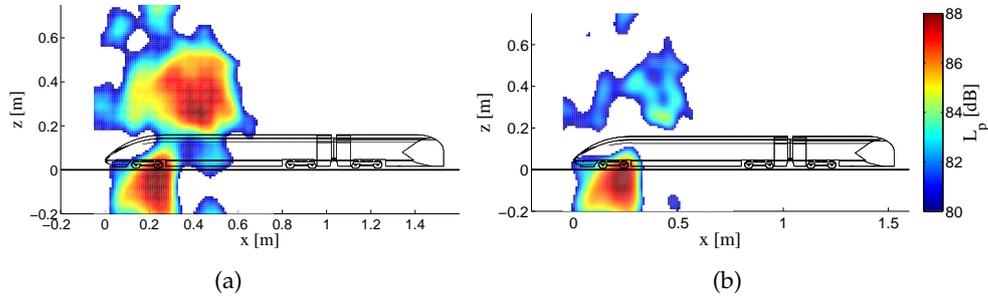


Abbildung 4.25: Die DSB-Quellkarten des Terzbands mit der Mittenfrequenz von  $f_{1/3} = 4$  kHz, gemessen bei einer Machzahl von  $Ma = 0,250$  und einer Temperatur von  $T = 200$  K. (a): Das Standard-Auswerteverfahren liefert Quellkarten, in denen eine starke Scheinquelle über dem Endwagen des Zugmodells erscheint. (b): Durch Anwenden des BiClean-Algorithmus kann die Stärke dieser Scheinquelle deutlich abgemildert werden.

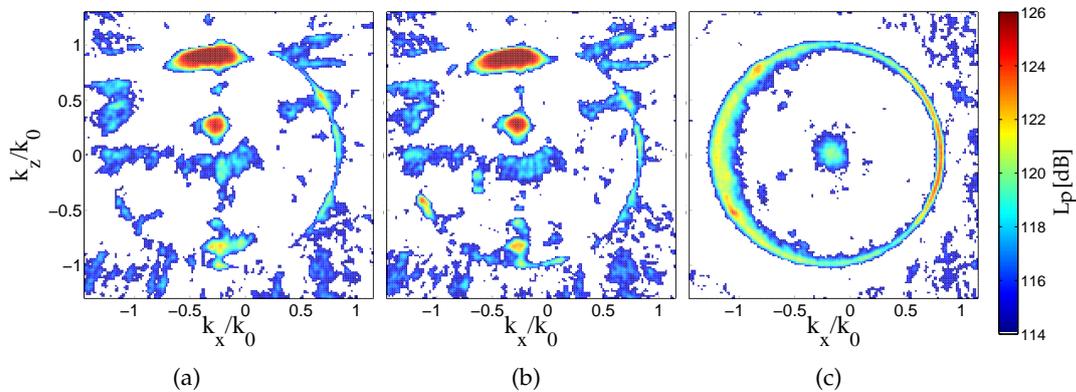


Abbildung 4.26: Beamforming-Wellenzahlspektren für das  $f_{1/3} = 10$  kHz Terzband, normiert mit  $k_0$ , gemessen bei einer Machzahl von  $Ma = 0,250$ . Farblich dargestellt ist der Schalldruckpegel mit dem Referenzdruck  $p_0 = 2 \times 10^{-5}$  Pa. (a): Messung mit *Ground board*. (b): wie (a), jedoch zusätzlich mit installiertem ICE3-Modell. (c): mit komplett leerer Messstrecke.

gehörige Wellenzahlspektrum ist in Abb. 4.26(c) gezeigt. Die ersten beiden Wellenzahlen unterscheiden sich kaum. Abgesehen von leicht erhöhten Intensitäten im unteren-linken Bereich auf dem Rand der Ellipse<sup>1</sup>, die durch das Zugmodell hervorgerufen werden, gibt es keine signifikanten Unterschiede. Anhand des Vergleichs dieser beiden Wellenzahlspektren lässt sich schließen, dass sich der Schall des Zugmodells nur geringfügig vor dem Hintergrundrauschen des Windkanals hervorhebt. Die beide Darstellungen in Abb. 4.26(a) und Abb. 4.26(b) zeigen deutliche Intensitäten im oberen Bereich auf der Ellipse, die allein vom *Ground board* stammen müssen, da sie in dem zu der Leermessung gehörenden Wellenzahlspektrum in Abb. 4.26(c) nicht existieren. Das *Ground board* verursachte offenbar starke ebene Wellen mit positive Wellenzahlen  $k_z$ . Diese Wellen breiten sich in positiver  $z$ -Richtung aus. Es ist zu vermuten, dass der Ursprung dieser ebenen Wellen im Bodenbereich liegt, wo sich die Befestigungselemente des *Ground boards* befinden. Aufgrund der hohen mechanischen Belastung im kryogenen Windkanal steht das *Ground board* auf einer Vielzahl von Bolzen auf dem Boden der Messstrecke. Dabei existieren Bolzenpaare, bei denen die einzelnen Bolzen in einer Linie parallel zur Strömung angeordnet sind. Somit befinden sie sich im Nachlaufgebiet eines anderen, und es ist bekannt, dass es bei solchen Zylinder-Zylinder Konfigurationen unter bestimmten Umständen zu Rückkopplungseffekten der Strömungsstrukturen kommen kann. Dies führt, wie beispielsweise von Lin et al. [109] dargestellt wird, zu einer besonders starken aeroakustischen Schallquellen, und kann darüber hinaus die Struktur zum Schwingen anregen. Möglicherweise induziert das schwingende *Ground board* die in den Wellenzahlspektren gefundenen ebenen Wellen. Gemäß den Erläuterungen in Kapitel 3.4 wird vom DSB, wie auch von dem Entfaltungsalgorithmus CLEAN-SC eine Komposition aus räumlich begrenzten Monopolquellen bei der Rekonstruktion der Quellverteilung vorausgesetzt. Die auf das Mikrofonarray treffenden ebenen Wellen führen zu einer Verletzung dieser Grundannahme, was offensichtlich die in Abb. 4.25(a) gezeigte Scheinquelle über dem Zug zur Folge hat.

Bei dem Wellenzahlspektrum für die Leermessung, gezeigt in Abb. 4.26(c), sind die Intensitäten gleichmäßig auf dem Rand der Ellipse verteilt, und es gibt somit keine dominierende Richtung, aus der ebene Wellen auf das Array treffen. Abgesehen vom *Ground board* existieren in der Messstrecke des DNW-KKK offenbar keine weiteren dominanten Störquellen, die die aeroakustischen Messungen maßgeblich beeinflussen. Allenfalls ist für positive  $k_x$  die Intensität geringfügig stärker auf der Ellipse konzentriert. Dieser Anteil gehört zu den Wellen, deren Ursprung stromabwärts liegt, wo sich Umlenkecken und der Antrieb des Windkanals befin-

---

<sup>1</sup>Zur Erinnerung sei an dieser Stelle auf die in Kapitel 3.4.3 eingeführten Ellipsengleichung (3.8) verwiesen, die den für die Akustik zulässigen Bereich beschreibt, der durch reelle Wellenzahlen erreicht wird.

det (siehe Abb. 3.3 in Kapitel 3.2.2). Unter Umständen können diese entgegen der Strömung sich ausbreitenden Wellen zu Artefakten in den Quellkarten führen, wie in Ehrenfried et al. [87] gezeigt wird. Im Verhältnis zu den Störungen durch das *Ground board* sind diese Störung jedoch deutlich schwächer, und daher bei diesen Untersuchungen nicht relevant.

Im Folgenden wird zur Abschwächung der durch das *Ground board* induzierten Scheinquelle und zur Erhöhung des SNR in den Quellkarten der in Kapitel 3.4.3 eingeführte BiClean-Algorithmus auf die Daten angewendet. BiClean berechnet die von ebenen Wellen bereinigte Kreuzleistungsdichtespektren-Matrix, welche dann gemäß der Grundgleichung des DSB-Algorithmus (3.1), bzw. mittels CLEAN-SC (siehe Kapitel 3.4) zur weiteren Auswertung genutzt wird. Abb. 4.25(b) zeigt die resultierende DSB-Quellkarte nach der Anwendung des BiClean-Algorithmus. Es wurde dabei auf die gleichen Messdaten zurückgegriffen, auf denen die zuvor gezeigten Quellkarte in Abb. 4.25(a) basiert. Die räumliche Ausdehnung, sowie der Maximalpegel der Scheinquelle nehmen signifikant ab, und der Bereich des ersten Drehgestells erscheint klar als dominante Quelle in der Quellkarte. Der BiClean-Algorithmus führt somit nachweislich zu einer Steigerung der Qualität der Beamforming Ergebnisse, und wird daher für alle in diesem Kapitel diskutierten Auswertungen zusammen mit dem CLEAN-SC Algorithmus angewendet. Bei der Berechnung der Schmalband-Quellkarten mittels CLEAN-SC wird für diese Messungen ein maximal erlaubter dynamischer Bereich von 8 dB festgelegt. Dieses Kriterium verhindert bei stark eingeschränktem SNR, dass unerwünschtes Hintergrundrauschen in die Berechnung der Spektren eingeht.

Abb. 4.27 zeigt die über Terzbänder gemittelten Quellkarten des ICE3 mit Terz-Mittenfrequenzen zwischen  $f_{1/3} = 4,0$  kHz und 31,5 kHz. Der Schalldruckpegel der Terzbänder wird über einen dynamischen Bereich von 8 dB farblich kodiert wiedergegeben. Als Grundlage für die Quellkarten dient wieder die oben angesprochene Messung. Die Quellkarten enthalten einen stärkeren Rauschanteil im Vergleich zu denen, die auf den Messungen im AWB beruhen, welche im vorigen Kapitel 4.1 diskutiert wurden. Dies resultiert in einer größeren Unsicherheit bei der Bestimmung der Quellstärken und der Quellpositionen. Das dem *Ground board* zuzuordnende Artefakt kann durch Anwendung des BiClean-Algorithmus nicht vollständig heraus gefiltert werden, und erscheint abgeschwächt nach wie vor in den Quellkarten. Der Bereich des ersten Drehgestells, welcher durch die im Kapitel 4.1 beschriebenen Messungen im AWB als dominanter Quellort charakterisiert werden konnte, findet sich jedoch auch in diesen Quellkarten wieder. Je nach betrachtetem Terzband tritt diese Schallquelle aufgrund des limitierten SNR jedoch nicht immer eindeutig in den Quellkarten hervor. In den Terz-Quellkarten mit den Mittenfrequenzen  $f_{1/3} = 5; 16; 20$  und 25 kHz erscheinen Quellen nahe des vorderen Radsatzes, und für  $f_{1/3} = 4$  und 8 kHz beim hinteren. Aufgrund der widrigen akustischen Umstände und der sich daraus ergebenden Unsicherheiten bei

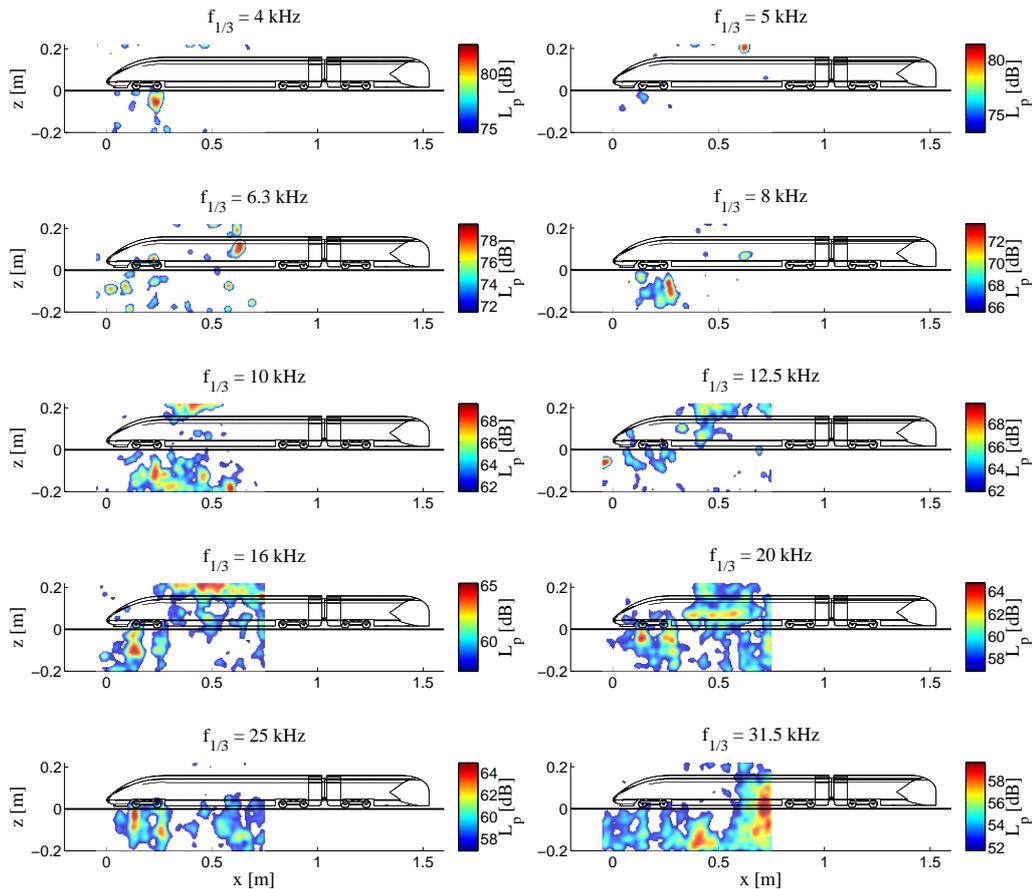


Abbildung 4.27: Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des ICE3, gemessen im DNW-KKK bei einer Anström-Machzahl von  $Ma = 0,25$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 1,125 \times 10^6$  bei einer Temperatur von  $T = 200$  K. Der Schalldruckpegel wird farblich kodiert über einen dynamischen Bereich von 8 dB dargestellt.

der Ortsbestimmung der Quelle, können diese Untersuchungen keine Erkenntnisse bezüglich einer exakten Quellposition innerhalb des Radkastens liefern. Das Generieren von Quellkarten gelingt erfolgreich bis zur 25 kHz-Terz. Für höhere Frequenzen verschlechtert sich das Signal-Rauschverhältnis, und Rauschen dominiert in den Quellkarten. Die Berechnung der Beamforming-Spektren geschieht wieder gemäß der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Methoden durch eine räumliche Integration der Quellkarten. Es wird der gleiche in Abb. 4.3(a) gezeigte Integrationsbereich gewählt, welcher auch schon für die vorangegangenen Auswertungen benutzt wurde. Aufgrund des geringen SNR wird bei diesen Untersuchungen von einer schmalbandigen Analyse abgesehen, und die Resultate werden im Folgenden ausschließlich in Form von Terzspektren diskutiert.

Wie in Kapitel 2.3.2 erörtert wurde, muss der Einfluss variierender Temperaturen auf die beobachteten Frequenzen berücksichtigt werden. Es ist daher sinnvoll, die Frequenzen durch eine dimensionslose Größe darzustellen. Durch die Messungen im AWB konnte experimentell nachgewiesen werden, dass die vom Drehgestellbereich emittierten Frequenzen nicht mit der Strömungsgeschwindigkeit skalieren (siehe Abb. 4.11(b)). Dies gilt sowohl für die Töne, als auch für die breitbandigen Anteile im Spektrum. Es konnte außerdem gezeigt werden, dass die Wellenlängen der tonalen Anteile mit den geometrischen Dimensionen des Drehgestellbereichs verknüpft sind. Für derartige Schallquellen ist es sinnvoll, die Helmholtzzahl für eine dimensionslose Darstellung zu wählen. Da sich die Versuchsanordnungen im AWB und im DNW-KKK in vielerlei Hinsicht unterscheiden, wird zunächst überprüft, ob diese Abhängigkeit auch bei den Experimenten im DNW-KKK reproduziert werden kann. Abb. 4.28 zeigt die Beamforming-Spektren bei einer konstant gehaltenen Temperatur von  $T = 200 \text{ K}$  für den Machzahl-Bereich von  $0,100 \leq Ma \leq 0,300$ . In dieser Darstellung fällt die Abschätzung schwer, inwieweit die Frequenzen von der Anström-Machzahl abhängen. Um der Klärung dieser Frage näher zu kommen, werden die Spektren mit Machzahl-normierten Schalldruckpegel gemäß Gleichung (4.11) wiedergegeben. Dazu wird zunächst der Geschwindigkeitsexponent  $m$  für den integrierte Gesamtschallpegel OASPL in gewohnter Weise durch lineare Regression in der logarithmischen Darstellung bestimmt. Um eine Vergleichbarkeit zu den im AWB gewonnenen Messergebnissen zu ermöglichen, wird die Berechnung des OASPL der nun betrachteten Daten über einen ähnlichen Frequenzbereich durchgeführt. Zuvor wurde die Integration über den Frequenzbereich von

$$1100 \text{ Hz} \leq f \leq 16000 \text{ Hz} \quad (4.19)$$

durchgeführt, was dem aktiven spektralen Bereich der Schallquelle entspricht. Die Experimente im AWB fanden in einer Luftatmosphäre bei Raumtemperatur von  $T = 290 \text{ K}$ , die im DNW-KKK hingegen in einer reinen Stickstoffatmosphäre bei  $T = 200 \text{ K}$  statt. Für den in (4.19) gegebenen Frequenzbereich ergibt sich mit einer

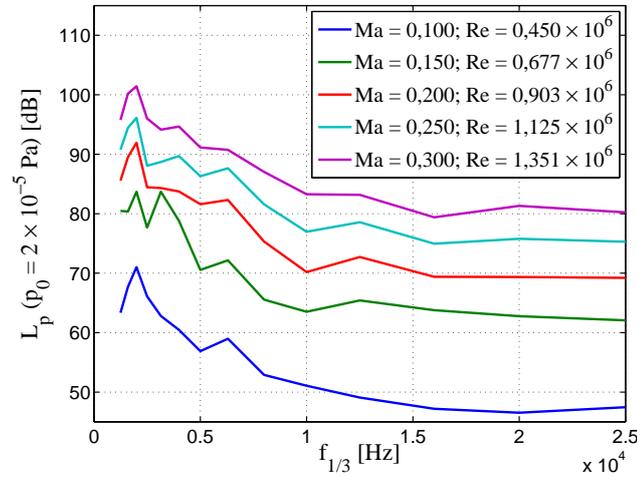


Abbildung 4.28: Beamforming-Spektren für den Bereich des ersten Drehgestells des ICE3, gemessen bei einer konstanten Temperatur von  $T = 200\text{ K}$  für den Machzahl-Bereich von  $0,100 \leq \mathcal{M}a \leq 0,300$ .

Schallgeschwindigkeit bei Raumtemperatur von  $c = 341,5\text{ m/s}$  und einer charakteristischen Länge von  $L = 0,12\text{ m}$  ein äquivalenter Helmholtzzahl-Bereich von

$$0,39 \leq \mathcal{H}e \leq 5,62. \quad (4.20)$$

Unter Berücksichtigung dieses spektralen Integrationsbereichs erhält man dann einen Geschwindigkeitsexponenten für die Gesamtschallpegel von  $m = 5,87 \pm 0,17$ . Abb. 4.29(a) gibt die entsprechende Darstellung wieder. Dieser Wert kommt dem aus der Theorie bekannten Wert von  $m = 6$  für einen aeroakustischen Dipol (siehe Kapitel 2.2.1) recht nahe, und entspricht in guter Übereinstimmung dem Wert von  $m = 6,2$ , der durch die Messungen im AWB bestimmt werden konnte. Die normierten Spektren sind in Abb. 4.29(b) gegeben. Analog zur Diskussionen der AWB-Ergebnisse wird eine Referenz-Machzahl von  $\mathcal{M}a = 0,175$  gewählt. In dieser Darstellung wird deutlich, dass die Form der Spektren und die Positionen lokaler Maxima weitestgehend erhalten bleibt. Das bei der geringsten Machzahl von  $\mathcal{M}a = 0,100$  aufgenommene Spektrum liegt dabei jedoch unter den übrigen, was sich mit den Beobachtungen bei den Untersuchungen im AWB deckt. Auch bei diesen Messungen zeigt sich, dass der Schallmechanismus eine Mindest-Anströmgeschwindigkeit benötigt, ehe er stabil angeregt ist. Im DNW-KKK liegt

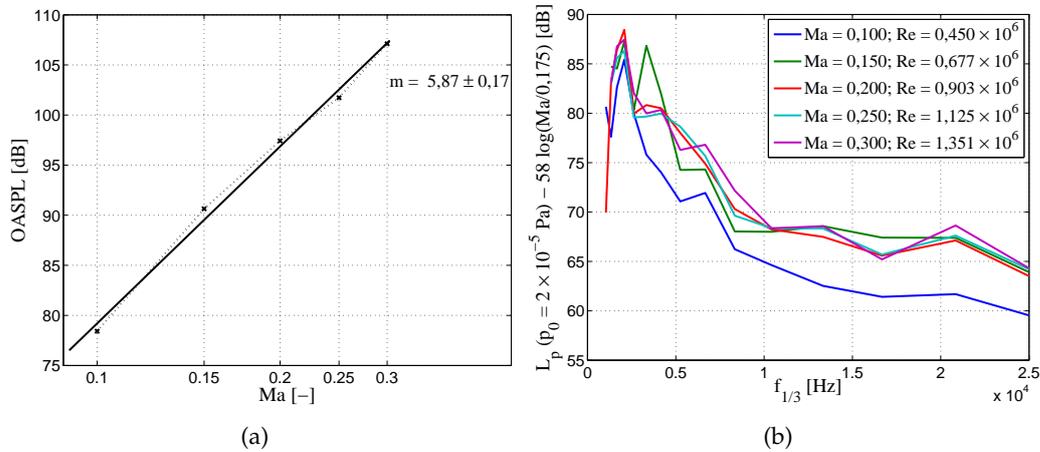


Abbildung 4.29: (a): Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Gesamtschalldruckpegeln. (b): Die in Abb. 4.28 bereits gezeigten Spektren in einer mit dem Geschwindigkeitsexponenten  $m = 5,8$  normierten Darstellung.

dabei mit

$$\begin{aligned}
 U_\infty &= c_0 \cdot \text{Ma} \\
 &= 288 \text{ m/s} \cdot 0,150 \\
 &\approx 43 \text{ m/s}
 \end{aligned}
 \tag{4.21}$$

diese Mindestgeschwindigkeit höher. Dies könnte einerseits an den unterschiedlichen experimentellen Aufbauten liegen, und minimal geänderte aerodynamische Randbedingungen führen zu unterschiedlichen Anregungen der Schallquelle. Weiterhin führen die ungünstigen akustischen Bedingungen im DNW-KKK insbesondere bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten zu einem geringen SNR. Dadurch ergeben sich größere Unsicherheiten bei der Berechnung der Beamforming-Spektren. Auch das Spektrum der Messung bei  $\text{Ma} = 0,150$  weicht von den übrigen Spektren ab. Besonders das Terzband bei  $f_{1/3} = 3150$  Hz besitzt entgegen dem Trend sehr hohe Pegel. Eine genauere Analyse zeigt, dass für nahezu alle Fluidtemperaturen bei dieser Machzahl eine starke aeroakustische Schallquelle an der Hinterkante des *Ground boards* auftritt, die die Messergebnisse negativ beeinflusst. Die Nebenmaxima dieser Quelle reichen bis in das Integrationsgebiet, und liefern störende Beiträge zu den integrierten Spektren.

Die übrigen normierten Spektren zeigen hingegen eine gute Übereinstimmung. Die Frequenzen hängen auch bei diesen Untersuchungen nicht von der Anström-Machzahl ab, was sich mit den zuvor gemachten Beobachtungen im aeroakustischen Windkanal deckt. Somit ist davon auszugehen, dass sich die Wel-

lenlängen unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit verhalten. Eine Darstellung über die Helmholtzzahl  $He$  als dimensionslose Frequenz ist somit gemäß den Ausführungen in Kapitel 2.3.2 sinnvoll und gewährleistet die Vergleichbarkeit der Ergebnisse auch bei unterschiedlichen Fluidtemperaturen. Eine zur Abb. 4.29(b) entsprechende Darstellung über die Helmholtzzahl ist in Abb. 4.30(a) gegeben.

Für die weiteren Betrachtungen sei an dieser Stelle noch einmal an den Temperatureinfluss auf den Schalldruck erinnert. In Kapitel 2.3.2 wird anhand von Dimensionsbetrachtungen an den aus den akustischen Analogien stammenden Zusammenhängen gezeigt, dass bei konstantem Druck  $p_s = const.$  der Schalldruck nur von der Machzahl abhängt, nicht jedoch von der Temperatur. Somit existiert kein Einfluss der Temperatur auf die Schalldrücke, der berücksichtigt werden müsste. Der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der atmosphärischen Dämpfung kann, wie ebenfalls gezeigt wurde, vernachlässigt werden.

Zur Beschreibung der Amplituden- und der Frequenzskalierung mit der Temperatur existieren somit Ansätze. Diese sollen im Folgenden dazu genutzt werden, Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen quantitativ zu interpretieren. Die Untersuchungen beginnen mit einer Überprüfung einer Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponenten, welche Hinweise auf eine mögliche Reynoldszahl-Abhängigkeit liefert. Dazu werden zunächst Spektren für das untersuchte Machzahl-Intervall für die Temperaturen zwischen  $200\text{ K} \geq T \geq 100\text{ K}$  betrachtet, die in Abb. 4.30 dargestellt sind. Die Spektren werden in dieser Darstellung über Terzbänder der Helmholtzzahlen gezeigt, was durch  $He_{1/3}$  symbolisiert wird. Die entsprechenden spektralen Integrationsbereiche gemäß *DIN 45652* werden in die entsprechende Helmholtzzahlen umgerechnet. Dabei wird sich auf die Schallgeschwindigkeit bei  $T = 290\text{ K}$  und einer charakteristischen Länge von  $L = 0,12\text{ m}$  bezogen.

Die Gesamtschallpegel werden jedoch über die spektrale Integration des in Gleichung (4.20) definierten Intervalls berechnet. Die Abhängigkeiten der Gesamtschallpegel von der Machzahl für unterschiedliche Temperaturen werden in Abb. 4.31(a) grafisch zusammengefasst. Zum Teil auftretende Ausreißer bei einer Machzahl von  $Ma = 0,150$  sind wieder auf die zuvor angesprochene Störquelle zurückzuführen, und werden nicht berücksichtigt. Im Mittel ergibt sich ein Exponent von  $m = 5,76 \pm 0,21$ . Eine entsprechende Regressionsgerade ist im Graphen wiedergegeben. Es zeigt sich, dass die Messdaten nur gering vom allgemeinen Trend abweichen. Zur genaueren Analyse werden die Geschwindigkeitsexponenten in Abhängigkeit zur Temperatur in Abb. 4.31(b) dargestellt. Die Fehlerbalken spiegeln dabei die bei der linearen Regression abgeschätzten Fehler wieder. Die Geschwindigkeitsexponenten liegen für alle Temperaturen in einem Intervall von  $5,26 \leq m \leq 5,85$ . Der Mittelwert wird in dieser Darstellung durch die waagrechte gestrichelte Linie repräsentiert. Auch in dieser Darstellung ist kein systematischer Reynoldszahl-Effekt auf den Geschwindigkeitsexponenten erkennbar.

## 4.2 Experimente im kryogenen Windkanal DNW-KKK

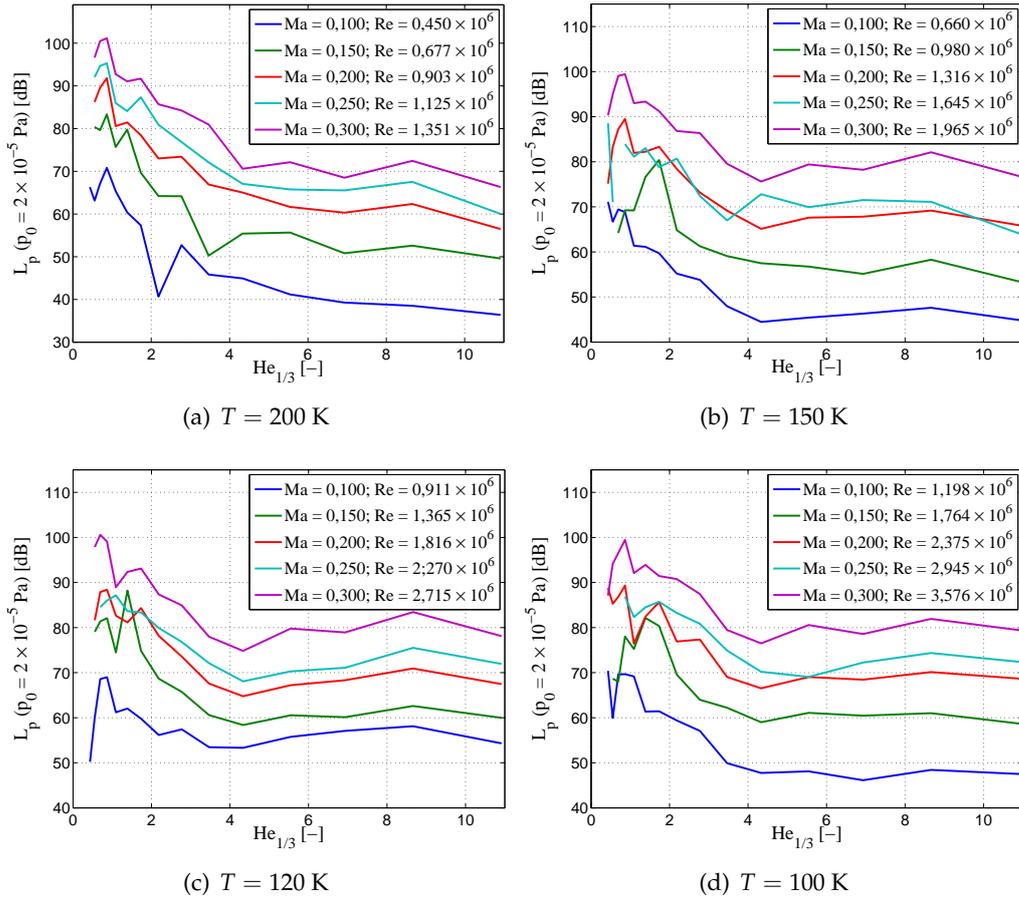


Abbildung 4.30: Beamforming-Spektren für den Bereich des ersten Drehgestells des ICE3, gemessen bei jeweils konstanten Temperaturen.

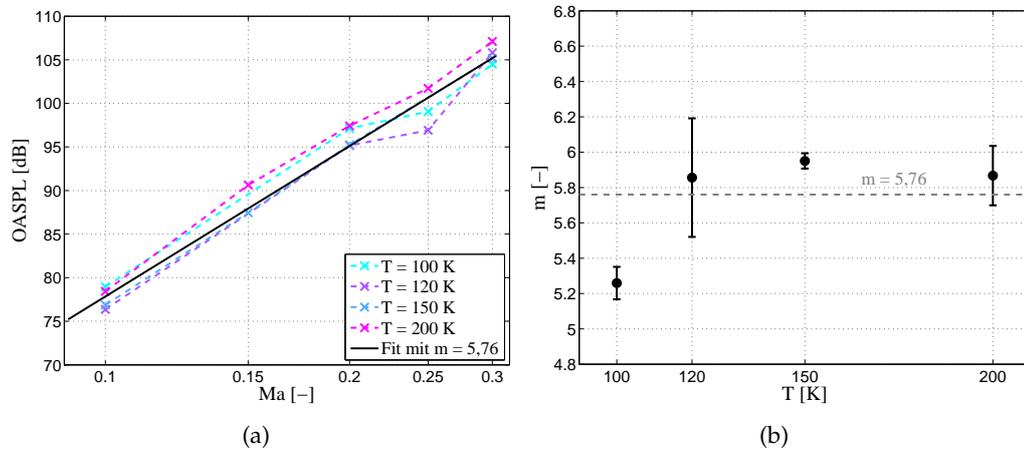


Abbildung 4.31: (a): Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anström-Machzahl für verschiedene Temperaturen. (b): Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponenten  $m$ . Die graue gestrichelte Linie markiert den Mittelwert.

Welche Reynoldszahl-Abhängigkeit die betrachtete Schallquelle bei jeweils konstanter Machzahl zeigt, soll nun näher untersucht werden. Dazu sind in Abb. 4.32 die bei jeweils konstanten Machzahlen von  $Ma = 0,100$ ,  $Ma = 0,200$  und  $Ma = 0,300$  berechneten Gesamtschallpegel in Abhängigkeit der Reynoldszahl aufgetragen. Für alle drei betrachteten Machzahlen ergeben sich nur geringe Schwankungen der Gesamtschallpegel. Die größte Differenz aus dem maximalen und dem minimalen Gesamtschallpegel bei einer konstant gehaltenen Machzahl beträgt 2,60 dB bei der Messreihe mit  $Ma = 0,300$ . Berücksichtigt man die ungünstigen Messbedingungen im DNW-KKK, dann liegen diese Abweichungen innerhalb der Messunsicherheit. Zudem zeigen die Daten keine eindeutige Tendenz, und es kann daher auch bei diesen Untersuchungen keine signifikante Reynoldszahl-Abhängigkeit gefunden werden. Die im Folgenden genannten Literaturstellen wurden im Kapitel 2.2.3 ausführlicher besprochen. Tracy et al. [42] und Ahuja & Mendoza [43] fanden in ihren Untersuchungen, dass die Reynoldszahl einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf die aeroakustische Anregung besitzt, sofern die Grenzschichtdicken stromaufwärts der Kavität konstant gehalten werden. In weiteren Untersuchungen beobachteten Ahuja & Mendoza [43], sowie Block & Heller [10], dass hingegen die Eigenschaften der stromaufwärts der Vorderkante der Kavität befindlichen Grenzschichtströmung einen starken Einfluss auf die tonale Anregung besitzen kann. Laminare Grenzschichten führen zu starken tonalen Anregungen. Basierend auf den Beobachtungen in den ae-

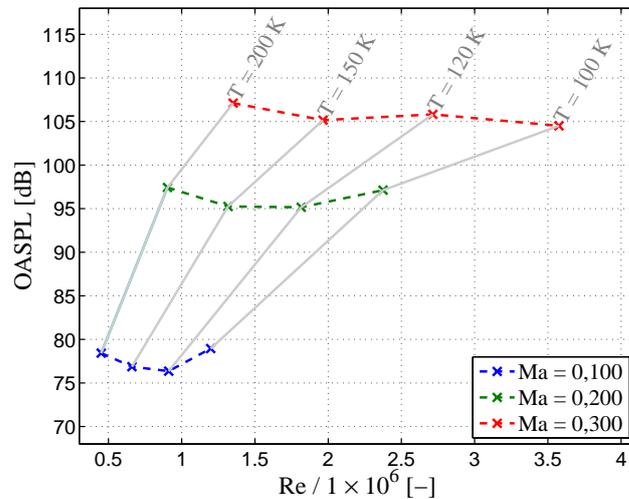


Abbildung 4.32: Der Gesamtschallpegel in Abhängigkeit zu Reynoldszahl, jeweils bei konstanten Machzahlen.

roakustischen Experimenten bedeutet dies, dass die Variation der Reynoldszahl im betrachteten Bereich zu keiner relevanten Änderung der Anströmbedingungen führt. Es ist daher anzunehmen, dass es zu keinem Grenzschichtumschlag stromauf des Drehgestellbereichs kommt. Möglicherweise wird der Bereich der Zugschleife stromauf des Radkastens auch bei der im DNW-KKK maximal möglichen Reynoldszahl von  $Re = 3,576 \times 10^6$  (am Modell im Maßstab 1:25 mit  $L = 0,12$  m) noch laminar umströmt, wie es auch schon die von Fey et al. [59] gemessenen und in Abb. 4.12 dargestellten TSP-Signaturen bei geringeren Reynoldszahlen gezeigt haben.

Im nächsten Schritt der Untersuchungen wird der isolierte Einfluss der Anström-Machzahl auf die Schallentstehung im Bereich des ersten Drehgestells untersucht. Durch das Anpassen der Fluid-Temperatur konnte die Reynoldszahl mit  $Re = (1,271 \pm 0,105) \times 10^6$  nahezu konstant gehalten werden. Die angegebene Schwankungsbreite ist dabei durch die Standardabweichung gegeben. Die Machzahl wurde dabei wieder im Bereich von  $0,100 \leq Ma \leq 0,300$  variiert. Abb. 4.33 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Gesamtschallpegel und der Machzahl. Bei der Messung mit der Machzahl von  $Ma = 0,150$  ergeben sich durch die oben angesprochene Störquelle außerordentlich hohe Gesamtschallpegel; aus diesem Grund wird diese Messung bei der Berechnung des Exponenten nicht berücksichtigt. Der mit  $m = 5,84 \pm 0,12$  bestimmte Geschwindigkeitsexponent entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit dem zuvor gefundenen Werten bei konstanten Temperaturen. Dies war zu erwarten, da zuvor bereits festgestellt wurde, dass keine signifikante

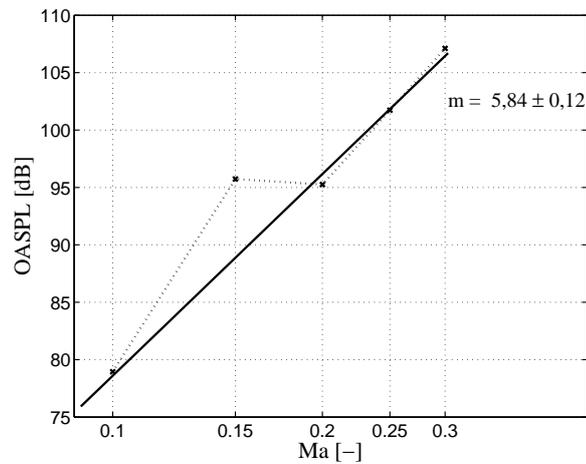


Abbildung 4.33: Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Schalldruckpegeln, logarithmisch aufgetragen, bei einer nahezu konstanten Reynoldszahl von  $Re = (1,271 \pm 0,105) \times 10^6$ .

Reynoldszahl-Abhängigkeit des Geschwindigkeitsexponenten existiert. Bei dieser Messreihen werden Messungen miteinander verglichen, die bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen worden sind, und im Umkehrschluss wird dadurch gezeigt, dass die in diesem Kapitel verwendeten Skalierungsansätze zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Schalldrücke zu in sich schlüssigen Resultaten führen.

### 4.3 Vergleich der Ergebnisse aus AWB und DNW-KKK

Als abschließende Betrachtung zu den Untersuchungen an dem ICE3-Modell werden in diesem Kapitel die Beamforming-Spektren miteinander verglichen, die im aeroakustischen Windkanal AWB und im kryogenen Windkanal DNW-KKK für den Bereich des ersten Drehgestells bestimmt wurden.

Für diesen Vergleich werden Messungen bei ähnlichen Machzahlen herangezogen. Für die Reynoldszahlen ergeben sich hingegen Differenzen, da die Messungen im AWB generell bei Raumtemperatur bei etwa  $T = 290$  K, und die im DNW-KKK bei einer Maximaltemperatur von  $T = 200$  K durchgeführt wurden. Bei den zuvor in Kapitel 4.2 in Abb. 4.32 gezeigten Abhängigkeiten zwischen den Gesamtschallpegeln und der Reynoldszahl ergab sich keine signifikante Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Daher ist ein Vergleich der Daten legitim, welche bei leicht unterschiedlichen Reynoldszahlen gewonnen wurden.

Einen systematischen Unterschied zwischen den beiden Messungen stellt hingegen die Verwendung unterschiedlicher Mikrofonarrays dar. Die Arrays, die im De-

tail in den Kapiteln 3.4.6 und 3.4.7 beschrieben wurden, unterscheiden sich in der Anordnung und der Einbausituation der Mikrofone. Die Mikrofone des Arrays, welches im AWB verwendet wurde, empfangen die Schallwellen unter quasi Freifeldbedingungen, und wurden auch hinsichtlich dieser akustischen Bedingungen mit einem Taschenschallkalibrator kalibriert. Die Mikrofonkapseln, die hingegen in dem für die geschlossene Messstrecke des DNW-KKK entwickelten Arrays verbaut sind, befinden sich hinter einem kleinen Konus und sind in erster Näherung wandbündig montiert. Aufgrund dieser Einbausituation befinden sich die Mikrofonmembrane im Druckfeld, was eine Verdopplung der gemessenen Druckamplitude mit sich bringt. Die Kalibration, beschrieben von Ahlefeldt & Koop [50] und Ahlefeldt et al. [47], wurde mittels vergleichender Messung gegen ein Messmikrofon vorgenommen, welches in der gleichen Einbausituation wie die Array-Mikrofone in einer Platte montiert war. Um dennoch eine Vergleichbarkeit der in den beiden Windkanälen durchgeführten Messungen zu erzielen, ist es daher notwendig, den Effekt der Amplitudenverdopplung der wandbündig montierten Mikrofone zu berücksichtigen. Ausgedrückt über die logarithmische Dezibel-Skala bedeutet dies, dass man

$$\Delta_{spl} = 10 \log \frac{A_{pf}^2}{A_{ff}^2} = 10 \log 4 \approx 6 \text{ dB} \quad (4.22)$$

auf die gemessenen Schalldruckpegel der Arraymikrofone des im AWB eingesetzten Arrays addieren muss. Dabei bezeichnet  $A_{ff}$  die Amplitude unter Freifeldbedingungen, und  $A_{pf}$  die unter Druckfeldbedingungen.

Die Abb. 4.34 zeigt die in den beiden Windkanälen gemessenen Beamforming-Terzspektren für den Machzahl-Bereich von  $0,100 \leq Ma \leq 0,200$ . Die durchgezogenen Linien repräsentiert die Ergebnisse aus dem AWB, und die gestrichelten Linien die aus dem DNW-KKK. Die in den beiden Windkanälen durchgeführten Messungen liefern ähnliche Spektren für Helmholtzzahlen bis  $He < 4$ . Die maximalen Abweichungen liegen, abgesehen von dem bekannten Ausreißer einer Messung aus dem DNW-KKK bei  $Ma = 0,150$ , in diesem Frequenzbereich in der Größenordnung von 3 dB. Für höhere Helmholtzzahlen sind jedoch in den Messungen im DNW-KKK generell höhere Pegel zu beobachten, und die Spektren fallen nicht so rasch ab, wie diejenigen, die im AWB gemessenen wurden. Bei den Messungen im AWB konnte der Bereich des ersten Drehgestells als Schallquelle charakterisiert werden, welche breitbandig bis etwa 16 kHz, beziehungsweise bis  $He = 5,62$  Schall emittiert. Der SNR ist eine frequenzabhängige Größe, die von den emittierten Schalldrücken und der Bandbreite der Schallquelle und von den Eigenschaften des Hintergrundgeräuschs abhängt. Die Spektren gemessen im DNW-KKK enthalten aufgrund des höheren störenden Geräuschniveaus mehr Rauschanteil. Dies macht sich besonders in dem Frequenzbereich bemerkbar, in dem der un-

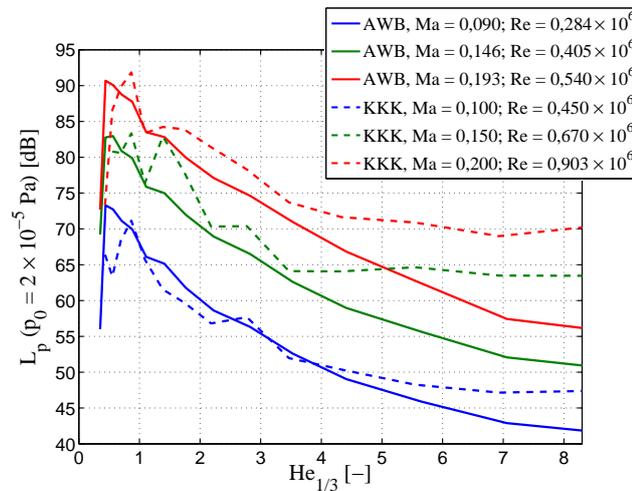


Abbildung 4.34: Vergleich der Terzspektren, die im AWB (durchgezogene Linien) und im DNW-KKK (gestrichelte Linien) gemessen wurden.

tersuchte Bereich des Zuges keine effiziente Schallquelle mehr darstellt. Daher ist zu vermuten, dass der flache Verlauf im hochfrequenten Bereich der im kryogenen Windkanal gemessenen Spektren hauptsächlich durch den ungünstigen SNR für diesen Frequenzbereich erklärt werden kann.

Die Messungen im AWB fanden in einer offenen Messstrecke statt, und die Arraymikrofone befanden sich während der Messungen außerhalb der Strömung im ruhenden Plenum. Die sich aufgrund des Schalldurchgangs durch die turbulente Windkanal-Scherschicht ergebenden vielfältigen Effekt wurden im Methodenkapitel 3.4.4 dieser Arbeit angesprochen. Einer der Effekt ist der Kohärenzverlust zwischen den Mikrofonsignalen. Kröber et al. [96] haben experimentell gezeigt, dass dieser Effekt besonders den hochfrequenten Bereich mit  $f > 20$  kHz dominiert, was einer Helmholtzzahl von etwa  $He \approx 7$  in der hier gewählten Darstellung entspricht. In diesem Bereich können die mit einem Mikrofonarray gemessenen Schalldruckpegel um bis zu 3 dB durch den Kohärenzverlust abgeschwächt werden. Dieser Effekt trägt ebenfalls zu den Diskrepanzen bei hohen Frequenzen bei.

In der geschlossenen Messstrecke herrschen generell akustische ungünstige Bedingungen, und das Hintergrundrauschen im DNW-KKK liegt deutlich über dem des AWB. Besonders die im letzten Kapitel diskutierte Störung der Messdaten durch das *Ground boards* hat einen nicht zu vernachlässigbaren Einfluss auf die Messergebnisse. Trotz dieser deutlichen Unterschiede bei den beiden Experimenten sind die Spektren für den Helmholtzzahl-Bereich von  $He < 4$  durchaus vergleichbar.

## 5 Untersuchungen am NGT2

Die im Kapitel 4.2 erörterten Untersuchungen liefern bereits wichtige Erkenntnisse über die Mach- und Reynoldszahl-Abhängigkeiten der aeroakustischen Quellen im Bereich des ersten Drehgestells des ICE3. Aufgrund des negativen Einflusses des *Ground boards* ergibt sich ein stark eingeschränkter SNR, welcher eine spektrale Analyse der Ergebnisse nur in Form von Terzspektren zulässt. Da es bei der aeroakustischen Anregung dieser Quelle auch zu einer starken tonalen Anregung kommen kann, die sich in Form von scharfen lokalen Maxima in den Spektren äußern, beschreiben Terzspektren nicht befriedigend die Charakteristik dieser Schallquelle. Aus diesem Grund wurden die im Folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt, bei denen ein alternativer Versuchsaufbau mit einer Spiegelmodellordnung realisiert wurde, bei dem auf das *Ground board* verzichtet werden kann. Dadurch wird ein höherer SNR erreicht, was eine schmalbandige Analyse erlaubt. Die Spiegelmodellordnung ermöglicht darüber hinaus bei Untersuchungen an bodengebundenen Fahrzeugen im Windkanal gemäß den Schilderungen in Kapitel 3.1 realitätsnähere Strömungsbedingungen im Unterbodenbereich des Zugmodells. In Kapitel 4.1 in Abb. 4.4 wird anhand der Darstellung der Grenzschicht-Dickenverhältnisse gezeigt, dass bei der Verwendung einer *Splitter plate* im Bereich der hinteren Drehgestelle unrealistische Strömungsbedingungen herrschen müssen. Aus diesem Grund konnte die Aeroakustik der hinteren Drehgestellbereiche bei diesen Untersuchungen nicht berücksichtigt werden. In diesem Kapitel wird nun untersucht, ob die Spiegelmodellordnung hingegen auch realitätsähnliche Bedingungen bei den hinteren Drehgestellen zulässt.

In Kapitel 4.2 hat es sich gezeigt, dass der DNW-KKK, abgesehen vom negativen Einfluss des verwendeten *Ground boards*, akustische Randbedingungen bietet, welche die Durchführung aeroakustischer Experimente mit einem geeignetem Mikrofonarray erlauben. Aufgrund der Möglichkeiten, die ein kryogener Windkanal im Hinblick auf die Untersuchungen der aeroakustischer Skalierung bietet, wurden die Experimente erneut im DNW-KKK durchgeführt.

Im Rahmen des DLR-Projekts *Next Generation Train* entstand das Doppelmodell des NGT2, welches bei diesen Untersuchungen zum Einsatz kam. Die gewonnenen Erkenntnisse aus diesen Experimenten flossen ebenfalls in das Projekt ein. Einzelne Ergebnisse aus dieser Messkampagne wurden auszugsweise in Lauterbach et al. [110, 111] veröffentlicht. Das Modell und der verwendete Versuchsaufbau wurden bereits in Kapitel 3.2.2 beschrieben. Abb. 5.1 zeigt die drei untersuchten

Konfigurationen des Modells. Bei Konfiguration 1 sind im Gegensatz zu Konfiguration 2 keine Drehgestell-Abdeckungen montiert. Bei diesen beiden Konfigurationen wird keine Trennplatte eingesetzt. Konfiguration 3 besitzt eine Trennplatte zwischen den Zugmodellen. Mit dieser Konfiguration werden vergleichbare aerodynamische und akustische Randbedingungen generiert, wie sie bei den Untersuchungen mit *Splitter plate* oder *Ground board* vorherrschen. Bezüglich der Drehgestellabdeckungen stellt Konfiguration 3 eine Mischform aus den anderen beiden Konfigurationen dar. Das oben montierte Modell trägt die Abdeckungen, das Untere hingegen nicht. Diese Konfiguration wurde gewählt, um die Einflüsse einer Trennplatte für Konfigurationen 1 und 2 gemeinsam in einem Aufbau untersuchen zu können und um zeitintensive Umbauten während der Windkanalzeit zu vermeiden.

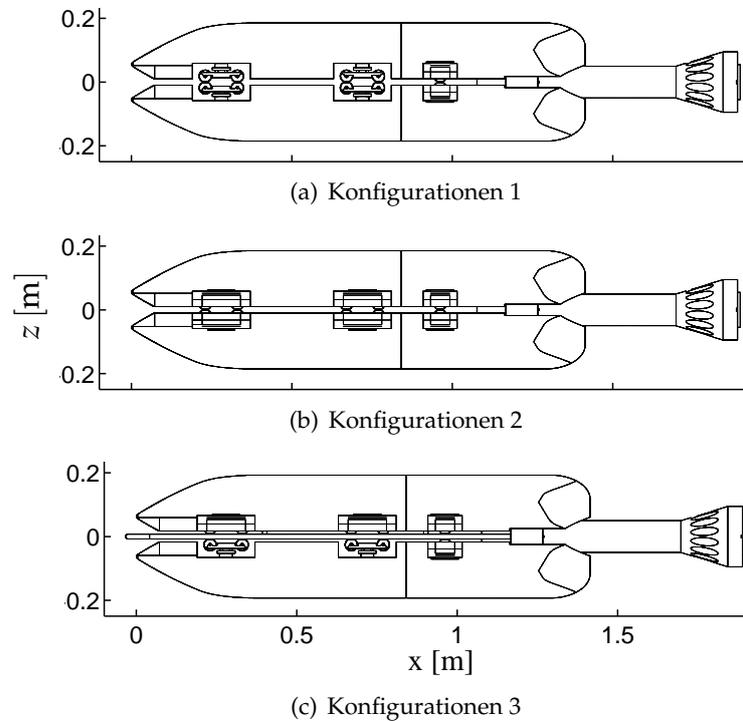


Abbildung 5.1: Die untersuchten Konfigurationen des NGT2-Doppelmodells.

## 5.1 Aerodynamische Validierung des Doppelmodells

Das Konzept einer Spiegelmodellordnung wurde in Kapitel 3.1 vorgestellt. Die Symmetrieebene zwischen den beiden Zugmodellen simuliert dabei den mit-

bewegten Boden. Sofern die Symmetrieebene im Experiment nicht durchströmt wird, stellt diese Anordnung bezüglich der Unterbodenströmung eine gute Approximation an eine Situation dar, bei der sich ein Fahrzeug mit einer Relativgeschwindigkeit über Grund bewegt. Um zu prüfen, inwieweit die Randbedingung einer nicht durchströmten Symmetrieebene erfüllt wird, wurden aerodynamische Untersuchungen zwischen den Zugmodellen mittels Laser-Doppler Anemometrie (LDA) durchgeführt, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Die Messtechnik und der Versuchsaufbau wurde in Kapitel 3.5 beschrieben. Aufgrund der besseren optischen Zugänglichkeit fanden diese aerodynamischen Untersuchungen in der Seitenwindversuchsanlage (SWG) des DLR Göttingen statt, der in Kapitel 3.2.3 eingeführt wurde.

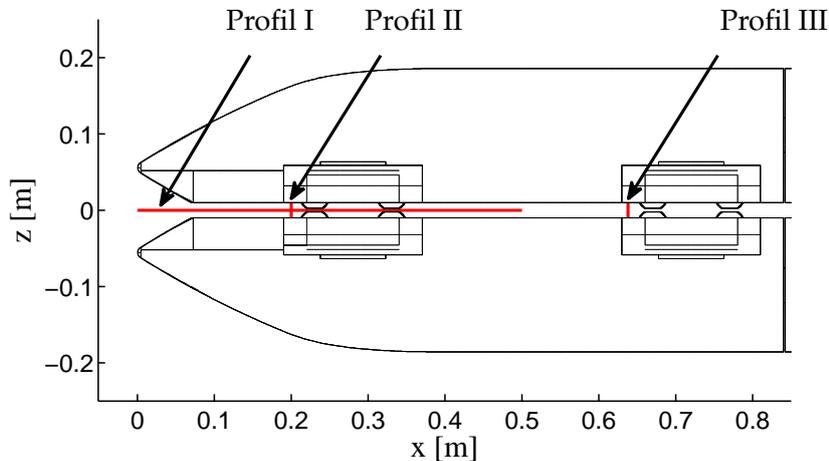


Abbildung 5.2: Entlang der roten Linien wurden die Profile I-III mit dem LDA gemessen.

Entlang der in Abb. 5.2 eingezeichneten roten Linien wurden die Profile I-III mit dem LDA gemessen. Profil I ist das Profil entlang des waagrechtten Schnittes  $0 \leq x \leq 500$  mm in der Symmetrieebene zwischen den beiden Modellen. Die Schnitte II und III entsprechen den senkrechten Profilen an den Vorderkanten der Drehgestellkavitäten in  $x = 200$  mm und  $x = 638$  mm. Den zuletzt genannten Profilen wird sich in einer später Untersuchung noch zugehend. Das verwendete LDA-System ermöglicht die simultane Messung zweier Geschwindigkeits-Komponenten. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde die  $u(t)$ -Komponente ( $x$ -Richtung) und die  $w(t)$  ( $z$ -Richtung) gemessen. Die Komponente quer zur Strömung in  $y$ -Richtungen wurde hingegen nicht gemessen. Alle Messungen fanden jeweils in  $y = 0$  (halbe Zugbreite) statt. Die gemessenen

Komponenten setzten sich gemäß

$$\begin{aligned} u(t) &= \bar{u} + u'(t) \\ w(t) &= \bar{w} + w'(t) \end{aligned} \quad (5.1)$$

jeweils aus einem Gleichanteil ( $\bar{\cdot}$ ) und einem Schwankungsanteil ( $\cdot'$ ) zusammen. Im zeitlichen Mittel ist der Schwankungsanteil gleich Null, und der Gleichanteil entspricht dem zeitlichen Mittelwert. Zur Beschreibung der Intensität der zeitlichen Schwankungen werden auch die Effektivwerte diskutiert, die über

$$\begin{aligned} u_{eff} &= \text{std}\{u'(t)\}, \\ w_{eff} &= \text{std}\{w'(t)\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

gegeben sind. Dabei steht der Ausdruck  $\text{std}\{\cdot\}$  für die Standardabweichung.

Abb. 5.3 zeigt die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$  und  $\bar{w}$ , normiert mit der freien Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ , die entlang des Profils I gemessen wurden. Die Messungen fanden am Modell in der Konfiguration 2 bei einer Reynoldszahl von  $Re = 0,400 \times 10^6$  statt. Die Kennzahl ist dabei, wie bei allen anderen Untersuchungen auch, mit der Geschwindigkeit der freien Anströmung  $U_\infty$  und der Zugbreite als charakteristische Länge gebildet worden. Die gestrichelten senkrechten Linien deuten die Positionen der Vorder- und Hinterkante der ersten Drehgestellkavität bei  $x = 190$  mm und  $x = 370$  mm an. Im Bereich der Zugspitzen bei  $x = 0$  wird die Strömung aufgestaut, und es werden Geschwindigkeiten  $\bar{u}$  von nur etwa  $0,8 \cdot U_\infty$  gemessen. Aufgrund der konvergenten Geometrie des Modells wird die Strömung anschließend auf Übergeschwindigkeiten von bis zu  $1,1 \cdot U_\infty$  an der Vorderkante der Drehgestellkavität beschleunigt. Die Geschwindigkeit steigt weiter an, und erreicht ihr Maximum hinter dem ersten Drittel der Drehgestellkavität bei  $x = 260$  mm. Stromabwärts dieser Stelle nimmt die mittlere Geschwindigkeit schlagartig ab. Höchstwahrscheinlich interagieren hier die beiden Scherschichten, die die Drehgestellkavitäten der beiden Modelle überspannen. Für den Idealfall einer nicht durchströmten Symmetrieebene müsste an allen Messpunkten die mittlere Vertikalgeschwindigkeit  $\bar{w}$  einen Wert von Null haben. Die Messungen bestätigen durch sehr kleine Beträge von  $\bar{w}$  von maximal  $0,04 \cdot U_\infty$ , dass im zeitlichen Mittel die Randbedingung der Symmetrieebene in guter Näherung erfüllt ist. Die geringen Abweichungen können durch Asymmetrien bei der Modellpositionierung oder durch eine inhomogene Anströmung erklärt werden.

Grundsätzlich ist jedoch anzunehmen, dass die Strömung insbesondere im Bereich der Drehgestelle instationär ist. Neben den Mittelwerten sind daher die zeitlichen Schwankungen der Komponenten, nämlich  $u'$  und  $w'$ , von besonderem Interesse. Zur Diskussion der Fluktuationen werden dazu im Folgenden die nach Gleichung (5.2) berechneten Effektivwerte der Schwankungen betrachtet.

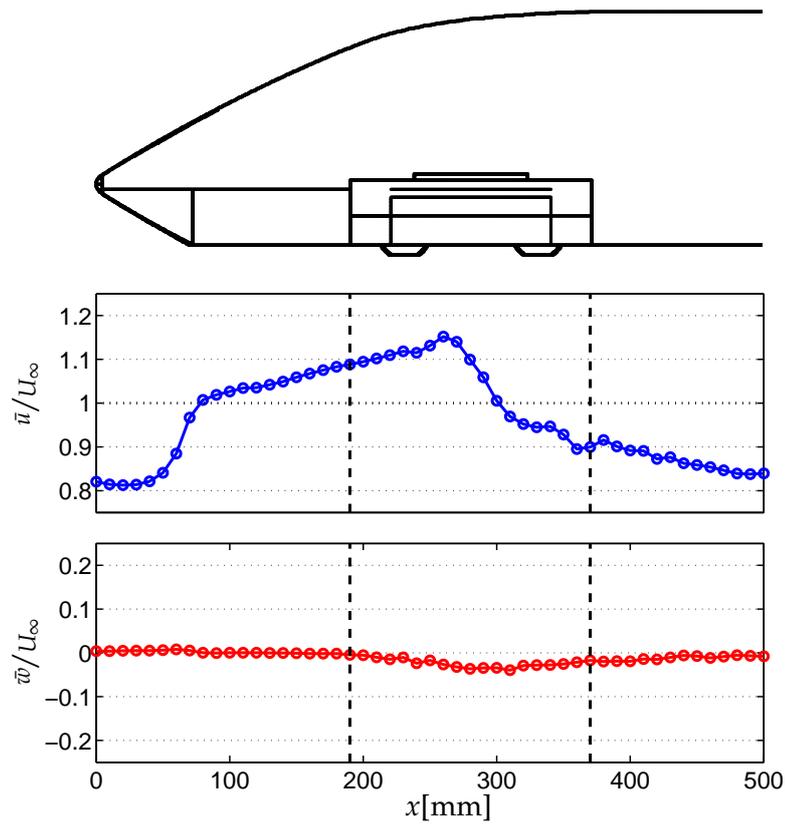


Abbildung 5.3: Die Graphen zeigen die mit dem LDA gemessenen mittleren Geschwindigkeitsprofile I bei einer Reynoldszahl von  $Re = 0,400 \times 10^6$ . Die Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}$  und  $\bar{w}$  wurden mit der freien Anströmgeschwindigkeit normiert. Die gestrichelten senkrechten Linien deuten die Positionen der Vorder- und Hinterkante der ersten Drehgestellkavität an.

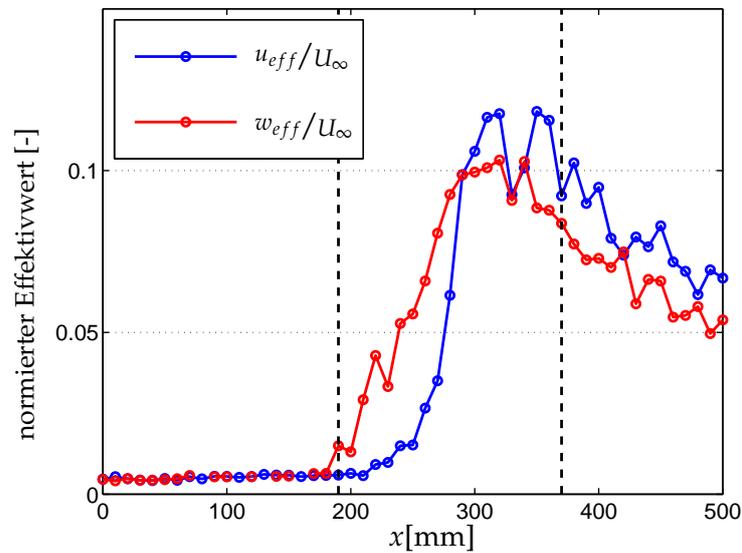


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des normierten Effektivwerts von der  $x$ -Position. Die gestrichelten senkrechten Linien markieren die Positionen der Vorder- und Hinterkante der ersten Drehgestellkavität.

Abb. 5.4 zeigt die mit der freien Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  normierten Effektivwerte  $u_{eff}$  und  $w_{eff}$  entlang des Profils I. Beide Effektivwerte steigen ab der Vorderkante der Drehgestellkavität stetig an, und erreicht in  $x = 320$  mm maximale Werte von  $u_{eff} = 0,12 \cdot U_\infty$  und  $w_{eff} = 0,10 \cdot U_\infty$ . Die Effektivwerte der beiden Geschwindigkeitskomponenten verhalten sich dabei sehr ähnlich. Abb. 5.5 zeigt die Frequenzspektren der spektrale Leistungsdichte  $\gamma$  der Schwankungsgröße  $u'$  in den beiden Messpositionen  $x = 80$  mm und  $x = 350$  mm. Im Vergleich zum Spektrum an der vorderen Messposition hat der Rauschanteil breitbandig an der hinteren Messposition massiv zugenommen. Dieses Verhalten kann im Einklang der Verläufe der normierten Effektivwerte gesehen werden, welche zuvor diskutiert wurden, und deutet auf einen erhöhten Turbulenzgrad hin. Anhand der spektralen Darstellung wird jedoch darüber hinaus deutlich, dass das Messsignal an der Messposition in  $x = 350$  mm eine charakteristische Frequenz von 630 Hz enthält. Es kann vermutet werden, dass an der hinteren Messposition Geschwindigkeitsfluktuationen mit dieser Frequenz existieren. Im Bereich der Drehgestelle zwischen den Zugmodellen liegt demnach ein instationäres Strömungsfeld vor, welches zu einer temporären Verletzung der aerodynamischen Randbedingungen einer nicht durchströmte Symmetrieebene führt.

Bei denen in Kapitel 4 vorgestellten Untersuchungen am ICE3 wurde eine *Splitter plate*, bzw. ein *Ground board* eingesetzt. Es zeigte sich, dass dadurch keine realitätsnahe Unterbodenströmung bei den hinteren Drehgestellen erzeugt kann,

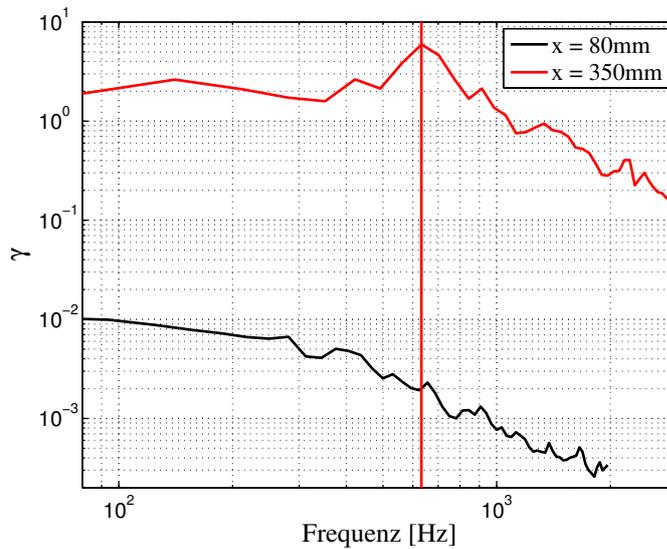


Abbildung 5.5: Doppelt-logarithmische Darstellung der spektralen Leistungsdichte  $\gamma$  der Schwankungsgröße  $u'$  in den beiden Messpositionen  $x = 80$  mm und  $x = 350$  mm.

weswegen auf mögliche Schallquellen aus diesem Bereich nicht weiter eingegangen werden konnte. Anhand der folgenden aerodynamischen Untersuchungen soll geprüft werden, ob die NGT2-Doppelmodellordnung diesbezüglich eine Verbesserung darstellt. Dazu werden nun die Geschwindigkeitsprofile II und III (siehe Abb. 5.2) diskutiert, die je an den Vorderkanten der ersten und zweiten Drehgestellkavitäten in  $x = 200$  mm und  $x = 638$  mm bei einer Reynoldszahl von  $Re = 0,330 \times 10^6$  gemessen wurden. Abb. 5.6 zeigt die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile. Die Unterböden der Züge befinden sich dabei jeweils bei  $z = \pm 10$  mm, und werden in dem Diagramm durch die waagrechten Linien angedeutet. Das in  $x = 200$  mm gemessene blockförmige Profil deutet auf ein noch nicht vollständig entwickeltes Poiseuille-Profil zwischen den beiden Zugmodellen hin. Im mittleren Bereich zwischen  $-4$  mm  $< z < 4$  mm ergeben sich Übergeschwindigkeiten von etwa  $1,09 \cdot U_\infty$ . Das in  $x = 638$  mm gemessene Profil ist hingegen parabelförmig, und zeigt ein weiter ausgebildetes Grenzschichtprofil. An dieser Messposition sind die normierten Effektivwerte der Komponenten in Strömungsrichtung, die durch die Balken dargestellt werden, vom Betrag her deutlich höher, als an der vorderen Messposition, was auf ein turbulentes Grenzschichtprofil hindeutet. Die Maximalgeschwindigkeit wird in der Symmetrieebene des Doppelmodells bei  $z = 0$  mm erreicht, und beträgt  $0,75 \cdot U_\infty$ . Im Bereich des vorderen Drehgestells wird bei dieser Messung eine um 34% höhere Ma-

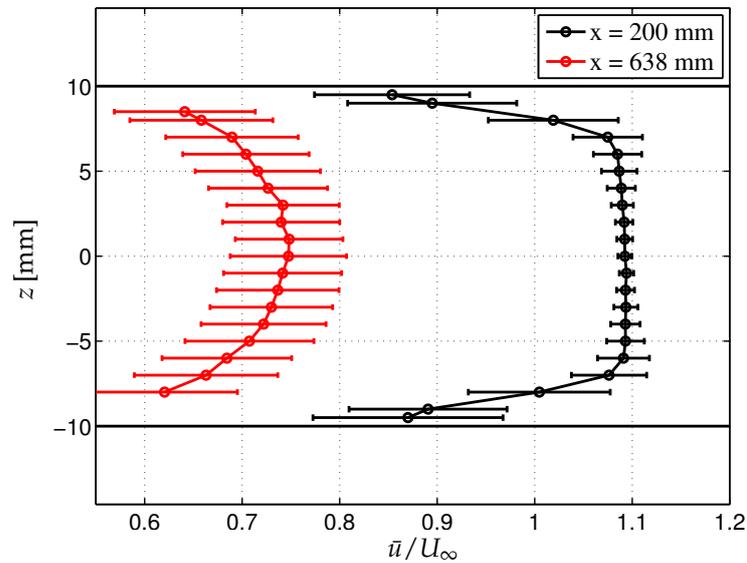


Abbildung 5.6: Die Geschwindigkeitsprofile II ( $x = 200$  mm) und III ( $x = 638$  mm), gemessen bei einer Reynoldszahl von  $Re = 0,330 \times 10^6$ . Die Balken repräsentieren die normierten Effektivwerte der Komponenten in Strömungsrichtung.

ximalgeschwindigkeit erreicht. Auch im wandnahen Bereich herrschen höhere Strömungsgeschwindigkeiten. Die zeitlich gemittelte Maximalgeschwindigkeit in dem an der hinteren Position gemessenen Profils III hängt darüber hinaus noch von der Reynoldszahl ab, wie in Abb. 5.7(a) deutlich wird. Eine moderate Verringerung der Reynoldszahl von  $Re = 0,330 \times 10^6$  auf  $Re = 0,260 \times 10^6$  führt bereits zu einer Erhöhung der Maximalgeschwindigkeit von  $0,75 \cdot U_\infty$  auf  $0,82 \cdot U_\infty$ . Gleichzeitig verhält sich jedoch die Form des Grenzschichtprofils innerhalb des betrachteten Bereichs unabhängig von der Reynoldszahl. Dies wird durch die Darstellung in Abb. 5.7(b) deutlich, in welcher die bei den beiden Reynoldszahlen gemessenen Grenzschichtprofile normiert auf die Maximalgeschwindigkeit  $U_{max}$  dargestellt werden. Abgesehen einer leichten Asymmetrie der Messung bei  $Re = 0,330 \times 10^6$  im Bereich  $z > 0$ , existieren keine signifikanten Unterschiede zwischen der Form der Grenzschichtprofile. Das sich die Form der Profile im Gegensatz zu der normierten Maximalgeschwindigkeit nicht verändert, muss mit steigender Reynoldszahl der auf die Anströmgeschwindigkeit normierte Volumenstrom zwischen den Zugmodellen abnehmen. Offenbar gewinnt die Strömung mit steigender Reynoldszahl an Dreidimensionalität, und der Anteil des Volumenstroms, der seitlich aus dem Spalt zwischen den Modellen entweicht, steigt an. Inwieweit dieser von der Reynoldszahl abhängige Volumenstrom-Verlust eine geringere aeroakustische Anregung der hinteren Drehgestellbereiche bewirkt, wird

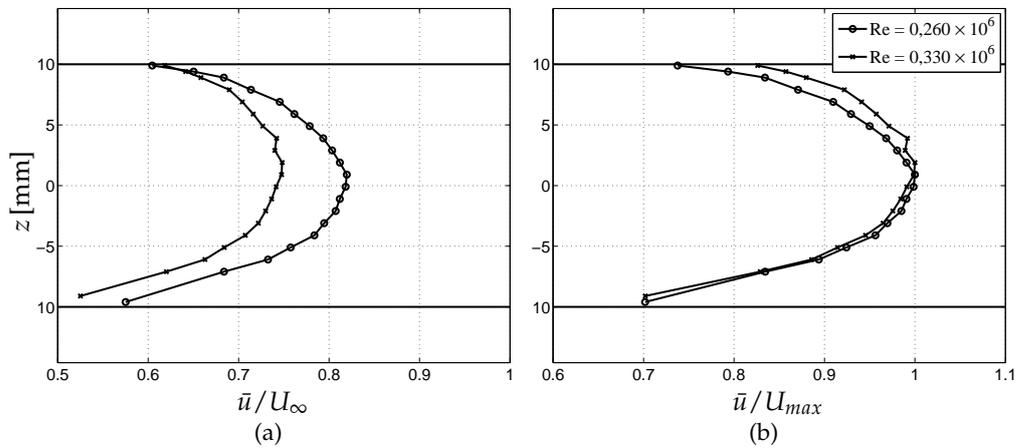


Abbildung 5.7: Das Geschwindigkeitsprofile III ( $x = 638$  mm), gemessen bei zwei verschiedenen Reynoldszahlen. (a): Normiert mit der Anströmgeschwindigkeit. (b): Normiert mit der Maximalgeschwindigkeit.

in Kapitel 5.1 experimentell überprüft.

Weiterhin unterscheiden sich die Grenzschichtdicken an der Vorderkante der ersten und zweiten Drehgestellkavität deutlich voneinander. In den Geschwindigkeitsprofilen in Abb. 5.6 ist zu erkennen, dass an der Vorderkante der vorderen Drehgestellkavität eine Grenzschicht vorliegt, deren Dicke nach dem 99%-Kriterium (bezogen auf die in den Profilen gemessenen Maximalgeschwindigkeit) nur wenige Millimeter beträgt. Diese im Vergleich zur der an der hinteren Position deutliche dünnere, und aufgrund der kurzen aerodynamischen Lauflänge unter Umständen noch laminare Grenzschicht kann, wie in Kapitel 2.2.3 besprochen wurde, zu einer besonders starken aeroakustischen Anregung der vorderen Drehgestellkavität führen.

Die Untersuchungen in diesem Kapitel liefern zwei unterschiedliche Erkenntnisse: Zwischen den Zugmodellen liegt ein instationäres Strömungsfeld vor, welches zu einer temporären Verletzung der aerodynamischen Randbedingung führt. Weiterhin ermöglicht auch die Doppelmodellordnung keine realitätsnahen aeroakustischen Untersuchungen der hinteren Drehgestelle im Windkanal. Daher wird der Fokus bei allen weiteren Untersuchungen erneut allein auf diesen Bereich gelegt.

## 5.2 Aeroakustische Validierung des Doppelmodells

Die Frage, die in diesem Kapitel beantwortet werden soll, ist diejenige, inwieweit sich die temporäre Verletzung der aerodynamischen Randbedingung auf

die Aeroakustik der Drehgestellbereiche auswirkt. Weiterhin muss bei aeroakustischen Untersuchungen an Doppelmodellen beachtet werden, dass eine weitere Verletzung einer anderen Randbedingung auftritt, die allein die Akustik betrifft. Der durch die Symmetrieebene simulierte mitbewegte Boden stellt im Gegensatz zu einem sich über festem Grund befindlichen Zug eine andere akustische Randbedingung dar. Schotterbett oder feste Fahrbahn bei realen Zügen, beziehungsweise *Splitter plate* oder *Ground board* bei Windkanalexperimenten stellen in erster Näherung eine schallharte Berandungen dar, die beim Doppelmodell hingegen nicht existiert.

Um zu überprüfen, welchen Einfluss die Verletzung der akustischen und der aerodynamischen Randbedingung auf die Schallentstehung beim vorderen Drehgestell besitzt, wurden unterschiedliche Modell-Konfigurationen vorgesehen. Im Folgenden werden die Beamforming-Quellkarten für die Konfigurationen 1, 2 und 3 (siehe Abb. 5.1) miteinander verglichen. Abb. 5.8 zeigt die entsprechenden Quellkarten exemplarisch für das Terzband mit der Mittenfrequenz von  $f_{1/3} = 8$  kHz. Bei der Auswertung der Daten mittels CLEAN-SC wird für alle in diesem Kapitel diskutierten Messungen ein Abbruchkriterium (siehe Kapitel 3.4.1) definiert, nach dem die Berechnung der Quellkarten über einen dynamischen Bereich von 12 dB zugelassen wird. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von  $T = 290$  K und einer Machzahl von  $Ma = 0,250$  durchgeführt, was in einer Reynoldszahl von  $Re = 0,705 \times 10^6$  resultiert. Die maximalen Pegel liegen im Mittel bei 75 dB, und unterscheiden sich untereinander nur um wenige Zehntel-Dezibel. Bei den Konfigurationen ohne Trennplatte, wie auch bei der Konfiguration mit Trennplatte können die einzelnen Schallquellen bei den beiden Zügen nicht eindeutig voneinander separiert werden. Ebenfalls kann an dieser Stelle bereits festgehalten werden, dass der Schall bei den hinteren Drehgestellen innerhalb des für die Auswertung erlaubten Dynamikbereichs bei keiner der Konfigurationen gemessen werden kann. Die im letzten Kapitel 5.1 beschriebenen aerodynamischen Untersuchungen lieferten bereits die Erkenntnis, dass bei den hinteren Drehgestellen unrealistisch geringe Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen, die im Vergleich zum vorderen Radkasten zu geringen Schallemissionen führen. Im Gegensatz zu den Beobachtungen in diesem Experiment gibt es bei realen Zügen offenbar keine so ausgeprägte Änderung der Strömungsbedingungen im Unterbodenbereich über eine Endwagenlänge. Martens et al. [18] und Mellet et al. [19] fanden bei ihren Vorbeifahrt-Messungen an realen Zügen nur geringe Unterschiede bei den Quellstärken in den verschiedenen Drehgestellbereichen längs des Zuges. In denen für den aeroakustischen Schall der Drehgestellbereiche relevanten Terzbändern wurden Abweichungen von nur wenigen Dezibel gemessen.

Zur quantitativen Beurteilung der Ergebnisse werden wie auch schon bei den Untersuchungen am ICE3 integrierte Beamforming-Spektren (siehe Kapitel 3.4.2) untersucht. Das blaue Quadrat in Abb. 5.8(a) gibt den Integrationsbereich wie-

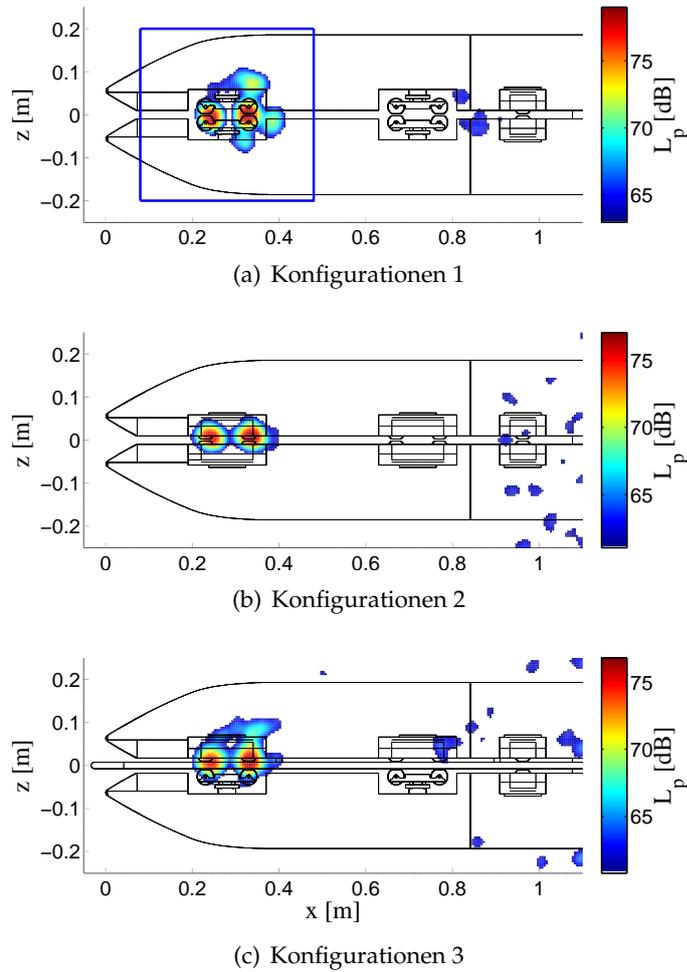


Abbildung 5.8: 8 kHz-Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells für die Konfigurationen 1, 2 und 3, gemessen bei einer Machzahl von  $Ma = 0,250$  und bei einer Temperatur von  $T = 290$  K. Das blaue Quadrat in (a) zeigt exemplarisch den Integrationsbereich zur Berechnung der integrierten Beamforming-Spektren.

der. Auch allen weiteren in diesem Kapitel besprochen Beamforming-Spektren liegt dieser Integrationsbereich zugrunde. Abb. 5.9(a) zeigt die integrierte Schmalband-

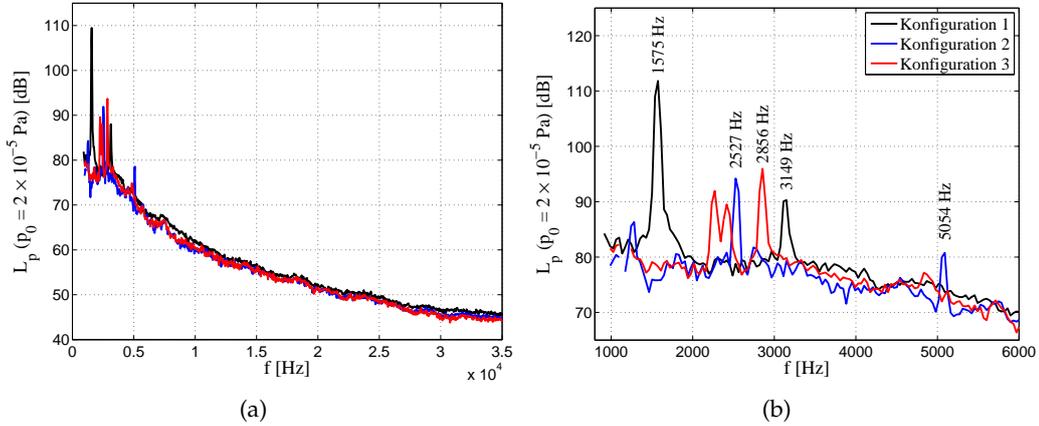


Abbildung 5.9: Beamforming Schmalband-Spektren der Konfigurationen 1, 2 und 3 für den Bereich des vordersten Drehgestells. Gemessen bei  $Ma = 0,250$  und  $T = 290$  K. (a): Der Frequenzbereich bis 25 kHz. (b): Ausschnitt bis 6 kHz.

Spektren für alle drei Konfigurationen. Zunächst werden die tonalen Anteile im niederfrequenten Bereich bis 6 kHz diskutiert. Dazu ist in Abb. 5.9(b) der entsprechende Ausschnitt der Spektren vergrößert dargestellt.

Bei Konfiguration 1 kann ein dominanter Ton bei  $f = 1575$  Hz im Spektrum (schwarz) identifiziert werden. Neben dieser Grundmode wird auch dessen höhere Harmonische bei  $f = 3149$  Hz angeregt. Analog zu den Untersuchungen am ICE3 im AWB (Kapitel 4.1) wird nun nach Gleichung (4.6) eine zu den gefundenen Frequenzen korrespondierende Länge eines eindimensionalen Oszillators abgeschätzt, welche möglicherweise einer bestimmten Länge der Drehgestellkavität entspricht. Für die ersten drei Moden mit  $n = 1, 2, 3$  erhält man entsprechend

$$\text{für } f = 1575 \text{ Hz} \quad \begin{cases} n = 1 : & L = 108 \text{ mm} \\ n = 2 : & L = 216 \text{ mm} \\ n = 3 : & L = 324 \text{ mm.} \end{cases} \quad (5.3)$$

Die Länge, die sich für  $n = 1$  ergibt, entspricht in guter Näherung dem Abstand zwischen den Böden der Kavitäten der beiden Zugmodelle von 117 mm. Geht man nun von einer Vertikalmode aus, so könnte man für die Konfiguration 3 ein Maximum bei der doppelten Frequenz im Spektrum erwarten, da sich durch das Einfügen der Trennplatte die charakteristische Länge halbiert. Das sich in dem Spektrum der Konfiguration 3 jedoch nicht die doppelte Frequenz ergibt, müssen

die Zusammenhänge deutlich komplexer sein. Offenbar reagiert diese Mode empfindlich gegenüber den gleichzeitig geänderten aerodynamischen Randbedingungen, und kann nicht mehr angeregt werden.

Bei der Konfiguration 2 tritt in ähnlicher Weise ein Grundton mit der Frequenz von  $f = 2527$  Hz mit seiner Oberschwingung bei  $f = 5054$  Hz auf. Für die Längen ergeben sich

$$\text{für } f = 2527 \text{ Hz} \begin{cases} n = 1 : & L = 68 \text{ mm} \\ n = 2 : & L = 136 \text{ mm} \\ n = 3 : & L = 204 \text{ mm}. \end{cases} \quad (5.4)$$

Für diese Längen gelingt keine eindeutige Zuordnung einer charakteristischen Dimension der Drehgestellkavität. Diese Frequenzen, oder deren Vielfache, treten nicht im Spektrum für Konfiguration 3 auf.

Zusammenfassend zeigt sich, dass das Einbringen der Trennplatte einen deutlichen Effekt auf die tonalen Anteile in den Spektren hat.

Für den höherfrequenten Bereich ab  $f > 6$  kHz existiert hingegen nur ein geringer Einfluss der Konfiguration auf die integrierten Schmalbandspektren. Für eine bessere Vergleichbarkeit der breitbandigen Anteile werden diese in Abb. 5.10 für den Bereich ab  $f_{1/3} > 6,3$  kHz in Form von Terzspektren dargestellt. Das Spektrum

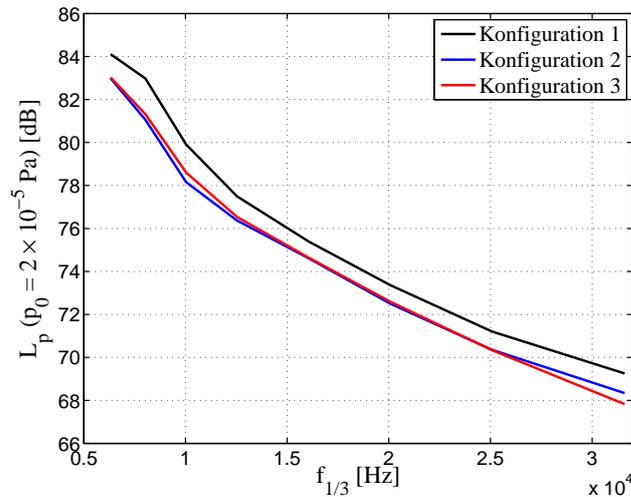


Abbildung 5.10: Integrierte Terzband-Spektren der Konfigurationen 1, 2 und 3 für den Bereich des vordersten Drehgestells, gemessen bei  $Ma = 0,250$  und einer Temperatur von  $T = 290$  K. Gezeigt ist der Bereich ab  $f_{1/3} = 6,3$  kHz.

der Konfiguration 1 liegt im Mittel um etwa 1 – 2 dB über denen der Konfigurationen 2 und 3. Dass bei Konfiguration 1 die höchsten Schalldruckpegel gemessen

werden ist zu erwarten, da bei dieser die Drehgestellbereiche seitlich offen sind. Dies führt zu einer großflächigen akustischen Anregungen der Kavität, was insbesondere zu seitlich abgestrahlten Schall zur Folge hat. Für die Konfigurationen 2 und 3 ergeben sich hingegen sehr ähnliche Spektren. Eine plausible Erklärungen für dieses Phänomen kann an dieser Stelle nicht gegeben werden. Es wäre zu erwarten gewesen, dass das Spektrum der Konfiguration 3 zwischen den Spektren der Konfigurationen 1 und 2 liegt, da diese im Hinblick auf die Drehgestellabdeckungen eine Mischform der beiden Konfigurationen darstellt.

Alles in allem zeigen die Ergebnisse jedoch, dass der Einfluss der unterschiedlichen experimentellen Aufbauten auf den breitbandigen Schall als gering einzuschätzen ist. Abgesehen von einer Untersuchung tonaler Anteile, die generell empfindlich auf geringe Änderungen der Geometrie oder der Anströmung reagieren, erweist sich die Doppelmodellordnung als sehr geeignet für die aeroakustische Untersuchung des vorderen Drehgestellbereichs. Daher werden im Folgenden nur noch die Konfigurationen 1 und 2 betrachtet.

### 5.3 Aeroakustische Untersuchungen im DNW-KKK

Nachdem die Tauglichkeit des Doppelmodells zur Durchführung aeroakustischer Untersuchungen in letzten beiden Kapiteln erörtert wurde, werden in diesem Kapitel nun die Untersuchungen zur aeroakustischen Skalierung vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Um zunächst einen Überblick über die Schallquellenverteilung zu erhalten, sind in Abb. 5.11 die über Terzbänder gemittelten Quellkarten des NGT2-Doppelmodells in der Konfiguration 2 mit Terz-Mittelfrequenzen zwischen  $f_{1/3} = 4,0 \text{ kHz}$  und  $31,5 \text{ kHz}$  gegeben. Die Anström-Machzahl betrug  $Ma = 0,250$ . Bei einer Temperatur von  $T = 290 \text{ K}$  ergibt sich dann eine Reynoldszahl von  $Re = 0,705 \times 10^6$ . In allen Quellkarten tritt der Bereich des ersten Drehgestells als dominante Quelle hervor.

Analog zu den Untersuchungen am ICE3 wird zunächst der Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die Schallemission bei konstant gehaltener Temperatur untersucht. Abb. 5.12 zeigt die entsprechenden Beamforming-Spektren der beiden Konfigurationen 1 und 2 für den Machzahl-Bereich von  $0,100 \leq Ma \leq 0,300$ . Die Fluid-Temperatur betrug  $T = 290 \text{ K}$  während dieser Messungen. Im niederfrequenten Bereich kann es abhängig von der Machzahl bei beiden Konfigurationen zu starken tonalen Anregungen kommen. Bei der Konfiguration 1 (ohne Drehgestellabdeckungen, Abb. 5.1(a)) treten bei  $Ma \geq 0,200$  einzelne lokale Maxima hoher Intensitäten auf. Die Pegel der Maxima überragen das Grundrauschen um bis zu 30 dB. Die tonalen Anteile, die bei der Konfiguration 2 (mit Drehgestellabdeckungen, Abb. 5.1(b)) auftreten, sind hingegen deutlich schwächer. Allerdings werden insbesondere bei  $Ma = 0,300$  eine Reihe von Maxima im Spektrum beobachtet. Die Mechanismen, die für diese tonale Anregung verantwortlich sind, rea-

### 5.3 Aeroakustische Untersuchungen im DNW-KKK

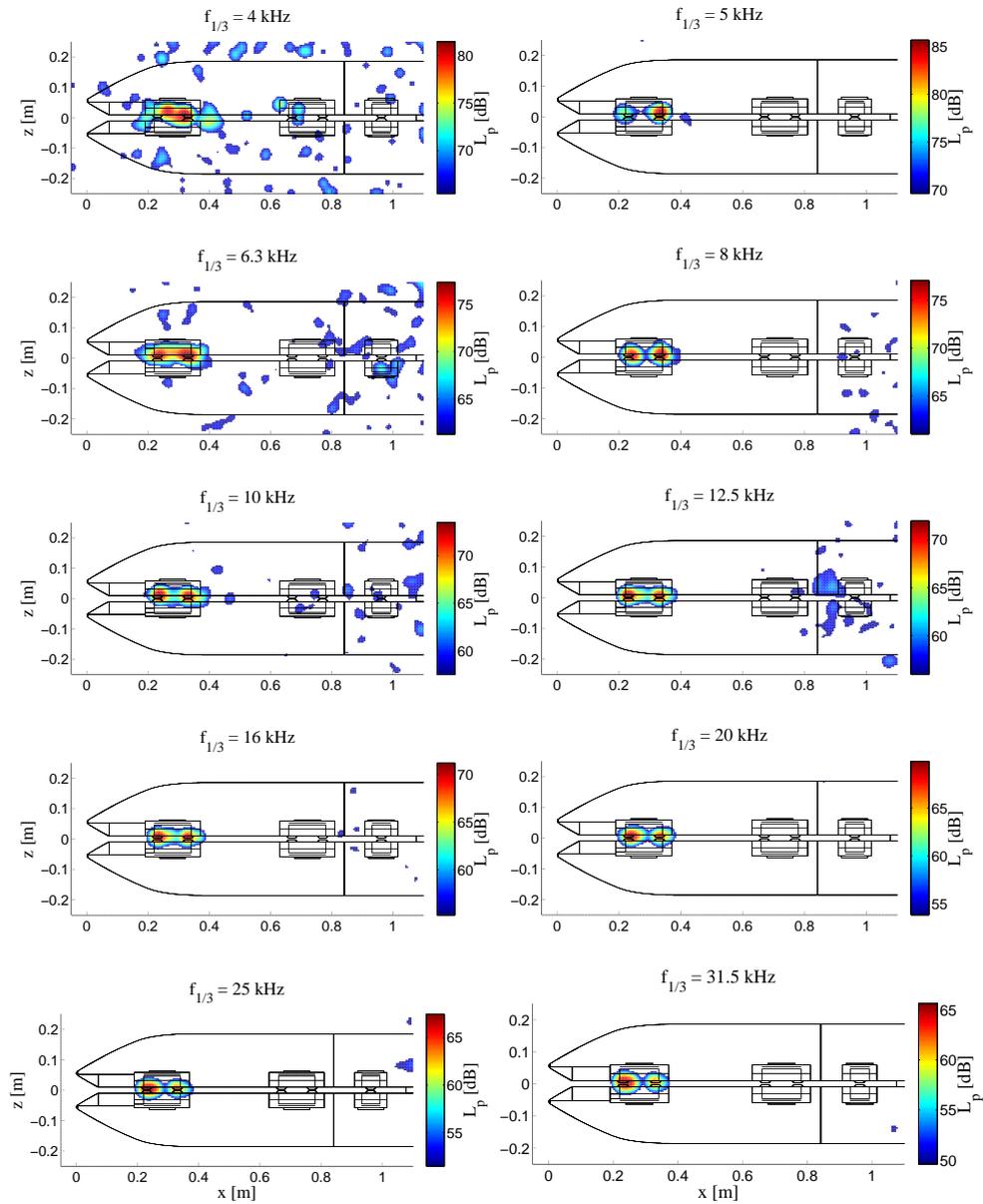


Abbildung 5.11: Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells in der Konfiguration 2, gemessen im DNW-KKK bei einer Anström-Machzahl von  $Ma = 0,250$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 0,705 \times 10^6$  bei einer Temperatur von  $T = 290$  K. Der Schalldruckpegel wird farblich kodiert über einen dynamischen Bereich von 16 dB dargestellt.

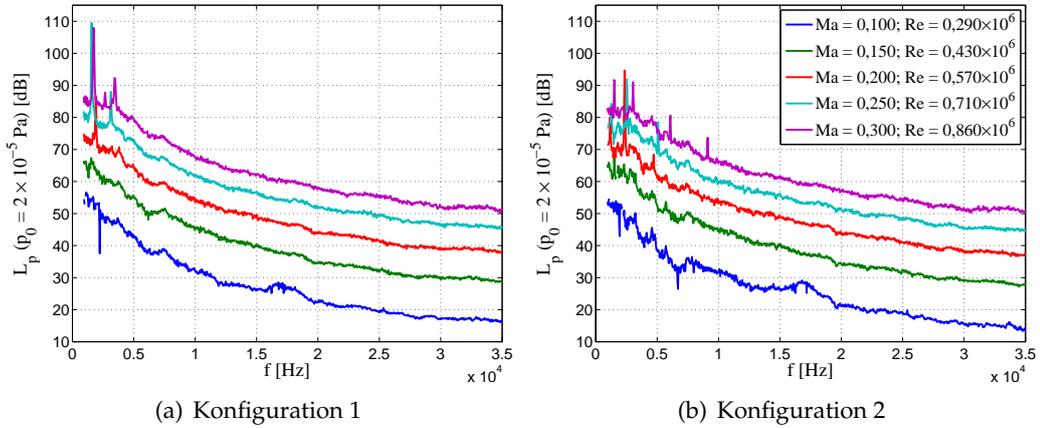


Abbildung 5.12: Beamforming Schmalbandspektren für die Konfigurationen 1 und 2, gemessen für verschiedene Machzahlen bei einer konstanten Temperatur von  $T = 290$  K.

gieren nicht nur äußerst sensitiv auf Änderungen der Anströmbedingungen, wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, sondern zusätzlich auch auf Änderungen der Anström-Machzahl. Ein solch inkonsistentes Verhalten kann bei der Berechnung der Geschwindigkeitsexponenten, welche im Folgenden betrachtet werden, nicht berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wird für die Berechnung der Gesamtschallpegel nur der spektrale Bereich von

$$5000 \text{ Hz} \leq f \leq 20000 \text{ Hz} \quad (5.5)$$

betrachtet, in dem der Drehgestellbereich vornehmlich breitbandig Schall abstrahlt. Die Abb. 5.13 zeigt den Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Gesamtschallpegeln bei einer konstanten Temperatur von  $T = 290$  K. Für die Geschwindigkeitsexponenten der beiden Konfigurationen ergeben sich mit  $m = 6,91 \pm 0,63$  und  $m = 7,49 \pm 0,38$  verhältnismäßig hohe Werte im Vergleich zu den vorigen Untersuchungen am ICE3. Die Messdaten in der logarithmischen Darstellung zeigen ein nahezu lineares Verhalten, und folglich ergeben sich bei der Berechnung der Steigung der Regressionsgeraden nur geringe statistische Unsicherheiten. Die Abb. 5.14(a) und Abb. 5.14(b) geben jeweils die gemäß Gleichung (4.11) mit den Geschwindigkeitsexponenten normierten Spektren für die beiden Konfigurationen wieder. Als Referenz-Machzahl wird dabei, wie schon zuvor,  $Ma_{ref} = 0,175$  gewählt. Da die Geschwindigkeitsexponenten mit einer hohen statistischen Sicherheit bestimmt werden können, zeigen auch die normierten Spektren für den Frequenzbereich von  $f > 5$  kHz eine sehr hohe Übereinstimmung. Einzig das Spektrum für die Konfiguration 2 bei der Machzahl von  $Ma = 0,100$  besitzt bei

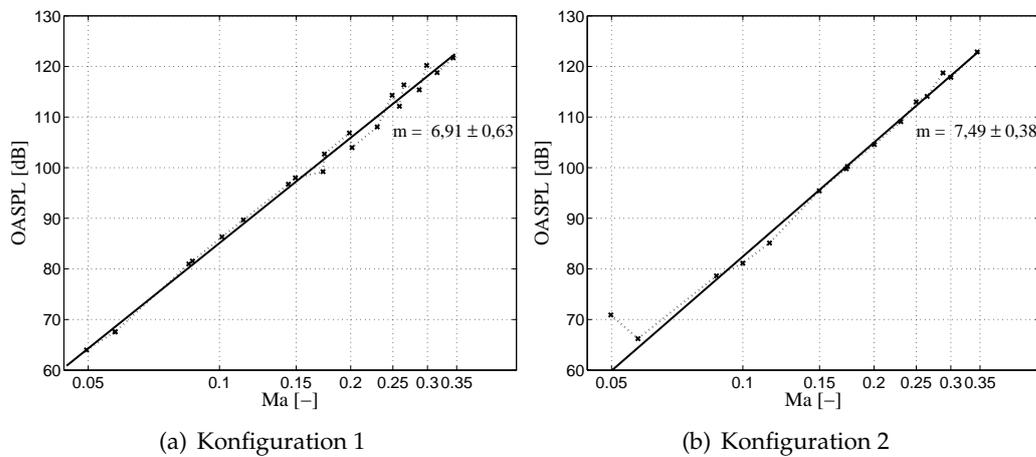


Abbildung 5.13: Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Gesamtschallpegeln OASPL bei einer konstanten Temperatur von  $T = 290$  K für die beiden Konfigurationen.

$f \approx 17$  kHz ein lokales Maximum, dessen Ursache nicht eindeutig geklärt werden kann. Möglicherweise ist der SNR bei geringen Machzahlen ungenügend, und der Einfluss von Störsignalen in den Messsignalen nimmt zu, was diesen schmalbandigen Anteil im Spektrum zur Folge haben könnte. Im niederfrequenten Bereich bis  $f \leq 10$  kHz zeigt sich in den normierten Spektren besonders deutlich der starke Einfluss der Machzahl auf tonale akustische Anregungen des Drehstellbereichs. Zur besseren Übersicht zeigen die Abb. 5.14(c) und Abb. 5.14(d) diese Bereiche des Spektrums noch einmal in einer vergrößerten Darstellung. Die Töne treten spontan auf, und es ist nicht möglich, Regelmäßigkeiten festzustellen. Die breitbandigen Anteile im niederfrequenten Bereich zeigen im Gegensatz dazu ein äußerst kongruentes Verhalten. Es kann eine charakteristische Wellenform der Spektren identifiziert werden, die für den untersuchten Machzahl-Bereich nahezu unverändert auftritt. Wie auch schon bei den Untersuchungen am ICE3-Modell, zeigt sich auch beim NGT2-Modell, dass die breitbandigen Frequenzanteile nur gering von der Geschwindigkeit beeinflusst werden. Daher erscheint es auch bei diesen Untersuchungen sinnvoll, die Helmholtzzahl aus dimensionslose Frequenz zu wählen, um einen quantitativen Vergleich der Spektren zu ermöglichen, die bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen worden sind.

Im weiteren Verlauf der Untersuchungen wird die Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponentens für die Gesamtschallpegel analysiert. Für den in Gleichung (5.5) gegebenen Frequenzbereich zur Berechnung der Gesamtschallpegel ergibt sich mit der Schallgeschwindigkeit bei Raumtemperatur von

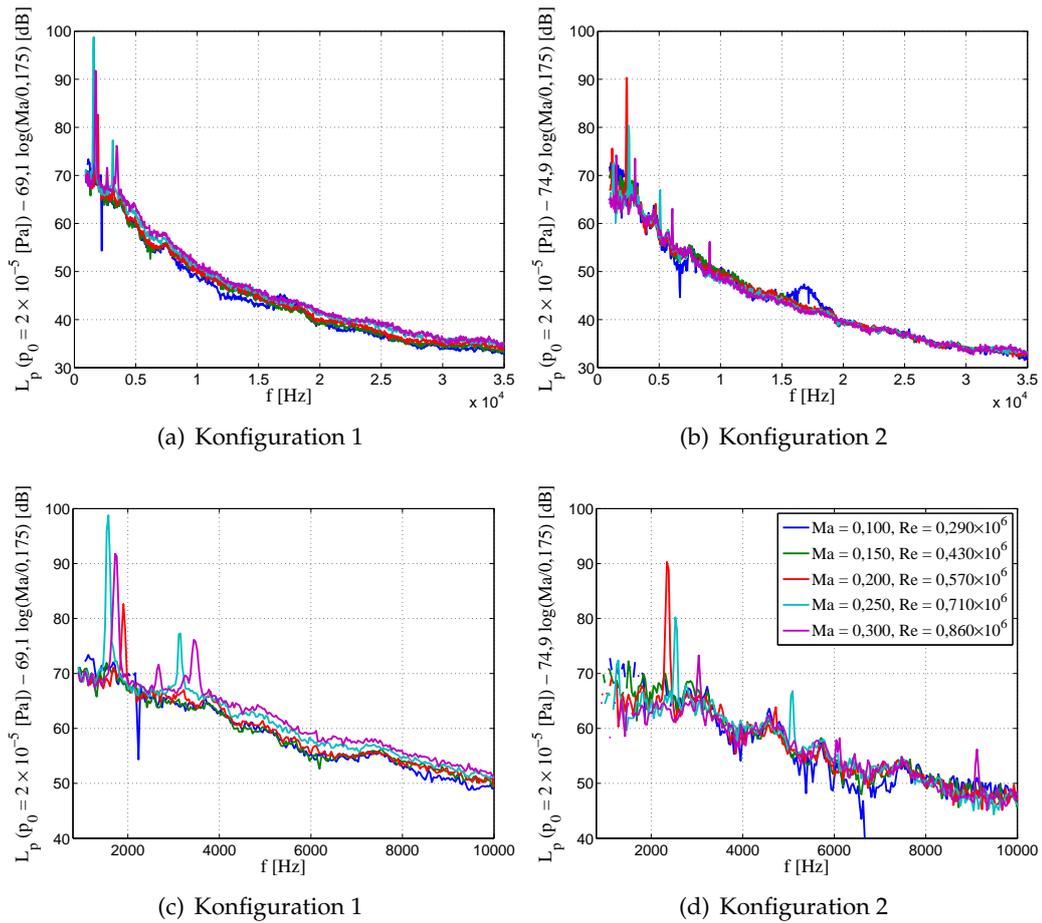


Abbildung 5.14: Normierte integrierte Schmalbandspektren für die Konfigurationen 1 und 2, gemessen für verschiedene Machzahlen bei einer konstanten Temperatur von  $T = 290$  K. (a) und (b): Gesamter Frequenzbereich. (c) und (d): Niederfrequenter Bereich bis  $f \leq 10$  kHz.

$c_0 = 341,5 \text{ m/s}$  und einer charakteristischen Länge von  $L = 0,12 \text{ m}$  ein äquivalenter Helmholtzzahl-Bereich von

$$1,76 \leq He \leq 7,03. \quad (5.6)$$

Über diesen Bereich wird im Folgenden integriert, um den Gesamtschallpegel der über die Helmholtzzahl aufgetragenen Spektren zu erhalten.

In Abbildung 5.15 sind die Gesamtschallpegel in Abhängigkeit zur Machzahl bei jeweils unterschiedlichen Temperaturen aufgetragen. Abbildungen 5.15(a) zeigt die Messergebnisse an Konfiguration 1, und Abbildung 5.15(b) Entsprechendes für die Konfiguration 2. Für beide Konfigurationen werden sehr ähnliche Er-

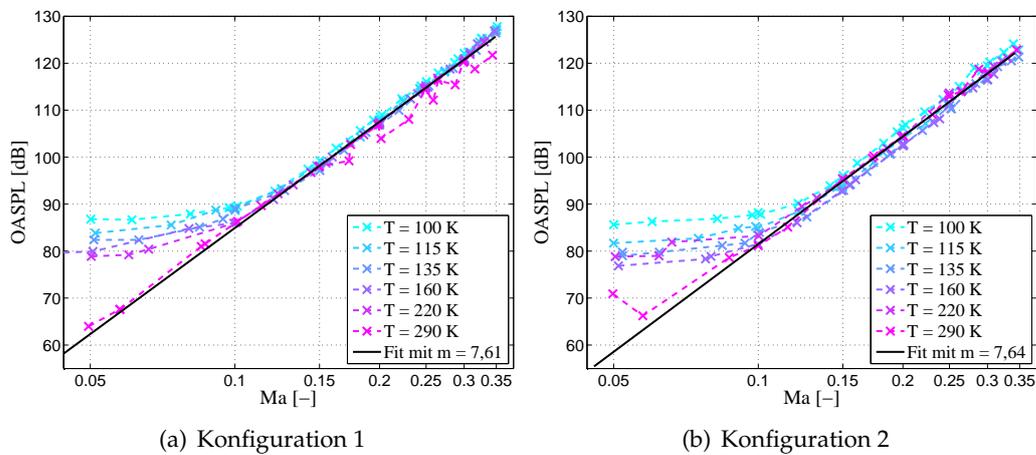


Abbildung 5.15: Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anström-Machzahl für verschiedene Temperaturen.

gebnisse beobachtet. Für  $T \leq 220 \text{ K}$  ergeben sich für kleine Machzahlen von  $Ma < 0,120$  zunächst flache Verläufe. Für höhere Machzahlen stellt sich anschließend ein linearer Verlauf in der logarithmischen Darstellung ein. In diesem Bereich wurden die Geschwindigkeitsexponenten in gewohnter Weise mittels linearer Regression bestimmt. Man findet im Mittel einen Geschwindigkeitsexponenten von  $m = 7,61$  für die Konfiguration 1, und  $m = 7,64$  für die Konfiguration 2. Die schwarzen Linien stellen jeweils die mittlere Ausgleichsgerade für die einzelnen Konfigurationen dar. Im linearen Bereich weichen die Messwerte nur geringe von den Trendlinien ab, woran sich zeigt, dass keine signifikante Reynoldszahl-Abhängigkeit der Geschwindigkeitsexponenten existiert. Die Verläufe der Gesamtschallpegel bei  $Ma < 0,120$  lassen sich hingegen nicht mit dem Geschwindigkeitsexponenten beschreiben. Je niedriger die Fluidtemperatur ist, desto höher liegt dabei die Mindest-Machzahl, ehe sich die linearen Verläufe

ergeben. Da die Schallgeschwindigkeit mit der Temperatur abnimmt ( $c_0 \propto \sqrt{T}$ , Gleichung (2.40)), sinkt ebenfalls die Anströmgeschwindigkeit bei konstant gehaltener Machzahl beim Kühlen des Fluids. Es liegt daher nahe, dass es eine minimale Anströmgeschwindigkeit statt einer minimalen Anström-Machzahl gibt, ehe der lineare Bereich erreicht wird. Um dies zu prüfen, werden in Abb. 5.16 erneut die Verläufe der Gesamtschallpegel wiedergegeben. In diesem Fall werden die Daten jedoch über die Strömungsgeschwindigkeit  $U_\infty$  aufgetragen. Bei

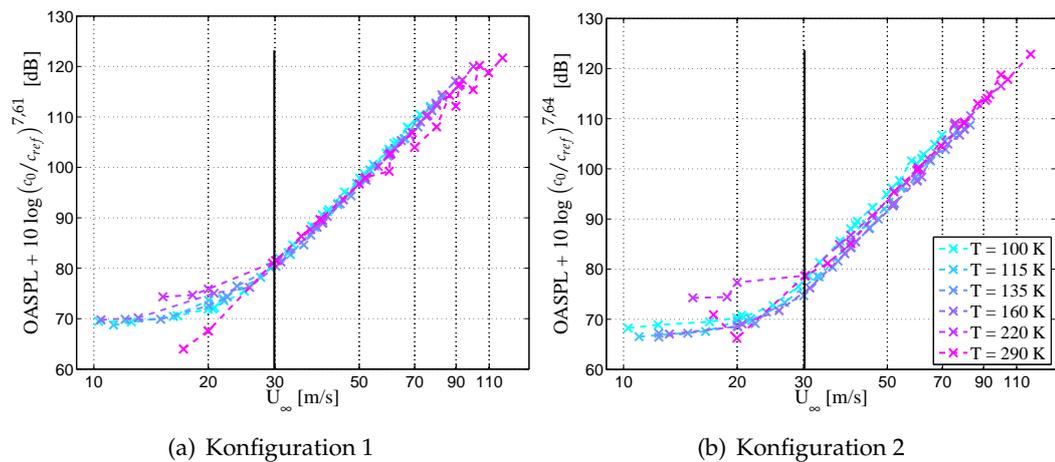
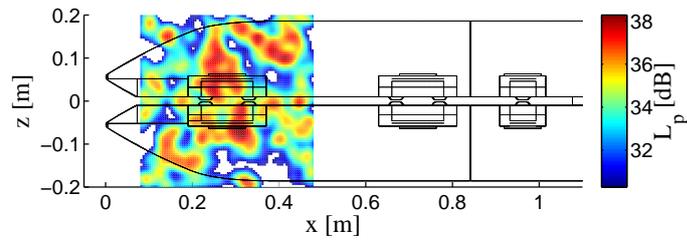
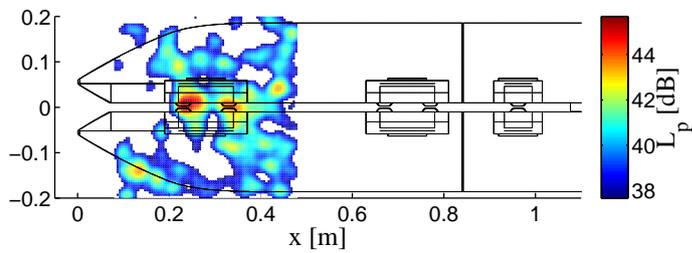


Abbildung 5.16: Zusammenhänge zwischen den Gesamtschallpegel und der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  für unterschiedliche Temperaturen. Die senkrechten Linien deuten die Mindest-Anströmgeschwindigkeit von  $U_\infty = 30$  m/s an.

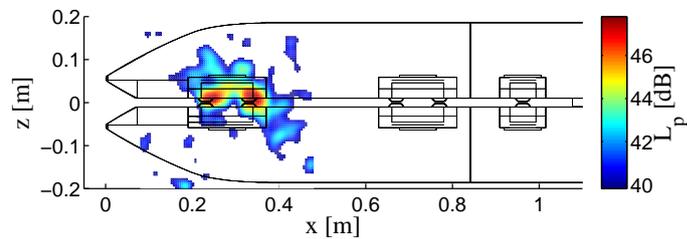
dieser Darstellung gibt es den Ausführungen in Kapitel 2.3.2 zufolge eine Temperaturabhängigkeit der Schalldruckpegel, die durch eine normierte Darstellung der Schalldruckpegel gemäß Gleichung (2.46) zu berücksichtigen ist. In der Darstellung über die Strömungsgeschwindigkeit kristallisiert sich heraus, dass es für beide Konfigurationen unabhängig von der Temperatur eine Mindest-Geschwindigkeit gibt, die bei etwa  $U_\infty \approx 30$  m/s liegt. Da dieses Verhalten unabhängig von der Temperatur ist, hängt es somit auch nicht von der Reynoldszahl ab. Bei der Berechnung der integrierten Spektren ist der SNR in den Quellkarten ein wichtiger Einflussparameter. Daher wird dieser nun qualitativ anhand der Quellkarten diskutiert, die auf Messdaten beruhen, die nahe dieser kritischen Mindest-Geschwindigkeit aufgenommen wurden. Abb. 5.17 zeigt die CLEAN-SC Quellkarten bei den Geschwindigkeiten von  $U_\infty = 20, 30$  und  $33$  m/s. Die Quellverteilung bei  $U_\infty = 20$  m/s (Abb. 5.17(a)) wird klar vom Rauschen dominiert. Der SNR ist bei diesen geringen Strömungsgeschwindigkeiten ungenügend, und bei der



(a)  $U_\infty = 20 \text{ m/s}$



(b)  $U_\infty = 30 \text{ m/s}$



(c)  $U_\infty = 33 \text{ m/s}$

Abbildung 5.17: Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells in der Konfiguration 2, gemessen bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten bei einer Temperatur von  $T = 100 \text{ K}$

Berechnung der Beamforming-Spektren wird hauptsächlich über zufällig korrelierendes Hintergrundrauschen integriert. Eine Berechnung der Spektren gelingt bei dieser Geschwindigkeit noch nicht. Ab einer Strömungsgeschwindigkeit von  $U_\infty > 30 \text{ m/s}$  nimmt hingegen der SNR schlagartig zu, und die Schallquellen im Bereich der Drehgestelle erscheinen deutlich in den Quellkarten (siehe Abb. 5.17(b) und 5.17(c)). Ab dieser Strömungsgeschwindigkeit gelingt folglich auch eine Berechnung der Beamforming-Spektren. An dieser Stelle ist jedoch nicht klar, ab welcher Mindest-Strömungsgeschwindigkeit tatsächlich der aeroakustische Mechanismus stabil angeregt ist, da der unmittelbare Einfluss der störenden Hintergrundgeräusche nicht bekannt ist. Um diesem offenen Punkt näher zu kommen, werden daher nun Messungen besprochen, bei denen die Schallemission unmittelbar am Entstehungsort gemessen wurde, wodurch ein Einfluss durch Hintergrundgeräusche vernachlässigbar ist. Während der aerodynamischen Untersuchungen im SWG mittels LDA (Kapitel 5.1) waren zusätzlich fünf Mikrofone in der Drehgestellkavität eingebaut. Die Einbausituation dieser Mikrofone, bei denen die Membran jeweils wandbündig zu den Flächen der Kavität war, wird in Abb. 5.18 gezeigt. Die mit einem einzelnen Mikrofon im Radkasten aufgenommenen Daten ge-

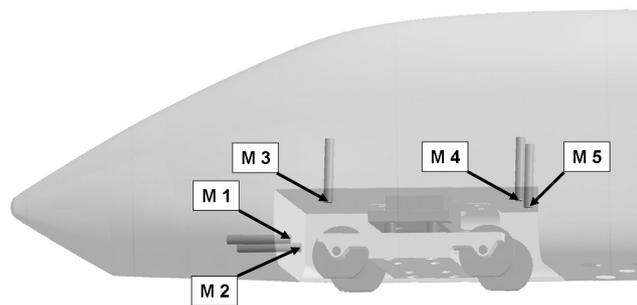


Abbildung 5.18: Einbausituation der fünf wandbündig montierten Mikrofone M 1 bis M 5 in die erste Drehgestellkavität des NGT2.

ben Aufschluss darüber, ab welcher Anströmgeschwindigkeit der aeroakustische Mechanismus stabil angeregt ist. Abb. 5.19 gibt die Zusammenhänge der mit dem Mikrofon M 1 gemessenen Gesamtschallpegel und der Anströmgeschwindigkeit wieder. Die Integration zur Berechnung des Gesamtschallpegels wird dabei wieder über den in Gleichung (5.6) angegebenen Bereich vorgenommen. Für beide Konfigurationen ergibt sich bereits bei geringeren Anströmgeschwindigkeiten von  $U_\infty > 15 \text{ m/s}$  ein linearer Verlauf in der logarithmischen Darstellung. Es sei dabei angemerkt, dass die Geschwindigkeitsexponenten von ähnlicher Größenordnung sind, wie diejenigen, die im DNW-KKK mit dem Mikrofonarray bestimmt wurden, welches sich im akustischen Fernfeld befand. Geht man davon aus, dass die

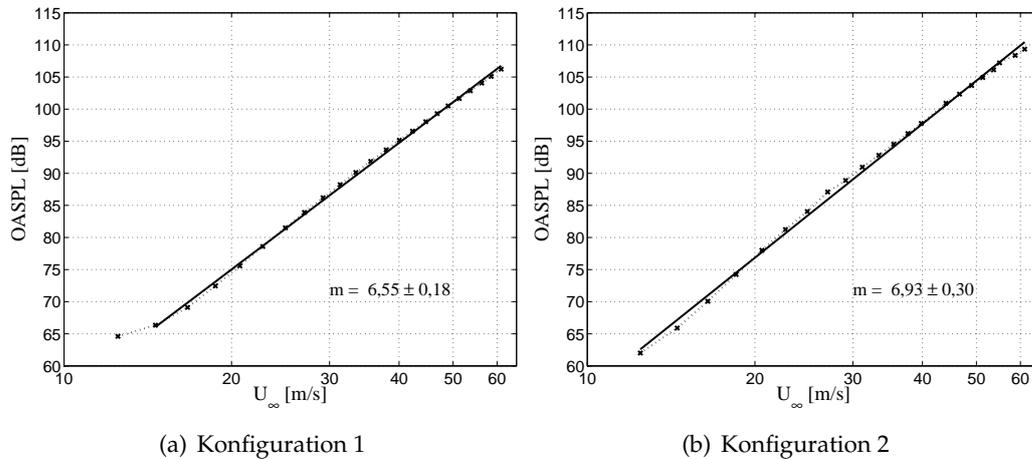


Abbildung 5.19: Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anströmgeschwindigkeit. Gemessen mit dem im Radkasten installierten Mikrofon M 1.

Schallimission auf Beobachter im Nah- und Fernfeld im direkten Zusammenhang zueinander steht, dann zeigen diese Untersuchungen, dass der Schallmechanismus bereits bei geringeren Geschwindigkeiten stabil angeregt sein muss, als es die Untersuchungen im DNW-KKK mit dem Mikrofonarray vermuten lassen. Offenbar ergibt sich bei den Arraymessungen durch das Vorhandensein von Hintergrundgeräuschen in der Windkanal-Messstrecke bei kleinen Anströmgeschwindigkeiten ein ungenügender SNR, was in einer höheren Mindest-Anströmgeschwindigkeiten von  $U_\infty > 30 \text{ m/s}$  resultiert. Bei allen Untersuchungen werden daher ausschließlich die Messung herangezogen, die oberhalb dieser Mindest-Geschwindigkeit durchgeführt wurden.

Im weiteren Verlauf der Untersuchungen wird noch einmal genauer auf die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeitsexponenten eingegangen. Die Abbildungen 5.20(a) und 5.20(b) zeigen die Geschwindigkeitsexponenten  $m$  in Abhängigkeit von der Fluidtemperatur für die beiden Konfigurationen. Für beide Konfigurationen ergeben sich keine eindeutigen Tendenzen für die Temperaturabhängigkeit. Die Geschwindigkeitsexponenten für die Konfiguration 1 liegen für die verschiedenen Temperaturen zwischen  $6,91 \leq m \leq 7,73$ ; für die Konfiguration 2 liegen diese in dem Intervall von  $7,37 \leq m \leq 7,90$ . Als Mittelwerte ergeben sich die schon zuvor erwähnten Werte von  $m = 7,61$  (Konfiguration 1) und  $m = 7,64$  (Konfiguration 2).

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Reynoldszahl auf die Gesamtschallpegel bei jeweils konstant gehaltenen Machzahlen untersucht. Dazu werden die Ge-

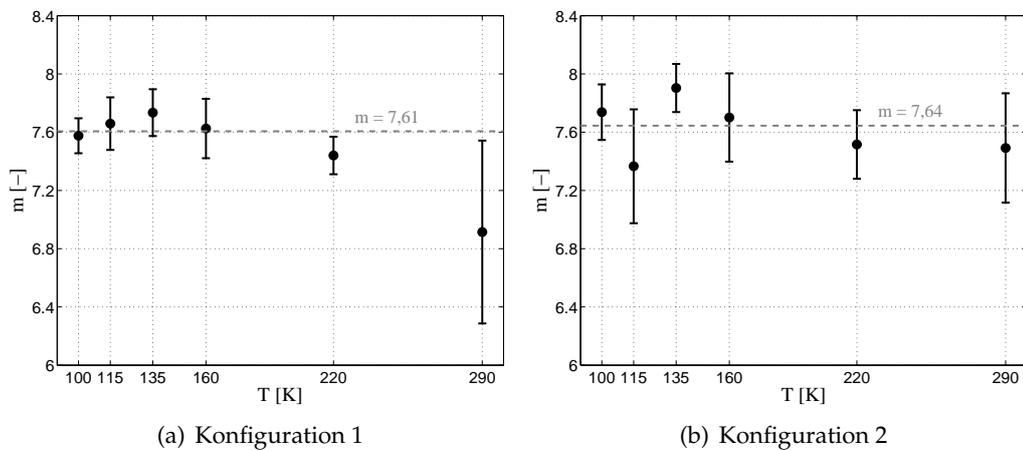


Abbildung 5.20: Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponent  $m$ . Die graue gestrichelte Linie markiert den Mittelwert.

samtschallpegel über die Reynoldszahl grafisch in Abbildung 5.21 dargestellt. Für die Konfiguration 1 ist für alle Machzahl-Reihen ein geringer Anstieg der Pegel mit zunehmender Reynoldszahl zu verzeichnen. Bei der Konfiguration 2 ergeben sich hingegen leicht wellenförmige Verläufe, und unabhängig von der Machzahl bilden sich bei  $T = 135$  K Minima aus. Die Gesamtschallpegel zeigen nur eine schwache Abhängigkeit von der Reynoldszahl, und die Messwerte schwanken für eine konstante Machzahl innerhalb eines 2,5 dB schmalen Intervalls.

Um den Reynoldszahl-Einfluss auf die breitbandigen Anteile differenzierter untersuchen zu können, werden nun schmalbandige Beamforming-Spektren analysiert. Exemplarisch geschieht dies anhand von Spektren für die beiden Konfigurationen bei einer konstanten Machzahl von  $Ma = 0,250$ . Durch eine Temperaturvariation im Bereich von  $290 \text{ K} \leq T \leq 100 \text{ K}$  ergibt sich ein Reynoldszahl-Bereich von  $0,710 \times 10^6 \leq Re \leq 3,100 \times 10^6$ . Die Beamforming-Spektren werden in Abb. 5.22 gezeigt. In dieser Darstellung wird deutlich, dass sich, abhängig von der Konfiguration, für den spektralen Bereich ab  $He \geq 1,2$  ganz unterschiedliche Reynoldszahl-Einflüsse ergeben können. Bei Konfiguration 1 steigen in dem Bereich von  $1,2 \leq He \leq 2,5$  die Schalldruckpegel mit Erhöhung der Reynoldszahl an. Der Pfeil in Abb. 5.22(a) deutet den Anstieg an, der innerhalb des betrachteten Reynoldszahl-Bereichs bis zu 6 dB beträgt. Auch in dem Bereich von  $4 \leq He \leq 8$  werden ähnliche Beobachtungen gemacht. Dort steigen die Pegel jedoch nur um etwa 3 dB an. Für die Konfiguration 2 ergibt sich generell ein gegensätzlicher Trend, und im Bereich von  $2,5 \leq He \leq 5,3$  nehmen die Schalldruckpegel um bis zu 6 dB mit steigender Reynoldszahl ab. Die beiden Konfigurationen 1 und 2 haben jedoch

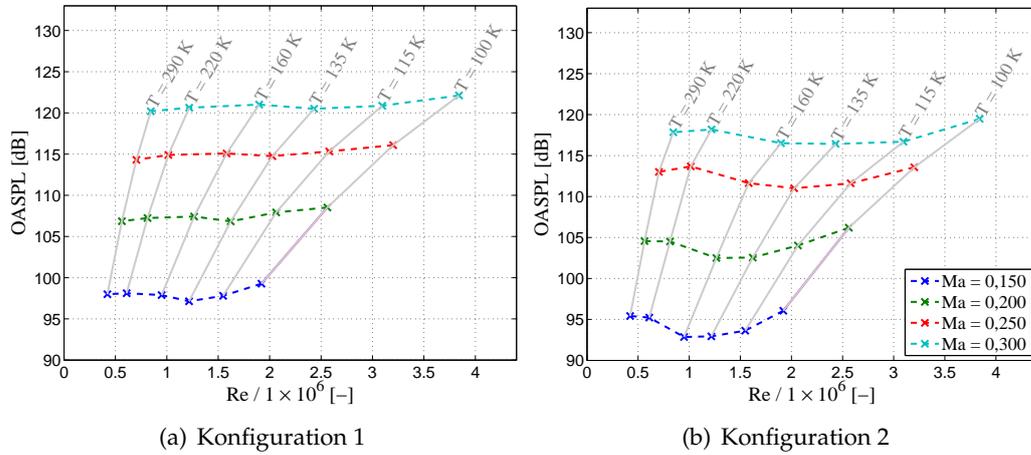


Abbildung 5.21: Gesamtschallpegel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei jeweils konstanten Machzahlen.

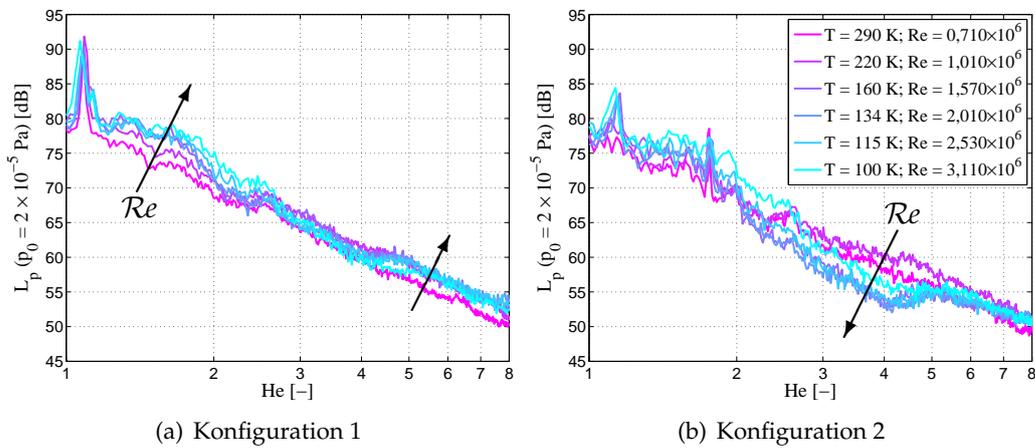


Abbildung 5.22: Integrierte Beamforming-Spektren, gemessen bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer konstanter Machzahl von  $Ma = 0,250$ .

für  $He \geq 1,2$  gemeinsam, dass sich ab einer Reynoldszahl von  $Re \geq 1,570 \times 10^6$  eine "Sättigung" einstellt, womit gemeint ist, dass sich die Form der Spektren bei höheren Reynoldszahlen nicht mehr signifikant ändert. Daran zeigt sich, dass es offenbar für die breitbandigen Anteile in den Spektren eine Mindest-Reynoldszahl gibt. Legt man den Fokus bei den Untersuchungen auf diese breitbandigen Anteile, könnte dies für weitere Experimente bedeuten, dass man auf die kostenintensiven Messungen bei sehr tiefen Temperaturen verzichten könnte.

Im nächsten Schritt wird der Reynoldszahl-Einfluss auf den niederfrequenten spektralen Bereich untersucht, in dem es zu starken tonalen Anregungen des Drehstellbereichs kommen kann. Erneut werden die Schmalbandspektren diskutiert, die bei einer konstanten Machzahl von  $Ma = 0,250$  gemessen wurden. Abb. 5.23 zeigt die Beamforming-Spektren. Exemplarisch werden nun die Messergebnisse von Konfiguration 1 besprochen. Abb. 5.23(a) zeigt die über die Frequenz  $f$  aufgetragenen Spektren. In dieser Darstellung treten eine Reihe von lokalen Maxima auf, deren Frequenzen und Amplituden temperaturabhängig sind. Eine Auftragung über die Helmholtzzahl, gezeigt in Abb. 5.23(b), offenbart bei grober Betrachtung zwei temperaturunabhängige Maxima bei  $He = 0,54$  und  $He = 1,08$ , die im Folgenden mit Ton 1 und Ton 2 bezeichnet werden. Die Bereiche um diese beiden Töne werden in den Abbildungen 5.23(c) und 5.23(d) noch einmal vergrößert dargestellt. Bei genauer Betrachtung ist zu erkennen, dass auch in dieser dimensionslosen Darstellung der Spektren sowohl die Amplitude, als auch die Helmholtzzahlen der lokalen Maxima von der Reynoldszahl beeinflusst werden. Abb. 5.24(a) zeigt die Zusammenhänge zwischen der Helmholtzzahl der Maxima und der Reynoldszahl. Für die beiden Töne ergeben sich sehr ähnlich Zusammenhänge. Zunächst ist ein Anstieg der Helmholtzzahl durch die Erhöhung der Reynoldszahl von  $Re = 0,710 \times 10^6$  auf  $Re = 1,020 \times 10^6$  zu verzeichnen. Im weiteren Verlauf nimmt die Helmholtzzahl mit zunehmender Reynoldszahl monoton ab. Die Schwankungen sind mit maximal 1% vom Mittelwert generell als sehr gering einzustufen. Abb. 5.24(b) zeigt die Zusammenhänge zwischen den Maximalpegeln  $L_{p, max}$  und der Reynoldszahl. Hierbei ergeben sich für die beiden Töne zum Teil unterschiedliche Tendenzen. Lässt man die Messung bei  $Re = 2,000 \times 10^6$  außen vor, dann ist ein Abnehmen der Maximalpegel von Ton 1 von  $L_{p, max} = 109,4$  dB bei  $Re = 0,710 \times 10^6$  bis auf  $L_{p, max} = 97,5$  dB bei  $Re = 3,100 \times 10^6$  zu beobachten. Der Maximalpegel von Ton 2 steigt zunächst von  $L_{p, max} = 86,9$  dB auf  $L_{p, max} = 91,4$  dB an. Im weiteren Verlauf verringert sich dieser jedoch bis auf  $L_{p, max} = 88,1$  dB, bis eine Reynoldszahl von  $Re = 2,530 \times 10^6$  erreicht wird. Für die Messungen bei  $Re = 3,100 \times 10^6$  steigt der Pegel anschließend wieder auf  $L_p = 90,5$  dB an. Warum sich die Reynoldszahl-Abhängigkeiten der Maximalpegel der beiden Töne unterscheiden, lässt sich an dieser Stelle nur vermuten. Ton 2 besitzt eine geringere Amplitude, und der Abstand zum Grundrauschen ist geringer. Es ist möglich, dass bei diesem Ton der geringere SNR

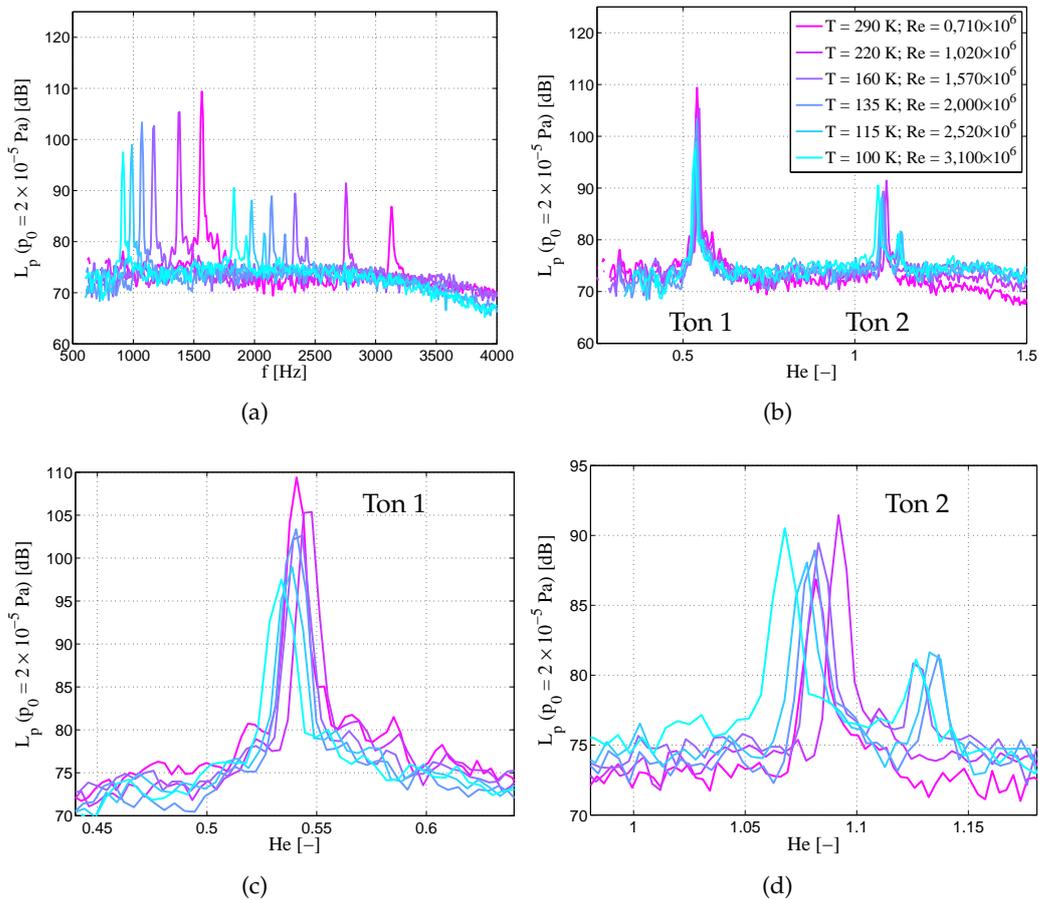


Abbildung 5.23: Integrierte Beamforming-Spektren, gemessen bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer konstanter Machzahl von  $Ma = 0,250$ . (a): Aufgetragen über die Frequenz. (b): Aufgetragen über die Helmholtzzahl. (c): Ausschnitt des in (b) gezeigten Spektrums für den Ton 1 (d): Wie (c), jedoch für den Ton 2.

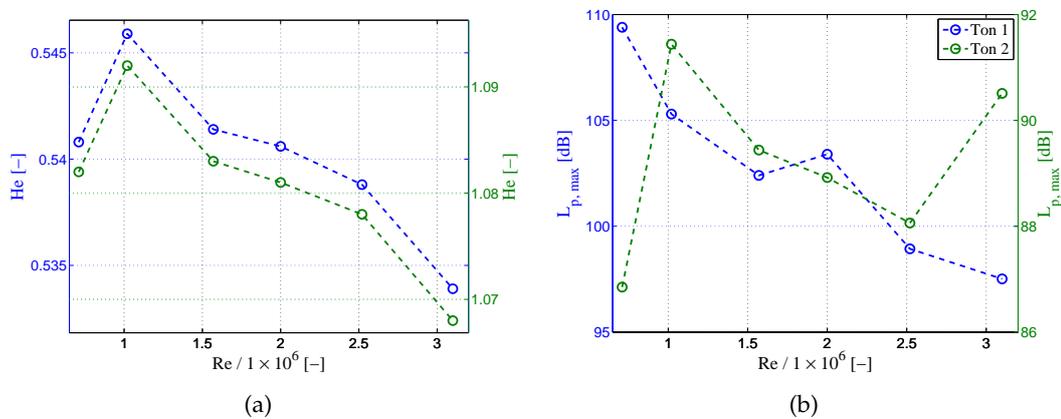


Abbildung 5.24: (a): Zusammenhang zwischen der Helmholtzzahl der beiden Maxima und der Reynoldszahl. (b): Zusammenhang zwischen den Maximalpegeln der beiden Maxima und der Reynoldszahl.

zu größeren Unsicherheiten bei der Bestimmung der maximalen Pegel in den Beamforming-Spektren führt, was schließlich zu den inkonsistenten Abhängigkeiten führt. Der Reynoldszahl-Einfluss auf die tonalen Anteile lässt sich jedoch wie folgt zusammenfassen: Der Einfluss auf die Helmholtzzahl kann als vernachlässigbar gering eingestuft werden. Im Gegensatz zu den Untersuchungen, bei denen die Machzahl variiert wurde, kommt es bei einer Variation der Reynoldszahl nicht zu spontanen Anregungen tonaler Kavitätsmoden. Der Reynoldszahl-Einfluss äußert sich allein in der Intensität der Anregung. Die gemessenen Maximalpegel sind stark beeinflusst, und schwanken um bis zu 11,9 dB bei Ton 1 und um 4,6 dB bei Ton 2 über den in den Experimenten möglichen Reynoldszahl-Bereich.

Bei den bisherigen Diskussionen wurden immer parallel die Ergebnisse der Messungen an den beiden Konfigurationen des NGT2-Doppelmodells besprochen, ohne jedoch auf die Unterschiede einzugehen. Im Folgenden soll der Effekt der Radabdeckungen auf die Aeroakustik untersucht werden, in dem die Spektren der beiden Konfigurationen 1 (ohne Radabdeckungen) und 2 (mit Radabdeckungen) direkt miteinander verglichen werden. Da sich durch die vorigen Untersuchungen bereits gezeigt hat, dass sich für die beiden Konfigurationen unterschiedliche Effekte durch die Mach- und Reynoldszahl ergeben können, werden nun Beamforming-Spektren bei unterschiedlichen Strömungsparametern besprochen. Die im Folgenden besprochenen Messungen fanden bei Machzahlen von  $Ma = 0,150$  und  $Ma = 0,250$  und bei Fluidtemperaturen von  $T = 290$  K und  $T = 100$  K statt. Begonnen wird mit der Diskussion der Messergebnisse bei der geringeren Machzahl und einer Temperatur von  $T = 290$  K, welche in Abb. 5.25(a) gezeigt werden.

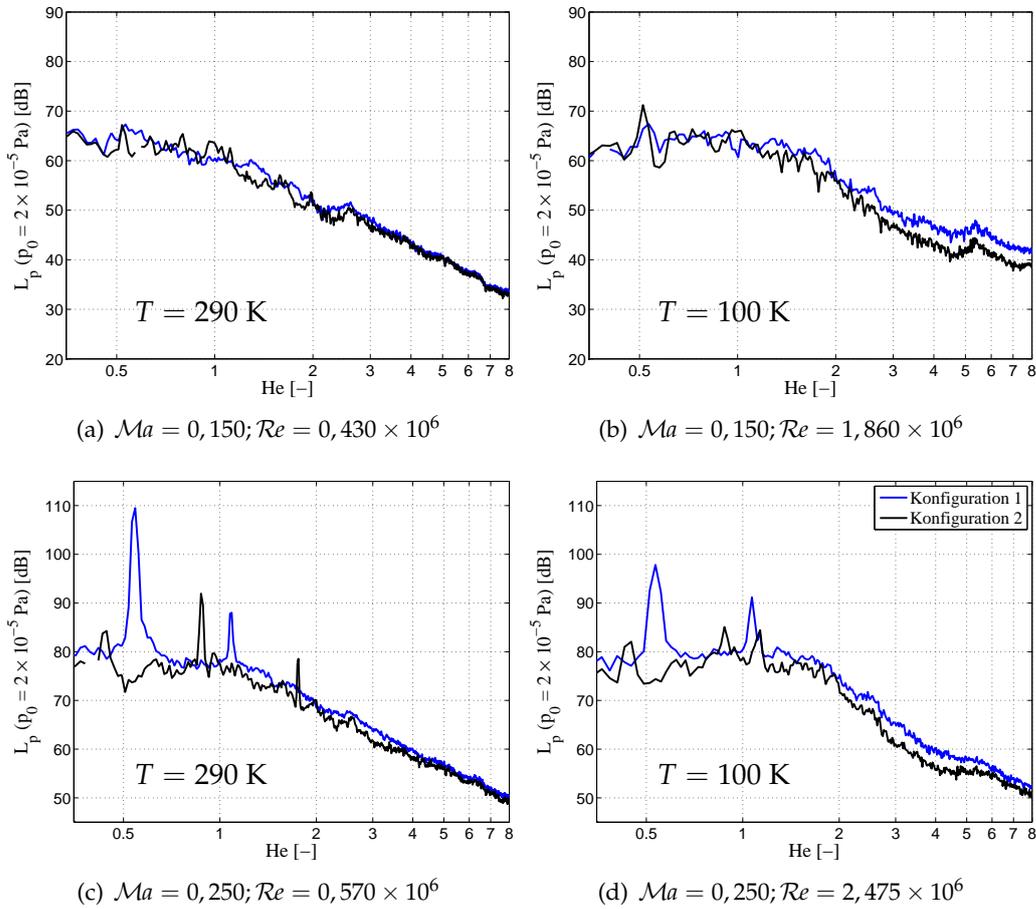


Abbildung 5.25: Vergleich der Konfigurationen 1 und 2 bei unterschiedlichen Mach- und Reynoldszahlen.

Aus Machzahl und Temperatur resultiert eine Reynoldszahl von  $Re = 0,430 \times 10^6$ . Bei dieser geringen Machzahl kommt es zu keiner tonalen aeroakustischen Anregung der Drehgestellkavität, und das Spektrum fällt mit steigender Helmholtzzahl monoton ab. Zwischen den Spektren der beiden Konfigurationen existieren keine signifikanten Unterschiede. Erhöht man die Reynoldszahl auf  $Re = 1,860 \times 10^6$  durch Senken der Temperatur auf  $T = 100$  K, ergibt sich eine andere Situation: Die Spektren klingen nun nicht mehr so rasch ab, da die Schallquelle bei höheren Reynoldszahlen auch im höherfrequenten Bereich effizienter Schall abstrahlt. Insbesondere fällt jedoch auf, dass es nun deutliche Unterschiede zwischen den Spektren der beiden Konfigurationen gibt. Im Bereich ab  $He \geq 2$  ist zu erkennen, dass die Radabdeckung einen Abfall des breitbandigen Schalls um bis zu 4 dB bewirkt.

Bei höheren Machzahlen kann es, wie bereits diskutiert wurde, zu tonalen Anregungen des Drehgestellbereichs kommen.

Um auch den Reynoldszahl-Einfluss auf die bei den beiden Konfigurationen auftretenden Töne untersuchen zu können, werden exemplarisch noch die Messergebnisse bei  $Ma = 0,250$  besprochen. Bei dieser Machzahl kommt es zu einer tonalen Anregung des Radkastens. Begonnen wird dabei mit den Spektren, die bei  $T = 290\text{ K}$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 0,570 \times 10^6$  gemessen wurden, welche in Abb. 5.25(c) gezeigt werden. Die Spektren enthalten ausgeprägte lokale Maxima. Die höchsten Maximalpegel von  $109,5\text{ dB}$  werden dabei in dem Spektrum der Konfiguration 1 beobachtet. Die Drehgestellabdeckungen, die bei der Konfiguration 2 montiert waren, bewirken eine Reduktion der Maximalpegel auf  $91,9\text{ dB}$ . Bei Konfiguration 1 liegen die Maxima bei  $He = 0,87$  und  $He = 1,76$ ; für Konfiguration 2 werden hingegen höherfrequente Töne bei  $He = 0,54$  und  $He = 1,01$  beobachtet. Im höherfrequenten Bereich ab  $He \geq 1,20$ , in welchem die Quelle bevorzugt breitbandiges Rauschen abstrahlt, führen die Radabdeckungen, wie schon bei den Untersuchungen bei der geringeren Machzahl, zu einer signifikanten Abschwächung der Schalldruckpegel um etwa  $3\text{ dB}$ . Abb. 5.25(d) zeigt die Spektren, die bei einer Reynoldszahl von  $Re = 2,475 \times 10^6$  gemessen wurden. Durch die Erhöhung der Reynoldszahl kommt es zu der zuvor in diesem Kapitel diskutierten Verringerung der Maximalpegel der tonalen Anteile (siehe Abb. 5.24(b)). Bei Konfiguration 1 sinkt der Maximalpegel des Tons bei  $He = 0,54$  um  $11,7\text{ dB}$  auf  $97,8\text{ dB}$  ab. Die Effekte durch die Erhöhung der Reynoldszahl auf die akustischen Spektren sind bei der Konfiguration 2 noch stärker zu erkennen. Die bei der geringen Reynoldszahl bei  $He = 0,87$  und  $He = 1,76$  auftretenden prägnanten Maxima erscheinen in diesem Spektrum nicht mehr. Des Weiteren ist der Effekt einer breitbandigen Schallreduktion durch die Drehgestellabdeckungen bei Konfiguration 2 bei der höheren Reynoldszahl noch deutlicher ausgeprägt. Die Schalldruckpegel können durch diese Maßnahme im Mittel um etwa  $4\text{ dB}$  reduziert werden.

## 6 Zusammenfassung und Diskussion

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Mach- und Reynoldszahl-Abhängigkeit aeroakustischer Schallquellen von Hochgeschwindigkeitszügen. An Modellen des Inter City Express 3 und des Next Generation Train 2 im Maßstab 1:25 wurden umfangreiche Windkanalstudien durchgeführt. Zur Schallquellenlokalisierung und -quantifizierung wurden Mikrofonarrays eingesetzt. Zur Evaluierung der aerodynamischen Randbedingungen wurden parallel unterschiedliche aerodynamische Untersuchungen durchgeführt.

In Kapitel 4 wurden die Untersuchungen am Modell des ICE3 in zwei unterschiedlichen Windkanälen beschrieben. Begonnen wird in Kapitel 4.1 mit den Untersuchungen im AWB. Dieser Windkanal bietet optimale akustische Randbedingungen für die Durchführung aeroakustischer Untersuchungen bei Reynoldszahlen von  $Re \leq 0,46 \times 10^6$ . Um einen umfassenden Überblick über die relevanten Schallquellen an dem Zugmodell zu erhalten, müssen Hintergrundrauschen und unerwünschte akustische Reflexionen an den schallharten Berandungen des Windkanals vermieden werden. Die Experimente im AWB zeigen, dass ein geringes Hintergrundrauschen zusammen mit einem geeigneten Mikrofonarray auch bei den an Zugmodellen üblicherweise schwachen Schallquellen zu einem ausreichend hohen SNR in den Quellkarten führt, was eine schmalbandige spektrale Betrachtung der Ergebnisse ermöglicht. Eine schmalbandige Analyse ist bei der Identifikation tonaler Anteile notwendig, was wiederum bei der Charakterisierung der aeroakustischen Mechanismen notwendig ist.

Es konnten drei dominante aeroakustische Schallquellen am ICE3 identifiziert werden. Das aeroakustische Geräusch aus dem vordersten Drehgestellbereich ist dominant für Frequenzen mit  $f < 5$  kHz. Diese Schallquelle ist beeinflusst von der bodennahen Strömung. Durch aerodynamische Untersuchungen mit einem Grenzschichtrechen kann abgeschätzt werden, dass durch den gewählten experimentellen Aufbau unter Verwendung einer *Splitter plate* eine realitätsähnliche Unterbodenströmung im Bereich des vordersten Drehgestells erzeugt werden kann. Bei den hinteren Drehgestellen hat sich jedoch bereits aufgrund der mit der aerodynamische Lauflänge anwachsenden Grenzschichten auf dem Grund und an der Oberfläche des Zug-Unterbodens ein Grenzschichtprofil ausgebildet, welches sich durch eine turbulente Poiseuille-Strömung charakterisieren lässt. Diese Strömungsverhältnisse spiegeln nicht die Verhältnisse an einem realen Zug wieder, der sich mit einer Relativgeschwindigkeit über Grund bewegt. Der gewählte

Versuchsaufbau lässt somit keine realitätsnahe aeroakustische Untersuchung der hinteren Drehgestellbereiche zu, weswegen der Fokus bei den Untersuchungen allein auf den Bereich des vordersten Drehgestells gelegt wurde. Die Analyse dieser Schallquelle bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten zeigt, dass die charakteristische Form der akustischen Spektren innerhalb des im AWB möglichen Mach- und Reynoldszahl-Raum unverändert bleibt. Weder die Frequenzen der breitbandigen Anteile der Spektren, noch die bei  $f_1 = 2414$  Hz und  $f_2 = 3406$  Hz beobachteten schwachen tonalen Anteilen skalieren mit der Anströmgeschwindigkeit. Die innerhalb des Radkastens auftretenden Längenskalen können in Zusammenhang mit den beobachteten Wellenlängen der Töne gebracht werden, und es kann daher davon ausgegangen werden, dass es zu einer stabilen Anregung einzelner Moden in der Kavität kommt. Die Frequenzen lassen sich daher in dimensionsloser Form zweckmäßig über die Helmholtzzahl ausdrücken. Die gemessenen Schalldrücke hängen hingegen von der Anströmgeschwindigkeit ab. Diese Zusammenhänge können mit dem Geschwindigkeitsexponenten  $m$  beschrieben werden. Dieser beträgt  $m = 6,2$  für die Gesamtschallpegel und für den niederfrequenten Ton mit der Frequenz  $f_1$ , und  $m = 6,3$  für den höherfrequenten Ton mit der Frequenz  $f_2$ . Der für diese Schallquelle experimentell bestimmte Geschwindigkeitsexponent entspricht recht genau dem einer aus den akustischen Analogien abgeleiteten Dipolquelle. Eine konsistente Geschwindigkeitsskalierung der Schalldrücke, die durch den Geschwindigkeitsexponenten beschrieben werden kann, wird für Strömungsgeschwindigkeiten von  $U_\infty \geq 30$  m/s beobachtet.

Eine weitere wichtige aeroakustische Schallquelle stellt der Stromabnehmer dar. Insgesamt dominieren bei dieser Schallquelle einzelne starke tonale Anteile. Die Frequenzen skalieren dabei in Analogie zu dem klassischen Beispiel eines quer angeströmten Zylinders linear mit der Anströmgeschwindigkeit, und lassen sich daher in dimensionsloser Form zweckmäßig über die Strouhalzahl ausdrücken. Im untersuchten Geschwindigkeitsbereich existiert kein signifikanter Reynoldszahl-Effekt auf die emittierten Frequenzen und Schalldrücke. Am Pantographenmodell wurden zwei Dipolquellen gefunden, die orthogonal zueinander ausgerichtet sind, und sich beide im oberen Bereich befinden. Quelle 1 befindet sich an den Schleifleisten, und besitzt eine maximale vertikale Abstrahlung. Quelle 2 ist beim Pantographen-Horn lokalisiert, und emittiert bevorzugt zur Seite. Diese Beobachtungen decken sich mit anderen aus der Literatur bekannten Experimenten. Genauere Untersuchungen offenbaren komplexe Richtcharakteristiken dieser beiden Quellen, welche zusätzlich noch von der Anströmgeschwindigkeit abhängen. Aufgrund dieser Umstände führt die Quelllokalisierung und die quantitative Bestimmung von Schalldrücken mittels eines Mikrofonarrays in einigen Fällen zu nicht belastbaren Ergebnissen. Es deutet sich jedoch analog zu den Erkenntnissen aus der Literatur an, dass die Schalldrücke mit der sechsten Potenz der Machzahl ansteigen, und die einzelnen Schallquellen des Pantographen analog zu einem quer ange-

---

strömten Zylinder behandelt werden können. Mögliche Installationseffekte führten im Experiment richtungsabhängig zu höheren Geschwindigkeitsexponenten von bis zu  $m \approx 7$ .

Eine dritte Quelle wurde beim Wagenübergang zwischen Endwagen und Abströmkörper beobachtet, welche breitbandig im Bereich von  $2100 \text{ kHz} \leq f \leq 5800 \text{ kHz}$  aktiv ist. Das akustische Spektrum liegt etwa 10 dB unter dem Spektrum des für diesen Frequenzbereich relevanten vorderen Drehgestell-Bereichs. Aufgrund ihrer geringen Intensität wurde auf diese Quelle im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen.

Die Abbildung der realen strömungsmechanischen Verhältnisse eines Zuges im Originalmaßstab kann bei Messungen im AWB nicht erreicht werden, da in erster Linie die dafür notwendige Reynolds-Ähnlichkeit nicht erfüllt werden kann. Aufgrund des Maßstabs von 1 : 25 ergibt sich im Modellexperiment in einem konventionellen Windkanal eine etwa um den Faktor 25 kleinere Reynoldszahl, da die für diese Kennzahl wichtigen physikalischen Eigenschaften des Fluids, Schallgeschwindigkeit, Viskosität und Dichte, für den Zug im Originalmaßstab, wie auch für das Modell ähnlich sind. Darüber hinaus bewirkt eine Variation der Anströmgeschwindigkeit bei ansonsten ungeänderten Eigenschaften des Fluids und eine miteinander gekoppelte Änderung der Mach- und Reynoldszahl. Für die Untersuchung von aeroakustischen Skalierungsgesetzen ist jedoch eine isolierte Betrachtung der beiden Kennzahlen notwendig. Um insbesondere Letzteres zu erreichen, wurden weitere Messungen im kryogenen Windkanal DNW-KKK durchgeführt, die in Kapitel 4.2 beschrieben wurden. Durch eine Temperaturvariation des Arbeitsgases kann die Mach- und Reynoldszahl unabhängig voneinander variiert werden. Zudem werden bei tiefen Temperaturen höhere Reynoldszahlen erreicht, was zu realitätsnahen strömungsmechanischen Verhältnissen führt. Die Untersuchungen liefern Erkenntnisse über den Einfluss der Mach- und Reynoldszahl auf die aeroakustische Schallentstehung beim vordersten Drehgestell bei Reynoldszahlen von  $Re \leq 3,70 \times 10^6$ . Der verwendete experimentelle Aufbau erweist sich jedoch aus aeroakustischer Sicht als problematisch. Das *Ground board* kann anhand der Darstellung der Array-Messdaten in Form von Beamforming-Wellenzahlspektren als Störquelle in der Messstrecke des DNW-KKK klar identifiziert werden. Die Störungen äußern sich durch ebene Wellen, die auf das Mikrofonarray treffen, und eine scheinbare akustische Quelle in den Quellkarten generieren, welche oberhalb des Zugmodells erscheint, und alle weiteren Quellen am Zugmodell an Intensität übertrifft. Der verwendete BiClean-Algorithmus führt zu einer Abschwächung dieser Störung, und kann die Qualität der Ergebnisse verbessern. Dennoch ist der erreichbare SNR während dieser Messungen stark eingeschränkt, und die Ergebnisse können daher nur über Terzbänder gemittelt diskutiert werden. Trotz dieser schwierigen experimentellen Randbedingungen kann auch bei diesen Untersuchungen das erste Drehgestell als

dominante Quelle in den Quellkarten lokalisiert werden. Analog zu den Untersuchungen im AWB zeigt sich auch hier, dass die Schallquelle durch eine Anregung von Kavitätsmoden beschrieben werden kann, und die Frequenzen nicht mit der Anström-Machzahl skalieren. Die Helmholtzzahl  $He$  wird zur dimensionslosen Darstellung der Frequenzen gewählt, um eine Vergleichbarkeit der Messdaten zu ermöglichen, die bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen worden sind. Für den Geschwindigkeitsexponenten kann keine signifikante Temperatur-Abhängigkeit gefunden werden. Der mittlere Geschwindigkeitsexponent, bezogen auf die Gesamtschallpegel, beträgt  $m = 5,76 \pm 0,21$ . Der Vergleich der Terzspektren, die bei konstanten Machzahlen, aber bei unterschiedlichen Reynoldszahlen mit dem Array gemessen wurden, zeigt eine gute Übereinstimmung, und innerhalb des untersuchten Temperaturbereichs existiert offenbar kein deutlicher Reynoldszahl-Effekt auf die Aeroakustik der untersuchten Quelle. Untersuchungen bei einer nahezu konstant gehaltenen Reynoldszahl von  $Re = 1,271 \pm 0,11$  ergeben einen mit  $m = 5,84 \pm 0,12$  sehr ähnlichen Geschwindigkeitsexponenten. Ebenfalls kann festgestellt werden, dass im Rahmen der Messgenauigkeit die im DNW-KKK bestimmten Geschwindigkeitsexponenten mit denen übereinstimmen, welche im AWB gemessen wurden. Aufgrund des negativen Einflusses des *Ground boards* ist der SNR jedoch stark eingeschränkt, und die Messergebnisse können dadurch nur mit einer gewissen Unsicherheit bestimmt werden. Ferner ist es nicht möglich, die Daten schmalbandig zu analysieren.

Aus diesem Grund wurden weitere Messungen durchgeführt, die in Kapitel 5 besprochen wurden. Bei diesen Messungen wurde ein alternativer Versuchsaufbau mit einer Spiegelmodellanordnung realisiert, bei dem auf das störende *Ground board* verzichtet werden konnte. Als positiven Nebeneffekt ermöglicht diese Versuchsanordnung gemäß den Ausführungen in Kapitel 3.1 theoretisch eine realitätsähnliche Unterboden-Strömung bei der Untersuchungen von bodengebundenen Fahrzeugen im Windkanal. Damit die Doppelmodellanordnung gemäß den theoretischen Überlegungen eine realitätsnahe Strömung eines sich über Grund bewegenden Zuges generiert, muss als aerodynamische Randbedingungen sichergestellt werden, dass die Symmetrieebene zwischen den beiden Modellen nicht durchströmt wird. Daher wurde zur Evaluierung der aerodynamischen Eigenschaften des Doppelmodells das Strömungsfeld zwischen den beiden Modellen mittels der Laser-Doppler-Anemometrie untersucht. Die in Kapitel 5.1 beschriebenen Untersuchungen zeigen, dass es im zeitlichen Mittel zu keiner nennenswerten Durchströmung kommt. Die Untersuchung der Effektivwerte der Geschwindigkeitskomponenten parallel zur Strömung und normal zur Symmetrieebene liefern jedoch die Erkenntnis, dass im Bereich der Drehgestelle zwischen den Zügen ein instationäres Strömungsfeld vorliegt, welches zu einer temporären Verletzung der aerodynamischen Randbedingungen führt. Für die beiden Komponenten ergeben sich maximale Effektivwerte von  $u_{eff} = 0,12 \cdot U_\infty$  und  $w_{eff} = 0,10 \cdot U_\infty$ . Inwie-

---

weit sich diese temporäre Verletzung auf die Messergebnisse der aeroakustischen Untersuchungen auswirkt, wird in Kapitel 5.2 diskutiert. Bei der Nutzung einer Doppelmodellanordnung für aeroakustische Untersuchungen ist zusätzlich zu bedenken, dass es noch zu einer weiteren Verletzung einer Randbedingung kommt, die die Akustik betrifft. Schotterbett oder feste Fahrbahn bei realen Zügen, beziehungsweise *Splitter plate* oder *Ground board* im Windkanalexperiment stellen in erster Näherung eine schallharte Berandungen dar, die beim Doppelmodell hingegen nicht existiert. Um letztlich zu überprüfen, welchen Einfluss die temporäre Verletzung der aerodynamischen und der akustischen Randbedingung auf die Schallentstehung beim vorderen Drehgestell besitzt, wurden aeroakustische Untersuchungen am NGT2-Doppelmodell in unterschiedlichen Konfigurationen durchgeführt. Dabei wurden die Grund-Konfigurationen mit einer weiteren Konfiguration verglichen, bei der eine Trennplatte zwischen die Modelle eingefügt wurde. Die Untersuchungen zeigen, dass der Einfluss der unterschiedlichen experimentellen Aufbauten auf den breitbandigen Schall vernachlässigbar gering ist. Abgesehen von einem Effekt auf tonalen Anteile in den Spektren, welche generell empfindlich auf geringste Änderungen der Geometrie oder der Anströmung reagieren, erweist sich die Doppelmodellanordnung als sehr geeignet für die aeroakustische Untersuchung des vorderen Drehgestellbereichs. Die in diesem Kapitel präsentierten aerodynamischen Untersuchungen zeigen jedoch darüber hinaus, dass selbst die Doppelmodellanordnung keine aeroakustische Untersuchungen der hinteren Radkästen ermöglicht. Das beim hinteren Drehgestell gemessene Strömungsprofil zwischen den Zügen wird, ähnlich wie bei den aerodynamischen Untersuchungen am ICE3 auf der *Splitter plate*, stark durch die sich an den Modelloberflächen ausbildenden Grenzschichten dominiert. Bei  $Re = 0,260 \times 10^6$  und  $Re = 0,330 \times 10^6$  ergeben sich parabelförmige Strömungsprofile, deren Form qualitativ nicht von der Reynoldszahl abhängt. Allerdings nimmt mit Erhöhung der Reynoldszahl der auf die Anströmgeschwindigkeit bezogene Maximalwert in den Profilen von  $0,82 \cdot U_\infty$  auf  $0,75 \cdot U_\infty$  ab. Offenbar nimmt die Strömung mit steigender Reynoldszahl an Dreidimensionalität zu, und als Konsequenz sinkt der auf die Strömungsgeschwindigkeit normierte Volumenstrom zwischen den Modellen. Bei dem hinteren Drehgestell ergeben sich dadurch unrealistisch geringe Strömungsgeschwindigkeiten, was zu einer zu geringen Schallemission aus den hinteren Radkästen führt. Der Dynamikbereich des Mikrofonarrays von 12 dB reicht nicht aus, um diese Schallquellen lokalisieren zu können.

Für die im Kapitel 5.3 beschriebenen aeroakustischen Untersuchungen am NGT2-Doppelmodell wurden die Varianten mit und ohne installierte Drehgestellverkleidungen untersucht. Da der SNR bei diesen Experimenten signifikant höher als bei den vorangegangenen Experimenten im kryogenen Windkanal ist, wird eine schmalbandige Diskussion der Ergebnisse ermöglicht. Zunächst wurden Messergebnisse bei einer konstanten Temperatur von  $T = 290 \text{ K}$  besprochen. Bei den

resultierenden geringen Reynoldszahlen kann es im niederfrequenten Bereich bis  $f \leq 5$  kHz abhängig von der Machzahl bei beiden Konfigurationen zu starken tonalen Anregungen kommen. Bei der Konfiguration 1 (ohne Drehgestellabdeckungen) treten bei den hohen Machzahlen von  $Ma \geq 0,200$  einzelne lokale Maxima hoher Intensitäten auf. Die Pegel der Maxima überragen das Grundrauschen um bis zu 30 dB. Die tonalen Anteile, die bei der Konfiguration 2 (mit Drehgestellabdeckungen) auftreten, sind hingegen deutlich schwächer. Insbesondere bei  $Ma = 0,300$  werden eine Reihe von äquidistanten Maxima im Spektrum beobachtet. Die Mechanismen, die für diese tonale Anregung verantwortlich ist, reagieren äußerst sensitiv auf Änderungen der Anström-Machzahl.

Der Einfluss auf die Helmholtzzahl kann als vernachlässigbar gering eingestuft werden. Im Gegensatz zu den Untersuchungen, bei denen die Machzahl variiert wurde, kommt es bei einer Variation der Reynoldszahl nicht zu einer spontanen Anregungen tonaler Kavitätsmoden. Der Einfluss der Reynoldszahl äußert sich allein in der Intensität der tonalen Anregung, und die gemessenen Maximalpegel schwanken um bis zu 11,9 dB über den in den Experimenten möglichen Reynoldszahl-Bereich. Für die tonalen Anteile in den Spektren wurde keine Sättigung beobachtet, und die minimale Reynoldszahl liegt möglicherweise über dem Bereich, der im DNW-KKK mit einem Modell im Maßstab 1 : 25 erreicht werden kann. Die Intensitäten der Töne nehmen jedoch stetig mit steigender Reynoldszahl ab, und ist denkbar, dass sie beim NGT2 im Originalmaßstab gar nicht mehr beobachtet werden, und somit nicht relevant sind.

Unabhängig von der Reynoldszahl gibt es eine Mindest-Geschwindigkeit von etwa  $U_\infty \approx 30$  m/s, ehe ein SNR in den Beamforming-Quellkarten erreicht wird, der eine eindeutige Lokalisierung der Schallquelle zulässt. Wie schon bei den Experimenten am ICE3 gefunden wurde, existiert für den Geschwindigkeitsexponenten keine systematische Reynoldszahl-Abhängigkeit. Diese liegen für die Konfiguration 1 für die verschiedenen Temperaturen zwischen  $6,91 \leq m \leq 7,73$ ; für die Konfiguration 2 liegen diese in dem Intervall von  $7,37 \leq m \leq 7,90$ . Als Mittelwerte ergeben sich Werte von  $m = 7,61$  für die Konfiguration 1, und  $m = 7,64$  für die Konfiguration 2.

Die Gesamtschallpegel zeigen ebenfalls nur eine schwache Abhängigkeit von der Reynoldszahl, und die Messwerte variieren für eine konstante Machzahl innerhalb eines 2,5 dB schmalen Intervalls. Um den Reynoldszahl-Einfluss auf die breitbandigen Anteile im höherfrequenten Bereich differenziert untersuchen zu können, wurden im nächsten Schritt schmalbandige Beamforming-Spektren der beiden Konfigurationen bei einer konstanten Machzahl von  $Ma = 0,250$  für unterschiedliche Reynoldszahlen miteinander verglichen. Abhängig von der Konfiguration können sich für den spektralen Bereich ab  $He \geq 1,2$  ganz unterschiedliche Reynoldszahl-Einflüsse ergeben. Bei Konfiguration 1 steigen in dem Bereich von  $1,2 \leq He \leq 2,5$  die Schalldruckpegel um bis 6 dB mit Erhöhung der Reynoldszahl

---

an. Auch in dem Bereich von  $4 \leq He \leq 8$  werden ähnliche Beobachtungen gemacht. Dort steigen die Pegel jedoch nur um etwa 3 dB an. Für die Konfiguration 2 ergibt sich generell ein gegensätzlicher Trend, und im Bereich von  $2,5 \leq He \leq 5,3$  nehmen die Schalldruckpegel um bis zu 6 dB mit steigender Reynoldszahl ab. Ab einer Reynoldszahl von  $Re \geq 1,570 \times 10^6$  ändern sich die Spektren nicht mehr signifikant. Daran zeigt sich, dass es offenbar für diese breitbandigen Anteile in den Spektren eine Mindest-Reynoldszahl gibt, die in diesen Windkanalexperimenten erreicht wurde. Legt man den Fokus bei den Untersuchungen auf diese breitbandigen Anteile, könnte dies für weitere Experimente bedeuten, dass man auf die kostenintensiven Messungen bei sehr tiefen Temperaturen verzichten könnte.

Der positive Effekt der Radabdeckungen auf die Schallemission macht sich insbesondere bei hohen Mach- und Reynoldszahlen bemerkbar. Dadurch, dass die Aeroakustik der beiden Konfigurationen unterschiedlich von Mach- und Reynoldszahl abhängen können, ergeben sich bei Modellversuchen an skalierten Modellen mitunter Ergebnisse, die zu Fehlinterpretationen führen. Im vorliegenden Fall wird bei den Messungen bei Raumtemperatur klar der schallreduzierende Effekt der Radabdeckungen unterschätzt, und es zeigt sich, dass eine Mach- und Reynoldsähnlichkeit bei aeroakustischen Untersuchungen anzustreben ist. Letztlich konnte im Rahmen dieser Arbeit hingegen nicht geklärt werden, welches Verhalten die aeroakustischen Quellen für den Reynoldszahl-Bereich von  $Re \geq 3,700 \times 10^6$  bis hin zu den Reynoldszahlen, die ein realer Zug erreicht, besitzen.

Es hat sich gezeigt, dass ein vorbildähnliches Zugmodell eine schwierig zu beschreibende aeroakustische Schallquelle darstellt. Um dem Grundlagenverständnis der Mechanismen näher zu kommen, wäre es ausblickend sinnvoll, sich von dieser komplexen Geometrie zu lösen, und Grundlagenexperimente an vereinfachten Konfigurationen durchzuführen. Die Untersuchungen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass der Schallmechanismus bei den Radkästen Gemeinsamkeiten mit der aeroakustischen Anregung überströmter Kavitäten besitzt. Daher wäre als vereinfachte Konfiguration eine überströmte Kavität mit variablen geometrischen Abmessungen zu wählen, an der über einen weiten Mach- und Reynoldszahl-Bereich Experimente in einem kryogenen und/oder mit Druck beaufschlagbaren Windkanal durchgeführt werden. Neben den geometrischen Abmessungen der Kavität sind die Anströmbedingungen wichtige Faktoren bei der Schallentstehung. Zu den Anströmbedingungen zählt die an der Vorderkante der Kavität anliegende Grenzschichtdicke, sowie die Frage, ob eine laminare oder turbulente Grenzschichtströmung vorherrscht. Diese wichtigen Einflussparameter müssen bei zukünftigen Untersuchungen messbar und aktiv beeinflussbar sein. Die Untersuchungen an einer vereinfachten Geometrie würden neben dem Einfluss von Mach- und Reynoldszahl auch den Einfluss verschiedener geometrischer Verhältnisse, der Größe und der Anströmbedingungen auf die Aeroakustik liefern.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Verhältnis der Schalleistungen verschiedener Quellen eines Zuges in Abhängigkeit zur Zuggeschwindigkeit. Die Darstellung wurde von Dittrich et al. [1] übernommen. . . . .	2
2.1	Die Strouhal-Reynoldszahl Abhängigkeit für einen quer angeströmten Zylinder nach Fey et al. [35]. Die roten senkrechten Linien markieren den in dieser Arbeit relevanten Reynoldszahl-Bereich für das Pantographenmodell. . . . .	20
2.2	Rositermoden für $n = 1, 2$ und $3$ für eine Kavität mit $L = D = 0,1$ m, berechnet nach Gleichung (2.35) mit den Parametern $K = 0,61$ , $\gamma = 0,25$ . Darstellung in Abhängigkeit der Machzahl, bei einer Temperatur von $T = 290$ K. . . . .	24
2.3	Rositermoden für $n = 1, 2$ und $3$ für eine Kavität mit $L = D = 0,1$ m, berechnet nach Gleichung (2.35) mit den Parametern $K = 0,61$ , $\gamma = 0,25$ . Darstellung in Abhängigkeit der Temperatur bei einer konstanten Machzahl von $Ma = 0,200$ . (a): Aufgetragen gegen die Anregungsfrequenz. (b): Aufgetragen gegen die Anregungsfrequenz dividiert durch die Schallgeschwindigkeit. . . . .	25
2.4	Berechneter Verstärkungsfaktor der Tiefenmode für eine Kavität mit den Dimensionen $L_x = L_z = 0,10$ m. . . . .	27
2.5	Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit $c_0$ , der Dichte $\rho_0$ und der Viskosität $\mu_0$ von der Temperatur in Stickstoffatmosphäre. . . . .	31
2.6	Reynolds- / Machzahl-Raum in einer reinen Stickstoffatmosphäre für ein Modell mit einer charakteristischen Länge von $L = 0,12$ m für den Betriebsbereich des DNW-KKK. . . . .	33
2.7	Atmosphärische Dämpfung für verschiedene Temperaturen. Berechnet auf der Grundlage von ANSI S1.26-1978 . . . . .	35
3.1	Zeichnung des AWB. Der Bereich der Messstrecke ist dunkelgrau hinterlegt. . . . .	41

3.2	Der Aufbau in der Messstrecke des AWB. Im Vordergrund befindet sich das Modell des ICE3, montiert auf einer <i>Splitter plate</i> . Im Hintergrund außerhalb der Strömung befindet sich das Mikrofonarray. Über der Messstrecke befindet sich ein Linienarray zu Erfassung des nach oben hin abgestrahlten Schalls. . . . .	42
3.3	Draufsicht auf den DNW-KKK. Die Strömung bewegt sich im Uhrzeigersinn. Quelle: <a href="http://www.dnw.aero">http://www.dnw.aero</a> , Zugriff am 29.11.2011.	43
3.4	Der Aufbau in der Messstrecke des DNW-KKK. Im Vordergrund befindet sich das Modell des ICE3, montiert auf einem drehbaren <i>Ground board</i> . Auf der rechten Seite an der Windkanalwand ist das Mikrofonarray montiert. . . . .	44
3.5	Der Aufbau in der Messstrecke des DNW-KKK. Im Vordergrund befindet sich das Doppelmodell des NGT2. Auf der linken Seite befindet sich das an der Wand montierte Mikrofonarray. . . . .	45
3.6	Die Seitenwindversuchsanlage . . . . .	46
3.7	(a): Das ICE3 Modell im Maßstab 1:25 mit den für die Aeroakustik relevanten Details, wie Drehgestelle, Wagenübergang zwischen Endwagen und der BWA und dem optionalen Pantographen. (b): Nahaufnahme des Pantographenmodells. . . . .	47
3.8	Das Doppelmodell des NGT in den beiden untersuchten Konfigurationen. Abbildung (a) zeigt das Modell mit, und Abbildung (b) ohne montierte Drehgestellverkleidungen. . . . .	48
3.9	Das Prinzip des Delay-and-Sum Beamformer Algorithmus, adaptiert aus Johnson & Dudgeon [65]. Das $n$ -te Zeitsignal $y_n(t)$ wird mit $\Delta_n$ zeitlich verzögert und mit $W_n$ gewichtet. Anschließend werden alle Signal aufsummiert. Man erhält schließlich den Array-Ausgang $Z(x_f, t)$ . . . . .	50
3.10	Die PSF des Arrays, wie es im Aeroakustischen Windkanal verwendet wurde, exemplarisch für eine Frequenz von $f = 10$ kHz, und einen simulierten Monopol, der sich circa 1 m vor dem Array befindet. Der Arrayausgang ist in dB angegeben, normiert auf das Maximum. . . . .	52
3.11	Die beiden Filterkurven für die Trennfrequenzen 500 Hz und 6000 Hz der Hochpassfilter. . . . .	60
3.12	(a): Messung des Frequenzgangs mittels einer vergleichenden Messung mit einem Messmikrofon. Links ist das Mikrofon eingespannt, und rechts befindet sich auf gleicher Höhe der Elac 4PI Lautsprecher. (b): Mittlerer Frequenzgang der verwendeten LinearX- Mikrofone. Die Balken geben die Schwankungsbreite unter 10 willkürlich gewählten Mikrofonen an. . . . .	63

3.13	Die auf das Maximum normierte und logarithmisch dargestellte PSF des Arrays für die offene Messstrecke im AWB (a) und des Arrays für die geschlossene Messstrecke im DNW-KKK (b), berechnet für eine Frequenz von $f = 5$ kHz. Als Quellposition wurde jeweils der Ursprung des für die Experimente definierten Koordinatensystems festgelegt, in dem sich die Spitze des Zugmodells befindet. . . . .	68
3.14	Laser-Doppler-Anemometrie in der Seitenwindversuchsanlage. . . . .	69
4.1	Quellkarten, Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 24 dB, gemessen im AWB bei $U_\infty = 60$ m/s (a) und (c): berechnet mit dem DSB-Algorithmus. (b) und (d): CLEAN-SC Entfaltungsalgorithmus. . . . .	72
4.2	Quellkarten, Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 24 dB, gemessen im AWB bei $U_\infty = 60$ m/s, berechnet mit CLEAN-SC. . . . .	73
4.3	(a): Die Integrationsbereiche bei den Drehgestellen (blau), des Pantographen (grün), dem Wagenübergang (rot) und für den gesamten Bereich (schwarz). (b): Die zu den zuvor definierten Integrationsbereichen gehörenden schmalbandigen ( $\Delta_f = 36,6$ Hz) Schalldruckspektren, gemessen bei $U_\infty = 60$ m/s. . . . .	75
4.4	Der verwendete 31 mm hohe Grenzschichtrechen besteht aus 20 Pitot-Sonden. Der wandnahe Bereich ist dabei räumlich feiner aufgelöst. . . . .	76
4.5	Dargestellt sind Grenzschichtprofile für drei Positionen und zwei verschiedene Geschwindigkeiten, normiert mit der Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung. Die Grenzschichtdicken wurde nach dem $\delta_{99}$ -Kriterium bestimmt, und sind jeweils durch die magentafarbenen Boxen in den Graphen markiert. . . . .	77
4.6	Die mit dem Abstand $h$ zwischen Grund und Zugunterboden normierte Grenzschichtdicke $\delta_{99}$ in Abhängigkeit zur aerodynamischen Lauflänge, abgeschätzt nach [105] (durchgezogene Linien) und gemessen mit dem Grenzschichtrechen (Boxen). . . . .	79
4.7	(a): Die Integrationsbereiche für die drei Drehgestellbereiche. (b): Spektren für die drei Drehgestellbereiche. . . . .	81
4.8	Beamforming Schmalbandspektren für den Bereich des ersten Drehgestells, gemessen bei verschiedenen Machzahlen. Die gestrichelten Linien markieren die tonalen Anteile im Spektrum, die keine Geschwindigkeitsabhängigkeit zeigen. . . . .	82

4.9	DSB Schmalband Quellkarten ( $\Delta_f = 36,6$ Hz) für die beiden in den Spektren 4.8 gefundenen charakteristischen Frequenzen. Schalldruckpegel farblich kodiert in dB und wiedergegeben über einen Dynamikbereich von 14 dB, gemessen im AWB bei $U_\infty = 60$ m/s. . . . .	83
4.10	Bemaßte Zeichnung der vordersten Drehgestellkavität des ICE3-Modells. (a): Seitenansicht. (b): Ansicht von unten. Alle Maße in Millimetern. . . . .	84
4.11	(a): Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Schalldruckpegeln, logarithmisch aufgetragen. Gezeigt sind die Verläufe für die beiden zuvor identifizierten Frequenzen $f_1$ und $f_2$ , und für das gesamte Spektrum zwischen $1100 < f < 16000$ Hz. (b): Die in Abb. 4.1 bereits gezeigten Spektren in einer mit dem Geschwindigkeitsexponenten $m = 6,2$ normierten Darstellung. . . . .	86
4.12	TSP-Temperatursignatur des ICE3-Endwagens, bei einer Reynoldszahl von $Re = 0,500 \times 10^6$ . Die hellen Bereiche deuten auf eine laminare, und die dunklen auf eine turbulente Grenzschicht (hier durch "GS" abgekürzt) hin. Die Bereich der Transition ist durch eine rote Linie markiert, und die Vorderkante des Radkastens ist durch die blaue Linie hervorgehoben. Die Strömung kommt von links. Quelle: Fey et al. [59]. . . . .	88
4.13	Schall emittiert vom Pantographen, gemessen im AWB. (a): Schmalbandspektren für verschiedene Machzahlen, berechnet aus den Arraydaten. (b): Die Spektren wie in (a), jedoch über die Strouhalzahl mit der charakteristischen Länge von $L = 2$ mm aufgetragen. . . . .	89
4.14	Einfluss der Machzahl auf die Strouhalzahl. . . . .	90
4.15	Die in (a)-(d) gezeigten Schmalband-Quellkarten repräsentieren bestimmte Strouhalzahlen zwischen $0,30 < Sr < 0,87$ , gemessen bei einer Machzahl von $Ma = 0,175$ . Der Schalldruckpegel ist über einen dynamischen Bereich von 24 dB farblich kodiert dargestellt. . . . .	91
4.16	DSB Quellkarten analog zu denen in Abb. 4.15, jedoch über die $y - z$ - Ebene in $x = 0,635$ m. Blickrichtung von hinten auf den Zug; das Mikrofonarray befindet sich auf der rechten Seite, und die Strömung kommt aus der Bildebene heraus. . . . .	93
4.17	Frequenzspektren der Mikrofone 1 und 2, gemessen bei einer Machzahl von $Ma = 0,175$ ( $U_\infty = 60$ ms), Konfiguration ICE3 mit Pantograph auf Endwagen. . . . .	94
4.18	Die bei einer Machzahl von $Ma = 0,175$ gemessenen Schalldruckpegel für die Strouhalzahlen $Sr = 0,30$ und $Sr = 0,43$ , farblich kodiert dargestellt für die einzelnen Arraymikrofone. . . . .	95

4.19	Einzelmikrofonspektren für die Konfigurationen mit dem unmodifizierten Pantographen (schwarz), modifizierten Pantographen (rot) und für das Zugmodell ohne Pantographen (blau). (a): Mikrofon 1, montiert über der Messstrecke. (b): Mikrofon 2, seitlich montiert. . . . .	96
4.20	Geschwindigkeitsexponenten $m$ der Maximalschalldruckpegel, aus den Beamforming-Spektren berechneten, gemessen mit dem seitlich angebrachten Mikrofonarray. . . . .	98
4.21	Farblich kodiert dargestellte Schalldruckpegel der Töne bei $Sr = 0,43$ (Quelle 2), gemessen von den einzelnen Arraymikrofonen, für zwei verschiedene Anström-Machzahlen. . . . .	99
4.22	Farblich kodiert dargestellte Schalldruckpegel der Töne bei $Sr = 0,30$ (Quelle 1), gemessen von den einzelnen Arraymikrofonen, für zwei verschiedene Anström-Machzahlen. . . . .	100
4.23	Schmalband-Quellkarten (CLEAN-SC) gemessen mit dem Linienarray bei einer Machzahl von $Ma = 0,175$ . Der Schalldruckpegel wird über einen dynamischen Bereich von 14 dB farblich kodiert dargestellt.	101
4.24	(a): Schmalband-Beamforming Spektren des Pantographen, basierend auf den Messdaten, die mit dem Linienarray aufgenommen wurden. (b): Geschwindigkeitsexponenten $m$ der Maximalschalldruckpegel, bestimmt aus den in (a) gezeigten Spektren. . . . .	102
4.25	Die DSB-Quellkarten des Terzbands mit der Mittenfrequenz von $f_{1/3} = 4$ kHz, gemessen bei einer Machzahl von $Ma = 0,250$ und einer Temperatur von $T = 200$ K. (a): Das Standard-Auswerteverfahren liefert Quellkarten, in denen eine starke Scheinquelle über dem Endwagen des Zugmodells erscheint. (b): Durch Anwenden des BiClean-Algorithmus kann die Stärke dieser Scheinquelle deutlich abgemildert werden. . . . .	103
4.26	Beamforming-Wellenzahlspektren für das $f_{1/3} = 10$ kHz Terzband, normiert mit $k_0$ , gemessen bei einer Machzahl von $Ma = 0,250$ . Farblich dargestellt ist der Schalldruckpegel mit dem Referenzdruck $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa. (a): Messung mit <i>Ground board</i> . (b): wie (a), jedoch zusätzlich mit installiertem ICE3-Modell. (c): mit komplett leerer Messstrecke. . . . .	103
4.27	Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des ICE3, gemessen im DNW-KKK bei einer Anström-Machzahl von $Ma = 0,25$ und einer Reynoldszahl von $Re = 1,125 \times 10^6$ bei einer Temperatur von $T = 200$ K. Der Schalldruckpegel wird farblich kodiert über einen dynamischen Bereich von 8 dB dargestellt. . . . .	106
4.28	Beamforming-Spektren für den Bereich des ersten Drehgestells des ICE3, gemessen bei einer konstanten Temperatur von $T = 200$ K für den Machzahl-Bereich von $0,100 \leq Ma \leq 0,300$ . . . . .	108

4.29	(a): Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Gesamtschall- druckpegeln. (b): Die in Abb. 4.28 bereits gezeigten Spektren in einer mit dem Geschwindigkeitsexponenten $m = 5,8$ normierten Darstel- lung. . . . .	109
4.30	Beamforming-Spektren für den Bereich des ersten Drehgestells des ICE3, gemessen bei jeweils konstanten Temperaturen. . . . .	111
4.31	(a): Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anström- Machzahl für verschiedene Temperaturen. (b): Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponenten $m$ . Die graue gestrichelte Linie markiert den Mittelwert. . . . .	112
4.32	Der Gesamtschallpegel in Abhängigkeit zu Reynoldszahl, jeweils bei konstanten Machzahlen. . . . .	113
4.33	Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Schalldruck- pegeln, logarithmisch aufgetragen, bei einer nahezu konstanten Reynoldszahl von $Re = (1,271 \pm 0,105) \times 10^6$ . . . . .	114
4.34	Vergleich der Terzspektren, die im AWB (durchgezogene Linien) und im DNW-KKK (gestrichelte Linien) gemessen wurden. . . . .	116
5.1	Die untersuchten Konfigurationen des NGT2-Doppelmodells. . . . .	118
5.2	Entlang der rote Linien wurden die Profile I-III mit dem LDA gemes- sen. . . . .	119
5.3	Die Graphen zeigen die mit dem LDA gemessenen mittleren Ge- schwindigkeitsprofile I bei einer Reynoldszahl von $Re = 0,400 \times$ $10^6$ . Die Geschwindigkeitskomponenten $\bar{u}$ und $\bar{w}$ wurden mit der freien Anströmgeschwindigkeit normiert. Die gestrichelten senk- rechten Linien deuten die Positionen der Vorder- und Hinterkante der ersten Drehgestellkavität an. . . . .	121
5.4	Abhängigkeit des normierten Effektivwerts von der $x$ -Position. Die gestrichelten senkrechten Linien markieren die Positionen der Vorder- und Hinterkante der ersten Drehgestellkavität. . . . .	122
5.5	Doppelt-logarithmische Darstellung der spektralen Leistungsdich- te $\gamma$ der Schwankungsgröße $u'$ in den beiden Messpositionen $x =$ $80$ mm und $x = 350$ mm. . . . .	123
5.6	Die Geschwindigkeitsprofile II ( $x = 200$ mm) und III ( $x = 638$ mm), gemessen bei einer Reynoldszahl von $Re = 0,330 \times 10^6$ . Die Bal- ken repräsentieren die normierten Effektivwerte der Komponenten in Strömungsrichtung. . . . .	124
5.7	Das Geschwindigkeitsprofile III ( $x = 638$ mm), gemessen bei zwei verschiedenen Reynoldszahlen. (a): Normiert mit der Anströmgeschwindigkeit. (b): Normiert mit der Maximalgeschwindigkeit. . . . .	125

5.8	8 kHz-Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells für die Konfigurationen 1, 2 und 3, gemessen bei einer Machzahl von $Ma = 0,250$ und bei einer Temperatur von $T = 290$ K. Das blaue Quadrat in (a) zeigt exemplarisch den Integrationsbereich zur Berechnung der integrierten Beamforming-Spektren. . . . .	127
5.9	Beamforming Schmalband-Spektren der Konfigurationen 1, 2 und 3 für den Bereich des vordersten Drehgestells. Gemessen bei $Ma = 0,250$ und $T = 290$ K. (a): Der Frequenzbereich bis 25 kHz. (b): Ausschnitt bis 6 kHz. . . . .	128
5.10	Integrierte Terzband-Spektren der Konfigurationen 1, 2 und 3 für den Bereich des vordersten Drehgestells, gemessen bei $Ma = 0,250$ und einer Temperatur von $T = 290$ K. Gezeigt ist der Bereich ab $f_{1/3} = 6,3$ kHz. . . . .	129
5.11	Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells in der Konfiguration 2, gemessen im DNW-KKK bei einer Anström-Machzahl von $Ma = 0,250$ und einer Reynoldszahl von $Re = 0,705 \times 10^6$ bei einer Temperatur von $T = 290$ K. Der Schalldruckpegel wird farblich kodiert über einen dynamischen Bereich von 16 dB dargestellt. . . . .	131
5.12	Beamforming Schmalbandspektren für die Konfigurationen 1 und 2, gemessen für verschiedene Machzahlen bei einer konstanten Temperatur von $T = 290$ K. . . . .	132
5.13	Zusammenhang zwischen der Machzahl und den Gesamtschallpegeln OASPL bei einer konstanten Temperatur von $T = 290$ K für die beiden Konfigurationen. . . . .	133
5.14	Normierte integrierte Schmalbandspektren für die Konfigurationen 1 und 2, gemessen für verschiedene Machzahlen bei einer konstanten Temperatur von $T = 290$ K. (a) und (b): Gesamter Frequenzbereich. (c) und (d): Niederfrequenter Bereich bis $f \leq 10$ kHz. . . . .	134
5.15	Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anström-Machzahl für verschiedene Temperaturen. . . . .	135
5.16	Zusammenhänge zwischen den Gesamtschallpegel und der Anströmgeschwindigkeit $U_\infty$ für unterschiedliche Temperaturen. Die senkrechten Linien deuten die Mindest-Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 30$ m/s an. . . . .	136
5.17	Terzband-Quellkarten (CLEAN-SC) des NGT2-Doppelmodells in der Konfiguration 2, gemessen bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten bei einer Temperatur von $T = 100$ K . . . . .	137
5.18	Einbausituation der fünf wandbündig montierten Mikrofone M 1 bis M 5 in die erste Drehgestellkavität des NGT2. . . . .	138

5.19	Zusammenhänge der Gesamtschallpegel und der Anströmgeschwindigkeit. Gemessen mit dem im Radkasten installierten Mikrofon M 1. . . . .	139
5.20	Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitsexponent $m$ . Die graue gestrichelte Linie markiert den Mittelwert. . . . .	140
5.21	Gesamtschallpegel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bei jeweils konstanten Machzahlen. . . . .	141
5.22	Integrierte Beamforming-Spektren, gemessen bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer konstanter Machzahl von $Ma = 0,250$ . . . . .	141
5.23	Integrierte Beamforming-Spektren, gemessen bei unterschiedlichen Temperaturen bei einer konstanter Machzahl von $Ma = 0,250$ . (a): Aufgetragen über die Frequenz. (b): Aufgetragen über die Helmholtzzahl. (c): Ausschnitt des in (b) gezeigten Spektrums für den Ton 1 (d): Wie (c), jedoch für den Ton 2. . . . .	143
5.24	(a): Zusammenhang zwischen der Helmholtzzahl der beiden Maxima und der Reynoldszahl. (b): Zusammenhang zwischen den Maximalpegeln der beiden Maxima und der Reynoldszahl. . . . .	144
5.25	Vergleich der Konfigurationen 1 und 2 bei unterschiedlichen Mach- und Reynoldszahlen. . . . .	145

# Tabellenverzeichnis

2.1	Dimensionsmatrix mit den sieben relevanten Parametern für Betrachtung mit dem Buckingham'schen $\Pi$ -Theorem. . . . .	20
2.2	Konstanten für das Gesetz von Sutherland für Luft und Stickstoff. . .	32
3.1	Die wichtigsten Kenndaten der verwendeten Mikrofonarrays . . . . .	67
3.2	Die wichtigsten optischen Parameter des verwendeten LDA-Systems. . . . .	69
4.1	Experimentell gewonnene Grenzschichtdaten auf der <i>Splitter plate</i> . . .	78



# Literaturverzeichnis

- [1] DITTRICH A.G. und DE BEER F.G.: *The Applicability of prEn ISO 3095 for European Legislation on Railway Noise, Final Draft v3.2*. TNO-report HAG-RPT-010014, February 2001.
- [2] ASAHINA M., YAMAMOTO K., MAMADA S. und SATO D.: *A New Noise Reduction System for Interior Noise in Railway Vehicles*. The first International Conference on Railway Technology, Las Palmas, Gran Canaria, 2012.
- [3] BARSIKOW B., KING III W.F. und PFIZENMAIER E.: *Prognosen zum Lärmpegel des R/S-VD für die Maximalgeschwindigkeit 350 km/h*. DFVLR-IB 22214-81/2, 1981. DFVLR, Abteilung Turbulenzforschung, Berlin.
- [4] BARSIKOW B.: *Das Rad-Schiene Geräusch eines Hochgeschwindigkeitszuges der deutschen Bundesbahn*. DFVLR-FB 84-38, 1984. DFVLR, Abteilung Turbulenzforschung, Berlin.
- [5] PFIZENMAIER E., BARSIKOW B., BECHERT D. und KING III W.F.: *Rad/Schiene-Lärm und Aeroakustik schneller Eisenbahnzüge*. DFVLR-IB 22214-82/45, 1985. DFVLR, Abteilung Turbulenzforschung, Berlin.
- [6] MACKRODT P.A.: *Windkanaluntersuchungen am Modell der Schnellfahrlokomotive 103 der Deutschen Bundesbahn*. DFVLR-IB 251-78 A 30, 1978.
- [7] STROUHAL V.: *Über eine besondere Art der Tonerregung*. *Annalen der Physik*, 241(10):261–251, 1878.
- [8] OKAJAMA A.: *Strouhal numbers of rectangular cylinders*. *Journal of Fluid Dynamics*, 123:379–398, 1982.
- [9] KING III W.F. und PFIZENMAIER E.: *Velocity profiles and pressure fluctuations in the boundary layer on the roof of a railway coach*. *Forschung im Ingenieurwesen*, 51:87–92, 1985.
- [10] BLOCK P. J. W. und HELLER H.: *Measurements of farfield sound generation from a flow-excited cavity*. Technischer Bericht TM X-3292, NASA, 1975.
- [11] KRISHNAMURTY K.: *Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamic surfaces*. Technischer Bericht 3587, NACA, 1955.

- [12] SCHULTE-WERNING B., JÄGER K., STRUBE R. und WILLENBRINK L.: *Recent developments in noise research at Deutsche Bahn (noise assessment, noise source localization and specially monitored track)*. Journal of Sound and Vibration, 267:689–699, May 2003.
- [13] NORDBORG N., WEDEMANN J. und WILLENBRINK L.: *Optimum array microphone configuration*. In: *Proceedings of Internoise, Nice, France*, Band 4, Seiten 2474–2478, August 2000.
- [14] UNDERBRINK J. R. und DOUGHERTY R. P.: *Array Design for non-intrusive Measurement of Noise Sources*. Noise-Con, Seattle, WA, 1996.
- [15] DOUGHERTY R. P.: *Spiral-shaped array for broadband imaging*, March 1997. US patent 5.838.284, Assignee: The Boeing Company.
- [16] NORDBORG A., MARTENS A., WEDEMANN J. und WILLENBRINK L.: *Wheel/Rail Noise Separation with Microphone Array Measurements*. The 2001 International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering, The Hague, The Netherlands, 2001.
- [17] JIANG S., MEEHAN P. A., THOMPSON D. J. und JONES C. J. C.: *Railway rolling noise prediction under European conditions*. Proceedings of ACOUSTICS, Paper Number 51, 2011.
- [18] MARTENS A., WEDEMANN J., MEUNIER N. und LECLERE A.: *High speed train noise - sound source localization at fast passing trains*. Deutsche Bahn AG, Sociedad Espanola de Acoustica, S.E.A., 2009.
- [19] MELLET C., LETOURNEAUX F., POISSON F. und TALOTTE C.: *High speed train noise emission: Latest investigation of the aerodynamic/rolling noise contribution*. Journal of Sound and Vibration, 293(3-5):535–546, June 2006. Proceedings of the Eighth International Workshop on Railway Noise.
- [20] YAMAZAKI N., TAKAISHI T., TOYOOKA M., NAGAKURA K., SAGAWA A. und YANO H.: *Wind Tunnel Tests on the Control of Aeroacoustic Noise from High Speed Train*. 9th International Workshop on Railway Noise, Munich, 2007.
- [21] PFIZENMAIER E., KING III W.F., SCHEWE G. und HERRMANN I.: *Windkanaluntersuchungen an einem Stromabnehmer für den Intercity-Experimental (ICE) der Deutschen Bundesbahn*. DFVLR-IB 22214-85/B5, 1985. DFVLR, Abteilung Turbulenzforschung, Berlin.
- [22] KING III W.F., PFIZENMAIER E. und HERRMANN I.: *Schallquellen an Hochgeschwindigkeitsstromabnehmern und Möglichkeiten zur Reduktion. Eine Litera-*

- turübersicht*. DFVLR-IB 92517-97/B1, 1997. DFVLR, Institut für Antriebstechnik, Abteilung Turbulenzforschung, Berlin.
- [23] LIGHTHILL M.J.: *On sound generated aerodynamically, I. General Theory*. Proceedings of the Royal Society, London, A., 211(1107):564–587, 1952.
- [24] CURLE N.: *The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound*. Proceedings of the Royal Society, London, A, 231(1187):505–514, 1955.
- [25] PHILLIPS O.M.: *The Intensity of Aeolian Tones*. Journal of Fluid Mechanics, 1:607–624, 1956.
- [26] ZDRAVKOVICH M. M.: *Flow Around Circular Cylinders*, Band 1. Oxford Science Publications, 1997.
- [27] NORBERG C.: *Fluctuating Lift on a Circular Cylinder: Review and New Measurements*. Journal of Fluids and Structures, 17:57–96, 2003.
- [28] WIEGHARD K.: *Theoretische Strömungslehre*. Universitätsverlag Göttingen, Klassiker der Strömungsmechanik, Band 2, 2005.
- [29] SCHLICHTING H. und TRUCKENBRODT E.: *Aerodynamik des Flugzeuges*, Band Erster Band. Springer-Verlag, 1959.
- [30] HUCHO W. H.: *Aerodynamik des Automobils*. Vieweg und Teubner, 5. Auflage, 2005.
- [31] MÖSER M.: *Technische Akustik*. 8. Auflage, Springer, 2003.
- [32] FLOWCS WILLIAMS J.E. und HAWKINGS D.L.: *Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion*. Philosophical Transactions of the Royal Society, London, A, 264(1151):321–342.
- [33] BLOOR S.: *The transition to turbulence in the wake of a circular cylinders*. J. Fluid Mech., 19(290), 1964.
- [34] WEI T. und SMITH C. R.: *Secondary vortices in the wake of circular cylinders*. J. Fluid Mech., 169(513), 1986.
- [35] FEY U., KÖNIG M. und ECKELMANN H.: *A new Strouhal - Reynolds - number relationship for the circular cylinder in the range  $47 < Re < 200000$* . American Institute of Physics, 10(7), 1998.
- [36] KOVASZNAY L.S.G.: *Hot-Wire Investigation of the Wake behind Cylinders at Low Reynolds Numbers*. Proceedings of the Royal Society, London. A., 198(1053):174–190, 1949.

- [37] TAM C. K. W. und BLOCK P. J. W.: *On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities*. Journal of Fluid Mechanics, 89(2):373–399, 1978.
- [38] ROSHKO A.: *Some measurements of flow in a rectangular cutout*. Technischer Bericht TN 3488, NACA, 1955.
- [39] ROSSITER J.E.: *Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. Reports and memoranda (Aeronautical Research Council, Great Britain), 3438, 1967.
- [40] PLUMBLEE H.E., GIBSON J.S. und LASSITER L.W.: *A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow*. Technischer Bericht WADD-TR-61-75, U.S. Airforce, 1962.
- [41] EAST L.F.: *Aerodynamically induced Resonance in Rectangular Cavities*. Journal of Sound and Vibration, 3:277–287, 1966.
- [42] TRACY M. B., PLENTOVICH E. B. und CHU J.: *Measurements of Fluctuating Pressure in a rectangular Cavity in Transonic Flow at High Reynolds Numbers*. NASA Technical Memorandum 4363, 1992.
- [43] AHUJA K. K. und MENDOZA J.: *Effects of Cavity Dimensions, Boundary Layer and Temperature on Cavity Noise With Emphasis on Benchmark Data To Validate Computational Aeroacoustic Codes*. NASA Contractor Report 4653, 1995.
- [44] ANDERS J. B. und ANDERSON W. K.: *The Use of Heavy Gas for Increased Reynolds Numbers in Transonic Wind Tunnels*. (AIAA-98-2882).
- [45] GOODYER M.J. und KILGORE R.A.: *High-Reynolds number cryogenic wind tunnel*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 11(5), 1973.
- [46] STOKER R. W., GUTIERREZ R., LARSEN J. V., UNDERBRINK J. R., GATLIN G. M. und SPELLS C.: *High Reynolds Number Aeroacoustic Testing in NASA's National Transonic Facility (NTF)*. In: *46th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*, 2008.
- [47] AHLEFELDT T., LAUTERBACH A. und KOOP L.: *Aeroacoustic Measurements of a Scaled Half Model at High Reynolds Numbers*. 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden, (AIAA-2010-3748), 2010.
- [48] HILSEN RATH J., BECKETT C.W., BENEDICT W.S., FANO L., HOGE H.J., MASI J.F., R.L. NUTAL und TOULOUKIAN Y.S.: *Tables of Thermodynamik and Transport Properties*. Pergamon Press, 1960.

- 
- [49] SUTHERLAND W.: *The viscosity of gases and molecular force*. Philosophical Magazine Series 5, Seiten 507–529, 1893.
- [50] AHLEFELDT T. und KOOP L.: *Microphone Array Measurements in a Cryogenic Wind Tunnel*. AIAA Journal, 48(7), 2010.
- [51] JÖNSSON M. und LOOSE S.: *Experimental investigation of the Flow field underneath a generic High-speed train and the effects of ground and Train Roughness*. In: *Aerodynamics of Heavy Vehicles III: Trucks, Busses and Trains, Potsdam, Germany, 2010*.
- [52] JÖNSSON M., WAGNER C. und LOOSE S.: *High-Speed Particle Image Velocimetry of the Underfloor Flow of a Generic High-Speed Train Model*. The first International Conference on Railway Technology, Las Palmas, Gran Canaria, 2012.
- [53] IDO A. und YOSHIOKA S.: *Development of a Model Running Facility for a Study on under-floor Flow*. Journal of Mechanical Systems for Transportation and Logistics, 3(1), 2010.
- [54] CARR G. W.: *Development in Wind Tunnel Testing of Road Vehicles*. The Royal Aeronautical Society, 1989.
- [55] KATZ J.: *New Directions in Race Car Aerodynamics*. Bentley Publishers, 2nd Edition Auflage, 2009.
- [56] KITAGAWA T. und NAGAKURA K.: *Aerodynamic Noise Generated by Shinkansen Cars*. Journal of Sound and Vibration, 231(3):913–924, 2000.
- [57] GRUNWALD K.J.: *Aerodynamic Characteristics of vehicle Bodies at Crosswind Conditions in Ground Proximity*. NASA TN D-5935, 1970.
- [58] POTT-POLLENSKE M. und DELFS J.: *Enhanced Capabilities of the Aeroacoustic Wind Tunnel Braunschweig*. 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, BC, Canada, (AIAA-2008-2910), 2008.
- [59] FEY U., KLEIN C., ONDRUS V., LOOSE S. und WAGNER C.: *Untersuchung des wandnahen Strömungsfeldes eines ICE-3 Hochgeschwindigkeitszuges im Windkanal mit temperaturempfindlicher Farbe (TSP)*. STAB Mitteilung, 2012. Zur Begutachtung eingereicht.
- [60] GROSCHE F.-R., STIEWITT H. und BINDER B.: *On Aero-Acoustic Measurements in Wind Tunnels by Means of a Highly Directional Microphone System*. 3rd AIAA Aero-Acoustics Conference, Palo Alto, CA, USA, (AIAA 76-535), 1976.

- [61] GROSCHKE F.-R., DENECKE H., SCHNEIDER G. R., BORGWARDT R. und HACK A.: *Windtunnel Measurements of Aerodynamic Noise Sources of Full Scale Motor Cars*. 1996. 4. International Congress of Sound and Vibration, Sankt Petersburg, Russland.
- [62] TAKAISHI T., ZENDA Y. und SHIMIZU Y.: *Study on the Aeroacoustic Noise from Shinkansen with Mirror Image Models*. QR of RTRI (Railway Technical Research Institute, Japan), 42(2):110–114, 2001.
- [63] MUELLER T.J. (Herausgeber): *Aeroacoustic Measurements*. Springer Verlag, 2002.
- [64] MICHEL U.: *History of Acoustic Beamforming*. 1st Berlin Beamforming Conference, GFaI, Gesellschaft zu Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, November 2006.
- [65] JOHNSON D.H. und DUDGEON D.E.: *Array Signal Processing: Concepts and Techniques*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1993.
- [66] BRANDSTEIN M. und WARD D.: *Microphone Arrays*. Springer Verlag, 2001.
- [67] KOOP L.: *Aktive und passive Strömungsbeeinflussung zur Reduzierung der Schallabstrahlung an Hinterkantenklappen an Tragflügeln*. Doktorarbeit, TU Berlin, Hermann-Föttinger Institut für Strömungsmechanik, 2005.
- [68] HÄNSLER E.: *Statische Signale*. Springer Verlag, 2. Auflage, 1991.
- [69] SCHRÜFER E.: *Signalverarbeitung - Numerische Verarbeitung digitaler Signale*. Karl Hanser Verlag München Wien, 1989.
- [70] DOUGHERTY R. P.: *Phased Array Beamforming for Aeroacoustics*. AIAA Professional Development Short Course, Mai 1999.
- [71] KERN M. und OPFER H.: *Enhancement of the dynamic range in acoustic photos by modified time domain beamforming*. BeBeC-2008-16, GFaI, Gesellschaft zur Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, 2008.
- [72] HÖGBOM, J. A.: *Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometric Baselines*. *Astron. Astrophys. Supp.*, 15:417–426, 1974.
- [73] DOUGHERTY R. P. und STOKER R. W.: *Sidelobe Suppression for Phased Array Aeroacoustic Measurements*. AIAA Paper 1998-2242, 1998.
- [74] SCHWARZ U. J.: *Mathematical-Statistical Description of the iterative Beam Removing Technique (Method CLEAN)*. *Astronomy and Astrophysics*, 65:345–356, April 1978.

- [75] BROOKS T. F. und HUMPHREYS W. M.: *A Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources (DAMAS) Determined from Phased Microphone Arrays*. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, Great Britain, (AIAA-2004-2954), 2004.
- [76] DOUGHERTY R. P.: *Extensions of DAMAS and Benefits and Limitations of Deconvolution in Beamforming*. AIAA Paper 2005-2961, 2005. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, California, May 23-25, 2005.
- [77] BROOKS T. F. und HUMPHREYS W. M.: *Extension of DAMAS Phased Array Processing for Spatial Coherence Determination (DAMAS-C)*. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, Massachusetts, USA, (AIAA-2006-2654), 2006.
- [78] EHRENFRIED K. und KOOP L.: *Comparison of Iterative Deconvolution Algorithms for the Mapping of Acoustic Sources*. AIAA Journal, 45(7):1584–1595, 2007.
- [79] HORNE C., HAYES J. A., JAEGER S. M. und JOVIC S.: *Effects of distributed source coherence on the response of phased arrays*. In: *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lahaina, HI*, Nummer AIAA 2000-1935, 2000.
- [80] SIJTSMA P. und HOLTHUSEN H.: *Corrections for mirror sources in phased array processing techniques*. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Hilton Head, SC, USA, (AIAA-2003-3196), 2003.
- [81] SIJTSMA P.: *CLEAN Based on Spatial Source Coherence*. International Journal of Aeroacoustics, 6:357–374, 2007.
- [82] SIJTSMA P.: *CLEAN Based on Spatial Source Coherence*. 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Rome, Italy, (AIAA-2007-3436), 2007.
- [83] SIJTSMA P.: *Tutorial: Improving resolution with CLEAN-SC*. In: *Bebec, 2nd Berlin Beamforming Conference, 19-20 February 2008*, <http://www.bebec.eu>. GFaI, Gesellschaft zu Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, 2008.
- [84] BROOKS T.F. und HUMPHREYS M.W.: *Effect of Directional Array Size on the Measurement of Airframe Noise Components*. 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Bellevue, USA, (AIAA-99-1958), 1999.
- [85] OERLEMANS S., BOERSMA L. und SIJTSMA P.: *Quantification of Airframe Noise using Microphone Arrays in Open and Closed Wind Tunnels*. International Journal of Aeroacoustics, 6(4):309–333, 2007.

- [86] OERLEMANS S. und SIJTSMA P.: *Determination of absolute Levels from Phased Array Measurements using Spatial Source Coherence*. In: *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge Colorado, USA*, Nummer AIAA 2002-2464, 2002.
- [87] EHRENFRIED K., KOOP L., HENNING A. und KÄPERNICK K.: *Effects of Wind-Tunnel Noise on Array Measurements in Closed Test Sections*. BeBeC-2006-07, 2006. 1st Berlin Beamforming Conference, 22-23 November, 2006.
- [88] KOOP L. und EHRENFRIED K.: *Microphone-array processing for wind-tunnel measurements with strong background noise*. 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, BC, Canada, (AIAA-2008-2907), 2008.
- [89] KOOP L.: *Experimental Aeroacoustics, Kapitel Beam Forming Methods in Microphone Array Measurements - Theory, Practice and Limitations*, Seiten 1–78. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, VKI LS 2007-01, ISBN 978-2-930389-70-2, 2007.
- [90] AMIET R.K.: *Correction of Open Jet Wind Tunnel Measurement for Shear Layer Refraction*. In: *2nd AIAA Aeroacoustics Conference*, AIAA-Paper 75-532, Hampton, USA, 1975.
- [91] RIBNER H. S.: *Reflection, Transmission and Amplification of Sound by a Moving Medium*. *Journal of Sound and Vibration*, 29:435–441, 1957.
- [92] KOOP L., EHRENFRIED K. und KRÖBER S.: *Investigation of the Systematic Phase Mismatch in Microphone-Array Analysis*. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, CA, USA, (AIAA-2005-2962), 2005.
- [93] LAUTERBACH A.: *Wechselwirkungen von Schallwellen mit turbulenten Strukturen in Windkanalscherschichten*. Diplomarbeit, Universität Göttingen, 2006.
- [94] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K. und KOOP L.: *Array measurements in wind tunnels with open test sections*. BeBeC-2008-09, GfAI, Gesellschaft zu Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, 2008.
- [95] DOUGHERTY R. P.: *Turbulent Decorrelation of Aeroacoustics Phased Arrays: Lessons from Atmospheric Science and Astronomy*. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Hilton Head, SC, USA, (AIAA-2003-3200), 2003.
- [96] KRÖBER S., EHRENFRIED K., KOOP L., LAUTERBACH A. und HENNING A.: *Systematic Comparison of Microphone Array Measurements in Open and Closed Wind Tunnels*. 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden, (AIAA-2010-3734), 2010.

- 
- [97] KRÖBER S. und KOOP L.: *Comparison of Microphone Array Measurements of an Airfoil with High-Lift Devices in Open and Closed Wind Tunnels*. 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portland, OR, (AIAA-2011-2721), 2011.
- [98] MCALPINE A., POWLES C. J. und TESTER B. J.: *A weak Scattering Model for Tone Haystacking*. Proceedings of the 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), Miami, FL, USA, AIAA 2009-3216, 2009.
- [99] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., KOOP L. und LOOSE S.: *Vorrichtung zur Bestimmung der akustischen Positionen von Mikrofonen im Raum*. Patent DE 10 2008 017 001.1-09, 2008. Erteilt am 16.07.2009.
- [100] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., KOOP L. und LOOSE S.: *Procedure for the Accurate Phase Calibration of a Microphone Array*. 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Miami, FL, USA, (AIAA 2009-3122), 2009.
- [101] SACHAR J.M., SILVERMAN H.F. und PATTERSON W.R.: *Microphone Position and Gain Calibration for a Large-Aperture Microphone Array*. IEEE Transactions of Speech and Audio Processing, 13(1):42–52, January 2005.
- [102] BRONSTEIN: *Taschenbuch der Mathematik*. B. G. Teubner, 1996.
- [103] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., LOOSE S. und WAGNER C.: *Microphone array wind tunnel measurements of Reynolds number effects of high-speed train aerodynamics*. International Journal of Aeroacoustics, 2012.
- [104] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., KRÖBER S., AHLEFELDT T. und LOOSE S.: *Microphone array measurements on high-speed trains in wind tunnels*. BeBeC-2010-01, GFaI, Gesellschaft zu Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, 2010.
- [105] SCHLICHTING H. und GERSTEN K.: *Grenzschicht-Theorie*. Springer, 10. Auflage, 2005.
- [106] NITSCHKE W. und BRUNN A.: *Strömungsmesstechnik*. Springer, 2. Auflage, 2008.
- [107] LIU YU, DOWLING A. P. und QUAYLE A.R.: *Numerical Simulation of Beamforming Correction for Dipole Source Identification*. BeBeC-2008-05, GFaI, Gesellschaft zu Förderung angewandter Informatik e.V., Berlin, 2008.
- [108] CRIGHTON D. G.: *In: Aeroacoustics of Flight Vehicles: Theory and Practice*. NASA, 1(1258), 1991. Technical Report 90-3052, edited by H. H. Hubbard.

- [109] LIN J.-C., YANG Y. und ROCKWELL D.: *Flow Past two Cylinders in Tandem: Instantaneous and Averaged Flow Structures*. *Journal of Fluid and Structures*, 16(8):1059–1071, 2002.
- [110] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., LOOSE S. und WAGNER C.: *Aeroacoustics of a high-speed train double model at high Reynolds numbers Scaling of Aeroacoustic Sources Measured on High-Speed Trains*. 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portlan, OR, USA, (AIAA-2011-2815), 2011.
- [111] LAUTERBACH A., EHRENFRIED K., LOOSE S. und WAGNER C.: *Aeroacoustics of a high-speed train double model at high Reynolds numbers*. *Railways 2012 Conference in Las Palmas de Gran Canaria, Spain*, 2012.