

Aeroakustische Untersuchungen an stationären Stäben und einem oszillierenden Tragflügel mittels synchroner *Particle-Image Velocimetry* und Mikrofonmessungen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der für Fakultät Maschinenbau
der Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

Lars Siegel M. Sc.

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Karen Mulleners
3. Gutachter: Dr.-Ing. Arne Henning

Tag der Einreichung: 25.06.2022

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 30.11.2022

DOI: 10.22032/dbt.55499

URN: urn:nbn:de:gbv:ilm1-2022000530



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons
Namensnennung 4.0 International Lizenz

ABSTRACT

The subject of this thesis is the combined, experimental recording of the structures in a flow and the resulting sound radiation. The measurement methods used were Particle Image Velocimetry (PIV), which is used to record fluctuations in the flow field within a light section plane, and microphones, which record pressure fluctuations in the acoustic far field. The synchronous detection allows the calculation of the cross-correlation between these two quantities, which provides insights into the mechanism of sound generation and propagation as well as the connection with the flow structures that occur. The main focus of the present work lies in the expansion of the knowledge space of this experimental procedure with regard to two aspects.

On the one hand, it is examined to what extent the correlation results and quantities derived from them can be used to draw conclusions about the region of the sound sources, to track the propagation behavior of the acoustic particle velocity from the source region to the far field and to quantify the distribution of the acoustic intensity. For this purpose, experiments were carried out on rods exposed to a flow in an aeroacoustic wind tunnel, whereby the observation window of the PIV measurements could be traversed sequentially from the near field of the rods to the acoustic far field. Analytical models were used to compare the obtained cross-correlation results and to validate the scaled cross-correlation function as a proxy variable for the acoustic particle velocity. It could be shown that in those flow areas in which fluid dynamic processes play a subordinate role, the scaled cross-correlation function actually reflects the propagation behavior of the acoustic particle velocity. In areas with strong turbulent particle movements, on the other hand, the fluid dynamic fluctuations dominate, sometimes by several orders of magnitude, so that a clear separation of the purely acoustic processes is not possible. However, a clear connection of the coherent, periodically detaching flow structures in the wake of the rods with the sound emission and the transport or the convection of the acoustic information could be proven both experimentally and in comparison with the analytical models. In addition, the source region of the acoustic emissions could be identified by means of a generalized intensity analysis based on the scaled cross-correlation function. On the other hand, the influence of the additional degree of freedom of the periodic movement of an oscillating airfoil in a flow on the cross-correlation results is investigated. This experiment was intended to clarify whether the synchronous measurement technology is capable of identifying coherent flow structures that are related to the generation and propagation of sound, despite constantly changing flow conditions. It could be shown that characteristic flow structures occur for different airfoil positions or phase angles, which can be assigned to different sound source mechanisms. In the course of the dynamic stall cycle, there are both periodic vortex shedding at the trailing

edge of the airfoil and large-scale shedding along the entire chord of the airfoil, each of which is associated with characteristic self-noise mechanisms. Furthermore, conspicuous changes in the noise emission could be identified and quantified by varying the configuration parameters.

ZUSAMMENFASSUNG

Die kombinierte, experimentelle Erfassung der Strukturen in einer Strömung und der dadurch verursachten Schallabstrahlung ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Als Messmethoden kamen einerseits die Particle Image Velocimetry (PIV), mit Hilfe derer Schwankungsgrößen im Strömungsfeld innerhalb einer Lichtschnittebene aufgezeichnet werden, und andererseits Mikrofone, die die Druckfluktuationen im akustischen Fernfeld erfassen, zum Einsatz. Durch die synchrone Erfassung lässt sich die Kreuzkorrelation zwischen diesen beiden Größen berechnen, welche dabei Einblicke in den Mechanismus der Schallentstehung und -ausbreitung sowie den Zusammenhang mit den auftretenden Strömungsstrukturen liefert. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Erweiterung des Erkenntnisraums dieses experimentellen Verfahrens hinsichtlich zweier Aspekte.

Zum einen wird untersucht, inwieweit die Korrelationsergebnisse und davon abgeleitete Größen verwendet werden können, um Rückschlüsse auf die Region der Schallquellen zu schließen, das Ausbreitungsverhalten der Schallschnelle von der Quellregion bis ins Fernfeld nachzuverfolgen und die Verteilung der akustischen Intensität zu quantifizieren. Dafür wurden Experimente an umströmten Stäben in einem aeroakustischen Windkanal durchgeführt, wobei das Beobachtungsfenster der PIV-Messungen sequentiell vom Nahfeld der Stäbe bis ins akustische Fernfeld traversiert werden konnte. Um die erzielten Kreuzkorrelationsergebnisse abzugleichen und die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße der Schallschnelle zu validieren, wurden analytische Modelle verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass in denjenigen Strömungsbereichen, in denen fluiddynamische Prozesse eine untergeordnete Rolle spielen, die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion tatsächlich das Ausbreitungsverhalten der Schallschnelle widerspiegelt. In Bereichen mit starken turbulenten Teilchenbewegungen dominieren hingegen die fluiddynamischen Schwankungen um teils mehrere Größenordnungen, so dass eine klare Trennung der rein akustischen Prozesse nicht möglich ist. Jedoch konnte eine eindeutige Verknüpfung der kohärenten, periodisch ablösenden Strömungsstrukturen im Nachlauf der Stäbe mit der Schallemission und dem Transport bzw. der Konvektion der akustischen Informationen sowohl experimentell als auch im Vergleich mit den analytischen Modellen nachgewiesen werden. Mittels einer generalisierten Intensitätsanalyse auf Basis der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion konnte darüber hinaus die Quellregion der akustischen Emissionen identifiziert werden.

Zum anderen wird untersucht, welchen Einfluss der zusätzliche Freiheitsgrad der periodischen Bewegung eines oszillierenden Tragflügels in einer Strömung auf die Kreuzkorrelationsergebnisse hat. Mit diesem Experiment sollte geklärt werden, ob man mit der synchronen Messtechnik in der Lage ist, trotz sich permanent ändernden Strömungszuständen kohärente Strömungsstrukturen zu identifizieren, die mit der Schallentstehung und -ausbreitung

zusammenhängen. Hierbei konnte gezeigt werden, dass zu unterschiedliche Flügelstellungen bzw. Phasenwinkeln charakteristische Strömungsstrukturen auftreten, die verschiedenen Schallquellmechanismen zugeordnet werden können. Im Verlauf des Zyklusses des dynamischen Strömungsabrisses kommt es sowohl zu periodischen Wirbelablösungen an der Flügelhinterkante als auch zu großflächigen Ablösungen entlang der gesamten Profilsehne des Flügels, welche jeweils mit charakteristischen Eigengeräuschmechanismen im Zusammenhang stehen. Darüber hinaus konnten durch Variation der Konfigurationsparameter auffällige Veränderungen in der Geräuschemission identifizieren und quantifizieren werden.

INHALTSVERZEICHNIS

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | EINLEITUNG | 1 |
| 1.1 | Motivation | 1 |
| 1.2 | Stand der Technik | 3 |
| 1.2.1 | Aeroakustik und synchronisierte Messverfahren | 3 |
| 1.2.2 | Anwendungen der PIV-Messtechnik in der Aeroakustik | 5 |
| 1.2.3 | Untersuchungen an stationären, stumpfen Körpern | 6 |
| 1.2.4 | Untersuchungen an nickenden Tragflügeln | 8 |
| 1.3 | Wissenschaftliche Fragestellungen | 11 |
| 2 | GRUNDLAGEN UND METHODEN | 15 |
| 2.1 | Particle Image Velocimetry | 15 |
| 2.2 | Kreuzkorrelation | 16 |
| 2.3 | Akustische Analogien und generalisierte Intensität | 19 |
| 2.4 | Analytische 3D und 2D Lösungen einer Dipolschallquelle | 24 |
| 2.5 | Schallquellen in gleichförmiger Strömung | 26 |
| 2.6 | Analytisches Wirbelmodell und Potentialströmung | 27 |
| 3 | AEROAKUSTISCHE UNTERSUCHUNGEN AN STATIONÄREN STÄBEN | 31 |
| 3.1 | Experimenteller Aufbau und Datenverarbeitung | 31 |
| 3.1.1 | Strömungskonfigurationen | 31 |
| 3.1.2 | PIV-Messungen | 32 |
| 3.1.3 | Mikrofon- und Druckmessungen | 34 |
| 3.2 | Datenanalyse und Interpretation | 34 |
| 3.2.1 | Schalldruckpegel und dominante Frequenzen | 35 |
| 3.2.2 | Strömungseigenschaften | 37 |
| 3.2.3 | Autokorrelation und Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel | 40 |
| 3.2.4 | Zuverlässigkeit und Interpretation der Kreuzkorrelationsfunktion | 45 |
| 3.2.5 | Zirkulation und Ausdehnung der Wirbel | 54 |
| 3.2.6 | Generalisierte Intensitätsanalyse im Nahfeld | 56 |
| 3.3 | Dipolfeld- und Wirbelstraßenmodell | 60 |
| 3.3.1 | Analytische Dipolfelder in gleichförmiger Strömung | 61 |
| 3.3.2 | Wirbelstraßenmodell | 63 |
| 3.3.3 | Superposition und synthetische Korrelation | 68 |
| 4 | AEROAKUSTISCHE UNTERSUCHUNGEN AM OSZILLIERENDEN FLÜGEL | 75 |
| 4.1 | Experimenteller Aufbau und Datenbearbeitung | 75 |
| 4.1.1 | Strömungskonfigurationen | 75 |
| 4.1.2 | PIV-Messungen | 76 |
| 4.1.3 | Mikrofonmessungen und Synchronisation der Systeme | 78 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 4.1.4 | Daten Vor- und Nachbearbeitung | 79 |
| 4.2 | Datenanalyse und Interpretation | 80 |
| 4.2.1 | Spektren und Spektrogramme | 80 |
| 4.2.2 | Strömungseigenschaften und dynamischer Strömungs- abriss | 87 |
| 4.2.3 | Kreuzkorrelationsfunktion | 92 |
| 4.2.4 | Kreuzkorrelationskoeffizienten | 97 |
| 5 | ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK | 103 |
| | | |
| I | APPENDIX | |
| A | APPENDIX | 111 |
| A.1 | Durchgeführte Messungen am oszillierenden Flügel | 111 |
| | | |
| | LITERATUR | 113 |

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

| | | |
|----------------|---|----|
| Abbildung 1.1 | Reynoldszahlbereiche | 7 |
| Abbildung 1.2 | Dynamischer Strömungsabriss | 10 |
| Abbildung 1.3 | Schallquellmechanismen Flügel | 11 |
| Abbildung 2.1 | Berechnungsschema der Kreuzkorrelationsfunktion | 17 |
| Abbildung 2.2 | Schema des Wirbelmodells | 29 |
| Abbildung 3.1 | Versuchsaufbau der Stabmessungen | 33 |
| Abbildung 3.2 | Analyse der Mikrofonmessungen an Stäben | 36 |
| Abbildung 3.3 | Geschwindigkeitsstatistik am quadratischen Stab | 39 |
| Abbildung 3.4 | Autokorrelationskoeffizienten - quadratischer Stab | 41 |
| Abbildung 3.5 | Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel | 44 |
| Abbildung 3.6 | Räumliche Verteilung von $S_{p,v}^*$ am quadratischen Stab | 47 |
| Abbildung 3.7 | Zeitliche Entwicklung und Konfidenzintervalle von $S_{p,v}^*$ | 49 |
| Abbildung 3.8 | Vergleich von $S_{p,v}^*$ mit analytischen Lösungen | 51 |
| Abbildung 3.9 | Zeitliche Entwicklung entlang vertikaler Linie | 52 |
| Abbildung 3.10 | Phasenverläufe von $S_{p,v}^*$ und analytischen Lösungen | 53 |
| Abbildung 3.11 | Ermittlung der Wirbelstärke am quadratischen Zylinder | 56 |
| Abbildung 3.12 | Instantane generalisierte Intensität und Zeitverlauf | 58 |
| Abbildung 3.13 | Gemittelte generalisierten Intensität und Divergenz | 60 |
| Abbildung 3.14 | Analytischer 2D-Dipol in gleichförmiger Strömung | 62 |
| Abbildung 3.15 | Vergleich zeitlicher Verlauf Schalldruck und- schnelle | 63 |
| Abbildung 3.16 | Abklingmasken | 65 |
| Abbildung 3.17 | Analytisches Wirbelstraßenmodell | 66 |
| Abbildung 3.18 | Synthetische Kreuzkorrelationsfunktion | 69 |
| Abbildung 3.19 | Zeitreihen instantaner Kreuzkorrelationsfunktionen | 70 |
| Abbildung 3.20 | Lokale Maxima der synthetischen Kreuzkorrelationsfunktion | 72 |
| Abbildung 4.1 | Versuchsaufbau der Flügelmessungen | 77 |
| Abbildung 4.2 | Versuchsaufbauskizzen | 78 |
| Abbildung 4.3 | PIV Flügel Maskierung | 80 |
| Abbildung 4.4 | Für Bildunterschrift, siehe nächstfolgende Seite | 83 |
| Abbildung 4.4 | Spektren verschiedener Flügelkonfigurationen | 84 |
| Abbildung 4.5 | Spektrogramme verschiedener Flügelkonfigurationen | 87 |
| Abbildung 4.6 | Mittelwerte PIV am Flügel | 88 |
| Abbildung 4.7 | Standardabweichungen PIV am Flügel | 90 |
| Abbildung 4.8 | Instantane PIV am Flügel | 91 |
| Abbildung 4.9 | Maximale Kreuzkorrelationsfunktion | 93 |
| Abbildung 4.10 | Temporale Kreuzkorrelationsfunktion | 94 |
| Abbildung 4.11 | Instantane Kreuzkorrelationsfunktion | 96 |

| | | |
|----------------|---|-----|
| Abbildung 4.12 | Maximale Kreuzkorrelationskoeffizienten | 98 |
| Abbildung 4.13 | Temporale Kreuzkorrelationskoeffizienten | 100 |
| Abbildung 4.14 | Instantane Kreuzkorrelationskoeffizienten | 101 |

TABELLENVERZEICHNIS

| | | |
|-------------|--|-----|
| Tabelle 3.1 | Ergebnisse der Mikrofonmessungen an Stäben | 37 |
| Tabelle a.1 | Messkonfigurationen Flügel | 111 |

EINLEITUNG

1.1 MOTIVATION

Wird ein Objekt von einer kontinuierlichen Strömung umströmt oder bewegt sich ein Objekt mit einer bestimmten Geschwindigkeit durch die Luft, so entstehen abhängig von der Geschwindigkeit der Strömung bzw. des Objekts, der Geometrie des Objekts und den äußeren Bedingungen Schallquellen, die Schalldruck- und Schallschnelleschwankungen in die Umgebung emittieren. Hervorgerufen werden diese Schallquellen durch die Wechselwirkung der Strömung mit dem Objekt und den daraus entstehenden Wirbelstrukturen. Die Untersuchung dieser Wechselwirkung und die mathematische Beschreibung der zugrundeliegenden Zusammenhänge finden in dem Gebiet der Aeroakustik statt.

Möchte man aeroakustische Phänomene auf experimentellem Wege untersuchen, so hat sich gezeigt, dass die Messung einer einzelnen physikalischen Größe meist nicht ausreichend Informationen über die Zusammenhänge des Gesamtprozesses liefert. Es lässt sich z.B. der emittierte Schalldruck im Fernfeld mittels Mikrofonen oder Mikrofon-Arrays aufzeichnen, was Erkenntnisse über die Lautstärke, die spektrale Verteilung sowie sogar mitunter dem Ort der Schallquellen einbringt. Jedoch sind Rückschlüsse auf die Entstehung und die Ursachen der Schallquellen allein auf Basis derartiger Messungen nur bedingt möglich. Gleichmaßen bieten zwar diverse Messmethoden die Möglichkeit, teils sehr detailliert die Strömungsvorgänge im Bereich eines Strömungskörpers zu untersuchen. Allerdings sind Aussagen über Ort und Stärke von Schallquellen nur mittels Strömungsinformationen meist sehr schwierig zu treffen. Daher hat sich bei der Untersuchung aeroakustischer Strömungsphänomene gezeigt, dass die Synchronisation zweier Messverfahren, mittels derer simultan sowohl Nahfeld- als auch Fernfeldinformationen erhalten werden, eine zielführende Methode ist, um die Verknüpfung von auftretenden Strömungsstrukturen mit den hervorgerufenen Schallereignissen analysieren zu können.

In der vorliegenden Arbeit werden als synchronisierte Messtechniken zum einen die Particle Image Velocimetry (PIV), welche eine berührungslose Messung von Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb einer festgelegten Ebene oder eines Volumens in einer Strömung ermöglicht, und zum anderen Mikrofone verwendet, die im akustischen Fernfeld die Druckfluktuationen aufzeichnen. Ein zentrales Analyseverfahren stellt die Kreuzkorrelationsberechnung zwischen den synchron aufgezeichneten Daten der Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen dar, die detaillierte Aussagen über die statistischen Zusammenhänge der aeroakustischen Vorgänge bietet. Hierbei ist eine grundlegende Fragestellung, wie die durch einen Strömungskörper in einer Strömung

erzeugten Strömungsstrukturen mit der Schallemission und -ausbreitung zusammenhängen. Gleichmaßen ist auch das tiefer gehende Verständnis der Kreuzkorrelationsfunktion hinsichtlich der quantitativen Vergleichbarkeit mit akustischen Größen wie der Schallschnelle und der Schallintensität von großem Interesse.

Als Untersuchungsobjekte dienen in dieser Arbeit sowohl ortsfest angebrachte, stumpfe Körper in Form von Stäben mit unterschiedlichen Geometrien als auch ein periodisch oszillierender Tragflügel. Alle Strömungskörper wurden einer laminaren Windkanalströmung innerhalb eines schallarmen Messraums ausgesetzt, welcher anechoische Bedingungen für aeroakustische Untersuchungen bietet. Die Stäbe stellen durch ihre charakteristische Schallabstrahlung, welche durch periodische Wirbelablösung, der sog. Kármánschen Wirbelstraße, bedingt wird und sich durch ihre dipolartigen Eigenschaften auszeichnet, hervorragende Versuchsobjekte zur Untersuchung der Schallquellenentstehung und der damit verbundenen Schallausbreitung dar. Einerseits existieren in der Literatur bereits eine Vielzahl an unterschiedlichen Studien hinsichtlich der Stabumströmung und deren Eigenschaften, mit denen sich die beobachteten Strömungscharakteristika vergleichen lassen. Andererseits bietet die Theorie der Aeroakustik eine gute Basis zur Erstellung von analytischen Modellen für diesen Strömungsfall, die zum Abgleich und zur Bewertung der erzielten Kreuzkorrelationsergebnisse verwendet werden können. Die Herausforderung der vorliegenden Untersuchung besteht darin, die Generierung und Ausbreitung der Schallschnelleschwankungen vom Quellgebiet bis ins akustische Fernfeld experimentell nachzuverfolgen und mit den theoretischen Vorhersagen zu validieren. Die Berechnung einer generalisierten Schallintensität auf Basis der gewonnenen Kreuzkorrelationsfunktion bietet darüber hinaus eine vielversprechende Methode zur Identifizierung derjenigen Bereiche im Strömungsfeld, in denen effektiv Schallquellen erzeugt werden. Ein möglichst generisches Versuchsobjekt wie Stäbe sind hierbei von großem Vorteil aufgrund ihrer stark tonal geprägten Schallabstrahlung.

Der oszillierende Tragflügel stellt hingegen eine gänzlich neue Herausforderung aus aerakustischer Sicht dar. Durch die periodische Bewegung entsteht ein zusätzlicher Freiheitsgrad im gesamten System, was zu fortwährenden Veränderungen der vorherrschenden Strömungsbedingungen führt und somit die Strömungsvorgänge und die der Schallemission deutlich komplexer macht. Oszillierende Tragflügelbewegungen spielen vor allem in den Gebieten des Hubschrauberfluges und des Betriebs von Windkraftanlagen eine bedeutende Rolle. Besonders der Prozess des dynamischen Strömungsabrisses, der auftritt, wenn der momentane Anstellwinkel des Tragflügels den Punkt des maximalen Auftriebs überschreitet, bevor der Flügel wieder die Abwärtsbewegung ausführt, wird bis heute intensiv untersucht. Bei der vorliegenden Studie sollen hinsichtlich des oszillierenden Tragflügels die Fragen geklärt werden, ob mit der verwendeten Messmethode trotz der zusätzlichen Bewegung statistisch aussagekräftige Kreuzkorrelationsergebnisse erzielt und ob Strömungsstrukturen, die während der unterschiedlichen Phasen der Oszil-

lationsbewegung auftreten, charakteristischen Schallereignissen zugeordnet werden können. Eine detaillierte Übersicht über die jeweiligen Zielsetzungen und wissenschaftlichen Fragestellungen bezüglich der zwei aufgeführten Experimente befindet sich in Abschnitt 1.3.

1.2 STAND DER TECHNIK

1.2.1 Aeroakustik und synchronisierte Messverfahren

Im Bereich der Aeroakustik sind mit den Arbeiten von Lighthill (1952, 1954) die Grundlagen für das Verständnis der Schallentstehung in turbulenten Strömungen gelegt worden. Mittels seiner Umformung der strömungsmechanischen Grundgleichungen in eine inhomogene Wellengleichung ist ohne Einschränkung der Allgemeinheit eine vollständige Beschreibung der Dichte- und Geschwindigkeitsfluktuationen im Nah- und Fernfeld der Strömung möglich. Ergänzende Analogien folgten bspw. von Proudman (1952), in der eine Näherungslösung der Lighthill-Gleichung dargelegt wird, von Curle (1955), wo zusätzlich die Betrachtung von Berandungen miteinbezogen wird, oder von Ffowcs Williams und Hawkings (1969), der die Lighthill-Curle Theorie um den Aspekt der beliebigen konvektiven Bewegung ergänzte.

Eine der wesentlichen, der vorliegenden Arbeit zugrundeliegende Methode, nämlich die Berechnung der Kreuzkorrelation zwischen einer Nahfeldgröße und Druckschwankungen im Fernfeld, wurde erstmals von Clark und Ribner (1969) mittels synchronisierter Mikrofon- und Kraftmessung an einem umströmten Tragflügel angewendet. Dieses Vorgehen, kausale Zusammenhänge zwischen Nah- und Fernfelddaten abzuleiten, ist in späteren Arbeiten von Rackl (1973) und Siddon (1974) als *causality correlation* bezeichnet worden. Bei den in diesen Jahren durchgeführten Untersuchungen zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der Schallabstrahlung sowie deren Quellverteilung und den auftretenden Kräften und Lasten an einem Flügel (Clark und Ribner, 1969; Siddon, 1973) oder den turbulenten Strömungsstrukturen in einem Freistrahle (Lee und Ribner, 1972; Meecham und Hurdle, 1974; Rackl und Siddon, 1979; Siddon, 1974) wurden zur Erfassung der Nahfeldgröße (Druck- oder Geschwindigkeitsfluktuationen) in der Strömung invasive Messmethoden wie Hitzdrahtsonden oder Mikrofone genutzt. Sowohl Siddon (1974) als auch Rackl und Siddon (1979) weisen hierbei auf die damit verbundene Problematik der sog. *probe contamination* hin, d.h. eine Messsonde, wie etwa ein Hitzdraht oder ein Mikrofon, kann - eingebracht in der Strömung - selbst zur Geräusch- bzw. Turbulenzentwicklung und somit zu Fehlern bei der Korrelationsberechnung beitragen.

Um die Problematik der *probe contamination* zu vermeiden, wurden in späteren Untersuchungen zur Messung der Nahfeldgröße optische, nicht-invasive Messtechniken, wie etwa die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) (Richarz, 1980; Schaffar, 1979), molekulare Rayleigh-Streuung (Panda und Seasholtz, 2002; Panda, Seasholtz und Elam, 2005) oder die PIV-Technik (Henning, Kaepernick u. a., 2008; Henning, Koop und Ehrenfried, 2010; Henning, Wre-

de und Geisler, 2012) eingesetzt. Hauptuntersuchungsobjekt war in diesen Arbeiten vorwiegend der sub-, trans- und/oder supersonische Freistrahler, der hinsichtlich des Ortes der Schallentstehung und den damit verbundenen Strömungsstrukturen vermessen wurde. Zwar konnten in diesen Arbeiten wesentliche Strömungsmechanismen identifiziert werden, wie etwa eine starke Scherung an den Düsenberandungen oder kohärente, entlang der Freistrahlerachse alternierende Strukturen, die mit der Schallentstehung und -ausbreitung einen linearen Zusammenhang aufweisen. Jedoch ist es bis heute weiterhin eine große Herausforderung die essentiellen Schallgrößen wie die Schallschnelle oder die Schallintensität in turbulenten Strömungen zu vermessen und deren Ausbreitung nachzuverfolgen.

Die Messung der Schallschnelle in ruhender Luft erfolgt meist mittels p-u-Sensoren (de Bree, 2003; Jacobsen und de Bree, 2005) oder der Zweimikrofontechnik (de Bree u. a., 1999; Jacobsen und de Bree, 2005). Die Schallschnelle wird dabei aus dem Druckgradienten abgeleitet, der mit Hilfe einer Finite-Differenzen-Approximation berechnet wird. Die Genauigkeit dieses Ansatzes unterliegt Fehlern in der Finite-Differenzen-Näherung und der Phasen Anpassungen in der Instrumentierung. Da der optimale Abstand zwischen den Mikrofonen von der akustischen Wellenlänge abhängt, ist dieses Messprinzip in der Regel auf einen bestimmten Frequenzbereich beschränkt, der von vornherein bekannt sein muss. Bei geeigneten Frequenzen bestimmt das Verfahren jedoch Druck und Geschwindigkeit im Fernfeld mit guter Genauigkeit. All diese Methoden haben jedoch den gravierenden Nachteil sobald Strömungen an der Schallerzeugung beteiligt sind, da die Sensoren invasiv sind und selbst zur Lärmproduktion beitragen bzw. das gemessene Ergebnis verfälschen, wenn sie der Strömung ausgesetzt werden. Folglich ist eine aussagekräftige Messung der Schallschnelle in Bereichen mit turbulenten Strömungsschwankungen mittels der genannten Messmethoden nur sehr schwer möglich.

In der vorliegenden Arbeit soll daher anhand der synchronen und berührungslosen Messung von Geschwindigkeitsschwankungen im Nahfeld mittels der PIV und Druckfluktuationen im Fernfeld mit Hilfe von Mikrofonen durch Anwendung der *causality correlation* eine alternative Methode zur Vermessung der Schallschnelle in turbulenten Strömungen angewendet werden (Siegel u. a., 2020). Die Basis hierfür bildet dabei die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den beiden Messgrößen, welche durch eine geeignete Skalierung als Ersatzgröße für die Schallschnelle in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Mittels der bildgebenden PIV-Messtechnik ist man in der Lage, in frei wählbaren Ebenen innerhalb der Strömung berührungslos ortsaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen durchzuführen. Dadurch lässt sich eine verhältnismäßig hohe räumliche Auflösung der Kreuzkorrelationsfunktion innerhalb kurzer Zeit erzielen. In Kombination mit der hohen zeitlichen Auflösung der Mikrofonmessungen kann dadurch zusätzlich eine Analyse der Raum-Zeit-Entwicklung der Kreuzkorrelationsergebnisse durchgeführt werden, um Rückschlüsse auf das konvektive Verhalten der am Schallemissionsprozess beteiligten kohärenten Strukturen ziehen zu können (Henning, 2012).

1.2.2 Anwendungen der PIV-Messtechnik in der Aeroakustik

Aufgrund seiner ortsauflösenden und nicht-invasiven Eigenschaften ist die PIV-Methode in den vergangenen Jahren eine weit verbreitete Messtechnik bei der experimentellen Untersuchung von Strömungseigenschaften an verschiedensten Konfigurationen geworden. Hierbei haben sich mit fortschreitender Technologie unterschiedliche Verfahren etabliert, die je nach Anspruch und Durchführbarkeit variiert werden. Die Messung von zwei Geschwindigkeitskomponenten in einer Messebene bezeichnet man als Mono-PIV, welche die anfängliche Standardmethode der PIV-Technik kennzeichnet (Adrian und Yao, 1985). Die Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten in einer Ebene ist mittels der Stereo-PIV-Technik möglich (Willert, 1997). Eine Erweiterung dieser Methode stellt die Multiplane-Stereo-PIV dar (Kähler und Kompenhans, 2000), mit der man den vollständigen Geschwindigkeitsgradiententensor bestimmen kann. Als abschließende Entwicklung kann die Tomo-PIV (Elsinga u. a., 2006) angesehen werden, die die Messungen eines kompletten Geschwindigkeitsfeldes in einem Volumen ermöglicht. Jede dieser Methoden ist zudem aufgrund der heute stark beschleunigten Datenverarbeitung auch zeitauflösend anwendbar.

Im Bereich der Aeroakustik weist die Anwendung der PIV-Technik zur Bestimmung der abgestrahlten Schalleistung und Identifizierung von Schallquellenmechanismen erst eine verhältnismäßig kurze Historie auf und kann daher als noch recht junge Disziplin mit viel Entwicklungspotenzial betrachtet werden. In den meisten Fällen wurde die zeitaufgelöste PIV-Technik für aeroakustische Untersuchungen verwendet. Zum Beispiel wird in den Arbeiten von Koschatzky u. a. (2011) und Pröbsting, Serpieri und Scarano (2013) der Versuch unternommen, akustische Emissionen an unterschiedlichen Strömungskörpern allein auf Grundlage von (zeitaufgelösten) Hochgeschwindigkeits-PIV (HSPIV) Messungen zu ermitteln. In diesen Arbeiten wird jedoch darauf hingewiesen, dass die direkte Auflösung von akustischen Druckfluktuationen rein aus den PIV-Daten nicht möglich ist, da diese von den fluiddynamischen Druckfluktuationen, welche die akustischen um mehrere Größenordnungen übertreffen, überlagert werden. Durch die Anwendung von akustischen Analogien, wie im Beispiel von Koschatzky u. a. (2011) der Analogie von Curle (1955), und Vergleiche von Strömungseigenschaften aus den HSPIV-Daten mit Mikrofonmessungen wurde die abgestrahlte Schalleistungen berechnet, was jedoch mit Ungenauigkeit mit bis zu 4 dB behaftet ist (Koschatzky u. a., 2011).

In den Arbeiten von Fischer, Sauvage und Roehle (2008), Guertler u. a. (2016) und Hann und Greated (1997) wurde auf Basis der PIV die Ausbreitung der Schallschnelle in schmalen Röhren oder kleinen, quaderförmigen Testkammern untersucht. Hierbei wurde mittels eines Lautsprechers ein akustisches Feld erzeugt, welches dann durch synchronisierte Taktung der PIV-Aufnahmefrequenz vermessen wurde. Auf diesem Wege konnten die Autoren dann das Ausbreitungs- und Abklingverhalten der Schallschnelle für unterschiedliche Frequenzen und Schallpegel nachverfolgen. Dieses Konzept

funktioniert jedoch nur, solange die Frequenz der Schallwelle im Vorhinein bekannt und keine turbulente Strömung um ein sich in der Testkammer befindliches Objekt vorhanden ist. Daher ist eine Anwendung dieses Messprinzips für Untersuchungsobjekte und Strömungsbedingungen wie in der vorliegenden Arbeit nicht geeignet.

Weitere Arbeiten von Schröder, Herr u. a. (2005) und Schröder, Geisler u. a. (2014) beschäftigten sich mit der Erforschung der Schallentstehung an einer Flügelhinterkante respektive einem realen Flugzeugtriebwerk auf Grundlage von zeitaufgelösten PIV- und dazu synchron durchgeführten Mikrofonmessungen mit Anwendung der *causality-correlation*. Hierbei ist jedoch auf die statistische Unabhängigkeit der direkt aufeinander folgenden Messung der Geschwindigkeitsfelder hinzuweisen (Henning, 2012), die eine hinreichend niedrige Abtastrate der PIV-Aufnahme erfordert, was bei HSPIV-Messungen nicht gegeben ist. Es ergeben sich bei dieser Methode eine große Anzahl von statistisch abhängigen und somit redundanten Geschwindigkeitsfeldern, die die Sinnhaftigkeit einer zeitaufgelösten PIV-Messung für die Anwendung der *causality-correlation* in Frage stellt. In der vorliegende Arbeit wird daher die PIV-Messung mit einer vergleichsweise niedrigen Bildrate durchgeführt und dabei eine erhöhte Messzeit in Kauf genommen, da für eine aussagekräftige Statistik eine hohe Anzahl ein statistisch unabhängigen Schnappschüssen aufgenommen werden muss.

1.2.3 Untersuchungen an stationären, stumpfen Körpern

Der experimentelle, generische Fall, der hier untersucht wird, ist die Umströmung unterschiedlicher Stäbe für eine Reynoldszahl von $Re = U_\infty d / \nu = 60000$, basierend auf der charakteristischen Länge $d = 0,015$ m der Stäbe und der verwendeten, freien Anströmungsgeschwindigkeit $U_\infty = 60$ m s⁻¹. Derartige Untersuchungsobjekte sind in der Literatur für einen breiten Bereich von Reynoldszahlen gut dokumentiert. Es ist bekannt, dass die Strömung durch eine periodische Wirbelablösung und ein starkes tonales Geräusch mit der Ablösefrequenz f der Wirbel gekennzeichnet ist (Williamson, 1996). Diese Frequenz wird gewöhnlich mit der Strouhal-Zahl $St = fd / U_\infty$ in Verbindung gebracht, die für $300 < Re < 100000$ nahezu konstant bei etwa $St = 0,21$ für runde, zylindrische Stäbe liegt (siehe Abb. 1.1). Etkin, Korbacher und Keefe (1957) weisen darauf hin, dass die akustischen Wellen dieser prägnanten Töne hauptsächlich in einer Richtung senkrecht zur Strömung abstrahlen, während sich eine Welle mit der doppelten Frequenz vorwiegend in Strömungsrichtung ausbreitet. Eine physikalische Erklärung für diese Beobachtung liefert Curle (1955), der die akustische Analogie von Lighthill (1952) erweitert, indem er den Einfluss von Festkörpergrenzen auf das Schallfeld berücksichtigt. Er geht davon aus, dass akustische Dipole mit einer akustischen Intensität, die proportional zur dritten Potenz der Machzahl ist, das resultierende Schallfeld dominieren, wenn feste Grenzen vorhanden sind. In freien, turbulenten Strömungen dominieren hingegen Quadrupole das Schallfeld (Lighthill, 1952), deren Intensität proportional zur fünften Potenz der Machzahl ist. Für Strö-

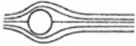






| Reynolds-Zahl-Bereich | Strömungsbereich | Strömungsform | Strömungscharakteristik | Strouhal-Zahl Sr | Widerstandsbeiwert c_W |
|--|--|---|--|---------------------------|---|
| $Re \rightarrow 0$ | schleichende Strömung |  | stationär, kein Nachlauf | - | siehe Bild 1.12 |
| $3 - 4 < Re < 30 - 40$ | Wirbelpaar im Nachlauf |  | stationär, Ablösung symmetrisch | - | $1,59 < c_W < 4,52$ ($Re = 30$) ($Re = 4$) |
| $30 < Re < \frac{80}{90}$ | Einsetzen der Kármánschen Wirbelstraße |  | laminar, Nachlauf instabil | - | $1,17 < c_W < 1,59$ ($Re = 100$) ($Re = 30$) |
| $\frac{80}{90} < Re < \frac{150}{300}$ | reine Kármánsche Wirbelstraße |  | Kármánsche Wirbelstraße | $0,14 < Sr < 0,21$ | |
| $\frac{150}{300} < Re < \frac{10^5}{1,3 \cdot 10^5}$ | unterkritischer Bereich |  | laminarer Nah-Nachlauf mit Wirbelstraßen-Instabilität | $Sr = 0,21$ | $c_W \approx 1,2$ |
| $\frac{10^5}{1,3 \cdot 10^5} < Re < 3,5 \cdot 10^6$ | kritischer Bereich |  | laminare Ablösung, turbulentes Anlegen turbulente Ablösung, turbulenter Nachlauf | keine bevorzugte Frequenz | $0,2 < c_W < 1,2$ |
| $3,5 \cdot 10^6 < Re$ | überkritischer Bereich (transkritisch) |  | turbulente Ablösung | $0,25 < Sr < 0,30$ | $c_W \approx 0,6$ |

Abbildung 1.1: Reynoldszahl abhängige Strömungsbereiche beim Kreiszyylinder nach Schlichting und Gersten (2006).

mungen um ein Objekt, wie z.B. dem Zylinder, mit Mach-Zahlen kleiner als eins, folgt daraus, dass akustische Dipole aufgrund ihrer Wechselwirkung mit der festen Begrenzung die Hauptschallquellen sind (Curle, 1955).

Es ist zu beachten, dass die Frequenz des von Quadrupolen erzeugten Schalls doppelt so hoch ist wie die Frequenz der Geschwindigkeitsschwankungen. Im Gegensatz dazu entspricht die Frequenz des Schalls, der durch fluktuierende Kräfte an festen Grenzen erzeugt wird, der Frequenz des fluktuierenden Geschwindigkeitsfeldes. Eine weitere Ergänzung der akustischen Analogie ist die Arbeit von Ffowcs Williams und Hawkins (1969), die beliebig bewegte Oberflächen berücksichtigt. Sie zeigt auch, dass Dipolstrahler die dominierenden Schallquellen für Unterschallströmungen sind, wenn die Strömung mit den Oberflächen interagiert. Zusätzlich erzeugt die Bewegung der Oberfläche einen Volumenverschiebungseffekt, der durch das Vorhandensein von Monopolquellen dargestellt wird. In der vorliegenden Studie wird der Vergleich mit Dipol-Schallquellenmodellen durchgeführt, um die Qualität und Zuverlässigkeit der gemessenen Kreuzkorrelationsergebnisse am Beispiel der Stabumströmung bewerten und interpretieren zu können.

Abhängig von der Reynoldszahl ist die hier untersuchte Strömung um die verschiedenen Zylinder und Stäbe entweder zweidimensional (2D) oder dreidimensional (3D). Für kleine Reynoldszahlen ($Re < 200$) kann eine kohärente Ablösung der Wirbel in spannweitischer Richtung angenommen werden (Williamson, 1996), so dass eine 2D-Betrachtung der physikalischen Vorgänge angemessen ist. Mit höherer Reynoldszahl lösen die Wirbelstrukturen an verschiedenen Stellen zu unterschiedlichen Zeitpunkten vom Stab ab, so dass die Strömung dreidimensional wird. Die Auswirkungen der verschiedenen aerodynamischen Prozesse wie der Scherschichteffekte an den Zylinder- bzw. Stabseiten sowie der Prozess der Wirbelbildung auf die aeroakustische Schallabstrahlung bedürfen jedoch noch weiterer Forschung.

Des Weiteren wurde in der Literatur beobachtet, dass die von Zylindern bzw. Stäben abschwimmenden Wirbelstrukturen mit einer gewissen Konvektionsgeschwindigkeit der Strömung im Nachlauf folgen. Wie in den Untersuchungen von Bloor und Gerrard (1966) sowie Zhou und Antonia (1992) mittels Hitzdrahtmessungen oder später von Lin und Hsieh (2003) mittels LDA-Messungen im Nachlauf gezeigt werden konnte, ist diese Konvektionsgeschwindigkeit während der Beschleunigungsphase sowohl orts- als auch Reynoldszahl-abhängig. Mit zunehmendem Abstand der Wirbel zum Zylinder konnte jedoch ein generelles, asymptotisches Verhalten der Konvektionsgeschwindigkeit unabhängig der Geometrie der Stäbe und der Reynoldszahl nachgewiesen werden (Lin und Hsieh, 2003; Nakagawa, Nitta und Senda, 1999; Zhou und Antonia, 1992). Ein mathematischer Zusammenhang zwischen dem Wirbelabstand und der Konvektionsgeschwindigkeit für kreisförmige Zylinder findet sich in der Arbeit von Howe (1998), in der ebenfalls eine konstante Konvektionsgeschwindigkeit im fernereren Nachlauf angenommen wird.

Für die in dieser Studie verwendete Reynoldszahl $Re = 60000$ bei der Umströmung der untersuchten Zylinder- bzw. Stabkonfigurationen kann davon ausgegangen werden, dass sowohl 2D-Effekte in Form von partiell spannungweitig kohärenter Ablösung als auch 3D-Strömungsgebiete durch lokale, inkohärente Wirbelablösungen nebeneinander auftreten. Nach den oben aufgeführten Beschreibungen in den Arbeiten von Curle (1955) und Ffowcs Williams und Hawkings (1969) folgt, dass die Wechselwirkung des Strömungsfeldes mit den Zylindern bzw. Stäben hauptsächlich Dipolquellen erzeugt. Um zu belegen, dass die Kreuzkorrelationsfunktion die Verteilung der Schallschnelle widerspiegelt, wird diese mit analytischen Modellen von 2D- und 3D-Dipolquellen verglichen. Dabei spiegelt die 2D-Dipolquelle die Schallabstrahlung eines Drahtes wider, der senkrecht zu seiner Achse periodisch hin und her schwingt und eine in Spannweitenrichtung der Periodizität entsprechend kohärente Wirbelablösung induziert. Ergänzend dazu wird für das analytische 3D-Modell eine hin- und herschwingende Kugel als Modellvorstellung für einen Dipol angenommen, der eine lokale periodische Wirbelablösung widerspiegelt.

1.2.4 Untersuchungen an nickenden Tragflügeln

Die oben vorgestellten Untersuchungen beschäftigten sich ausnahmslos mit starren Versuchsaufbauten, bei denen - abgesehen von der Strömung - keinerlei Elemente während einer Messung bewegt wurden. Bei dem zweiten in der vorliegenden Arbeit diskutierten Experiment kommt dagegen ein periodisch schwingender Flügel zum Einsatz, wodurch ein zusätzlicher Freiheitsgrad/Parameter bei der Bewertung der aeroakustischen Effekte mit berücksichtigt werden muss. Vor allem ist das Wechselspiel zwischen der akustischen Schallabstrahlung mit der sich periodisch verändernden Aerodynamik des Flügelprofils, den damit verbundenen Quellmechanismen der Schallentstehung und den auftretenden kohärenten Strukturen von großem

Interesse.

Wenn der Anstellwinkel eines Flügelprofils einen bestimmten Wert überschreitet, kommt es zur Strömungsablösung am Flügelprofil, was mit einem erheblichen Verlust des Auftriebs verbunden ist (McAlister, L. W. Carr und McCroskey, 1978). Dieser kritische Winkel wird als statischer Strömungsabrisswinkel bezeichnet. Dynamische Nickschwingungen bis zu Anstellwinkeln jenseits dieser statischen Grenze können zu periodischer Ablösung und Wiederanlagerung der Strömung bzw. zum dynamischen Strömungsabriss führen. Der dynamische Strömungsabriss ist mit der Bildung und dem Ablösen von großflächigen Wirbeln und einem verzögerten Einsetzen der Strömungsablösung im Vergleich zum statischen Strömungsabriss verbunden (L. W. Carr, 1988; McAlister, L. W. Carr und McCroskey, 1978; McCroskey, 1981).

Im Bereich der Aerodynamik sind in der Vergangenheit bereits tiefgehende Erkenntnisse bezüglich des Strömungsverhaltens und den damit einhergehenden Variationen der Auftriebs- und Nickmomentenbeiwerte beim Oszillationsprozess von Flügeln gewonnen worden (Mulleners, 2010; Mulleners, Pape u. a., 2012; Mulleners und Raffel, 2012, 2013). Die Untersuchungen fanden sowohl auf Basis der zeitaufgelösten PIV als auch instationärer Druckmessungen an in Strömungen oszillierenden Flügeln statt und hatten als Hauptaugenmerk die zeitliche Entwicklung des dynamischen Strömungsabrisses. Hierbei konnten der dynamische Strömungsabriss durch Kombination von Euler'schen Wirbelidentifikationsverfahren, Lagrange'sche kohärente Strukturanalyse und der Methode der Proper Orthogonal Decomposition (POD) in mehrere Stadien unterteilt werden (L. W. Carr, McAlister und McCroskey, 1977; Doligalski, C. R. Smith und Walker, 1994; Mulleners und Raffel, 2013), die sich je nach Phasenwinkel des Oszillationsprozesses durch unterschiedliche Strömungszustände und kohärente Strukturen auszeichnen. Auf der Grundlage von Geschwindigkeitsfeldmessungen mit Hilfe der PIV wurden für Reynoldszahlen zwischen $3,7 \cdot 10^5$ und $9,2 \cdot 10^5$ zusätzliche Details der Entwicklung des dynamischen Strömungsabrisses an periodisch schwingenden Flügeln identifiziert (Mulleners und Raffel, 2013; Raffel, Kompenhans und Wernert, 1995; Zanotti u. a., 2014), die zur Einführung des Konzepts des Lebenszyklus des dynamischen Strömungsabrisses führten (siehe Abb. 1.2).

Der in Abbildung 1.2 skizzierte Zyklus beginnt bei mäßigen Anstellwinkeln mit dem Stadium der anliegenden Strömung (Abb. 1.2 a). Mit zunehmendem Anstellwinkel entsteht auf der Saugseite des Flügelprofils eine Strömungsumkehr auf der Saugseite des Flügels (Abb. 1.2 b). Abhängig von der Profilform äußert sich die Strömungsabrissentwicklung entweder durch eine Aufwärtsbewegung des Hinterkantenablösungsbereichs oder durch ein Aufrollen der Scherschicht (Abb. 1.2 c) (Degani, Walker und F. T. Smith, 1998; Gupta und Ansell, 2017; Reynolds und Lawrence W. Carr, 1992). Die Ablösung eines primären großskaligen Wirbels markiert den Beginn des vollständigen Strömungsabrisses (Abb. 1.2 d) (Mulleners und Raffel, 2012; Obabko und Cassel, 2002). Während des Abnicksens des Profils bleibt die Strömung vollständig abgelöst (Abb. 1.2 e), bis niedrigere Anstellwinkel erreicht werden und sich die Strömung wieder anlegt (Abb. 1.2 f).

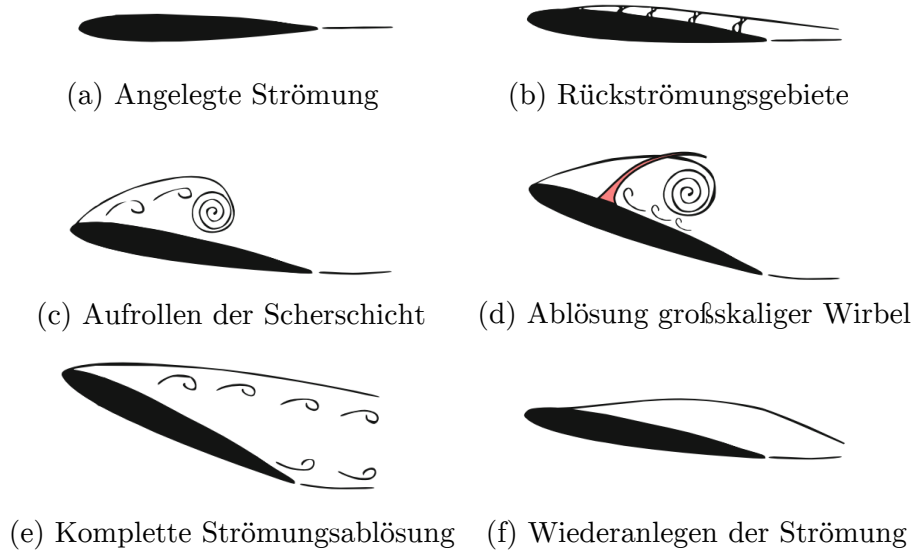


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Lebenszyklus' des dynamischen Strömungsabrisses nach Mulleners und Raffel (2013).

Die Auswirkungen der charakteristischen Strömungsmerkmale, die mit dem dynamischen Strömungsabriss verbunden sind, auf die dynamischen Lasten und insbesondere auf die Lärmemission sind noch nicht vollständig geklärt. Sie bleiben ein wichtiges Forschungsthema im Bereich der Hubschrauber- und Windturbinen-Aerodynamik. Bei Windkraftanlagen ist das Nicken der Rotorblätter - und das damit verbundene Phänomen des dynamischen Strömungsabrisses - ein wichtiger Kontrollmechanismus zur Lastreduzierung (Bossanyi, 2003; Petrovic, 2008). Bisher haben sich die meisten Studien auf die aerodynamischen oder aeroelastischen Effekte dieses Prozesses konzentriert. Der aeroakustische Effekt des dynamischen Strömungsabrisses wurde bisher nicht mit dem gleichen Aufwand erforscht. Aufgrund der sich ändernden Strömungseigenschaften während der Nickbewegung treten verschiedene Lärmmechanismen auf, darunter Strömungs-Oberflächen-Wechselwirkungen sowie Nah- und Fernfeldeinflüsse (Manela, 2013).

In Abbildung 1.3 sind basierend auf den Arbeiten von T. F. Brooks, Pope und Marcolini, 1989 die wesentlichen Schallquellmechanismen, die an Tragflügeln auftreten können, dargestellt. Die Hinterkantengeräusche, hervorgerufen entweder durch eine turbulente Grenzschicht oder einer periodischen Wirbelablösung an der Hinterkante, gelten als die dominierende Geräuschquelle von Windkraftanlagen (T. F. Brooks und Humphreys Jr., 2003; Oerlemans und Migliore, 2004; Wolf u. a., 2014). Wenn die Flügelhinterkante infolge einer aktiven Klappen- oder Flügelprofilverstellbewegung verstellt wird, bewegt sich die Geräuschquelle entlang einer komplexen Trajektorie und interagiert mit der bewegten Blatthinterkante (Ffowcs Williams und Hawkins, 1969). Dies erschwert nicht nur die Lokalisierung und Charakterisierung der Lärmquelle, sondern auch die Charakteristik der Schallemission. Es wurden bereits verschiedene Konzepte und Prognosemodelle entwickelt, um die Schallemissi-

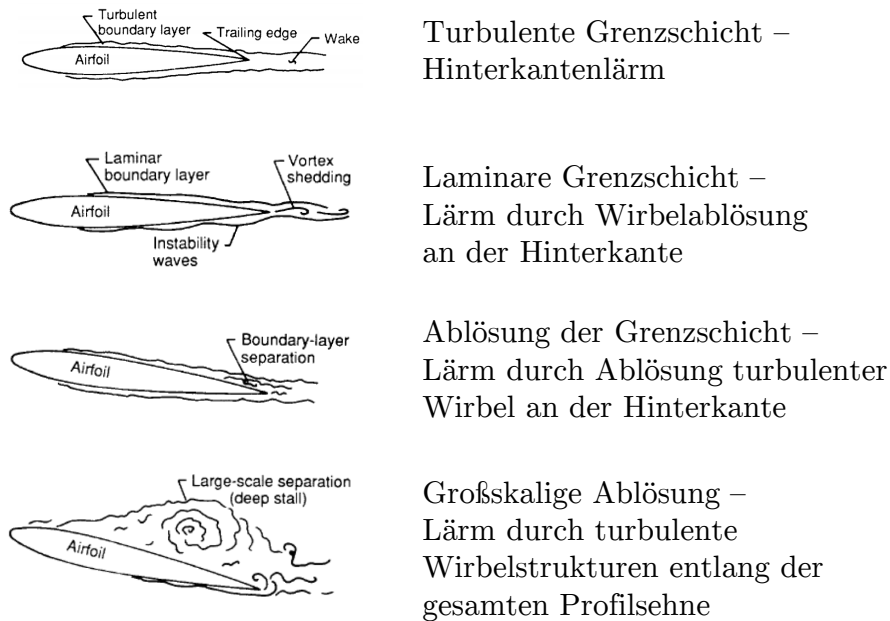


Abbildung 1.3: Schematische Darstellungen möglicher Schallquellmechanismen am Flügelprofil abhängig von den Strömungsbedingungen nach T. F. Brooks, Pope und Marcolini (1989).

sionen zu reduzieren, da für Windenergieanlagen in der Nähe von bewohnten Gebieten Lärmschutzauflagen eingehalten werden müssen (Doolan, Moreau und L. A. Brooks, 2012; Nagarajan, Hahn und Lele, 2006; Wolf u. a., 2014). In dieser Studie sollen die kohärenten Strömungsstrukturen, die mit den verschiedenen Stadien der dynamischen Strömungsabrissentwicklung verbunden sind, mit den in Abbildung 1.3 aufgeführten Eigengeräuschmechanismen eines Flügels verglichen und identifiziert werden. Erwartet werden vor allem Wirbelablösegeräusche ausgehend von der Hinterkante des Flügels und Ablösungsgeräusche aufgrund der großskaligen Ablösung von turbulenten Wirbelstrukturen entlang der gesamten Sehnenlänge des Flügels während des vollständigen Strömungsabrisses.

1.3 WISSENSCHAFTLICHE FRAGESTELLUNGEN

In der vorliegenden Arbeit sollen aeroakustische Phänomene und die damit verbundenen physikalischen Prozesse hinsichtlich der Schallentstehung und -ausbreitung sowie die Verknüpfung von kohärenten Strömungsstrukturen mit den akustischen Emissionen untersucht werden. Verwendet wird hierfür das berührungslose, synchrone Messverfahren der Geschwindigkeitsmessung innerhalb der Strömung mittels PIV und der Schalldruckerfassung im Fernfeld mittels Mikrofonen. Die Kreuzkorrelationsberechnung zwischen den aufgenommenen Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen soll hierbei den Zusammenhang zwischen den auftretenden Strömungsstrukturen und den Schallquellmechanismen liefern. Darüber hinaus soll die Vergleichbarkeit der

Kreuzkorrelationsfunktion mit akustischen Größen wie der Schallschnelle geklärt und die Belastbarkeit bzw. die Güte der erzielten Ergebnisse hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses in den verschiedenen Strömungsbereichen bewertet werden. Mit den Messungen an den verschiedenen Stäben sind dahingehenden folgende Zielsetzungen bzw. wissenschaftliche Fragestellungen verknüpft:

- Wie lässt sich mit Hilfe einer generalisierten Intensitätsanalyse die Quellregion der akustischen Emissionen auf Basis der Kreuzkorrelationsergebnisse identifizieren?
- Wie genau lässt sich das Ausbreitungsverhalten der akustischen Wellen von der Quellregion durch die Scherschicht der Windkanalströmung mit der ruhenden Luft des Messraums bis ins akustische Fernfeld mittels der synchronen Messtechnik bzw. der Kreuzkorrelationsanalyse nachverfolgen?
- Welche charakteristischen, kohärenten Strömungsstrukturen hängen mit den Schallquellmechanismen zusammen und wie beeinflussen diese Strukturen die Schallausbreitung?
- Welche akustischen Modelle können auf Basis der experimentellen Daten angewendet werden, um die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße für die Schallschnelle zu verifizieren?
- Wie lassen sich mittels eines kombinierten, analytischen Modells der Schallquellen und einer periodischen Wirbelstraße, dessen Eigenschaften auf den empirischen Daten basieren, die Kreuzkorrelationsergebnisse reproduzieren bzw. vorhersagen? In welchen Bereichen sind fluiddynamische Prozesse dominierend und in welchen akustische?

Mit diesem ersten Experiment sollen somit die grundlegenden Eigenschaften generischer, aeroakustischer Phänomene mittels der synchronen Messtechnik abgedeckt werden. Einen Schritt weiter gehen dann die Untersuchungen am oszillierenden Flügelprofil, bei denen folgende, weiterführende Fragen beantwortet werden sollen:

- Welche kohärenten Strömungsstrukturen, die mit der Schallentstehung und -ausbreitung verknüpft sind, können in welchen Bereichen des Strömungsfelds mittels der synchronen Messtechnik bei sich stets verändernden Strömungszuständen identifiziert werden?
- Welche charakteristischen Schallquellmechanismen können unterschiedlichen Flügelstellungen bzw. Phasenwinkeln zugeordnet werden?
- Welchen Einfluss haben Variationen der Oszillationsbewegung, der Anströmgeschwindigkeit und des Flügelsetups auf die Geräuschemission?

Somit sollen mit dem zweiten Experiment vor allem die erweiterten Anwendungsmöglichkeiten und Limitierungen der gewählten Messtechnik aufgezeigt werden. Neben der Evaluation der Messtechnik und der tiefergehenden

Interpretation der Kreuzkorrelationsergebnisse sind natürlich auch stets die grundlegenden physikalischen Prozesse der jeweiligen Strömungskonfiguration hinsichtlich sowohl der akustischen als auch der aerodynamischen Eigenschaften zu bewerten und mit der Literatur abzugleichen. Im Folgenden werden in Kapitel 2 zunächst die messtechnischen, theoretischen und mathematischen Grundlagen präsentiert, die zum Verständnis und zur Analyse der gewonnenen Daten und Ergebnisse notwendig sind. Die Untersuchungen an den unterschiedlichen Stäben bilden daraufhin in Kapitel 3 den ersten experimentellen Teil der Arbeit, der vor allem die Interpretation und Belastbarkeit der Kreuzkorrelationsdaten mittels des Vergleichs mit den analytischen Modellen hervorheben soll. Den zweiten Teil stellt dann die Studie am oszillierenden Flügelprofil in Kapitel 4 dar, welcher den Einfluss eines sich bewegenden Strömungssystems auf aeroakustische Vorgänge im Fokus hat. Abgeschlossen wird diese Arbeit mit Kapitel 5 durch eine Zusammenfassung der erzielten Erkenntnisse und einen Ausblick auf potentiell fortführende Studien.

2.1 PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY

Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein bildgebendes, berührungsloses Messverfahren, das in strömenden Fluiden orts aufgelöste Messungen von Geschwindigkeitsverteilungen in frei wählbaren Ebenen oder Volumina ermöglicht. Dazu werden dem Fluid lichtstreuende Partikel hinzugefügt, die der Strömung möglichst schlupffrei folgen. Diese Partikel werden mittels einer Lichtquelle, meist einem Laser, zweimal zeitlich dicht im Abstand Δt hintereinander beleuchtet. Das von den Partikel gestreute Licht wird dann mit mindestens einer Kamera aufgenommen, welche in der Lage ist, im sogenannten Doppelbildmodus betrieben zu werden. Die dabei aufgenommenen Paare von Partikelbildern werden anschließend in kleine, sich meist überlappende Abfragefenster unterteilt für die dann die Kreuzkorrelation zwischen den jeweiligen Grauwertverteilungen der zwei Bildausschnitte berechnet wird, um den Partikelversatz vom ersten zum zweiten Bild zu bestimmen. Mittels der Kenntnis des Zeitversatzes Δt zwischen den zwei Bildern und des Abbildungsmaßstabs, der aus einer geeigneten räumlichen Kalibrierung gewonnen wird, lässt sich schließlich aus dem ermittelten Partikelversatz für jeden Bildausschnitt ein Geschwindigkeitsvektor mit Richtung und Magnitude berechnen. Es ergeben sich somit räumlich und zeitlich gemittelte Verteilungen von Geschwindigkeitsvektoren, deren Verteilungsdichte abhängig ist von der Auflösung der verwendeten Kameras, der Geometrie des Versuchsaufbaus, der Größe des Beobachtungsfensters bzw. der Objektebene und letztlich der Größe der Abfragefenster. Einen detaillierten Überblick über die Eigenschaften und verschiedenen Varianten der PIV finden sich u.a. in Raffel, Willert u. a. (2007).

In der vorliegenden Arbeit kommen zwei Varianten der PIV zum Einsatz. Zum einen wird bei den Messungen an den verschiedenen Stäben die Mono-PIV angewendet, bei der mit einer einzelnen Kamera die Teilchenbewegungen innerhalb einer Objektebene beobachtet werden. Hierdurch erhält man Informationen über zwei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung innerhalb dieser Ebene (2D-2C). Für diesen Fall ist auch die Kalibrierung verhältnismäßig einfach durchführbar, da lediglich ein geeigneter Maßstab z.B. in Form eines Lineals oder Millimeterpapiers in den Fokusbereich der Kamera innerhalb der Objektebene eingebracht werden muss. Dadurch erhält man eine passende Skalierung der Teilchenverschiebungen bzw. einen Faktor für die Pixel der Kamera pro Millimeter. Die zweite Variante ist die Stereo-PIV, die bei den Messungen am oszillierenden Tragflügelprofil zum Einsatz kommt. Hierbei werden zwei Kameras verwendet, die idealerweise in einem Winkel von 90° zueinander die Teilchenbewegungen ebenfalls innerhalb einer

Lichtschnittebene aufnehmen. Aufgrund der geometrischen Anordnung der Kameras und der vorhandenen Lichtschnittdicke lassen sich mit einem derartigen Setup neben den beiden Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der Ebene zusätzlich die Komponente orthogonal zur Ebene bestimmen (2D-3C). Hierbei ist zu beachten, dass der Zeitversatz zwischen den Doppelbildern klein genug gewählt wird, dass die Partikel bei der vorherrschenden Anströmgeschwindigkeit nicht die Lichtschnittdicke innerhalb dieser Zeit komplett durchqueren können. Zudem ist bei der Stereo-PIV Variante die Kalibrierung aufwendiger, da neben der räumlichen Skalierung auch eine Tiefeninformation benötigt wird. Hierzu werden bspw. spezielle 3D-Gitter oder auf Glasscheiben aufgebrachte Gitterstrukturen verwendet, die im Fokusbereich der Kameras innerhalb der Messebene positioniert werden.

Hinsichtlich der Frequenzauflösung der PIV gibt es zwei wesentliche Limitierungsfaktoren. Zum einen ist dies die Pulsseparationszeit Δt , wodurch Frequenzen deutlich größer als $1/\Delta t$ nicht aufgelöst werden. Zum anderen haben die in dieser Arbeit verwendeten Di-Ethyl-Hexyl-Sebacinsäure-Ester (DEHS)-Partikel eine abgeschätzte Grenzfrequenz von etwa 15 kHz (Henning, 2012; Henning und Ehrenfried, 2007). Als limitierender Faktor der erzielbaren Dynamik der PIV hat sich neben beeinflussbaren Parametern wie der Partikelkonzentration oder der Pulsseparationszeit Δt vor allem die Größe der gewählten Abfragefenster herausgestellt (Henning, 2012; Henning und Ehrenfried, 2008) - je kleiner die Abfragefenster desto höher die Dynamik. Hierbei gilt es jedoch zu beachten, dass die Abfragefenster nicht beliebig klein gewählt werden können, da innerhalb eines Fensters mehrere Partikel oder Partikelmuster detektierbar sein müssen, um daraus eindeutig einen Geschwindigkeitsvektor berechnen zu können. Somit existiert hierdurch gleichzeitig auch ein Limit der erzielbaren räumlichen Auflösung.

Details zu den in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Aufbauten sowie den gewählten Parametern sowohl hinsichtlich der Aufnahme als auch der Auswertung der Partikelbilder finden sich in Kapitel 3.1 für die verschiedenen Stäbe bzw. in Kapitel 4.1 für das oszillierenden Tragflügelprofil.

2.2 KREUZKORRELATION

In der Abbildung 2.1 ist schematisch die simultane Messung von Schwankungsgrößen ψ' im Nahfeld mittels PIV und von Druckfluktuationen p' im Fernfeld mit Hilfe von Mikrofonen dargestellt. Um statistische Zusammenhänge zwischen den durch die PIV-Messungen erhaltenen Nahfeldschwankungen und den gleichzeitig mit Mikrofonen aufgezeichneten Druckfluktuationen auswerten zu können, wird in der vorliegenden Arbeit die Kreuzkorrelation zwischen diesen beiden Messgrößen bestimmt. Eine wesentliche Annahme in dieser Arbeit ist, dass die resultierende Kreuzkorrelationsfunktion auch als Ersatzgröße für die Schallschnelle verwendet werden kann, um die Eigenschaften der Schallausbreitung vom Quellbereich zum akustischen Fernfeld untersuchen und die Wechselwirkung zwischen den fluiddynamischen und

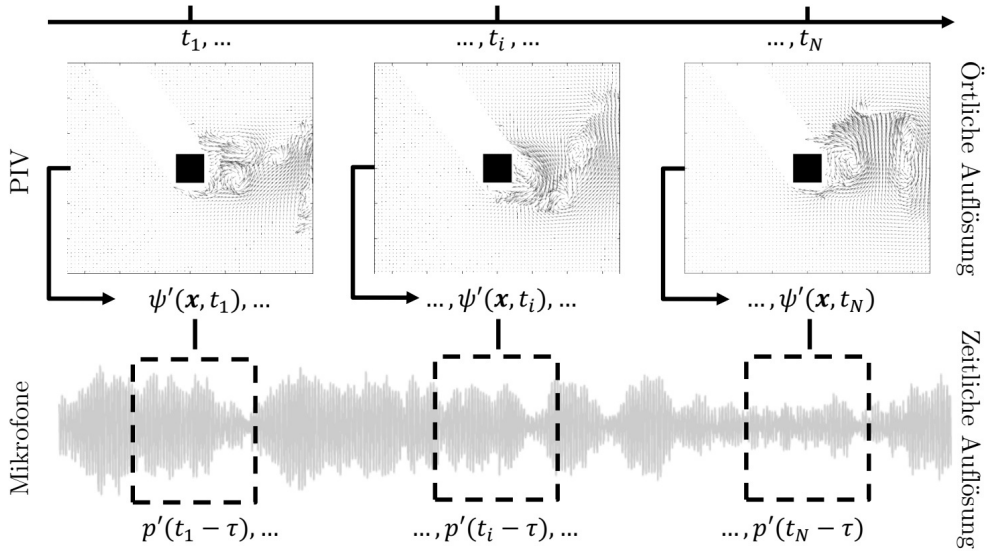


Abbildung 2.1: Schema zur Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Fluktuationen einer mittels PIV gemessenen Nahfeldgröße ψ' und den im Fernfeld mit einem Mikrofon aufgenommenen Druckfluktuationen p' .

akustischen Schwankungen analysieren zu können. Die Kreuzkorrelationsfunktion ist hier wie folgt definiert:

$$S_{p,\psi}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p'(t_i - \tau) \cdot \psi'(\mathbf{x}, t_i). \quad (2.1)$$

Die Variable ψ' , gemessen an den Positionen \mathbf{x} mittels PIV, zeigt die vom Mittelwert bereinigte Nahfeldgröße an, welche in der vorliegenden Arbeit eine Komponente der Geschwindigkeitsschwankungen (u', v', w') oder die Wirbelstärke ω_z ist. Letztere ist hier folgendermaßen definiert:

$$\omega_z = \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y}. \quad (2.2)$$

Die räumliche Auflösung der Kreuzkorrelationsfunktion ist hierbei durch die entsprechende Auflösung der PIV-Aufnahmen festgelegt. Die Summation in Gleichung 2.1 erfolgt über alle zu den diskreten Zeitpunkten t_i aufgenommenen PIV-Schnappschüsse N . Die Aussagekraft der resultierenden Korrelationsfunktion nimmt nach Henning (2012) mit der Anzahl der statistisch unabhängigen PIV-Schnappschüsse zu. Des Weiteren hängt die Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\psi}$ neben den Positionen \mathbf{x} der Geschwindigkeitsvektoren zusätzlich von der Variablen τ ab, welche den Zeitversatz zwischen der Aufnahme der Druckfluktuationen p' und ψ' angibt (vgl. Abb. 2.1). Anzumerken ist, dass dieser Zeitversatz ebenfalls in diskreten Zeitschritten $\tau = \tau_j = j/f_s$ vorliegt, wobei f_s die Abtastrate der Mikrofonmessungen ist. Die Variable j ist prinzipiell frei wählbar und bestimmt den betrachteten Zeitpunkt der Druckaufnahmen im Verhältnis zum Zeitpunkt der PIV Aufnahmen. In der vorliegenden Studie wird stets ein Intervall von j mit $[-n, n] := \{j \in \mathbb{N}_0 | j \leq n\}$

verwendet, so dass die definierten Zeitfenster des Drucksignals zu jedem Zeitpunkt t_i mit Geschwindigkeitsschwankungen der korrespondierenden PIV-Schnappschüsse multipliziert werden (Abb. 2.1) und daraus der Mittelwert über alle Zeitpunkte t_i gebildet wird.

Um die oben erwähnte Annahme überprüfen und validieren zu können, dass die in Gleichung 2.1 definierte Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße für die Schallschnelle verwendet werden kann, erfolgt bei der Analyse der Kreuzkorrelationsergebnisse der Stabkonfigurationen ein Vergleich mit analytischen Lösungen der Schallschnelle (siehe Kapitel 3). Die verwendeten analytischen Lösungen werden in den weiter unten folgenden Kapiteln 2.4 und 2.5 vorgestellt. Für den Vergleich ist jedoch eine geeignete Skalierung der Kreuzkorrelationsfunktion notwendig, da die Dimension von $S_{p,\psi}$ aufgrund der Multiplikation der Geschwindigkeitswerte mit den Druckdaten mit [Pa·m/s] von derjenigen der Schallschnelle mit [m/s] abweicht. Daher wird in der vorliegenden Studie folgende Skalierung mittels der Standardabweichung σ_p der gemessenen Druckfluktuationen p' vorgenommen:

$$S_{p,\psi}^*(\mathbf{x}, \tau) = \frac{S_{p,\psi}(\mathbf{x}, \tau)}{\sigma_p} \quad \text{mit} \quad \sigma_p = \sqrt{\langle p'^2 \rangle}. \quad (2.3)$$

Hierbei wird die zeitliche Mittelung von σ_p über alle Abtastpunkte der Druckmessungen gebildet. Durch diese Art der Skalierung erhält $S_{p,\psi}^*$ die der Schallschnelle entsprechende Größenordnung und Dimension von [m/s]. Dennoch ist in Bereichen mit starken fluiddynamischen Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund der Anwesenheit von Wirbeln und turbulenten Bewegungen eine Überschätzung gegenüber der rein akustischen Schallschnelle zu erwarten, da diese Schwankungen den akustischen Fluktuationen überlagert sind. Eine Trennung von akustischen und fluiddynamischen Geschwindigkeitsschwankungen ist mit der verwendeten Messtechnik nicht möglich.

Um darüber hinaus die Zuverlässigkeit der Kreuzkorrelationsdaten hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses bewerten zu können, wird das lokale Konfidenzintervall μ der Kreuzkorrelationsfunktion mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% berechnet:

$$\mu_{99}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{t_{99} \cdot \sigma_{S^*}(\mathbf{x}, \tau)}{\sqrt{N}}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist $t_{99} = 2,576$ für $N > 500$ und σ_{S^*} die lokale Standardabweichung von $S_{p,\psi}^*$.

Des Weiteren wird die bi-symmetrische Log-Transformation (Webber, 2013) für die Darstellung von $S_{p,\psi}^*$ im Abschnitt 3.2.4 verwendet. Die Transformation ist wie folgt definiert:

$$S_T^* = \text{sgn}(S_{p,\psi}^*) \cdot \log_{10}(1 + |(S^*/C)|), \quad (2.5)$$

wobei $\text{sgn}(S_{p,\psi}^*)$ die mathematische Vorzeichenfunktion (oder Signumfunktion) ist. Diese Transformation stellt einerseits sicher, dass die Abnahme der Schallgeschwindigkeit mit $1/r$ von der Quellregion in das akustische Fernfeld

vollständig und nachvollziehbar dargestellt wird (r gibt den radialen Abstand an). Andererseits wird mittels der Transformation die Darstellung der wellenförmigen Ausbreitung, d.h. der Wechsel von $S_{p,\psi}^*$ zwischen positiven und negativen Werten mit zunehmendem Abstand zur Quelle, ermöglicht. Die Wahl des Faktors C entscheidet darüber, ob die Werte nahe Null oder die Extremwerte detaillierter dargestellt werden. In dieser Arbeit wird $C = 10^{-2}$ verwendet, wodurch die Entwicklung der niedrigeren Werte in Richtung Fernfeld besser nachvollzogen werden kann.

Um darüber hinaus Aussagen über die prozentuale Güte der Kreuzkorrelation treffen zu können und zusätzliche Informationen über Regionen zusammenhängender, kohärenter Gebiete im Strömungsfeld zu erlangen, werden in dieser Arbeit die folgenden Kreuzkorrelationskoeffizienten betrachtet:

$$R_{p,\psi}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{S_{p,\psi}(\mathbf{x}, \tau)}{\sigma_\psi(\mathbf{x}) \cdot \sigma_p(\tau)}, \quad (2.6)$$

wobei σ_ψ die lokale Standardabweichungen der Nahfeldgrößen ψ' und σ_p die zeitabhängige Standardabweichung der Druckfluktuationen sind. Die Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit für σ_p ist für die Umströmung der stationären, ortsfesten Stab- bzw. Zylindergeometrien nicht erforderlich, da sich das Strömungssystem über die Zeit nicht ändert. Für den oszillierenden Tragflügel wird die Zeitabhängigkeit jedoch benötigt, um der Flügelbewegung Rechnung zu tragen und somit aussagekräftige und belastbare Koeffizienten zu erhalten.

2.3 AKUSTISCHE ANALOGIEN UND GENERALISIERTE INTENSITÄT

Da die in der klassischen Akustik verwendete Intensität $\mathbf{I} = p'\mathbf{v}'$ in turbulenten Strömung mittels herkömmlicher Messsonden nicht zuverlässig gemessen werden kann, wird in diesem Kapitel eine generalisierte Intensität vorgestellt, die auf Basis der in der vorliegenden Arbeit berechneten Kreuzkorrelationsfunktion bestimmt wird. Aufgrund dessen, dass die Kreuzkorrelationsfunktion auf simultanen Messungen von Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld und Druckschwankungen im Fernfeld basiert, können mittels der generalisierten Intensität Aussagen über den Energiefluss aus den Quellenregionen getroffen werden. Das Ziel dieses Kapitels ist einerseits die generalisierte Intensität einzuführen und andererseits aufzuzeigen, dass die Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\psi}$ als akustische Variable ϕ für die Berechnung der generalisierten Intensität genutzt werden kann. Die Definition der generalisierten Intensität basiert im Folgenden auf einer akustischen Analogie, welche in der Aeroakustik typischerweise eine inhomogene Wellengleichung ist. Wichtig für diese Betrachtung ist, dass für die generalisierte Fluktuationsenergie ein Erhaltungsprinzip angewendet werden

kann. Die Grundlage dieses Ansatzes ist eine akustische Analogie wie die Lighthill-Wellengleichung (Lighthill, 1952):

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij}, \quad (2.7)$$

wobei T_{ij} den Lighthill-Spannungstensor, ρ' die akustische Variable in Form der Dichteschwankungen, c_0 die Schallgeschwindigkeit, t die Zeit und $x_i x_j$ die räumlichen Koordinaten bezeichnet. Alle etablierten akustischen Analogien (z.B. Howe, 1975; Lighthill, 1952; Möhring, 1999) sind ähnlich in dem Sinne, dass sie inhomogene Wellengleichungen der folgenden Form sind:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \phi = q. \quad (2.8)$$

Die Zeit- und Raumbewegungen auf der linken Seite der Gleichung können mit dem d'Alembert-Operator \square ausgedrückt werden. Er beschreibt die zeitliche und räumliche Ausbreitung von Fluktuationen einer akustischen Variable ϕ in einem ruhenden Medium. Jede Abweichung von Null wird im Ausdruck q auf der rechten Seite der Gleichung zusammengefasst. Die Variationen erzeugen Fluktuationen der betrachteten akustischen Variable und können als Quellen in einem ruhenden Medium betrachtet werden. Wichtig ist zudem, dass der d'Alembert-Operator selbstadjungiert und unter Transformationen invariant ist. Unter dieser Voraussetzung kann ein Variationsprinzip angewendet werden, woraus sich eine Langrange-Dichte für den betrachteten Operator ergibt:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 - \frac{c_0^2}{2} (\nabla \phi)^2 + \phi q. \quad (2.9)$$

Mittels dieser Langrange-Dichte berechnet sich die Fluktuationsenergiedichte E zu:

$$E = \dot{\phi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\phi}} - \mathcal{L} = \frac{1}{2} (\dot{\phi})^2 + \frac{c_0^2}{2} (\nabla \phi)^2 \quad \text{mit} \quad \dot{\phi} = \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (2.10)$$

Der daraus abgeleitete Energiefluss ist die Fluktuationsintensität I und kann wie folgt bestimmt werden:

$$I_i = \dot{\phi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_{x^i}} = -\dot{\phi} c_0^2 \phi_{x^i} \quad \text{mit} \quad \phi_{x^i} = \frac{\partial \phi}{\partial x_i}, \quad (2.11)$$

bzw. als Vektorverteilung \mathbf{I}

$$\mathbf{I} = -c_0^2 \dot{\phi} (\nabla \phi). \quad (2.12)$$

Aus dem Noether-Theorem kann man auf die Existenz eines Energieerhaltungssatzes schließen (Morawetz, 2000), welcher unter der Nutzung der Energiedichte E (Gleichung 2.10) und der Intensität \mathbf{I} (Gleichung 2.12) folgende Erhaltungsgleichung ergibt:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{I} = q_e \quad \text{mit} \quad q_e = \frac{\partial \phi}{\partial t} q, \quad (2.13)$$

welche durch die definierten Ausdrücke für E und \mathbf{I} erfüllt wird. Hierbei gibt q_e die Energieproduktion im Quellbereich an. Auf ähnlicher Weise stellte Möhring (1999) eine akustische Analogie mit einem Wellenoperator, der die Wellenausbreitung in einer Potentialströmung beschreibt, und der Gesamthalpie als akustische Variable auf, um aus einem Variationsprinzip und der Lagrange-Dichte ein Energieerhaltungsgleichung für E und \mathbf{I} aufzustellen. Es muss jedoch erwähnt werden, dass die erhaltenen Größen E und \mathbf{I} nicht mit dem bekannten Ausdruck für die Energie und Intensität in der klassischen Akustik übereinstimmen. Es handelt sich lediglich um eine generalisierte Energie und Intensität, wobei die generalisierte Fluktuationsintensität \mathbf{I} bis auf einen konstanten Faktor mit der klassischen Schallintensität $p' \cdot \mathbf{v}'$ übereinstimmt, wenn man für ϕ das akustische Potential einsetzt.

Die in Gleichung 2.10 berechnete, generalisierte Fluktuationsenergiedichte E hängt quadratisch von der akustischen Fluktuationsvariablen ϕ ab, so dass E nur positive Werte annimmt. \mathbf{I} beschreibt den Energiefluss, der sich durch die mit Schallgeschwindigkeit ausbreitenden Fluktuationen einstellt und die Stärke sowie die Ausbreitungsrichtung des Energieflusses angibt. Der Term q_e auf der rechten Seite der Gleichung 2.13 verschwindet im Fernfeld, da die Luft weiter weg vom umströmten Körper in Ruhe ist und dort somit keine Schallquellen produziert werden. Im Nahfeld dagegen steht q_e für die Störungen, die von dort entstehenden Schallquellen ausgehen. Daher kann q_e als die lokale Produktionsrate der Fluktuationsenergie betrachtet werden. Um weitere Informationen über die Effizienz der Quellen zu erhalten, wird die folgende Divergenz des zeitgemittelten Intensitätsfeldes bestimmt:

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{I} \rangle = \langle q_e \rangle, \quad (2.14)$$

wobei die spitzen Klammern eine zeitliche Mittelung über den gemessenen Zeitraum symbolisieren. Die Divergenz der zeitlich gemittelten Intensität gibt demnach einerseits die lokale Effizienz der Quellen an und andererseits die Orte im Strömungsfeld, an denen Fluktuationen effektiv erzeugt werden. Je nach gewählter akustischer Analogie bzw. akustischer Variable können negative Produktionsraten und unterschiedliche resultierende Quellwirkungsgrade auftreten. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass in der Aeroakustik sich typischerweise ein großer Teil der Quellstärke selbst aufhebt, so dass nur ein relativ kleiner Teil der erzeugten Fluktuationen von ϕ als Schall in das Fernfeld abstrahlt werden. Ein hoher Wert von $\nabla \cdot \langle \mathbf{I} \rangle$ zeigt hierbei zunächst lediglich eine effektiv erzeugte Störung im Nahfeld an, in welchem der abgestrahlte Schall seinen Ursprung haben muss, jedoch von fluidodynamischen Effekten überlagert ist. So werden beispielsweise Schwankungen, die durch eine Wirbelstraße erzeugt werden, mit der Strömung mitkonvektiert. Das resultierende, generalisierte Intensitätsfeld $\langle \mathbf{I} \rangle$ zeigt dann auch den damit verbundenen Fluktuationstransport an. Durch die Verwendung der Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\psi}$ als akustische Variable ϕ wird jedoch ein linearer Zusammenhang zwischen den im Nahfeld produzierten Geschwindigkeitsfluktuationen und den im Fernfeld hervorgerufenen Druckschwankungen hergestellt. Daher lassen sich durch die Berechnung von $\nabla \cdot \langle \mathbf{I} \rangle$ die Orte der

Quellen identifizieren, an denen effektiv Fluktuationen im Nahfeld erzeugt werden, welche unmittelbar mit der Schallausbreitung ins Fernfeld verknüpft sind.

Es gilt zu klären, ob eine Korrelationsfunktion $S_{\chi,\psi}$ zwischen einer Nahfeldgröße $\psi(\mathbf{x}, t)$, welche die Wellengleichung im Fernfeld erfüllt, mit einem beliebigen skalaren Signal χ selbst auch eine Lösung der Wellengleichung ist, damit $S_{\chi,\psi}$ als akustische Variable ϕ für die Berechnung der generalisierten Intensität genutzt werden kann. Aus den PIV-Messungen im Nahfeld ergibt sich eine Feldgröße $\psi(\mathbf{x}, t)$, die im vorliegenden Fall die Geschwindigkeitsschwankungen in diesem Bereich repräsentieren. Die Größe ψ hängt vom Raum \mathbf{x} und der Zeit t ab. Synchron dazu misst ein Mikrofon ein skalares Drucksignal $\chi(t + \tau)$ im Fernfeld. Die Variable τ stellt die Zeitverschiebung zwischen den beiden Signalen ψ und χ dar. Durch die gleichzeitige Messung ist es möglich, die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den beiden Signalen zu berechnen. Die resultierende Kreuzkorrelationsfunktion $S_{\psi,\chi}(\mathbf{x}, \tau)$ kann dann als Ergebnis eines Filterverfahrens für die Nahfeldfluktuationen betrachtet werden, das diejenigen Teile der Fluktuationen extrahiert, die eine lineare Abhängigkeit mit den Fernfeldschwankungen aufweisen. Im Allgemeinen ist die kontinuierliche Kreuzkorrelationsfunktion definiert durch:

$$S_{\psi,\chi}(\mathbf{x}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \psi(\mathbf{x}, t) \chi(t + \tau) dt, \quad (2.15)$$

wobei T die Messzeit angibt. Gezeigt werden soll, dass unter der Voraussetzung

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0$$

auch

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 S_{\psi,\chi}}{\partial \tau^2} - \Delta S_{\psi,\chi} = 0 \quad (2.16)$$

gilt. Die partiellen Ableitungen der Korrelationsfunktion sind wie folgt definiert:

$$\frac{\partial^2 S_{\psi,\chi}}{\partial \tau^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \psi(\mathbf{x}, t) \frac{d^2 \chi}{dt^2}(t + \tau) dt \quad (2.17)$$

und

$$\Delta S_{\psi,\chi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \chi(t + \tau) \Delta \psi(\mathbf{x}, t) dt. \quad (2.18)$$

Des Weiteren werden die allgemeinen Regeln der partiellen Integration benötigt. Es gilt

$$\int_a^b f(t) g''(t) dt = [f(t) g'(t)]_a^b - \int_a^b f'(t) g'(t) dt$$

und

$$\int_a^b f''(t)g(t)dt = [f'(t)g(t)]_a^b - \int_a^b f'(t)g'(t)dt,$$

wobei $f(t)$ und $g(t)$ zunächst beliebige, differenzierbare Funktionen sind. Bildet man die Differenz der beiden Gleichungen ergibt sich

$$\int_a^b f(t)g''(t)dt - \int_a^b f''(t)g(t)dt = [f(t)g'(t)]_a^b - [f'(t)g(t)]_a^b. \quad (2.19)$$

Wählt man nun für die Funktionen

$$f(t) = \psi(\mathbf{x}, t) \quad \text{und} \quad g(t) = \frac{1}{T}\chi(t) \quad (2.20)$$

und setzt die Integrationsgrenzen auf $a = -T/2$ und $b = +T/2$, so entspricht das erste Integral auf der linken Seite von Gleichung 2.19 gerade dem Ausdruck im Limes auf der rechten Seite von Gleichung 2.17. Im Limes $T \rightarrow \infty$ verschwindet die rechte Seite von Gleichung 2.19, wenn man annimmt, dass sowohl das Feld $\psi(\mathbf{x}, t)$, das Signal $\chi(t)$ als auch die jeweiligen Zeitableitungen beschränkt sind. Demnach sind im Limes auch die beiden Integrale auf der linken Seite von Gleichung 2.19 gleich. Es gilt also:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \psi(\mathbf{x}, t) \frac{d^2\chi}{dt^2}(t + \tau)dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}(\mathbf{x}, t)\chi(t + \tau)dt. \quad (2.21)$$

Damit kann das Integral auf der linken Seite von Gleichung 2.17 ersetzt werden. Die zweite Zeitableitung geht somit von dem Signal auf die Feldgröße über. Für den Ausdruck in der Wellengleichung 2.16 folgt somit:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 S_{\psi, \chi}}{\partial \tau^2} - \Delta S_{\psi, \chi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \left[\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}(\mathbf{x}, t) - \Delta \psi(\mathbf{x}, t) \right] \chi(t + \tau)dt. \quad (2.22)$$

Folglich verschwindet der Ausdruck in den eckigen Klammern auf der rechten Seite der Gleichung 2.22, wenn die Feldgröße ψ die Wellengleichung erfüllt. Dann wird die gesamte rechte Seite gleich Null, woraus folgt, dass die Korrelationsfunktion ebenfalls eine Lösung der Wellengleichung 2.16 ist. Die PIV-Messungen liefern die Geschwindigkeitsschwankungen v' in Richtung des Mikrofons. Da $\psi = v'$ die homogene Wellengleichung in der Region, in der das Medium ruht, erfüllt, genügt die hier verwendete Korrelationsfunktion auch dieser Forderung und die akustische Analogie sowie die generalisierte Intensitätsanalyse kann angewendet werden. Man erhält den Ausdruck für die generalisierte Intensität mit der Korrelationsfunktion als akustische Variable:

$$\mathbf{I} = -c_0^2 \frac{\partial S_{p, v}}{\partial \tau} \nabla S_{p, v}, \quad (2.23)$$

mit den Druckschwankungen p' als Signalgröße χ . Die Größe $\nabla \cdot \langle \mathbf{I} \rangle$ gibt dann die Regionen an, in denen Geschwindigkeitsschwankungen effektiv im Nahfeld erzeugt werden, welche wiederum mit dem Schallerzeugungsprozess und den Druckschwankungen im Fernfeld zusammenhängen.

2.4 ANALYTISCHE 3D UND 2D LÖSUNGEN EINER DIPOLSCHALLQUELLE

Im folgenden Kapitel werden analytische Darstellungen des Schalldrucks und der Schallschnelle sowohl für den 3D- als auch für den 2D-Fall vorgestellt, die später zum Vergleich mit der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\psi}^*$ verwendet werden. Der zwei- und dreidimensionale Vergleich hilft, die unterschiedlichen Auswirkungen der Schallemission und -ausbreitung zu untersuchen und den Zusammenhang zwischen akustischen und fluiddynamischen Schwankungen abzuschätzen. Als Ausgangspunkt wird die Existenz eines akustischen Potentials ϕ_* angenommen, das die homogene Wellengleichung erfüllt:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi_* - \Delta \phi_* = 0, \quad (2.24)$$

wobei c_0 die Schallgeschwindigkeit ist. Da Dipolquellen als Hauptquellen bei der Stabumströmung erwartet werden, wird eine schwingende Kugel, d.h. eine Kugel, die sich periodisch hin und her bewegt, als das Modell im 3D-Fall angenommen. Im 2D-Fall dient eine periodisch orthogonal zur Achse hin und her schwingende Saite als Modellvorstellung. Reibungseffekte werden hierbei vernachlässigt. Detailliertere Herleitungen und Einzelheiten sowie Zwischenschritte finden sich in den Werken von Morse und Ingard (1971), Kinsler u. a. (1999) und Ehrenfried (2003). Insbesondere auf der letztgenannten Literaturquelle basieren die folgenden Zusammenhänge, die in gekürzter und zusammengefasster Form dargestellt werden. Es ist leicht nachzuweisen, dass durch die Differenzierung nach einer räumlichen Richtung x_j eine Lösung der Wellengleichung immer zu einer neuen Lösung führt. Dieses Prinzip wird hier genutzt, um ein Dipolfeld zu erzeugen. Es gilt die folgende Beziehung:

$$\phi = \frac{\partial \phi_*}{\partial x_i} = \frac{\partial r}{\partial x_i} \frac{\partial \phi_*}{\partial r} = \cos \theta \frac{\partial \phi_*}{\partial r} \quad (2.25)$$

mit

$$r = \sqrt{(x_i^2 + x_j^2 + x_k^2)}, \quad \frac{\partial r}{\partial x_i} = \frac{x_i}{r} \quad \text{and} \quad x_i = r \cos \theta,$$

da hier zweckmäßigerweise mit Kugelkoordinaten gerechnet wird und r die Entfernung zum Nullpunkt angibt. Darüber hinaus bestehen folgende allgemeine Zusammenhänge zwischen dem akustischen Potential und der radialen Schallschnelle

$$v'_R = \mathbf{v}' \frac{\mathbf{x}}{r} = \nabla \phi \frac{\mathbf{x}}{r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (2.26)$$

bzw. dem Schalldruck

$$p' = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (2.27)$$

wobei ρ_0 die Referenzdichte von Luft ist. Für den 3D-Fall kann das akustische Potential einer atmenden Kugel, d.h. eines akustischen Monopols, wie folgt angegeben werden:

$$\phi_{*,3D}(r,t) = A \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} \quad (2.28)$$

mit der komplexen Amplitude A , der Kreisfrequenz ω und der Kreiswellenzahl $k = \omega/c_0$. Mittels der Gleichungen 2.25 und 2.26 kann schließlich die Schallschnelle eines 3D-Dipols bestimmt werden:

$$v'_{R,3D}(r,\theta,t) = A \cos \theta \left(\frac{2}{r^3} + i \frac{2\omega}{c_0 r^2} - \frac{\omega^2}{c_0^2 r} \right) e^{i(\omega t - kr)}. \quad (2.29)$$

Und durch Anwendung der Gleichungen 2.25 und 2.27 ergibt sich der entsprechende Schalldruck:

$$p'_{3D}(r,\theta,t) = i\omega\rho_0 A \cos \theta \left(\frac{1}{r^2} + i \frac{\omega}{c_0 r} \right) e^{i(\omega t - kr)}. \quad (2.30)$$

Der 2D-Fall basiert auf der Annahme, dass das Wirbelablöseverhalten entlang der Spannweite des Stabes identisch ist, d.h. es besteht eine spannweiteige Kohärenz. In diesem Fall wird als Modell eine schwingender Saite verwendet, die periodisch in senkrechter Richtung zu ihrer Achse hin und her schwingt. Das entsprechende akustische Potential für einen derartigen 2D-Monopol kann wie folgt angegeben werden:

$$\phi_{*,2D}(r,t) = \frac{A}{4i} e^{i\omega t} [J_0(q) - iY_0(q)] \quad (2.31)$$

mit $q = \frac{\omega r}{c_0}$ und J_n bzw. Y_n als Bessel- respektive Neumann-Funktion der Ordnung n . Die erneute Verwendung der Gleichungen 2.25 und 2.26 liefern die Schallschnelle eines 2D-Dipols:

$$v'_{R,2D}(r,\theta,t) = \frac{A\omega^2}{8ic_0^2} \cos \theta [-J_0(q) + J_2(q) + i(Y_0(q) - Y_2(q))] e^{i\omega t}. \quad (2.32)$$

Mit den Gleichungen 2.25 und 2.27 erhält man den dazugehörigen Schalldruck:

$$p'_{2D}(r,\theta,t) = \frac{A\omega^2\rho_0}{4c_0} \cos \theta [J_1(q) - iY_1(q)] e^{i\omega t}. \quad (2.33)$$

Um die analytischen Lösungen mit den Messdaten vergleichen zu können, werden noch die Werte der Kreisfrequenz ω und der komplexe Amplitude A aus den Messungen der Stabumströmung benötigt. Ersteres kann direkt aus den Mikrofonmessungen mittels einer Fourier-Analyse bestimmt werden. Letzteres erhält man, indem die Gleichungen 2.30 und 2.33 nach A umgestellt, so dass die Druckfluktuationen für das entsprechende ω am Ort des Mikrofons berechnet werden können.

2.5 SCHALLQUELLEN IN GLEICHFÖRMIGER STRÖMUNG

Für den analytischen Ansatz einer Schallquelle in einer konvektiven, gleichförmigen Strömung wird ebenfalls angenommen, dass das Wirbelablöseverhalten entlang der Spannweite des Stabes identisch ist bzw. eine spannweite Kohärenz besteht und somit eine 2D Betrachtung des Strömungsfalls zulässig ist. Die Konvektionswellengleichung dient als Ausgangspunkt für die Berechnung des Drucks p' in gleichförmiger Strömung. Sie ist wie folgt definiert:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D_0^2 p'}{Dt^2} - \rho_0 \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \nabla p' \right) = Q_p \quad (2.34)$$

mit der substantielle Ableitung $\frac{D_0}{Dt} := \frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial x}$, der Schallgeschwindigkeit c_0 , der Bezugsdichte ρ_0 und dem Nabla-Operator ∇ . Der Term auf der rechten Seite steht für die Schallquellen und ist wie folgt definiert (Delfs, 2016):

$$Q_p = \underbrace{\left[\frac{\gamma - 1}{c_0^2} \frac{D_0 \dot{\theta}'}{Dt} + \frac{1}{\gamma} \frac{D_0 \dot{m}'}{Dt} \right]}_{= \frac{D_0 \dot{\theta}'}{Dt}} - \rho_0 \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} \mathbf{f}' \right).$$

Die ersten beiden Terme des Ausdrucks $\frac{D_0 \dot{\theta}'}{Dt}$ bezeichnen Schallquellen, die durch Wärme- $\dot{\theta}'$ - oder Massenschwankungen \dot{m}' erzeugt werden, wobei γ der Isentropenkoeffizient ist, mit z.B. $\gamma \approx 1.4$ für Luft. Es muss erwähnt werden, dass nicht der Massenstrom \dot{m} oder der Wärmestrom $\dot{\theta}$ als Quelle wirken, sondern ihre zeitlichen Ableitungen. Beide Ableitungen haben jedoch die gleichen Quelleigenschaften. Im Gegensatz dazu tritt die äußere Kraft \mathbf{f}' nur mit der Divergenz der spezifischen Kraft \mathbf{f}'/ρ_0 auf, die wie eine Quelle wirkt.

Die konvektive Wellengleichung 2.34 kann durch Anwendung einer der Greenschen Funktionen gelöst werden. Die erforderliche Funktion für den 2D-Fall in einem gleichförmig bewegten Medium ist bei Delfs (2016) angegeben und lautet wie folgt:

$$G_0^{2D}(\mathbf{x}, t) = \frac{H \left(t - \tau + \frac{r}{c_0} \frac{M - \sqrt{1 - M^2 + M^2}}{1 - M^2} \right)}{2\pi \sqrt{1 - M^2} \sqrt{\left[t - \tau + \frac{r}{c_0} \frac{M}{1 - M^2} \right]^2 - \frac{r^2}{c_0^2} \frac{(1 - M^2 + M^2)}{(1 - M^2)^2}}}. \quad (2.35)$$

Dabei bezeichnet die Funktion H die Heaviside-Funktion, t die Zeit und τ die Zeitverzögerung zwischen dem Beobachter am Ort \mathbf{x} und der Quelle im Punkt $\boldsymbol{\xi}$. Weiterhin ist $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}$, $M = \mathbf{M} \cdot \mathbf{r}/r$, $r = |\mathbf{r}|$ und \mathbf{M} ist die richtungsabhängige Mach-Zahl. Verwendet man diese Greensche Funktion als Lösung für die konvektive Wellengleichung, so erhält man einen analytischen Ausdruck für die Schalldruckverteilung, die durch eine harmonische Liniemasse oder Wärmequelle $\frac{D_0 \dot{\theta}'}{Dt}$ mit $\dot{\theta}' = \theta_p \exp(i\omega t) \delta(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi})$ hervorgerufen

wurden (Einzelheiten der Herleitung sind im Manuskript von Delfs (2016) zu finden):

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{-\omega A}{4\sqrt{1-M^2}} \{ [J_0(kr^*) + q^* \cdot Y_1(kr^*)] \cos(\omega^*) + [Y_0(kr^*) - q^* \cdot J_1(kr^*)] \sin(\omega^*) \}, \quad (2.36)$$

wobei

$$q^* = \frac{M}{\sqrt{1-M^2+M^2}}, \quad r^* = \frac{r\sqrt{(1-M^2+M^2)}}{(1-M^2)} \quad \text{und} \quad \omega^* = \omega t + kr \frac{M}{1-M^2}.$$

Die Funktionen $J_{0,1}$ sind die Besselfunktionen nullter und erster Ordnung, während $Y_{0,1}$ für die Neumannfunktionen nullter und erster Ordnung stehen. Die zusätzlichen Variablen sind die Kreisfrequenz ω , die Wellenzahl k und die Bezugsdichte ρ_0 . Die Größe A gibt die Amplitude der Quelle an. Auf analoge Weise, aber auf der Grundlage einer etwas anderen Wellengleichung und eines anderen Quellterms, wird im Manuskript von Delfs, 2016 die 2D-Schallschnelle in einer gleichförmigen Strömung angegeben:

$$v'(\mathbf{x}, t) = \frac{-\omega A}{4c_0\rho_0\sqrt{1-M^2}} \{ [MJ_0(kr^*) + \mathbf{q}^* \cdot Y_1(kr^*)] \cos(\omega^*) + [MY_0(kr^*) - \mathbf{q}^* \cdot J_1(kr^*)] \sin(\omega^*) \}, \quad (2.37)$$

mit

$$\mathbf{q}^* = \frac{(1-M^2)\mathbf{e}_r + MM}{\sqrt{1-M^2+M^2}} \quad \text{und} \quad \mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

Um die im Experiment ermittelte Schallausbreitung mit den Vorhersagen der oben beschriebenen Modelle vergleichen zu können, wurden die Modellgleichungen in MATLAB-Skripten implementiert, wobei die Parameter für die Frequenz, die Machzahl, die Zeitauflösung und die Rechendomäne mit den entsprechenden Parameter des Experiments abgeglichen werden. Weitere Details zur Wahl der Parameter sind in Kapitel 3.3 aufgeführt. Da die Gleichungen 2.36 und 2.37 die Druck- bzw. Schallschnelleschwankungen eines Monopols beschreiben, werden zwei Quellen in einem definierten Abstand, der der charakteristischen Länge des Stabes entspricht, und mit entgegengesetzter Phase implementiert, um einen Dipol zu modellieren.

2.6 ANALYTISCHES WIRBELMODELL UND POTENTIALSTRÖMUNG

Die oben beschriebenen, analytischen Lösungen der Schallschnelle und des Schalldrucks geben lediglich die räumliche und zeitliche Entwicklung der Schallausbreitung ohne fluiddynamische Interaktion mit Wirbelstrukturen wieder. Um ein Modell zu entwickeln, das die Interaktion der Schallausbreitung mit den Wirbelstrukturen berücksichtigt, wird das Schallausbreitungsmodell um ein bestehendes Wirbelstrassenmodell erweitert, mit dem die bei

der Stabumströmung generierte Wirbelstraße zunächst separat modelliert wird. Die Grundlage des hier verwendeten Wirbelstraßenmodells ist das Lamb-Oseen-Wirbelmodell (Saffman, 1992), das wie folgt definiert ist:

$$v_{\theta} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\nu t}\right) \right]. \quad (2.38)$$

Hierbei bezeichnet v_{θ} die Tangentialgeschwindigkeit und Γ die Zirkulationsstärke des Wirbels. Weiterhin wird die Entfernung zum Wirbelkern durch die Variable r angegeben und die zeitliche Entwicklung des Wirbels ist in der Variable t enthalten. Darüber hinaus ist die richtige Wahl von ν wichtig, die bestimmt, wie schnell der Wirbel zerfällt.

Eine schematische Skizze einer Wirbelstraße ist in Abbildung 2.2 dargestellt, in der auch einige der erforderlichen Parameter eingezeichnet sind. Im Allgemeinen müssen für das empirische Wirbelstraßenmodell mehrere Eingabewerte und mathematische Beziehungen, die hauptsächlich auf den Messdaten basieren, ermittelt und in miteinander verbundenen MATLAB-Skripten implementiert werden:

- Die lokale Konvektionsgeschwindigkeit U_c , welche Informationen über das Beschleunigungsverhalten der Wirbel mit zunehmendem Abstand zum Stab enthält, wird auf Grundlage der Analyse autokorrelierter Geschwindigkeitsfelder der PIV-Messungen in Kombination mit Werten aus der Literatur bestimmt (Kapitel 3.2.3).
- Die Zirkulation Γ , die die Stärke der einzelnen Wirbel charakterisiert, wird auf Grundlage der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion quantifiziert (Kapitel 3.2.5).
- Die Ausgangspositionen der Wirbel werden mittels der Analyse der generalisierten Intensität definiert (Kapitel 3.2.6)
- Die Wirbelablösungsfrequenz f wird sowohl durch die Berechnung des akustischen Spektrums der Mikrofonmessungen (Kapitel 3.2.1 als auch durch die Anwendung der fft auf die Kreuzkorrelationsfunktion (Kapitel 3.2.3) gewonnen.
- Die Wirbeltrajektorien werden auf Basis von Beobachtungen in der Literatur spezifiziert (Kapitel 3.3).
- Eine sehr wichtige Modellierungsnotwendigkeit ist die Erstellung einer geeigneten Zerfallsmaske für die einzelnen Wirbel, die ein physikalisch sinnvolles Zerfallsverhalten der Wirbel mit zunehmendem Abstand zur Nachlaufregion gewährleistet. Die Definition der Maske basiert auf einem analytischen Vergleich mit dem Lamb-Oseen Wirbelmodell, welches auf die skalierte Kreuzkorrelation angewendet wird (Kapitel 3.2.5).

Im Allgemeinen haben die verschiedenen Parameter einen unterschiedlich großen Einfluss auf das Ergebnis der Modellierung der Wirbelstraße bzw. die exakte Wahl der jeweiligen Werte ist je nach Parameter entscheidender. So

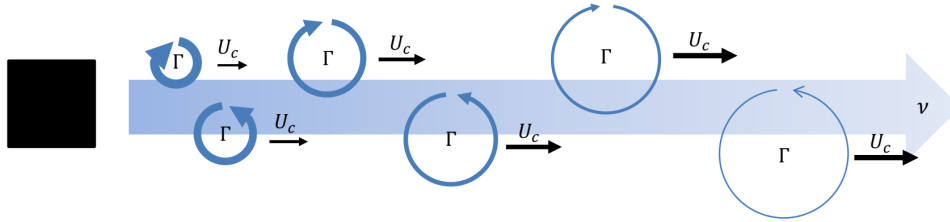


Abbildung 2.2: Schema einer Wirbelstraße hinter einem quadratischen Stab mit ausschlaggebenden Strömungsparametern (Zirkulation Γ , Konvektionsgeschwindigkeit U_c and Abklingvariable ν).

spielen z.B. die genauen Ausgangspositionen oder die Trajektorien der Wirbel eine eher untergeordnete Rolle, solange sie nicht völlig arbiträr und fernab von physikalisch sinnvollen Grenzen gewählt werden. Vielmehr ist eine gewisse Streuung dieser Größen hilfreich bei der Reproduktion von turbulenten Schwankungen. Dagegen müssen die Zirkulation, die Konvektionsgeschwindigkeit und die Wirbelablösefrequenz entsprechend dem vorliegenden Fall definiert werden, da sich sonst ein völlig anderer Strömungsfall ergeben würde. Einer der einflussreichsten Faktoren ist das Abklingverhalten der Wirbel sowohl in der Zeit als auch im Raum. Während der zeitliche Zerfall der Wirbel durch die Variable ν definiert und welche wiederum durch das verwendete Medium vorgegeben ist, ist der Aufwand für eine geeignete Rekonstruktion des Abklingverhaltens und der effektiven Reichweite der Wirbel im Raum wesentlich größer. Da die Wechselwirkung mit akustischen Schwankungen und Reibungskräften berücksichtigt werden muss, ist es notwendig, den Wirkungsbereich für jeden einzelnen Wirbel einzuschränken. Deshalb werden spezifische Abklingmasken erstellt, die sich mit den einzelnen Wirbeln mitbewegen und je nach Abstand zur Ausgangsposition ihre Größe verändern. Eine detaillierte Beschreibung der Parameterauswahl und der gesamten Konfiguration des Wirbelstraßenmodells erfolgt in Kapitel 3.3. Der Vollständigkeit halber wird dem Modell eine stationäre Potentialströmung um einen Zylinder hinzugefügt, um auch das mittlere Geschwindigkeitsfeld zu rekonstruieren, obwohl es keinen direkten Einfluss auf die Korrelationsergebnisse hat. Die folgenden, im Manuskript von Chattot und Hafez (2015) aufgeführten Gleichungen bilden in der vorliegenden Arbeit die Grundlage für die Modellierung einer stationären Potentialströmung:

$$V_r = U_\infty \left(1 - \frac{d^2}{r^2}\right) \cos \theta \quad \text{und} \quad V_\theta = -U_\infty \left(1 + \frac{d^2}{r^2}\right) \sin \theta, \quad (2.39)$$

wobei U_∞ die Anströmgeschwindigkeit und d die charakteristische Länge des verwendeten Stabs angeben. Mit Hilfe dieser Gleichungen kann die Aufspaltung und die vertikale Beschleunigung der Strömung vor dem und um das Objekt herum modelliert werden, so dass auch dieser physikalische Vorgang mit in das Modell einbezogen werden kann.

AEROAKUSTISCHE UNTERSUCHUNGEN AN STATIONÄREN STÄBEN

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Umströmung von unterschiedlichen Stabkonfigurationen und der daraus resultierenden Schallabstrahlung. Als Messmethode wird die simultane Erfassung von Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld mittels eines PIV-Systems und von Druckschwankungen im akustischen Fernfeld mit Hilfe von Mikrofonen verwendet. Die Kreuzkorrelationsfunktion dieser beiden Messgrößen steht hierbei im Fokus der Datenanalyse. Die Ziele dieser Untersuchung sind einerseits die Schallausbreitung vom Nahfeld der Stäbe bis ins akustische Fernfeld zu erfassen und andererseits die Gültigkeit der Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße für die Schallschnelle und eine generalisierte Schallintensität nachzuweisen. Um letzteres zu erzielen, wird ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen zwei- und dreidimensionaler analytischer Schallquellmodelle durchgeführt. Darüber hinaus werden aus unterschiedlichen Analysen der Geschwindigkeits- und Druckdaten maßgebende Strömungseigenschaften extrahiert, welche als Grundlage zur Entwicklung eines analytischen Wirbelstraßenmodells dienen. Die Superposition dieses Wirbelstraßenmodells mit den analytischen Schallquellmodellen bietet abschließend eine solide Vergleichsbasis, um die physikalischen Prozesse eingehend analysieren und die Eigenschaften sowie die Qualität der Kreuzkorrelationsfunktion interpretieren und bewerten zu können.

3.1 EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DATENVERARBEITUNG

3.1.1 *Strömungskonfigurationen*

Die Experimente wurden im Aeroakustischen Windkanal in Braunschweig (AWB) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) durchgeführt. Der AWB ist ein Windkanal nach Göttinger Bauweise mit offener Messstrecke, einer rechteckigen Düse mit den Maßen $0,8\text{ m} \times 1,2\text{ m}$ und einem rundum mit akustischen Dämmmaterial ausgestatteten Messraum. Nähere Details zum Windkanal wurden von Pott-Pollenske und Delfs (2008) vorgestellt. Es wurden kreisförmige, halbkreisförmige und quadratische Stabkonfigurationen sowie eine Kombination aus kreisförmigen und quadratischen Stäben in einem Abstand von $0,19\text{ m}$ hintereinander bei einer Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 60\text{ m/s}$ untersucht. Die Kantenlänge bzw. der Durchmesser der Stäbe betrug $d = 0,015\text{ m}$ und die Stablänge $s = 0,8\text{ m}$ war entsprechend der Breite der Düse ausgelegt, so dass die Stäbe zwischen den zwei seitlichen Verlängerungen der Düsenwände horizontal platziert werden konnten. Um einen optischen Zugang für die Kamera des PIV-Systems zu erhalten, wurde

eine der Seitenwände mit einem Einsatz aus Borosilikatglas versehen. Jeder Stab war zudem mit einem Drucksensor (Typ: 8507C; Endevco) ausgestattet, der in Längsrichtung in der Mitte des Stabes installiert war, um die Druckschwankungen im direkten Nachlauf der Stäbe messen zu können. Basierend auf der charakteristischen Länge d , sowie der Anströmgeschwindigkeit U_∞ und der kinematischen Viskosität $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ wurden die Messungen bei einer Reynolds-Zahl von $Re_d = 60000$ durchgeführt.

3.1.2 PIV-Messungen

Die Geschwindigkeitsdaten wurden mit einem zweidimensionalen, zwei-komponentigen PIV-System (2D-2C-PIV) erfasst. Wie Abbildung 3.1 a zeigt, konnten damit zwei Geschwindigkeitskomponenten in verschiedenen, zur Stabachse orthogonalen Ebenen, deren transversale Position mit der Mitte des Stabes übereinstimmt, ermittelt werden. Die Positionen der verschiedenen Beobachtungsfenster (im Folgenden mit BF abgekürzt) A-F sind in Abbildung 3.1 a dargestellt, wobei die Messebene F (in grün markiert) lediglich im Falle der Zweistabkonfiguration verwendet wurde. Die Abbildung zeigt zudem das rechtshändige Koordinatensystem, dessen Ursprung sich in der Mitte des Stabes befindet. Der Strömung wurden DEHS- (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat) Partikeln mit einem mittleren Partikeldurchmesser von ca. $1 \mu\text{m}$ (Raffel, Willert u. a., 2007) beigegeben, welche mittels Laskin-Düsen in einem Partikelgenerator unter einem Druck von etwa 2 bar erzeugt wurden und der Strömung weitestgehend ohne Schlupf folgen (Kähler, Sammler und Kompenhans, 2002). Das Hinzufügen der Partikel erfolgte stromauf der Windkanaldüse. Vor jeder Messreihe wurde der Partikelgenerator bereits beim Hochfahren des Windkanals eingeschaltet, so dass eine möglichst homogene Verteilung der Partikel zum Startpunkt der Messung in der Strömung und im Speziellen im Bereich des Kamerasichtfeldes vorhanden war.

Mittels eines Doppelpulslasers (Q-Switched Nd:YAG; Typ: Innolas Spitlight 600) wurden die Partikel mit einer maximalen Energie von 350 mJ pro Puls und einer Wiederholrate von 14 Hz beleuchtet. Die Belichtung der BF erfolgte dabei von schräg unten, stromabwärts des Stabes (vgl. Abbildung 3.1 b). Die Partikelbilder des Streulichts wurden mit einer CMOS-Kamera (Typ: PCO edge 5.5) mit einer Auflösung von $2560 \times 2160 \text{ px}$ und einer Bildaufnahmezeit von ebenfalls 14 Hz im sogenannte Direct-to-Disc-Modus aufgenommen. Bei diesem Modus werden die aufgenommenen Doppelbilder kontinuierlich auf das Speichermedium des verwendeten Kamerarechners geschrieben. In der vorliegenden Arbeit wurden auf diese Weise für jedes BF 15000 Doppelbilder aufgezeichnet, um eine hohe statistische Belastbarkeit und Aussagekraft der Daten zu erzielen. Das verwendete Kameraobjektiv und die Geometrie der Versuchsanordnung führten zu einer Auflösung von $23,1 \text{ px/mm}$.

Ein wichtiger Aspekt dieser PIV-Messungen in den verschiedenen Regionen des Strömungsfeldes ist der Dynamikbereich, der durch die Separationszeit Δt zwischen den beiden Laserpulsen und der sich dadurch ergebenden Partikelverschiebung bestimmt wird. Der Dynamikbereich der PIV ist hier de-

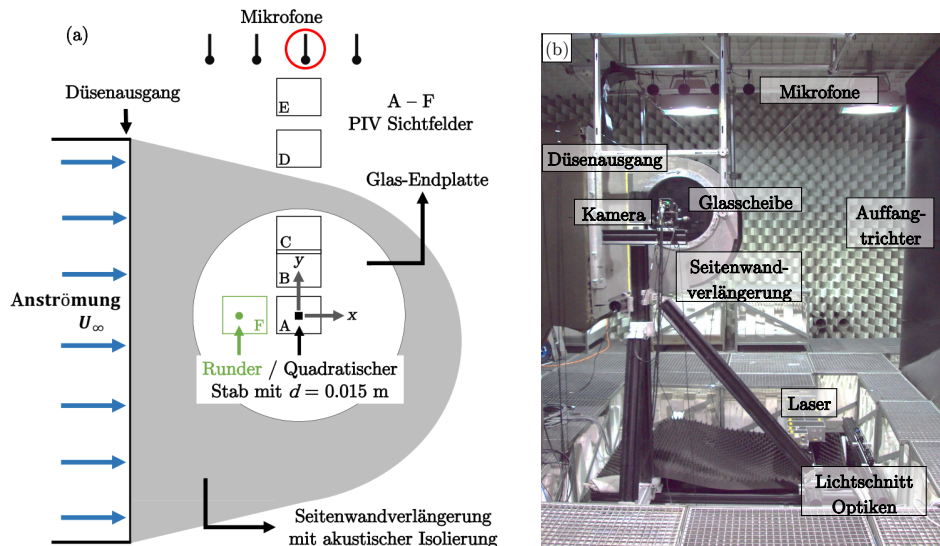


Abbildung 3.1: (a) Schematische Seitenansicht des Versuchsaufbaus mit den skizzierten Positionen der verschiedenen BF in Bezug zur Position der Stäbe und Mikrofone, sowie Darstellung des Koordinatensystems und Richtung der Anströmung; (b) Abbildung des Versuchsaufbaus mit den verschiedenen Komponenten (Kamera, Laser, Optiken, Mikrofone etc.) und deren Anordnung im Messraum.

finiert als $DR = 20 \log_{10} (\delta x / \sigma_x)$ dB, wobei δx die durchschnittliche Verschiebung der Partikel zwischen zwei Laserpulsen und $\sigma_x = 0.1$ die angenommene Messunsicherheit (Raffel, Willert u. a., 2007) ist. Um die Wirbelstrukturen in unmittelbarer Nähe des Stabs auflösen zu können, wurde DR auf ca. 46 dB in BF A (und F) eingestellt. In den Fenstern B bis E wurden hingegen teilweise wesentlich höhere Dynamikbereiche realisiert (z.B. im BF C > 72 dB), um die akustischen Schwankungen in der Strömung bestmöglich aufzulösen.

Um die mittels PIV gemessenen Geschwindigkeitsfelder mit den gleichzeitig aufgezeichneten Drucksignalen der Mikrofone korrelieren zu können, wurde simultan das Ausgangssignal der Kamera aufgenommen. Dadurch lassen sich nachträglich die Zeitpunkte, zu denen die Kamera ausgelöst wurde, bestimmen und somit die jeweiligen Einzelbilder den entsprechenden Druckdaten zuordnen. Um darüber hinaus ein schnelles Neupositionieren des PIV-Aufbaus und damit der BF ohne erneute Kalibrierung zu ermöglichen, wurde der komplette PIV-Aufbau bestehend aus Laser, Optiken und Kamera zusammen mit zwei horizontal in Strömungsrichtung ausgerichteten Traversen auf einem höhenverstellbaren Hubtisch errichtet.

Die PIV-Auswertung erfolgte nach dem sogenannte Multi-Pass-Verfahren, bei dem die Doppelbilder innerhalb mehrerer Iterationen mit schrittweise kleiner werdenden Abfragefenstern ausgewertet werden. Hierbei würden die initialen Abfragefenster abhängig vom erzielten Dynamikbereich des jeweiligen BF unterschiedlich groß gewählt, um die teilweise großen Partikelbewegungen zwischen den einzelnen Doppelbildern einfangen zu können. So genügten bspw. in BF A bereits initiale Abfragefenster von 96×96 px, um sämtliche Partikelbewegungen erfassen zu können, während in BF C aufgrund der

großen Partikelverschiebung bei dem gewähltem Dynamikbereich initiale Abfragefenster von 512×512 px benötigt wurden. Die finale Fenstergröße betrug in allen Fällen 32×32 px und die Fensterüberlappung 50% sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung. Dies ergab eine Gesamtanzahl von 38520 Gitterpunkten bei einem Gitterabstand von $0,52 \text{ mm} \hat{=} 0,035 d$.

3.1.3 Mikrofon- und Druckmessungen

Die Druckfluktuationen im Fernfeld wurden außerhalb der Strömung mit vier Mikrofonen (Typ: 1/2"40AC der Fa. G.R.A.S.) erfasst, die in einer horizontalen Linie in einem Abstand von ca. 0,25 m zueinander über den Stäben in Strömungsrichtung angeordnet waren (vgl. Abbildung 3.1). Die vertikale Position dieser Linienanordnung befand sich in spannweitischer Richtung mittig der Stäbe bei ca. 1 m ($\sim 66,6 d$) in y -Richtung. Ein Transientenrekorder (Typ: OR36; OROS) nahm gleichzeitig die Mikrofon- und Kamerasignale mit einer Abtastfrequenz von $f_s = 51,2 \text{ kHz}$ und einer Dynamik von 24 bit auf. Alle Kanäle hatten einen Anti-Aliasing-Filter bei $f_u = 20 \text{ kHz}$. Um den Einfluss des niederfrequenten Windkanalrauschens auf die Messsignale zu reduzieren, wurde ein Butterworth-Hochpassfilter erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von $f_l = 200 \text{ Hz}$ verwendet. Sämtliche Mikrofone waren zudem mit Windschützen aus Schaumstoff ausgestattet, um zusätzlich tieffrequente Druckschwankungen verwirbelnder Luftbewegungen zu minimieren.

3.2 DATENANALYSE UND INTERPRETATION

Bei der folgenden Datenanalyse findet zunächst eine getrennte Betrachtung der Druck- und Geschwindigkeitsdaten statt, um die allgemeinen Strömungs- und Schallemissionseigenschaften bewerten zu können. Des Weiteren wird auf Basis einer Autokorrelationsanalyse der Geschwindigkeitsdaten die Konvektionsgeschwindigkeit der sich an den Stäben periodisch ablösenden Wirbel bestimmt. Das Kernstück der Datenanalyse ist darauf folgend die Präsentation und Interpretation der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Druck- und Geschwindigkeitsdaten. Hierbei soll mittels eines Vergleichs der berechneten Kreuzkorrelationsfunktion mit analytischen zwei- und dreidimensionalen Schallquellmodelle gezeigt werden, dass die skalierte Funktion in Bereichen mit geringen fluiddynamischen Fluktuationen qualitativ und quantitativ das Ausbreitungsverhalten der Schallschnelle wiedergibt. Basierend auf den Daten der skalierten Korrelationsfunktion wird dann die Zirkulation der Wirbel berechnet sowie eine generalisierte Intensitätsanalyse im Nahfeld des Stabs bzw. der Schallquellen durchgeführt. Aus der Intensitätsanalyse sollen Informationen über den Energiefluss und die Region der Schallquellen gewonnen werden. Abschließend wird ein kombiniertes Modell bestehend aus einer analytischen 2D-Dipolschallquelle und einer auf den empirisch gewonnenen Daten basierende Wirbelstraße vorgestellt. Anhand einer synthetischen, synchronen PIV- und Mikrofonmessung auf Basis dieses Modells werden mittels eines Vergleichs mit den experimentellen Ergebnissen der

Kreuzkorrelationsfunktion die aus den Messungen erzielten Erkenntnisse über die physikalischen Zusammenhänge überprüft.

3.2.1 Schalldruckpegel und dominante Frequenzen

In der vorliegenden Arbeiten erfolgt sowohl die Berechnung der Frequenzspektren als auch später die Ermittlung der Kreuzkorrelationsergebnisse stets mit den Druckdaten des Mikrofons, das in vertikaler Richtung direkt über den Stäben positioniert war (vgl. Abbildung 3.1 a, rot umkreist). Um die Wirbelablösefrequenz f und den zugehörigen Schwankungswert p'_m des Drucks zu bestimmen, die später auch für die in Kapitel 2.4 dargestellten analytischen Modelle verwendet werden, wird das akustische Frequenzspektrum basierend auf einem blockweisen Berechnungsverfahren von Zeitfenstern mittels der Fast-Fourier Transformation (FFT) berechnet. Dazu wird ein Abschnitt von ~ 250 s des Mikrofonsignals verwendet und in 500 gleich große Zeitfenster (im Folgenden Blöcke genannt) unterteilt, die jeweils aus 51200 Samples bestehen und eine zeitliche Überlappung von 50% besitzen. Auf jeden dieser Blöcke wird dann ein Hanning-Fenster angewendet, um eine Unterdrückung unerwünschter Nebenkeulen zu erreichen. Daraufhin erfolgt für jeden Block einzeln die FFT-Berechnung, gefolgt von einer Mittelung über alle quadrierten Werte der derart verarbeiteten Blöcke. Schließlich werden diese Mittelwerte für die Schalldruckpegelberechnung verwendet. Mittels des Referenzdrucks der Hörschwelle bei 1 kHz ($p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa) lassen sich die gewonnenen Werte durch folgenden Zusammenhang in Dezibel angeben:

$$L_p = 10 \log_{10} \left(\frac{\tilde{p}^2}{p_{ref}^2} \right) \text{ dB} \quad (3.1)$$

Hierbei sind \tilde{p} die gemittelten, frequenzabhängigen Effektivwerte des Schalldrucks. Aufgrund der verwendeten Abtastfrequenz von $f_s = 51200$ Hz beträgt die entsprechende Frequenzauflösung 1 Hz.

Die nach dem oben beschriebenen Verfahren berechneten, frequenzabhängigen Effektivwerte \tilde{p} sind in Abbildung 3.2 a repräsentativ für den Fall des quadratischen Stabs dargestellt. Der auflösbare Frequenzbereich erstreckt sich entsprechend des Anti-Aliasing-Filters bis zu $f_u = 20$ kHz. Es gibt einen deutlichen Peak im Bereich um $f \approx 510$ Hz, in dem der Hauptteil der akustischen Energie enthalten ist. Um den Schwankungswert p'_m zu bestimmen, werden die Druckkomponenten innerhalb des Frequenzbereichs addiert, innerhalb dessen \tilde{p} auf das $1/e$ -fache des Maximalwerts gefallen ist. Dieser relevante Frequenzbereich ist in Abbildung 3.2 a in der Detailansicht in Rot skizziert. Um die höhere Schallemission der Strömung um den rechtwinklig zur Anströmung angeordneten quadratischen Stab hervorzuheben, sind die nach Gleichung 3.1 berechneten Schalldruckpegel des kreisförmigen Stabs, des halbrunden Stabs mit der Anströmung zugewandten Krümmung und des quadratischen Stabs in einem Winkel von 45° zur Anströmung in Abbildung 3.2 b zusammen dargestellt. Die entsprechenden Wirbelablösefrequenzen f , Strouhal-Zahlen St , maximale Schalldruckpegel

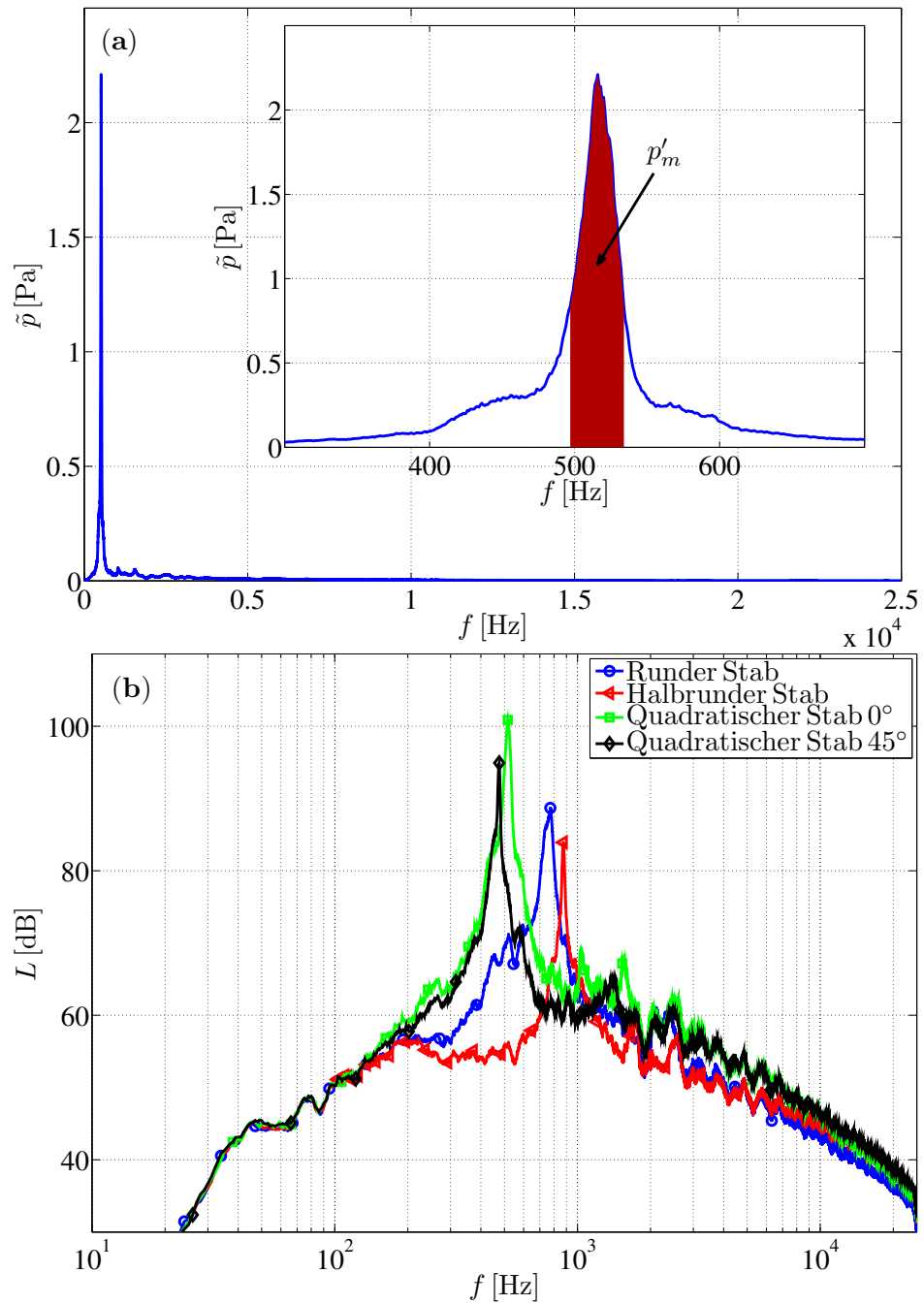


Abbildung 3.2: (a) Gemittelte, frequenzabhängige Effektivwerte des Schalldrucks \tilde{p} im Fall des quadratischen Stabs; (b) Spektren der unterschiedlichen Stabtypen.

L_{max} am ausgewählten Mikrofon sowie die Schwankungswerte p'_m und die Standardabweichungen σ_p der Druckschwankungen sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Der Wert am absoluten Maximum wurde als Wirbelablösefrequenz f gewählt. Die Strouhal-Zahl wird basierend auf den charakteristischen Längen der Stäbe d , der Anströmgeschwindigkeit U_∞ und der Wirbelablösefrequenz f berechnet. Zu beachten ist, dass im Falle des quadratischen Stabs, der in

| Stabtyp | | f [Hz] | St | L_{max} [dB] | p'_m [Pa] | σ_p [Pa] |
|-----------------|---|----------|-------|----------------|-------------|-----------------|
| Rund | ● | 773 | 0.193 | 88.7 | 3.80 | 4.28 |
| Halbrund | ◐ | 874 | 0.219 | 83.9 | 1.41 | 1.86 |
| Quadratisch 0° | ■ | 516 | 0.129 | 100.9 | 9.88 | 10.82 |
| Quadratisch 45° | ◆ | 476 | 0.168 | 94.9 | 3.48 | 4.39 |

Tabelle 3.1: Wirbelablösefrequenzen f , Strouhal-Zahlen St , maximale Schalldruckpegel L_{max} , Schwankungswerte p'_m und Standardabweichungen σ_p der Druckfluktuationen der verschiedenen benutzten Stäbe.

einem Winkel von 45° zur Anströmung orientiert ist, die größere Frontfläche zu einer charakteristischen Länge von $\sqrt{2} \cdot d$ führt.

Wie in Roshko (1954) erwähnt, hängt die Wirbelablösefrequenz von der Breite des Nachlaufgebiets und der Stumpfheit der Stäbe ab - je ausgedehnter der Nachlauf, desto geringer die Wirbelablösefrequenz. Dies spiegelt sich auch in den in der Tabelle 3.1 aufgeführten Frequenzen wider, da der Nachlauf eines quadratischen Stabs in der Regel deutlich größer ist als der eines runden Stabs. Die berechneten Strouhal-Zahlen liegen im erwarteten Bereich für die verwendete Reynolds-Zahl und Stabformen (Ahlborn, Seto und Noack, 2002; Delany und Sorensen, 1956; Nakamura, 1996; Okajima, 1982; Roshko, 1954) und verhalten sich in Übereinstimmung mit der Ablösefrequenz, d.h. je höher die Ablösefrequenz, desto höher die Strouhal-Zahl. Im Falle des quadratischen Stabs im Winkel von 45° zur Anströmung ergibt sich im Vergleich zum quadratischen Stab im Winkel von 0° die höhere Strouhal-Zahl aus der größeren charakteristischen Länge. Darüber hinaus zeigen sowohl Abbildung 3.2 b als auch die Tabelle 3.1, dass der rechtwinklig zur Anströmung angeordnete quadratische Stab die stärkste tonale Komponente erzeugt. Dies bedeutet, dass die Schallschnelle in diesem Fall die höchsten Werte annimmt. Somit eignet sich dieser Fall besonders gut zur Untersuchung der Schallausbreitung. Des Weiteren ist auch das Verhältnis von p'_m zu σ_p , das die im Frequenzpeak enthaltene Schallenergie widerspiegelt, in diesem Fall am höchsten (> 90%). Daher konzentriert sich die weitere Auswertung der experimentellen Daten auf diesen Fall und die entsprechende Frequenz $f = 516$ Hz und der Schwankungswert $p'_m = 9,88$ Pa, die mit Hilfe der oben beschriebenen Verfahren bestimmt wurden, dienen als Referenzwerte für die analytischen Lösungen.

3.2.2 Strömungseigenschaften

Abbildung 3.3 (a) stellt das zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsvektorfeld und Abbildung (b) eine ausgewählte instantane Vektorverteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen mit der im Hintergrund farblich kodierten Wirbelstärke ω_z für den Bereich nahe des quadratischen Stabes (BF A) dar. Die dargestellte

Wirbelstärke $\omega = \omega_z$ wird auf der Grundlage des Stokes'schen Theorems (J. W. Lim und Van Der Wall, 2010) und gemäß Gleichung 2.2 berechnet. Im Falle der präsentierten Fluktuationen wurden die lokalen Mittelwerte vom Geschwindigkeitsfeld subtrahiert. Die Abbildungen (c) und (d) zeigen die korrespondierenden Standardabweichungen der Strömungskomponenten in Strömungsrichtung σ_u und in vertikaler Richtung σ_v . Bei den Vektorplots ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nur jeder 5. Vektor in je vertikaler und horizontaler Richtung dargestellt. Die Werte für die Geschwindigkeit, die Wirbelstärke und die Standardabweichung sind mit der Anströmgeschwindigkeit U_∞ - und im Falle der Wirbelstärke zusätzlich mit der charakteristischen Länge d des Stabs - normiert, um eine dimensionslose Darstellung zu erzielen. Der weiße Streifen, der in den Abbildungen vom Stab ausgehend schräg nach links oben verläuft, zeigt den maskierten Bereich an, der im Verlauf der Auswertung der PIV-Aufnahmen definiert wurde und der den Schattenwurf des Stabes maskiert, der infolge des schräg von unten kommenden Laserlichts entsteht.

Das mittlere Geschwindigkeitsfeld (Abb. 3.3 (a)) weist eine typische Strömung um einen stumpfen Körper mit der Staupunktströmung stromaufwärts des Stabs, einer beschleunigten Strömung entlang beider Seiten weiter stromabwärts und dem Rezirkulationsbereich im direkten Nachlauf auf. Die Strömung trennt sich an den stromaufwärts gelegenen Kanten und bildet eine Scherschicht entlang der Seitenwände des Stabs. In dieser Scherschicht nimmt die Wirbelstärke hohe Werte an und die Strömung wird auf den 1,5-fachen Wert der Anströmung beschleunigt. An den stromabwärts gelegenen Kanten beginnt die Scherschicht sich zu großskaligen Wirbeln mit entgegengesetztem Vorzeichen zusammenzurollen. Durch die vorhandene Anströmung werden diese Wirbel periodisch vom Stab aus stromab konvektiert. Es ist aus der Literatur bekannt (Lin und Hsieh, 2003; Nakagawa, Nitta und Senda, 1999), dass die Wirbel mit zunehmender Distanz zum Stab beschleunigt werden. Im Abschnitt 3.2.3, in dem die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel bestimmt wird, wird diese Beobachtung anhand der hier vorgestellten Messungen bestätigt. Es ist auch bekannt, dass die Beschleunigung im fernerem Nachlauf des Stabes in eine gleichmäßige Bewegung übergeht, in der der Abstand zwischen den Wirbeln nahezu konstant bleibt (Lin und Hsieh, 2003; Nakagawa, Nitta und Senda, 1999). Dieses wird ebenfalls im Abschnitt 3.2.3 näher ausgeführt.

Im instantanen Geschwindigkeitsfeld (Abb. 3.3 (b)) können stromab vom Stab ausgehend zwei gegenläufige, großskalige Wirbel identifiziert werden, welche in Strömungsrichtung hintereinander angeordnet sind. Dieses periodische Wirbelablöseverhalten ist charakteristisch für Zylinder- bzw. Stabnachlaufströmungen und die damit einhergehende Kármán'schen Wirbelstraße. Aufgrund der vorherrschenden Reynolds-Zahl von 60000 sind die großskaligen Wirbel zusätzlich überlagert von kleinskaligen, turbulenten Strömungsstrukturen. Anhand der in Abbildung 3.3 (b) farblich gekennzeichneten Wirbelstärke sind diese kleinskaligen Strukturen gut identifizierbar. Mittels der weiter unten präsentierten Kreuzkorrelationsfunktion (Abschnitt 3.2.4) wird darüber

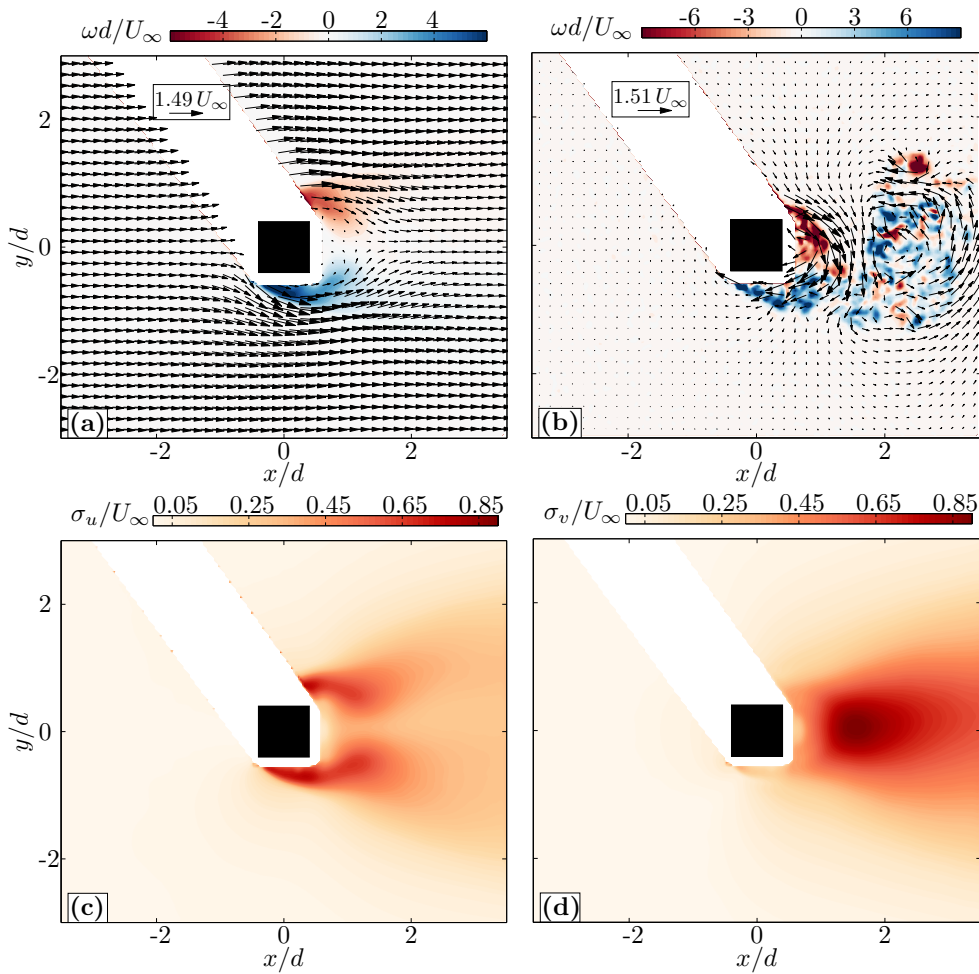


Abbildung 3.3: (a) Verteilung der gemittelten Geschwindigkeitsvektoren und (b) instantane Vektorverteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen mit farblich kodierter Wirbelstärke ω ; (c) und (d) Standardabweichung der u - bzw. v -Geschwindigkeitskomponente in der Nähe des Stabs (BF A).

hinaus das periodische Ablöseverhalten, welches im Einklang mit der Wirbelablösefrequenz ist, deutlich sichtbar und hervorgehoben.

Die Standardabweichung σ_u der Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung weist vor allem in den Scherschichten direkt ober- und unterhalb des Stabes hohe Werte auf (vgl. Abb. 3.3 (c)), beginnend an den Vorderkanten des Stabes, wo die Strömung aufgrund des Strömungskörpers aufgeteilt wird. Die Topologie hoher Werte der Standardabweichung verläuft von den Vorderkanten ausgehend stromab hufeisenförmig, wobei die Schenkelenden im Nachlaufgebiet bei etwa $x/d = 1,2$ liegen. Direkt im Totwassergebiet mittig stromab des Stabes finden hingegen praktisch keine signifikanten Fluktuationen der u -Komponente statt. Weiter stromab weitet sich das Gebiet mit erhöhten Schwankungen der u -Geschwindigkeitskomponente fächerförmig aufgrund der zunehmenden Größe der Wirbel aus, wobei gleichzeitig die Stärke der Schwankungen abnimmt.

Im Falle der v -Komponente stellen sich die größten Schwankungen in der Nachlaufregion stromabwärts des Rezirkulationsgebiets ein, dort, wo die Wirbel bereits vollständig ausgebildet und sich von den Stabenden abgelöst haben (vgl. Abb. 3.3 (d)). Das globale Maximum von σ_v liegt hier in vertikaler Richtung mittig stromab des Stabs bei $x/d \approx 1,6$. Im weiteren Verlauf stromabwärts nehmen die Schwankungen entlang der Mittellinie $y/d = 0$ abermals ab bei gleichzeitiger Expansion des Bereichs hoher Fluktuationenwerte in vertikaler Richtung. Dies ist erneut durch die zunehmende räumliche Ausdehnung der Wirbel mit ansteigendem Abstand stromab des Stabs zu erklären.

Die gesamte Topologie des Strömungsfeldes sowie die Beobachtungen des allgemeinen Strömungsverhaltens bei der Umströmung des quadratischen Stabs stimmen insgesamt sehr gut mit den Beschreibungen und Erkenntnissen in der Literatur überein. Detaillierte und weitergehende Untersuchungen zu Zylinder- bzw. Stabnachlaufströmungen für verschiedene Geometrien und Reynolds-Zahlen finden sich u.a. in den Übersichtsartikeln von Williamson (1996) und Demartino und Ricciardelli (2017).

3.2.3 Autokorrelation und Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel

Weitere Informationen über das Strömungsverhalten und die Strömungseigenschaften werden durch die Analyse der Autokorrelation der Geschwindigkeitsdaten gewonnen. Einerseits können damit Aussagen über die Kohärenz von Strömungsstrukturen getroffen, andererseits kann die Wirbelkonvektionsgeschwindigkeit mit Hilfe der Autokorrelationskoeffizienten bestimmt werden. Die Kenntnis der Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel wird weiter unten wichtig, wenn die Modellierung der Wirbelstraße mit den Kreuzkorrelationsergebnisse abgeglichen wird. Grundlage für die Autokorrelationsberechnung ist die PIV-Messung am quadratischen Stab mit der Frontfläche zur Anströmung, bei der die Position der Kamera in Strömungsrichtung verschoben wurde. Dies ermöglicht einen erweiterten Blick in die Nachlaufströmung, wodurch ein größerer Bereich zur Bestimmung der Wirbelkonvektionsgeschwindigkeit zur Verfügung steht. Die Autokorrelation wird hierbei wie folgt berechnet:

$$R_{\psi,\psi}(\mathbf{x}, \mathbf{x}_R) = \frac{\langle \psi'(\mathbf{x})\psi'(\mathbf{x}_R) \rangle}{\sigma_\psi(\mathbf{x}) \cdot \sigma_\psi(\mathbf{x}_R)}, \quad (3.2)$$

wobei \mathbf{x}_R den ausgewählten Bezugspunkt im Strömungsfeld und \mathbf{x} alle Aufpunkte der gemessenen Schwankungsgrößen in der Strömung bezeichnen. Die Normierung erfolgt mittels der lokalen Standardabweichungen $\sigma_\psi(\mathbf{x})$ und $\sigma_\psi(\mathbf{x}_R)$, so dass am Referenzpunkt der Wert 1 erhalten wird.

Ein Beispiel für eine Koeffizientenverteilung ist in der Abbildung 3.4 dargestellt, in der die Geschwindigkeitskomponente v' als Korrelationsvariable ψ' dient. Der Referenzpunkt befindet sich an einer Stelle im Nachlauf in der Nähe des Stabs (markiert mit einem grünen Sternchen) auf der horizontalen Linie bei $y = 0$ (gekennzeichnet durch eine schwarz gestrichelte

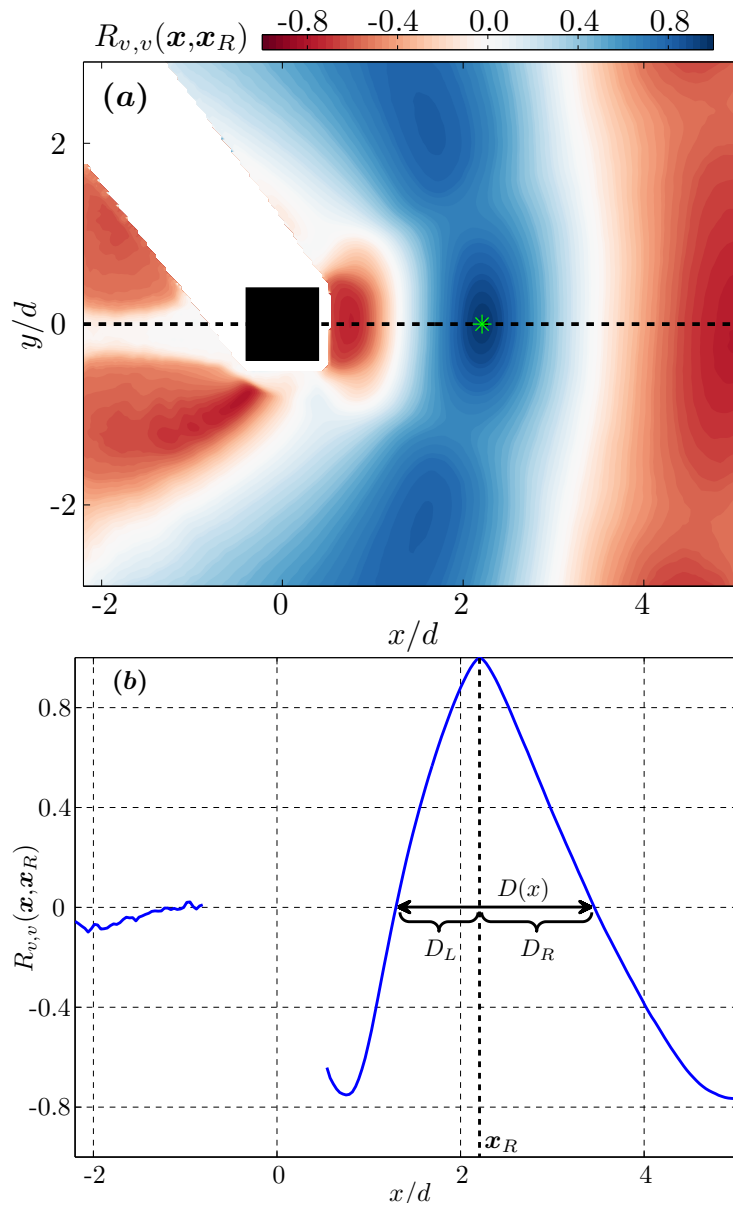


Abbildung 3.4: (a) Verteilung der Autokorrelationskoeffizienten der v -Geschwindigkeitskomponente für einen ausgewählten Referenzpunkt (grüner Stern) im Nahfeld des quadratischen Stabs und (b) Autokorrelationskoeffizienten der v -Geschwindigkeitskomponente entlang der horizontalen Linie bei $y = 0$ (schwarz gestrichelte Linie in (a)).

Linie), entlang derer der Referenzpunkt für die spätere Bestimmung der Wirbelkonvektionsgeschwindigkeit verschoben wird. Die Koeffizientenverteilung zeigt gekrümmte vertikale Bereiche, die kohärente Strömungsstrukturen mit im Durchschnitt der gleichen vertikalen Geschwindigkeitsorientierung (blaue Bereiche) oder der entgegengesetzten Richtung (rote Bereiche) wie die am Referenzpunkt anzeigen. Da im dargestellten Fall die vertikale Geschwindigkeitskomponente berücksichtigt wird, stellen Bereiche mit hohen

Korrelationswerten im Nachlaufbereich den Abstand zwischen den Zentren zweier gegenläufig rotierender Wirbel dar. Obwohl sich die Wirbel nur in einem begrenzten vertikalen Bereich stromabwärts ausbreiten, werden die Strömungsbereiche unterhalb und oberhalb dieser Wirbelpfade durch die Geschwindigkeitsschwankungen der Wirbel beeinflusst. Mit zunehmendem Abstand stromabwärts des Stabs nimmt die Krümmung der kohärenten Strukturen ab, was zu einem nahezu geraden vertikalen Muster führt (Henning, Koop und Ehrenfried, 2010).

In Abbildung 3.4 b, sind die Autokorrelationskoeffizienten entlang der horizontalen Linie bei $y = 0$ gegenüber der Position x dargestellt. An der Position des Referenzpunktes $x = x_R$ wird gemäß der Normierung der globale Maximalwert von 1 erreicht, während links und rechts vom Maximum die lokalen Minima der benachbarten Wirbelstrukturen zu sehen sind. Der Bereich, an dem die Kurve unterbrochen ist, gibt die Abmessungen des Stabes wieder. Der Abstand zwischen den beiden Nulldurchgängen (markiert mit einem Doppelpfeil in Abbildung 3.4 b) ist im Folgenden definiert als der lokale mittlere Abstand $D(x)$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wirbelzentren bei $x = x_R$. Durch Verschieben des Referenzpunktes x_R entlang der horizontalen Linie bei $y = 0$ und die entsprechende Bestimmung des lokalen mittleren Wirbelabstandes kann dann die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel anhand der folgenden Beziehung berechnet werden:

$$U_c(x) = 2D(x)f. \quad (3.3)$$

Der Parameter f steht hierbei für die Wirbelablösefrequenz, die man anhand des akustischen Spektrums der aufgenommenen Mikrofondaten bestimmen kann (vgl. Abschnitt 3.2.1 und Tabelle 3.1). Der Faktor 2 ist notwendig, da $D(x)$, wie beschrieben, nur den Abstand von zwei gegenläufigen Wirbeln wiedergibt. Daher wird angenommen, dass $2D(x)$ dem Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Wirbeln mit gleicher Drehrichtung gleichkommt, was einer vollen Periode entspricht. Darüber hinaus müssen bei der Bestimmung des lokalen mittleren Wirbelabstandes sowohl die Maskierung (Kontur und Schatten des Stabs) als auch der Rand des Sichtfeldes berücksichtigt werden, so dass eine valide Berechnung von $D(x)$ nur für einen begrenzten Bereich innerhalb des Sichtfeldes möglich ist. Um Aussagen über die Entwicklung der Konvektionsgeschwindigkeit für x -Werte außerhalb dieses Bereichs treffen zu können, benötigt man einen analytischen Zusammenhang, mit dem man die Geschwindigkeit extrapolieren kann. Daher wird zunächst zur Bestimmung von $D(x)$ der Abstand zwischen den Nulldurchgängen in eine Distanz links (D_L) und rechts (D_R) aus der Sicht des Referenzpunktes x_R unterteilt (vgl. Abbildung 3.4 b). Aufgrund der Beschleunigung der Wirbel ist nämlich davon auszugehen, dass die Entwicklung dieser beiden Distanzen nicht identisch mit der Variation von x_R verläuft. Die folgende Fit-Funktion mit den Fit-Parametern a , b und c wird für jeden Fall zunächst separat berechnet:

$$g(x) = -a \cdot \exp(-b \cdot x) + c. \quad (3.4)$$

Das Ergebnis dieses Vorgehens ist in Abbildung 3.5 a dargestellt, in der die aus der Messung gewonnenen Werte für D_L und D_R mit variierendem x_R

und ihren jeweiligen Fit-Funktionen gegen die x -Position eingezeichnet sind. Es zeigt sich deutlich ein reziprok exponentieller Anstieg mit der Tendenz eines asymptotischen Übergangs zu einem festen Grenzwert für beide Fälle. Dabei sind die Messwerte von D_R stets höher als die von D_L , was sich durch die Beschleunigung und die damit verbundene Abstandsabweichung der aufeinanderfolgenden Wirbel erklären lässt. Darüber hinaus kann auch eine Verformung der Wirbel durch Konvektion und die vorherrschende Strömung angenommen werden. Mit steigendem x/d zeichnet sich für beide Strecken der Trend ab, dass ihre Länge auf einen vergleichbaren, festen Grenzwert zusteuern. Dies ist physikalisch nachvollziehbar, da die Wirbel maximal mit der Anströmgeschwindigkeit konvektiert und sich der Wirbelabstand daher nicht beliebig vergrößern kann bzw. die Wirbel nicht unentwegt beschleunigt werden können.

Durch Addition von D_L und D_R wird die lokale mittlere Wirbelstrecke $D(x)$ und schließlich durch Verwendung von Gleichung 3.3 die lokale Konvektionsgeschwindigkeit U_c der Wirbel ermittelt. Darüber hinaus können mit den Fit-Funktionen g_{D_L} und g_{D_R} Datenpunkte für Wertebereiche von x außerhalb des gültigen auswertbaren Sichtfeldes erzeugt werden. Das Ergebnis dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 3.5 b dargestellt, in der auch die Fit-Funktion für die Kombination von experimentellen und extrapolierten Werten präsentiert wird. Die experimentellen Daten von Lin und Hsieh (2003) und Nakagawa, Nitta und Senda (1999) der sind der Abbildung zum Vergleich hinzugefügt. Lin und Hsieh (2003) haben das Verhältnis U_c/U_∞ an einem kreisförmigen Zylinder bei verschiedenen Reynolds-Zahlen mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) bestimmt. Zum Vergleich ist deren Messung bei $Re = 12000$ in Abbildung 3.5 b eingezeichnet. In der zweiten Arbeit von Nakagawa, Nitta und Senda (1999) wurde ebenfalls das Verhältnis U_c/U_∞ mittels LDA ermittelt, wobei in dieser Untersuchung der Fokus auf der Umströmung verschiedener rechteckiger Stäbe bei einer Reynolds-Zahl $Re = 3000$ lag.

Wie in der Einleitung erwähnt, zeigte die Arbeit von Lin und Hsieh (2003), dass es eine Reynolds-Zahlenabhängigkeit im Bereich von $x/d < 6$ gibt. Ebenso wurde bei der Untersuchung von Nakagawa, Nitta und Senda (1999) eine Geometrieabhängigkeit von U_c/U_∞ für $x/d < 8$ gezeigt. Aber der allgemeine Anstieg der Konvektionsgeschwindigkeit bzw. das Beschleunigungsverhalten der Wirbelstrukturen in diesen Bereichen ist für alle Fälle nahezu identisch (vgl. Abb. 3.5 b) und entspricht sehr gut dem der Messung in der vorliegenden Arbeit, nämlich ein reziprok exponentieller Verlauf mit asymptotischem Verhalten hin zu einer konstanten Geschwindigkeit mit steigendem x/d . Im Einzelnen gibt es jedoch Abweichungen zwischen den Messergebnissen der vorliegenden Arbeit und denen der Literatur. Einerseits steigt der Abstand zwischen den Wirbeln und damit auch die Beschleunigung der Wirbel bzw. die lokale Geschwindigkeit langsamer an, als in den Arbeiten von Lin und Hsieh (2003) und Nakagawa, Nitta und Senda (1999). Andererseits wird auch der Grenzwert erst später, also für größere x/d , erreicht.

Grundsätzlich überraschen diese Abweichung nicht, wenn man bedenkt, dass

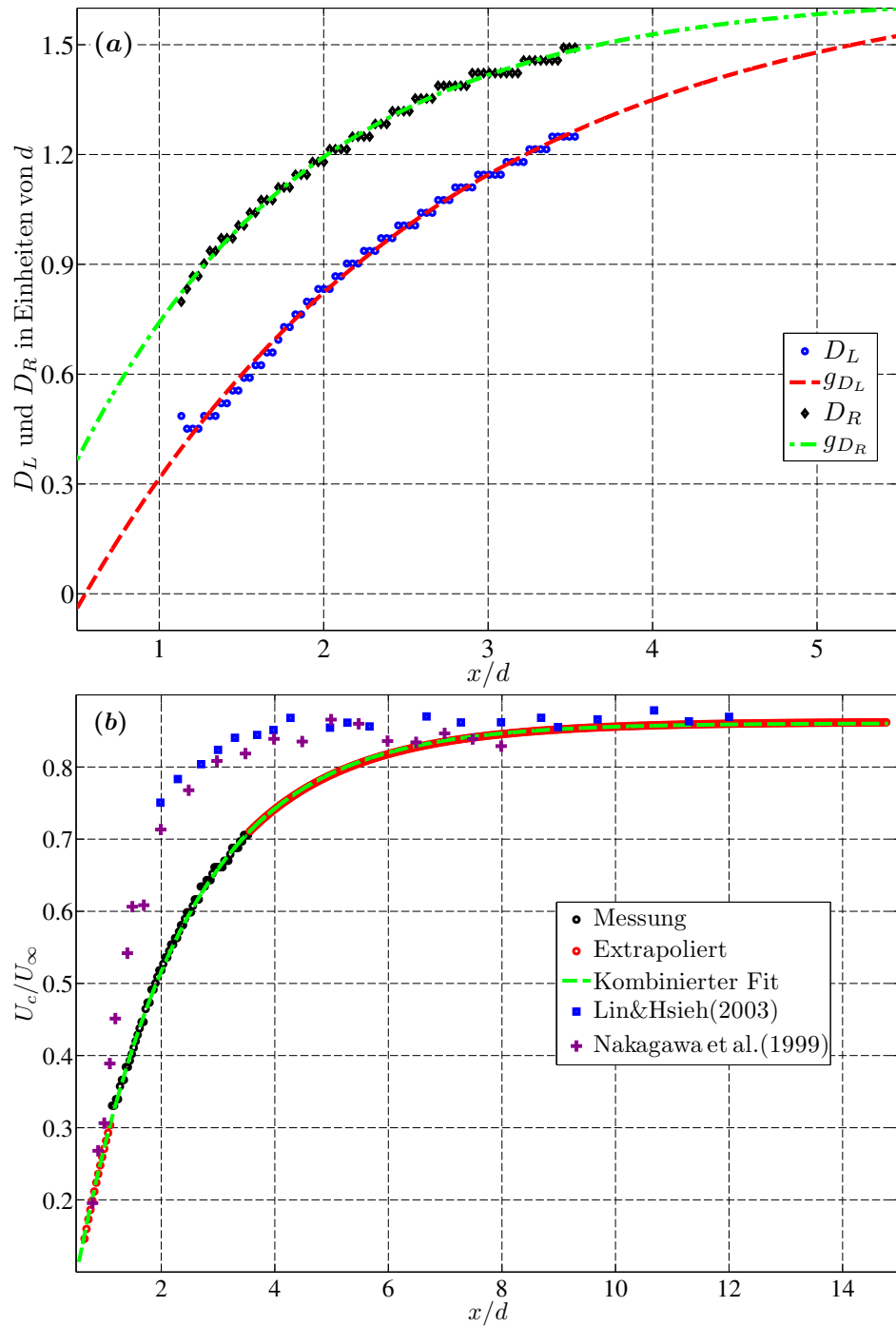


Abbildung 3.5: (a) Entwicklung der Distanzen D_L und D_R basierend auf den Autokorrelationskoeffizienten für variierende Referenzpunkte x_R und den korrespondierenden Fit-Funktionen g_{D_L} und g_{D_R} ; (b) Variation von U_c/U_∞ mit x/d für die Messung und die extrapolierten Werte basierend auf der entsprechenden Fit-Funktion im Vergleich zu den experimentellen Daten von Lin und Hsieh (2003) und Nakagawa, Nitta und Senda (1999).

die Reynolds-Zahl der Messung mit 60000 deutlich höher ist, als bei den

Untersuchungen in der Literatur. Allerdings zeigte Lin und Hsieh (2003), dass die Beschleunigung der Wirbel mit der Reynolds-Zahl zunimmt und damit verbunden auch die lokale Konvektionsgeschwindigkeit. Im Vergleich zwischen Nakagawa, Nitta und Senda (1999) ($Re = 3000$) und der hier vorgestellten Messung ist der Anstieg von U_c/U_∞ mit x bei den höheren Reynolds-Zahlen deutlich schwächer. Die Ursache für diese beobachtete Abweichung kann die Methode zur Bestimmung der Konvektionsgeschwindigkeit sein, nämlich der Bestimmung von $D(x)$. Da $D(x)$ nur den Abstand zwischen zwei gegenläufigen Wirbeln anzeigt und somit nur denjenigen Wirbelabstand widerspiegelt, der sich während einer halben Wirbelperiode einstellt, führt der gewählte Faktor $2D(x)$ zu einer lokalen Unterschätzung der Geschwindigkeitszunahme im Bereich $x/d < 6$ von bis zu 48%. Eine genauere Bestimmung von U_c/U_∞ mittels der gewählten Methode ergäbe sich durch ein erweitertes Sichtfeld im Nachlauf der Stabumströmung, da dadurch der Abstand zwischen zwei gleichläufigen Wirbeln bestimmt werden könnte, was offensichtlich vor allem im Bereich der Beschleunigungsphase für $x/d < 8$ einen erheblichen Einfluss hat. Dennoch nähert sich die Kurve der Messung dem Grenzwert von $U_c/U_\infty = 0,86$, was in der Arbeit von Lin und Hsieh (2003) gleichermaßen als Mittelwert und in Nakagawa, Nitta und Senda (1999) mit 0,81 in ähnlicher Größe angegeben ist. Zusammenfassend lässt sich in Übereinstimmung mit der Literatur Nakagawa, Nitta und Senda (1999) sagen, dass der Grenzwert der Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel, der in einer Kármánschen-Wirbelstraße für $x/d > 8$ beobachtet werden kann, nicht nur unabhängig von der Reynolds-Zahl (Lin und Hsieh, 2003; Zhou und Antonia, 1992), sondern auch unabhängig von der Geometrie des umströmten Stabes ist. Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser Analyse und insbesondere die Fit-Funktion 3.4 für die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel verwendet, um das Modell der Wirbelstraße näher an die Messergebnisse anzupassen.

3.2.4 Zuverlässigkeit und Interpretation der Kreuzkorrelationsfunktion

In diesem Kapitel wird schließlich die Aussagekraft, Zuverlässigkeit und Interpretation der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Geschwindigkeitsschwankungen in der Strömung und den Druckfluktuationen im Fernfeld hinsichtlich der Nachverfolgbarkeit der Schallausbreitung von der Quellregion bis ins akustische Fernfeld diskutiert. Hierfür wird im Folgenden die Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\psi}(x, \tau)$ betrachtet, welche nach Gleichung 2.1 mit der v -Geschwindigkeitskomponente als Strömungsgröße ψ' berechnet wird. Die v -Komponente zeigt hierbei die Geschwindigkeitsschwankungen in vertikaler Richtung und somit auch die Schallausbreitung in Richtung der Mikrofone an.

Da die Messung der Schallschnelle auf direktem Wege mittels Sensoren in turbulenten Strömungen nur schwer möglich ist, ohne die Strömung zu beeinflussen und somit das Messergebnis zu verfälschen, soll mit der hier präsentierten, synchronen Messtechnik und der darauf aufbauenden

Kreuzkorrelationsanalyse eine Methode vorgestellt werden, die Schallschnelle mittels kombinierter, berührungsloser Messungen zu detektieren. Ein wichtiger Aspekt der vorliegenden Arbeit und damit das Hauptaugenmerk der folgenden Diskussion ist somit der Vergleich von $S_{p,v}$ mit der in Kapitel 2.4 analytisch bestimmten Schallschnelle. Damit soll überprüft werden, mit welcher Qualität und Zuverlässigkeit die hier vorgestellte Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße für die Schallschnelle angesehen werden kann. Hierzu wird eine Skalierung der Kreuzkorrelationsfunktion nach Gleichung 2.3 vorgenommen, so dass $S_{p,v}^*$ der Dimension und Größenordnung der Schallschnelle entspricht. In Bereichen mit geringen fluiddynamischen Bewegungen wird erwartet, dass $S_{p,v}^*$ gut mit der Schallschnelle übereinstimmt, da dort die akustischen Schwankungen nicht von turbulenten Fluktuationen überlagert werden. In der Nachlaufströmung des Stabs existiert bspw. jedoch eine Kombination aus fluiddynamischen und akustischen Schwankungen, so dass $S_{p,v}^*$ in dieser Region auch beide Anteile enthält. Hier steht vor allem die Analyse des Zusammenhangs und der Interaktion der Schallausbreitung mit den kohärenten Wirbelstrukturen im Fokus.

Um einen ersten Überblick über das generelle Verhalten und die unterschiedlichen Bereiche von $S_{p,v}^*$ zu erhalten, sind in Abbildung 3.6 (a) und (b) räumliche Verteilungen der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion für alle Beobachtungsfenster dargestellt. Abbildung 3.6 (a) zeigt dabei die instantane Verteilung von $S_{p,v}^*$ für $\tau_j = \tau_{max}$, wobei τ_{max} denjenigen Zeitpunkt angibt, zu dem das globale absolute Maximum auftritt, was bei ca. $[x/d; y/d] = [1,6; 0,0]$ stromab des Stabs liegt. Für die Darstellung der Daten wurde die zweiseitig symmetrische Logarithmus-Transformation (vgl. Gleichung 2.5) verwendet. Im BF A lassen sich kohärente Wirbelstrukturen erkennen, die mit der Wirbelfrequenz und entgegengesetztem Vorzeichen alternierend vom Stab ausgehen und mit der Strömung stromab konvektiert werden. Gleichzeitig breitet sich eine Schallwelle mit wesentlich höherer Geschwindigkeit stromauf aus. Die Wirbelstrukturen sind mit der vertikalen Schallabstrahlung verknüpft, so dass ein kohärentes Gebiet vom globalen Maximum bis hin zu $y/d > 10$ (BF C) sichtbar wird. In BF D ist einerseits ab $y/d > 30$ die Scherschicht zwischen der Windkanalströmung und der ruhenden Luft des Messraums erkennbar, in der erhöhte fluiddynamische Schwankungen vorkommen, die nicht mit der Schallausbreitung in Verbindung stehen. Andererseits deutet sich bereits bei dieser Betrachtung die wellenförmige Schallausbreitung an, da hier ein Vorzeichenwechsel in Bezug zum Quellgebiet stattgefunden hat. Dieser Vorzeichenwechsel ist ebenfalls in BF E erkennbar. Bemerkenswert ist dabei, dass mit der vorgestellten Messtechnik sogar in BF E ein Signal aufgezeichnet wird, obwohl die Luft dort ruht und die Schallschnelle im Vergleich zur Quellregion deutlich schwächer ist.

Um des Weiteren das allgemeine, phasenunabhängige Ablingverhalten vom Nah- bis ins Fernfeld sowie die Region der höchsten Werte von $S_{p,v}^*$ besser bewerten zu können, ist in Abbildung 3.6 (b) die räumliche Verteilung der lokalen Maxima der Absolutwerte $\max_{\tau} |S_{p,v}^*(\mathbf{x}, \tau)|$ dargestellt. Unabhängig davon, zu welchem τ_j das jeweilige absolute Maximum auftritt, wird

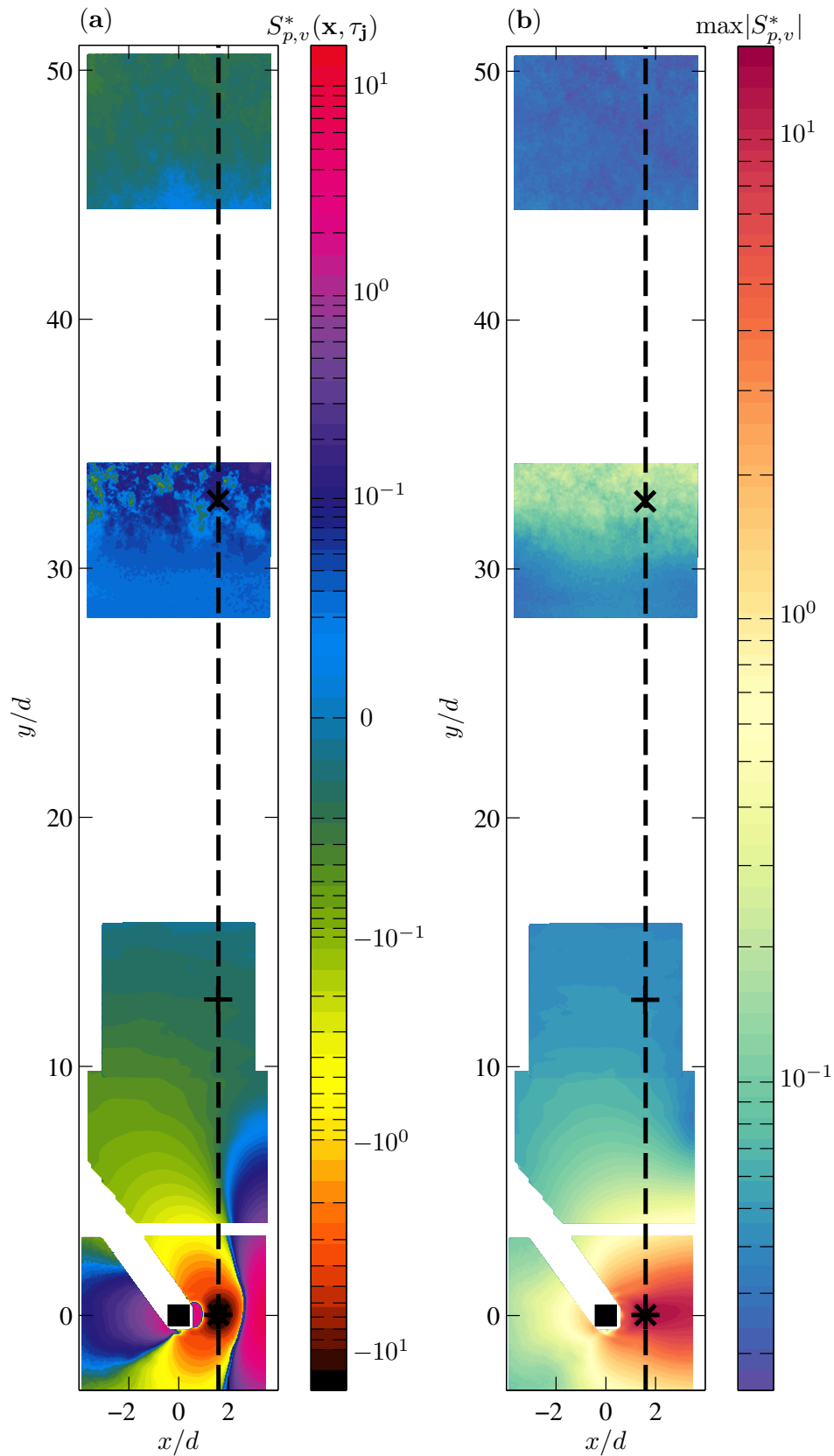


Abbildung 3.6: Räumliche Verteilung von S^* für (a) einen instantanen Zeitpunkt $\tau_j = \tau_{max}$ und (b) die lokalen absoluten Maxima hinsichtlich τ für alle Beobachtungsfenster. Die vertikale, gestrichelte Linie und die drei Beispielpunkte (*, +, ×) sind für weitere Untersuchungen markiert.

hier lediglich der lokal höchste, absolute Wert präsentiert. Daher ist für diese Darstellung auch nur eine einseitige logarithmische Transformation der Daten notwendig. Das globale, absolute Maximum liegt an der gleichen Stelle stromab des Stabes, wie auch bei der Standardabweichung σ_v in Abbildung 3.3 (d) beobachtet wurde. Generell ist die Verteilung der absoluten Maximalwerte im Nachlauf sehr ähnlich zu derjenigen der Standardabweichung σ_v des Geschwindigkeitsfeldes. Die höchsten Werte treten ebenfalls in einem fächerförmigen Bereich stromab des Stabes auf. Dies ist plausibel, da in dieser Region die Kármánsche Wirbelstraße die höchsten Geschwindigkeitsfluktuationen erzeugt. Stromauf des Stabes und auch 3-4 Stabdurchmesser in vertikaler Richtung sind die Werte bereits um eine Zehnerpotenz kleiner als im Nachlauf. Vergleicht man die Bilder von unten nach oben, so lässt sich deutlich die Abnahme der Werte mit $1/r$ zum Quellgebiet erkennen. Einzige Ausnahme bildet hierbei wiederum die Scherschicht, in der durch die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen aufgrund der Scherung erhöhte fluiddynamische Schwankungen existieren.

Um letztendlich die Güte der Kreuzkorrelationsergebnisse bewerten zu können, werden im Folgenden die zeitlichen Verläufe von $S_{p,v}^*$ an drei ausgewählten Punkten genauer untersucht. In Abbildung 3.7 sind für die Punkte am globalen absoluten Maximum (* in Abbildung 3.6), innerhalb der freien Anströmung (+ in Abbildung 3.6) und in der Scherschicht (\times in Abbildung 3.6) die zeitlichen Entwicklungen von $S_{p,v}^*$ sowie die jeweils dazugehörigen Konfidenzintervalle gegen die mit der Periodendauer $T = 1/f$ normierte Zeit τ aufgetragen (zur Erinnerung $f = 516$ Hz). Diese Normierung hilft dabei, leichter beurteilen zu können, über wie viele Zyklen die periodischen Vorgänge an den unterschiedlichen Stellen im Strömungsfeld mittels der Kreuzkorrelationsfunktion zuverlässig erfasst werden. Daher werden auch in den folgenden Darstellungen stets die Zeitangaben mit dieser Normierung versehen.

Betrachtet man zunächst die Zeitreihe von $S_{p,v}^*$ in Abbildung 3.7 (a) an der in Abbildung 3.6 mit einem * gekennzeichneten Position des globalen Maximums der Absolutwerte von $S_{p,v}^*$ in BF A, dann kann man erkennen, dass dieses Maximum einerseits im zeitlichen Verlauf als Minimum und andererseits nicht bei $\tau/T = 0$ sondern zeitlich leicht verschoben bei $\tau/T = -2.05$ auftritt. Dieser Zeitversatz entspricht in etwa der Laufzeit, die das akustische Signal braucht, um von der Quelle durch die Scherschicht bis zum Mikrofon zu gelangen. Jeder weitere Zyklus nach links oder rechts, also vom Schallereignis aus in die Vergangenheit bzw. in die Zukunft geschaut, hat eine zunehmend geringere Korrelationsgüte. Die Werte von $S_{p,v}^*$ schwanken jedoch stets zwischen positiven und negativen Wert mit der Frequenz der Wirbelablösung. Durch die Korrelationsberechnung wurde demnach das Geschwindigkeitsfeld mittels des Drucksignals derart gefiltert, dass primär diejenigen Geschwindigkeitsfluktuationen einen signifikanten Beitrag zum Ergebnis beitragen, die mit dem Schallereignis in Verbindung stehen.

Anhand des zur Zeitreihe aus Abbildung 3.7 (a) zugehörigen Konfidenzintervalls (vgl. Gleichung 2.4), das in Abbildung 3.7 (b) dargestellt ist, lässt sich

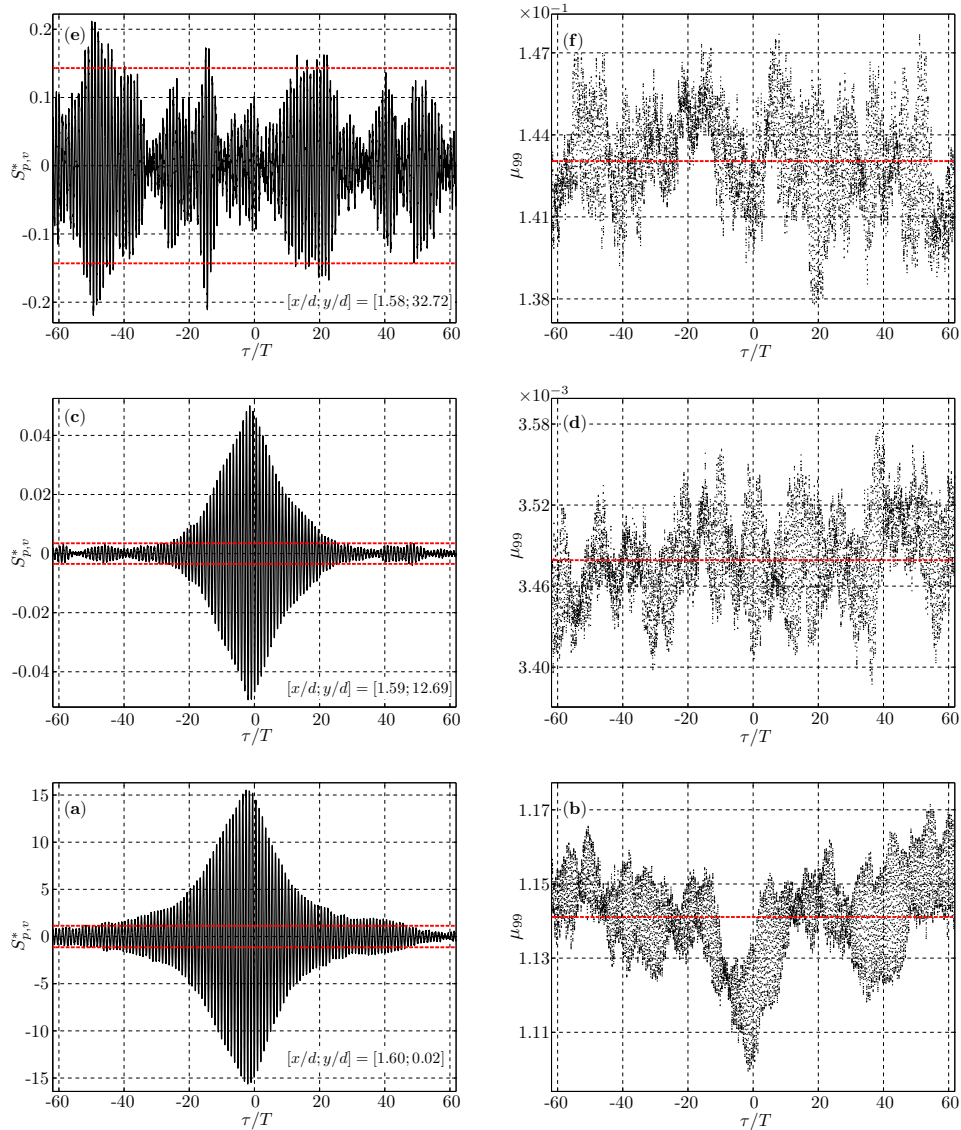


Abbildung 3.7: Zeitliche Entwicklungen von $S_{p,v}^*$ an drei verschiedenen Positionen im Strömungsfeld [(a), (c), (e)] und dazugehörige Konfidenzintervalle von $S_{p,v}^*$ an diesen drei Positionen [(b), (d), (f)].

die Zuverlässigkeit der Korrelationsergebnisse bewerten. Hierzu wird das Konfidenzintervall als Bewertungsgrundlage für das Signal-Rauschverhältnis herangezogen. Jeder einzelne schwarze Punkt in den Abbildungen 3.7 (b), (d) und (f) zeigt das Konfidenzintervall zum jeweiligen Zeitpunkt τ an, während die rot gestrichelten Linien den entsprechenden Durchschnitt über etwa 12000 Zeitpunkte wiedergibt. Obwohl die Konfidenzintervalle in den dargestellten Zeitbereichen gewissen Schwankungen unterliegen, fällt die Streuung der Werte insgesamt verhältnismäßig gering aus. In den Abbildungen 3.7 (a), (c) und (e) sind die ermittelten, durchschnittlichen Konfidenzintervalle sowohl für den positiven als auch negativen Bereich zu den Zeitreihen von $S_{p,v}^*$ als rot gestrichelte Linien eingezeichnet. Diese Linien können als Schwellwer-

te hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses angesehen werden, welche überschritten werden müssen, damit die Werte von $S_{p,v}^*$ an den jeweiligen Positionen im Strömungsfeld mit einer 99%-tigen Wahrscheinlichkeit aussagekräftige und zuverlässige Ergebnisse liefern. Für den Zeitverlauf von $S_{p,v}^*$ an der Position des globalen, absoluten Maximums (Abbildung 3.7 (a)) kann man demnach feststellen, dass zum Zeitpunkt $\tau/T = -2.05$ der maximalen Amplitude sowie ca. ± 20 Zyklen davor und danach der Schwellwert deutlich überschritten wird und somit die Werte der Korrelationsfunktion dort sehr zuverlässig sind. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommt man für die Position in der freien Anströmung (Abbildung 3.7 (c)), für die die Amplituden der Korrelationsfunktion aufgrund der dort geringeren Schallschnelle zwar deutlich kleiner sind, jedoch weiterhin signifikant über den Schwellwert hinausragen. In der Scherschicht (Abbildung 3.7 (e)) dagegen führen die nicht mit der Schallausbreitung zusammenhängenden turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen zu Werten der Korrelationsfunktion, deren Aussagekraft stark eingeschränkt ist, da sie die Schwellwerte des Konfidenzintervalls kaum überschreiten und der zeitliche Verlauf einen stark stochastischen Charakter aufweist. Zudem sind die Maximalwerte der Korrelationsfunktion in der Scherschicht um eine Größenordnung höher, als nach der klassischen Ausbreitungsvorhersage zu erwarten ist, da die akustischen Schwankungen dort von von sehr viel stärkeren fluiddynamischen Fluktuationen überlagert werden.

Um das Verhalten der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion näher zu untersuchen, sind die resultierenden Korrelationswerte in Abbildung 3.8 entlang der in Abbildung 3.6 definierten, vertikalen Linie dargestellt. Die vertikale Höhe ist auf der Abszisse aufgetragen, während die Ordinate die mittels der zweiseitig symmetrischen Logarithmus-Transformation berechneten Werte anzeigt. Die hellgrauen Bereiche geben die lokalen Maximal- und Minimalwerte an, zwischen denen $S_{p,v}^*$ periodisch schwankt, und die dunkelgrauen Bereiche zeigen die jeweiligen Konfidenzintervalle an. Darüber hinaus ist der für $\tau/T = -1,31$ ermittelte, instantane Verlauf von $S_{p,v}^*$ ebenfalls aufgetragen. Dies ist der Zeitpunkt, zum dem am äußersten Ende des gemessenen Bereichs in BF C, in dem noch freie Anströmung herrscht ($y/d = 15,8$), die Amplitude der Schwankungen von $S_{p,v}^*$ maximal wird.

Zum Vergleich und zur Validitätsprüfung der Annahme, dass die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,v}^*$ als Ersatzgröße für die Schallschnelle genutzt werden kann, sind zudem in Abbildung 3.8 Vorhersagen der analytischen 2D- und 3D-Modelle (Gleichungen 2.32 und 2.29) eingezeichnet. Die entsprechenden Modellgleichungen hängen von den komplexen Werten der Amplituden A ab, die aus dem Schwankungswert des Drucks der betrachteten Stabkonfiguration, $p'_m = 9.88$ Pa (siehe Kapitel 3.2.1), durch Lösung der Gleichungen 2.33 bzw. 2.30 (2D- bzw. 3D-Fall) bestimmt werden. Die in Abbildung 3.8 als dunkelrote bzw. dunkelgrüne Linien dargestellten Verläufe der mit dem 2D- bzw. 3D-Modellen vorhergesagten maximalen Schallschnellefluktuationen erhält man schließlich aus der gemessenen Wirbelfrequenz und unter der Annahme einer vertikalen Richtcharakteristik (d.h. $\cos \theta = 1$).

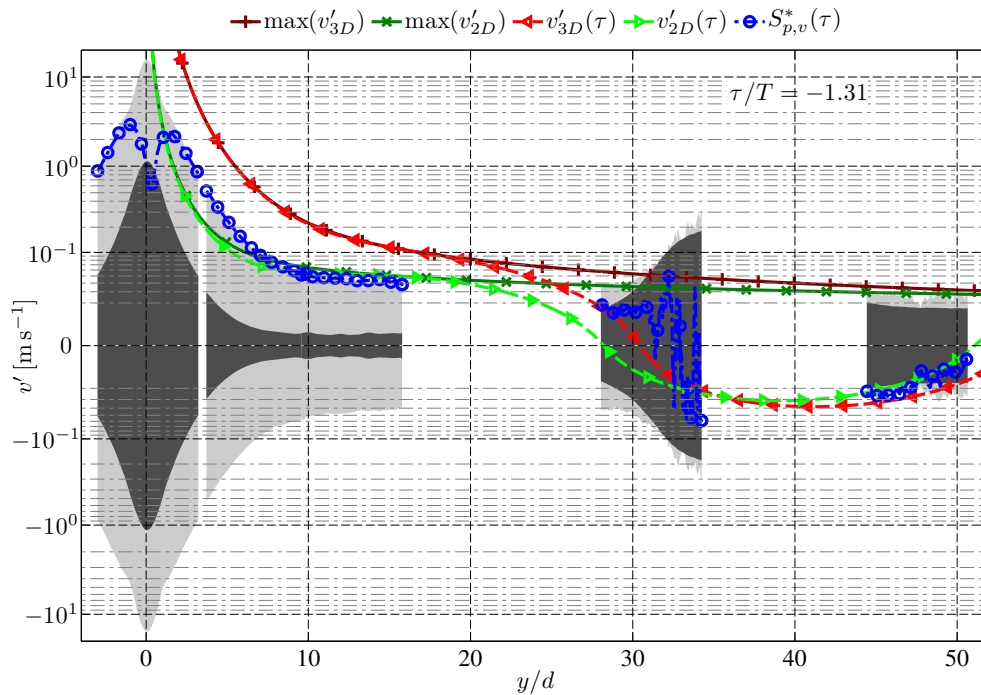


Abbildung 3.8: Verlauf von $S_{p,v}^*$ in vertikaler Richtung im Vergleich mit den analytischen Lösungen der 2D- und 2D-Modelle für die Schallschnelle. Die hellgrauen Bereiche stellen die Maximalwerte von $S_{p,v}^*$ an den jeweiligen vertikalen Positionen dar, während die dunkelgrauen Bereiche die dazugehörigen Konfidenzintervalle mit einer 99%-igen Wahrscheinlichkeit angeben. Die blaue ($S_{p,v}^*$), die gestrichelte hellrote (v'_{3D}) und die gestrichelte hellgrüne (v'_{2D}) Linien zeigen die instantanen Geschwindigkeitsverteilungen zu $\tau/T = -1,31$. Die dunkelrote und dunkelgrünen Linien repräsentieren die lokalen Maximalwerte von v'_{3D} respektive v'_{2D} .

Zusätzlich sind noch instantane Schallschnelleverteilungen in gestrichelt hellgrün (2D) und hellrot (3D) eingezeichnet. Um die Phasenverläufe der instantanen Verteilungen der Modelle mit der der Messung vergleichen zu können, sind die Phasen der Modelle derart angepasst, dass an der Stelle $y/d = 16$ in der freien Anströmung die jeweiligen lokalen Maxima zum gleichen Zeitpunkt erreicht werden wie bei der Messung. Anzumerken ist zudem, dass in Abbildung 3.8 die Realanteile der analytischen Lösungen dargestellt sind.

Der Vergleich der Verläufe in Abbildung 3.8 zeigt zunächst, dass die Größenordnung und das Abklingverhalten von $S_{p,v}^*$ den analytischen Lösungen sehr nahe kommen. Auch bei den Phasenverläufen der instantanen Verteilungen lässt sich eine starke Ähnlichkeit erkennen, wobei dieses Verhalten weiter unten noch einmal genauer analysiert wird. Eine Ausnahme macht der Verlauf in der Scherschicht ($30 < y/d < 40$), in der die Korrelationswerte aufgrund der dominierenden, turbulenten Schwankungen deutlich höher sind als die theoretischen Vorhersagen. Umso bemerkenswerter ist, dass die Korrelationswerte im Fernfeldbereich ($y/d > 40$) wieder gut mit den theoretischen

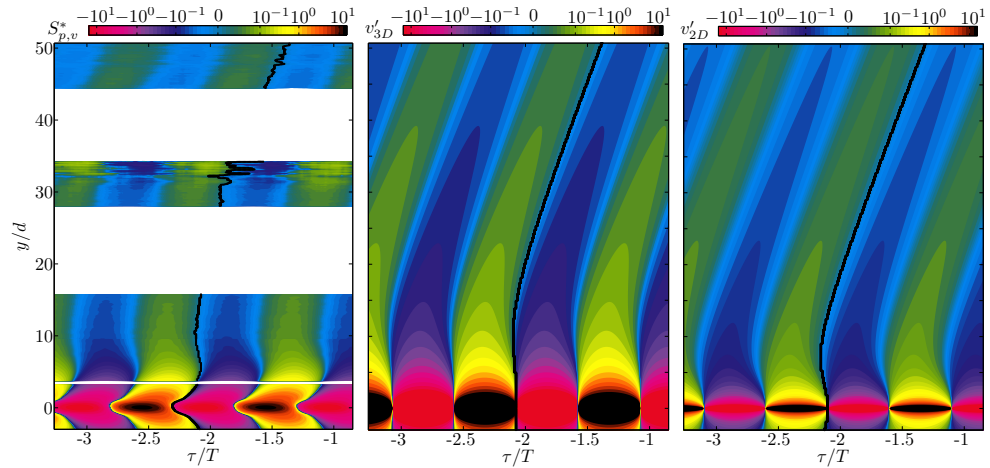


Abbildung 3.9: Zeitliche Entwicklung von $S_{p,v}^*$ (a), v'_{3D} (b) und v'_{2D} (c) entlang der vertikalen Linie.

Vorhersagen übereinstimmen, wobei jedoch das Signal zu Rauschverhältnis vergleichsweise gering ist. Letzteres hat einerseits messtechnische Gründe und ist andererseits eine Folge von turbulenten Partikelbewegungen, die unabhängig von der Schallausbreitung sind. Im Nahfeldbereich ($0 < y/d < 10$) sind die aus den Messungen ermittelten Korrelationswerte größtenteils höher als die Vorhersagen des 2D-Modells und niedriger als die des 3D-Modells. Der letztere Unterschied lässt sich einfach erklären, wenn man bedenkt, dass als Modellvorstellung eine vibrierende Kugel angenommen wurde, dessen Nahfeldanteil mit $1/r^3$ äußerst stark ist und demnach erwartungsgemäß größer ausfällt als bei einer Linienquelle. Zur Erklärung der Überschätzung der Messwerte gegenüber der 2D-Modellvorhersage können zwei Gründe herangezogen werden. Einerseits sind im Nahfeldbereich und im Speziellen im Nachlauf des Stabes fluiddynamische Fluktuationen den akustischen Schwankungen aufgrund der Kármánschen Wirbelstraße überlagert. Andererseits ist die Strömung bei der betrachteten Reynoldszahl von 60000 im Nachlauf dreidimensional. Im Ergebnis liegen die aus den Messungen ermittelten Korrelationswerte zwischen den 2D- und 3D-Modellvorhersagen.

Um den Vergleich zwischen der Messung und der Theorie weiter zu vertiefen, sind in Abbildung 3.9 die zeitlichen Entwicklungen sowohl der aus den Messergebnissen ermittelten Schallschnelle als auch der analytischen Lösungen entlang der bereits zuvor betrachteten Vertikalen dargestellt. Da in den Diagrammen nahezu zwei volle Zyklen dargestellt sind, kann das Ausbreitungsverhalten vom Nah- bis ins Fernfeld nachverfolgt werden. Die Daten sowie die Farbskala sind im Sinne einer übersichtlichen Darstellung mittels der zweiseitig symmetrischen Logarithmus-Transformation bearbeitet. In allen drei Fällen lässt sich auf den ersten Blick sehr gut das allgemeine Abklingverhalten der Schallschnelle mit zunehmendem Abstand zum Quellbereich und das allgemeine periodische Verhalten beobachten. Im Falle der Messung ist darüber hinaus im Nahfeld deutlich der Einfluss der Wirbelstraße erkennbar, da die kohärenten Strukturen deutlich verzerrter bzw.

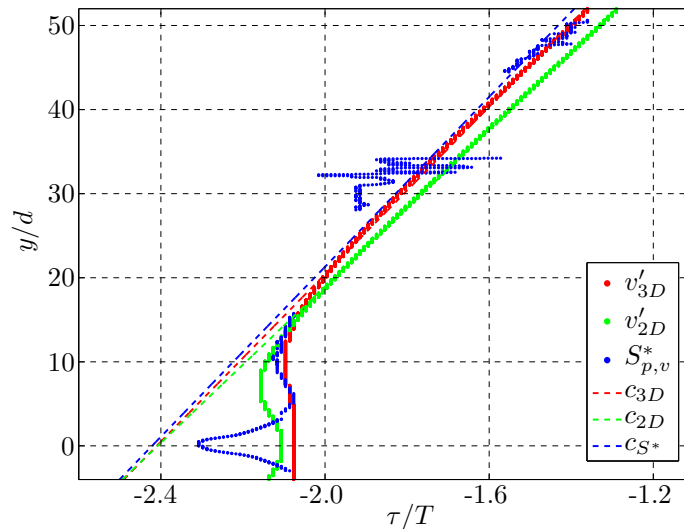


Abbildung 3.10: Extrahierte Phasenverläufe in vertikaler Richtung für $S_{p,v}^*$ (blaue Punkte), v'_{3D} (rote Punkte) und v'_{2D} (grüne Punkte). Die gestrichelten Linien zeigen die Regressionsgeraden für die Berechnung der Phasengeschwindigkeit der verschiedenen Fälle im Fernfeld an.

langgestreckter sind als die der analytischen Modellvorhersagen. Auch die Scherschichteffekte sind erneut sichtbar, jedoch kann man anhand dieser Darstellung in diesem Bereich eine grundlegende Periodizität erkennen, welche im Einklang mit der allgemeinen Periodizität des Schallschnellefeldes ist. Bei der 3D-Modellvorhersage lässt sich erneut der erhöhte Nahfeldanteil feststellen. Die eingezeichneten schwarzen Linien, die extrahiert werden, um die lokale Phasengeschwindigkeit genauer untersuchen und vergleichen zu können, markieren den Nulldurchgang der Schwingungen der einzelnen Geschwindigkeitsverteilungen.

Als abschließende Analyse dieses Abschnitts sind in Abbildung 3.10 die extrahierten lokalen Phasenlagen gemeinsam in einem Diagramm aufgetragen, so dass ein direkter Vergleich möglich ist. Auf den ersten Blick ist tendenziell eine große Ähnlichkeit der verschiedenen Phasenverläufe zu sehen. Im Detail lassen sich jedoch diverse Unterschiede feststellen. Im Nahfeldbereich ($0 < y/d < 10$) bewirkt beim Messergebnis (blau gepunkteter Kurvenverlauf) die Anwesenheit der Wirbelstraße, dass der Phasenverlauf zunächst deutlich flacher ist als bei den analytischen Modellvorhersagen und erst ab ca. $y/d > 10$ vergleichbar steil ansteigt. Aber auch die 3D- (rote Punkte) und 2D- (grüne Punkte) Modellvorhersagen unterscheiden sich leicht voneinander. Im Falle des 3D-Modells ist der Anstieg sehr steil und flacht erst ab $y/d > 15$ deutlich ab, um im Fernfeldbereich auf einen konstanten Verlauf überzugehen. Die Vorhersage des 2D-Modells verläuft im Nahfeld zwischen den Korrelationswerten der Messung und der Vorhersage des 3D-Modells, wobei auch für den 2D-Fall der Verlauf ab ca. $y/d > 15$ abflacht und eine konstante Steigung annimmt. Letztere ist jedoch stets etwas geringer im Vergleich zur Messung und zum 3D-Fall. Dies lässt sich auch mit Zahlen belegen, wenn man die Phasengeschwindigkeit für alle drei Kurven berechnet, wobei

nur die Werte für $y/d > 15$ genutzt werden. Die entsprechenden Regressionsgeraden sind farblich übereinstimmend, gestrichelt eingezeichnet. Als Steigungen ergeben sich die Werte $v_{p,S^*} = 392,2 \text{ m/s}$, $v_{p,3D} = 385,5 \text{ m/s}$ und $v_{p,2D} = 359,9 \text{ m/s}$. Alle drei Werte sind größer als die Schallgeschwindigkeit, was darauf hindeutet, dass Nahfeldeffekte noch eine Rolle spielen und die Schallgeschwindigkeit c_0 erst im Fernfeld erreicht wird. Nimmt man alle Beobachtungen in diesem Abschnitt zusammen, so kann man feststellen, dass die aus den Messung ermittelten Werte im Nahfeld besser mit der Vorhersage des 2D-Modells (abgesehen von der fehlenden Wirbelwechselwirkung in der analytischen Lösung) und im Fernfeld besser mit dem 3D-Modell übereinstimmen. Dies steht im Einklang mit der Annahme, dass eine korrelierte Wirbelablösung mit einer festen Phasenbeziehung nur über kleinere Abschnitte des Zylinders und nicht über seine gesamte Länge vorherrscht. Für einen Beobachter, der viele Korrelationslängen entfernt ist, erscheint die Quelle daher eher als Punkt- denn als Linienquelle. In der Nähe des Zylinders hingegen, in einem Abstand, der kleiner als die Korrelationslänge ist, erscheint die Quelle als eine 2D-Linienquelle. Dazwischen, also in mittlerer Entfernung, wechselt der Charakter des Schallschnellefeldes von 2D zu 3D. Als Fazit kann man sagen, dass die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion basierend auf simultan gemessenen Geschwindigkeits- und Druckfluktuationen durchaus als Ersatzgröße für die Schallschnelle herangezogen werden kann. Abhängig von der Position im Strömungsgebiet müssen jedoch fluiddynamische Effekte zusätzlich berücksichtigt werden.

3.2.5 Zirkulation und Ausdehnung der Wirbel

Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit der Bestimmung der Zirkulation der Wirbel, die auch für die Erstellung des Wirbelstraßenmodells benötigt wird. Die Berechnung basiert auf der skalierten Kreuzkorrelationsfunktionen $\mathbf{S}^* = \{S_{p,u}^*, S_{p,v}^*\}$ und S_{p,ω_z}^* , die als gemittelte Größen im Nahfeld klare, eindeutige Wirbelstrukturen liefern. Abhängig von der verwendeten Nahfeldgröße kann die Zirkulation Γ entweder auf Grundlage der Geschwindigkeit oder der Wirbelstärke berechnet werden. Nach dem Stokes'schen Satz integriert man entweder die Geschwindigkeit entlang einer definierten, geschlossenen Kontur oder die Wirbelstärke, die in dieser Kontur eingeschlossen ist (Saffman, 1992):

$$\Gamma = \oint_{\partial A} \mathbf{S}^* \cdot d\mathbf{r} = \int_A S_{p,\omega_z}^* dA \quad (3.5)$$

In der vorliegenden Arbeit wird als Kontur ein Kreis gewählt, da davon ausgegangen wird, dass die Wirbel ein gleichmäßiges, kreisförmiges Erscheinungsbild nach außen aufweisen. Bei der Berechnung von Γ wird der Radius des Kreises schrittweise vergrößert, wobei sich der Kreismittelpunkt innerhalb der betrachteten Wirbelstruktur befindet und die Mitte durch die Position des betragsmäßig niedrigsten, absoluten Geschwindigkeit innerhalb dieser Wirbelstruktur definiert ist. Dadurch erhält man Informationen über Γ in Abhängigkeit von der Entfernung r zum Wirbelzentrum. Als Datenbasis

dient die bereits im Abschnitt 3.2.3 verwendete Messung, bei der das Sichtfeld weiter stromabwärts verschoben wurde, um einen größeren Bereich des Zylindernachlaufs analysieren zu können. Da die Kreuzkorrelationsmethode eine zeitliche Abhängigkeit für die gemittelte Geschwindigkeit und Wirbelstärke liefert, können verschiedene Entwicklungsphasen der Wirbelbildung betrachtet werden. Für die hier vorgestellte Analyse ist der Zeitpunkt $\tau/T = -1,61$ gewählt, zu dem die Wirbelstärke im Bereich $x/d > 2$ maximal ist. Die Wahl beruht darauf, dass sich die Wirbel für den Bereich $x/d < 2$ noch in der Entstehungsphase befinden, während weiter stromabwärts bereits komplett ausgebildete Wirbel betrachtet werden können. Darüber hinaus stellt diese Wahl sicher, dass Γ auch für größere Kreisradien bestimmt werden kann, da die Beeinträchtigung durch die Maskierung im Bereich des Stabs oder die Grenze des Sichtfeldes reduziert ist.

Die oben diskutierte Vorgehensweise wird beispielhaft anhand von Abbildung 3.11 a repräsentiert, in der \mathbf{S}^* für den ausgewählten Zeitpunkt mit blauen Pfeilen als Vektoren geplottet ist. Die rot eingefärbten Vektoren zeigen die Kontur des Kreises mit dem Radius $r/d = 1$ an, entlang derer Γ basierend auf den Geschwindigkeitswerten berechnet wird. Die schwarz kolorierten Vektoren definieren dagegen den Bereich, in dem Γ basierend auf der Wirbelstärke berechnet wird. In der Abbildung ist als Kompromiss zwischen Sichtbarkeit und adäquater Darstellung des voll ausgebildeten Wirbels nur jeder zweite verfügbare Wert in jede Raumrichtung eingetragen. Stromaufwärts des betrachteten Wirbels ist zusätzlich ein zweiter Wirbel in der Nähe des Stabs zu sehen, der sich noch im Entstehungsprozess befindet.

Durch Variation von r/d erhält man schließlich die beiden in Abbildung 3.11 b dargestellten Kurven. Sie zeigen die Verläufe von Γ mit zunehmendem Radius des Kreises wobei Γ einerseits mit der Geschwindigkeit (rot) und andererseits mit der Wirbelstärke (schwarz) ermittelt wurde. Beide Kurven haben einen sinusförmigen Charakter im Bereich von $0 \leq r/d \leq 1,5$ auf und erreichen das Maximum von $\Gamma \approx 0,86 \text{ m}^2/\text{s}$ bei etwa $1,4 r/d$. Die Abnahme von Γ für größere r/d spiegelt die Interaktion mit den angrenzenden Wirbeln sowie den Zerfall des Wirbels mit ansteigendem Radius wider. Die beiden in Abbildung 3.11 b dargestellten Verläufe unterscheiden sich leicht, da die jeweilige Berechnung für eine unterschiedliche Anzahl von Datenpunkten vorgenommen wurde. Bei der auf der Wirbelstärke basierten Berechnungsmethode wird über alle Werte innerhalb des definierten Kreisbereichs integriert, während beim geschwindigkeitsbasierten Verfahren lediglich die Werte, welche auf der Kreiskontur liegen, für die Integration verwendet werden. Erstere Methode bewirkt daher ein robusteres Verhalten gegenüber Schwankungen bzw. Einflüsse benachbarter Wirbelstrukturen, da eine größere Menge an Datenpunkten genutzt wird. Dadurch präsentiert sich der schwarze Kurvenverlauf insgesamt glatter. Generell bieten die gewonnenen Ergebnisse jedoch eine gute Grundlage für die Entwicklung des Wirbelstraßenmodells, welches im Abschnitt 3.3 ausführlich beschrieben wird.

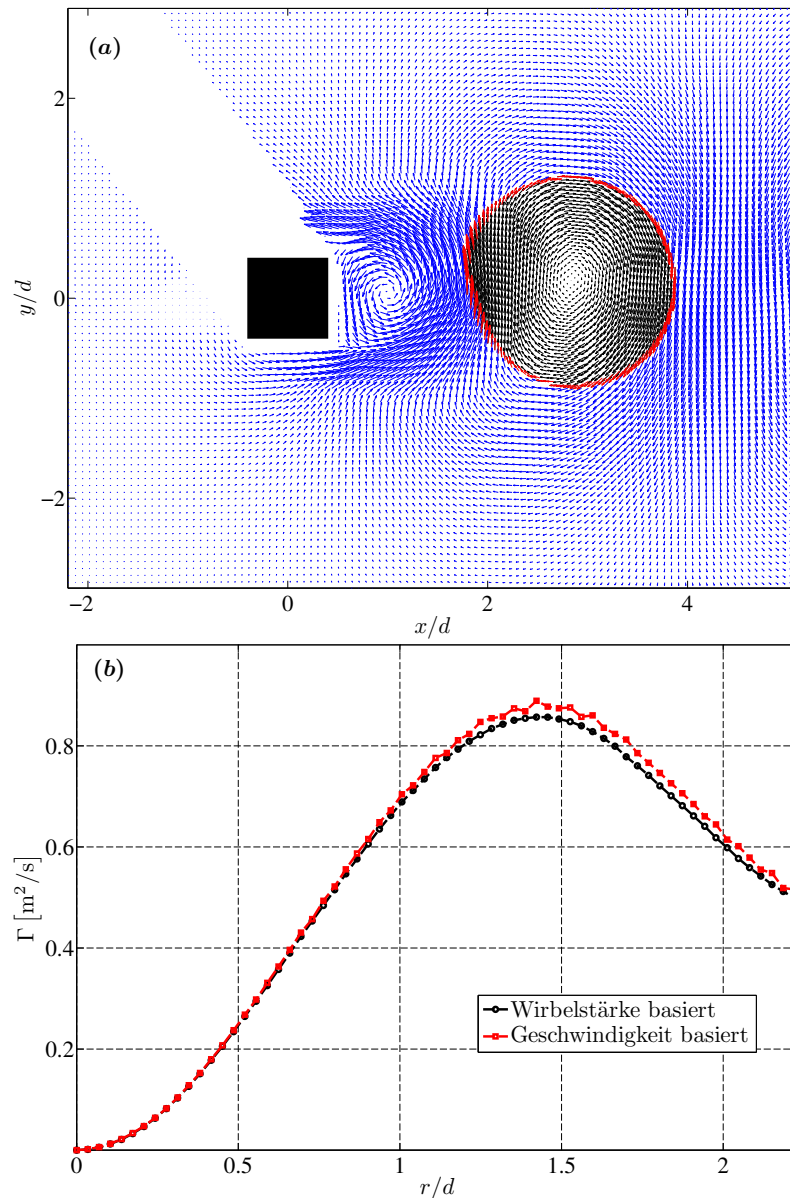


Abbildung 3.11: (a) Vektorfeld der skalierten Kreuzkorrelationsfunktionen S^* zum Zeitpunkt $\tau/T = -1,61$ (blaue Pfeile), welche zur Berechnung von Γ basierend auf der Wirbelstärke (schwarze Pfeile) und der Geschwindigkeit (rote Pfeile) genutzt wird; (b) Γ auf Basis der Wirbelstärke (schwarz) und der Geschwindigkeit (rot) in Abhängigkeit vom Abstand zum Wirbelkern.

3.2.6 Generalisierte Intensitätsanalyse im Nahfeld

Eine tiefere Untersuchung der akustischen Quellregionen erfolgt im Folgenden mittels der Berechnung und Analyse der generalisierten Intensität im Nahfeld des quadratischen Stabs (BF A). Darüber hinaus werden die hier gewonnenen Erkenntnisse über die Lage der Schallquellen für die Ausgangspositionen der Wirbel bei der Entwicklung des analytischen Wirbel-

straßenmodells verwendet. Als Grundlage für die Kalkulation der generalisierten Intensität dient die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,v}^*$, also die Kreuzkorrelation zwischen den Druckschwankungen im Fernfeld und der v -Komponente der Geschwindigkeitsfluktuationen, welche die Schallausbreitung in Richtung der Mikrofone anzeigt. Da, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, die Kreuzkorrelationsfunktion die homogene Wellengleichung im Fernfeld erfüllt, kann S^* als akustische Variable für die Gleichung 2.12 genutzt werden, um die generalisierte Intensität I zu berechnen. Darüber hinaus kann unter dieser Voraussetzung S^* auch verwendet werden, um die Fluktuationsenergiedichte E aus Gleichung 2.10 zu bestimmen. Die Berechnung der jeweiligen Ortsableitungen der zweidimensionalen Datenmatrizen basiert auf dem Stokes' Theorem, bei dem die acht Datenpunkte in der Umgebung des betrachteten Punkts gewichtet integriert werden (J. W. Lim und Van Der Wall, 2010; Raffel, Willert u. a., 2007). Die benötigten Zeitableitungen werden dagegen mit der Richardson Extrapolation berechnet (J. W. Lim und Van Der Wall, 2010), da die Zeitreihen naturgemäß nur in eindimensionaler Form vorliegen.

Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse beziehen sich auf eine generalisierte Intensität, deren Dimension im allgemeinen Fall nicht mit der bekannten akustischen Intensität übereinstimmt. Lediglich bei Vorhandensein einer einzigen Frequenz im akustischen Spektrum würde die Dimension der generalisierten Intensität bis auf einen konstanten frequenzabhängigen Faktor mit der allgemeinen akustischen Intensität vergleichbar sein. Dieser Zusammenhang lässt sich anhand des Vergleichs einer ebenen Welle mit einer konstanten Frequenz für die allgemeine und die generalisierte Intensität veranschaulichen. Daher werden im Folgenden sämtliche präsentierten Werte mit dem Absolutwert des globalen Extremwertes normiert, woraus eine dimensionslose Darstellung folgt, die durch einen hochgestellten Asterisks ausgedrückt wird.

Zunächst ist in Abbildung 3.12 a das instantane Vektorfeld der normierten, generalisierten Intensität I^* zu dem Zeitpunkt $\tau/T = -2.06$, zu dem das absolute, globale Maximum von I^* auftritt, dargestellt. Aus Darstellungsgründen ist nur jeder fünfte Vektor in jeder Raumrichtung aufgetragen. Darüber hinaus ist die dazugehörige instantane Verteilung der normierten generalisierten Fluktuationsenergiedichte E^* farblich kodiert eingezeichnet. Die Stelle des absoluten, globalen Maximums bei $x/d \approx 1,47$ und $y/d = 0$, also stromab des Stabes, ist mit einem grünen Stern markiert. Diese Position befindet sich im Vergleich zu derjenigen der globalen Maxima der Standardabweichung σ_v und der Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,v}^*$ näher an der Stabhinterkante (vgl. Abschnitt 3.2.2 (d) und 3.2.4). Dies deutet darauf hin, dass die Produktion der Energiefluktuationen weiter stromauf des Nachlaufs erfolgt.

Das Vektorfeld der instantanen, generalisierten Intensität zeigt die Stärke und die Ausbreitungsrichtung des Energieflusses an, der radial von innen nach außen ausgehend von dem Bereich der maximalen Energiefluktuationen entsteht. Dabei dominiert der Energiefluss in Hauptströmungsrichtung, da die akustisch relevanten Strömungsstrukturen ebenfalls in diese Richtung

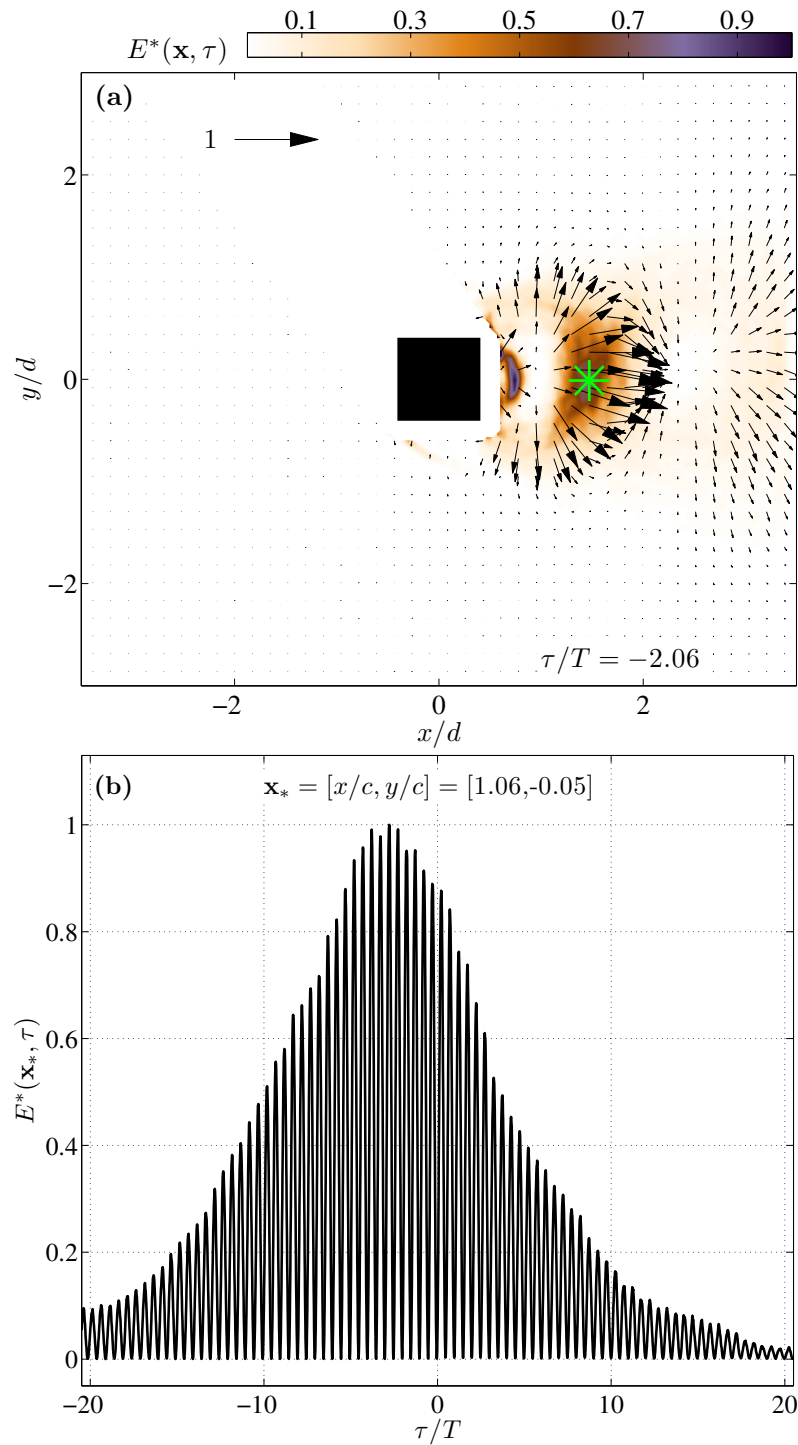


Abbildung 3.12: (a) Räumliche Verteilung der instantanen generalisierten Intensitätsvektoren zum Zeitpunkt des absoluten globalen Maximums mit farblich kodierten Werten der Fluktuationsenergiedichte E^* im Nahfeld des Stabs (BF A). (b) Zeitlicher Verlauf von E^* an der Stelle des absoluten globalen Maximums.

konvektiert werden. Das bereits bei der Kreuzkorrelationsfunktion beobachtete Abklingverhalten mit zunehmendem Abstand zum Stab sowohl in

vertikaler als auch horizontaler Richtung stromab bestätigt sich auch bei Betrachtung dieser Größen. Der zeitliche Verlauf der Fluktuationsenergiedichte E^* an der Stelle des absoluten, globalen Maximums (vgl. Abbildung 3.12 b) zeigt zudem, dass die Periodizität der auftretenden Strukturen zwar erhalten bleibt, die Frequenz sich jedoch verdoppelt. Dies ist aus mathematischer Sicht folgerichtig, da der Schwingungsanteil der Kreuzkorrelationsfunktion für die generalisierte Energie quadratisch und für die generalisierte Intensität als Produkt zweier Schwingungen in das Ergebnis eingeht. Aus physikalischem Gesichtspunkt ist dieses Verhalten ebenfalls nachvollziehbar, da der Drehsinn der sich ablösenden Wirbel an sich keinen Einfluss auf die Produktion der Energiefluktuationen hat und demnach jeder Wirbel einen positiven Ausschlag in der Intensität und der Energie bewirkt.

Die über τ gemittelte Vektorverteilung der generalisierten Intensität ist in Abbildung 3.13 a dargestellt, wobei abermals aus Darstellungsgründen nur jeder fünfte Vektor in jeder Raumrichtung aufgetragen ist. Farblich kodiert ist die entsprechende über τ gemittelte Verteilung der generalisierten Fluktuationsenergiedichte. Die Darstellung der gemittelten, generalisierten Intensität untermauert die Erkenntnisse, die anhand der instantanen Größen gewonnen wurden. Einerseits ist deutlich ein halbkreisförmiger, vom Bereich der Wirbelbildung ausgehender Energiefluss zu erkennen, der durch die Konvektion der Wirbel und dem damit einhergehenden Transport der akustischen Anteile primär in Strömungsrichtung weist. Sehr ähnlich präsentiert sich die räumliche Verteilung der gemittelten, generalisierten Fluktuationsenergiedichte, deren absoluter Extremwert bei $x/d \approx 1$ und $y/d = 0$ liegt und damit nochmal näher zur Stabhinterkante gelegen ist als derjenige der Intensität. Dies bestätigt die oben aufgeführte Annahme, dass die größte Produktion der Energiefluktuationen im Nachlauf direkt hinter dem Stab und nicht weiter stromab auftritt. Andererseits bleibt das oben erwähnte Abklingverhalten mit zunehmendem x/d und $\pm y/d$ für beide Größen erhalten.

Um die Quellregionen identifizieren zu können, also die Bereiche, in denen Fluktuationsenergie effektiv erzeugt wird, wird des Weiteren die Divergenz der zeitlich gemittelten Intensität berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.13 b dargestellt, wobei die dargestellten Werte ebenfalls mit dem Absolutwert des globalen Extremwertes normiert ordnen sich in einem halbkreisförmigen Gebiet stromab des Stabes an, welches einen etwas größeren Durchmesser als der Stab besitzt. Mit zunehmendem Abstand vom Stab nehmen die Werte mit wechselndem Vorzeichen im weiteren Nachlauf verhältnismäßig rasch ab. Dies zeigt, dass die Hauptquellen der Fluktuationsenergie in der Nähe des Stabes verortet werden können und dass die Konvektion für die Energieerzeugung eine untergeordnete Rolle spielt. Das sich auffächernde Gebiet mit signifikanten Werten spiegelt dabei den Transport der akustischen Informationen durch die konvektierten Wirbel wider. Es muss jedoch beachtet werden, dass nicht jede beobachtete Energieschwankung als akustische Störungen abgestrahlt wird. Regionen mit hoher Energieproduktionsrate enthalten auch Informationen über effektiv erzeugte fluiddynamische Störeinflüsse. Aufgrund des durch die Kreuzkorrelation eingeführten Fil-

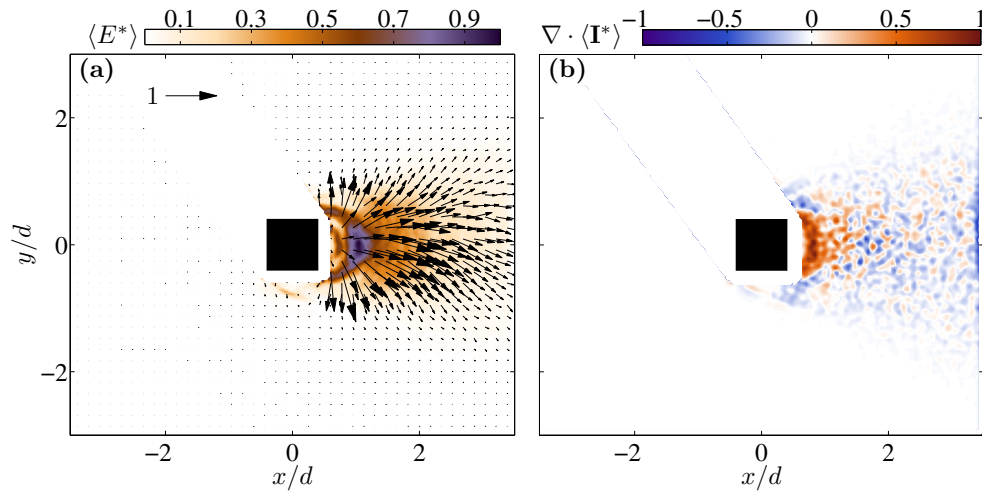


Abbildung 3.13: (a) Räumliche Verteilung der gemittelten generalisierten Intensität mit farblich kodierten Werten der Fluktuationsenergiedichte $\langle E^* \rangle$ und (b) der Divergenz von $\langle \mathbf{I}^* \rangle$ im Nahfeld des Stabs (BF A).

terungsprozesses müssen jedoch speziell in diesen Regionen Lärmquellen vorhanden sein. Daher können akustische Störungen, die in das Fernfeld abgestrahlt werden, nur an diesen Orten effektiv erzeugt werden, obwohl sie durch fluiddynamische Effekte und teilweise gegenseitige Auslöschung überlagert oder beeinflusst werden. Basierend auf diesen Erkenntnissen liegen die Ausgangspositionen der analytisch berechneten Wirbel, die im Wirbelstraßenmodell verwendet werden, in der beobachteten Region mit hohen Energieerzeugungsraten. Eine detaillierte Beschreibung der Dipolfeld- und Wirbelstraßenmodelle liefert folgender Abschnitt 3.3.

3.3 DIPOLFELD- UND WIRBELSTRASSENMODELL

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Erstellung und der Implementierung des analytischen Modells sowie der Präsentation und Diskussion der generierten Ergebnisse. Das gesamte Modell besteht im Prinzip aus zwei überlagerten Teilmodellen, nämlich einerseits den akustischen 2D-Feldern der Schallschnelle und des Schalldrucks und andererseits der analytischen Wirbelstraße. Im Folgenden wird die Aussagekraft der Modelle im Vergleich zu den Messergebnissen diskutiert und die Auswahl und der Einfluss einzelner Modellparameter erläutert. Ein direkter Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen der Kreuzkorrelationsfunktion erfolgt in Abschnitt 3.3.3, wobei mit dem Gesamtmodell das Ergebnis einer synthetischen, synchronen PIV- und Mikrofonmessung vorhergesagt wird, um anschließend die aus den Messungen erzielten Erkenntnisse über die physikalischen Zusammenhänge überprüfen zu können.

3.3.1 Analytische Dipolfelder in gleichförmiger Strömung

Die Gleichungen 2.36 und 2.37, die die 2D Verteilung und Ausbreitung des Schalldrucks und der Schallschnelle eines Monopols in einer gleichförmigen Strömung beschreiben, bilden die Grundlage des im Folgenden vorgestellten akustischen Modells. Um die akustische Abstrahlung eines umströmten Stabes, die gemäß der theoretischen Arbeiten von Curle (1955) und Ffowcs Williams und Hawkings (1969) durch einen Dipol beschrieben wird, auf analytischem Wege nachzubilden, werden in diesem Teilmodell zwei Monopole mit entgegengesetzter Phase an der oberen und unteren hinteren Ecke des Stabes bei $[x/d; y/d] = [0, 5; \pm 0, 5]$ platziert. Die 2D-Modellierung mit den zwei Monopole simuliert dabei eine in Spannweite kohärente Wirbelablösung am Stab. Um das durch die Gleichungen 2.37 und 2.36 definierte Modell an das Experiment anzupassen, wird die Amplitude A aus dem gemessenen Schwankungswert $p'_m = 9.88 \text{ Pa}$ (vgl. Kapitel 3.2.1) des betrachteten Experiments der Stabumströmung berechnet. Hierfür wird Gleichung 2.36 nach A aufgelöst und durch Einsetzen von p'_m an der virtuellen Position eines Mikrofons bei $[x/d, y/d] = [0, 66.6]$ ermittelt. Für die Schwingungsfrequenz ω des Dipols wird die ermittelte Wirbelablösungsfrequenz von $f = 516 \text{ Hz}$ verwendet und die richtungsabhängige Mach-Zahl basiert auf der im Experiment verwendeten Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 60 \text{ m/s} \Rightarrow M = 0.175$, wobei M in diesem Fall nur eine von Null verschiedene x -Komponente hat. Der gewählte Abstand zwischen den Gitterpunkten beträgt $d/15$ in x - und y -Richtung, was einen Kompromiss zwischen der gewählten Größe des Sichtfeldes, dem benötigten Speicher sowie der Rechenleistung darstellt. Die Zeitauflösung ist an die Abtastrate von $f_s = 51,2 \text{ kHz}$ der Mikrophonmessungen angepasst.

Ein instantantes Schalldruckfeld und die Verteilung der v -Komponente der Schallschnelle, die mit der oben beschriebenen Methode berechnet wurde, sind in Abbildung 3.14 a und b für den selben Zeitpunkt $t/T = 0,5$ mit $T = 1/f$ dargestellt. Zur besseren Darstellung wird wiederum die bisymmetrische Log-Transformation (vgl. Abschnitt 2.2) verwendet, welche hierfür wie folgt definiert ist:

$$\begin{aligned} p' &= \text{sgn}(p') \cdot \log_{10} \left(1 + \left| (p'/C_1) \right| \right), \\ v'_y &= \text{sgn}(v'_y) \cdot \log_{10} \left(1 + \left| (v'_y/C_2) \right| \right), \end{aligned}$$

wobei die Konstanten $C_1 = 2$ des Schalldrucks und $C_2 = 4 \cdot 10^{-3}$ der Schallschnelle so gewählt wurden, dass einerseits die kleineren Werte aufgelöst werden und andererseits die Ausbreitung bis ins Fernfeld verfolgt werden kann. Zudem ist das Sichtfeld, innerhalb dessen die analytischen Vorhersagen berechnet werden, im Vergleich zum Experiment deutlich erweitert, um die Schallausbreitung über die Beobachtungsfenster der PIV-Messungen hinaus zu prognostizieren. Hierbei wird ein deutlich größerer Bereich um den Stab herum, im Nachlauf und vertikal nach oben bis zur Mikrophonposition abgedeckt. Auf messtechnischem Wege wäre eine derart ausgeweitete, räumliche Erfassung der Schallausbreitung mit einem großen Zeitaufwand verbunden, so dass hier die Vorteile der Modellsimulation zum Tragen kommen.

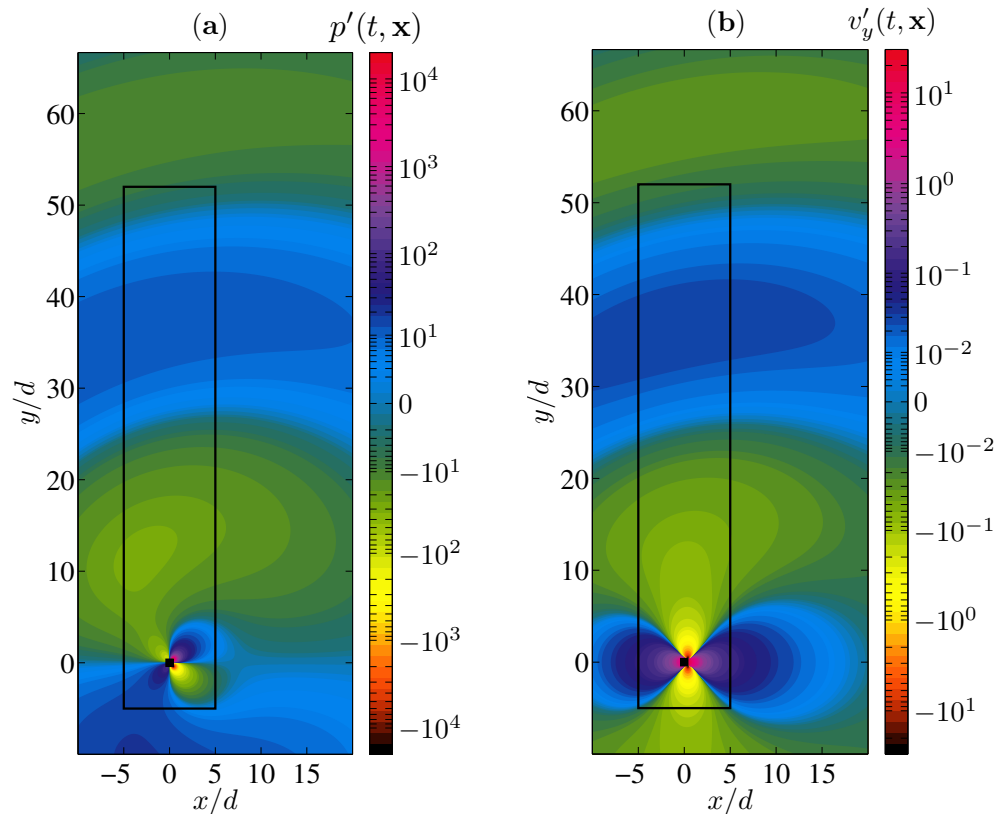


Abbildung 3.14: Instantane Verteilungen des Schalldrucks (a) und der Schallschnelle (b) eines Dipols in gleichförmiger Strömung auf Basis der analytischen 2D Lösungen

Innerhalb der dargestellten Diagramme ist zum Vergleich der Bereich der zusammengesetzten PIV-Sichtfelder mit einem schwarzen Rechteck markiert. Die instantanen Verteilungen in Abbildung 3.14 spiegeln das Ausbreitungsverhalten der Schallschnelle und des Schalldrucks ausgehend von der Dipolquelle im erwarteten Maße wieder. Aufgrund der mitsimulierten, gleichförmigen Strömung ist auch eine Richtcharakteristik der Schallausbreitung anhand der asymmetrischen, in Strömungsrichtung verschobenen Wellenfronten zu beobachten. Darüber hinaus wird das Abklingverhalten der sich ausbreitenden akustischen Wellen reproduziert und entspricht qualitativ sowie quantitativ sehr gut dem beobachteten Verhalten der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion für Abstände $y/d > 10$ (vgl. Kapitel 3.2.4 und Abbildung 3.6). Betrachtet man den Abstand zwischen zwei Wellenfronten in vertikaler Richtung, so stellt man fest, dass die Wellenlänge der emittierten Schallwellen im Vergleich zur skalierten Kreuzkorrelationsfunktion perfekt modelliert wird. Während die Ausbreitung der Schallschnelle ausgehend vom Stab stromauf und normal dazu in vertikaler Richtung ($y/d > 10$) - abgesehen von der Scherschicht zwischen den Kanalströmung und der ruhenden Luft des Messraums - gut mit der Verteilung der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion übereinstimmt, unterscheiden sich die Verteilungen in der unmittelbaren Umgebung des Stabes und im Nachlauf stromab des Stabes aufgrund der fehlenden Wech-

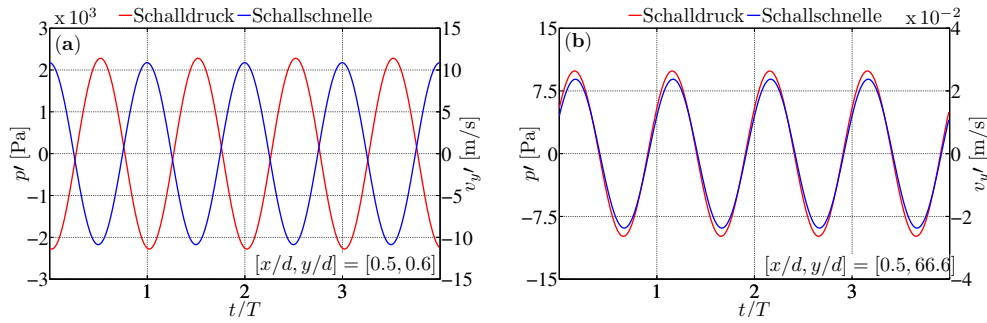


Abbildung 3.15: Vergleich des zeitlichen Verlaufs des Schalldrucks und der Schallschnelle im akustischen Nahfeld (a) und Fernfeld (b).

selwirkungen mit den ablösenden und konvektierten Wirbeln. Um diese Vorgänge in der Umgebung des Stabes besser vorhersagen zu können, wird das akustische Teilmodell um ein Wirbelstrassenmodell erweitert.

Um die Phasenbeziehungen zwischen dem Schalldruck und der Schallschnelle an unterschiedlichen Stellen im Strömungsfeld zu untersuchen, sind in den Abbildungen 3.15 a und b zeitliche Verläufe beider Größen an zwei verschiedenen vertikalen Positionen präsentiert. Dabei sind die reinen, unskalierten Werte über die Zeit dargestellt, wobei letztere mit der Periodendauer der Quelle normiert ist. Die auffälligste Beobachtung ist die Phasenverschiebung, die im Nahfeld in der Nähe des Stabes auftritt (vgl. Abb. 3.15 a). Dieser Effekt ist jedoch abhängig von dem untersuchten Punkt im Nahfeld, so dass Phasenverschiebungen zwischen 0° und 90° beobachtet werden können. Im Gegensatz dazu gleicht sich die Phase der beiden Schallgrößen unabhängig vom Beobachtungspunkt im Fernfeld einander an (vgl. Abbildung 3.15 b), so dass die Schallausbreitung mit zunehmender Entfernung zur Quelle phasengleich erfolgt.

3.3.2 Wirbelstraßenmodell

Das Wirbelstraßenmodell basiert auf der Modellierung von Lamb-Oseen Wirbeln, welche gemäß Gleichung 2.38 berechnet und entsprechend der im Experiment gemessenen Wirbelablösefrequenz von 516 Hz (vgl. Abschnitt 3.2.1 für den quadratischen Stab) periodisch erzeugt wurden. Um das im instantanen Geschwindigkeitsfeld in Abbildung 3.3 b beobachtete, turbulente Verhalten ansatzweise zu reproduzieren, wurden hier im Modell pro halber Periode 10 Wirbel gleichzeitig mit gleichem Drehsinn generiert. Diese 10 Wirbel bilden jeweils gemeinsam eine große Wirbelstruktur gleicher Rotationsorientierung. Die Anzahl an Wirbeln wurde hierbei durch mehrere Testläufe mit unterschiedlicher Wirbelanzahl als guter Kompromiss zwischen modellierter Turbulenz und benötigter Rechenzeit sowie Speicherkapazität gewählt. Darüber hinaus wurde für jeden erzeugten Wirbel die Zirkulation, die Startposition sowie die Trajektorie leicht variiert, um dem turbulenten Verhalten Rechnung zu tragen.

Die Zirkulation wurde hierbei zufällig in einem Bereich von $\pm 5\%$ vom Mit-

telwert $\Gamma = 0,2 \text{ m}^2/\text{s}$ für jeden einzelnen Wirbel differiert. Der verwendete Mittelwert der Zirkulation Γ des jeweiligen Wirbels ist zwar etwas kleiner als der im Experiment ermittelte Zirkulationswert (vgl. Abschnitt 3.2.5), jedoch wurde auf diese Weise durch das Zusammenspiel der 10 gleichzeitig generierten Wirbel die gleiche Fluktuationsstärke modelliert, wie sie im Experiment zu beobachten war. Dies zeigt sich weiter unten bei der Betrachtung eines instantanen Geschwindigkeitsfeldes sowie im Speziellen anhand der Standardabweichung σ_v . Die Ausgangspositionen der Wirbel liegen innerhalb eines Halbkreises, der mit der gekrümmten Kontur stromabwärts orientiert ist und dessen Radius $r = 0,5 d$ beträgt, wobei d die charakteristische Länge des Stabs ist. Das Zentrum des Halbkreises liegt bei $[x/d; y/d] = [0,9; 0]$ basierend auf den Erkenntnissen von Abschnitt 3.2.6, dass an dieser Stelle die größte Produktion der Energiefluktuationen erfolgt. Die Startpositionen der einzelnen Wirbelzentren innerhalb dieses definierten Halbkreises wurden mittels eines Zufallsgenerators gewürfelt. Ausgehend von diesen Startpositionen wurden die Wirbel durch Anwendung der ermittelten Konvektionsgeschwindigkeit aus Gleichung 3.2.3 entlang von Linien stromab konvektiert, deren Steigung zufällig im Bereich von $\pm 3^\circ$ zur horizontalen Achse für jeden Wirbel variiert wurde. Durch diese Variation der Bahnlinien wird die im Experiment in Übereinstimmung mit der Literatur (Williamson, 1996) beobachtete Aufweitung des Nachlaufgebietes normal zur Hauptströmungsrichtung modelliert. Da die Messungen in Luft durchgeführt wurden, wurde für den Abklingparameter ν in Gleichung 2.38 die kinematische Viskosität von Luft gewählt, d.h. $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Schließlich wurde jedem einzelnen Wirbel eine Abklingmaske zugeordnet, die entsprechend der Wirbelbewegung mit verschoben wird. Im vorliegenden Fall sind die Abklingmasken der einzelnen Wirbel wie folgt definiert: Um jeden Wirbelkern wird ein Kreis definiert, innerhalb dessen die Geschwindigkeitswerte der einzelnen Wirbel volle Gültigkeit besitzen, also mit dem Faktor 1 multipliziert werden. In dem Bereich $x/d \leq 3$ entspricht der Radius des Kreises dem horizontalen Abstand des Wirbelzentrums zur Stabmitte. Für $x/d > 3$ wird ein konstanter Radius von $3 d$ vorgegeben. Ausgehend von der Kontur des Kreises werden die Geschwindigkeitswerte mit der Funktion $\exp(-F \cdot R)$ multipliziert und somit sukzessive nach außen abgeschwächt, wobei auf der Kreiskontur $R = 0$ gilt. Der Wert des Abklingfaktors F ist ebenfalls abhängig vom horizontalen Abstand zwischen dem Wirbelzentrum und der Stabmitte mit dem funktionellen Zusammenhang $F(x_d) = a \cdot \coth(b \cdot x_d + c) + d$, wobei x_d den besagten Abstand angibt. Die Konstanten a , b , c und d wurden hierbei durch einen Fit ermittelt, wobei als Randbedingung vorgegeben wurde, dass die Geschwindigkeitswerte ausgehend von der Stabvorderkante bei $x/d = -0,5$ auf weniger als 10% des Ausgangswertes reduziert werden. In Abbildung 3.16 sind die entsprechend erstellten Abklingmaske für drei verschiedene Wirbelpositionen dargestellt. Die so definierten Abklingmasken bewirken einerseits, dass sich die akustischen Fluktuationen stromaufwärts des Stabes unbeeinflusst von den Geschwindigkeitsfluktuationen der Wirbel ausbreiten können, und andererseits,

dass sich der Nachlauf auch in vertikaler Richtung ausdehnt.

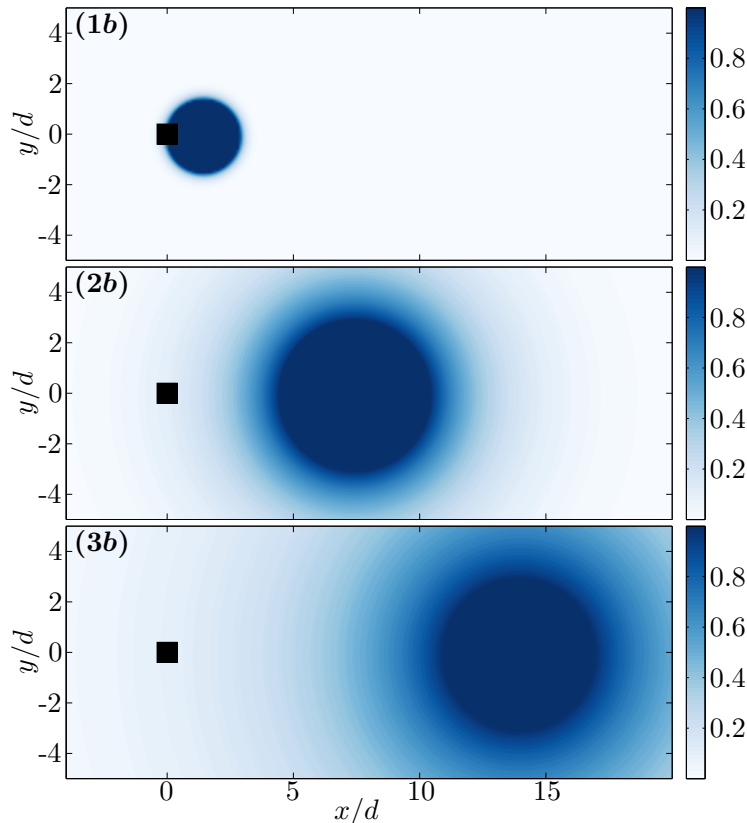


Abbildung 3.16: Berechnete Abklingmasken für verschiedene Wirbelpositionen mit zunehmendem x/d .

Die mit dem oben beschriebenen Ansatz erzielten Ergebnisse der modellierten Wirbelstraße sind in Abbildung 3.17 dargestellt, die das mittlere Geschwindigkeitsfeld (a), ein instantanes Geschwindigkeitsfeld (b) und die Standardabweichung der v -Geschwindigkeitskomponente (c) zeigt. Insgesamt werden hier 5000 Schnappschüsse des Geschwindigkeitsfeldes zur Berechnung des Mittelwerts und der Standardabweichung verwendet, die analog zu den PIV-Messungen erzeugt wurden, d.h. die Wirbelstraße wurde in einem kontinuierlichen Prozess simuliert, während die Schnappschüsse entsprechend der Bildrate des PIV-Systems mit 14 Hz aufgezeichnet wurden. In den Abbildungen (a) und (b) wird die Geschwindigkeit durch Vektoren dargestellt, wobei es sich im Fall (b) um die Geschwindigkeitsschwankungen handelt. Die dimensionslose Wirbelstärke $\omega = \omega_z$ ist im Hintergrund farblich kodiert und in der unteren linken Ecke ist für beide Fälle eine Referenz des maximalen Geschwindigkeitsvektors dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den experimentellen Daten ist die räumliche Verteilung der Standardabweichung mit der Anströmgeschwindigkeit normiert.

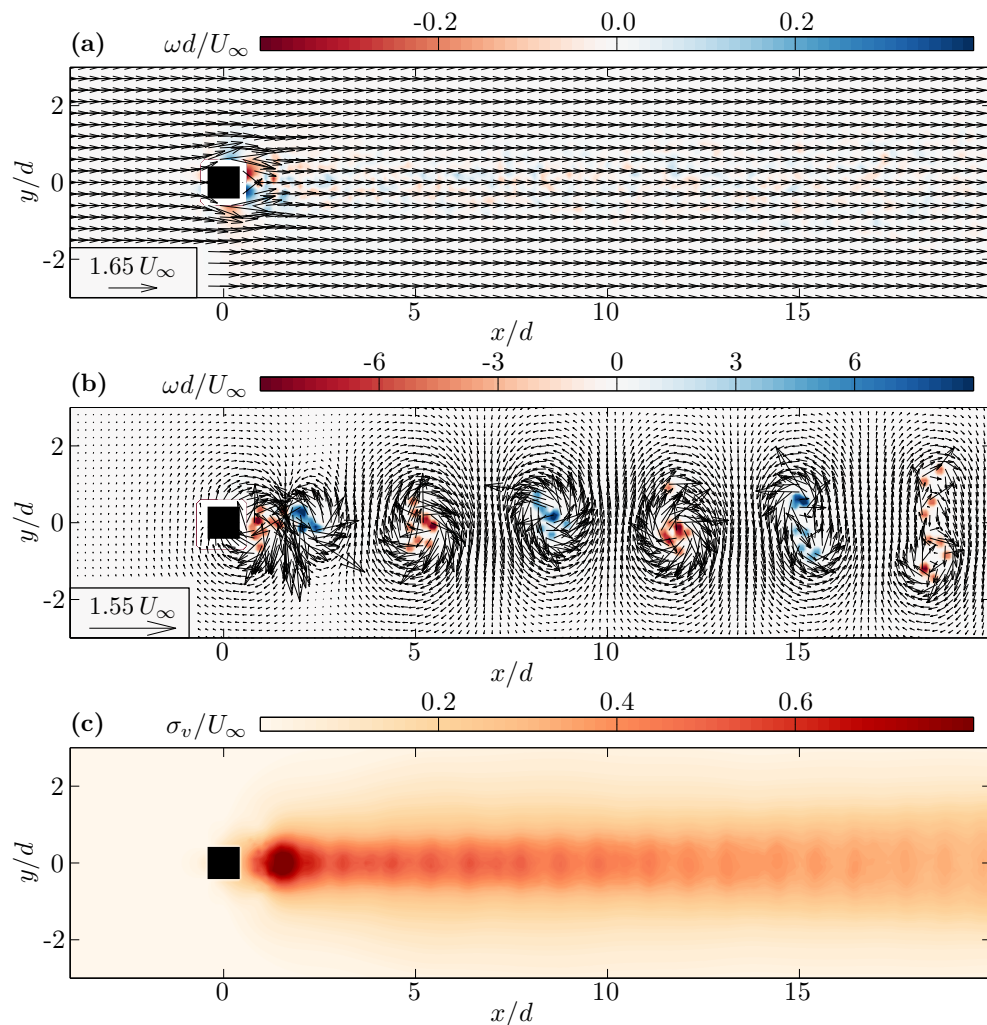


Abbildung 3.17: Ergebnisse des analytischen Wirbelstraßenmodells hinsichtlich der Verteilung der (a) mittleren Geschwindigkeitsvektoren und (b) instantanen Vektoren der Geschwindigkeitsfluktuation mit jeweils farblicher Kennzeichnung der Wirbelstärke sowie (c) der Standardabweichung der v -Geschwindigkeitskomponente in der Nähe des Stabes und der stromab liegenden Nachlaufregion.

Ein Vergleich der im Experiment gemessenen (siehe Abschnitt 3.2.2) und mit dem Modell vorhergesagten mittleren Geschwindigkeitsfelder zeigt, dass das Modell der Staupunktströmung im Allgemeinen das Strömungsverhalten um den Stab hinsichtlich der Aufspaltung und Beschleunigung der Strömung qualitativ gut wiedergibt, wobei der Wert der vorhergesagten Maximalgeschwindigkeit um etwa 10% überschätzt wird. Die nähere Betrachtung der vorhergesagten Wirbelstärke offenbart jedoch, dass das Modell nicht alle Details der Beschleunigung um den Stab und der Wirbelbildung am oberen und unteren Rand des Stabes bzw. an den Trennstellen korrekt wiedergibt. Infolgedessen weisen die vorhergesagten Geschwindigkeitsfelder einerseits kein Rückströmgebiet auf und spiegeln andererseits Werte der Wirbelstärke wider, die wesentlich kleiner sind als in den Messungen. Im Gegensatz hierzu geben die vorhergesagten instantanen Geschwindigkeitsfelder die

wichtigsten physikalischen Prozesse sehr gut wieder. Lediglich die im Experiment beobachteten und den Wirbelstrukturen aufgeprägten turbulenten, kleinskaligen Schwankungen sowie die Strömungsablösung selbst werden nur unzureichend vorhergesagt. Durch die gleichzeitige Modellierung mehrerer Wirbel werden jedoch die gleichen Geschwindigkeitsfluktuationen und Wirbelstärken im Nachlaufbereich erzeugt, wie sie im Experiment gemessen wurden.

Zudem stimmen die vorhergesagten Werten der Standardabweichung σ_v und die Stelle des Maximalwertes gut mit den entsprechenden Werten aus dem Experiment überein. Dies gilt auch für das Abklingverhalten der Wirbel, deren Intensität in hinreichend guter Übereinstimmung mit den Messungen mit zunehmendem Abstand zum Stab abnimmt. Der intermittente Verlauf bzw. das sichtbare Muster in der sich stromab des Stabes erstreckenden Nachlaufströmung ist ein Artefakt des klar definierten Abstandes zwischen den einzelnen Wirbelstrukturen, da die Wirbel mit der vorgegebenen Periodizität erzeugt und mit der ganzzahligen Bildrate der PIV-Messung abgetastet werden. Es kommt somit zu einem Aliasing-Effekt. Im Experiment variiert jedoch die Ablösefrequenz leicht um den ermittelten Wert von 516 Hz und die einzelnen Wirbelstrukturen sind durch zusätzliche turbulente Bewegungen verbunden, so dass keine „Lücken“ zwischen den jeweiligen Wirbeln vorhanden sind. Demnach ist im Experiment naturgemäß kein Aliasing-Effekt zu beobachten. Da das Modell inhärent nicht sämtliche Details des realen Strömungsprozesses abdeckt, dienen die modellierten Vorhersagen vor allem dem Vergleich mit dem Experiment, um die beobachteten Strömungsvorgänge besser nachvollziehen und begründen zu können. Aufgrund dessen, dass im Falle des Modells sämtliche Parameter klar definiert und abgesteckt sind, können durch Aufzeigen der Unterschiede und Gemeinsamkeiten zum Experiment fundierte Rückschlüsse auf die physikalischen Prozesse gezogen werden. So zeigt sich bspw. beim Vergleich der Standardabweichungen σ_v die fehlende Rekonstruktion der Scherschicht und des Aufrollprozesses der Wirbel anhand des Mangels an signifikanten Werten von σ_v direkt oberhalb und unterhalb des Stabes und in der Ausdehnung bis zum Bereich des Maximums im Falle des Modells. Dies lässt wiederum darauf schließen, dass der Prozess der Wirbelbildung zwar einen wesentlichen Einfluss auf Strömung in unmittelbarer Umgebung des Stabes hat, jedoch für den weiteren Nachlauf nur eine untergeordnete Rolle spielt, da dieser durch das Modell gut wiedergegeben wird. Des Weiteren konnte beim Implementieren und Testen des Modells festgestellt werden, dass die Startpositionen der modellierten Wirbel insbesondere in horizontaler Richtung einen entscheidenden Einfluss auf die Lage des Maximums von σ_v haben. Da die endgültige Wahl der Startpositionen durch die Beobachtungen des Experiments motiviert wurden, kann daher geschlussfolgert werden, dass sich die Wirbel im Experiment in dem gewählten Bereich vollständig ausgebildet haben. Um weitere Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen Modell und Experiment feststellen und daraus Rückschlüsse auf das Zusammenspiel bzw. die Verknüpfung der kohärenten Wirbelstrukturen mit den akustischen Schwankungen ziehen zu können,

wird im Folgenden die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den modellierten akustischen Feldern und der rekonstruierten Wirbelstraße berechnet und mit den experimentellen Daten verglichen.

3.3.3 *Superposition und synthetische Korrelation*

Um die Kreuzkorrelationsfunktion anhand der synthetischen Daten wie im Experiment ermitteln zu können, wird einerseits das akustische Schwankungsfeld mit dem fluiddynamischem Geschwindigkeitsfeld überlagert, wobei die Periodizität der Schallquelle und die Wirbelerzeugung synchronisiert werden. Andererseits werden virtuell simultane PIV- und Mikrofonmessungen durchgeführt, um die Vorgänge im Experiment möglichst genau in der Modellierung abbilden zu können. Das bedeutet, dass in der virtuellen Messung Schnappschüsse der überlagerten Geschwindigkeitsfelder mit der Bildrate des Experiments (14 Hz) aufgenommen werden, während Druckschwankungen mit der gleichen Abtastrate wie im Experiment ($f_s = 51,2$ kHz) an der virtuellen Mikrofonposition $[x/d; y/d] = [0; 66.6]$ erfasst werden. In dem virtuellen Experiment werden die Wirbel- und die akustischen Felder in einem kontinuierlichen Prozess simuliert. Die dabei erzeugten Daten werden aber, wie oben beschrieben, getrennt voneinander gespeichert. Wie bei der Analyse der experimentellen Daten, werden die so erzeugten Geschwindigkeits- und Druckdaten verwendet, um die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion anhand der Gleichungen 2.1 und 2.3 zu berechnen.

In Abbildung 3.18 sind zwei instantane Verteilungen der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion dargestellt, die auf Basis der modellierten Daten berechnet wurden. Abbildung 3.18 a zeigt die resultierende Kreuzkorrelationsverteilung, wenn die Wirbel unbegrenzten Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld haben. Zusätzlich ist in Abbildung 3.18 b die Modellkonfiguration präsentiert, bei der die einzelnen Wirbel der modellierten Wirbelstraße in ihrer räumlichen Ausdehnung durch die sich mitbewegenden und größenverändernden Abklingmasken begrenzt werden. In beiden Fällen sind die konvektierten Wirbelstrukturen im Nachlauf des Stabs zu beobachten. Hierbei zeigt sich beim Vergleich der beiden Verteilungen mit dem rein akustischen Schallschnellefeld in Abbildung 3.14 b jedoch deutlich, dass sowohl das Vorhandensein der Wirbelstraße als auch insbesondere die Anwendung einer Abklingmaske auf die Wirbel einen erheblichen Einfluss auf das Endergebnis haben. Wirken die von den Wirbeln erzeugten Geschwindigkeitsschwankungen uneingeschränkt im gesamten Strömungsfeld (Abb. 3.18 a), überwiegt die fluiddynamische Komponente im gesamten Beobachtungsfenster, so dass die Ausbreitung der akustischen Fluktuationen völlig in den Hintergrund tritt. Durch die Anwendung der Abklingmasken auf die Wirbel finden die fluiddynamischen Fluktuationen vorwiegend im Nachlauf statt (Abb. 3.18 b), während sich die akustischen Schwankungen sowohl stromauf als auch in vertikaler Richtung des Stabes weitestgehend unbeeinflusst ausbreiten. Hierdurch lassen sich für den Fall (b) die Wechselwirkung zwischen den periodisch ablösenden, kohärenten Wirbelstrukturen mit den akustischen Fluktuationen besser nach-

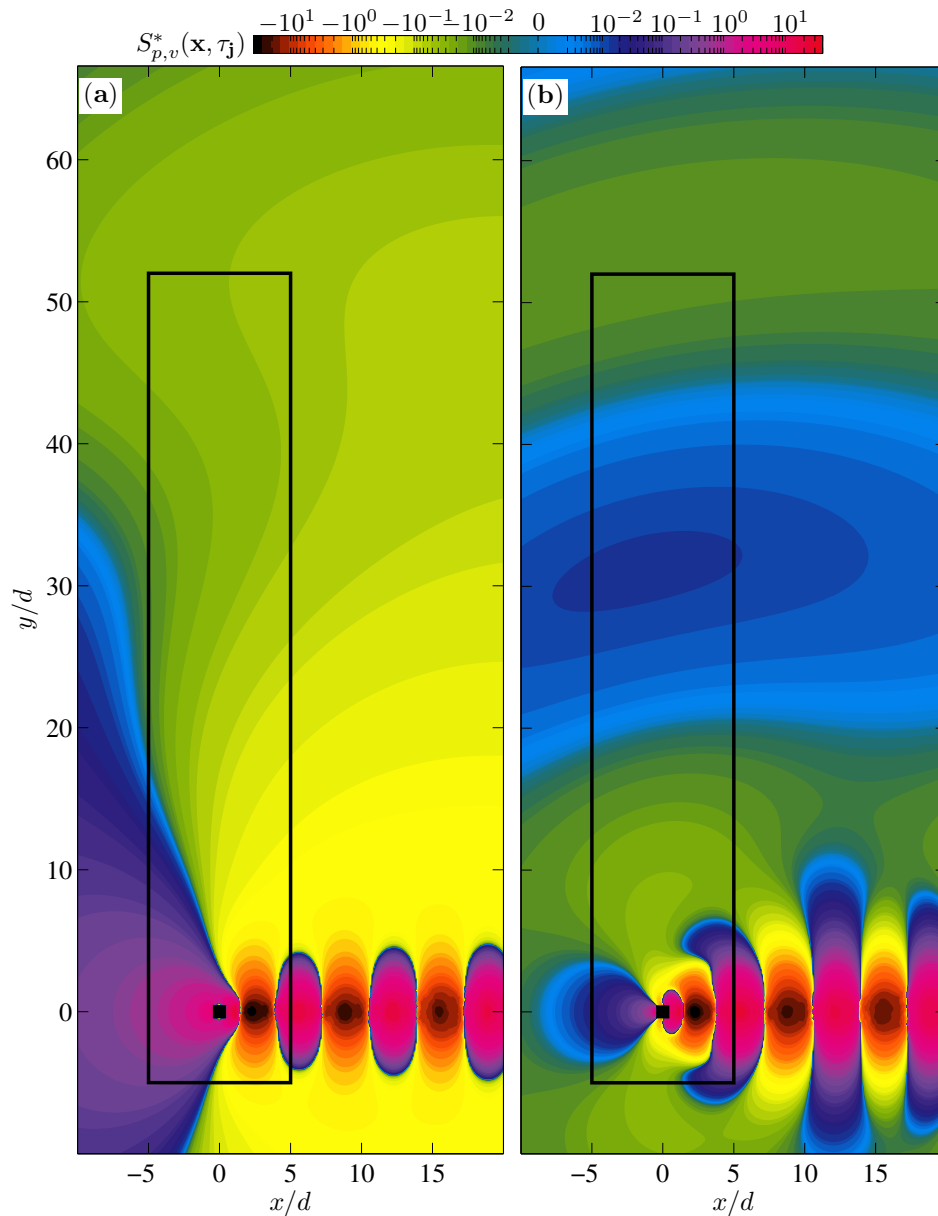


Abbildung 3.18: Instantane Verteilung der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion der v -Geschwindigkeitskomponente basierend auf den analytischen Modellen für die Fälle (a) ohne und (b) mit Abklingmaske für die einzelnen Wirbel der Wirbelstraße

vollziehen sowie mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen und somit Rückschlüsse auf die Verknüpfung dieser physikalischen Prozesse ziehen zu können.

Um schließlich die mit diesem Modell vorhergesagten Kreuzkorrelationswerte mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen, sind in [Abbildung 3.19](#) Zeitreihen von $S_{v,p}^*(x, \tau)$ für eine halbe Periode dargestellt. Die oberen sechs Diagramme in [3.19](#) repräsentieren hierbei die zeitliche Entwicklung von $S_{v,p}^*(x, \tau)$ der Modellvorhersagen und die unteren sechs diejenige des Experiments.

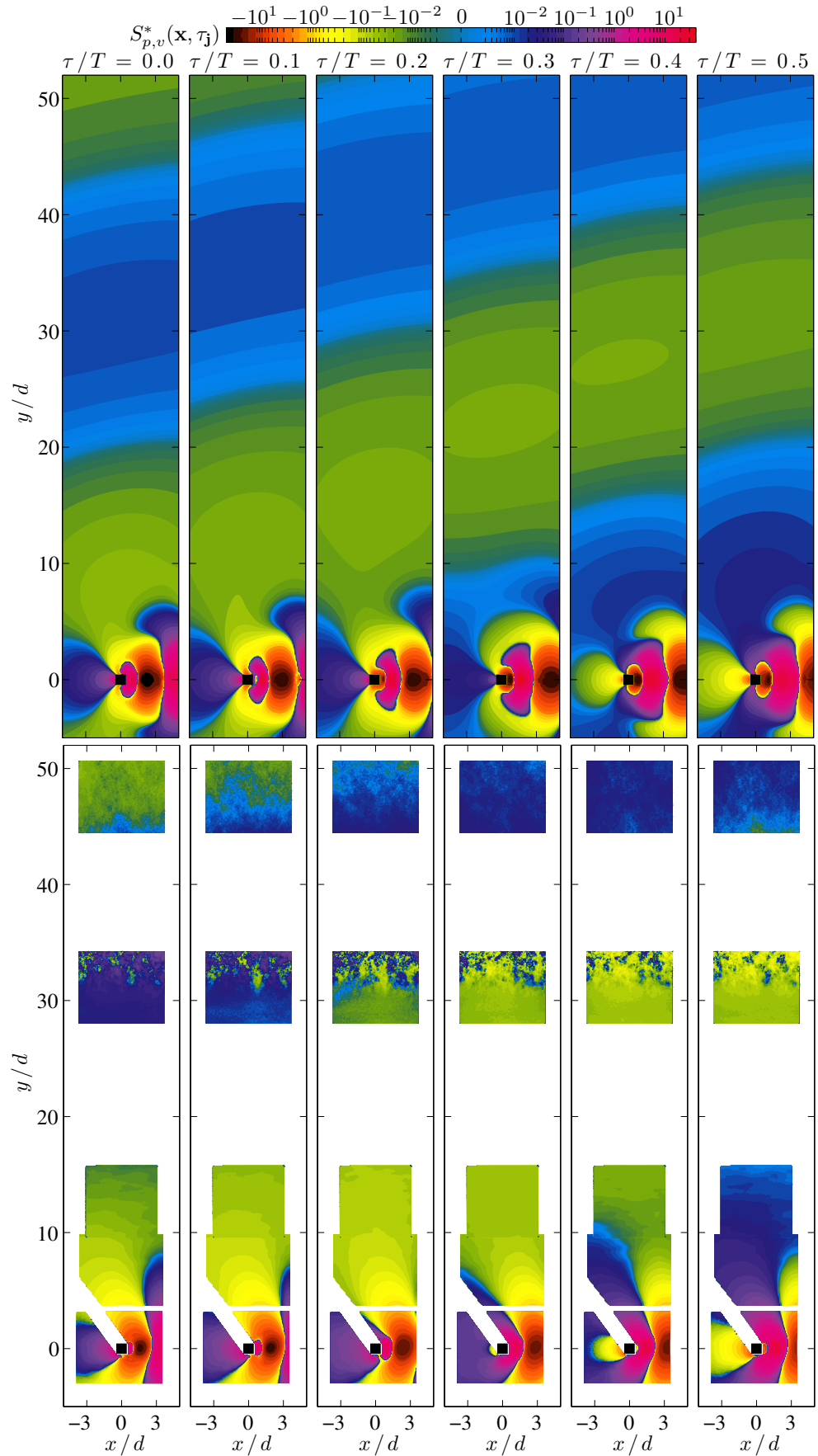


Abbildung 3.19: Zeitreihe der skalierten Kreuzkorrelationsfunktionsverteilung der v -Geschwindigkeitskomponente bei variierendem τ auf der Grundlage des analytischen Modells (oben) und des Experiments (unten). Die Größe des Sichtfeldes des Modells ist an die der Messung angepasst.

Aus Vergleichsgründen ist im Falle des Modells nur der korrespondierende Bereich der zusammengesetzten PIV-Sichtfelder dargestellt. Aus diesem Vergleich lassen sich folgende Gemeinsamkeiten und Unterschiede erkennen sowie Schlussfolgerungen ziehen: Die Entwicklung und Konvektion der kohärenten Wirbelstrukturen verläuft weitgehend identisch, was darauf hindeutet, dass der gewählte Modellansatz und die Konfiguration der Wirbelstraße die wesentlichen physikalischen Prozesse im Nachlauf des Stabes wiedergibt. Daraus folgt zudem, dass im Nachlaufbereich die fluiddynamischen Fluktuationen der Wirbel das Strömungsfeld deutlich dominieren.

Auch die Ausbreitung einer halbkeulenartige Struktur stromauf des Stabes, die im Falle des analytischen Modells aufgrund der dafür eingesetzten Abklingmaske der Wirbel ein zusammenhängendes Gebiet von reinen, akustischen Fluktuationen darstellt, ähnelt der entsprechenden Struktur in den Messdaten. Letztere zeigen jedoch überlagerte, fluiddynamische Effekte, da die aus den Messdaten ermittelten Korrelationswerte in diesem Bereich höhere Werte annehmen als im Modell. Dies lässt auf eine erhöhte Wechselwirkung der fluiddynamischen und akustischen Schwankungen im Nahfeld des Stabes im Falle des Experiments schließen, als sie im Modell durch die Begrenzung der Abklingmaske der Wirbel vorhergesagt wird.

Die halbkeulenartige Struktur verbreitert sich sowohl in den Vorhersagen als auch in den Messdaten, wie für Zeiten $\tau/T = 0$ bis $\tau/T = 0,2$ in Abbildung 3.19 zu beobachten ist. Anders als bei der Vorhersage durch das Modell verschmilzt diese im Experiment gemessene Struktur jedoch mit der Nachlaufströmung und bildet ein zusammenhängendes Gebiet in vertikaler Richtung aus ($\tau/T = 0,3$). Dieser Vorgang steht in direktem Zusammenhang mit dem Ausbilden einer Scherschicht am Stab und dem Prozess der Wirbelbildung.

In der Literatur von Gerrard (1966) und Perry, Chong und T. T. Lim (1982) wird der Prozess der Wirbelbildung in der nahen Nachlaufströmung derart beschrieben, dass ein sich bildender Wirbel die Scherschicht (mit entgegengesetztem Vorzeichen) von der anderen Seite der Nachlaufströmung über die Mittellinie der Nachlaufströmung zieht, wodurch schließlich die Zufuhr von Wirbelstärke zu dem wachsenden Wirbel abgeschnitten wird (Williamson, 1996). Dies impliziert, dass durch die mit der Wirbelablösefrequenz periodisch variierenden Geschwindigkeitsfluktuationen in der Scherschicht entsprechend oberhalb und unterhalb des Stabes fluiddynamische Schwankungen erzeugt werden, die einen Einfluss auf die beobachteten Fluktuationen im gesamten Nahfeld des Stabes haben und mit der Schallemission verknüpft sind. Eine Vorhersage dieser Vorgänge ist mit dem Modell derzeit nicht möglich.

Im Experiment beeinflusst die Verschmelzung der stromaufwärtigen, halbkeulenartige Struktur mit den kohärenten Wirbelstrukturen des Nachlaufs die Schallausbreitung in vertikaler Richtung ($\tau/T = 0,3$ bis $\tau/T = 0,5$). Es ist zu beobachten, dass diese zusammengesetzte Struktur in dieser Richtung in dem Bereich $5 < y/d < 15$ deutlich höhere Werte von $S_{v,p}^*$ erreicht als in der Modellvorhersage. Dies deutet darauf hin, dass die fluiddynamische

Fluktuationen auch in diesem Bereich eine messbare Rolle spielen und der Schallausbreitung überlagert sind. Im Modell werden in diesem Bereich nämlich aufgrund des begrenzten Wirkungsbereiches der Wirbel bedingt durch die Abklingmaske vorwiegend die akustischen Fluktuationen vorhergesagt. Verfolgt man das Schallausbreitungsverhalten für den Bereich $y/d > 20$ über alle dargestellten Zeitpunkte, so lässt sich sowohl für die Modellvorhersage als auch für das Experiment die gleiche Periodizität der Wellenfronten und ein vergleichbares Abklingverhalten von $S_{v,p}^*$ feststellen. Daher kann man schlussfolgern, dass in Richtung Fernfeld auch im Falle des Experiments primär akustische Fluktuationen vorhanden sind. Eine Ausnahme bildet hierbei im Bereich $30 < y/d < 40$ die Scherschicht zwischen der Windkanalströmung und der ruhenden Luft des Messplenums, in der die Schallausbreitung durch zufällige Teilchenbewegungen überlagert wird und daher erhöhte Werte von $S_{v,p}^*$ auftreten.

Ein weiteres Vergleichswerkzeug bietet die von der Zeit τ abhängige, räumliche Verteilung der lokalen Maxima von $S_{v,p}^*$, die in Abbildung 3.20 für die Modellvorhersage dargestellt sind. Das zusammengesetzte Sichtfeld der PIV-Messungen ist wiederum durch eine schwarze, rechteckige Kontur gekennzeichnet. Durch das große Sichtfeld, das im Modell realisiert werden kann, lässt sich das Abklingverhalten der Wirbel mit zunehmendem Abstand zum Stab in der Nachlaufströmung sehr gut nachvollziehen. Das bereits bei der Betrachtung der Standardabweichung σ_v in Abbildung 3.17 c beobachtete Muster im Nachlaufgebiet aufgrund des beschriebenen Aliasing-Effekts (siehe Kapitel 3.3.2) ist weiterhin sichtbar.

Im Vergleich der räumliche Verteilungen von $\max_{\tau} |S_{v,p}^*(x, \tau)|$ zwischen der des Modells (Abb. 3.20) und der des Experiments (vgl. Abb. 3.6 b in Kapitel 3.2.4) fällt wiederum im Falle des Modells das Fehlen der Scherschichteffekte direkt über und unter dem Stab auf, die, wie oben beschrieben, im Experiment in vertikaler Richtung bis zu $y/d \approx 15$ Einfluss auf das umgebende Strömungsfeld haben. Jedoch klingen in beiden Fällen die betrachteten räumlichen Verteilungen mit zunehmenden Abstand zum Stab, mit Ausnahme des Bereichs in der Scherschicht zwischen Windkanalströmung und der ruhenden Luft bei $30 < y/d < 40$ im Falle des Experiments, auf ähnliche Weise ab. Dies unterstützt die Annahmen aus Kapitel 3.2.4, dass die Kreuzkorrelationsfunktion in Richtung Fernfeld als Ersatzgröße für die Schallschnelle verwendet werden kann.

Der Effekt der Abklingmaske der Wirbel auf die Wechselwirkung zwischen fluiddynamischen und akustischen Schwankungen wird im Bereich um die Stelle $x/d \approx 2,5$ und $y/d \approx 6$ besonders deutlich, da in diesem Bereich der Übergang von überlagerten fluiddynamischen und akustischen Fluktuationen zur reinen Schallausbreitung besonders scharf ist (Abb. 3.20). Dies zeigt, dass die bei der Erstellung der Abklingmaske getroffenen Annahmen das Ergebnis stark beeinflussen können. Während die Wirbelstartpositionen und -trajektorien hauptsächlich die Ausbildung der Wirbelstraße im Modell und weniger das Ergebnis der Kreuzkorrelation beeinflussen und die Zirkulation sowie die Amplitude der angenommenen Schallwelle sich in erster Linie

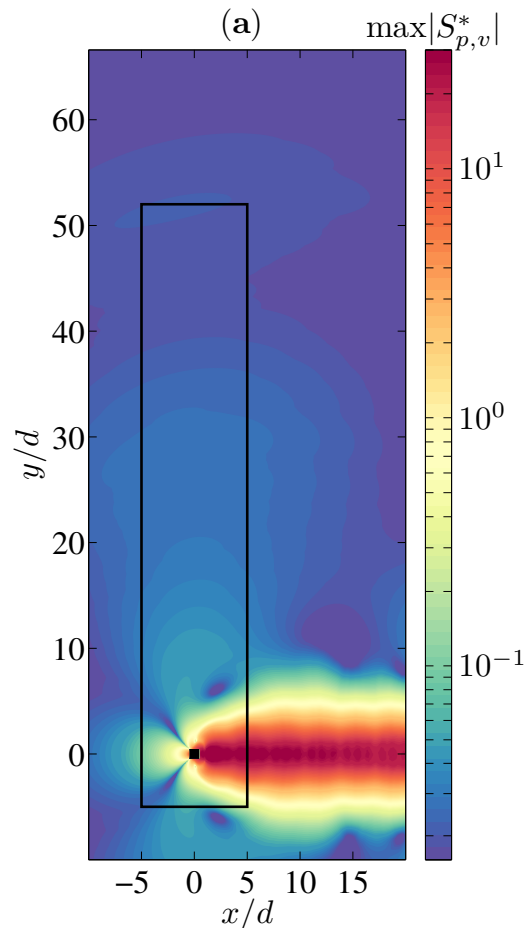


Abbildung 3.20: (a) Räumliche Verteilung der maximalen Beiträge im zeitlichen Verlauf der skalierten Kreuzkorrelationsfunktion der v -Geschwindigkeitskomponente auf der Grundlage des analytischen Modells.

auf die Stärke der Fluktuationen auswirken, markiert die Abklingmaske den Einflussbereich der Wirbel. Über letztere wird der Bereich festgelegt, in welchem die fluiddynamischen Fluktuationen und ab welchem die akustischen Schwankungen überwiegen, wie anhand der Abbildungen 3.19 und 3.20 diskutiert wurde. Im Experiment bewirkt hingegen die Scherschicht ober- und unterhalb des Stabs sowie der Prozess der Wirbelbildung einen glatten Übergang vom akustisch dominierten Bereich stromauf des Stab zum fluiddynamisch dominierten Nachlauf hinter dem Stab. Um diese Vorgänge im Modell zukünftig detaillierter abbilden zu können, sind demnach vor allem Optimierungen der Abklingmasken der Wirbel sowie die Implementierung eines Scherschichtmodells notwendig.

AEROAKUSTISCHE UNTERSUCHUNGEN AM OSZILLIERENDEN FLÜGEL

Das Kapitel beschreibt die Untersuchung der Korrelation zwischen den Strömungsstrukturen, die sich während des dynamischen Strömungsabrisses eines zweidimensionalen, periodisch nickenden NACA64-618 Tragflügels ausbilden, und der dadurch verursachten akustischen Emission im Fernfeld. Das Korrelationsverfahren, basierend auf phasenstarrten Momentaufnahmen des Strömungsfeldes, ermöglicht die Identifizierung der Strömungsstrukturen in verschiedenen Phasen des Strömungsabrisses, welche zur Schallabstrahlung beitragen. Die Schallemissionen während der Entwicklung des Abrisses und des Wiederanliegens der Strömung lässt sich dabei auf kohärente Strukturen zurückführen, die sich stromab der Flügelhinterkante entwickeln.

4.1 EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DATENBEARBEITUNG

4.1.1 Strömungskonfigurationen

Die Experimente an einem zweidimensionalen, periodisch nickenden Tragflügel wurden im aeroakustischen Windkanal in Braunschweig (AWB) des DLR durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen Windkanal Göttinger Bauart mit offener Messstrecke, einer rechteckigen Düse mit den Maßen $0,8 \text{ m} \times 1,2 \text{ m}$ (Breite \times Höhe) und einem mit akustischem Dämmmaterial ausgekleideten Plenum. Das verwendete NACA64-618 Profil kommt bspw. bei Rotorblättern von Windkraftanlagen zum Einsatz (Lutz, Würz und Jérémyasz, 2011; Timmer, 2009). Die Sehnenlänge des Flügels beträgt $c = 0,3 \text{ m}$ bei einer Spannweite von $s = 1,1 \text{ m}$. Das Modell wurde an den Enden mit Seitenscheiben ausgerüstet, was zu einer gleichmäßigeren spannweiten Druckverteilung beiträgt Richter, Gardner und Park (2014). Das Modell wurde horizontal angeordnet und ragte damit jeweils um $0,15 \text{ m}$ über die seitlichen Wände der Kanaldüse hinaus. Dadurch sollten die durch die Anströmung der Seitenscheiben verursachten unerwünschten akustischen Emissionen reduziert werden. Durch den Einsatz von Tariengewichten wurde der Schwerpunkt des Modells auf die Drehachse des Flügels gelegt. Folgende Anströmgeschwindigkeiten U_∞ bzw. Reynolds-Zahlen $Re = c \cdot U_\infty / \mu$, mit der kinematischen Viskosität $\mu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, wurden eingestellt:

$$U_\infty \in \{40 \text{ m/s}; 50 \text{ m/s}\},$$

$$Re_c \in \{8 \cdot 10^5; 1 \cdot 10^6\}.$$

Mit Hilfe des DLR-eigenen Nickversuchsstands (NVS), bestehend aus Servomotor, Getriebe und Lager zur Aufnahme der aerodynamischen Lasten wurde das Profil in eine sinusförmige Bewegung um die Drehachse auf der

$c/4$ -Linie versetzt. Nähere Informationen zum Versuchsstand finden sich z.B. in Merz (2016). Es wurden folgende Versuchsparameter variiert:

| | |
|-------------------------|---|
| mittlere Anstellwinkel | $\alpha_0 \in \{0^\circ; 5^\circ; 10^\circ; 15^\circ; 20^\circ\}$, |
| Anstellwinkelamplituden | $\alpha_1 \in \{5^\circ; 8^\circ\}$, |
| Oszillationsfrequenzen | $f_{osz} \in \{2,5\text{ Hz}; 5\text{ Hz}\}$. |

Die Oszillationsfrequenz kann in dimensionsloser Form als reduzierte Frequenz angegeben werden:

$$k_f = \frac{\pi f_{osz} c}{U_\infty} \in \{0,047; 0,059; 0,094; 0,118\}.$$

Diese liegen innerhalb des typischen Bereichs für den dynamischen Strömungsabriss von $0,01 \leq k_f \leq 0,2$ (McAlister, Pucci u. a., 1982). Der variierende Anstellwinkel wurde mittels Lasertriangulation während der Messungen kontinuierlich erfasst und synchron zu den PIV-Aufnahmen aufgezeichnet. Eine Fotografie des Versuchsaufbaus mit den Bezeichnungen der Komponenten ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Aufgrund der begrenzten Windkanalzeit wurde nicht jede der möglichen Parameterkombinationen vermessen. Jedoch ist ein wesentlicher Querschnitt der Parametermatrix erfasst worden, so dass ein sinnvoller Vergleich der unterschiedlichen Konfigurationen vorgenommen werden kann. Eine Übersicht über die vermessenen Konfigurationen befindet sich im Anhang (siehe Abschnitt a.1). Zunächst wurde die Flügelkonfiguration mit Seitenscheiben vermessen. Hierbei wurden bei einer Anströmgeschwindigkeit von 40 m/s die Variationen des mittleren Anstellwinkels, der Anstellwinkelamplitude sowie der Oszillationsfrequenz vorgenommen. Für die Anströmgeschwindigkeit von 50 m/s wurde lediglich der mittlere Anstellwinkel variiert während die Oszillationsfrequenz und die Anstellwinkelamplitude auf den jeweils höchsten Wert von $f_{osz} = 5\text{ Hz}$ und $\alpha_1 = 8^\circ$ eingestellt wurden. Aufgrund von Sicherheitsbedenken seitens des Kanalbetreibers konnte leider nicht der maximale mittlere Anstellwinkel von $\alpha_0 = 20^\circ$ vermessen werden, da sowohl Sorge um den Windkanal als auch um das Modell bestanden, was zu einem möglichen, vorzeitigen Ende der Messkampagne geführt hätte. Bei der Flügelkonfiguration ohne Seitenscheiben wurde auf die Variation der Oszillationsfrequenz und der Anstellwinkelamplitude aus zeitlichen Gründen verzichtet und lediglich die Anströmgeschwindigkeit variiert. Hierbei wurden stets $f_{osz} = 5\text{ Hz}$ und $\alpha_1 = 8^\circ$ als Einstellungsparameter verwendet. Die Messkampagne abschließend konnte die Konfiguration bei $U_\infty = 50\text{ m/s}$ und $\alpha_0 = 20^\circ$ durchgeführt werden, so dass zumindest für eine Flügelkonfiguration der Vergleich der Geschwindigkeitsvariation ermöglicht wurde.

4.1.2 PIV-Messungen

Die Geschwindigkeitsfelder wurden mittels eines Stereo-PIV Systems (2D-3C) aufgenommen, welches drei Geschwindigkeitskomponenten in einer vertikalen Ebene bei $s/2$ mittig des Flügels erfasste. DEHS-Partikel wurden stromauf

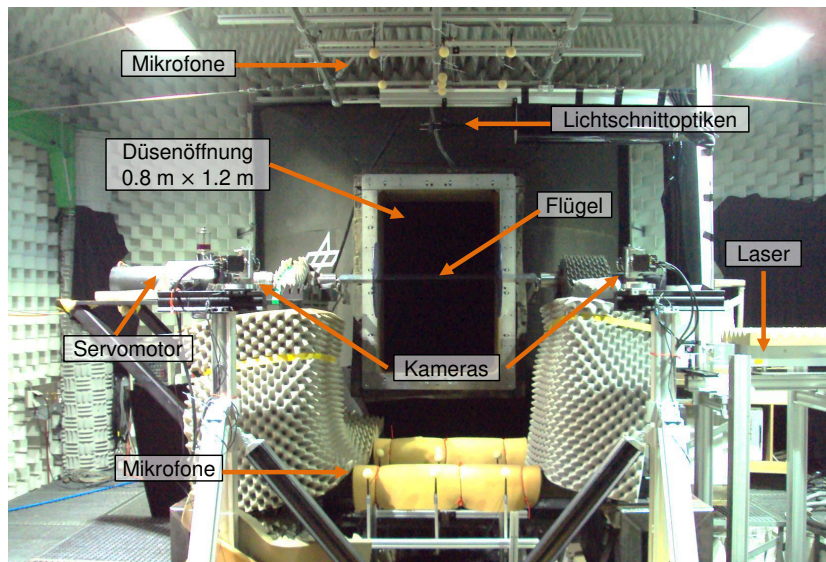


Abbildung 4.1: Foto des Versuchsaufbaus mit den verschiedenen Komponenten (Kameras, Laser, Optiken, Mikrofone, Flügel, Servomotor etc.) und deren Anordnung im Messraum.

der Düsenöffnung in die Strömung eingebracht. Aufgrund der umlaufenden Bauart des AWB verblieben die Partikel in der Strömung, wurden im Bereich des Antriebs durchmischt und es entstand eine homogene Partikelverteilung in der Anströmung. Die Partikel wurden in einem Lichtschnitt mittels eines Doppelpulslasers (Q-switched Nd:YAG; Typ: Innolas Spitlight 600) mit einer maximalen Energie von 350 mJ pro Puls und einer Wiederholungsrate von 14 Hz von schräg oberhalb der Düsenöffnung beleuchtet. Um Reflexionen und unerwünschtes Streulicht zu minimieren, wurden lichtabsorbierende Röhren entlang der Strahlführung installiert, das Modell mit einer dünnen mattschwarzen Folie ausgestattet sowie helle Hintergrundbereiche mit dunklen Stoffen abgeschirmt.

Zwei CMOS Kameras (Typ: PCO edge 5.5) mit einer Auflösung von $2560 \text{ px} \times 2160 \text{ px}$ erfassten das an den Partikeln gestreute Licht in einem Sichtfeld der Größe $553 \text{ mm} \times 370 \text{ mm}$ (Breite \times Höhe) auf der Saugseite des Flügels. Die Kameras befanden sich stromab des Flügels, jeweils in einem mittleren Abstand von ca. 1,1 Metern zum Sichtfeld und einem Winkel von ca. 55° zur Sichtfeldnormalen. Die schematischen Drauf- und Seitenansicht in Abbildung 4.2 bietet eine Übersicht über die Position des Lichtschnitts und der Kameras bzgl. des Flügels und der Anströmung. Scheimpflugadapter wurden verwendet, um die Fokus- und Bildebenen so auszurichten, dass die Neigung zwischen den optischen Achsen und des Beobachtungsfensters kompensiert wurden. Zur Kalibrierung der Kameras kam eine Doppelglasscheibe zum Einsatz, in deren Zwischenspalt ein gleichmäßiges Gitter aufgebracht wurde. Durch einen Ausschnitt in der Glasscheibe in Form der saugseitigen Kontur des Flügels konnte das Kalibriergitter bündig auf den Flügel aufgesetzt und somit die Position des Flügels in den Bildebenen der Kameras eindeutig bestimmt werden.

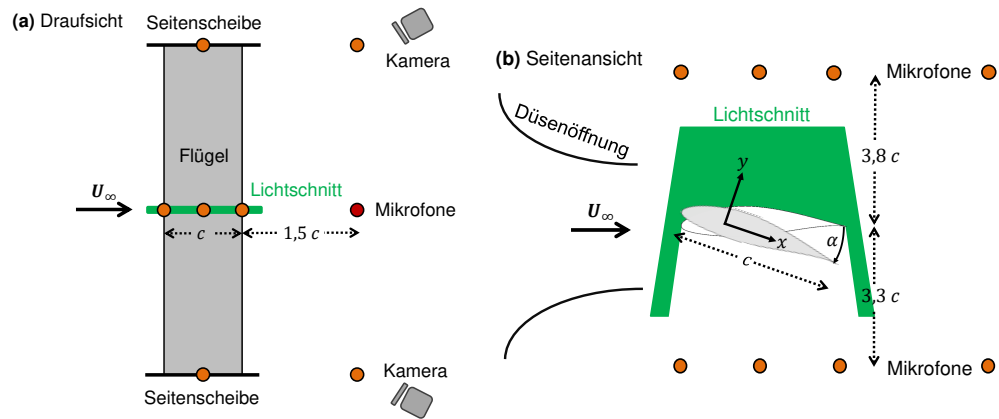


Abbildung 4.2: (a) Schematische Draufsicht des Versuchsaufbaus; (b) Schematische Seitenansicht des Versuchsaufbaus.

Die Aufnahmefrequenz des PIV-Systems betrug 14 Hz und es wurden für jede untersuchte Konfiguration jeweils 15000 Doppelbilder im Direct-to-Disc-Speichermodus als TIF-Container aufgenommen.

4.1.3 Mikrofonmessungen und Synchronisation der Systeme

Die Druckmessungen im Fernfeld wurden mit 16-Mikrofonen (Modell: 1/4"40BF; G.R.A.S.) außerhalb der Strömung durchgeführt, um akustische sowie strömungsmechanische Wechselwirkungen zwischen den Mikrofonen und dem Strömungsfeld zu vermeiden. Jeweils 8 Mikrofone befanden sich oberhalb und unterhalb des Profils in einer horizontalen Ebene angeordnet, wie in Abbildung 4.2 dargestellt. Somit kann die Richtcharakteristik der Schallabstrahlung in einem begrenzten Winkelbereich nachvollzogen werden, was jedoch nicht Teil der vorliegenden Arbeit ist. Die vertikalen Positionen der Mikrofonenebenen lagen ca. 1,14 m ($3,8c$) oberhalb und 0,99 m ($3,3c$) unterhalb des Profils. Ein Multi-Analysator (Modell: Viper; GBM) nahm gleichzeitig die Signale der Mikrofone, der Kameraausgänge, der Lasertriangulation und des Q-Switch des Lasers auf. Somit lassen sich anschließend eindeutig die akustischen Daten den jeweiligen PIV-Aufnahmen und dem Anstellwinkel zuordnen. Die Abtastfrequenz betrug dabei $f_s = 100$ kHz bei einem Dynamikbereich von 24 Bit. Alle Kanäle hatten einen Anti-Aliasing-Filter bei $f_u = 50$ kHz. Um den Einfluss des niederfrequenten Windkanalrauschens auf die gemessenen Signale zu reduzieren, wurde zudem ein Hochpassfilter mit einer Grenzfrequenz $f_l = 500$ Hz verwendet. Zusätzlich wurden die Mikrofone durch Windschirme vor niederfrequenten Druckschwankungen aufgrund der Strömungen im Messraum geschützt.

Es hat sich gezeigt, dass zur fehlerfreien Synchronisation und Funktion aller System eine feste Reihenfolge beim Start der jeweiligen Messreihe eingehalten werden muss. Nach dem Einschalten des Windkanals und dem Erreichen der Sollgeschwindigkeit wurde die Oszillation des Flügels mit den definierten Parametern initialisiert. Nach einem Einschwingprozess des

Motor-Flügel-systems wurden die Fernfelddruckmessungen der Mikrofone sowie die Aufnahme der Lasertriangulation gestartet. Schließlich wurde das PIV-System zugeschaltet, dessen Taktung mittels eines separaten Taktgebers (Sequenzler) gesteuert wurde. Dieser Vorgang wurde in der Regel nach jeder Messreihe neu initiiert, da zur vertikalen Neuausrichtung des PIV-Systems, welches sich auf einem höhenverstellbaren Hubtisch befand, bei verändertem mittlerem Anstellwinkel meist das Herunterfahren des Windkanals notwendig war.

4.1.4 Daten Vor- und Nachbearbeitung

Die Ausschnitte der durch die Kameras aufgenommenen Doppelbilder, in welchen aufgrund von Abschattungen oder Überblendungen keine Partikel sichtbar sind, werden maskiert. Mit der Position des Flügels in dem Sichtfeld, variieren auch die Bildausschnitte der notwendigen Maskierung. Um die Masken für jedes Doppelbild automatisch zu erstellen, wird ein Kantenerkennungsalgorithmus angewendet, um die Kontur des Flügels anhand der Reflexion auf der Oberfläche des Profils und die Ränder des Lichtschnitts zu identifizieren. Alle Bereiche außerhalb dieser Grenzen werden ausmaskiert. Ein exemplarisches Ergebnis dieses Schrittes ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die so maskierten Doppelbilder werden mit einem Multipass-Stereo Kreuzkorrelationsalgorithmus mit initialen Abfragefenstergrößen von $96 \text{ px} \times 96 \text{ px}$ zu finalen Größen von $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$ und einer Überlappung von 50% ausgewertet, was eine physikalische Auflösung von $3,16 \text{ px/mm}$ ($0,011 c$) für die resultierenden Geschwindigkeitsvektorfelder ergibt. Zur Berechnung des Pixelversatzes werden die Maxima in der Kreuzkorrelationsebene in den finalen Abfragefenstern mittels der Bi-spline-6-Rekonstruktion durchgeführt. Mit diesen Parametern ergeben sich mehr als 6000 gültige Geschwindigkeitsvektoren mit einer durchschnittlichen Pixelverschiebung von 10 px .

Das Signal eines einzelnen Mikrofons des oberen Arrays, welches sich ca. $1,13 \text{ m}$ ($3,8 c$) in vertikaler Richtung oberhalb und ca. $0,45 \text{ m}$ ($1,5 c$) in Strömungsrichtung hinter der Flügelhinterkante sowie bei $s/2$ mittig des Flügels befand (in Abbildung 4.2 a dunkelrot markiert), wird für die Kreuzkorrelationsberechnung zwischen den Druck- und Geschwindigkeitsdaten verwendet. Darüber hinaus konzentriert sich die Kreuzkorrelationsanalyse auf die v -Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren, d.h. in die Richtung, in der sich die akustischen Schwankungen zu den Mikrofonen ausbreiten. Das in Abbildung 4.2 a gezeigte Koordinatensystem wird für die Darstellung der Strömungsfelder und der Kreuzkorrelationsdiagramme verwendet. Die dargestellten Achsen sind mit der Sehnenlänge des Flügels c skaliert, während der Nullpunkt auf die Drehachse des Flügels gesetzt ist. Alle Sichtfelder sind zum besseren Vergleich in das ortsfeste Koordinatensystem des Flügels gedreht. In den dargestellten Strömungsfeld- und Kreuzkorrelationsdiagrammen ist die Kontur des Flügels in schwarz eingezeichnet, um dessen Position bzgl. der dargestellten Ergebnisse leichter erkenntlich zu machen.



Abbildung 4.3: (a) Einzelnes Rohbild einer PIV-Aufnahme der in Strömungsrichtung linken Kamera; (b) Mittels Matlab erzeugte Maskierung; (c) Anwendung der Maskierung auf das Rohbild.

4.2 DATENANALYSE UND INTERPRETATION

Nachdem in Kapitel 3 aufgezeigt wurde, dass die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen Geschwindigkeitsschwankungen im Nahfeld mit simultan detektierten Druckvariationen im Fernfeld unter stationären Strömungsbedingungen und tonaler Schallabstrahlung als Ersatzgröße für die Schallschnelle verwendet werden kann, soll im Folgenden untersucht werden, wie sich die durch die Bewegung des Flügels hervorgerufenen dynamischen Strömungsprozesse auf die Kreuzkorrelationsergebnisse auswirken. Hierzu werden zunächst die Druckschwankungen im Fernfeld und das Strömungsfeld getrennt voneinander diskutiert, um einen allgemeinen Einblick in die vorherrschenden physikalischen Prozesse zu erhalten. Daran anschließend folgt die ausführliche Analyse der Ergebnisse der Kreuzkorrelation zwischen den beiden Größen, sowie eine Diskussion der von der Bewegung des Flügels abhängigen Schallquellmechanismen.

4.2.1 Spektren und Spektrogramme

Zunächst werden in diesem Kapitel die akustischen Spektren bei unterschiedlichen Parametern der Flügelbewegung berechnet und verglichen. Es werden hier und im weiteren Verlauf der Kapitels nur die die Drucksignale des Mikrofon betrachtet, welches sich im oberen Array stromab mittig des Flügels befand (dunkelrot markiert in Abbildung 4.2 a). Die akustischen Frequenzspektren werden analog zum Vorgehen in Kapitel 3.2.1 mittels der blockweisen FFT berechnet. Als Datengrundlage dient ein Abschnitt von ~ 250 s des Mikrofonsignals, welches mit 50% Überlappung in 500 gleich große Blöcke unterteilt wird, bestehend aus jeweils 100000 Abtastungen. Zur Unterdrückung unerwünschter Nebenkeulen wurde vor der Anwendung der FFT auf die einzelnen Blöcke ein Hanning-Fenster angewendet. Im Folgenden werden die Frequenzverteilungen der Schalldruckpegel mit einer Auflösung von 1 Hz in dB (mit $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa) dargestellt, resultierend aus den Mittelungen über alle quadrierten Werte der blockweisen Spektren.

In den Abbildungen 4.4 sind die akustischen Frequenzspektren für verschiedene Parametervariationen dargestellt. In den Abbildungen 4.4 a-c und e ist zusätzlich das Spektrum einer Leermessung dargestellt, bei der das Flügel-

odell aus der Strömung entfernt wurde (Kennzeichnung $\langle oF \rangle$). Darüber hinaus sind in allen Abbildungen die Spektren bei neutraler Flügelstellung dargestellt (Kennzeichnung $\langle nF \rangle$). Dafür wurde das Modell von dem Motor entkoppelt, so dass sich ein um die Drehachse Momentfreier Anstellwinkel von $\alpha = 4,3^\circ$ eingestellt hat. Für die Ergebnisse der Konfigurationen des Flügels mit Seitenscheiben und des Flügels ohne Seitenscheiben werden die Kennzeichnungen $\langle FmS \rangle$ und $\langle FoS \rangle$ verwendet.

In Abbildung 4.4 a sind die Spektren für variierende Anstellwinkel α_0 bei der Konfiguration des Flügels mit installierten Seitenscheiben dargestellt, mit den konstanten Parametern $\alpha_1 = 5^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$. Ein Vergleich mit der Leermessung zeigt den Beitrag des Flügels zur Schallemission im Frequenzbereich $100 \text{ Hz} < f < 1150 \text{ Hz}$ sowie bei der Oszillationsfrequenz des Flügels von 5 Hz und der ersten höher Harmonischen von 10 Hz . In diesen Bereichen lässt sich ein Anstieg des Schalldruckpegels mit zunehmendem mittleren Anstellwinkel feststellen, wobei der Frequenzverlauf für alle mittleren Anstellwinkel ähnlich ist. Lokale Maxima im Spektrum lassen sich bei $f \approx 170 \text{ Hz}$, $f \approx 270 \text{ Hz}$ sowie im Bereich $600 \text{ Hz} < f < 750 \text{ Hz}$ beobachten. Ein Maximum von 170 Hz lässt sich auch im Fall der Leermessung beobachten, allerdings mit einem niedrigeren Wert im Vergleich zu den Fällen mit installiertem Flügel. Der Ursprung dieser Emission, und durch welchen Mechanismus diese durch das Einbringen des Flügels verstärkt wirkt, ist nicht Teil der vorliegenden Untersuchung. Das Maximum bei 270 Hz tritt im Fall der Leermessung nicht auf und lässt sich somit dem Einfluss des Flügels zuordnen. Dieses Maximum tritt jedoch auch im Fall des Flügels in Neutralstellung (nF) auf, so dass sich dieses nicht dem Prozess der periodischen Ablösungen zuordnen lässt.

Es wurde bereits im Rahmen der Beschreibung des Versuchsaufbaus darauf hingewiesen, dass mit einer Schallentstehung an den Seitenscheiben zu rechnen ist. Im Fall der hier verwendeten Seitenscheibendicke von 1 cm und der hier betrachteten Anströmgeschwindigkeit von 40 m/s , ist bei einer für Zylinderumströmung typischen Strouhal-Zahl von $0,2$ mit einer Ablösefrequenz von etwa 800 Hz zu rechnen. Da die Maxima im Bereich $600 \text{ Hz} < f < 750 \text{ Hz}$ und insbesondere das Maximum bei etwa 750 Hz im Fall der Konfigurationen ohne Seitenscheiben in den Abbildungen 4.4 d und e nicht auftreten, ist es daher vernünftig, diese Maxima einer Wirbelablösung an den Seitenscheiben zuzuordnen. Da die Seitenscheiben bei der Umströmung eher ein ellipsoides Profil aufweisen, ergibt sich eine leichte Verschiebung hin zu kleineren Strouhal-Zahlen und damit kleineren Frequenzen als die sich rechnerisch ergebenden 800 Hz . Auffällig ist, dass mit ansteigendem mittlerem Anstellwinkel die Maxima in diesem Bereich deutlich abgeschwächt werden. Es ist zu vermuten, dass hier die periodische Wirbelablösung an den Seitenscheiben zunehmend von instationären Strömungseffekten der Flügelbewegung gestört wird.

Die Emissionen im Frequenzbereich $100 \text{ Hz} < f < 500 \text{ Hz}$ nehmen mit steigendem α_0 zu, treten allerdings auch bei neutraler Flügelstellung auf. Es kann daher angenommen werden, dass es sich hierbei um aeroakustische

Phänomene handelt, die auch an dem statischen Flügelmodell auftreten, welche jedoch durch den dynamischen Strömungsabriss verstärkt werden. Dies gilt insbesondere für die hohen mittleren Anstellwinkeln von $\alpha_0 = 15^\circ$ und $\alpha_0 = 20^\circ$, bei denen zusätzlich noch der flache Verlauf im Spektrum zwischen $300 \text{ Hz} < f < 500 \text{ Hz}$ in ein breitbandiges Maximum übergeht. Es lässt sich also sagen, dass nur in diesem Bereich und bei der nullten und den höheren Harmonischen sich die pegelunabhängige, relative Charakteristik des Spektrums mit steigendem α_0 ändert.

Die Abbildung 4.4 b vergleicht die akustischen Ergebnisse für die Anstellwinkelamplituden $\alpha_1 = 5^\circ$ und $\alpha_1 = 8^\circ$, jeweils dargestellt für die mittleren Anstellwinkel $\alpha_0 = 10^\circ$ und $\alpha_0 = 20^\circ$ bei den konstanten Werten $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$, $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ und installierten Seitenscheiben. Im Fall des mittleren Anstellwinkels von $\alpha_0 = 10^\circ$ entspricht der Pegelverlauf im Spektrum für $\alpha_1 = 8^\circ$ weitestgehend dem bei $\alpha_1 = 5^\circ$, wobei die Pegel im Bereich zwischen $200 \text{ Hz} < f < 500 \text{ Hz}$ und bei der Oszillationsfrequenz von 5 Hz um etwa 1 dB erhöht sind. Abweichend von dieser Ähnlichkeit ist der Pegel bei den ersten höher Harmonischen von 10 Hz im Fall von $\alpha_1 = 8^\circ$ um etwa 4 dB erhöht. Dieser Effekt ist noch ausgeprägter im Fall $\alpha_0 = 20^\circ$ für $\alpha_1 = 8^\circ$ im Vergleich zu $\alpha_1 = 5^\circ$. Dabei sind im Fall von $\alpha_1 = 8^\circ$ auch Maxima bei den höher Harmonischen von 15, 20 und 25 Hz zu beobachten, was sich mit der stärkeren Flügelbewegung für erklären lässt. Zusätzlich tritt im Fall von $\alpha_0 = 20^\circ$ auch eine deutlichere Erhöhung für $\alpha_1 = 8^\circ$ von bis zu 3 dB in dem Bereich $150 \text{ Hz} < f < 300 \text{ Hz}$ im Vergleich mit dem Fall für $\alpha_1 = 5^\circ$ auf.

Um den Einfluss der Oszillationsfrequenz auf die Schallemission in das Fernfeld zu quantifizieren, sind in Abbildung 4.4 c die Spektren für $f_{osz} = 2,5 \text{ Hz}$ und 5 Hz dargestellt, jeweils für die beiden mittleren Anstellwinkel von $\alpha_0 = 10^\circ$ und $\alpha_0 = 20^\circ$ bei $\alpha_1 = 8^\circ$ sowie $U_\infty = 40 \text{ m/s}$. Der Vergleich zeigt, dass Maxima im Bereich der Oszillationsfrequenz und der höher Harmonischen im Fall von $f_{osz} = 2,5 \text{ Hz}$ nicht auftreten. Auch zeigt das Spektrum im weiteren Verlauf für $f > 10 \text{ Hz}$ keinen Unterschied zwischen $f_{osz} = 2,5 \text{ Hz}$ und 5 Hz im Fall des kleineren mittleren Anstellwinkels von $\alpha_0 = 10^\circ$. Im Fall des höheren mittleren Anstellwinkels von $\alpha_0 = 20^\circ$ führt die höhere Oszillationsfrequenz jedoch sowohl zu einem Anstieg des Pegels um etwa 2 dB im Bereich $150 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$, als auch zu einem Anstieg der Werte bei der Oszillationsfrequenz und den höher Harmonischen, wobei im Fall von $f_{osz} = 2,5 \text{ Hz}$ keine Maxima bei der zweiten bis fünften höher Harmonische auftreten.

Die bis hier getätigten Beobachtungen zeigen, dass jeweils die Erhöhung des mittleren Anstellwinkels, sowie der Oszillationsfrequenz und -Amplitude, zu einer Erhöhung des Pegels im Frequenzbereich $100 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$ führt. Wobei der relative Verlauf des Spektrums in diesem Bereich in allen Fällen teilweise dem des Verlaufs bei neutraler Flügelstellung entspricht, allerdings mit einem weniger horizontalem Verlauf bei $300 \text{ Hz} < f < 500 \text{ Hz}$. Eine Ausnahme bildet der Fall $f_{osz} = 2,5 \text{ Hz}$ im Vergleich zu $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ bei $\alpha_0 = 10^\circ$ in Abbildung 4.4 c, bei welchem keine Veränderung der Pegel in diesem Frequenzbereich beobachtet werden kann. Aus dieser Beobachtung lässt sich

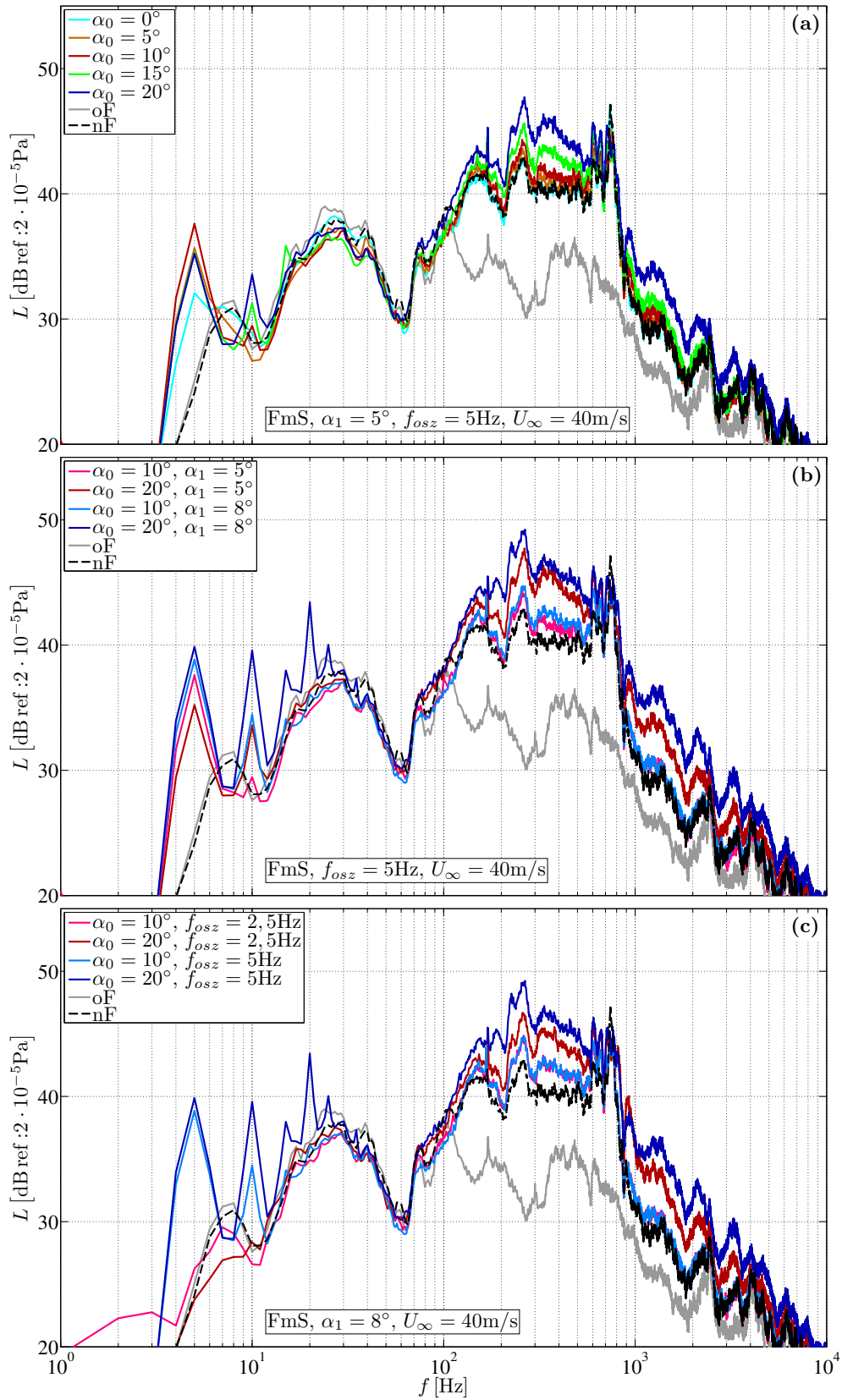


Abbildung 4.4: Für Bildunterschrift, siehe nächstfolgende Seite

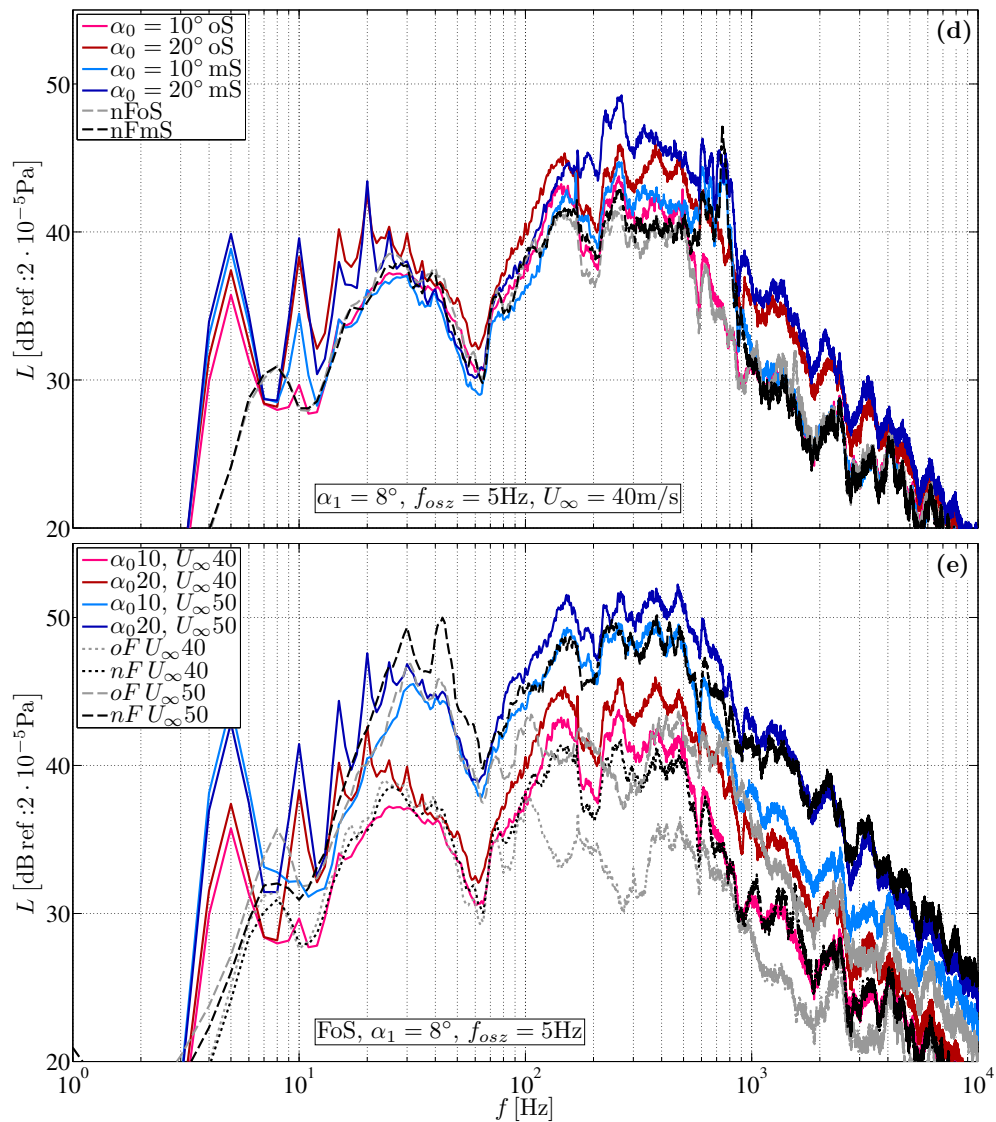


Abbildung 4.4: Spektren für verschiedene Parameterkonfigurationen der Flügelbewegung: (a) α_0 -Variation für FmS, $\alpha_1 = 5^\circ$, $f_{osz} = 5$ Hz und $U_\infty = 40$ m/s mit oF und nF als Referenzen; (b) α_1 -Variation für FmS, $f_{osz} = 5$ Hz und $U_\infty = 40$ m/s mit oF und nF als Referenzen; (c) f_{osz} -Variation für FmS, $\alpha_1 = 8^\circ$ und $U_\infty = 40$ m/s mit oF und nF als Referenzen; (d) Flügelvariation für $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5$ Hz und $U_\infty = 40$ m/s mit nFmS und nFoS als Referenzen; (e) U_∞ -Variation für FoS, $\alpha_1 = 8^\circ$ und $f_{osz} = 5$ Hz mit oF und nF bei $U_\infty = 40$ m/s sowie oF und nF bei $U_\infty = 50$ m/s als Referenzen

schlussfolgern, dass der Schallentstehungsmechanismus in diesem Bereich zum Teil nicht auf den dynamischen Strömungsabriss selber zurückzuführen ist. Vielmehr werden hier Effekte verstärkt, die auch bei starrer Flügelstellung auftreten. Für Parameter, bei denen nicht mit diesem Phänomen zu rechnen ist, wirkt sich dann eine Variation der Oszillationsfrequenz nicht wesentlich auf die Schallemission des Flügels aus. Erst wenn der dynamische Strömungsabriss die Umströmung dominiert, lässt sich eine deutliche Veränderung der

Schalldruckpegel in den Frequenzspektren feststellen. Es zeigt sich dann, dass mit gesteigerter Oszillationsfrequenz des Flügels auch eine Zunahme der Schallemission vor allem im Frequenzbereich $150 \text{ Hz} < f < 500 \text{ Hz}$ auftritt. Um den Einfluss der Seitenscheiben auf die Schalentstehung am umströmten Flügel zu quantifizieren, sind in Abbildung 4.4 d die Ergebnisse für die Konfigurationen $\alpha_0 = 10^\circ$ und $\alpha_0 = 20^\circ$ jeweils mit und ohne installierte Seitenscheibe für $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ dargestellt. Zusätzlich sind die Ergebnisse für die neutrale Flügelstellung jeweils mit und ohne Seitenscheibe gezeigt. In allen Fällen mit installierter Seitenscheibe ist eine Anhebung des Spektrums im Bereich $500 \text{ Hz} < f < 750 \text{ Hz}$ zu beobachten. In den Fällen mit oszillierendem Flügel führt das Weglassen der Scheiben zu einer Verringerung der Pegel um etwa 3 dB beim Maximum an der Stelle der Oszillationsfrequenz 5 Hz und der ersten höher Harmonischen sowie um maximal 1 dB in dem Bereich $150 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$. Zusätzlich tritt dadurch eine Erhöhung des Pegels um maximal 1 dB im Bereich $70 \text{ Hz} < f < 150 \text{ Hz}$ auf. Im Fall von $\alpha_0 = 20^\circ$ führt das Weglassen der Scheiben zu einer Verringerung des Pegels bei der nullten und ersten Harmonischen um 1-2 dB, sowie zu einer leichten Erhöhung bei der zweiten Harmonischen. Zusätzlich sind noch Maxima bei der fünften und sechsten Harmonischen zu beobachten, was bei installierten Scheiben nicht der Fall ist. Analog zu der Beobachtung bei $\alpha_0 = 10^\circ$, führt das Fehlen der Scheiben auch wieder zu einer Erhöhung des Pegels bei $70 \text{ Hz} < f < 150 \text{ Hz}$. Die Verringerung des Pegels um bis zu 4 dB durch fehlende Seitenscheiben im Bereich $150 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$ ist im Fall von $\alpha_0 = 20^\circ$ deutlicher ausgeprägter als bei $\alpha_0 = 10^\circ$. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Seitenscheiben für eine homogenere Druckverteilung entlang der Flügelspannweite und damit für eine kohärentere Strömungsablösung sorgen, was den Anstieg der Pegel bei den Harmonischen erklärt. Die Erhöhung des Pegels im Bereich $150 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$ lässt sich durch einen größeren spannweitigen Bereich erklären, in welchem die Strömung einen zweidimensionalen Charakter behält. Die typischen aeroakustischen Phänomene, welche bei einem idealisierten umströmten 2D-Flügel auftreten, sind dadurch dann ausgeprägter im Fernfeld messbar.

Abschließend ist in Abbildung 4.4 e die Geschwindigkeitsvariation am Beispiel des Flügels ohne Seitenscheiben aufgeführt, während $\alpha_1 = 8^\circ$ und $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ konstant sind. Die Schalldruckpegel steigen unabhängig vom mittleren Anstellwinkel im gesamten Frequenzbereich mit der Anströmgeschwindigkeit. Gerade im Frequenzbereich $150 \text{ Hz} < f < 600 \text{ Hz}$ ist mit gesteigerter Anströmgeschwindigkeit auch ein Anstieg des Schalldruckpegels mit bis zu 7 dB zu verzeichnen. Dies spricht dafür, dass eine Mischung aus Dipol- und Quadrupolquellen auftreten. Da Dipolquellen mit M^3 und Quadrupolquellen mit M^5 bei der Schallemission skalieren (Curle, 1955; Lighthill, 1952), führt dies je nach Quelle zu Pegelerhöhungen zwischen ca. 5 dB und 10 dB bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit von 40 m/s auf 50 m/s. Für $\alpha_0 = 20^\circ$ sind unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit weiterhin die Oszillationsfrequenz bzw. deren Harmonische hervorstechende Peaks in den Spektren vertreten. Insgesamt steigen durch die Erhöhung der Geschwin-

digkeit die Pegel im gesamten Frequenzbereich gleichmäßig, während die Gesamtcharakteristika weitgehend unverändert bleiben. Auch lassen sich keine wesentlichen Verschiebungen von markanten Frequenzbereichen registrieren. Interessant ist jedoch der Vergleich mit dem Spektrum des neutralen Flügels bei $U_\infty = 50 \text{ m/s}$, welches zum einen im Bereich $40 \text{ Hz} < f < 55 \text{ Hz}$ zwei auffällige Peaks und zum anderen für $f > 1100 \text{ Hz}$ einen vergleichsweise hohen Schalldruckpegel aufweist. Erstere Auffälligkeit lässt sich auf den erhöhten Windkanalbeitrag zurückführen, der auch im Spektrum ohne Flügel bei der gleichen Geschwindigkeit zu finden ist und offensichtlich durch den neutralen Flügel noch verstärkt wird, während beim oszillierenden Flügel eine Reduktion verzeichnet werden kann. Die gesteigerten höherfrequenten Anteile sind allerdings nicht eindeutig zu klären. Möglicherweise steht eine gewisse von der Anströmung erzwungene Oszillation des Flügels mit dieser Beobachtung im Zusammenhang.

Als Schlussfolgerung der bis hier erfolgten reinen akustischen Betrachtung lässt sich die Aussage treffen, dass je schneller und höher der Flügel oszilliert oder angestellt wird, desto höher ist auch der Schalldruckpegel im Fernfeld. Dabei hat der mittlere Anstellwinkel einen größeren Einfluss als die Oszillationfrequenz oder die Amplitude. Als stärkster Einfluss ist eine gesteigerte Anströmgeschwindigkeit zu bewerten. Die Konfigurationen mit Seitenscheiben zeigen spektrale Abweichungen, die teilweise durch die Seitenscheiben selbst als auch durch die homogenere Druckverteilung und die kohärente Strömungsablösung hervorgerufen werden. Die folgenden Analysen konzentrieren sich auf die Konfiguration mit Seitenscheiben bei den Parametereinstellung $\alpha_0 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$, da hier die höchsten Pegel bei gleichzeitiger starker Ausprägung der Phänomene im Spektrum, welche sich auf den dynamischen Strömungsabriss zurückführen lassen.

Um die mit der Schwingung des Flügels zeitlich schwankende spektrale Charakteristik der Schallabstrahlung zu quantifizieren, wird im Folgenden ein Spektrogramm für die Konfiguration mit Seitenscheiben und $\alpha_0 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ sowie $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ erstellt und analysiert. Abbildung 4.5 a zeigt das Spektrogramm für die Dauer von fünf vollen Schwingungszyklen. Die Zeitauflösung in der Abbildung beträgt $7 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ und eine Frequenzauflösung von $12,2 \text{ Hz}$. In der darunter befindlichen Abbildung 4.5 b sind die dazugehörigen momentanen Anstellwinkel des Flügels aufgeführt, um die Schallereignisse der Flügelbewegung zuordnen zu können. Deutlich sichtbar wird durch diese Darstellung die Periodizität, mit welcher die Pegel bei jedem Aufnickvorgang im gesamten Frequenzbereich ansteigen und beim Abnicken wieder abfallen.

Um darüber hinaus den Schallemissionsvorgang innerhalb einer Periode näher untersuchen zu können, ist in Abbildung 4.5 c ein über 500 Perioden gemitteltes Spektrogramm dargestellt. Zusätzlich dazu finden sich in Abbildung 4.5 d die entsprechenden Anstellwinkel. Da die PIV-Aufnahmefrequenz mit 14 Hz und die Oszillationsfrequenz des Flügels mit 5 Hz ein gemeinsames, ganzzahliges Vielfaches besitzen, ergibt sich eine phasenstarre PIV-

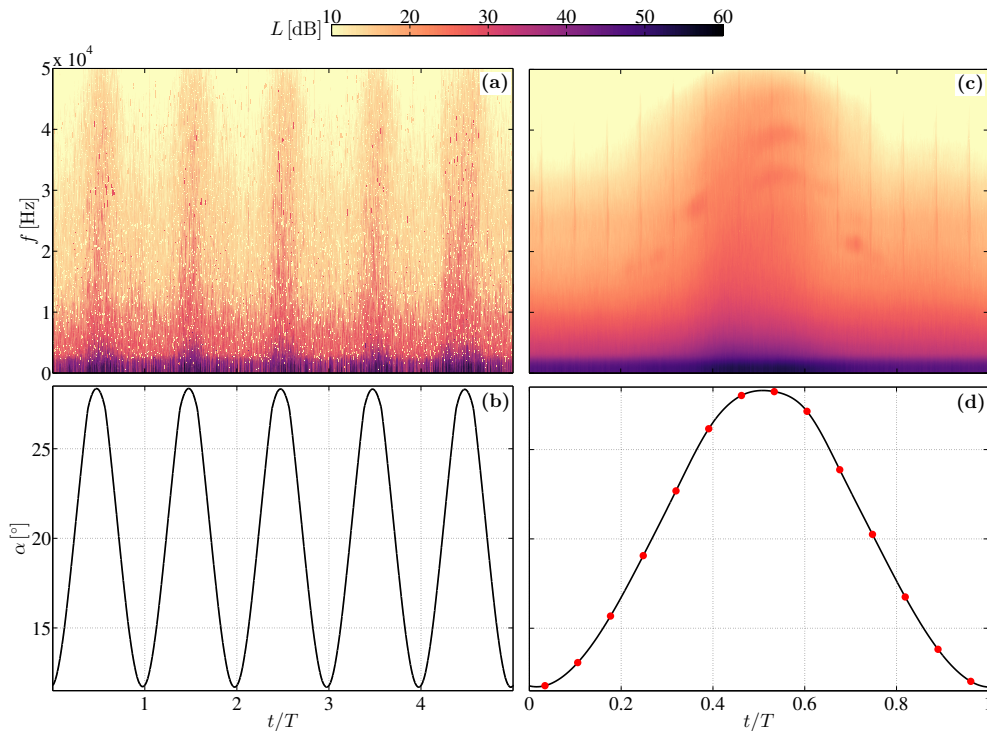


Abbildung 4.5: Spektrogramme und erfasste Anstellwinkel für die Konfiguration mit Seitenscheiben (FmS) bei $\alpha_0 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ für fünf aufeinanderfolgende Perioden [(a) und (b)] sowie für über 500 Perioden gemittelt [(c) und (d)].

Messungen, so dass die Strömung für 14 diskrete Phasenwinkel vermessen wurde - jeweils 7 pro Auf- und Abnickbewegung. Die entsprechenden Winkel sind durch rote Punkte in der Abbildung gekennzeichnet. In dem phasengemittelten Spektrogramm ist deutlich die Zu- und Abnahme des Schalldruckpegels für den gesamten Frequenzbereich mit ansteigendem und abfallendem Anstellwinkel zu beobachten. Hierbei ist der größte Teil der Schallenergie in den Frequenzen unter 1000 Hz enthalten, was mit den Beobachtungen in den Spektren übereinstimmt. Die gesteigerten Pegel gegenüber den Spektren lassen sich durch die kleinere Frequenzauflösung im Fall der Spektrogramme erklären, wodurch die Gesamtenergie auf weniger Stützstellen aufgeteilt wird und daher jede Stützstelle mehr Schallenergie enthält. Die vertikalen Linien in dem gezeigten Spektrogramm sind dann dem breitbandigen «Klick»-Geräusch zuzuordnen, welches beim Pulsen des PIV-Lasers auftritt, welcher sich aus messtechnischen Gründen mit im Messraum befand.

4.2.2 Strömungseigenschaften und dynamischer Strömungsabriss

In Abbildung 4.6 sind die über jeweils 1000 PIV-Aufnahmen phasengemittelten Ergebnisse der Strömungsmessung für die Konfiguration mit Seitenscheiben und den Parametern $\alpha_0 = 20^\circ$, $\alpha_1 = 8^\circ$, $f_{osz} = 5 \text{ Hz}$ und $U_\infty = 40 \text{ m/s}$ dargestellt. Die sechs ausgewählten Phasenwinkel repräsentieren dabei den

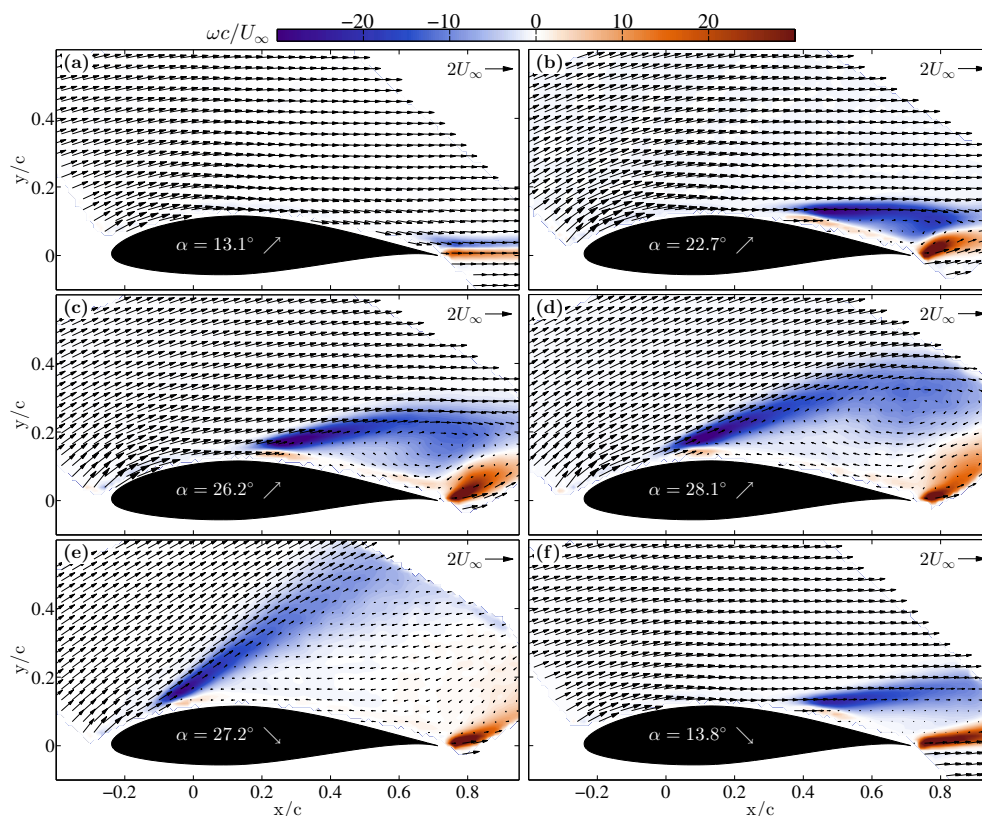


Abbildung 4.6: Mittlere Geschwindigkeitsvektorfelder für sechs ausgewählte Phasenwinkel, die den Lebenszyklus des dynamischen Strömungsabrisses darstellen. Die normierte Wirbelstärke ist farblich codiert. Für jeden Phasenwinkel ist der Anstellwinkel angegeben, gefolgt von einem Pfeil, der anzeigt, ob es sich um einen Phasenwinkel während des Auf- (↗) oder Abnicks (↘) handelt.

vollständigen Zyklus eines dynamischen Strömungsabrisses. Dargestellt sind die Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit als Vektoren mit der Wirbelstärke $\omega = \omega_z$ farblich kodiert im Hintergrund. Die Werte sind jeweils mit der Anströmgeschwindigkeit und der Profillehne c dimensionslos gemacht. Aus Gründen der besseren Sichtbarkeit ist nur jeder dritte Geschwindigkeitsvektor in jeder Richtung aufgetragen. Für jeden Phasenwinkel ist der entsprechende Anstellwinkel des Profils angegeben und ein Pfeil zeigt die Auf- (↗) oder Abnickenbewegung (↘) an. Die zugehörigen phasenstarrten Standardabweichungen für die v -Komponente der Geschwindigkeit sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Bei deren Berechnung werden nur die 1000 Einzelergebnisse für jeweils einen Phasenwinkel berücksichtigt; sie sind ein Maß für die Geschwindigkeitsschwankungen von Zyklus zu Zyklus. Zusätzlich sind in Abbildung 4.8 für die sechs ausgewählten Phasenwinkel repräsentative, instantane Geschwindigkeitsvektorfelder mit der normierten Wirbelstärke im Hintergrund farblich kodiert dargestellt.

Die ausgewählten Strömungsfelder in Abbildung 4.6 repräsentieren die verschiedenen Stadien des dynamischen Strömungsabrisses nach Mulleners und Raffel (2013). Der Zyklus des dynamischen Strömungsabrisses beginnt

bei einem moderaten Anstellwinkel ($\alpha = 13,1^\circ \nearrow$) mit dem Stadium der anliegenden Strömung. Hier bleibt die Strömung während des ersten Teils der Aufnickbewegung des Flügels an der Flügeloberfläche haften (Abbildung 4.8 a). In der Nähe der Vorderkante erhöht sich die Geschwindigkeit auf etwa $1,5U_\infty$. Während des Stadiums der anliegenden Strömung treten Geschwindigkeitsschwankungen nur direkt stromab der Hinterkante in einem schmalen Bereich des Nachlaufs auf (Abbildung 4.6 a und 4.8 a). Die Felder der Wirbelstärke weisen auf eine doppelte Scherschicht in der Nachlaufströmung hin, mit jeweils im und entgegen dem Uhrzeigersinn orientierter Rotation abgehend von der Saug- und Druckseite. Die Standardabweichung ist insgesamt sehr gering mit Werten unterhalb von $0,05 \sigma_v/U_\infty$, da die turbulenten Schwankungen im Nachlaufbereich nur sehr schwach ausgeprägt sind (Abbildung 4.7 a). Dieses Stadium herrscht für den ersten Teil der Aufnickbewegung vor.

Mit über den Winkel des statischen Strömungsabrisses von etwa 18° Timmer (2009) hinaus ansteigendem Anstellwinkel ($\alpha = 22,7^\circ \nearrow$) entwickelt sich oberhalb der Hinterkante ein Rezirkulationsgebiet mit negativer Wirbelstärke und einem Wirbelgebiet mit im Uhrzeigersinn orientierten Drehrichtung, das eine Strömungsumkehr anzeigt (Abbildung 4.6 b und 4.8 b). Im Mittel existiert in diesem Gebiet eine Strömung stromauf auf der Saugseite des Flügels. Dies wird von deutlich stärkeren Strömungsschwankungen mit Werten um $0,3 \sigma_v/U_\infty$ in einem begrenzten Bereich stromab der Hinterkante begleitet (Abbildung 4.7 b). Von diesem Bereich aus bildet sich stromaufwärts eine Scherschicht aus (Abbildung 4.6 b und 4.8 b), die durch die kleinskaligen, im Uhrzeigersinn rotierenden Wirbel angezeigt wird. Diese Scherschicht charakterisiert zusammen mit dem Rezirkulationsgebiet den Beginn des dynamischen Strömungsabrisses, wobei der Ablösepunkt der Scherschicht bei etwa $x/c = 0,3$ auf der Oberseite des Flügels liegt. Der Winkel der Scherschicht ist hierbei parallel zur Profilhne des Flügels. Außerdem steigt die Geschwindigkeit an der Vorderkante des Flügels auf etwa das Doppelte der Anströmgeschwindigkeit an, was mit einem höheren Auftriebsbeiwert verbunden ist (Mulleners und Raffel, 2013).

Das nächste Stadium ($\alpha = 26,2^\circ \nearrow$) ist durch die Ausdehnung des Rezirkulationsbereichs und die Bewegung des Ablösepunktes der Scherschicht weiter Richtung Flügelvorderkante gekennzeichnet, welcher hier bei etwa $x/c = 0,1$ liegt (Abbildung 4.6 c). Diese fortgeschrittene Entwicklung des Strömungsabrisses geht einher mit den stärksten Schwankungen von $\sigma_v/U_\infty = 0,4$ im Rezirkulationsgebiet (Abbildung 4.7 c) und den höchsten Geschwindigkeitswerten an der Vorderkante im Vergleich zu anderen Stadien. Die Scherschicht hat hierbei einen Winkel von etwa 20° zur Profilhne des Flügels. Ein hervorsteckendes Merkmal dieses Stadiums ist die im Uhrzeigersinn rotierende kohärente Struktur innerhalb des Rezirkulationsgebietes (Abbildung 4.6 c und 4.8 c).

Mit Erreichen des oberen Scheitelpunktes der Oszillationsbewegung ($\alpha = 28,1^\circ \nearrow$) hat sich die Scherschicht deutlich vergrößert und der Rezirkulationsbereich in Bezug zur Flügelhinterkante noch weiter nach oben verschoben

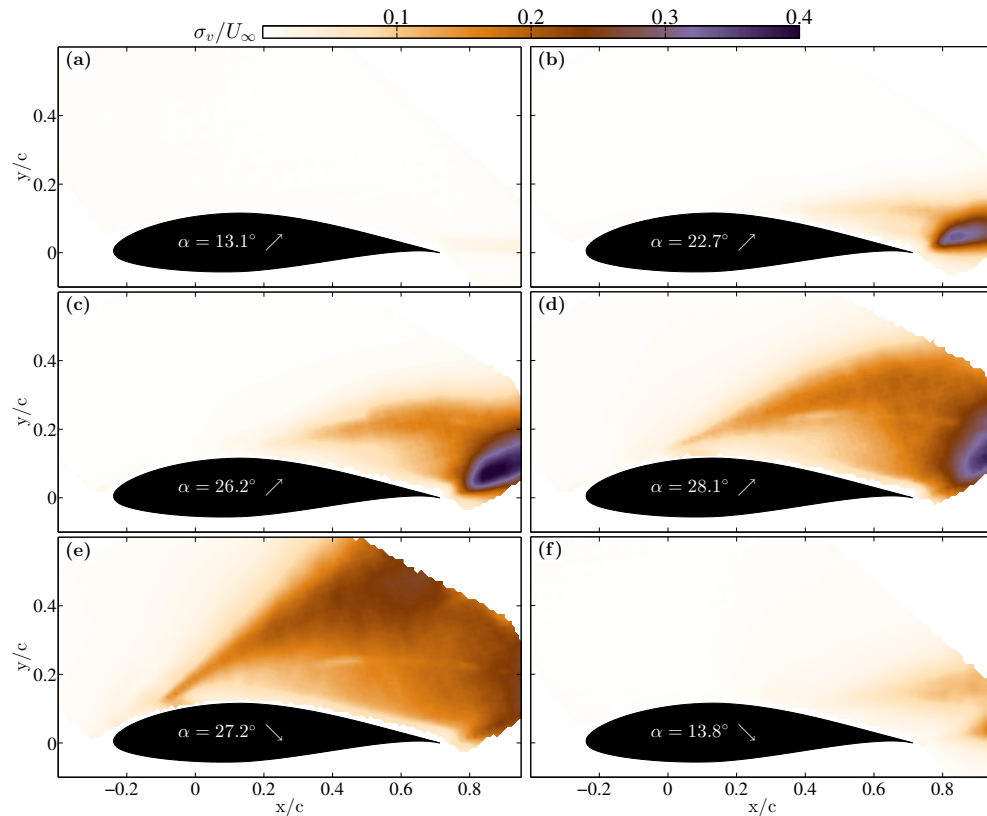


Abbildung 4.7: Standardabweichungen der Geschwindigkeitsfelder für sechs ausgewählte Phasenwinkel, die den Lebenszyklus des dynamischen Strömungsabrisses darstellen.

(Abbildungen 4.6 d), da der Winkel der Scherschicht zur Profilschne mit etwa 30° deutlich angestiegen ist. Auch der Ablösepunkt der Strömung ist weiter Richtung Flügelvorderkante zu $x/c \approx -0,05$ gewandert, was den Übergang zur vollständig abgelösten Strömung ankündigt. Bemerkenswert ist zudem die Bildung zweier gegenläufig rotierender Wirbelstrukturen in der Nähe von $x/c = 0,8$ - eine im Uhrzeigersinn rotierende Struktur unterhalb der Scherschicht und ein Gegenwirbel in der abgelösten Strömung nahe der Hinterkante, der auch im instantanen Geschwindigkeitsfeld beobachtet werden kann (Abbildung 4.8d). Es sind weiterhin starke Geschwindigkeitsfluktuationen im Nachlauf oberhalb der Hinterkante mit Werten um $0,35\sigma_v/U_\infty$ zu beobachten, die jedoch im Vergleich zum vorigen Stadium bereits etwas abgeschwächer sind.

Zu Beginn der Abwärtsbewegung des Profils ($\alpha = 27,2^\circ \searrow$) kommt es zu einem erkennbaren Abfall der maximalen Strömungsgeschwindigkeit an der Vorderkante des Flügels auf unter $1,5 U_\infty$ sowie zu einer signifikanten Reduktion der maximalen Standardabweichung auf $\sigma_v/U_\infty \approx 0,25$ aufgrund der nun weit ausgedehnten Scherschicht (Abbildung 4.6 und 4.7 e). Der Rezirkulationsbereich hat sich zu einer voll turbulenten Nachlaufströmung entwickelt (Abbildung 4.8 e), wobei die mittlere Strömungsrichtung in diesem Gebiet immer noch entgegen der Anströmung gerichtet ist (Abbildung 4.6e). Der Ab-

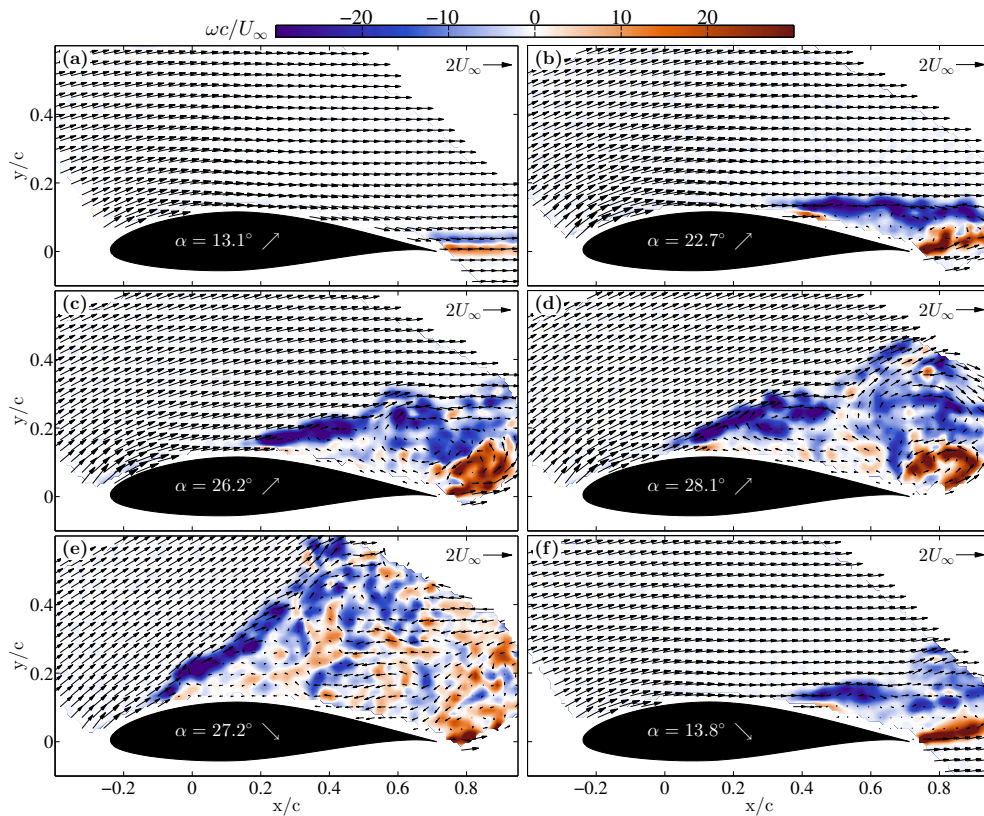


Abbildung 4.8: Instantane Geschwindigkeitsfelder für sechs ausgewählte Phasenwinkel, die den Lebenszyklus des dynamischen Strömungsabrisses darstellen. Die normierte Wirbelstärke ist farblich codiert.

lösepunkt der Strömung liegt nun dicht an der Vorderkante bei $x/c \approx -0,15$ und die Scherschicht trennt die Anströmung vom Nachlaufbereich in einer fast geraden Linie bei einem Winkel von etwa 42° zur Profilschne. Die gegenläufig rotierenden Wirbel scheinen weiter stromabwärts der Nachlaufströmung vorhanden zu sein, da die Mittelwerte divergierende Richtungen der Geschwindigkeitsvektoren im oberen und unteren Teil der Nachlaufströmung zeigen.

Schließlich reduziert sich die Region der turbulenten Nachlaufströmung mit weiter abnehmendem Anstellwinkel ($\alpha = 13,8^\circ$) zunehmend, was das Wiederanlegen der Strömung anzeigt. Während dieser Phase ist die maximale Strömungsgeschwindigkeit im Vergleich zur Strömungssituation beim Aufnicken mit etwa $1,35 U_\infty$ am geringsten (Abbildung 4.6 und 4.8 f). Bemerkenswert ist, dass die Strömung im Bereich nahe stromab und oberhalb der Flügelhinterkante noch immer erhöhte Schwankungen mit Werten um $1,5 \sigma_v/U_\infty$ aufweist, insbesondere im Vergleich zum äquivalenten Anstellwinkel während des Aufnickens (Abbildung 4.7 f vs. a). Auch der Ablösepunkt der Scherschicht ist mit der Position bei $x/c \approx 0,35$ zwar wieder signifikant Richtung Flügelhinterkante gewandert, liegt jedoch im Vergleich zur Position beim äquivalenten Anstellwinkel des Aufnickenvorgangs deutlich weiter stromauf. Dies ist der so genannte Hysterese-Effekt, der für den dynamischen

Strömungsabriss typisch ist (McCroskey, 1981). Ein eindeutiges Rezirkulationsgebiet lässt sich hingegen nicht mehr identifizieren, sondern lediglich kleinskalige Strukturen im Turbulenzgebiet zwischen der Scherschicht und der Saugseite des Flügels oberhalb der Hinterkante (Abbildung 4.6 und 4.8 f).

4.2.3 Kreuzkorrelationsfunktion

Im Folgenden werden verschiedene Ergebnisse der Kreuzkorrelationsanalyse vorgestellt, um die Anwendbarkeit des gewählten experimentellen Ansatzes zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den auftretenden akustischen und aerodynamischen Schwankungen beim Prozess des dynamischen Strömungsabrisse aufzuzeigen und zu bewerten. Der Fokus dieses Kapitels liegt zunächst auf der Kreuzkorrelationsfunktion $S_{p,\phi}^*$, welche analog zu den Analysen in Kapitel 3.2.4 mit der Standardabweichung der Druckdaten skaliert wird. Als Unterschied wird hierbei jedoch die zeitabhängige Standardabweichung gewählt, um der Dynamik der Flügelbewegung Rechnung zu tragen ($S_{p,\phi}^* = S_{p,\phi} / \sigma_p(\tau)$). Des Weiteren liegt das Hauptaugenmerk auf den Werten der v -Geschwindigkeitskomponente, da diese die Ausbreitungsinformation der akustischen Schwankungen in Richtung der Mikrofone beinhalten (d.h. $\phi = v$).

Die Abbildung 4.9 zeigt die räumliche Verteilungen der maximalen Beträge im zeitlichen Verlauf der Kreuzkorrelationsfunktion $\max_{\tau} |S_{p,v}^*|$ für die sechs in Kapitel 4.2.2 ausgewählten Phasenwinkel auf Grundlage der Ensembles der jeweiligen phasenstarrten Momentaufnahmen. Diese Darstellung gibt einen Überblick darüber, wo räumlich kohärente Strukturen auftreten, die im statistischen Sinne mit der Schallemission zusammenhängen. In Abbildung 4.10 ist jeweils die zeitliche Entwicklung von $S_{p,v}^*$ für die Punkte aufgetragen, an denen das jeweilige globale Maximum für die sechs ausgewählten Phasenwinkel auftritt. Die Punkte sind in Abbildung 4.9 mit einem grünen Asterisk gekennzeichnet. Zusätzlich sind in Abbildung 4.10 die lokalen Konfidenzintervalle von $S_{p,v}^*$ eingezeichnet, welche nach Gleichung 2.4 berechnet wurden, um die Zuverlässigkeit der Korrelationsergebnisse bewerten zu können. In Abbildung 4.11 sind die instantanen Vektorfelder der Kreuzkorrelationskoeffizienten für Werte von τ aufgetragen, bei den in Abbildung 4.10 die Beträge im zeitlichen Verlauf maximal sind. Im Hintergrund der Darstellungen in Abbildung 4.11 ist die mit der Profilhörnerlänge c und der Anströmgeschwindigkeit U_{∞} normierte Korrelationsfunktion der Wirbelstärke $S_{p,\omega}^*$ als Falschfarbenbild dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit ist nur jeder zweite Vektor in je vertikaler und horizontaler Richtung dargestellt.

Ein Vergleich von Abbildung 4.7 und Abbildung 4.9 zeigt, dass die räumliche Verteilungen der maximalen Korrelationswerte qualitativ hohe Ähnlichkeit mit der der Standardabweichung für die ausgewählten Phasenwinkel aufweist. Demzufolge werden die Hauptmerkmale des dynamischen Strömungsabrisse auch auf Basis der Korrelationsfunktion wiedergegeben. Da die Berechnung der Kreuzkorrelation eine lineare Operation zwischen den akustischen und den aerodynamischen Schwankungen darstellt, ist der Schluss

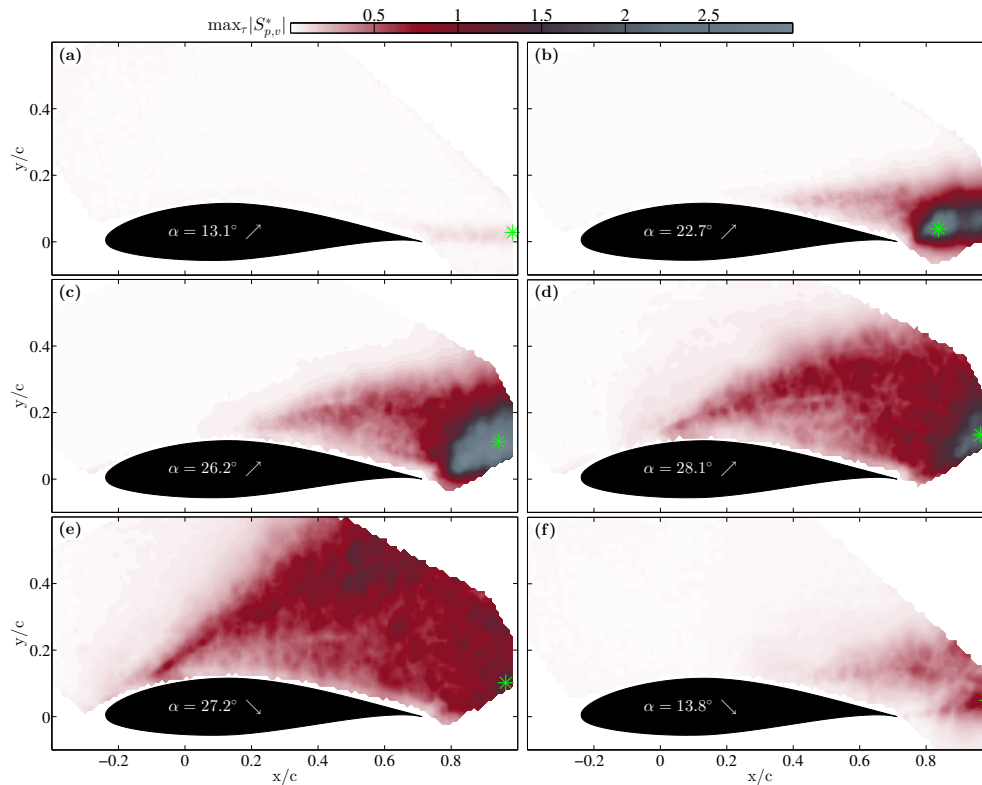


Abbildung 4.9: Räumliche Verteilung der maximalen Absolutwerte von $S_{p,v}^*$ im zeitlichen Verlauf für die sechs ausgewählten Phasenwinkel.

zulässig, dass Bereiche mit signifikanten Werten auch mit Schallquellenmechanismen in Verbindung stehen. Daher werden die Kreuzkorrelationsverteilungen mit den aus der Literatur bekannten Eigenschallmechanismen an Tragflügeln (T. F. Brooks, Pope und Marcolini, 1989), wie der periodischen Wirbelablösung, der Grenzschichtablösung und der großskaligen Strömungsablösung verglichen, um diejenigen Strömungsstrukturen zu identifizieren, die mit der Lärmemission bei den jeweiligen Phasenwinkeln zusammenhängen.

Die in den Abbildungen 4.9- 4.11 dargestellten Ergebnisse zeigen deutlich, dass das Vorhandensein kohärenter Strukturen, welche mit der Schallemission korrelieren, stark vom Phasenwinkel des Tragflügels abhängig ist. Für moderate Phasenwinkel mit vorwiegend anliegender Strömung ($\alpha = 13,1^\circ \nearrow$), lässt sich lediglich ein sehr schmales Band mit leicht erhöhten Kreuzkorrelationswerten in horizontaler Verlängerung der Hinterkante stromab erkennen (Abb. 4.9 a). Das globale Maximum liegt hierbei am äußeren Rand des Sichtfeldes im Nachlauf des Profils. Der zeitliche Verlauf an der Stelle des Maximums (Abb. 4.10 a) liegt vollständig unterhalb der Grenzen des Konfidenzintervalls. Daher lassen sich für diesen Phasenwinkelbereich keine Rückschlüsse auf Schallquellenmechanismen mit Hilfe der hier verwendeten Korrelationsmethode ziehen. Im instantanen Vektorfeld zum Zeitpunkt des globalen Maximums zeigen sich ebenfalls keine eindeutigen Strukturen (Abb. 4.11a). Lediglich die Kreuzkorrelationswerte zwischen Druckschwankungen und Wirbelstärke in

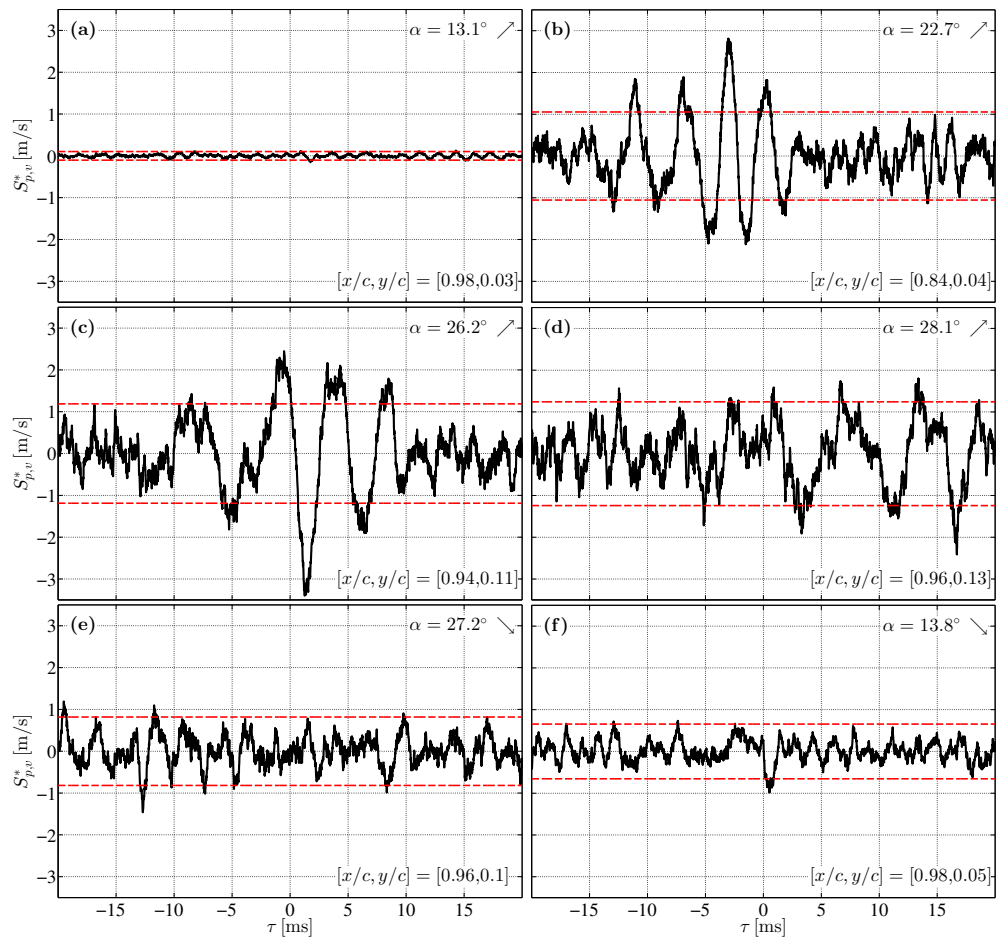


Abbildung 4.10: Temporale Entwicklung der v -Komponente der Kreuzkorrelationsfunktion an den Punkten, wo die globalen Maxima der Absolutwerte auftreten, für die sechs ausgewählten Phasenwinkel.

der Strömung weisen auf schwache kleinskalige Strukturen mit wechselnden Vorzeichen in einem schmalen Band im Nachlauf des Flügels hin.

Für den Fall der abgelösten Strömung bei gesteigertem Phasenwinkel von $\alpha = 22,7^\circ \nearrow$ lässt sich ein deutlich ausgeprägtes Gebiet mit hohen Kreuzkorrelationswerten von bis zu $|S_{p,v}^*| = 2$ im Nachlauf knapp oberhalb der Hinterkante stromab erkennen (Abb. 4.9 b). Dies ist konsistent mit der räumlichen Verteilung stark erhöhter Geschwindigkeitsfluktuationen in diesem Bereich (Abbildung 4.7b). Das globale Betragsmaximum $|S_{p,v}^*| \approx 2,8$ der Korrelationsfunktion liegt stromab in einem horizontalen Abstand von ca. $0,12c$ stromab der Hinterkante. In diesem Fall weist der periodische zeitliche Verlauf an der Stelle des globalen Maximums auf periodisches Ablöseverhalten der Wirbel hin (Abb. 4.10 b). Die Werte liegen dabei außerhalb des Konfidenzintervalls in dem Bereich von etwa $-15 \text{ ms} < \tau < 1 \text{ ms}$. Eine Fourieranalyse des zeitlichen Verlaufs zeigt eine dominante Frequenz von $\sim 269 \text{ Hz}$. Diese liegt damit in dem Bereich, welcher im Rahmen der akustischen Betrachtung als Anteil des Flügels am Gesamtspektrum identifiziert werden konnte. Zieht man als charakteristische Länge L die projizierte Strecke vom Ablösepunkt

der Strömung auf der Saugseite des Flügels bis zur Hinterkante im Bezug zur Anströmung für diesen Phasenwinkel in Betracht (hier $L \approx 0,2c$), so ergibt sich eine Strouhal-Zahl von $\sim 0,4$. In der in Abbildung 4.11 b gezeigten Darstellung der Korrelation als Vektorfeld lässt sich eine kohärente Wirbelstruktur stromab der Hinterkante identifizieren und die Korrelation mit der Wirbelstärke zeichnet sich hier durch ein Bereich mit wechselnden Vorzeichen in horizontaler Richtung aus. Zusätzlich lassen sich im Bereich der Grenzschichtablösung, ausgehend von etwa $[x/c; y/c] = [0,4; 0,1]$ und weiter stromab im Bereich von $0,3 \leq x/c \leq 0,7$ oberhalb der Saugseite des Flügels Werte von $S_{p,\omega}^*$ mit wechselnden Vorzeichen beobachten. Diese Beobachtung ist Konsistent mit Angaben in Literatur, in welcher als Schallmechanismen an Tragflügeln eine Kombination aus periodischer Wirbelablösung und Grenzschichtablösung angegeben wird (T. F. Brooks, Pope und Marcolini, 1989).

Bei dem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium des Strömungsabrisses ($\alpha = 26,2^\circ \nearrow$) können ähnliche Beobachtungen wie im Fall des kleineren Winkels von $\alpha = 22,7^\circ \nearrow$ gemacht werden. Erhöhte Werte der Kreuzkorrelation sind auch in diesem Fall auf das, hier vergrößerte, Ablösegebiet beschränkt. Dabei nimmt die Korrelation den höchsten Wert aller Phasenwinkel an mit $|S_{p,v}^*| \approx 3,4$ (Abb. 4.9 c). An der Stelle des globalen Maximums ist weiterhin eine klare Periodizität im zeitlichen Verlauf zu beobachten (Abb. 4.10 c). Das Maximum selbst liegt dabei nun weiter stromab der Hinterkante, vertikal nach oben versetzt. Die Spektralanalyse des zeitlichen Verlaufs ergibt eine dominante Wirbelablösefrequenz von ~ 171 Hz, was mit der charakteristischen Länge $L \approx 0,29c$ eine Strouhal-Zahl von $\sim 0,38$ ergibt. Die erhöhte charakteristische Länge folgt aus dem weiter stromauf liegenden Ablösepunkt der Strömung sowie dem gesteigerten Phasenwinkel. In dem instantane Vektorfeld der Kreuzkorrelationsfunktion zum Zeitpunkt des globalen Maximums (Abb. 4.11 c) lässt sich wiederum deutlich das periodische Ablöseverhalten der Wirbel im Nachlauf stromab der Hinterkante erkennen. Oberhalb der Saugseite des Flügels ist im Bereich $0,1 \leq x/c \leq 0,7$ das ausgeweitete Ablösegebiet erkennbar, welches mit kleinskaligen Strukturen durchsetzt ist.

Mit Erreichen des oberen Umkehrpunkts der Aufwärtsbewegung des Flügels ($\alpha = 28,1^\circ \nearrow$) hat sich das Ablösegebiet weiter sowohl stromauf als auch in vertikaler Richtung nach oben deutlich vergrößert. Weiterhin ist ein Gebiet mit signifikanten Kreuzkorrelationswerten im Nachlauf stromab der Hinterkante zu beobachten, wobei die Ausdehnung dieses Gebiets und der Höhe der Werte mit $|S_{p,v}^*| \approx 2,4$ abgenommen haben (Abb. 4.9 d). Das absolute, globale Maximum befindet sich knapp am äußeren Rand des Sichtfeldes stromab und vertikal oberhalb der Hinterkante. Vom Ablösepunkt bei $x/c \approx -0,05$ ausgehend ist sehr gut der Anteil der Scherschicht zu erkennen, der sich leicht bogenförmig zum Gebiet erhöhter Kreuzkorrelationswerte erstreckt. Betrachtet man des Weiteren den zeitlichen Verlauf an der Stelle des globalen Maximums (Abb. 4.10 d), so ist eine Periodizität vorhanden, allerdings im Vergleich zu den vorherigen Winkeln weniger ausgeprägt und durch hochfrequente Anteile kleinskaliger Strukturen überlagert. Die Fourieranalyse liefert eine dominante Frequenz von ~ 147 Hz. Mit der charakteristische Län-

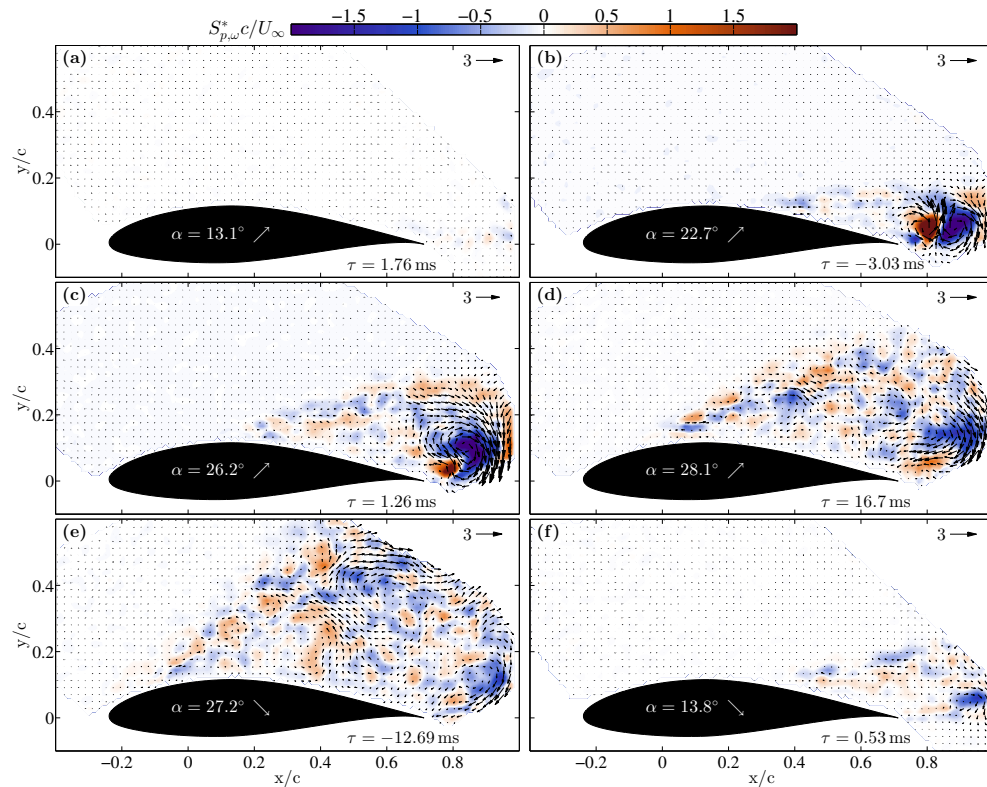


Abbildung 4.11: Instantane Vektorfelder der Kreuzkorrelationsfunktion zu den Zeitpunkten, an denen die globalen Maxima der Absolutwerte auftreten, für die sechs ausgewählten Phasenwinkel. Die entsprechenden Werte der Wirbelstärke sind im Hintergrund farblich kodiert dargestellt.

ge von $L \approx 0,33c$, ergibt sich damit eine Strouhal-Zahl von $\sim 0,36$, und im instantanen Vektorfeld der Kreuzkorrelationsfunktion deutet sich weiterhin im Nachlauf der Hinterkante stromab eine weiterhin existente periodische Wirbelablösung an (Abb. 4.11 d). Innerhalb der Scherschicht und dem vergrößerten Ablösegebiet oberhalb des Tragflügels hat sich eine Verteilung von kleinskaligen Strukturen und lokal ausgeprägte Wirbelstrukturen gebildet. Diese können laut T. F. Brooks, Pope und Marcolini (1989) zu den Lärmquellen bei großskaliger Ablösung beitragen, was als *Separation-stall noise* bezeichnet wird.

Letztgenannter Effekt verstärkt sich mit dem Stadium des vollständigen dynamischen Strömungsabrisses ($\alpha = 27,2^\circ$). Wie in Abbildung 4.9 e zu beobachten ist, hat sich das Gebiet mit erhöhten Werten der Kreuzkorrelationsfunktion nochmals deutlich vergrößert. Der Ablösepunkt der Strömung ist dicht zur Vorderkante stromauf gewandert und die Scherschicht nimmt einen annähernd geraden diagonalen Verlauf in der hier gewählten Darstellung des ortsfesten Tragflügelsystems an. Oberhalb des Flügels im Bereich um den Punkt bei $[x/c; y/c] = [0,5; 0,5]$ sind weiterhin signifikante Kreuzkorrelationswerte festzustellen, wobei im Allgemeinen die Werte niedriger sind als bei den drei zuvor beschriebenen Stadien. Der zeitliche Verlauf am Punkt des absoluten globalen Maximums (Abb. 4.10 e) weist weiterhin eine Periodizität

auf, allerdings liegen die Werte größtenteils unterhalb des Konfidenzintervalls. Die Fourieranalyse ergibt jedoch eine deutlich hervorstechende Frequenz von ~ 390 Hz, welche in jenem Frequenzbereich liegt, der auch in Kapitel 4.2.1 als Hauptanteil im Fall des dynamischen Strömungsabrisses identifiziert wurde. In Kombination mit der abgeschätzten charakteristischen Länge $L \approx 0,37c$ ergibt sich eine Strouhal-Zahl von $\sim 1,08$. Diese liegt deutlich über den bekannten Werten für periodische Wirbelablösungen und deutet daher auf hochfrequenteren Lärmquellen durch kleinskalige Strömungsstrukturen hin. Nach T. F. Brooks, Pope und Marcolini (1989) wird der Schall im Bereich des vollständigen Strömungsabrisses von der ganzen Profilsehne und nicht mehr primär von der Hinterkante ausgehend abstrahlt. Das instantane Vektorfeld der Kreuzkorrelationsfunktion zum Zeitpunkt des globalen Maximums (Abb. 4.11 e) unterstützt diese Annahme, da im gesamten Nachlaufgebiet sowohl klein- als auch großskalige turbulente Strukturen erkennbar sind, die als Quadrupolquellen zur Schallemission beitragen können (Lighthill, 1952). Mit fortschreitender abnickender Flügelbewegung ($\alpha = 13,8^\circ \searrow$) und dem damit einhergehenden Wiederanlegen der Strömung nehmen sowohl die Werte der Kreuzkorrelationsfunktion als auch die Ausdehnung des Gebiets mit signifikanten Werten merklich ab (Abb. 4.9 f). Im Vergleich zu dem korrespondierenden Phasenwinkel des Aufnickprozesses sind die beiden letztgenannten Eigenschaften jedoch bedeutend ausgeprägter, was den Hysterese-Effekt des dynamischen Strömungsabrisses unterstreicht. Das absolute globale Maximum liegt wieder in direkter Verlängerung der Hinterkante stromab am äußersten Rand des Sichtfeldes. Im dazugehörigen zeitlichen Verlauf zeigen sich jedoch keine prägnanten Auffälligkeiten (Abb. 4.10 f) und auch die FFT Berechnung ergibt keine hervorstechenden Frequenzen. Die Werte liegen zum Großteil unterhalb des Vertrauensbereichs, so dass von primär turbulenten Strukturen ausgegangen werden kann, welche keine charakteristischen Lärmquellen erzeugen. Das instantane Vektorfeld der Kreuzkorrelationsfunktion zum Zeitpunkt des globalen Maximums (Abb. 4.11 f) zeigt neben einigen kleinskaligen Strukturen in der Scherschicht zusätzlich an der Stelle des globalen Maximums eine ausgeprägtere Wirbelstruktur. Diese scheint jedoch eine zufällig auftretende Struktur zu sein, die, unter Berücksichtigung des zeitlichen Verlaufs, nicht periodisch auftritt.

4.2.4 Kreuzkorrelationskoeffizienten

Um die Kreuzkorrelationsanalyse weiter zu vertiefen, werden in diesem Kapitel die Kreuzkorrelationskoeffizienten näher betrachtet. Diese geben zum einen Auskunft darüber wo zusammenhängende, kohärente Gebiete im Strömungsfeld vorhanden sind und zum anderen eine prozentuale Angabe über die Güte der Korrelation. Als Strömungsgröße wird wieder die v -Komponente betrachtet. Analog zum Vorgehen bei der Kreuzkorrelationsfunktion sind in Abbildung 4.12 zunächst die räumlichen Verteilungen der maximalen Beträge im zeitlichen Verlauf an jedem Punkt in der Strömung für

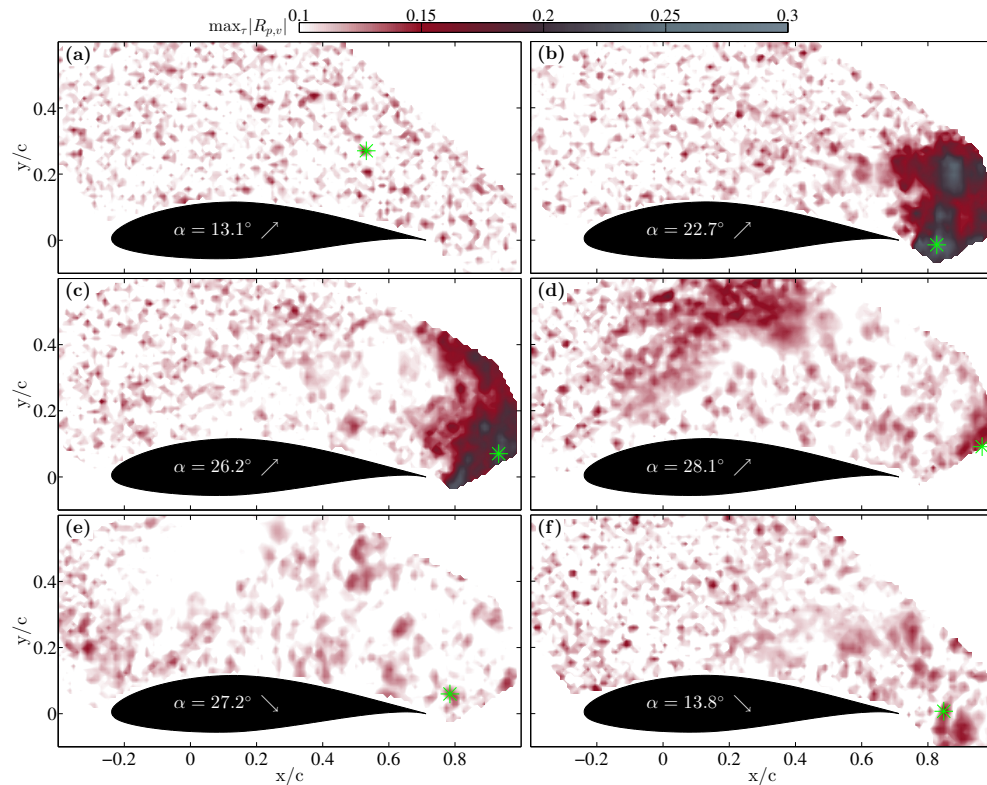


Abbildung 4.12: Räumliche Verteilung der maximalen, absoluten Kreuzkorrelationskoeffizienten der v -Komponente im zeitlichen Verlauf für die sechs ausgewählten Phasenwinkel.

die sechs ausgewählten Phasenwinkel dargestellt. Die Positionen der globalen Maxima innerhalb der jeweiligen räumlichen Verteilung sind mit einem grünen Asterisk gekennzeichnet. Die Abbildung 4.13 zeigt daran anknüpfend die zeitlichen Entwicklungen der Koeffizienten an diesen Positionen. Zusätzlich sind die Fehlergrenzen der Koeffizienten auf Grundlage eines T-Tests gegen Null mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% eingezeichnet (Van Der Waerden, 1971). Bei der hier verwendeten Anzahl von PIV-Aufnahmen von ~ 1000 pro Phasenwinkel betragen diese etwa $\pm 0,08$. Abschließend sind in Abbildung 4.14 die instantanen Vektorfelder der Kreuzkorrelationskoeffizienten zu den Zeitpunkten, an denen die globalen Maxima der Absolutwerte auftreten, für die jeweiligen Phasenwinkel dargestellt. Um kohärente Strukturen deutlicher hervorzuheben, sind hierbei sämtliche verfügbaren Vektoren geplottet.

Ein Vergleich der räumlichen Verteilungen der absoluten Maxima von $R_{p,v}$ im zeitlichen Verlauf bestätigt die Beobachtungen aus dem vorhergehenden Kapitel, dass die Güte bzw. Aussagekraft der verwendeten Mess- und Kreuzkorrelationsmethode im Falle der hier untersuchten, oszillierenden Flügelbewegung sehr sensitiv hinsichtlich phasenabhängiger Strömungsvorgänge ist. So sind bei dem Phasenwinkel $\alpha = 13,1^\circ \nearrow$, also dem Stadium der anliegenden Strömung, lediglich einzelne Gebiete mit leicht erhöhten Koeffizienten im Beobachtungsfenster zu sehen (Abb. 4.12 a). Das absolute

globale Maximum liegt oberhalb der Saugseite des Flügels bei $x/d \approx 0,53$ und $y/d \approx 0,26$ an einer Position, an der für dieses Stadium keine ausgeprägten Strömungsstrukturen vorhanden sind, die mit Schallquellmechanismen in Verbindung gebracht werden können. Dahingegen weisen das Stadium der Strömungsumkehr ($\alpha = 22,7^\circ \nearrow$) und das fortgeschrittene Entwicklungsstadium des Strömungsabrisses ($\alpha = 26,2^\circ \nearrow$), in denen im vorherigen Kapitel periodisches Wirbelablösen festgestellt werden konnte, deutlich ausgeprägte, kohärente Strukturen im Nachlauf stromab und oberhalb der Hinterkante des Flügels auf (Abb. 4.12 b und c). Hier befinden sich dementsprechend die globalen absoluten Maxima innerhalb dieser kohärenten Strukturen. Für die Phasenwinkel des oberen Umkehrpunkts der Aufwärtsbewegung des Flügels ($\alpha = 28,1^\circ \nearrow$) sowie des Wiederanlegens der Strömung ($\alpha = 13,8^\circ \searrow$) sind im Nachlauf stromab der Hinterkante kleinere und schwächere, kohärente Strukturen zu beobachten (Abb. 4.12 d und f). Auch hier liegen die globalen absoluten Maxima innerhalb dieser Strukturen. Bemerkenswert ist hierbei für $\alpha = 28,1^\circ \nearrow$ das Gebiet bei $0 \leq x/d \leq 0,4$ und $y/d \geq 0,4$, welches oberhalb der Scherschicht ebenfalls zusammenhängende Strukturen mit erhöhten Koeffizienten aufweist. Ein direkter Zusammenhang mit vorherrschenden Schallquellmechanismen ist in diesem Fall nicht bekannt. Beim Phasenwinkel des vollständigen dynamischen Strömungsabrisses ($\alpha = 27,2^\circ \searrow$) lassen sich keine ausgeprägte Strukturen beobachten. Dies ist mit den turbulenten Schwankungen im Ablösegebiet dieses Strömungsstadiums zu erklären, welche von Zyklus zu Zyklus lokal stark variieren und daher keine kohärenten Strömungsstrukturen im statistischen Sinne ergeben.

Die zeitlichen Verläufe an den Stellen der globalen absoluten Maxima bestätigen größtenteils die oben getätigten Beobachtungen. So lässt sich für den Phasenwinkel der angelegten Strömung keine nennenswerte Periodizität im zeitlichen Verlauf ermitteln und auch die Werte der Koeffizienten verbleiben hauptsächlich innerhalb der Fehlergrenzen (Abb. 4.13 a). Einzig zum Zeitpunkt des absoluten Maximums werden die Fehlergrenzen kurzweilig überschritten, wobei dies als zufälliges Ereignis gewertet werden kann, zieht man bei der Bewertung zusätzlich das instantane Vektorfeld der Koeffizienten zu diesem Zeitpunkt hinzu (Abb. 4.14 a). In dieser Abbildung sind vorwiegend zufällig gerichtete Vektoren speziell an der Stelle des absoluten globalen Maximums zu identifizieren, die keinerlei Rückschlüsse auf nachvollziehbare, kohärente Strukturen liefern.

Gänzlich anders präsentieren sich die zeitlichen Verläufe der Phasenwinkel $\alpha = 22,7^\circ \nearrow$ (Abb. 4.13 b) und $\alpha = 26,2^\circ \nearrow$ (Abb. 4.13 c), in denen nicht nur eindeutige Periodizitäten festgestellt werden können, sondern auch die Fehlergrenzen teils deutlich überschritten werden. Hierbei sind die genannten Eigenschaften in beiderlei Hinsicht für den Phasenwinkel $\alpha = 22,7^\circ \nearrow$ etwas eindeutiger, klarer und hinsichtlich der maximalen Werte höher, was auf eine ausgeprägtere periodische Wirbelablösung hindeutet. Mittels einer FFT-Berechnung ergeben sich klar hervorstechende Frequenzen von ~ 244 Hz und ~ 220 Hz für $\alpha = 22,7^\circ \nearrow$ bzw. $\alpha = 26,2^\circ \nearrow$. In Kombination mit den in Kapitel 4.2.3 aufgeführten charakteristischen Längen für diese Winkel erge-

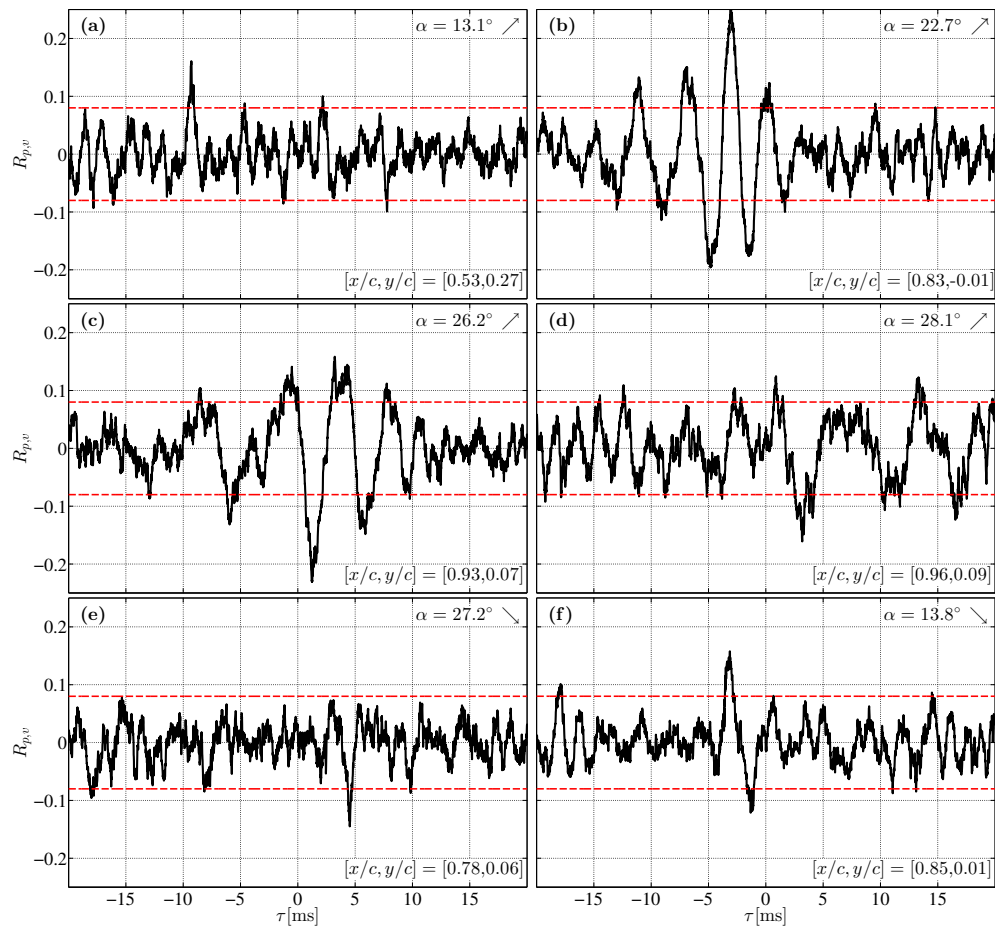


Abbildung 4.13: Temporale Entwicklung der Kreuzkorrelationskoeffizienten der v -Komponente an den Punkten, wo die globalen Maxima der Absolutwerte auftreten, für die sechs ausgewählten Phasenwinkel.

ben sich Strouhal-Zahlen von $\sim 0,37$ bzw. $\sim 0,48$. Diese sowie diejenigen im vorhergehend Kapitel bestimmten Werte liegen zwar um einen Faktor von etwa 2 über den allgemein bekannten Werten für periodische Wirbelablösung, wie sie bspw. bei der Umströmung von Zylindern und stumpfen Körpern beobachtet werden können, jedoch ist dies vorwiegend auf die Wahl der charakteristischen Längen zurückzuführen. So wird z.B. in der Arbeit von Yarusevych und Boutilier (2011) auf den Umstand hingewiesen, dass die übliche auf der Geometrie basierte Skalierung der Strouhal-Zahl zu einer deutlichen Überschätzung der Werte mit steigender Reynolds-Zahl führt. Als alternative charakteristische Länge nutzen die Autoren daher bspw. den vertikalen Abstand zwischen zwei Wirbeln in der nahen Nachlaufregion, den sie anhand der lokalen Maxima eines vertikalen RMS-Geschwindigkeitsprofils an einer definierten Stelle im Nachlauf bestimmen. Selbiges ist jedoch aufgrund des begrenzten Sichtfeldes in der vorliegenden Arbeit nicht möglich, so dass die hier getroffene Abschätzung der charakteristischen Länge basierend auf dem Ablösepunkt der Strömung auf der Saugseite des Flügelprofils als Kompromiss zwischen der üblichen und der alternativen Skalierung ange-

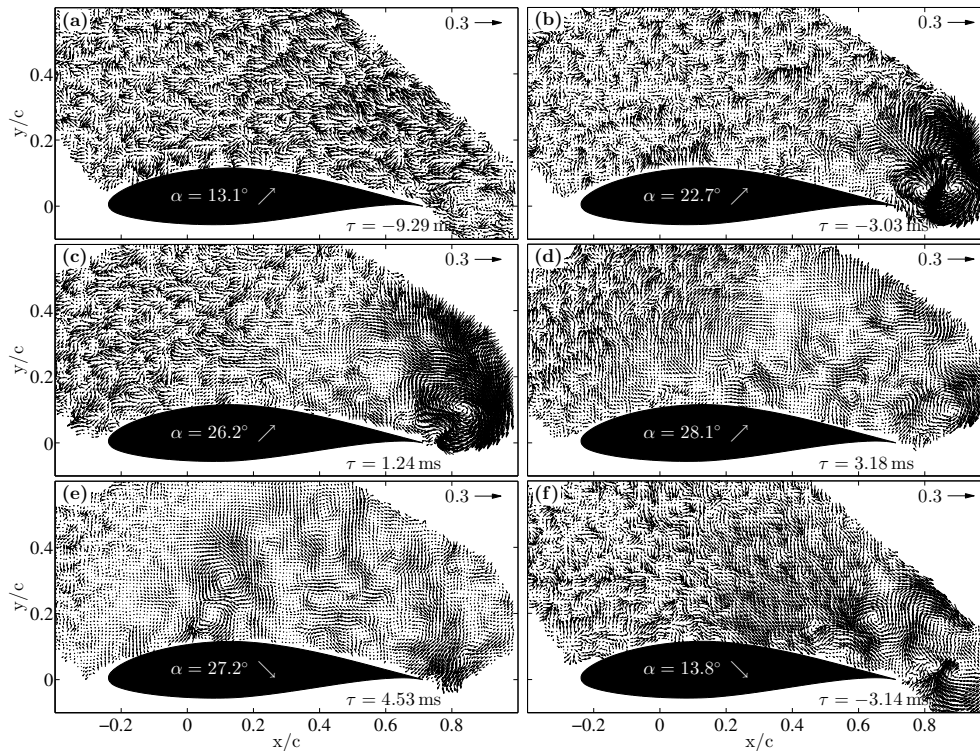


Abbildung 4.14: Instantane Vektorfelder der Kreuzkorrelationskoeffizienten zu den Zeitpunkten, an denen die globalen Maxima der Absolutwerte auftreten, für die sechs ausgewählten Phasenwinkel.

sehen werden kann. Letztlich bestätigen die instantanen Vektorfelder der Koeffizienten (Abb. 4.14 b und) auch sehr deutlich die Annahme periodischer Wirbelablösung durch die klar erkennbaren, kohärenten Wirbelstrukturen, welche mit alternierendem Drehsinn von der Hinterkante des Flügels aus stromab konvektiert werden.

In den zeitlichen Verläufen an den Stellen der globalen absoluten Maxima für die Phasenwinkel $\alpha = 28,1^\circ \nearrow$ und $\alpha = 13,8^\circ \searrow$ (Abb. 4.13 d und f) sind auf den ersten Blick keine augenscheinlichen Charakteristika festzustellen. Tatsächlich lässt sich jedoch für $\alpha = 28,1^\circ \nearrow$ mittels der FFT eine hervorstechende Frequenz von ~ 147 Hz feststellen, was mit der entsprechenden charakteristischen Länge eine Strouhal-Zahl von $\sim 0,36$ ergibt. Auch wenn die Werte der Koeffizienten des zeitlichen Verlaufs für diesen Phasenwinkel meist unterhalb der Fehlergrenzen liegen, so deutet sowohl die ermittelte Strouhal-Zahl als auch das instantane Vektorfeld der Koeffizienten zum Zeitpunkt des globalen absoluten Maximums (Abb. 4.14 d) auf eine weiterhin vorherrschende periodische Wirbelablösung im Nachlauf leicht oberhalb der Hinterkante des Flügels stromab hin. Des Weiteren lassen sich im Ablösegebiet oberhalb der Saugseite des Flügels eine Vielzahl turbulenter Strukturen erkennen, welche jedoch eine vergleichsweise schwächere Korrelation aufweisen. Für den zeitlichen Verlauf des Phasenwinkels $\alpha = 13,8^\circ \searrow$ kann zwar keine prägnante Frequenz aus der FFT festgestellt werden, allerdings ragen das globale Maximum sowie dessen umliegenden Werte teils deutlich über

die Fehlergrenzen hinaus. Betrachtet man sich dazu das zum Zeitpunkt des globalen absoluten Maximums auftretende instantane Vektorfeld der Koeffizienten (Abb. 4.14 f), so sind mitunter ausgeprägte kohärente Strukturen im Ablösegebiet und Nachlauf sichtbar. Diese Strukturen besitzen jedoch einen vorwiegend von Turbulenzen überlagerten Charakter, was eine Folge des Wiederanlegens der vollständig abgelösten, vollturbulenten Strömung während des Abnickprozesses des Flügels ist. Die turbulente Überlagerung scheint die Ausbildung eines periodischen Wirbelablösegebiets zu hemmen und zu stören, so dass keine charakteristische Ablösefrequenz festgestellt werden kann.

Für das Stadium des vollständigen Strömungsabrisses ($\alpha = 27,2^\circ \searrow$) lässt sich im zeitlichen Verlauf an der Stelle des globalen absoluten Maximums (Abb. 4.13 e) wiederum weder eine auffällige Periodizität erkennen, noch mittels der FFT eine hervorstechende Frequenz bestimmen. Im instantanen Vektorfeld der Koeffizienten zum Zeitpunkt des globalen absoluten Maximums (Abb. 4.14 e) sind im gesamten Ablösegebiet zufällig verteilte, großskalige Strukturen zu identifizieren, welche zusätzlich von kleinskaligen Turbulenzen durchsetzt sind. Dieses Gebiet erstreckt sich über die komplette Profilschneide und trägt daher zur großflächigen und breitbandigen Schallabstrahlung bei. Bemerkenswert ist, dass trotz der verhältnismäßig geringen Korrelationsgüte noch immer die klare Trennung zwischen freier Anströmung und Ablösegebiet entlang der Scherschicht festgestellt werden kann. Insgesamt lässt sich aus der präsentierten Kreuzkorrelationsanalyse festhalten, dass der dynamische Prozess der Oszillationsbewegung des Flügels eine besondere Herausforderung für die angewandte Messmethode darstellt. Da das Strömungsfeld sowohl von Zyklus zu Zyklus als auch abhängig vom Phasenwinkel mitunter stark variiert, ist die Detektion charakteristischer Strömungsvorgänge, die mit der Schallabstrahlung im statistischen Sinne zusammenhängen, erheblich erschwert. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wäre für zukünftige Messungen vor allem eine deutlich erhöhte Messzeit und die Fokussierung auf ausgewählte Phasenwinkel notwendig. Nichtsdestotrotz zeigen die vorgestellten Ergebnisse, dass das gewählte Messverfahren zur Erfassung dynamischer Prozesse angewendet und grundlegende Strömungscharakteristika sowie Schallquellmechanismen aufgedeckt werden können.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wird das erweiterte Einsatzpotential der synchronen Messtechnik von Geschwindigkeitsschwankungen in einem Strömungsfeld mittels PIV und Druckfluktuationen im akustischen Fernfeld mit Hilfe von Mikrofonen hinsichtlich der Untersuchung aeroakustischer Phänomene und Schallquellmechanismen evaluiert. Die PIV-Messungen wurden hierbei mit einem sog. *low speed*-System durchgeführt, d.h. das Strömungsfeld wurde niederfrequent mit 14 Hz abgetastet, um zu gewährleisten, dass direkt aufeinanderfolgende Aufnahmen statistisch unabhängig voneinander sind und somit der Informationsgewinn für die zeitlich gemittelten, statistischen Größen jeder Aufnahme maximal ist. Zeitgleich wurden die Druckschwankungen im kHz-Bereich aufgezeichnet, so dass jeder PIV-Aufnahme ein zeitliches Fenster des Drucksignals zugeordnet werden kann. Die PIV-Messungen lieferten somit die räumliche und die Mikrofonmessungen die zeitliche Auflösung der Kreuzkorrelation zwischen den beiden physikalischen Größen.

Als Untersuchungsobjekte wurden zum einen Stäbe in einer Strömung mit unterschiedlichen Geometrien des Querschnitts in axialer Richtung und zum anderen ein umströmtes, oszillierendes Tragflügelprofil verwendet. Im Fokus dieser Arbeit lagen neben der allgemeinen akustischen und strömungsmechanischen Bewertung der Strömungskörper vor allem die Berechnung und Interpretation der Kreuzkorrelation zwischen den aufgezeichneten Geschwindigkeits- und Druckschwankungen. Die Messungen fanden in beiden Fällen im aeroakustischen Windkanal des DLR in Braunschweig statt, der durch seine anechoischen Randbedingungen innerhalb des Messraums optimale akustische Voraussetzungen für aeroakustische Messungen bietet. Im Falle der verschiedenen Stäbe betrug die Reynolds-Zahl 60000. Für die Geschwindigkeitsmessungen kam ein traversierbares Mono-PIV System zum Einsatz, mit welchem die Schwankungen im Strömungsfeld von der unmittelbaren Umgebung der Stäbe und deren Nachlauf sowie sequenziell bis in den Bereich des Fernfeldes außerhalb der Windkanalströmung aufgezeichnet wurden. Vier Mikrofone befanden sich oberhalb der Stäbe im akustischen Fernfeld in einer horizontalen Linie in Strömungsrichtung angeordnet. Die wesentlichen Fragestellungen der Messungen an den Stäben waren die Identifikation der akustischen Quellregionen im Nahfeld der Stäbe, die Detektion und Nachverfolgung des Ausbreitungsverhalten der akustischen Wellen ins Fernfeld sowie die Entwicklung und Anwendung von analytischen, aeroakustischen Modellen zur Verifizierung und Reproduktion der Kreuzkorrelationsergebnisse als Ersatzgröße für die Schallschnelle.

Die Mikrofonmessungen ergaben eine starke tonale Schallabstrahlung, die mehr als 90% der akustischen Energie in der dominanten Frequenz trägt. Die PIV-Messungen im Nahfeld des Vierkantstabes zeigten eine typische

Umströmung eines stumpfen Körpers mit der Staupunktströmung stromaufwärts des Stabes, eine beschleunigte Strömung entlang beider Seiten weiter stromabwärts und dem Rezirkulationsbereich im direkten Nachlauf. Außerdem zeigten instantane Geschwindigkeitsfelder, dass die sich periodisch ablösenden, großskaligen Wirbel von kleinskaligen, turbulenten Strömungsstrukturen überlagert werden.

Die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den Geschwindigkeits- und Druckschwankungen offenbarte im Nachlauf der Stäbe kohärente Strukturen mit der Charakteristik einer periodischen Wirbelablösung. Dies ließ sich besonders in den instantanen Verteilungen der Kreuzkorrelationsfunktion sowie in deren zeitlichen Verläufen an ausgewählten Positionen beobachten. So konnte bspw. am Ort des absoluten globalen Maximums, der sich mittig dicht hinter den Stäben im Nachlauf befindet, ein klarer und deutlicher, sinusförmiger Zeitverlauf der Kreuzkorrelationsfunktion ermittelt werden. Die zeitliche Verschiebung des Maximums τ_{max} im Vergleich zum Zeitpunkt der PIV-Aufnahmen τ_0 repräsentiert hierbei die Laufzeit des akustischen Signals von der Quellregion im Nachlauf zum Ort der Mikrofone. Bemerkenswert für diesen Strömungsfall ist die symmetrische Einhüllende des zeitlichen Verlaufs um den Punkt des Maximalwerts, d.h. es findet eine gleichmäßige Abnahme der Werte sowohl in positiver als auch in negativer τ -Richtung statt.

Die Ergebnisse erlauben im gesamten Bereich zwischen dem Zylinder und der Mikrofonposition außerhalb der Strömung die Erfassung der Schallschnelle vom Quellgebiet bis zum akustischen Fernfeld. Es wurden analytische Modelle entwickelt, welche auf Basis der empirischen Daten in der Lage ist, die Kreuzkorrelationsergebnisse zu reproduzieren bzw. vorherzusagen. Mit Hilfe dieser analytischen 2D- und einer 3D-Modellvorhersage einer akustischen Dipolquelle konnte nachgewiesen werden, dass die skalierte Kreuzkorrelationsfunktion die Schallschnelle im Fernfeld widerspiegelt.

Basierend auf den experimentellen Daten konnten die akustischen Modelle dann so angewendet werden, dass diese die Kreuzkorrelationsfunktion als Ersatzgröße für die Schallschnelle verifizieren. Die für die analytischen Modelle notwendigen Parameter konnten zum Teil aus den experimentellen Ergebnissen abgeleitet werden. So wurde die Zirkulation der einzelnen Wirbel erfolgreich auf Grundlage der skalierten Kreuzkorrelation quantifiziert. Mit Hilfe der räumlichen Verteilung der gemittelten generalisierten Intensität stromab des Stabes konnte die Quellregion der akustischen Emissionen identifizieren und so die Ausgangsposition der Wirbel bestimmt werden. Die Ablösefrequenz der Wirbel wurde aus den Spektren der Mikrofonmessungen im Fernfeld sowie der Kreuzkorrelationsfunktion ermittelt. In Kombination mit Werten aus der Literatur wurde aus einer Analyse der autokorrelierten Geschwindigkeitsfelder die für das Modell notwendige lokale Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel bestimmt. Es ergibt sich dabei ein zunächst reziprok exponentieller Anstieg der Konvektionsgeschwindigkeit bis zu einem Abstand von etwa acht Stabdurchmessern stromab des Stabes. Mit zunehmendem Abstand nimmt diese Geschwindigkeit einen konstanten Wert

von etwa dem 0,86-fachen der Anströmgeschwindigkeit. Sowohl die Trajektorien der Wirbel, als auch die Abklingsmaske der Wirbel wurden mit Hilfe von Ableitungen aus der Literatur festgelegt.

Ein Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und dem analytischen Modell für die Zeitreihe der skalierten Kreuzkorrelationsverteilung der Geschwindigkeitskomponenten in Richtung Mikrofon unter Variation der Variablen τ zeigte, dass sich das Ausbreitungsverhalten der akustischen Wellen von der Quellregion durch die Scherschicht der Windkanalströmung mit der ruhenden Luft des Messraums bis ins akustische Fernfeld verfolgen lässt. Der Vergleich mit den analytischen Lösungen zeigte dabei, dass die Korrelationsfunktion die Ausbreitung der Schallgeschwindigkeit im Allgemeinen richtig beschreibt. Erhöhte Werte der Korrelationsfunktion konnten in Bereichen beobachtet werden, in denen die akustischen Fluktuationen von fluiddynamischen Fluktuationen überlagert werden. Zu nennen sind hierbei der Bereich der Scherschicht um den Stab, in dem der Wirbelauflösungsprozess beginnt, der Nachlaufbereich mit den konvektierten, periodisch abgelösten Wirbeln sowie die Region der Scherschicht zwischen der Windkanalströmung und der ruhenden Luft des Messraums. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Modellvorhersagen ergab eine gute Übereinstimmung des Abklingverhaltens der Schallschnelle mit zunehmender Entfernung vom Quellgebiet sowie der Phase der sich ausbreitenden Wellenfronten. Basierend auf den hier gewonnenen Daten konnte darüber hinaus ein generalisierter Intensitätswert abgeleitet werden.

Die Bestimmung der Schallschnelle im Bereich der Scherschicht der Windkanalströmung aufgrund starker fluiddynamischer Schwankungen, die nicht ursächlich mit der Schallausbreitung zusammenhängen, ist schwierig. Der Grund dafür ist einerseits, dass das analytische Modell diese Scherschicht nicht berücksichtigt, zum anderen konnten mit Hilfe der PIV keine Messungen mit ausreichender Dynamik durchgeführt werden. Hier erscheinen weitere Untersuchungen mit Hilfe der Korrelationsmethode sinnvoll, da der Scherschichtdurchgang akustischer Wellen von großem Interesse für eine Vielzahl von akustischen Untersuchungen in Windkanälen ist. Dabei ist dann eine PIV-Technik zu wählen, welche eine hinreichend hohe Dynamik zur Erfassung akustischer Schwankung in der Scherschicht aufweist.

Im Rahmen der Untersuchung an dem oszillierenden Tragflügel wurde gezeigt, dass man mit der synchronen Messtechnik in der Lage ist, auch an sich periodisch bewegenden Objekten kohärente Strukturen aufzudecken, die mit der Schallausbreitung verknüpft sind. Dabei konnten den unterschiedlichen Flügelstellungen bzw. Phasenwinkeln charakteristische Schallquellmechanismen zugeordnet werden. Durch die Variationen der Konfigurationsparameter konnten auffällige Veränderungen in der Geräuschemission identifizieren und quantifizieren werden. Ein Maximum des akustischen Spektrums konnte dabei auf die periodische Wirbelablösung an der Tragflügelhinterkante zurückgeführt werden. Weitere Maxima bei niedrigeren Frequenzen entsprechen den großflächigen Wirbelablösungen, die beim Einsetzen des Strömungsabbrisses auftreten. Die Analyse der Ergebnisse hat dabei gezeigt, dass das

Vorhandensein kohärenter Strukturen, die zur Schallemission beitragen, stark vom Phasenwinkel der Bewegung des Tragflügels abhängt.

Zu Beginn des Aufnickens des Tragflügels, wenn die Strömung noch anliegt, sind im Strömungsfeld keine Schallquellen zu erkennen. Mit zunehmendem Anstellwinkel beginnen sich die Wirbel in der Nachlaufströmung des Tragflügels abzulösen und führen zu signifikanten Korrelationskoeffizienten. Damit verbunden ließ sich ein starker Anstieg des Schalldruckpegels beobachten. Die Strouhal-Zahlen der Wirbelablösung bei verschiedenen Phasenwinkeln konnte anhand der zeitlichen Entwicklung der Kreuzkorrelationskoeffizienten bestimmt werden. Wenn die Strömung vollständig abgelöst ist, vergrößert sich der Bereich mit signifikanten Kreuzkorrelationskoeffizienten, während die Maximalwerte innerhalb des Sichtfeldes abnehmen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Orte der kohärenten Strukturen, die zur Schallemission während des vollständigen Strömungsabrisses beitragen, zwischen den Schwingungszyklen stärker schwanken als während der Entwicklung des Strömungsabrisses und sogar während des Wiederanliegens. Die Zyklus-zu-Zyklus-Variationen der Wirbelerzeugung und -ablösung während des Strömungsabrisses verschmieren die auf phasenstarrten Daten basierenden Korrelationskoeffizienten über die gesamte Sehnenlänge und erlauben es nicht, einzelne lärm erzeugende Strukturen zu identifizieren. Die Schalldruckpegel erreichen jedoch während des vollständigen Strömungsabrisses die höchsten Werte. Während der Entwicklung des Strömungsabrisses und des Wiederanliegens sind die phasenstarrten Daten gut geeignet, um die Strukturen zu identifizieren, welche mit der Schallentstehung zusammenhängen. Darüber hinaus ist eine Hysterese in der Strömungstopologie bei ähnlichen Anstellwinkeln während des Auf- und Abnickens und in der akustischen Signatur deutlich zu erkennen.

Sowohl die im Rahmen dieser Arbeiten durchgeführten Untersuchungen, als auch die anderer in der Vergangenheit, weisen eindeutig auf eine starke Abhängigkeit der Korrelationsergebnisse von der Kohärenz der Strömungsstrukturen hin. Die Abhängigkeit von der zeitlichen Kohärenz, bzw. die von den Strömungsstrukturen in Hauptströmungsrichtung, konnte dabei bereits eindeutig nachgewiesen werden. Ausstehend ist die Quantifizierung des Einflusses der spannweitigen Kohärenz anhand von ähnlichen wie der vorliegenden Arbeit verwendeten 2D Konfigurationen. Zukünftige Untersuchungen sollten daher gezielt diese Abhängigkeit untersuchen. Eine mögliche experimentelle Untersuchung ist dann die Anwendung des Korrelationsverfahrens an Strömungskonfigurationen mit variierender spannweiti ger Charakteristik, wie etwa Stäbe mit einer Variation des Radius oder Oberflächenbeschaffenheit. Im Rahmen der experimentellen Durchführung sollte dann immer die spannweitige Kohärenz der Ablösung an solch einem Stab bestimmt werden, etwa durch die Anbringung von entsprechenden Druckmessbohrungen oder einer horizontal ausgerichteten Messebene der PIV-Messung. Die Verwendung einer PIV-Messung bietet dann darüber hinaus die Möglichkeit, analog zu dem hier behandelten Verfahren die Bildaufnahme mit akustischen Messungen zu synchronisieren.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass das hier verwendete Verfahren als eine Art von Filter betrachtet werden kann, mit deren Hilfe eine konditionierte Mittelung der Strukturen erfolgt, welche sowohl mittelbar als auch unmittelbar ursächlich mit der Schallerzeugung zusammenhängen. Dies lässt sich etwa an den geordneten Wirbelstrukturen stromab der hier untersuchten Stäbe zeigen, welche sich aus der vektoriellen Darstellung der Korrelationsergebnisse ergeben. Es ist jedoch nicht klar, welche Topologie der Korrelationsergebnisse sich aus den Ergebnissen einer Korrelationsmessung unter Verwendung einer spannweitig ausgerichteten, horizontalen PIV-Ebene bei Variation der spannweitigen Kohärenz ergibt. Die aus solch einer Messung resultierenden Ergebnisse sollten dann den Erkenntnisraum hinsichtlich des Einflusses der spannweitigen Kohärenz auf die Korrelationsergebnisse erweitern.

Die in der vorliegenden Arbeit sowie in der Literatur beschriebenen Beobachtungen bei Anwendung des Korrelationsverfahrens lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- **Periodizität:** Wenn periodische Strömungsstrukturen ursächlich mit einer starken tonalen Komponente im akustischen Fernfeld zusammenhängen, ergibt sich ein periodischer Zeitverlauf der Korrelationsfunktion zwischen den Strömungsschwankungen und den Druckschwankungen im Fernfeld. Dies wurde z. B. bei der hier untersuchten Nachlaufströmung beobachtet. Bei breitbandigeren, aeroakustischen Schallquellen verliert die Korrelationsfunktion auch ihre Periodizität und hat eher den Charakter eines Gauß-modulierten Sinusimpulses.
- **Position des Maximums:** Wird die Geschwindigkeitsschwankung in unmittelbarer Nähe der tatsächlichen Position der aeroakustischen Schallquelle erfasst, tritt das Maximum in der zeitlichen Entwicklung des Korrelationskoeffizienten bei einem Wert von τ auf, der der Schalllaufzeit von der Quelle bis zur Mikrofonposition entspricht. Vor allem aber, wenn starke kohärente Strukturen die Strömung dominieren, kann die Lage des Maximums bei verschobenen Werten von τ beobachtet werden, die der Konvektionsgeschwindigkeit der Strömungsstrukturen entsprechen. Dies ist der Fall, wenn diese Strukturen wiederum mit denen am Ort der aeroakustischen Quelle korrelieren.
- **Symmetrie:** Die Einhüllende der Korrelationsfunktion ist symmetrisch um den Maximalwert, d.h. die Werte nehmen sowohl in positiver als auch in negativer τ -Richtung gleichmäßig ab. Dies gilt insbesondere bei starker Periodizität der Funktion.

Diese Beobachtungen wurden bereits in der Vergangenheit gemacht, wenn die Korrelationsmethode auf verschiedene, generische Strömungskonfigurationen angewandt wurde, wobei ebenfalls PIV zur Erfassung der Strömungsvariablen im Nahfeld und Mikrofone für die Schallemission verwendet wurden. Während die erste Beobachtung für die Ergebnisse in allen bisher durchgeführten Messungen bestätigt werden kann, zeigen jüngste Untersuchungen, dass die Korrelationsergebnisse den Beobachtungen der Position des Maxi-

mums und der Symmetrie teilweise widersprechen. Zukünftige Untersuchungen sollten dieses Verhalten näher untersuchen. Dabei gibt es bereits Hinweise, dass ein periodisches Anfachen, d.h. die Entstehung, gefolgt von einem abrupten Kollabieren von Strukturen in der Strömung, diese Abweichungen von den bisher gemachten Beobachtungen verursachen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die hier vorliegende Arbeit wesentlich zum Verständnis der Korrelationsergebnisse beigetragen hat. Darüber hinaus haben sich aber auch neue, wesentliche Fragestellungen ergeben, welche in zukünftigen Forschungsarbeiten zu beantworten sind. Dies betrifft insbesondere den Einfluss der spannweitigen Kohärenz der Strömungsstrukturen und nicht erklärten Beobachtungen bei der zeitlichen Entwicklung der Koeffizienten in der jüngsten Vergangenheit. Es ist zu erwarten, dass das hier untersuchte experimentelle Korrelationsverfahren insbesondere von der fortschreitenden Weiterentwicklung der PIV Messtechnik in Richtung höherer Dynamik in Fall volumetrischer Verfahren profitieren wird.

Teil I

APPENDIX

APPENDIX

A.1 DURCHGEFÜHRTE MESSUNGEN AM OSZILLIERENDEN FLÜGEL

| Flügelkonfiguration | α_0 [°] | α_1 [°] | f_{osz} [Hz] | U_∞ [m/s] |
|---------------------|----------------|----------------|----------------|------------------|
| mit Seitenscheiben | 0 | 5 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 5 | 5 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 10 | 5 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 15 | 5 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 20 | 5 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 0 | 8 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 5 | 8 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 10 | 8 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 15 | 8 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 20 | 8 | 5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 0 | 5 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 5 | 5 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 10 | 5 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 15 | 5 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 20 | 5 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 0 | 8 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 5 | 8 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 10 | 8 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 15 | 8 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 20 | 8 | 2,5 | 40 |
| mit Seitenscheiben | 0 | 8 | 5 | 50 |
| mit Seitenscheiben | 5 | 8 | 5 | 50 |
| mit Seitenscheiben | 10 | 8 | 5 | 50 |
| mit Seitenscheiben | 15 | 8 | 5 | 50 |
| ohne Seitenscheiben | 0 | 8 | 5 | 40 |
| ohne Seitenscheiben | 5 | 8 | 5 | 40 |
| ohne Seitenscheiben | 10 | 8 | 5 | 40 |
| ohne Seitenscheiben | 15 | 8 | 5 | 40 |
| ohne Seitenscheiben | 20 | 8 | 5 | 40 |
| ohne Seitenscheiben | 0 | 8 | 5 | 50 |
| ohne Seitenscheiben | 5 | 8 | 5 | 50 |
| ohne Seitenscheiben | 10 | 8 | 5 | 50 |
| ohne Seitenscheiben | 15 | 8 | 5 | 50 |
| ohne Seitenscheiben | 20 | 8 | 5 | 50 |

Tabelle a.1: Messkonfigurationen für die unterschiedlichen Flügelkonfigurationen, mittlere Anstellwinkel α_0 , Anstellwinkelamplituden α_1 , Oszillationsfrequenzen f_{osz} und Anströmgeschwindigkeiten U_∞ .

LITERATUR

- Adrian, R. J. und C. S. Yao (1985). „Pulsed laser technique application to liquid and gaseous flows and the scattering power of seed materials“. In: *Journal of Applied Optics* 24.1, S. 44–52. DOI: [10.1364/AO.24.000044](https://doi.org/10.1364/AO.24.000044).
- Ahlborn, B., M. L. Seto und B. R. Noack (2002). „On drag, Strouhal number and vortex street structure“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 30.7, S. 363–378. DOI: [10.1017/S0022112082003103](https://doi.org/10.1017/S0022112082003103).
- Bloor, M. und J. H. Gerrard (1966). „Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 294.1438, S. 319–342. DOI: [10.1098/rspa.1966.0210](https://doi.org/10.1098/rspa.1966.0210).
- Bossanyi, E. A. (2003). „Individual blade pitch control for load reduction“. In: *Wind Energy* 6, S. 119–128. DOI: [10.1002/we.76](https://doi.org/10.1002/we.76).
- Brooks, T. F. und W. M. Humphreys Jr. (2003). „Flap-edge aeroacoustic measurements and predictions“. In: *Journal of Sound and Vibration* 261, S. 31–74. DOI: [10.1016/S0022-460X\(02\)00939-2](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(02)00939-2).
- Brooks, T. F., D. S. Pope und M. A. Marcolini (1989). „Airfoil self-noise and prediction“. In: *NASA Reference Publication* 1218, S. 142.
- Carr, L. W. (1988). „Progress in analysis and prediction of dynamic stall“. In: *AIAA Journal* 25.1. DOI: [10.2514/3.45534](https://doi.org/10.2514/3.45534).
- Carr, L. W., K. W. McAlister und W. J. McCroskey (1977). „Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments“. In: *Technical Report, NASA*.
- Chattot, J. J. und M. M. Hafez (2015). *Theoretical and applied aerodynamic*. Springer Netherlands. ISBN: 978-94-017-9824-2. DOI: [10.1007/978-94-017-9825-9](https://doi.org/10.1007/978-94-017-9825-9).
- Clark, P. J. F. und H. S. Ribner (1969). „Direct Correlation of Fluctuating Lift with Radiated Sound for an Airfoil in Turbulent Flow“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 46.3, S. 802–805.
- Curle, N. (1955). „The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 231, S. 505–514. DOI: [10.1098/rspa.1955.0191](https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0191).
- de Bree, H. E. (2003). „The Microflown, an acoustic particle velocity sensor“. In: *Acoustics Australia* 31.3, S. 91–94. DOI: [10.1098/rspa.1966.0210](https://doi.org/10.1098/rspa.1966.0210).
- de Bree, H. E., W. F. Druyvesteyn, E. Berenschot und M. Elwenspoek (1999). „Three-dimensional sound intensity measurements using Microflown particle velocity sensors“. In: *12th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*. DOI: [10.1109/MEMSYS.1999.746785](https://doi.org/10.1109/MEMSYS.1999.746785).
- Degani, A. T., J. D. A. Walker und F. T. Smith (1998). „Unsteady separation past moving surfaces“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 375, S. 1–38. DOI: [10.1017/S0022112098001839](https://doi.org/10.1017/S0022112098001839).

- Delany, N. K. und N. E. Sorensen (1956). „Low-Speed Drag of Cylinders of Various Shapes“. In: *National Advisory Committee for Aeronautics Technical Note* 3038.
- Delfs, J. (Okt. 2016). „Basics of Aeroacoustics“. In: *Technische Universität Braunschweig Lecture Notes*.
- Demartino, C. und F. Ricciardelli (2017). „Aerodynamics of nominally circular cylinders: A review of experimental results for Civil Engineering applications“. In: *Engineering Structures* 137, S. 76–114. DOI: [10.1016/j.engstruct.2017.01.023](https://doi.org/10.1016/j.engstruct.2017.01.023).
- Doligalski, T. L., C. R. Smith und J. D. A. Walker (1994). „Vortex interactions with walls“. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 26, S. 573–616.
- Doolan, C. J., D. J. Moreau und L. A. Brooks (2012). „Wind turbine noise mechanisms and some concepts for its control“. In: *Acoustics Australia* 40.1, S. 7–13.
- Ehrenfried, K. (2003). „Strömungsakustik I und II“. In: *Lecture Notes, Technische Universität Berlin* November.
- Elsinga, G. E., F. Scarano, B. Wieneke und B. W. van Oudheusden (2006). „Tomographic particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 41.6, S. 933–947. DOI: [10.1007/s00348-006-0212-z](https://doi.org/10.1007/s00348-006-0212-z).
- Etkin, B., G. K. Korbacher und R. T. Keefe (1957). „Acoustic Radiation from a Stationary Cylinder in a Fluid Stream (Aeolian Tones)“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 29.1. DOI: [10.1121/1.1908673](https://doi.org/10.1121/1.1908673).
- Ffowcs Williams, J. E. und D. L. Hawkings (1969). „Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Serie A, Mathematical and Physical Sciences* 264.1151, S. 321–342. DOI: [10.1098/rsta.1969.0031](https://doi.org/10.1098/rsta.1969.0031).
- Fischer, A., M. Sauvage und I. Roehle (2008). „Acoustic PIV: Measurement of the acoustic particle velocity using synchronized PIV-technique“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 123.5. DOI: [10.1121/1.2933079](https://doi.org/10.1121/1.2933079).
- Gerrard, J. H. (1966). „The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 25.2, S. 401–413.
- Guertler, J., D. Haufe, A. Schulz, F. Bake, L. Enghardt, J. Czarske und A. Fischer (2016). „High-speed camera-based measurement system for aeroacoustic investigations“. In: *Journal of Sensors and Sensor Systems* 5.1, S. 125–136. DOI: [10.5194/jsss-5-125-2016](https://doi.org/10.5194/jsss-5-125-2016).
- Gupta, R. und P. J. Ansell (2017). „Unsteady flow physics of airfoil dynamic stall“. In: *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reston, Virginia*.
- Hann, D. B. und C. A. Greated (1997). „The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry“. In: *Measurement Science and Technology* 8.12, S. 1517–1522. DOI: [10.1088/0957-0233/8/12/014](https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/12/014).
- Henning, A. (2012). „Identifizierung von aeroakustischen Quellmechanismen mittels synchroner Particle-Image-Velocimetry und Mikrofonmessung“. Diss. Technische Universität Berlin, S. 129.
- Henning, A. und K. Ehrenfried (2007). „Frequency resolution of high-speed PIV“. In: *ODAS 2007 - 8th ONERA-DLR Aerospace Symposium*.

- Henning, A. und K. Ehrenfried (2008). „On the accuracy of one-point and two-point statistics measured via high-speed PIV“. In: *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal.
- Henning, A., K. Kaepernick, K. Ehrenfried, L. Koop und A. Dillmann (2008). „Investigation of aeroacoustic noise generation by simultaneous particle image velocimetry and microphone measurements“. In: *Experiments in Fluids* 45, S. 1073–1085. DOI: [10.1007/s00348-008-0528-y](https://doi.org/10.1007/s00348-008-0528-y).
- Henning, A., L. Koop und K. Ehrenfried (2010). „Causality correlation in aeroacoustic experiments by means of simultaneous PIV and microphone-array“. In: *3rd Berlin Beamforming Conference*. Berlin, Germany, S. 1–13.
- Henning, A., B. Wrede und R. Geisler (2012). „Aeroacoustic Investigation of a High-Lift Device by Means of Synchronized PIV and Microphone Measurements“. In: *16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal.
- Howe, M. S. (1975). „Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 71.4, S. 625–673. DOI: [10.1017/S0022112075002777](https://doi.org/10.1017/S0022112075002777).
- Howe, M. S. (1998). *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, S. 570.
- Jacobsen, F. und H. E. de Bree (2005). „A comparison of two different sound intensity measurement principles“. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 118.3, S. 1510–1517. DOI: [10.1121/1.1984860](https://doi.org/10.1121/1.1984860).
- Kähler, C. J. und J. Kompenhans (2000). „Fundamentals of multiple plane stereo particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids Supplement* 29.1, S. 70–77. DOI: [10.1007/s003480070009](https://doi.org/10.1007/s003480070009).
- Kähler, C. J., B. Sammler und J. Kompenhans (2002). „Generation and control of tracer particles for optical flow investigation in air“. In: *Experiments in Fluids* 33, S. 736–742.
- Kinsler, L. E., A. R. Frey, A. B. Coppens und J. V. Sanders (1999). *Fundamentals of Acoustics, 4th Edition*. Wiley-VCH, S. 560. ISBN: 0-471-84789-5.
- Koschätzky, V., P. D. Moore, J. Westerweel, F. Scarano und B. J. Boersma (2011). „High speed PIV applied to aerodynamic noise investigation“. In: *Experiments in Fluids* 50, S. 863–876. DOI: [10.1007/s00348-010-0935-8](https://doi.org/10.1007/s00348-010-0935-8).
- Lee, H. K. und H. S. Ribner (1972). „Direct Correlation of Noise and Flow of a Jet“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 52.5, S. 1280–1290.
- Lighthill, M. J. (1952). „On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 211, S. 564–587. DOI: [10.1098/rspa.1952.0060](https://doi.org/10.1098/rspa.1952.0060).
- Lighthill, M. J. (1954). „On Sound Generated Aerodynamically. II. Turbulence as a Source of Sound“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 222, S. 1–32. DOI: [10.1098/rspa.1954.0049](https://doi.org/10.1098/rspa.1954.0049).
- Lim, J. W. und B. G. Van Der Wall (2010). *An Assessment of 3-C PIV Analysis Methodology for HART II Measured Data*. Techn. Ber. NASA.
- Lin, C. und S.-C. Hsieh (2003). „Convection Velocity of Vortex Structures in the Near Wake of a Circular Cylinder“. In: *Journal of Engineering Mechanics* 129.10. DOI: [10.1061/\(ASCE\)0733-9399\(2003\)129:10\(1108\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9399(2003)129:10(1108)).

- Lutz T. and Wolf, A., W. Würz und J.-G. J er miasz (2011). *Design and Verification of an Airfoil with Trailing-Edge Flap and Unsteady Wind-Tunnel Tests*. Techn. Ber. IAG, S. 38.
- Manela, A. (2013). „On the acoustic radiation of a pitching airfoil“. In: *Physics of Fluids* 25, S. 16. DOI: [10.1063/1.4816295](https://doi.org/10.1063/1.4816295).
- McAlister, K. W., L. W. Carr und W. J. McCroskey (1978). „Dynamic stall experiments on the NACA 0012 airfoil“. In: *Technical Report, NASA*.
- McAlister, K. W., S. L. Pucci, W. J. McCroskey und L. W. Carr (1982). „An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil section“. In: *Pressure and force data, vol 2. NASA, Washington*.
- McCroskey, W. J. (1981). „The Phenomenon of Dynamic Stall“. In: *TM 81264, NASA*.
- Meecham, W. C. und P. M. Hurdle (1974). „Use of Cross-Correlation Measurements to Investigate Noise Generating Regions of a Real Jet Engine and a Model Jet“. In: *AGARD-CP-131 on Noise Mechanism Paper no 8*. North Atlantic Treaty Organization.
- Merz, C. B. (2016). „Der dreidimensionale dynamische Strömungsabriss an einer schwingenden Rotorblattspitze“. Diss. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, S. 111.
- Möhring, W. (1999). „A well posed acoustic analogy based on a moving acoustic medium“. In: *Aeroacoustic workshop SWING*. Dresden, Germany, S. 14.
- Morawetz, C. S. (2000). „Variations on Conservation Laws for the Wave Equation“. In: *The American Mathematical Society* 37.2, S. 141–154.
- Morse, P. M. und K. U. Ingard (1971). *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill, S. 927.
- Mulleners, K. (2010). „On the Coherent Structures behind the Phenomenon of Dynamic Stall“. Phd thesis. Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, S. 156.
- Mulleners, K., A. L. Pape, B. Heine und M. Raffel (2012). „The dynamics of static stall“. In: *16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, S. 10.
- Mulleners, K. und M. Raffel (2012). „The onset of dynamic stall revisited“. In: *Experiments in Fluids* 52, S. 779–793. DOI: [10.1007/s00348-011-1118-y](https://doi.org/10.1007/s00348-011-1118-y).
- Mulleners, K. und M. Raffel (2013). „Dynamic stall development“. In: *Experiments in Fluids* 54. DOI: [10.1007/s00348-013-1469-7](https://doi.org/10.1007/s00348-013-1469-7).
- Nagarajan, S., S. Hahn und S. K. Lele (2006). „Prediction of Sound Generated by a Pitching Airfoil: A Comparison of RANS and LES“. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*. Cambridge, Massachusetts: AIAA 2006-2516. DOI: [10.2514/6.2006-2516](https://doi.org/10.2514/6.2006-2516).
- Nakagawa, S., K. Nitta und M. Senda (1999). „An experimental study on unsteady turbulent near wake of a rectangular cylinder in channel flow“. In: *Experiments in Fluids* 27, S. 284–294.
- Nakamura, Y. (1996). „Vortex shedding from bluff bodies and a universal strouhal number“. In: *Journal of Fluids and Structures* 10.2, S. 159–171. DOI: [10.1006/jfls.1996.0011](https://doi.org/10.1006/jfls.1996.0011).

- Obabko, A. V. und K. W. Cassel (2002). „Detachment of the Dynamic-Stall Vortex Above a Moving Surface“. In: *AIAA Journal* 40.9, S. 1811–1822.
- Oerlemans, S. und P. Migliore (2004). „Aeroacoustic wind tunnel tests of wind turbine airfoils“. In: *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference; Manchester, United Kingdom 1d May 10-12, 2004*; S. 1–18.
- Okajima, A. (1982). „Strouhal numbers of rectangular cylinders“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 123, S. 379–398.
- Panda, J. und R. G. Seasholtz (2002). „Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 450, S. 97–130. DOI: [10.1017/S002211200100622X](https://doi.org/10.1017/S002211200100622X).
- Panda, J., R. G. Seasholtz und K. A. Elam (2005). „Investigation of noise sources in high-speed jets via correlation measurements“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 537, S. 349–385. DOI: [10.1017/S0022112005005148](https://doi.org/10.1017/S0022112005005148).
- Perry, A. E., M. S. Chong und T. T. Lim (1982). „The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 116, S. 77–90.
- Petrovic, V. (2008). „Reduction of wind turbine structural loads based on individual pitch control“. In: *Annual Conference of IEEE Industrial Electronics*.
- Pott-Pollenske, M. und J. Delfs (2008). „Enhanced Capabilities of the Aeroacoustic Wind Tunnel Braunschweig“. In: *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*. American Institute of Aeronautics und Astronautics. ISBN: 978-1-60086-983-9. DOI: [10.2514/6.2008-2910](https://doi.org/10.2514/6.2008-2910).
- Pröbsting, S., J. Serpieri und F. Scarano (2013). „High-speed PIV analysis of trailing edge aeroacoustics“. In: *10th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. Delft, The Netherlands, S. 8.
- Proudman, I. (1952). „The Generation of Noise by Isotropic Turbulence“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 214. August, S. 119–132. DOI: [10.1098/rspa.1952.0154](https://doi.org/10.1098/rspa.1952.0154).
- Rackl, R. (1973). „Two Causality Correlation Techniques Applied to Jet Noise“. Diss. Technische Hochschule Graz, Austria, S. 141.
- Rackl, R. und T. E. Siddon (1979). „Causality correlation analysis of flow noise with fluid dilatation as source fluctuation“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 65.5, S. 1147–1155.
- Raffel, M., J. Kompenhans und P. Wernert (1995). „Investigation of the unsteady flow velocity field above an airfoil pitching under deep dynamic stall conditions“. In: *Experiments in Fluids* 19, S. 103–111.
- Raffel, M., C. E. Willert, S. T. Wereley und J. Kompenhans (2007). *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*, 2. Auflage. Springer.
- Reynolds, W. C. und Lawrence W. Carr (1992). „Review of unsteady, driven separated flows“. In: *Technical Report, AIAA*.
- Richarz, W. G. (1980). „Direct Correlation of Noise and Flow of a Jet Using Laser Doppler“. In: *AIAA Journal* 18.7, S. 759–765. DOI: [10.2514/3.50817](https://doi.org/10.2514/3.50817).
- Richter, K., A. D. Gardner und S. H. Park (2014). „Numerical Investigation of the Influence of the Model Installation on Rotor Blade Airfoil Measurements“. In: 124, S. 225–233. DOI: [10.1007/978-3-319-03158-3_23](https://doi.org/10.1007/978-3-319-03158-3_23).

- Roshko, A. (1954). „On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies“. In: *National Advisory Committee for Aeronautics Technical Note* 3169.
- Saffman, P. G. (1992). *Vortex Dynamics*. Cambridge University Press. ISBN: 052142058X.
- Schaffar, M. (1979). „Direct measurements of the correlation between axial in-jet velocity fluctuations and far field noise near the axis of a cold jet“. In: *Journal of Sound and Vibration* 64, S. 73–83. DOI: [10.1016/0022-460X\(79\)90573-X](https://doi.org/10.1016/0022-460X(79)90573-X).
- Schlichting, H. und K. Gersten (2006). *Boundary-Layer Theory*. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-662-52919-5.
- Schröder, A., R. Geisler, D. Schanz, J. Agocs, D. Pallek, M. Scholl, J. Klinner, M. Beversdorff, M. Voges und Christian E. Willert (2014). „Application of image based measurement techniques for the investigation of aeroengine performance on a commercial aircraft in ground operation“. In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal.
- Schröder, A., M. Herr, T. Lauke und U. Dierksheide (2005). „Measurements of Trailing-Edge-Noise Sources by means of Time-Resolved PIV“. In: *6th International Symposium on Particle Image Velocimetry*. Pasadena, California, USA, S. 8.
- Siddon, T. E. (1973). „Surface dipole strength by cross-correlation method“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 53.2, S. 619–633.
- Siddon, T. E. (1974). „Noise Source Diagnostics Using Causality Correlations“. In: *AGARD-CP-131 on Noise Mechanism Paper no 7*. North Atlantic Treaty Organization.
- Siegel, L., A. Henning, K. Ehrenfried und C. Wagner (2020). „Investigation of the acoustic particle velocity using synchronized non-invasive measurements in the near and far field of a turbulent flow“. In: *Journal of Sound and Vibration* 493. DOI: [10.1016/j.jsv.2020.115820](https://doi.org/10.1016/j.jsv.2020.115820).
- Timmer, W. A. (2009). „An overview of NACA 6-digit airfoil series characteristics with reference to airfoils for large wind turbine blades.“ In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. AIAA 2009-268. DOI: [10.2514/6.2009-268](https://doi.org/10.2514/6.2009-268).
- Van Der Waerden, B. L. (1971). *Mathematische Statistik*. 3. Aufl. Springer, Berlin. ISBN: 978-3540033004.
- Webber, J. (2013). „A bi-symmetric log transformation for wide-range data“. In: *Measurement Science and Technology* 24.2. DOI: [10.1088/0957-0233/24/2/027001](https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/2/027001).
- Willert, C. E. (1997). „Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows“. In: *Measurement Science and Technology* 8, S. 1465–1479. DOI: [10.1088/0957-0233/8/12/010](https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/12/010).
- Williamson, C. H. K. (1996). „Vortex Dynamics in the Cylinder Wake“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 28, S. 477–539. DOI: [10.1146/annurev.fl.28.010196.002401](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401).

- Wolf, A., T. Lutz, W. Würz, E. Krämer, O. Stalnov und A. Seifert (2014). *Trailing edge noise reduction of wind turbine blades by active flow control*. DOI: [10.1002/we.1737](https://doi.org/10.1002/we.1737).
- Yarusevych, S. und M. S. H. Boutilier (2011). „Vortex Shedding of an Airfoil at Low Reynolds Numbers“. In: *AIAA Journal* 49.10. DOI: [10.2514/1.J051028](https://doi.org/10.2514/1.J051028).
- Zanotti, A., M. Ermacora, G. Campanardi und G. Gibertini (2014). „Stereo particle image velocimetry measurements of perpendicular blade-vortex interaction over an oscillating airfoil“. In: *Experiments in Fluids* 55, S. 1811. DOI: [10.1007/s00348-014-1811-8](https://doi.org/10.1007/s00348-014-1811-8).
- Zhou, Y. und R. A. Antonia (1992). „Convection velocity measurements in a cylinder wake“. In: *Experiments in Fluids* 13.1, S. 63–70. DOI: [10.1007/BF00208077](https://doi.org/10.1007/BF00208077).

DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik in der Abteilung Bodengebundene Fahrzeuge in Göttingen.

Hiermit möchte ich die Gelegenheit nutzen, um mich ganz herzlich bei meinem Abteilungsleiter und Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Claus Wagner für das in mich gesetzte Vertrauen und die Gelegenheit, meine Doktorarbeit in seiner Abteilung anfertigen zu können, zu bedanken. Ebenso möchte ich meinen herzlichen Dank an meine weiteren Gutachter Prof. Dr.-Ing. Karen Mulleners und Dr.-Ing. Arne Henning für die Übernahme der Gutachten und die reibungslose Zusammenarbeit richten. Auch meinen Rigorosumsprüfern Prof. Dr.-Ing. Thomas Fröhlich und Prof. Dr.rer.nat. Stefan Sinzinger gilt mein Dank für ihre Zeit, mir die notwendigen Prüfungen abgenommen zu haben.

Da ein Großteil der Messungen im Aeroakustischen Windkanal in Braunschweig stattfanden, möchte ich mich ebenfalls herzlich bei Stephan-Michael Pott-Pollenske und seiner Arbeitsgruppe für die zur Verfügung Stellung des Windkanals sowie die Unterstützung beim Auf- und Abbau als auch beim Betrieb des Kanals bedanken. Als experimentell arbeitender Wissenschaftlicher ist man zudem häufiger auf die Hilfe von technischen Mitarbeitern angewiesen. In dieser Hinsicht gilt mein aufrichtiger Dank Gerrit Heine, Felix Werner, Torsten Gries und Stefan Huntgeburth, die mich tatkräftig bei Bereitstellung, Transport sowie Auf- und Abbau von Messequipment und der Fertigung von benötigten Einzelteilen unterstützt haben.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Kollegen, mit denen ich im Laufe meiner Anstellung im DLR intensive fachliche Gespräche führen als auch außerhalb der Arbeit Zeiten der Zerstreuung genießen konnte. Im Speziellen sei Herr Dr.rer.nat. Klaus Ehrenfried erwähnt, der durch seine fachliche und pädagogische Kompetenz wesentlich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen hat.

Zu guter Letzt möchte ich mich von tiefstem Herzen bei meiner Familie und vor allem meiner lieben Frau Nicola Siegel für die Geduld und die unschätzbare wertvolle, emotionale Unterstützung während der manchmal doch recht zähen Fertigstellung meiner Dissertationsschrift bedanken.