

Zur Schallentstehung an den Seitenkanten von Wölbklappen für
Windenergieanlagen

Von der
Fakultät für Maschinenbau
der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Carl Robert Brand, M.Sc.
geboren am 2. Februar 1987 in Bielefeld

2017

Schlagwörter:

Seitenkantenschall, Wölbklappen, Windenergieanlagen

Keywords:

Side edge noise, plain flap, wind turbine

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Jörg Wallaschek

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jan Werner Delfs

Tag der mündlichen Prüfung: 23.11. 2017

Zusammenfassung

Die Technik von Windenergieanlagen (WEA) unterliegt einer ständigen Weiterentwicklung. Eine dieser neuen Technologien ist eine Hinterkantenklappe. Die als Wölbklappe ausgeführte Klappe ist im Rotor voll integriert und schließt bündig mit der Hinterkante des Rotors ab. Die Wölbklappe soll zur dynamischen Lastminderung im Betrieb von WEA eingesetzt werden.

Beim Einsatz neuer Technologien für WEA ist sicherzustellen, dass die angespannte gesellschaftliche Lärmproblematik von WEA nicht verschärft wird. Für die Wölbklappe liegen nach Kenntnis des Autors noch keine aeroakustischen Untersuchungen vor. Für die verwandte Fowler-Klappe, die in der Luftfahrt eingesetzt wird, wurde mit dem Seitenkantenschall eine aeroakustische Schallquelle identifiziert.

In dieser Arbeit wird die Aeroakustik der Wölbklappe untersucht. Die Untersuchungen erfolgen an einem nicht-rotierenden, geometrisch skalierten Versuchsprofil mit Wölbklappe und ausgewählten Anstell- und Klappenwinkeln. Die aeroakustische Analyse umfasst detaillierte akustische und aerodynamische Untersuchungen. Die Akustik der Wölbklappe wird in einem aeroakustischen Windkanal aufgezeichnet. Eingesetzt werden ein Mikrofonarray und Beamforming-Algorithmen zur Lokalisierung von Schallquellen. Die Aerodynamik der Wölbklappe wird mithilfe stationärer und instationärer numerischer Strömungssimulation bestimmt.

Die durchgeführten Untersuchungen belegen, dass auch an der Wölbklappe aeroakustischer Seitenkantenschall auftritt. Die detaillierten akustischen und aerodynamischen Untersuchungen zeigen dabei Unterschiede und Gemeinsamkeiten im Vergleich zur Fowler-Klappe auf.

Die spektrale Charakteristik des Seitenkantenschalls der Wölbklappe ist ähnlich der der Fowler-Klappe. Vom vorderen Gebiet der Seitenkante nahe der Klappenwurzel wird Schall im hochfrequenten Bereich abgestrahlt. Im hinteren Gebiet nahe der Klappenspitze und der Hinterkante der Klappe wird Schall im tieffrequenten Bereich emittiert. In der Pegelabhängigkeit des Seitenkantenschalls vom Anstellwinkel des Flügelprofils zeigt sich ein Unterschied zum Seitenkantenschall der Fowler-Klappe.

Im Vergleich zur Aerodynamik der Fowler-Klappe liegt an der Seitenkante ein verändertes instationäres, dreidimensionales Strömungsfeld vor. Es wird eine Doppelwirbelstruktur bestehend aus drei dominanten Wirbeln identifiziert. Zwei sich ausbildende Stufenwirbel im vorderen Gebiet der Seitenkante verschmelzen im Spalt im hinteren Gebiet der Seitenkante zu einem großen Gesamtwirbel. Der Prozess der Wirbelverschmelzung wird bestimmt durch die Sekundärströmung zwischen Druck- und Saugseiten über den Spalt. Damit ist die Wirbelverschmelzung abhängig von der Auslenkung der Klappe.

Die Seitenkantenschall induzierenden Strömungsphänomene sind ähnlich denen der Fowler-Klappe, treten aufgrund der veränderten Aerodynamik jedoch an anderen Positionen auf. Die beiden kleinskaligen Stufenwirbel mit einer hohen inneren Instationarität induzieren die hochfrequenten Schallquellen. Die Wirbelverschmelzung der beiden kleinskaligen Stufenwirbel und der verschmolzene großskalige Gesamtwirbel rufen die tieffrequenten Schallquellen hervor.

Abstract

Wind turbine (WT) technologies are constantly being enhanced. One of these future technologies is a trailing edge flap at the rotor. The flap will be designed as a plain flap. The plain flap is fully embedded in the rotor and ends at the rotor's trailing edge. The plain flap will be used to facilitate an active load control of the rotor during WT operations.

New WT technologies should not exacerbate the social issue of WT noise. To the best of the author's knowledge, no aeroacoustic data are available for the plain flap. Aeroacoustic data are available for the Fowler flap, which is related to the plain flap, and is widely used in aircraft applications. The side edge of the Fowler flap is determined as an aeroacoustic sound source.

The aeroacoustics of plain flaps are investigated in this thesis. The investigations are conducted by a non-rotating, geometrically-scaled test profile, with plain flaps on different angles of attack and flap angles. The investigations into the aeroacoustics include acoustic and aerodynamic studies. The plain flaps acoustics are recorded in an aeroacoustic wind tunnel. A microphone array and beamforming algorithm are used to localize the sound sources at the plain flap. The plain flaps' aerodynamics are determined by steady and unsteady flow simulations.

The investigations prove aeroacoustic side edge noise at the plain flap. The results of the acoustic and aerodynamic investigations show similarities and differences with the Fowler flap.

The spectral acoustic characteristics of the plain flaps' side edge noise are comparable with the characteristics of Fowler flaps. High-frequency noise is radiated from the front of the flaps' side edges (flaps' heads). Sound sources emitting low-frequency noise are located at the back of the flaps' side edges (flaps' roots). The plain flaps' side edge noise level depends on the angle of attack. This marks a difference with the Fowler flap, wherein the noise level is independent of the angle of attack.

The flow field at the plain flaps' side edge is fairly different from the Fowler flaps' side edge flow field. Three main vortices are identified at the plain flap's side edge. Two step vortices are located at the plain flap's front. Both step vortices are moved downstream along the plain flap's side edge and merge over the side edges gap to form a large vortex at the plain flap's side edge back. The vortices merging is caused by the secondary flow from the profile suction side to the pressure side over the plain flap's side edge gap. So, the vortices merging depends on the flap deflections.

The sound-inducing flow phenomena at the plain flap are similar to those of the Fowler flap. The sound-inducing flow phenomena are just at different positions over the plain flap's side edge due to the different aerodynamics of the plain flap. The small scale step vortices and their unsteady oscillation induce the high-frequency sound source in the plain flap's front. The vortices merging and the large vortex generate the low-frequency source at the flap's back.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover. Dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Seume danke ich sehr herzlich für diese Möglichkeit. Sie gaben mir die Chance, mich sehr intensiv mit einem Thema zu beschäftigen und einmal ein „dickes Brett zu bohren“, wie Sie es einmal so treffend formulierten. Ich lernte in der Zeit bei Ihnen sehr viel, auch über mich selbst. Herrn Prof. Dr.-Ing. Delfs danke ich für die Übernahme des Koreferats und die wertvollen Anmerkungen zu meiner Arbeit. Darüber hinaus danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Wallaschek für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission. Wesentliche Anteile dieser Arbeit sind im Rahmen des Verbundprojekts *SmartBlades - Entwicklung und Konstruktion intelligenter Rotorblätter* - erarbeitet worden. Für die Finanzierung des Verbundprojekts Smart Blades bedanke ich mich beim Deutschen Bundesministerium für Wirtschaft und Energie.

Diese Arbeit wäre sicherlich nicht zustande gekommen ohne den unermüdlichen Einsatz einiger guter Geister im Hintergrund. Am Institut zählen vor allem die Kollegen aus der Verwaltung und der Werkstatt dazu. Insbesondere die Durchführung der experimentellen Versuchskampagne wäre wohl nie so reibungslos abgelaufen ohne den engagierten Einsatz der technischen Mitarbeiter. Dafür ein großes Dankeschön an Euch. Auch die unterstützenden Tätigkeiten der studentischen Hilfskräfte und die wertvollen Beiträge der Studenten sind nicht zu vergessen.

Auf der fachlichen Seite gab es am Institut jederzeit einen Ansprechpartner für fast jede meiner Fragen oder Probleme. Vielen Dank, liebe Kolleginnen und Kollegen. Eure Anmerkungen und manchmal auch eure vernichtenden Urteile zu meinen Ideen gaben meiner Arbeit immer wieder neue Impulse. Nicht nur im übertragenden Sinne standen unsere Bürotüren immer offen. Dies wusste ich immer sehr zu schätzen und zeichnete die Arbeitsatmosphäre während meiner Zeit am Institut aus. Für meine Motivation war auch meine tolle Bürogemeinschaft wichtig. Die gemeinsame Arbeit am Institut brachte uns zusammen; die gemeinsame Arbeit wurde dann aber schnell zu mehr als nur einem reinen Arbeitsverhältnis. Für das abschließende Korrekturlesen meiner Dissertation möchte ich mich auch sehr herzlich bei meinen Korrekturlesern bedanken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie. Ich danke meinen Eltern, die es erst ermöglicht haben, dass ich diesen Weg gehen konnte. Wer hätte das alles ahnen können, als wir im Frühjahr 2007 zum „Testessen“ in der Hauptmensa waren? Und natürlich dank ich meiner Freundin, die insbesondere in der Phase des Schreibens und der Prüfungsvorbereitung so einige Male auf mich verzichten musste.

Hannover, im Dezember 2017

Carl Robert Brand

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iv
Tabellenverzeichnis	xi
Formelzeichen	xii
1 Einleitung	1
1.1 Technische Definition von Lärm und Schall	2
1.2 Lärm von Windenergieanlagen und deren Problematik	3
1.3 Aerodynamische und akustische Aspekte des Klappenkonzepts für Windenergieanlagen	5
1.4 Aufbau und Struktur der Arbeit	9
2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen	10
2.1 Schallentstehung an Fowler-Klappen	10
2.1.1 Akustik der Fowler-Klappe	11
2.1.2 Aerodynamik der Fowler-Klappe	14
2.1.3 Aeroakustik der Fowler-Klappe	17
2.2 Hypothese der Arbeit	20
2.3 Ziel der Arbeit	22
2.4 Herangehensweise der Arbeit	22
3 Theorie der Schallentstehung durch Strömung	25
3.1 Analytische Beschreibung der Schallentstehung	25
3.2 Beschreibung des Effekts von überströmten Kanten	28
4 Methodik der experimentellen Schallquelllokalisierung	31
4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen	32
4.2 Beschreibung des experimentellen Aufbaus	46
5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen	52
5.1 Globale Schallabstrahlung der Wölbklappe	52
5.2 Lokalisierung der Quellen an der Wölbklappe	57
5.3 Akustische Eigenschaften der Wölbklappe	65
5.3.1 Position des maximalen Pegels	65
5.3.2 Integrale Werte	67

5.3.3	Abhängigkeiten des akustischen Haupteffekts des Seitenkantenschalls	70
5.3.4	Zusammensetzung des Seitenkantenschalls	71
5.4	Zusammenfassung der akustischen Charakteristik der Wölbklappe	73
6	Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe	74
6.1	Stationäre Umströmung der Wölbklappe	74
6.1.1	Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe	75
6.1.2	Verteilung der Wirbelstärke an der Seitenkante	88
6.1.3	Druckdifferenzen an der Seitenkante	95
6.2	Zusammenfassung des aerodynamischen Strömungsfelds der Wölbklappe	100
7	Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe	102
7.1	Korrelation zwischen stationärem Strömungsfeld und Akustik an der Seitenkante	102
7.2	Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge	104
7.2.1	Instationäres Strömungsfeld an der Seitenkante	105
7.2.2	Instationarität der Wirbelsysteme	111
7.3	Zusammenfassende Diskussion zur Aeroakustik der Wölbklappe	116
8	Ergebnisse, Schlussfolgerungen und Ausblick der Arbeit	117
	Literaturverzeichnis	122
A	Anhang - Akustische Untersuchungen	129
A.1	Herleitung und Definitionen	129
A.1.1	Ausführliche Herleitung der Ffowcs-Williams-Hawkings Integralgleichung	129
A.1.2	Terzfrequenzen	136
A.1.3	Untersuchung verschiedener Einflussfaktoren auf die Beamforming-Prozesskette	136
A.2	Ergebnisse der akustischen Untersuchungen	146
A.2.1	Streuung im akustischen Pegel über die Messzeit	146
A.2.2	Frequenzspektren aller Betriebspunkte (absolute Pegel)	150
B	Anhang - Stationäre Untersuchungen	153
B.1	Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation	153
B.1.1	Beschreibung der stationären Konfiguration	153
B.1.2	Profilkoordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils	164
B.1.3	Diskussion zur Ausbildung der Wirbelstruktur am realen Flügelprofil	165
B.1.4	Kommentar zum λ_2 -Kriterium	165
B.1.5	Geometrie der Seitenkante der Wölbklappe	166

B.2	Stationäre, aerodynamische Ergebnisse	168
B.2.1	Vektorfeld an der Seitenkante für den Referenzbetriebspunkt . . .	168
B.2.2	Wirbelsysteme an der Seitenkante	170
B.2.3	Verteilung der Wirbelstärke in den Ebenen	175
B.2.4	Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe . . .	181
B.2.5	Sensitivität der Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe	183
B.2.6	Strömungsablösung auf dem Profil	185
B.2.7	Grenzschichtdicke	189
C	Anhang - Instationäre Untersuchungen	192
C.1	Konfiguration der instationären Strömungssimulationen	192
C.2	Zeitschrittstudie der instationären Strömungssimulation	192
	Wissenschaftlicher Werdegang	195

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wahrnehmung von Lärm im Alltag, Ausschnitte aus der aktuellen Tages- und Wochenpresse	1
1.2	Schalldruckpegel L_p von verschiedenen, exemplarischen Schallquellen (Möser 2010)	3
1.3	Aerodynamische Schallinduzierung an der Hinterkante nach Wagner et al. (1996)	4
1.4	Druckgradienten an einer gekrümmte Profiloberfläche als Ausschnitt aus dem Gesamtprofil	6
1.5	Exemplarische, numerisch bestimmte Profildruckverteilung eines Profils mit und ohne Klappenauslenkung	7
1.6	Definition des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β	8
1.7	Übersicht zur Wölbklappe und Fowler-Klappe als Klappenkonzept	8
2.1	Verwendetes Flügelprofil in der NASA-Kampagne Mathias et al. (1998)	12
2.2	Akustische Quellverteilung an der Seitenkante des Flügelprofils der NASA-Kampagne, Mach-Zahl $Ma = 0,17$, Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 39^\circ$ Macaraeg et al. (1999)	13
2.3	Verteilung der Wirbelstärke an der Seitenkante der Klappe, experimentelle Aufnahme R. Radeztsky et al. (1998)	15
2.4	Schematische Darstellung der Strömung und der Wirbel im Überlappungsbereich nach Angland (2008)	21
2.5	Profil mit Wölbklappe als Untersuchungsobjekt	23
3.1	Schallentstehung an einer Kante, induziert durch ein turbulentes Gebiet Oerlemans (2009)	29
4.1	Exemplarisches Linienarray mit einer ebenen Schallfront	33
4.2	Grundlegendes Funktionsprinzip der Summierung der Mikrofonsignale und der Ausnutzung der Interferenz zwischen den Signalen	34
4.3	Exemplarische akustische Quellkarte zu einer beliebigen Frequenz, berechnet mit dem Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich	38
4.4	Ausprägung von Haupt- und Nebenkeulen; Schnitt durch die Quellkarte (Abb. 4.3) bei der x-Koordinate 0,1 m	39
4.5	Haupt- und Nebenkeule mit Definition der Hauptkeulenbreite und der Dynamik	39
4.6	Einfluss eines Freistrahls auf die Schallausbreitung	42
4.7	Korrektur des Strömungseinflusses mithilfe einer gemittelten Mach-Zahl	44
4.8	Prozesskette des Beamforming-Verfahrens zur Quelllokalisierung	46

4.9	Versuchsaufbau im aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt Braunschweig	47
4.10	Aufbau des aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Braunschweig Pott-Pollenske und Delfs (2008)	48
4.11	Seitenansicht des Versuchsprofil für die experimentellen Untersuchungen mit der Sehnenlänge für die Klappe (K) und des Flügelprofils (FP)	48
4.12	Draufsicht des Versuchsprofils für die experimentellen Untersuchungen mit der Spannweite für die Klappe (K) und des Flügelprofils (FP)	49
4.13	Mikrofonarray im aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt	50
4.14	Vorgehen im Rahmen der experimentellen Versuchsdurchführung	51
5.1	Globaler Gesamtschalldruckpegel im Messraum für Betriebspunkte mit verschiedenen Anstell- und Klappenwinkeln	53
5.2	Frequenzspektrum des Kanals mit (1) eingesetztem Profil und Klappen- auslenkung, (2) eingesetztem Profil ohne Klappen auslenkung und (3) ohne Profil	55
5.3	Einfluss der Auslenkung der Wölbklappe auf den globalen Schalldruckpe- gel für verschiedene Klappenwinkel, konstanter Anstellwinkel	56
5.4	Einfluss der Auslenkung der Wölbklappe auf den globalen Schalldruckpe- gel für verschiedene Anstellwinkel, konstanter Klappenwinkel	56
5.5	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 15^\circ$	59
5.6	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 10^\circ$	60
5.7	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 5^\circ$	61
5.8	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 0^\circ$	62
5.9	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 15^\circ$	63
5.10	Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming- Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappen- winkel $\beta = 15^\circ$	64
5.11	Kontrollbereich um die Seitenkante der Wölbklappe zur Positionsbestim- mung des maximalen Pegels	66
5.12	Positionen der maximalen Quelle an der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten	66

Abbildungsverzeichnis

5.13	Integrationsbereich um die Seitenkante der Wölbklappe und Segmentierung in 25 % Segmente als Integrationsgebiet der integrierten Pegel	68
5.14	Integrierte Pegel an der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten	68
5.15	Integrierte Pegel des 75–100 % Segment der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten	70
5.16	Überlagerung des Seitenkantenschalls der Wölbklappe (gelber Bereich), des Hinterkantenschalls des Profil (grüner Bereich) und des Hinterkantenschalls der Wölbklappe (roter Bereich) im 75 – 100 % Segment	71
5.17	Verteilung des Schalldruckpegels an der Hinterkante über die gesamte Spannweite des Versuchsprofils	72
6.1	Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe; Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	75
6.2	Auswerteebenen an der Seitenkante der Wölbklappe	76
6.3	Wirbelstrukturen in den Ebenen –10 % bis 100 % des Referenzbetriebspunktes	77
6.4	Druckverteilung im Gebiet der Seitenkante	78
6.5	Strömung über eine rückwärtige Stufe (Backward-Facing-Step) nach Driver et al. (1987)	79
6.6	Abschätzung der Größe einer Wirbelstruktur auf Basis des λ_2 -Kriteriums	82
6.7	Größe der dominanten Wirbel des Referenzbetriebspunktes (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$)	83
6.8	Einfluss des Anstellwinkels α auf die Größe der fünf dominanten Wirbelstrukturen an der Seitenkante der Wölbklappe	84
6.9	Einfluss des Klappenwinkels β auf die Größe der fünf dominanten Wirbelstrukturen an der Seitenkante der Wölbklappe	85
6.10	Normierte, maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel des Referenzbetriebspunktes	86
6.11	Einfluss des Anstellwinkels α auf die maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel an der Seitenkante der Wölbklappe	87
6.12	Einfluss des Klappenwinkels β auf die maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel an der Seitenkante der Wölbklappe	87
6.13	Verteilung der Wirbelstärke $ \vec{\omega} $ an der Seitenkante der Wölbklappe bei 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe	88
6.14	Kontrollflächen an der Seitenkante der Wölbklappe für die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$	90
6.15	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen des Referenzbetriebspunktes	90
6.16	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollfläche Seitenkante des Referenzbetriebspunktes	91
6.17	Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante der Wölbklappe	92
6.18	Definition der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe	93

6.19	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18)	94
6.20	Druckverteilung an der Seitenkante der Wölbklappe bei 54 % Sehnenlänge der Wölbklappe	95
6.21	Druckdifferenzen an der Seitenkante der Wölbklappe	96
6.22	Druckverteilung an der Wölbklappe des Referenzbetriebspunkts	97
6.23	Druckdifferenzen auf der Saugseite des Profils	98
6.24	Druckdifferenzen auf der Druckseite des Profils	98
6.25	Druckdifferenzen zwischen Druck- und Saugseite des Profils	99
7.1	Aeroakustischer Zusammenhang zwischen der spektralen Verteilung der Schallquellen und der Wirbelgröße an der Seitenkante der Wölbklappe . .	103
7.2	Vorgehen zur Auswertung der zeitlichen Schwankungen am Beispiel der Wirbelstärke ω an einem Datenpunkt	106
7.3	Zeitliche Schwankung der Wirbelstärke ω an der Seitenkante der Wölbklappe	107
7.4	Zeitliche Schwankung des Drucks p an der Seitenkante der Wölbklappe .	108
7.5	Zeitliche Schwankung der turbulenten kinetischen Energie k an der Seitenkante der Wölbklappe (Klappenwurzel)	109
7.6	Zeitliche Schwankung der turbulenten kinetischen Energie k an der Seitenkante der Wölbklappe (Klappenspitze)	111
7.7	Kennzeichnung der Koordinatenrichtungen an der Wölbklappe	112
7.8	Zeitliche Instationarität der Wirbelsysteme Stufenwirbel Saugseite, Stufenwirbel Druckseite und Gesamtwirbel	113
A.1	Zuordnung der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ und der Heaviside-Funktion $H(x)$ im Kontrollvolumen mit Körper Bartelt et al. (2011)	130
A.2	Darstellung der Koordinatentransformation vom System \vec{y} auf das System $\vec{\eta}$ Bartelt et al. (2011)	133
A.3	Einfluss der beiden Steuerungsvektoren \vec{g}_{fm}^I und \vec{g}_{fm}^{II} auf die Qualität der Quelllokalisierung	138
A.4	Einfluss des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Quellkarten	139
A.5	Einfluss des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Pegel der Quellkarten	140
A.6	Einfluss der Einstellgrößen in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix auf die Lokalisierung der Schallquellen	142
A.7	Einfluss von externen Größen des Versuchsaufbaue auf die Quelllokalisierung	145
A.8	Projizierte Quelle für verschiedene Fokusebenen	146
A.9	Streuung im Frequenzspektrum für verschiedene Betriebspunkte I	148
A.10	Streuung im Frequenzspektrum für verschiedene Betriebspunkte II	149
A.11	Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$	150

Abbildungsverzeichnis

A.12	Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$	151
A.13	Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$	152
B.1	Strömungsgebiet um das Flügelprofil mit offenliegender Wölbklappen-Seitenkante für die numerischen Strömungssimulationen	154
B.2	Definierte Strömungsgebiete zur gezielten Verfeinerung der Strömungsauflösung am Flügelprofil mit Wölbklappe	155
B.3	Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$	156
B.4	Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	157
B.5	Residuenverlauf über den Iterationsschritten für den Referenzbetriebspunkt	159
B.6	Auftriebs- und Widerstandsbeiwert über den Iterationsschritten für den Referenzbetriebspunkt	160
B.7	Vergleich der Profildruckverteilung zwischen Experiment und Numerik .	160
B.8	Bestimmung des Interpolationsfehlers für eine Interpolation von Daten von einem unstrukturierten Netz auf ein strukturiertes Netz	162
B.9	Abschätzung des Interpolationsfehlers basierend auf dem arithmetischen Mittelwert	162
B.10	Abschätzung des Interpolationsfehlers basierend auf dem Median	163
B.11	Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe mit 0,25 mm Spalt zwischen Profildbereich und Klappenbereich; Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	166
B.12	Definitionen der Größen an der Seitenkante der Wölbklappe	167
B.13	Verlauf der Seitenkantenhöhe SKH und der Spalthöhe SH über die relative Klappensehnenlänge der Wölbklappe	167
B.14	Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit in y, z -Richtung in den Ebenen -10% bis 100% des Referenzbetriebspunktes	169
B.15	Wirbelstrukturen in den Ebenen -10% bis 100% ; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	171
B.16	Wirbelstrukturen in den Ebenen -10% bis 100% ; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$	172
B.17	Wirbelstrukturen in den Ebenen -10% bis 100% ; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$	173
B.18	Wirbelstrukturen in den Ebenen -10% bis 100% ; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	174
B.19	Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10% bis 100% Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	176
B.20	Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10% bis 100% Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$	177

B.21	Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10% bis 100% Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$	178
B.22	Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10% bis 100% Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	179
B.23	Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10% bis 100% Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	180
B.24	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	181
B.25	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	181
B.26	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$	182
B.27	Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$	182
B.29	Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ auf die Kontrollflächen der Ecken 2 und 3 der Seitenkante der Wölbklappe	184
B.30	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	185
B.31	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$	186
B.32	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$	186
B.33	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$	187
B.34	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	187
B.35	Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	188
B.36	Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	189
B.37	Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$	189
B.38	Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$	190
B.39	Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$	190

Abbildungsverzeichnis

B.40 Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	191
B.41 Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	191
C.1 Messpunkte im Spalt der Seitenkante zur Aufnahme der Wirbelstärke ω .	193
C.2 Zeitsignal der Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte der Zeitschrittstudie	194
C.3 Frequenzspektrum: Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte	194

Tabellenverzeichnis

5.1	Rangfolge der integrierten Pegel des niedrigen Frequenzbereichs an der Klappenseitenkante	69
6.1	Hauptdrehrichtung der dominanten Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe des Referenzbetriebspunktes	81
A.1	Definition der unteren und oberen Grenzfrequenz und dazugehörige Terzmittenfrequenzen	136
A.2	Dynamikwerte des Einflusses des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Quellkarten	140
A.3	Variierte Einstellgrößen und dazugehörige Wertebereiche in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix	141
A.4	Variierte Einstellgrößen und dazugehöriger Wertebereich als externer Einfluss des Versuchsaufbaus	144
B.1	GCI-Werte der Netzkonvergenzstudie des stationären Netzes, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$	156
B.2	GCI-Werte der Netzkonvergenzstudie des stationären Netzes, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$	157
B.3	Grundeinstellungen der automatischen Vernetzung des Strömungsgebiets	158
B.4	Physikalisches Randbedingungen der stationären Strömungssimulation . .	159
B.5	Normierte Profilkordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils	164
C.1	Spezifische Einstellungen der instationären Strömungssimulation	192
C.2	Übersicht der verwendeten Zeitschritte und dazugehörige CFL-Zahlen für die Zeitschrittstudie	193

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definierende Gleichung
a		Amplitude	
C	Pa^2/Hz	Kreuzspektraldichte	
c	m	Sehnenlänge	
c	m/s	Schallgeschwindigkeit	
c_p		Druckbeiwert	Gl. (1.3)
D	Pa^2/Hz	reduzierte Kreuzspektralmatrix	
f	Hz	Frequenz	
f		Hilfsfunktion	Gl. (A.1)
G	Pa^2/Hz	Matrix der kohärenten Anteile	Gl. (4.19)
G		Greensche Funktion	Gl. (3.9)
g		Steuerungsvektor	Gl. (4.11)
g		Hilfsfunktion	
H		Helizität	Gl. (6.1)
H	m	Höhe	
h	m	Ausbreitungsvektor	
H		Heaviside-Funktion	Gl. (A.2)
j		Zählindex	
k	1/m	Wellenzahl	Gl. (3.11)
k	m^2/s^2	Turbulente kinetische Energie	
L_p	dB	Schalldruckpegel	Gl. (1.1)
$L_{p,tip}$	dB	Blattspitzenlärm	Gl. (3.13)
l	m	Länge	
l		Kraftkomponente	
m		Zählindex	
M		Gesamtanzahl aller Mikrofone	
N		Index der Nullstellen	
n		Normale	
n		Zählindex	

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definierende Gleichung
p	Pa	Schalldruck	
p	Pa	Druck	
P		Komplexe Fourierkomponente	
Q		Quellstärke	
q		Quellstärke	Gl. (3.6)
R		Korrelationsfunktion	
r	m	Abstand	
r	m	Radius	
S	Pa ² /Hz	Leistungsspektrum	Gl. (4.9)
S	m ²	Oberfläche	
S	Pa ²	Leistungsspektrum	Gl. (4.8)
s	m	Spannweite	
s	Pa	Summierte Mikrofon-signale	Gl. (4.2)
T		Lighthillscher Spannungstensor	Gl. (3.3)
t	s	Zeit	
U	m/s	Geschwindigkeit	
u	m/s	Geschwindigkeit	
V	m ³	Volumen	
v	m/s	Geschwindigkeit	
w		Gewichtungsfaktor	
w		Steuerungsvektor	Gl. (4.18)
x	m	Koordinate	
y	m	Koordinate	
z	m	Koordinate	

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definierende Gleichung
α	Grad	Anstellwinkel	
β	Grad	Klappenwinkel	
Δ		Delta-Funktion	
η	m	Koordinatensystem	

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definierende Gleichung
θ	Grad	Winkel	
ϑ	Grad	Winkel	
λ		Lambda-Kriterium	
ρ	kg/m ³	Dichte	
τ	s	Verzögerungszeit	Gl. (4.1)
τ	s	retardierte Zeit	Gl. (3.2)
δ		Kronecker-Delta	
ϕ		Hilfsfunktion	
ω	1/s ²	Wirbelstärke	Gl. (6.3)
ω	1/s ²	Kreisfrequenz	

Hochgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
*	Nullstelle
<i>I</i>	Index 1
<i>II</i>	Index 2

Tiefgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
0	Referenz- oder Bezugsgröße
aero	Aerodynamisch
UG	untere Grenze
OG	obere Grenze
0	Arraymittelpunkt
<i>i</i>	Koordinate
<i>e</i>	Richtungsangabe
<i>f</i>	Schmallband

Symbol	Bedeutung
i	Zählindex
j	Koordinate
j	Zählindex
s	Oberfläche
r	Beobachter-Bezugssystem
tv	Blattspitze
m	Mikrofonindex
h	Höhe
geo	Geometrisch
tip	Spitze (tip)
ref	Referenz
f	Fokusposition
min	Minimum
max	Maximum
Terz	Terzfrequenz
Quelle	am Quellort
Scherschicht	an der Scherschicht
Empfänger	am Empfänger
0,25	25%-Quantil
0,75	75%-Quantil
WD	Druckseite der Wölbklappe
WS	Saugseite der Wölbklappe
PD	Druckseite des Profils
PS	Saugseite des Profils
$XX \%$	Prozentuale Angabe eines Bereiches
rel	Relative Angabe
K	Klappe
F P	Flügelprofil
I	Bereich 1
II	Bereich 2
III	Bereich 3

Kennzahlen

Symbol	Bedeutung	Definierende Gleichung
Ma	Mach-Zahl	
Re	Reynolds-Zahl	
St	Strouhal-Zahl	Gl. (3.14)

Mathematische Zeichen

Symbol	Bedeutung
Δ	Laplace-Operator
Δ	Differenz
exp	Exponentialfunktion
∇	Rotation
grad	Gradient
log	Logarithmus
cos	Kosinus
sin	Sinus
π	Kreiszahl
∞	Unendlich
j	Komplexe Zahl
$\bar{()}$	Arithmetischer Mittelwert
$()^*$	Komplex Konjugierte
$()'$	Schwankungsgröße
$ () $	Betrag
$\hat{()}$	Spitzenwert
$\vec{()}$	Vektor
\mathbb{R}	Menge der reellen Zahlen

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ALD	A rbeitskreis L ärm der D EGA
AWB	A eroakustischer W indkanal B raunschweig
BMUB	B undes m inisterium für U mwelt, Naturschutz, B au und Reaktorsicherheit
CFL	C ourant F riedrichs L ewy
DEGA	D eutsche G esellschaft für A kustik
DLR	D eutsches Zentrum für L uft- und R aumfahrt
FFT	Schnelle (F ast) F ourier T ransformation
FW-H	F fowcs- W illiams H awkings
F&E	F orschung und E ntwicklung
NASA	N ational A eronautics and S pace A dministration
PIV	P article I mage V elocimetry
QFF	Q uiet F low F acility
SPL	S challdruck p egel
TA-Lärm	T echnische A nleitung zum Schutz gegen L ärm
VDI	V erein D eutscher I ngenieur e
WEA	W indenergie a n l age

1 Einleitung

Lärm ist täglicher Bestandteil unserer Umwelt. Lärm umgibt uns im Beruf, in unserer Freizeit und während wir schlafen. Weil Lärm als störend empfunden wird und negative Gesundheitsfolgen verursachen kann, stellt Lärm ein Problem dar (s. z.B. Greiser 2015). Auch die Überschriften aus der aktuellen Tages- und Wochenpresse spiegeln die Wahrnehmung von Lärm als belästigend und gesundheitsgefährdend wieder (s. Abb. 1.1).

Hauptlärmquellen in unserem Alltag sind technische Anlagen. Beispiele sind der Flugzeuglärm von startenden und landenden Flugzeugen, z.B. am Frankfurter Flughafen (Geis 2010) oder der Schienenlärm von Güterzügen, z.B. im Mittelrheintal (Schreckenberg et al. 2011). Auch in ländlichen, ruhigen Wohngebieten wird vermehrt Lärm von technischen Anlagen emittiert. Eine dieser Lärmquellen sind Windenergieanlagen (WEA) (s. z.B. Pohl et al. 2015).

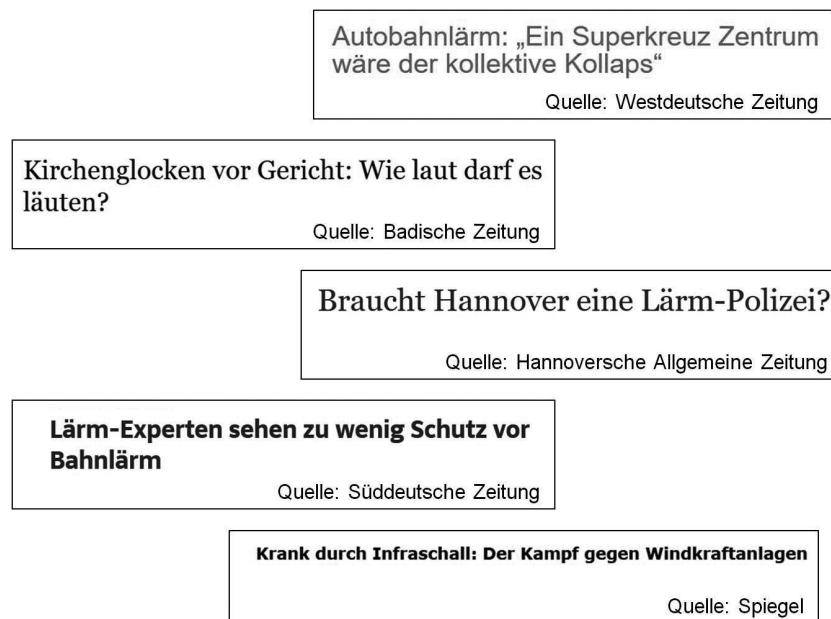


Abbildung 1.1: Wahrnehmung von Lärm im Alltag, Ausschnitte aus der aktuellen Tages- und Wochenpresse

Die Wahrnehmung von Lärm ist individuell und die Einordnung von Lärm als störend ist abhängig vom eigenen, subjektiven Empfinden. Eine einheitliche Definition des Begriffs Lärm ist nicht vorhanden. Das Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz, Bau und Reaktorsicherheit (BMUB) bezeichnet Lärm beispielsweise als jedes unerwünschte laute Geräusch (BMUB 2016). Der Arbeitskreis Lärm (ALD) der Deutschen Gesellschaft

1 Einleitung

für Akustik (DEGA) gibt Lärm als unerwünschten, störenden und belästigenden Schall an, der das körperliche, seelische und soziale Wohlbefinden der betroffenen Personen negativ beeinflussen kann, da z.B. die sprachliche Kommunikation, Freizeitaktivitäten, die Erholung oder die Gesundheit beeinträchtigt werden (ALD 2016).

1.1 Technische Definition von Lärm und Schall

Auf Grund der subjektiven Einstufung ist der Begriff Lärm dem Fachbereich der Psychoakustik zuzuordnen. Aus der physikalischen Sichtweise ist Lärm individuell bewerteter Schall. Schall ist definiert als elastodynamische Schwingungen und Wellen, die sich in einem Medium mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten (DEGA Empfehlung 101 2011). Schall im Medium Luft wird als Luftschall bezeichnet, im Folgenden jedoch immer verkürzt als Schall bezeichnet. Schall ist in Form von kleinsten Druckänderungen mit dem menschlichen Ohr wahrnehmbar und mit Mikrofonen messbar.

Die wichtigsten Kenngrößen von Schallwellen sind die Frequenz f und die Amplitude a . Die Frequenz f ist die Anzahl von Schwingungen pro Zeiteinheit und wird in der Einheit Hertz (Hz) angegeben. Die Amplitude a gibt die Auslenkung der Druckschwankung wieder. Die Druckschwankungen selbst werden als Schalldruck p bezeichnet. Der Schalldruck p kann als Effektivwert, als Spitzenwert oder als Momentanwert angeführt werden. Der mögliche Wertebereich des Schalldrucks p umfasst 7 Potenzen, von $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa (Hörschwelle) bis $p = 200$ Pa (Schmerzschwelle). Zur Abbildung des sehr großen Wertebereichs des Schalldrucks p auf eine kleinere Skala wird der Schalldruck p in Beziehung zum Schalldruck p_0 der Hörschwelle gesetzt und gemäß

$$L_p = 20 \log \left(\frac{p}{p_0} \right) \text{ dB} \quad (1.1)$$

als logarithmisches Pegelmaß in der Einheit Dezibel (dB) angegeben. Neben dem unveränderten Schalldruckpegel L_p kann der Pegel auch mit verschiedenen Funktionen bewertet werden. Hierdurch wird z.B. das menschliche Hörempfinden abgebildet. Die Art der Frequenzbewertung wird über einen Buchstabenzusatz in der Einheit des Schalldruckpegels L_p gekennzeichnet, z.B. dB(A) für eine Bewertung des Schalldrucks mit dem A-Filter.

Der Schalldruckpegel L_p ist im Alltag ein gebräuchliches Maß zur Einordnung von verschiedenen Schallereignissen. In der Abb. 1.2 ist der Schalldruckpegel L_p für verschiedene, exemplarische Umweltereignisse angegeben.

Aus der Darstellung in Abb. 1.2 geht hervor, dass kein einzelner, konkreter Schalldruckpegel L_p für die exemplarischen Schallereignisse angegeben werden kann. Vielmehr wird für die Schallereignisse ein Wertebereich angegeben, da der Schalldruckpegel L_p am Ort des Empfängers immer von externen Einflüssen abhängig ist. So beeinflusst beispielsweise der Abstand des Empfängers zum Schallereignis (s. Abb. 1.2), das Wetter oder die akustische Gestaltung der Umgebung den Schalldruckpegel L_p am Empfänger. Bei technischen Objekten entscheidet auch maßgeblich die Gestaltung und Ausführung der Anlagen über den emittierten Schall. So wird zum Beispiel in der Literatur kein ein-

1.2 Lärm von Windenergieanlagen und deren Problematik

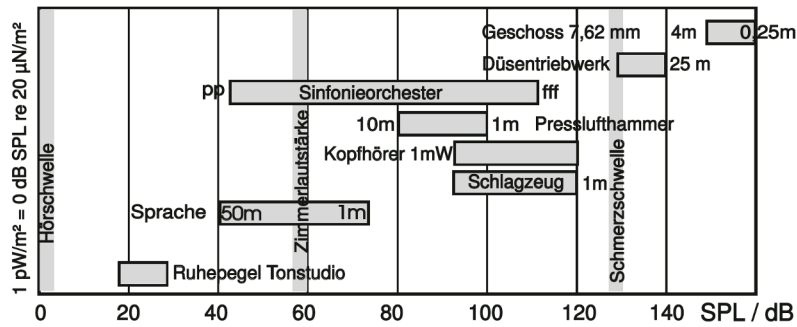


Abbildung 1.2: Schalldruckpegel L_p von verschiedenen, exemplarischen Schallquellen (Möser 2010)

heitlicher Schalldruckpegel L_p von WEA angegeben. Der Bundesverband WindEnergie (BWE) gibt den Schalldruckpegel L_p von WEA mit weniger als $L_p = 50$ dB an (Hau 2014), Engelen und Wenzel (2014) führt teilweise auch Pegel zwischen 35 dB bis 25 dB(A) an. Dies ist auch damit zu begründen, dass jeder WEA-Hersteller einen unterschiedlichen Aufbau, eine unterschiedliche Ausführung und eine verschiedene Gestaltung der WEA-Komponenten einsetzt. Dies trägt maßgeblich zum Unterschied im emittierten Schall von WEA bei.

1.2 Lärm von Windenergieanlagen und deren Problematik

Allgemein wird Schall von WEA in mechanischen und aerodynamischen Schall unterteilt (Oerlemans et al. 2007, Wagner et al. 1996). Zum mechanischen Schall zählt unter anderem der Schall vom Getriebe, dem Generator und den Nachführ- und Verstellvorrichtungen. Der mechanische Schall tritt hauptsächlich in der Gondel der Anlage auf und wird wirksam durch den Einsatz von Schalldämpfern und durch die akustische Entkopplung der Gondel gemindert. Aerodynamischer (aeroakustischer) Schall entsteht durch die Umströmung der WEA. Eine aeroakustische Schallquelle von WEA stellen die Rotorblätter der Anlage dar. Hierzu zählen insbesondere der Durchgang der Rotorblätter vor dem Turm (Rotor-Turm-Interaktion) und der Hinterkantenschall der Blätter. Hinterkantenschall ist tieffrequenter, breitbandiger Schall und wird als Wummern oder Rauschen wahrgenommen (Wagner et al. 1996). Die Schallentstehung an der Hinterkante wird durch die Strömungsgrenzschicht des Rotorblatts induziert (s. Abb. 1.3). Auf der Profloberfläche ist die Grenzschicht keine akustisch, effektive Schallquelle. Wird die Grenzschicht jedoch mit der Strömung über die Hinterkante transportiert, tritt die Grenzschicht in Wechselwirkung mit der Hinterkante, wodurch eine akustisch effektivere Schallquelle induziert wird. Hinterkantenschall kann durch den Einsatz modifizierter Hinterkanten, z.B. sägezahnförmiger Hinterkanten, wirksam reduziert werden (Oerlemans et al. 2009, Herr 2013).

Trotz der bereits erfolgreichen Methoden zur Minderung des mechanischen und des ae-

1 Einleitung

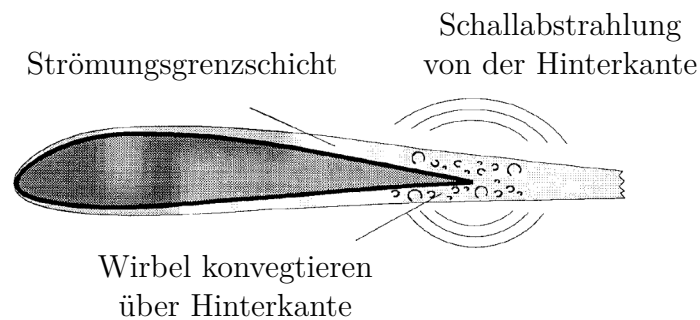


Abbildung 1.3: Aerodynamische Schallinduzierung an der Hinterkante nach Wagner et al. (1996)

roakustischen Schalls, stellt die Schallemission von WEA immer noch ein großes Problem dar (s. z.B. Pedersen 2003, VDI - Fachausschuss Regenerative Energien 2012). Die verschiedenen Aspekte der WEA Lärmproblematik können dabei unterschiedlichen Ebenen zugeordnet werden.

Auf der gesetzlichen Ebene unterliegt die Schallemission von WEA in Deutschland der Technischen Anleitung zum Schutz gegen Lärm (TA-Lärm). In der TA-Lärm sind Grenschallpegel für verschiedene Gebiete und Tageszeiten definiert. Zum Beispiel liegt der Immissionsrichtwert eines allgemeinen Wohngebiets nachts bei 40 dB(A) (TA Lärm 1998). Eine WEA darf nicht zu einer Überschreitung der Immissionsrichtwerte führen. Die Vorschriften der TA-Lärm können demnach dazu führen, dass die Errichtung neuer WEA auf Grund von vorliegenden Gutachten nicht genehmigt wird, der Betrieb der Anlagen zu bestimmten Zeiten eingeschränkt oder die Anlage sogar vollständig stillgelegt wird.

Auf der gesellschaftlichen Ebene wirkt sich der Lärm von WEA hauptsächlich auf die Akzeptanz von Anwohnern der Anlage aus. Der Lärm der Anlage wird neben dem Schattenwurf und der Sichtbarkeit der WEA als einer der Hauptablehnungsgründe von Anwohnern geäußert (VDI - Fachausschuss Regenerative Energien 2012). Mögliche Klagen von Anwohnern können zu erheblichen zeitlichen Verzögerungen beim Bau von WEA führen. Neben dem wahrnehmbaren Lärm der Anlage wird von Anwohnern auch die negative Auswirkung des sogenannten Infraschalls (Frequenzbereich kleiner 16 Hz) der Anlagen auf ihre Gesundheit angeführt. Zu dieser Thematik fehlt jedoch bis heute eine abgesicherte, wissenschaftliche Untersuchung.

Die gesetzlichen und gesellschaftlichen Aspekte haben Auswirkung auf die politische Entscheidungen in Deutschland. Seit dem Jahr 2011 wird von der Bundesregierung mit dem geplanten Ausstieg aus der Nutzung der Kernenergie der Ausbau der erneuerbaren Energien fokussiert. Dazu zählt neben der Nutzung der Wasserkraft und dem Einsatz von Photovoltaikanlagen auch die Windenergie. Sollte es zu einer zunehmend gesellschaftlichen Ablehnung der WEA und einer kontinuierlichen Überschreitung von gesetzlichen, akustischen Grenzwerten kommen, könnten die angestrebten Ziele der Bundesregierung nicht erreicht werden.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die Lärmproblematik von WEA ein hochak-

tuelles und vielschichtiges Thema ist. Dabei tritt die Lärmproblematik in den unterschiedlichsten Ebenen auf. Somit ist insbesondere die Schallentstehung und -minderung der aeroakustischen Anteile von WEA Lärm Gegenstand aktueller Forschung.

1.3 Aerodynamische und akustische Aspekte des Klappenkonzepts für Windenergieanlagen

Die WEA-Technik unterliegt einer ständigen Forschung und Entwicklung (F&E). Die F&E wird betrieben, um u.a. den Wirkungsgrad der Anlagen zu erhöhen, eine Anpassung an die instationären Windfelder zu erreichen und um eine Integration in das konventionelle Stromnetz zu erreichen. Die Weiterentwicklung von WEA, z.B. durch den Einsatz von modifizierten Hinterkanten, führt einerseits zu einer kontinuierlichen Reduktion des emittierten Schalls der Anlagen. Andererseits kann durch neue, experimentelle WEA-Technologien der abgestrahlte Schalldruckpegel L_p auch erhöht werden. Zu einer dieser neuen, experimentellen WEA-Technologien zählt eine aktive, starre Klappe an der Hinterkante eines Rotorblatts. Die Klappe ist Untersuchungsobjekt im Verbundprojekt Smart Blades (Smart Blades 2016).

Aerodynamische Aspekte

Die aktive Klappe soll im Betrieb der Anlage eingesetzt werden und zur dynamischen Lastminderung direkt am Rotor dienen. Am Rotor ist die aerodynamische Auftriebskraft die wesentliche Last. Die Auftriebskraft des Rotors entsteht durch den am Profil auftretenden Druckgradienten zwischen der Ober- und Unterfläche des Profils, der wiederum aus der Verdrängung der Strömung durch das Profil resultiert (Babinsky 2003). Zur physikalischen Erklärung der Auftriebskraft sei dazu ein Ausschnitt aus einem Profil mit dem Krümmungsradius r betrachtet (s. Abb. 1.4). Es wird angenommen, dass die Stromfäden der Strömung der Profilkontur folgen und aufgrund der gekrümmten Profilkontur ebenfalls gekrümmt sind. Aus der Impulserhaltung gilt für ein Fluidelement der gekrümmten Stromfäden der Zusammenhang

$$\rho \frac{v^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial n} \quad (1.2)$$

zwischen dem Druckgradienten $\frac{\partial p}{\partial n}$ normal zur Strömungsrichtung und dem Quotienten aus der Dichte ρ , der Strömungsgeschwindigkeit v und dem Krümmungsradius r . Der Quotient ist aufgrund der drei Größen immer größer Null ($\rho \frac{v^2}{r} > 0$), weshalb zur Erfüllung der Gl. (1.2) auch der Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial n}$ immer größer Null sein muss ($\frac{\partial p}{\partial n} > 0$). Das bedeutet, dass mit wachsendem Abstand vom Krümmungsmittelpunkt der Druck aufgrund des positiven Druckgradienten $\frac{\partial p}{\partial n}$ ansteigt.

Die Erkenntnis zum positiven Druckgradienten gekrümmter Stromfäden wird im Folgenden zur Erläuterung der Druckverteilung auf der Ober- und Unterseite eines Profils verwendet. Der betrachtete Ausschnitt der Kontur mit den gekrümmten Stromfäden entstammt einem vollständigen Profil (s. Abb. 1.4). In der ungestörten Umgebung des

1 Einleitung

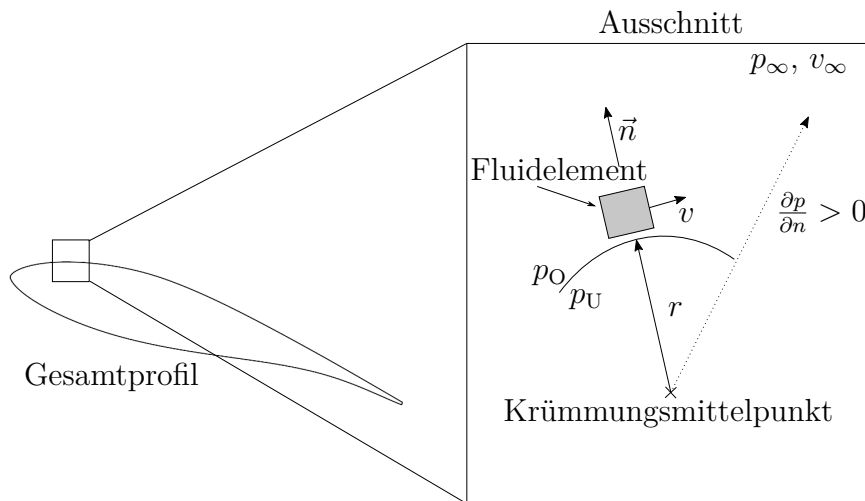


Abbildung 1.4: Druckgradienten an einer gekrümmten Profilloberfläche als Ausschnitt aus dem Gesamtprofil

Profils herrscht der Umgebungsdruck p_∞ . Auf der Oberseite der gekrümmten Oberfläche muss daher ein niedrigerer Druck p_O als der Umgebungsdruck p_∞ herrschen ($p_O < p_\infty$), damit ausgehend von der Oberfläche der Druck über den positiven Druckgradienten in der ungestörten Umgebung das Niveau des Umgebungsdrucks p_∞ erreicht. Daher wird diese Seite auch als Saugseite bezeichnet. Auf der Unterseite der gekrümmten Kontur muss hingegen ein höherer Druck als der Umgebungsdruck p_∞ herrschen ($p_U > p_\infty$), um die Bedingung des positiven Druckgradienten ($\frac{\partial p}{\partial n} > 0$) einzuhalten: In der ungestörten Umgebung des Profils herrscht der Umgebungsdruck p_∞ . Aufgrund des positiven Druckgradienten steigt somit der Druck ausgehend von der ungestörten Umgebung bis zum Erreichen der Unterseite der gekrümmten Kontur. Auf der Unterseite herrscht somit ein höherer Druck, als der Umgebungsdruck ($p_U > p_\infty$). Daher wird diese untere Seite auch als Druckseite bezeichnet.

Wird die Betrachtung der Druckprofile der Druck- und Saugseite von einem kleinen Ausschnitt auf das gesamte Profil erweitert, ergibt sich eine charakteristische Profildruckverteilung (s. Abb. 1.5). In der Abb. 1.5 ist über die dimensionslose Sehnenlänge der dimensionslose Druckbeiwert

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} v_\infty^2} \quad (1.3)$$

abgetragen. Der Druckbeiwert c_p wird mit der Strömungsgeschwindigkeit v_∞ der ungestörten Umgebung bestimmt. Mithilfe des Integrals über die Profildruckverteilung kann näherungsweise bei anliegender Strömung die Auftriebskraft des Profils bestimmt werden. Die Profildruckverteilung und somit die Auftriebskraft wird über den Anstellwinkel α (s. Abb. 1.6a), der Konturierung des Profils und zusätzlichen Elementen am Profil (z.B. eine aktive Hinterkantenklappe) beeinflusst.

Das Wirkprinzip der aktiven Klappe auf die Auftriebskraft kann anschaulich mithilfe des Zusammenhangs zwischen Profilkrümmung und Druckgradient (s. Gl. 1.2) erläutert

1.3 Aerodynamische und akustische Aspekte des Klappenkonzepts für Windenergieanlagen

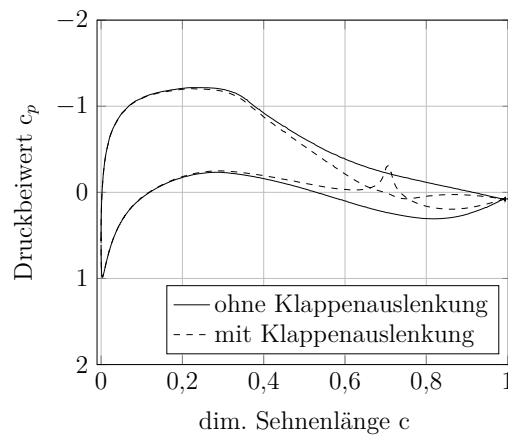


Abbildung 1.5: Exemplarische, numerisch bestimmte Profildruckverteilung eines Profils mit und ohne Klappenauslenkung

werden. Die Definition einer Klappenauslenkung um den Klappenwinkel β ist in Abb. 1.6b veranschaulicht. In dieser Arbeit wird nur eine Klappenauslenkung in Richtung der Saugseite betrachtet ($\beta \geq 0$). Zusätzlich wird nur eine kleine Klappenauslenkung betrachtet, wodurch davon ausgegangen werden kann, dass die Strömung am Profil und der aktiven Klappe weiterhin anliegend ist. Wird die Klappe um den Winkel β ausgelenkt, wird die Oberflächenkrümmung verringert, wodurch sich ebenfalls der Krümmungsradius r und somit auch der Druckgradient nach Gl. (1.2) verringert. Dies wird sichtbar in einer veränderten Profildruckverteilung an der Klappe (s. Abb. 1.5). Im Vergleich der Druckverteilung eines Profils mit unausgelenkter Klappe ($\beta = 0^\circ$) ist die Druckverteilung schmaler. Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite ist geringer. Somit ist die gesamte Auftriebskraft des Profils als Integral der Profildruckverteilung ebenfalls kleiner. Eine Auslenkung der Klappe um den Winkel β führt also zu einer Verringerung der Auftriebskraft im Vergleich zur unausgelenkten Klappe ($\beta = 0^\circ$). Das in Abb. 1.5 auftretende Druckmaximum des Profildrucks der Druckseite am Drehpunkt der Klappe (dimensionslose Sehnenlänge $c = 0,7$) resultiert aus der Oberflächenwölbung bei Klappenauslenkung am Drehpunkt (s. Abschn. B.1.1).

Akustische Aspekte

Das Klappenkonzept für WEA sieht eine Klappe vor, die im Hauptflügelprofil vollständig integriert ist und mit der Hinterkante des Hauptflügelprofils abschließt (s. Abb. 1.7a). Dieses Klappenkonzept wird als Wölbklappe bezeichnet. In der technischen Anwendung ist noch ein weiteres Klappenkonzept verbreitet. Hierbei ist die Klappe dem Hauptflügelprofil nachgelagert und überlappt nur teilweise mit diesem. Dieses Klappenkonzept wird Fowler-Klappe genannt. Fowler-Klappen werden insbesondere in der Luftfahrt als Hochauftriebshilfen eingesetzt. Ihre aerodynamischen und akustischen Eigenschaften sind umfangreich untersucht. Im Rahmen dessen wurde die Fowler-Klappe als eine aeroakustische Schallquelle identifiziert (Fink und Schlinker 1980). Der aeroakus-

1 Einleitung

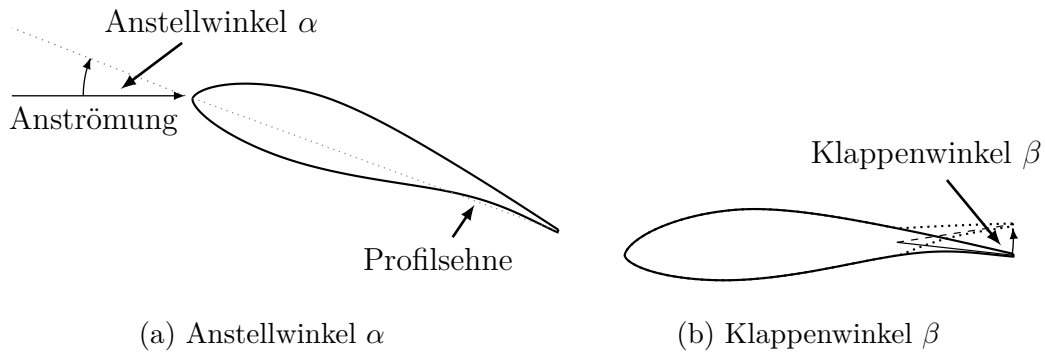


Abbildung 1.6: Definition des a) Anstellwinkels α und des b) Klappenwinkels β

tische Schall an der Fowler-Klappe entsteht dabei hauptsächlich an der Seitenkante der Klappe. Die sich über die Kante ausbildende Sekundärströmung interagiert mit der Oberfläche der Klappe und führt zu einer Schallabstrahlung ins Fernfeld. Für weitere Details zur Aeroakustik der Fowler-Klappe sei auf Kap. 2 verwiesen. Nach Kenntnis des Autors sind in der Literatur keine vergleichbaren aeroakustischen Untersuchungen für die Wölbklappe vorhanden.

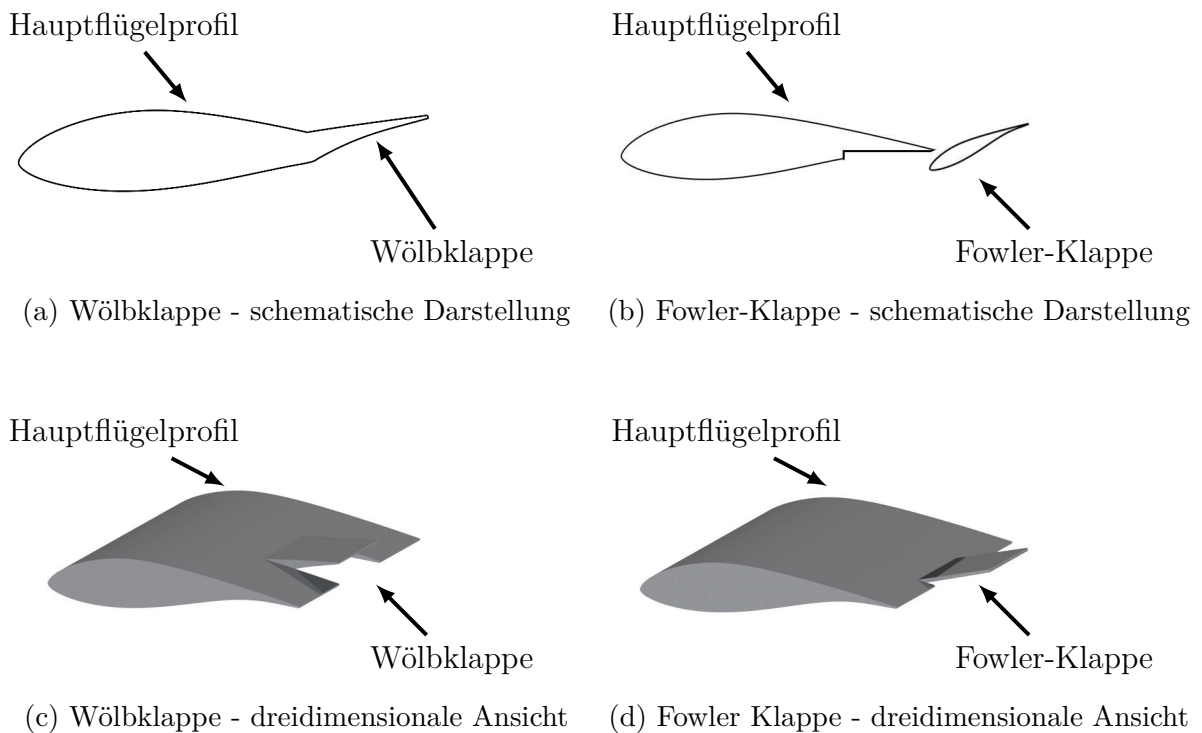


Abbildung 1.7: Übersicht zur Wölbklappe und Fowler-Klappe als Klappenkonzept

Das Klappenkonzept der Wölbklappe ist für den Einsatz am Rotor der WEA vorge-

sehen. Mit dem Hintergrund des Wissens der Fowler-Klappe als aeroakustische Schallquelle, besteht die Notwendigkeit, vor dem Einsatz der Wölbklappe eine aeroakustische Untersuchung der Wölbklappe durchzuführen.

Erfolgt der Einsatz der Wölbklappe ohne vorherige aeroakustische Untersuchung, könnte ungewollt beim Betrieb einer WEA mit Wölbklappe eine zusätzliche Lärmquelle auftreten. Diese Lärmquelle würde die bereits angespannte Lärmproblematik von WEA auf der gesetzlichen, gesellschaftlichen und politischen Ebene weiter verschärfen (s. Abschn. 1.2). Mit Kenntnis der aeroakustischen Eigenschaften der Wölbklappe können hingegen bereits in der Auslegung der WEA die akustischen Aspekte der gesamten Anlage mit Klappe berücksichtigt werden. Auch für den Betrieb von Anlagen mit Klappen können mit Kenntnis über deren aeroakustische Eigenschaften im Vorfeld Betriebskonzepte entwickelt werden, ohne dass es dafür zuerst zu einer Eskalation mit dem Gesetzgeber oder den Anwohnern kommt. Zusätzlich können auf Basis der Kenntnis über die schallinduzierten Strömungsvorgänge an der Wölbklappe im Vorfeld des Klappeneinsatzes wirksame Schallminderungsmaßnahmen entwickelt werden. Somit würde die Wölbklappe als neue, experimentelle WEA-Technologie zur dynamischen Lastminderung eingesetzt werden können, ohne die angespannte Lärmproblematik von WEA weiter zu verschärfen. Die aeroakustische Untersuchung zur Schallentstehung an der Wölbklappe erfolgt in dieser Arbeit.

1.4 Aufbau und Struktur der Arbeit

Die Arbeit ist in acht Kapitel gegliedert. Nach der Einleitung in die Thematik in diesem Kapitel erfolgt in Kap. 2 die Einordnung der aeroakustischen Schallentstehung an Klappen in den aktuellen Stand der Technik. Dieser bezieht sich hauptsächlich auf die Schallentstehung an Fowler-Klappen. Aus der Vorstellung des Stands der Technik wird die Forschungslücke in der Literatur bezogen auf die Wölbklappe herausgearbeitet. Das Kapitel schließt mit der Vorstellung der Hypothese, der Zielsetzung und der Herangehensweise dieser Arbeit ab. Im nächsten Kap. 3 wird die analytische Theorie zur aeroakustischen Schallentstehung an Körpern vorgestellt. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Schallentstehung an überströmten Kanten. Die nächsten beiden Kapitel (Kap. 4 und 5) behandeln die akustischen Untersuchungen dieser Arbeit. In Kap. 4 werden die eingesetzte Technik zur Lokalisierung von Schallquellen und der Versuchsaufbau dargestellt. In Kap. 5 werden die akustischen Ergebnisse der Wölbklappe vorgestellt. Das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe wird im nachfolgenden Kap. 6 dargestellt und diskutiert. Der Fokus liegt dabei auf dem sich an der Seitenkante der Wölbklappe ausbildenden Wirbelsystem. In Kap. 7 erfolgt die Untersuchung der schallinduzierenden Strömungsphänomene. Dazu werden die vorherigen akustischen und aerodynamischen Ergebnisse in Zusammenhang gebracht und um Analysen einer instationären numerischen Strömungssimulation ergänzt. Die Arbeit schließt mit Kap. 8, mit den Schlussfolgerungen und einem Ausblick ab.

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

Diese Arbeit behandelt die Aeroakustik der Wölbklappe. Nach Kenntnisstand des Autors wurden noch keine detaillierten aeroakustischen Untersuchungen für die Wölbklappe durchgeführt. Für die aus der Luftfahrt verwandte Fowler-Klappe wurden hingegen eine Vielzahl von akustischen, aerodynamischen und aeroakustischen Untersuchungen durchgeführt. Deshalb liegt der Fokus dieses Kapitels auf Beschreibungen für die Fowler-Klappe. Im ersten Abschn. 2.1 wird eine Übersicht über erfolgte Untersuchungen zur allgemeinen Schallentstehung an Fowler-Klappen gegeben. Es wird herausgearbeitet, dass die Seitenkante von Fowler-Klappen akustisch besonders ist. Die weiteren Hauptarbeiten zum Seitenkantenlärm erfolgten im Rahmen eines Projekts der amerikanischen nationalen Aeronautik- und Raumfahrtbehörde (englisch: National Aeronautics and Space Administration, NASA). Die akustischen, aerodynamischen und aeroakustischen Ergebnisse dieses Projekts werden in den nachfolgenden Abschn. 2.1.1, 2.1.2 und 2.1.3 vorgestellt. Aus der Beschreibung des aktuellen Forschungsstands zur aeroakustischen Schallentstehung an der Fowler-Klappe wird in Abschn. 2.2 die Hypothese zur Aeroakustik der Wölbklappe abgeleitet. Darauf folgt mit Abschn. 2.3 die Zielsetzung dieser Arbeit und mit Abschn. 2.4 die Herangehensweise in dieser Arbeit.

2.1 Schallentstehung an Fowler-Klappen

Hinterkantenklappen (Fowler-Klappen) an Flugzeugflügeln sind bereits seit den 1970ern als eine wesentliche aeroakustische Schallquelle an Flugzeugen identifiziert. Grundlegend sind die Untersuchungen von Fink und Schlinker (1980). Sie führten experimentelle akustische Untersuchungen an verschiedenen Komponenten eines Flugzeugflügels durch. Untersucht wurde die Schallemission von einem Flügelprofil mit einem Vorflügel, einer Fowler-Klappe und einem Fahrwerk. Mit Hilfe von Fernfeldmikrofonen bestimmten Fink und Schlinker (1980) die akustischen Anteile der einzelnen Komponenten im Gesamtspektrum. Mit einem akustischen Spiegel führten sie erste einfache Untersuchungen zur Herkunft der Schallemission durch. Fink und Schlinker (1980) bestimmten eine Schallemission der Fowler-Klappe und lokalisierten als Emissionsort des Klappenschalls die Seitenkante der Fowler-Klappe.

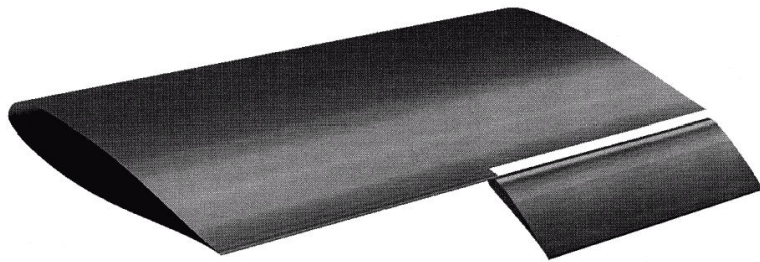
Die von Fink und Schlinker (1980) beobachtete Schallabstrahlung von der Seitenkante der Fowler-Klappe (Seitenkantenschall) war in den folgenden Jahren immer wieder Gegenstand von Untersuchungen. Ziel dieser Untersuchungen war die Klärung des Mechanismus der Schallentstehung mit dem Fokus auf die schall-induzierenden Strömungsphä-

nomene. Für eine zielgerichtete Untersuchung wurde dabei ein isoliertes Flügelprofil mit Fowler-Klappe eingesetzt. Die aeroakustischen Untersuchungen zur Schallentstehung an Fowler-Klappen brachten einzelne Erkenntnisse, konnten aber den wesentlichen Mechanismus der Schallentstehung nicht vollständig klären. So führte beispielsweise Jones et al. (1995) Studien zur Anwendbarkeit eines numerischen Strömungslösers zur Abbildung der Strömung an einem Flügelprofil mit Fowler-Klappe durch. Im Rahmen seiner Untersuchung zeigte sich eine Wirbelstruktur, die von der Fowler-Klappe induziert wird. Die Auflösung seines numerischen Netzes ist jedoch zu gering, um detaillierte Informationen über die Herkunft und die Entwicklung der Wirbelstruktur zu erhalten. Storms et al. (1995) führten experimentelle Untersuchungen an einem Flügelprofil mit einer Fowler-Klappe durch. Die ausgewerteten instationären Oberflächendruckdaten zeigen spektrale Maxima in den Signalen der Sensoren, die nahe der Seitenkante der Fowler-Klappe instrumentiert sind. Durch eine Strömungsvisualisierung mittels Rauch und der Auswertung in drei Lichtschnittebenen an der Fowler-Klappe zeigte sich auch hier eine Wirbelstruktur. Storms et al. (1995) schlussfolgerten, dass diese Wirbelstruktur als Ursache der Maxima im Oberflächendruck herangezogen werden kann.

Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Entstehung des Seitenkantenschalls lieferte das umfangreich angelegte Forschungsprojekt „NASA Advanced Subsonic Technology Noise Reduction Program“ des NASA Langley Research Centers (Macaraeg et al. 1999, Choudhari et al. 2002). Im Rahmen des Projekts wurden experimentelle, numerische und analytische Untersuchungen zur Schallentstehung an einer Fowler-Klappe durchgeführt. Als Untersuchungsobjekt wurde ein Flügelprofil verwendet, welches auf der NACA 63₂15 Mod B Profilgeometrie basiert (s. Abb. 2.1). Die Spannweite des Flügelprofils ist 0,91 m und die Sehnenlänge des Profils beträgt 0,38 m. Die Fowler-Klappe ist über die halbe Spannweite des Profils angebracht. Die Fowler-Klappe hat eine Sehnenlänge von 30 % der Sehnenlänge des Hauptprofils (12,19 cm). Die Ergebnisse des NASA-Forschungsprojekts tragen wesentlich zum Verständnis der Schallentstehung an einer Klappe bei. Die gewonnenen Erkenntnisse haben bis heute Bestand und sind in weiteren Untersuchungen immer wieder bestätigt worden. Die Ergebnisse werden im Folgenden vorgestellt. Dabei werden zuerst die akustischen Ergebnisse gefolgt von den aerodynamischen Ergebnissen beschrieben. Abschließend werden die akustischen und aerodynamischen Ergebnisse zusammengeführt und mit weiteren aeroakustischen Untersuchungen des aktuellen Forschungsstands zur Schallentstehung an der Fowler-Klappe dargestellt.

2.1.1 Akustik der Fowler-Klappe

Die akustischen Untersuchungen im NASA-Forschungsprojekt wurden von Meadows et al. (1997), Humphreys et al. (1998) und Choudhari et al. (2002) durchgeführt. Die akustischen Daten wurden im Quiet Flow Facility (QFF) Windkanal für eine Mach-Zahl von $Ma = 0,17$ und eine Reynolds-Zahl von $Re = 1,7 \cdot 10^6$ aufgezeichnet. Der Anstellwinkel des Profils betrug $\alpha = 16^\circ$ mit den beiden Klappenwinkeln $\beta = 29^\circ$ und $\beta = 39^\circ$. Als Messtechnik wurden Mikrofonarrays eingesetzt. Mit Hilfe von nachgeschalteten Beamforming-Algorithmen (s. Abschn. 4.1) besteht somit die Möglichkeit,



Fowler-Klappe

Abbildung 2.1: Verwendetes Flügelprofil in der NASA-Kampagne Mathias et al. (1998)

die Schallquellen am Flügelprofil zu lokalisieren und die spektrale Quellverteilung am Profil zu untersuchen.

Die Untersuchungen zeigen, dass die Seitenkante der Fowler-Klappe neben der Vorder- und Hinterkante eine dominante akustische Quelle am Profil bildet. Die Seitenkante ist eine Schallquelle, die einen breitbandigen, spektralen Charakter aufweist. Die spektrale Zerlegung der Seitenkantenquelle zeigt einen Zusammenhang zwischen der Position der Quelle an der Seitenkante und der emittierten Frequenz (s. Abb. 2.2). Vom hinteren Teil der Seitenkante, nahe der Hinterkante der Klappe, wird Schall im tieferen Frequenzbereich abgestrahlt. Im mittleren und vorderen Gebiet der Seitenkante, nahe der Vorderkante der Klappe, wird im Vergleich dazu Schall im höheren Frequenzbereich emittiert. Im identifizierten Zusammenhang zeigt sich eine weitere Abhängigkeit der Position der Quelle vom Klappenwinkel β . Für den untersuchten Klappenwinkel $\beta = 29^\circ$ erfolgt die Abstrahlung des hochfrequenten Anteils hauptsächlich von der Mitte der Seitenkante. Für den anderen untersuchten Klappenwinkel von $\beta = 39^\circ$ wird der hochfrequente Anteil vom vorderen Gebiet der Seitenkante abgestrahlt.

Die akustische Relevanz der Seitenkante von Fowler-Klappen und die spektrale Charakteristik des Seitenkantenschalls wurde in weiteren Untersuchungen bestätigt. So führte beispielsweise Koop (2005) akustische Versuche an einer Seitenkante eines Profils durch. Auch er stellte die akustische Dominanz der Seitenkante fest. Mit Hilfe verschiedener aktiver und passiver Maßnahmen zur Strömungsbeeinflussung an der Seitenkante versuchte Koop (2005), den Schalldruckpegel des Seitenkantenschalls zu reduzieren.

Tiedemann (2009) weist ebenfalls Seitenkantenschall und dessen spektrale Verteilung entlang der Klappenkante nach. Zusätzlich belegt seine durchgeführte Sensitivitätsstudie, dass der Pegel des Seitenkantenschalls unabhängig vom Anstellwinkel α des Profils, aber abhängig vom Klappenwinkel β ist. Je größer der Klappenwinkel β ist, desto höher ist der Schalldruckpegel des Seitenkantenschalls.

Rossignol (2010) führte experimentelle, akustische Untersuchungen im aeroakustischen Windkanal (AWB) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Braunschweig durch. Als Untersuchungsobjekt verwendete er eine isolierte Klappe und eine Flügelkonfiguration bestehend aus Vorflügel, Hauptprofil und Klappe. Rossignol (2010)

2.1 Schallentstehung an Fowler-Klappen

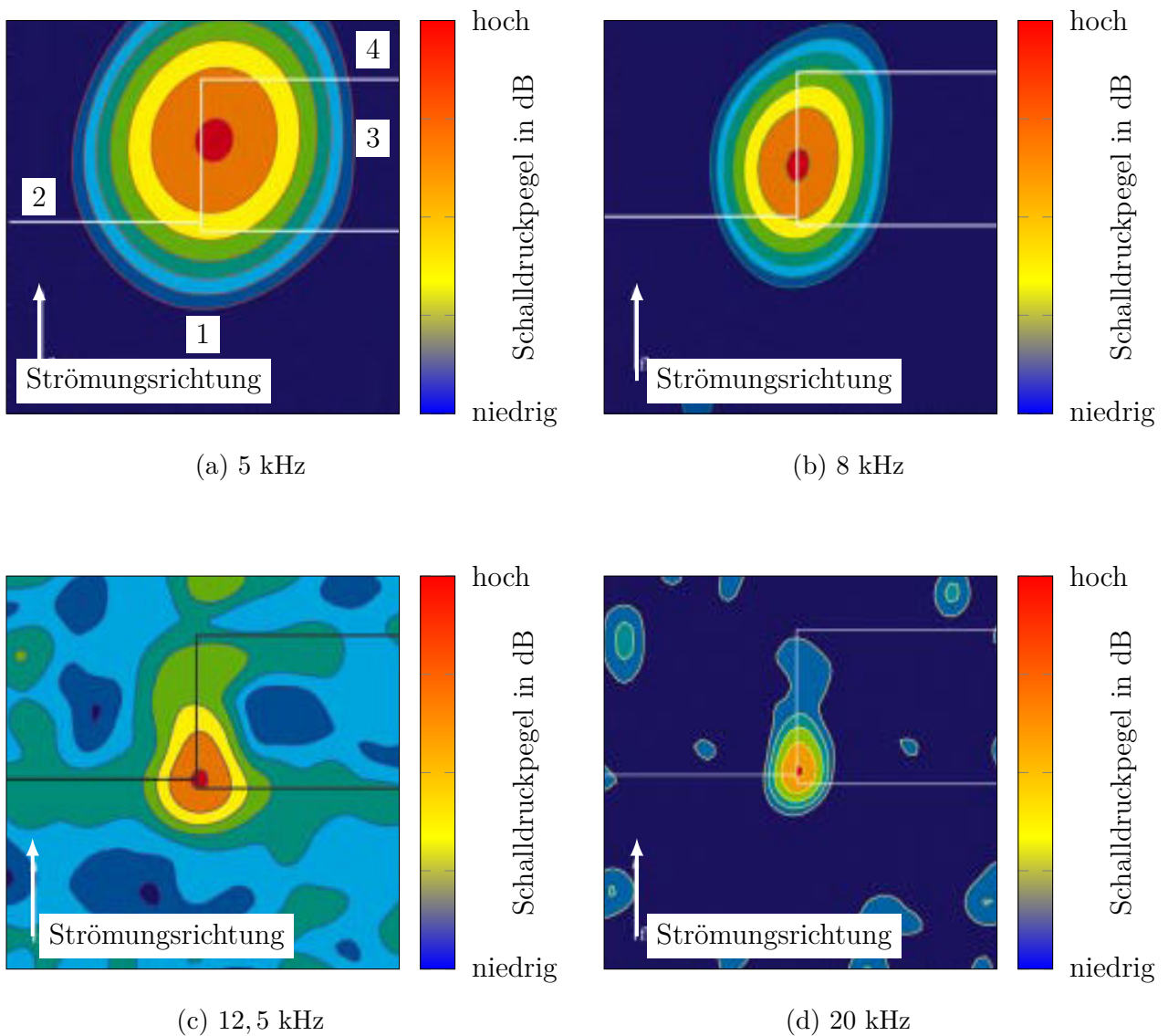


Abbildung 2.2: Akustische Quellverteilung an der Seitenkante des Flügelprofils der NASA-Kampagne; Betriebspunkt: Mach-Zahl $Ma = 0,17$, Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 39^\circ$; Nummerierung bedeutet: 1 - Hauptflügelprofil, 2 - Hinterkante des Hauptflügelprofils, 3 - Fowler-Klappe, 4 - Hinterkante der Fowler-Klappe Macaraeg et al. (1999)

identifiziert auch Seitenkantenschall an beiden eingesetzten Versuchsträgern. Zusätzlich bestätigt er die von Tiedemann (2009) festgestellte Unabhängigkeit des Pegels des Seitenkantenschalls vom Anstellwinkel α des Profils.

Hutcheson et al. (2011) führten experimentelle akustische Schallquellenlokalisierungen

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

an einem Profil mit Seitenkante durch, um die Auswirkung eines flexiblen Übergangs zwischen beweglicher Klappe und starrem Profil auf das akustische Spektrum zu untersuchen. Auch an ihrem Referenzprofil mit offener Seitenkante lokalisierten sie Seitenkantenschall, welcher die gleiche spektrale Verteilung entlang der Seitenkante aufwies.

Zusammengefasst ergibt sich damit die Akustik der Fowler-Klappe:

- Die Seitenkante der Fowler-Klappe ist akustisch dominant.
- Das Spektrum der Schallquelle an der Seitenkante ist abhängig von der Position.
- Die spektrale Positionsabhängigkeit ist abhängig vom Klappenwinkel β .
- Der Anstellwinkel α hat keinen Einfluss auf den Seitenkantenschall.

2.1.2 Aerodynamik der Fowler-Klappe

Die aerodynamischen Ergebnisse des NASA-Forschungsprojekts „NASA Advanced Subsonic Technology Noise Reduction Program“ wurden durch experimentelle und numerische Untersuchungen gewonnen. Die numerischen Strömungssimulationen wurden von Khorrami et al. (1997) und Khorrami et al. (1999) durchgeführt. Die experimentellen Untersuchungen erfolgten von R. Radeztsky et al. (1998). Die Versuche erfolgten ebenfalls im QFF-Windkanal und für den gleichen Betriebspunkt, der bereits für die akustischen Untersuchungen gewählt wurde. Zusätzlich wurde ein weiterer Anstellwinkel von $\alpha = 20^\circ$ verwendet. Die Auswertung der numerischen und experimentellen Untersuchungen erfolgte zum einen über verschiedene Auswertungen auf der Profilloberfläche. So wurden die stationäre Druckverteilung und der Verlauf von Strömungslinien auf der Profilloberfläche analysiert, wobei im Experiment drucksensitive Farbe und die Ölfilmtechnik zum Einsatz kamen. Zum anderen wurden Auswerteebenen im Strömungsfeld nahe der Seitenkante definiert, die parallel zur Strömungsrichtung ausgerichtet sind. Im Experiment wurde in diesen Ebenen eine 5-Loch-Sonde zur Aufnahme des stationären Drucks eingesetzt, wobei über eine computergesteuerte Sondenverstelleinheit eine sehr hohe räumliche Auflösung des Strömungsgebiets in diesen Ebenen im Klappenbereich erreicht wurde.

Zusammenfassend zeigen die numerischen und experimentellen Untersuchungen des Strömungsfelds an der Seitenkante der Klappe eine sich ausbildende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante der Klappe (vgl. Abb. 2.3). Die Doppelwirbelstruktur schwimmt stromab an der Seitenkante und verschmilzt ab ca. der Mitte der Sehnenlänge der Seitenkante zu einem einzigen, auf der Saugseite des Profils liegenden Wirbel. Im Folgenden wird der aktuelle Forschungsstand zu dieser sich verschmelzenden Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante detailliert vorgestellt.

Die Doppelwirbelstruktur bildet sich bereits im vorderen Gebiet der Seitenkante aus, nahe der Vorderkante der Klappe. Ein Wirbel entwickelt sich im unteren Gebiet der Stirnfläche der Seitenkante, nahe der Kante zur Klappendruckseite. Der zweite Wirbel bildet sich auf der Klappensaugseite nahe der Seitenkante aus. Beide Wirbel entstehen durch die Sekundärströmung zwischen der Druck- und Saugseite der Klappe, die sich

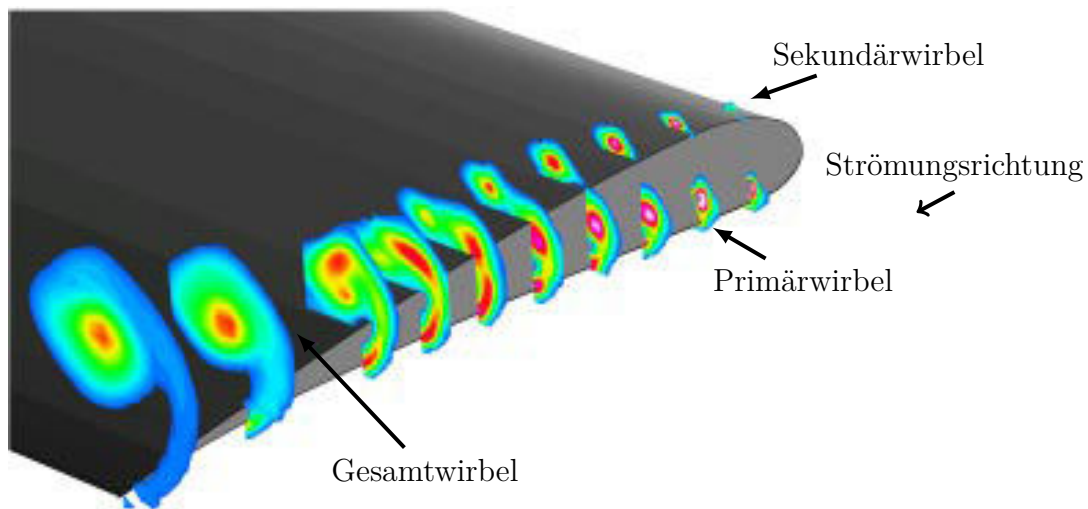


Abbildung 2.3: Verteilung der Wirbelstärke an der Seitenkante der Klappe, experimentelle Aufnahme R. Radeztsky et al. (1998)

über die Seitenkante ausbildet. Die Sekundärströmung von der Druck- auf die Saugseite reißt die sich ausgebildete Strömungsgrenzschicht auf der Druckseite mit. An der unteren Kante der Seitenkante kann die Strömung der Profilkontur nicht vollständig folgen. Die Sekundärströmung mit der mitgerissenen Strömungsgrenzschicht löst sich an der unteren Kante ab und krümmt sich in Richtung der oberen Kante. Die gekrümmte Strömung mit der abgelösten Strömungsgrenzschicht rollt sich an der Stirnfläche der Klappe nahe der Saugseitenkante auf und es kommt zur Ausbildung eines Wirbels an dieser Position. Dieser Wirbel wird in der Literatur als Primärwirbel bezeichnet. Auch an der oberen Kante der Seitenkante kann die Sekundärströmung der Profilkontur nicht folgen. Auf der Profilsaugseite, nahe der Saugseitenkante, rollt sich die gekrümmte Strömung mit der mitgerissenen Scherschicht zu einem weiteren Wirbel auf. Dieser Wirbel wird in der Literatur als Sekundärwirbel bezeichnet.

Die Auswertung der Strömungssimulationen legt nahe, dass beide Wirbel konstant durch die stark gekrümmte Scherschicht gespeist werden (Khorrami et al. 1999). Dadurch können beide Wirbel zuerst über die Klappensehnenlänge anwachsen, wobei jedoch der Primärwirbel den Sekundärwirbel dominiert. Beide Wirbel nehmen zuerst an Stärke zu. Leider bleibt in der Literatur unklar, welche Definition der Stärke die Autoren verwenden. Aufgrund des Kontextes ist zu vermuten, dass mit Stärke die Wirbelstärke gemeint ist. Der Sekundärwirbel wird auf der Profilsaugseite von der Saugseitenkante weggedrückt und verliert wiederum langsam an Stärke (R. Radeztsky et al. 1998). Der Primärwirbel wird an der Stirnfläche konstant stärker und wächst auch in seiner Größe an.

Im Gebiet der mittleren Klappensehnenlänge ist der Primärwirbel auf die Größe der Klappendicke angewachsen. In diesem Sehnenlängenbereich löst der Wirbel von der Seitenkante ab und wandert über die obere Kante auf die Klappensaugseite. Die Auswertungen über die drucksensitive Farbe von R. Radeztsky et al. (1998) legt nahe, dass dieser

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

Vorgang im Gebiet bei ca. 50 % der Sehnenlänge der Klappe geschieht. Der kleinere Sekundärwirbel auf der Profilsaugseite wird vom überschwappenden, größeren Primärwirbel angezogen und rutscht unter das Primärwirbelgebiet. Dabei verschmelzen beide Wirbelgebiete zu einem einzigen Wirbel.

Der verschmolzene Wirbel schwimmt auf der Klappensaugseite weiter stromab zur Klappenhinterkante. Auffällig ist die weiterhin stark gekrümmte Scherschicht um die untere Ecke der Seitenkante, durch die der verschmolzene Wirbel konstant gespeist wird. Durch die konstante Speisung des verschmolzenen Wirbels entsteht eine düsenförmige Strömung (englisch: jet-like flow) in den Wirbeln (Streett 1998). Hierdurch erreicht die Strömungsgeschwindigkeit im Wirbel Werte bis zur doppelten Freiströmungsgeschwindigkeit. In Abhängigkeit vom Klappenwinkel β verbleibt der Wirbel bis zur Hinterkante der Klappe auf der Profilsaugseite, löst sich von der Klappensaugseite ab oder platzt auf. Für den von R. Radeztsky et al. (1998) untersuchten Klappenwinkel von $\beta = 29^\circ$ löst sich der Wirbel von der Saugseite ab. Für den größeren Klappenwinkel $\beta = 39^\circ$ platzt das Wirbelgebiet auf, welches durch eine schlagartige Ausdehnung des Wirbels mit einer gleichzeitigen Abnahme der Stärke des Wirbels gekennzeichnet ist.

Die sich verschmelzende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante einer Klappe zeigt sich in gleicher oder ähnlicher Weise für jeden Anstell- und Klappenwinkel β . Als wesentlich wurde herausgefunden, dass das Strömungsfeld nahezu unabhängig vom Anstellwinkel α des Profils ist. Die Strukturen sind aber stark abhängig vom Klappenwinkel β . Im Wesentlichen sind zwei Hauptauswirkungen des Klappenwinkels β auf die Doppelwirbelstruktur identifiziert:

1. Je größer der Klappenwinkel β ist, desto stärker sind der Primär- und Sekundärwirbel. Dies zeigt sich sowohl in den Experimenten als auch in den numerischen Strömungssimulationen.
2. Je größer der Klappenwinkel β ist, desto geometrisch früher setzt die Wirbelverschmelzung des Primärwirbels mit dem Sekundärwirbel ein (bezogen auf die Sehnenlänge der Klappenseitenkante, R. Radeztsky et al. 1998).

Die sich ausbildende und verschmelzende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante von Fowler-Klappen wurde in weiteren experimentellen und numerischen Untersuchungen bestätigt. Numerische Untersuchungen wurden beispielsweise von Mathias et al. (1998) durchgeführt. Sie führten eine stationäre, inkompressible Strömungssimulation des Profils mit Klappe durch, welches bereits Gegenstand der Untersuchung in dem NASA-Projekt war. Der Fokus ihrer Untersuchungen lag auf der sich ausbildenden Strömungsstruktur an der Seitenkante. Auch sie konnten eine Doppelwirbelstruktur beobachten. Die Position der Verschmelzung bei ungefähr halber Klappensehnenlänge steht ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Untersuchungen (R. Radeztsky et al. 1998). Cummings et al. (2004) führten eine numerische Strömungssimulation auf Basis einer Detached Eddy Simulation durch. Auch sie betrachteten die Strömung um ein Profil mit Klappe und identifizierten und bestätigten die sich ausbildende Doppelwirbelstruktur. Die Doppelwirbelstruktur zeigt sich ebenfalls in der Referenzkonfiguration von Choudhari und Khorrami (2003).

Experimentell bestätigt wurde die Doppelwirbelstruktur beispielsweise von Koop (2005). In seiner Arbeit untersucht er das Strömungsgebiet an der Seitenkante der Klappe mit Hilfe der Particle Image Velocimetry (PIV) Messmethode und bestätigte die sich ausbildende und verschmelzende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante. Tiedemann (2009) setzte neben PIV auch Ölanstrichbilder ein und bestätigt ebenfalls die Doppelwirbelstruktur. Auch Rossignol (2013) untersuchte das Strömungsfeld an einer isolierten Klappe mit einer 7-Loch-Drucksonde und bestätigte ebenfalls die Doppelwirbelstruktur.

Die identifizierte Doppelwirbelstruktur, die sich über die Seitenkante der Fowler-Klappe ausbildet und über die Sehnenlänge der Klappe zu einem Wirbel verschmilzt, ist somit in zahlreichen numerischen und experimentellen Untersuchungen bestätigt. Der Zusammenhang zwischen dieser Struktur und der Akustik der Fowler-Klappe (Abschn. 2.1.1) wird im nächsten Abschnitt zur Aeroakustik der Fowler-Klappe diskutiert.

2.1.3 Aeroakustik der Fowler-Klappe

Der Seitenkantenschall ist ein aeroakustisches Phänomen, also eine durch Strömung induzierte Schallemission. Für eine strömungs-induzierte Schallabstrahlung muss ein instationäres Strömungsfeld vorliegen. Im Fall des Seitenkantenschalls zeigen die aerodynamischen Untersuchungen (vgl. Abschn. 2.1.2) ein hoch instationäres Strömungsfeld nahe der Seitenkante.

Auf dieser Basis wurden bereits in den 80er Jahren Ansätze zum Verständnis des Vorgangs zum Seitenkantenschall verfolgt. Dazu haben insbesondere Hardin (1980) und Howe (1982) einen wesentlichen Beitrag geleistet. Beide Autoren verfolgten einen analytischen Ansatz, der auf der Modellierung eines Wirbelsystems an der Seitenkante basiert.

Hardin (1980) reduzierte die Problemstellung des Seitenkantenschalls auf einen zweidimensionalen Strömungsfall an einer Seitenkante. Er überlagerte eine mittlere Potentialströmung um eine halbunendliche dünne Platte mit einem Wirbel. Dieser Wirbel wurde über die Kante der Platte konvektiert. Das dabei entstehende Schallfeld im Fernfeld berechnete Hardin (1980) mit Hilfe einer Greenschen Funktion. Aus seinen Untersuchungen leitet er folgende Schlussfolgerungen ab: Der an der Seitenkante einer Platte entstehende Schall kann akustisch dominanter als der Hinterkantenschall sein. Die Stärke dieses Seitenkantenschalls im Fernfeld ist abhängig von der Wirbelstärke des über die Seitenkante konvektierten Wirbels. Ebenfalls beeinflusste der Abstand des Wirbels zur Seitenkante die Amplitude. Jedoch zeigte sich in der analytischen Untersuchung von Hardin (1980) keine Abhängigkeit des ins Fernfeld abgestrahlten Lärms von der Strömungsgeschwindigkeit der mittleren Potentialströmung. Da eine Abhängigkeit aber experimentell nachgewiesen ist, kann angenommen werden, dass die vereinfachte analytische Betrachtung von Hardin (1980) nicht alle Einflüsse des aeroakustischen Vorgangs des Seitenkantenschalls erfassen kann (Tiedemann 2009).

Howe (1982) bildete die Strömung an der Seitenkante einer Klappe ab, indem er die Strömung über eine Hinterkante einer halbunendlichen Platte betrachtete. In die Hinterkante ist ein Spalt mit einer diskreten Spalllänge eingebracht, der die Seitenkante einer Hinterkantenklappe abbilden soll. Außerdem bestimmt Howe (1982) den ins Fernfeld abgestrahlten Lärm mittels einer Greenschen Funktion. Seine analytischen Untersuchungen

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

belegen, dass der von einer Seitenkante abgestrahlte Lärm den Hinterkantenlärm um 3 dB und mehr dominieren kann.

Die Erkenntnisse von Hardin (1980) und Howe (1982) leisten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des aeroakustischen Vorgangs der Schallentstehung an Seitenkanten von Fowler-Klappen. Jedoch fehlten für eine Bestätigung der analytischen Erkenntnisse umfangreiche, detaillierte Untersuchungen basierend auf experimentellen und numerischen Untersuchungen. Diese Datenlücke konnte erst durch das NASA-Forschungsprogramm „NASA Advanced Subsonic Technology Noise Reduction Program“ geschlossen werden, dessen aerodynamischen und akustischen Ergebnisse in den beiden vorherigen Abschnitten vorgestellt wurden. Die im Rahmen des NASA-Forschungsprogramms durchgeführten Untersuchungen bestätigten zum einen, dass der bereits von Hardin (1980) identifizierte Transport von Wirbelstärke über die Kante der Seitenkante eine wesentliche Ursache der Schallabstrahlung ist. Zum anderen trägt die Wirbelstruktur im hinteren Teil der Seitenkante, der durch die Verschmelzung des Primär- und Sekundärwirbels entsteht, zur Schallabstrahlung bei. Im Folgenden werden die verschiedenen durchgeführten Untersuchungen zum Vorgang des Seitenkantenschalls vorgestellt, die wesentlich zum Verständnis beigetragen haben.

Khorrami et al. (1997) und Khorrami und Singer (1999) führten eine Instabilitätsanalyse eines Wirbels und einer abgelösten, gekrümmten Scherschicht durch, welche sie aus einer numerischen Simulation der Strömung an einer Seitenkante extrahierten. Im Rahmen der Instabilitätsanalyse wird das stationäre Strömungsfeld mit einer dreidimensionalen, harmonischen Anregung versehen sowie die zeitliche Antwort des Strömungssystems aufgenommen und im Frequenzbereich ausgewertet. Zur Modellierung des Wirbels und der abgelösten, gekrümmten Scherschicht verwendeten sie ein Wirbelmodell, dessen Parameter aus der Strömungssimulation entnommen sind. Die Instabilitätsanalyse zeigt, dass der Wirbel im Frequenzbereich 0...15 kHz und die gekrümmte, abgelöste Scherschicht im Frequenzbereich 2...15 kHz Instabilitäten unterstützen. Eingebrachte Instabilitäten, wie sie beispielsweise von einer Scherschicht eingetragen werden können, werden demnach durch das Wirbelsystem und die abgelöste, gekrümmte Scherschicht für die identifizierten Frequenzbereiche deutlich verstärkt. Ein Vergleich der aus der Instabilitätsanalyse erhaltenen Frequenzbänder mit den aus experimentellen Messungen bestimmten Frequenzbändern entlang der Seitenkante resultiert in einer sehr guten Übereinstimmung.

Streett (1998) führt basierend auf den stationären Strömungssimulationen von Khorrami et al. (1997) instationäre Strömungssimulationen durch. Streett (1998) führt ebenfalls eine Analyse der turbulenzunterstützenden Komponenten durch, indem er den spektralen Anteil des Seitenkantenschalls bestimmt. Seine Analyse zeigt, dass die gekrümmte instabile Scherschicht und der verschmolzende Wirbel Instabilitäten in verschiedenen Frequenzbereichen aufweisen. Die gekrümmte instabile Scherschicht zeigt Instabilitäten im hohen Frequenzbereich (5...30 kHz). Dabei beobachtet Streett (1998), dass, je näher der Fokus der Instabilitätsuntersuchungen an der unteren Kante der Seitenkante liegt, desto höher die Hauptanregungsfrequenz der Wirbelsysteme ist. Hinsichtlich einer Richtungsabhängigkeit der identifizierten Schwankungen liegt der Schwerpunkt in Richtung der Sekundärströmung über die Klappe. Die Hauptanregungsfrequenz des Wirbels liegt

in einem niedrigeren Frequenzbereich (1...10 kHz). Für den Wirbel liegt der Hauptanteil der Schwankungen parallel zur Richtung der Sekundärströmung, normal zur Hauptströmungsrichtung über das Profil.

Dong et al. (1999) führten numerische aeroakustische Simulationen zur Schallerzeugung an der Seitenkante einer Fowler-Klappe durch. Dabei verwendeten sie einen hybriden Ansatz, bei dem das Strömungsfeld mittels einer stationären numerischen Strömungssimulation bestimmt, die Strömungslösung auf ein akustisches Gitter interpoliert und auf diesem Gitter das akustische Feld über das Lösen der linearisierten Eulergleichung bestimmt wird. Ihre Untersuchung ergibt, dass die Scherschicht im Gebiet der Seitenkante Instabilitätswellen erzeugt. Diese Instabilitätswellen interagieren mit den Klappenoberflächen. Dong et al. (1999) identifizieren drei wesentliche Schallentstehungsmechanismen: (1) Die Interaktion der Instabilitätswellen mit den Klappenoberflächen und der Stirnfläche der Seitenkante, (2) Rückkopplungen der Instabilitätswellen untereinander und (3) die Streuung instabiler Grenzschichten an den Kanten der Seitenkante. Der erstgenannte Vorgang wird von Dong et al. (1999) als der dominanteste bezeichnet.

Guo et al. (2000) untersuchten experimentell den instationären Oberflächendruck im Gebiet der Seitenkante einer Klappe und dessen Korrelation mit dem akustischen Fernfeld. Die spektrale Analyse der Drucksensoren zeigt, dass Sensoren, die in der Trajektorie der Doppelwirbelstruktur liegen, ein spektrales Maximum im höheren Frequenzbereich (7 kHz) aufweisen. Sensoren, die außerhalb der Trajektorie liegen, zeigen diese spektrale Erhöhung nicht. Eine Kohärenzanalyse der Sensoren in der Trajektorie mit dem Spektrum des Fernfeldschalls ergibt einen Zusammenhang im Frequenzbereich 6...9 kHz. Guo et al. (2000) schlussfolgerten daraus, dass die durch die Doppelwirbelstruktur verursachten Oberflächendruckschwankungen als ein Vorgang der Schallentstehung an der Seitenkante abgeleitet werden können.

Angland (2008) führte experimentelle und numerische aerodynamische Untersuchungen an einem Profil mit Klappe durch. Aus seinen Untersuchungen identifiziert Angland (2008) drei Mechanismen der Schallentstehung an der Seitenkante der Klappe: (1) Das Aufrollen der abgelösten turbulenten Grenzschicht an den Kanten der Klappe, (2) das Wiederanlegen der sich aus der aufgerollten Grenzschicht entwickelten Wirbel an der Stirnfläche der Klappe und der Saugseite der Klappe wie auch (3) Instabilitäten des verschmolzenen Wirbels im hinteren Gebiet der Seitenkante, nahe der Hinterkante der Klappe.

Casalino et al. (2015) führten eine direkte numerische Strömungssimulation eines Profils mit Klappe durch und untersuchten die Akustik der Klappe mit Hilfe des Ffowcs-Williams-Ansatzes (s. Abschn. 3.1). Für die akustische Untersuchung wird die Seitenkante in mehrere Segmente unterteilt und der segmentspezifische Anteil am Fernfeldschall bestimmt. Ihre Ergebnisse zeigen, dass vom vorderen Gebiet der Seitenkante nahe der Vorderkante der Klappe hochfrequenter Schall abgestrahlt wird. Im hinteren Gebiet der Seitenkante wird hingegen tieffrequenter Schall mit einem deutlich höheren Pegel als vom vorderen Gebiet abgestrahlt. In Verbindung mit den Ergebnissen der Strömungssimulation schlussfolgerten Casalino et al. (2015), dass der hochfrequente Schall durch kleinskalige Strukturen der Grenzschicht und der dünnen abgelösten Scherschicht entsteht. Der wesentlich großskaligere Wirbel im hinteren Gebiet induziert den tieffrequenten Schall,

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

wobei der Abstand des Wirbels von der Oberfläche für den Pegel der Lärmabstrahlung relevant ist. Zusätzlich führten Casalino et al. (2015) Untersuchungen zur Zirkulation der Wirbel an der Seitenkante durch. Hierbei ergibt sich ein Hinweis auf einen Zusammenhang zwischen der spektralen Verteilung der Wirbelbewegungen an der Seitenkante und des Schallspektrums.

Zusammenfassend ergibt sich damit der folgende Forschungsstand zur Schallentstehung an Seitenkanten von Fowler-Klappen. Schall an der Seitenkante entsteht im Wesentlichen durch fünf grundlegende Mechanismen in der Nähe von festen Oberflächen und wird durch die sich ausbildende und verschmelzende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante hervorgerufen.

1. Freie, gekrümmte Scherschicht

Durch die druckgetriebene Sekundärströmung von der Druckseite der Klappe über die Seitenkante zur Saugseite der Klappe kommt es zu einer Ablösung der Strömung an den Kanten und einer freien, gekrümmten Scherschicht. Diese Scherschicht ist höchst instabil und befindet sich nahe der Klappenoberflächen und den Kanten der Klappe.

2. Turbulente Grenzschichtströmung über die Kante

Auf den Klappenoberflächen bildet sich eine Strömungsgrenzschicht auf Grund der Haftbedingung aus. Die Grenzschicht ist höchst instabil. Die Strömungsgrenzschicht der Druckseite nahe der Seitenkante wird durch die Sekundärströmung mitgerissen und über die Kante konvektiert.

3. Wirbelvereinigung

Die Wirbelverschmelzung im Gebiet der mittleren Seitenkante ist ebenfalls ein sehr instabiler Vorgang. Die Wirbelvereinigung findet in der Nähe der festen Oberfläche der Saugseite und der Saugseitenkante der Klappe statt.

4. Großer Wirbel

Der Wirbel der verschmolzenen Doppelwirbelstruktur oszilliert. Diese Oszillation findet in der Nähe der festen Oberfläche der Saugseite, der Kante und der Hinterkante der Klappe statt.

5. Wirbelaufplatzen

Für große Klappenwinkel β platzt der verschmolzene Wirbel auf. Auch dies führt zu einer Schallabstrahlung.

2.2 Hypothese der Arbeit

Der Seitenkantenschall der Fowler-Klappe ist ein aeroakustisches Phänomen, also eine durch Umströmung hervorgerufene Schallentstehung. Die schall-induzierenden instationären dreidimensionalen Strömungsphänomene an der Fowler-Klappe sind freie,

gekrümmte Scherschichten, turbulente Grenzschichtströmungen über die Kanten, Wirbelvereinigungen, große Wirbel und ein Wirbelaufplatzen.

Es ist anzunehmen, dass die Ausbildung der schall-induzierenden Strömungsphänomene abhängig ist von der Form des umströmten Körpers, da letztere die Aerodynamik bestimmt. Als unterschiedliche Formen umströmter Körper sind im Fall des strömungsinduzierten Seitenkantenschalls verschiedene Klappenkonzepte (z.B. Fowler-Klappe, Wölbklappe) anzuführen. Das Wissen zum Seitenkantenschall stützt sich jedoch mit der Fowler-Klappe bis heute nur auf ein einziges Klappenkonzept. Eine aeroakustische Untersuchung zum Seitenkantenschall mit detaillierten aerodynamischen und akustischen Analysen an weiteren Klappenkonzepten fehlt.

Auf die Gültigkeit der Annahme, dass sich ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes Klappenkonzept auf die Umströmung der Klappe auswirkt, weisen zwei aerodynamische Einzeluntersuchungen hin. Berkman et al. (2000) und Angland (2008) beschäftigten sich mit einer teilintegrierten Klappe, die als eine Mischform zwischen einer Wölbklappe und einer Fowler-Klappe einzuordnen ist. Ein Fokus ihrer aerodynamischen Untersuchungen war die Strömung im Überlappungsbereich zwischen der teilintegrierten Klappe und dem Hauptflügelbereich. In diesem Überlappungsbereich lokalisierten Berkman et al. (2000) und Angland (2008) neben dem bereits für die Fowler-Klappe identifizierten Primär- und Sekundärwirbel einen weiteren Wirbel. Dieser weitere Wirbel wird nach Berkman et al. (2000) und Angland (2008) durch eine an der teilintegrierten Klappe zusätzlich auftretende Sekundärströmung induziert (s. Abb. 2.4). Diese zusätzliche Sekundärströmung ist von der Druckseite des Hauptprofils in Richtung der Saugseite der Klappe orientiert. Weiterführende aerodynamische Untersuchungen zum veränderten Strömungsfeld an der Seitenkante der teilintegrierten Klappe fehlen jedoch.

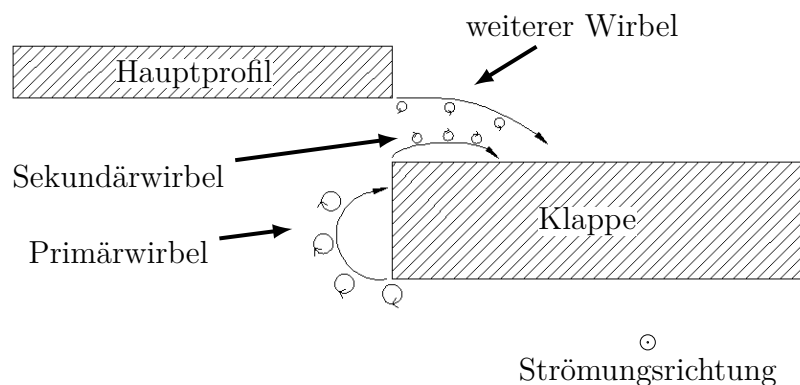


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Strömung und der Wirbel im Überlappungsbereich nach Angland (2008)

Berkman et al. (2000) und Angland (2008) beschäftigten sich auch mit akustischen Aspekten der teilintegrierten Klappe. Berkman et al. (2000) argumentiert ohne experimentellen oder numerischen Nachweis, dass sich das beobachtete, im Vergleich zur Fowler-Klappe veränderte Strömungsfeld an der Seitenkante der teilintegrierten Klappe vermutlich auch auf den Seitenkantenschall auswirkt. Angland (2008) führte eine

Schallquelllokalisierung an der teilintegrierten Klappe durch, jedoch ohne eine detaillierte Darstellung und Ausführung seiner Ergebnisse. Er beobachtete einen Einfluss des Anstellwinkels α auf die Position und Stärke der Seitenkantenquelle: Je größer der Anstellwinkel α des Gesamtprofils ist, desto näher liegt die Seitenkanten-Schallquelle an der Hinterkante und desto stärker wird diese.

Die aerodynamischen Einzeluntersuchungen von Berkman et al. (2000) und Angland (2008) unterstützen die Annahme, dass sich an einem veränderten Klappenkonzept eine veränderte Umströmung einstellt. In ihren Untersuchungen fehlt jedoch die Einordnung der veränderten Aerodynamik in den aeroakustischen Kontext. Aus den akustischen Einzeluntersuchungen von Angland (2008) kann entnommen werden, dass sich eine veränderte Umströmung der Seitenkante in Form einer veränderten akustischen Charakteristik des Seitenkantenschalls auswirkt. So identifiziert Angland (2008) eine Abhängigkeit des Pegels des Seitenkantenschalls vom Anstellwinkel. Eine solche Abhängigkeit wurde für die Fowler-Klappe nicht herausgearbeitet.

Ausgehend von der Argumentation in diesem Abschnitt liegt der aeroakustischen Analyse der Wölbklappe die folgende Hypothese zugrunde: An der Seitenkante der Wölbklappe induziert ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales instationäres Strömungsfeld eine veränderte akustische Charakteristik der Wölbklappe.

2.3 Ziel der Arbeit

Der zukünftige Einsatz von Wölbklappen zur dynamischen Lastminderung erfordert Kenntnis über den durch die Umströmung der Klappe induzierten Schall. An der verwandten Fowler-Klappe tritt insbesondere an der Seitenkante der Klappe eine aeroakustische Schallquelle auf. Auf Basis der zuvor vorgestellten Hypothese wird davon ausgegangen, dass an der Seitenkante der Wölbklappe ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales instationäres Strömungsfeld eine veränderte akustische Charakteristik der Wölbklappe hervorruft. Zur Überprüfung der Hypothese erfolgt in dieser Arbeit eine detaillierte experimentelle akustische und numerische aerodynamische Untersuchung der Seitenkante einer Wölbklappe. Die Identifizierung der schallinduzierten, dreidimensionalen, instationären Strömungsphänomene erfolgt durch eine Zusammenführung der akustischen und der aerodynamischen Ergebnisse. Dabei wird das Ziel dieser Arbeit verfolgt, einen Beitrag zum Verständnis des Mechanismus der Schallentstehung an der Seitenkante von Klappen zu leisten.

2.4 Herangehensweise der Arbeit

Die Herangehensweise dieser Arbeit ist die Überprüfung der Hypothese an einem Untersuchungsobjekt. Als Untersuchungsobjekt wird ein Profil mit Wölbklappe verwendet (s. Abb. 2.5). Die zu überprüfende Hypothese lautet: An der Seitenkante der Wölbklappe induziert ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales instationäres Strömungsfeld eine veränderte akustische Charakteristik der Wölbklappe.



Abbildung 2.5: Profil mit Wölbklappe als Untersuchungsobjekt

Zur Überprüfung der Hypothese am Profil mit Wölbklappe wird ein Zerlegungsansatz gewählt. Dazu wird die Hypothese in drei Unterhypothesen zerlegt. Die Unterhypothesen behandeln jeweils einen Teilaspekt der Haupthypothese und geben zusammen die Aussage der Haupthypothese vollständig wieder. Jede der drei Unterhypothesen wird an dem Profil mit Wölbklappe überprüft. Werden alle drei Unterhypothesen bestätigt, ist somit auch die Gültigkeit der Haupthypothese belegt.

Die Unterhypothesen dieser Arbeit können den Themenbereichen Akustik, Aerodynamik und Aeroakustik zugeordnet werden. Im folgenden werden die Unterhypothesen vorgestellt und die gewählten Methodiken zur Überprüfung der Gültigkeit der Unterhypothesen erläutert.

Die Unterhypothese zum Themenbereich der Akustik behandelt die akustische Charakteristik der Wölbklappe. Die Unterhypothese lautet: Die akustische Charakteristik der Wölbklappe unterscheidet sich von der akustischen Charakteristik der Fowler-Klappe. Zur Überprüfung dieser Unterhypothese wird die akustische Charakteristik der Wölbklappe bestimmt und der Charakteristik der Fowler-Klappe gegenübergestellt.

Zur akustischen Charakteristik wird für diese Arbeit das globale Schallspektrum der Wölbklappe und die Position dominanter Schallquellen in Abhängigkeit vom Betriebspunkt gezählt. Nicht behandelt wird beispielsweise die Richtcharakteristik der einzelnen Schallquellen und eine Zuordnung der Quellen zu den Elementarstrahlern. Für diese weitergehenden Untersuchungen sind zuerst grundlegende Untersuchungen nötig, die im Rahmen dieser Arbeit erfolgen. An diese Arbeit anschließende Arbeiten, die die akustische Charakteristik der Wölbklappe weitergehend behandeln, werden im Ausblick angedeutet (vgl. Kap. 8).

Die akustische Charakteristik der Fowler-Klappe wird der Literatur entnommen. Die akustische Charakteristik der Wölbklappe wird mithilfe eines experimentellen Aufbaus aufgenommen. Dazu wird das Profil mit Wölbklappe in einem aeroakustischen Windkanal vermessen. Als Messtechnik wird ein Mikrofonarray eingesetzt. Aus den Daten des Mikrofonarrays wird das globale Schallspektrum der Wölbklappe bestimmt. Mithilfe von dem Array nachgeschalteten Beamforming-Algorithmen erfolgt die Lokalisierung der Schallquellen an der Wölbklappe.

Die akustische Charakteristik der Wölbklappe wird für ausgewählte Anstellwinkel α und Klappenwinkel β bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit aufgezeichnet. Somit wird die Abhängigkeit der akustischen Charakteristik von beiden Winkeln herausgearbeitet. Dazu wird mit dem Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ und dem Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

2 Aktueller Forschungsstand zur Schallentstehung an Klappen

ein Referenzbetriebspunkt definiert. Ausgehend vom Referenzbetriebspunkt wird der Anstellwinkel α und Klappenwinkel β variiert. Der Einfluss des Anstellwinkels α wird bestimmt, indem beim festen Klappenwinkel des Referenzbetriebspunktes ($\beta = 15^\circ$) der Anstellwinkel auf $\alpha = 3^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$ verändert wird. Der Einfluss des Klappenwinkels β wird herausgearbeitet, indem beim festen Anstellwinkel des Referenzbetriebspunktes ($\alpha = 6^\circ$) der Klappenwinkel in 5° -Schritten von $\beta = 15^\circ$ auf $\beta = 0^\circ$ reduziert wird. Damit ergeben sich sechs zu untersuchende Betriebspunkte.

Die Unterhypothese zum Themenbereich der Aerodynamik umfasst das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe. Die Unterhypothese lautet: An der Seitenkante der Wölbklappe liegt ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales Strömungsfeld vor. Zur Überprüfung dieser Unterhypothese wird das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe bestimmt und mit dem in der Literatur beschriebenen Strömungsfeld an der Seitenkante der Fowler-Klappe verglichen.

Das Strömungsfeld der Wölbklappe wird mithilfe dreidimensionaler, stationärer numerischer Strömungssimulationen erhalten. Dazu wird das Profil mit Wölbklappe in der Software des Strömungslösers abgebildet und das Strömungsgebiet um eine Seitenkante diskretisiert. Der Fokus der Auswertung der Strömungssimulationen liegt auf dem Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe mit einem Schwerpunkt auf dem sich ausbildenden Wirbelsystem. Das Wirbelsystem wird detailliert analysiert, u.a. mit einer Bestimmung der Wirbelgrößen und Wirbelkerngeschwindigkeiten.

Die numerischen Strömungssimulationen und Auswertungen werden für alle 6 Betriebspunkte durchgeführt. Somit ist zu jedem Betriebspunkt das Strömungsfeld bekannt und der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β wird abgeleitet.

Die Unterhypothese zum Themenbereich der Aeroakustik umfasst die schall-induzierenden Strömungsphänomene an der Seitenkante der Wölbklappe. Die Unterhypothese lautet: Das zuvor identifizierte veränderte Strömungsfeld induziert aeroakustische Schallquellen. Zur Überprüfung dieser Unterhypothese wird das instationäre Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe hinsichtlich schall-induzierender Strömungsphänomene analysiert.

Dazu werden die Ergebnisse der akustischen und aerodynamischen Auswertung zusammengeführt und um eine dreidimensionale, instationäre numerische Strömungssimulation ergänzt. Aufgrund des numerischen Aufwands dreidimensionaler, instationärer Strömungssimulationen kann eine Strömungssimulation nur für den Referenzbetriebspunkt durchgeführt werden. Der Schwerpunkt der Auswertung liegt auf den instationären Strömungsphänomenen. Es erfolgt schwerpunktmäßig eine Auswertung der Schwankung der Wirbelstärke im Gebiet der Kanten der Wölbklappe und eine Untersuchung zur Instabilität der Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe.

Die drei eingeführten Unterhypothesen geben zusammen die dieser Arbeit zugrundeliegende Haupthypothese vollständig wieder. Die drei Unterhypothesen werden im Folgenden hinsichtlich ihrer Gültigkeit überprüft. Werden alle drei Unterhypothesen bestätigt, so ist damit auch die Gültigkeit der Haupthypothese belegt.

3 Theorie der Schallentstehung durch Strömung

Die Schallentstehung an umströmten Klappen tritt durch einen aeroakustischen Effekt auf. Der aktuelle Forschungsstand zur Fowler-Klappe gibt dabei erste Hinweise auf mögliche schall-induzierende aerodynamische Vorgänge (s. Kap. 2). Dazu wurden experimentelle und numerische Untersuchungen mit einer Fowler-Klappe durchgeführt. Die analytische Theorie der Schallentstehung durch Strömung wird in diesem Kapitel behandelt. Im ersten Abschn. 3.1 dieses Kapitels wird auf die Arbeiten von Lighthill (1952) und Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) eingegangen, die wesentlich die Schallentstehung durch Strömung behandeln. Insbesondere wird auf die Interpretation der akustischen Quellterme in der Gleichung von Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) eingegangen, da mit dieser Gleichung die Schallentstehung an umströmten Körpern betrachtet werden kann. Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels wird auf die Besonderheit von überströmten Kanten und des dadurch induzierten Schalls eingegangen. Nach Ffowcs-Williams und Hall (1970) induziert eine turbulente Strömung über scharfen Kanten hochfrequenten Schall. Die dazugehörige Analyse und ein Modell zur Abschätzung des Fernfeldschall werden vorgestellt.

3.1 Analytische Beschreibung der Schallentstehung

Zur analytischen Beschreibung der Schallentstehung wird meist auf akustische Analogien zurückgegriffen. Mit Hilfe der akustischen Analogien wird eine Verknüpfung zwischen der Aerodynamik und der Akustik geschaffen. Über die Aerodynamik wird die aeroakustische Schallentstehung am Quellort erfasst, also die Umwandlung von Strömungsenergie in akustische Energie. Über die Akustik wird die Fortpflanzung des Schalls vom Quellort in die Umgebung beschrieben.

Lighthill (1952) entwickelte eine akustische Analogie zur Beschreibung der Schallentstehung von Freistrahllärm. Dazu leitete Lighthill (1952) die Wellengleichung ohne Näherungen aus nichtlinearen Gleichungen ab. In der so erhaltenden Lighthill-Gleichung formulierte Lighthill (1952) Quellterme für drei verschiedene aeroakustische Schallentstehungsarten: Wirbelschall, Reibungsschall und Entropieschall. Wirbelschall, also Schall, der durch hohe Reynoldsspannungen in der Strömung auftritt, entsteht beispielsweise in der Scherschicht eines Freistrahls. Entropieschall ist bei instationären Verbrennungen anzutreffen. Reibungsschall hingegen ist auf viskose Spannungen, beispielsweise in Strömungsgrenzschichten zurückzuführen. Die Lighthill-Gleichung kann jedoch nicht ohne Anpassungen zur Beschreibung der aeroakustischen Schallentstehung an umströmten

3 Theorie der Schallentstehung durch Strömung

Körpern eingesetzt werden. Liegt ein Körper im Kontrollvolumen vor, so müssen zur Lösung der Lighthill-Gleichung Randbedingungen auf der Körperoberfläche erfüllt werden. Diese Randbedingungen sind beispielsweise die Nichtdurchflussbedingungen durch die feste Oberfläche des Körpers. Die Einhaltung der Randbedingungen auf der Oberfläche der Körper bei der Lösung der Lighthill-Gleichung macht die Anwendung der Gleichung für komplexe Körper schwierig.

Die Berücksichtigung von umströmten, bewegten Körpern im Kontrollvolumen und den Oberflächen im Quellterm wird von Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) behandelt. Ihr Ziel ist es, den Schall außerhalb eines umströmten Körpers zu beschreiben, wobei der Schall durch den umströmten Körper erzeugt wird. Sie verwendeten zur Herleitung ihrer sogenannten Ffowcs-Williams-Hawkings Gleichung (FW-H-Gleichung) das nahezu gleiche Vorgehen in der Herleitung wie Lighthill (1952). Durch eine zusätzliche Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ zur Beschreibung von Körpern deaktivierten sie die Gleichungen bei der Anwendung im Körper und platzierten akustische Ersatzquellen auf dessen Oberfläche, die durch eine Umströmung des Körpers entstehen. Auf die Interpretation der FW-H-Gleichung wird im Folgenden eingegangen. Für die ausführliche Herleitung sei auf den Abschn. A.1.1 des Anhangs verwiesen.

Die FW-H-Gleichung

$$\begin{aligned}
 4\pi c^2(\rho - \rho_0)H(f)(\vec{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \left[\frac{T_{ij}H(f)}{r|1 - Ma_r|} \right]_{\tau=\tau^*} d^3\vec{\eta} \\
 &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i}{r|1 - Ma_r|} n_i \right]_{\tau=\tau^*} dS(\vec{\eta}) \\
 &- \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{\rho v_i(v_j - u_j) + P_{ij}}{r|1 - Ma_r|} n_j \right]_{\tau=\tau^*} dS(\vec{\eta})
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

besteht aus drei Integralen, wobei die Integration im mitbewegten Koordinatensystem $\vec{\eta}$ erfolgt. Der Index $\tau = \tau^*$ der Klammern in der FW-H-Gl. (3.1) gibt an, dass der Ausdruck innerhalb der Klammer zur retardierten Zeit τ^* auszuwerten ist. Ausgehend von der Zeit t beim Empfänger eines Schallereignisses gibt die retardierte Zeit τ die Zeit an, zu der das Schallereignis an der Quelle aufgetreten ist. Die retardierte Zeit beschreibt in der Akustik also eine vergangene Zeit. Die retardierte Zeit τ ist definiert als

$$\tau = t - \frac{r}{c} \tag{3.2}$$

mit der Schallgeschwindigkeit c , der Strecke r , dem Abstand zwischen der Quelle A und dem Empfänger B .

In der Anwendung der FW-H-Gleichung als Integralgleichung zur Bestimmung des Schallfeldes um einen umströmten Körper wird beispielsweise die Integrationsfläche f auf die Oberfläche des Körpers gelegt. Dann werden für die Terme auf der rechten Seite der Gl. (3.1) die Quellstärken im Raum und auf der Oberfläche des Körpers sowie die Volumen- und Oberflächenintegrale der Quellterme bestimmt. Dabei wird ausgenutzt, dass sich die Integranden in Gl. (3.1) sehr vereinfachen. Auf die physikalische Interpre-

tation und die Eigenschaften der verschiedenen Quellterme auf der rechten Seite der FW-H-Gl. (3.1) wird im Folgenden näher eingegangen.

Der erste Term enthält ein Volumenintegral und stellt das Schallfeld einer Volumenquellen dar. Das Integral umfasst alle räumlichen Quellen im Kontrollvolumen. Durch die Heaviside-Funktion $H(f)$ wird sichergestellt, dass nur Anteile außerhalb der Oberfläche im Integral berücksichtigt werden, da für die Heaviside-Funktion $H(f) = 0$ innerhalb der Oberfläche gilt. Der Tensor

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + \left((p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} \right) - c^2 (\rho - \rho_0) \delta_{ij} \quad (3.3)$$

ist der Lighthill'sche Spannungstensor. Der Tensor T_{ij} enthält die Reynolds'schen Spannungen $\rho v_i v_j$, die viskosen Spannungen τ_{ij} und Entropiefluktuationen $(p - p_0) - c^2(\rho - \rho_0)$, die beispielsweise bei Verbrennung auftreten. In aeroakustischen Vorgängen sind meist die Reibspannungen vernachlässigbar gegenüber auftretenden Druckspannungen. Des Weiteren dominieren in turbulenten Strömungen meist die Reynoldsspannungen $\rho v_i v_j$, welche insbesondere groß in Wirbelgebieten sind. Deshalb wird mit Hilfe des Lighthill'schen Spannungstensors T_{ij} der sogenannte Wirbelschall erfasst. Der erste Term in der FW-H-Gl. (3.1) stellt also das Schallfeld der Volumenquelle dar und wird durch Fluktuationen der Strömung erzeugt. Da diese im Außenbereich des Kontrollvolumens, weit entfernt des Körpers, sehr klein sind, kann der erste Quellterm im Außenbereich vernachlässigt werden. Somit ist der räumliche Anteil der Quellen nur im Quellbereich in der Umgebung des Körpers relevant.

Der zweite und dritte Term in der FW-H-Gl. (3.1) stellen mit der Integration über die Oberfläche des Körpers einen flächenhaften Anteil an den Quelltermen dar. Diese Anteile werden nur auf der Oberfläche des Körpers integriert, da nur dort $\delta(f) \neq 0$ gilt. Die Terme beschreiben somit die Quellen auf der Oberfläche des Körpers. Wird eine feste Oberfläche des Körpers angenommen, dann hat die Strömungsgeschwindigkeit im mitbewegten Koordinatensystem keine Komponente normal zur Oberfläche. Damit gilt

$$v_i - u_i n_i = 0 \quad (3.4)$$

mit v_i der Strömungsgeschwindigkeit und u_i die Geschwindigkeit der bewegten Fläche. Wird zudem der Gradient der Hilfsfunktion f in der Form

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} = n_i |\text{grad } f| \quad (3.5)$$

geschrieben, ergibt sich eine leichter interpretierbare Darstellung der Oberflächenquellen:

$$q(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 u_n |\text{grad } f| \delta(f) \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(((p - p_0) n_i - \tau_{ij} n_j) |\text{grad } f| \delta(f) \right). \quad (3.6)$$

Der erste Term in Gl. (3.6) ist eine Quelle, die durch eine zeitliche Änderung des Integranden erzeugt wird. Der Integrand $\rho_0 u_n$ ist mit der Einheit $\frac{kg}{m^2 s}$ eine Rate, mit der Masse von einem Oberflächenelement bei seiner Bewegung verdrängt wird. Die Schallquelle

entsteht also durch die instationäre Verdrängungswirkung des dem Körper umgebenden Mediums. Diese Massenquelle wird auch als Verdrängungsschall (Thickness Noise) bezeichnet. Für einen ruhenden Körper bzw. einen Körper mit einem vernachlässigbaren Volumen (z.B. eine flache Platte) entsteht kein Verdrängungsschall.

Der zweite Term in Gl. (3.6) ist schwerer zu interpretieren. Nach Ehrenfried (2004) kann der zweite Term in Gl. (3.6) umgeformt werden, sodass eine Interpretation der einzelnen Terme als Quellterme erleichtert wird. Nach der Umformung ergibt sich

$$4\pi p'(\vec{x}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{l_r}{r|1 - Ma_r|} \right]_{\tau=\tau^*} dS(\vec{\eta}) + \int_S \left[\frac{l_r}{r^2|1 - Ma_r|} \right] dS(\vec{\eta}) \quad (3.7)$$

mit l_r die Komponente der Spannung $((p - p_0)n_i - \tau_{ij}n_j)$ in Richtung des Beobachters. Der zweite Quellterm in Gl. (3.6) ist somit als eine Impulsquelle aufzufassen. Dabei hat der zweite Term in der Gl. (3.7) am emittierten Schall der Impulsquelle im Fernfeld (großer Abstand r) keinen Anteil, da der Term den Quotienten $\frac{1}{r^2}$ enthält. Der verbleibende, erste Term beschreibt die zeitlichen Schwankungen der instationären Spannungen l_r auf der Oberfläche. Diese Fluktuationen können einfacher als akustische Quelle aufgefasst werden und werden durch die aerodynamischen Lasten auf dem Körper induziert. Der zweite Term wird auch als Belastungsschall (Loading Noise) bezeichnet. Die instationären Spannungen sind besonders relevant bei einer sehr inhomogenen Strömung über die Oberfläche, wodurch von diesem Quellterm viel Belastungsschall emittiert wird.

Auf Basis der Gleichungen von Lighthill (1952) und Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) kann die Schallentstehung durch Strömung analytisch beschrieben werden. Insbesondere die FW-H-Gleichungen eignen sich, um den von Körpern induzierten Schall in einer Strömung zu bestimmen. Im Folgenden wird eine überströmte Kante als Sonderfall der aeroakustischen Schallentstehung behandelt.

3.2 Beschreibung des Effekts von überströmten Kanten

Mithilfe der im vorherigen Abschnitt eingeführten Integralgleichung nach Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) kann der induzierte Fernfeldschall eines umströmten Körpers bestimmt werden. Die Gleichung nach Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) ist jedoch nur für Körper ohne scharfe Kanten gültig. Körper mit Kanten induzieren hochfrequenten Schall (Wagner et al. 1996). Die betrachtete Wölbklappe in dieser Arbeit weist an der Seiten- und Hinterkante scharfe Kanten auf.

Auf Grund des hohen Frequenzbereiches können Körper mit Kanten nicht mehr als akustisch kompakt betrachtet werden. Ffowcs-Williams und Hall (1970) behandeln als erstes die Schallentstehung von überströmten Kanten analytisch. Dabei betrachten sie ein turbulentes Gebiet in der Nähe einer Kante. Dieses turbulente Gebiet könnte beispielsweise eine an einer Kante ablösende Grenzschicht sein. Ffowcs-Williams und Hall (1970) identifizierten, dass der Abstand der turbulenten Gebiete in Kantennähe maßgeblich die Stärke des ins Fernfeld abgestrahlten Lärms beeinflusst. Für die Abhängigkeit der Schallintensität vom Abstand r_0 zwischen Kante und Zentrum des turbulenten Gebiets stellen sie einen $(r_0)^{-3}$ Zusammenhang her.

3.2 Beschreibung des Effekts von überströmten Kanten

Ausgehend von den Erkenntnissen von Ffowcs-Williams und Hall (1970) behandelt auch Oerlemans (2009) die Schallentstehung an überströmten Kanten: Betrachtet wird ein turbulentes Gebiet in der Nähe einer Kante (s. Abb. 3.1).

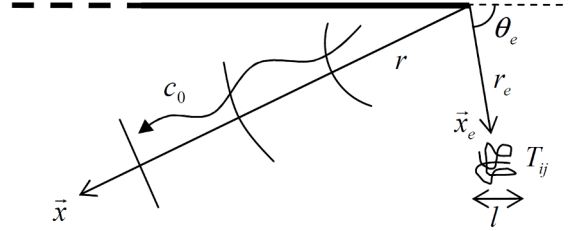


Abbildung 3.1: Schallentstehung an einer Kante, induziert durch ein turbulentes Gebiet Oerlemans (2009)

Das turbulente Gebiet mit der räumlichen Ausdehnung l^3 befindet sich bei \vec{x}_e im Abstand r_e von der Kante. Der Schallempfänger befindet sich im Fernfeld an der Position \vec{x} mit dem Abstand r von der Kante. Mit Hilfe der Greenschen Funktion ist der Zusammenhang zwischen dem Fernfeld und der schallinduzierten Turbulenz über

$$p(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^t \int_V \frac{\delta^2 G(\vec{x}, t | \vec{y}, \tau)}{\delta y_i \delta y_j} T_{ij} d^3 \vec{y} d\tau \quad (3.8)$$

hergestellt. Eine approximiert Lösung für Gl. (3.8) wird erhalten, indem die Geometrie der Kante in eine konforme Abbildung transformiert und die approximiert Lösung der Potentialströmung an der Kante bestimmt wird (s. Oerlemans 2009). Die angenäherte Lösung der Green'schen Funktion in Gl. (3.8) ergibt sich zu

$$G \approx \frac{1}{r} (kr_e)^{1/2} \sin(\theta_e/2). \quad (3.9)$$

Wird die Stärke des turbulenten Gebiets über

$$\int_V T_{ij} \frac{\partial r_e}{\partial y_i} \frac{\partial r_e}{\partial y_j} d^2 \vec{y} \approx \rho U^2 l^3 \quad (3.10)$$

angenähert und für die akustische Wellenzahl

$$k = \frac{Ma}{l} \quad (3.11)$$

ein Zusammenhang zur aerodynamischen Größe der Mach-Zahl Ma hergestellt, ergibt sich schließlich nach Oerlemans (2009)

$$\frac{\bar{p}^2}{(\rho_0 c_0^2)^2} \approx Ma^5 \left(\frac{l}{r_e}\right)^3 \left(\frac{l}{r}\right)^2 \sin^2(\theta_e/2). \quad (3.12)$$

Mit Gl. (3.12) ist ein Zusammenhang zwischen einem turbulenten Gebiet in der Nähe einer Kante und dem dadurch induzierten Schall im Fernfeld hergestellt. Mit Hilfe der

3 Theorie der Schallentstehung durch Strömung

Gl. (3.12) lassen sich drei wichtige Erkenntnisse zur Schallentstehung an überströmten Kanten ableiten:

1. Der Fernfeldschall ist skaliert mit der fünften Potenz der Strömungsgeschwindigkeit, abgebildet über die Mach-Zahl Ma .
2. Der Schall ist abhängig von der dritten Potenz des Abstands r_e . Somit lässt sich weiter ableiten, dass nur turbulente Gebiete nahe der Kante zum Fernfeldschall einer überströmten Kante beitragen.
3. Je größer die Ausdehnung l^3 des turbulenten Gebiets ist, desto stärker ist der Fernfeldschall.

Die in Ffowcs-Williams und Hall (1970) und Oerlemans (2009) identifizierten Zusammenhänge zwischen Intensität des Fernfeldschalls und aerodynamischen Größen in Kantennähe finden sich in einer Vielzahl von empirischen Modellen wieder. Ein oft verwendetes Modell wurde von Brooks und Marcolini (1986) entwickelt. Das Modell wurde zur Abschätzung des Fernfeldschalls von überströmten Kanten einer Blattspitze entwickelt. Die Blattspitze ist beispielsweise am äußeren Ende eines Rotorblatts einer WEA. Das turbulente Gebiet in der Nähe der Kanten der Blattspitze ist dabei die über die Blattspitze strömende Grenzschicht. Deshalb wird in dem Modell nach Brooks und Marcolini (1986) die Ausdehnung l^3 des turbulenten Gebiets über die Grenzschichtdicke δ oder die Verdrängungsdicke δ^* approximiert. Nach Brooks und Marcolini (1986) kann der Blattspitzenlärm über

$$L_{P,tip} = 10 \log_{10} \left(\frac{Ma^2 Ma_{tw}^3 l_{tw}^2 \bar{\delta}_h}{r^2} \right) - 30, 5(\log(St) + 0, 3)^2 + 126 \quad (3.13)$$

mit der Strouhal-Zahl

$$St = f \frac{l_{tw}}{U_{tw}} \quad (3.14)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist die Größe l_{tw} die Ausbreitung des Blattspitzenwirbels und U_{tw} die maximale Geschwindigkeit an der Blattspitze.

Auch Rossignol (2010) entwickelte ein Modell zur Vorhersage von Seitenkantenschall. Die Besonderheit am Modell ist nach Rossignol (2010), dass in seine neue Formulierung nur Daten der Klappensehnenlänge und des dimensionslosen Auftriebskoeffizienten eingehen. Mit dem Modell wird ein großer, weiter Konfigurationsbereich erfasst. Jedoch merkt Rossignol (2010) auch an, dass die Geometrie der Spitzengeometrie eine sehr relevante Rolle zur Schallvorhersage hat und diese mit seinem Modell noch nicht erfasst wird.

4 Methodik der experimentellen Schallquelllokalisierung

In den experimentellen Untersuchungen zu dieser Arbeit wird ein Profil mit Wölbklappe im Windkanal akustisch vermessen. Dabei liegt der Fokus auf der Aufnahme der akustischen Charakteristik der Wölbklappe. Zur Charakteristik zählt das globale Schallspektrum und die Position dominanter Schallquellen in Abhängigkeit vom Betriebspunkt. Die Aufnahme akustischer Daten und die Aufbereitung als Spektrum ist ein etabliertes Vorgehen und wird mithilfe von Mikrofonen und einer passenden Datenverarbeitung umgesetzt. Die Lokalisierung von Schallquellen ist zu den komplexeren Verfahren in der akustischen Messtechnik zu zählen und wird daher im folgenden erläutert.

Die Technik zur Schallquelllokalisierung, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wird, besteht aus einem Mikrofonarray und der nachgelagerten Signalverarbeitung mittels Beamforming-Algorithmen. Das Funktionsprinzip von Beamforming-Algorithmen basiert auf der Auswertung von Laufzeitdifferenzen in den Mikrofonen und ist dem beidohrigem (binauralem) Hören des Menschen entliehen. Mit der Technik der interauralen Laufzeitdifferenzen kann der Mensch nur zwischen Schallquellen rechts und links vom Kopf unterscheiden. Eine Trennung von Quellen, die direkt vor oder hinter dem Kopf liegen, ist aufgrund von nur zwei Ohren als Schallempfänger nicht möglich. Die räumliche Auflösung der Quelllokalisierung ist abhängig von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Schallempfänger. In der technischen Anwendung kann die Schallquelllokalisierung verbessert werden, indem mehr Mikrofone im Mikrofonarray eingesetzt werden.

Auf den Aufbau eines Mikrofonarrays und die Schallquelllokalisierung mittels Beamforming-Algorithmen wird im nächsten Abschnitt 4.1 detailliert eingegangen. In diesem werden die Grundgleichungen des Beamformings eingeführt und die Theorie der zwei in dieser Arbeit eingesetzten Beamforming-Algorithmen vorgestellt. Abschließend wird die Beamforming-Prozesskette vorgestellt, mit der die Schallquelllokalisierung an der Wölbklappe erfolgt. Im nachfolgenden Abschn. 4.2 wird der experimentelle Versuchsaufbau im Windkanal vorgestellt.

Zugehörig zu diesem Kapitel wird im Anhang in Abschn. A.1.3 die in der Arbeit eingesetzte Beamforming-Prozesskette hinsichtlich verschiedener, möglicher Parametereinstellungen im Beamforming-Algorithmus untersucht und ihrer Robustheit hinsichtlich externer Versuchsparameter bewertet.

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

Die beim Menschen stattfindende Schallquelllokalisierung durch die Auswertung der interauralen Laufzeitdifferenzen wird in der technischen Anwendung durch Beamforming-Algorithmen abgebildet. Mithilfe der Beamforming-Algorithmen wird einem Mikrofonarray eine Richtwirkung hinzugefügt, wodurch der Raum vor dem Array auf Schallquellen abgetastet wird und Quellen lokalisiert werden. Die Fokussierung auf die Quellen erfolgt dabei digital im Algorithmus und nicht mechanisch wie z.B. bei einem akustischen Spiegel. Die Beamforming-Algorithmen werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Die Theorie ist dabei, soweit nicht anderweitig gekennzeichnet, hauptsächlich Möser (2010) und Sijtsma (2012) entnommen.

Delay-and-Sum-Algorithmus im Zeitbereich

Der Delay-and-Sum-Algorithmus bildet die Basis aller Beamforming-Algorithmen. Analog zum binauralem Hören beim Menschen erfolgt die Quelllokalisierung im Delay-and-Sum-Algorithmus durch die Auswertung der Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Mikrofonen. Trifft eine Schallfront auf ein Mikrofonarray, liegt in den Signalen des Mikrofonarrays ein charakteristischer Laufzeitunterschied vor. Dieser Laufzeitunterschied ist abhängig vom Einfallswinkel der Schallfront auf das Mikrofonarray und somit von der Position der Schallquelle vor dem Mikrofonarray. Das bedeutet, dass in den Mikrofonsignalen die Position der Schallquelle relativ zum Mikrofonarray durch den Laufzeitunterschied codiert ist. Der Ansatz des Delay-and-Sum-Algorithmus zur Quelllokalisierung basiert auf der Decodierung dieser Quellposition. Im Algorithmus werden dazu verschiedene Laufzeitunterschiede verwendet: Jedes einzelne Mikrofonsignal p_m wird um die Zeit

$$\tau_m(\vartheta) = \cos(\vartheta) \frac{x_m}{c} \quad (4.1)$$

verschoben. Die Verzögerungszeiten ergeben sich aus der jeweiligen Mikrofonposition x_m , der Schallgeschwindigkeit c und dem zu testenden Einfallswinkel ϑ (vgl. 4.1). Anschließend werden alle verzögerten Signale aller M Mikrofone aufsummiert:

$$s(t, v) = \sum_{m=1}^M p_m(t - \tau_m(\vartheta)). \quad (4.2)$$

Durch die Summenbildung wird die zu testende Laufzeitdifferenz und somit der gewählte Einfallswinkel ϑ bewertet. Wird durch die eingesetzte Laufzeitdifferenz bzw. dem gewählte Einfallswinkel auf eine Schallquelle fokussiert, liegt für die Summe in Gl. (4.2) eine konstruktive Interferenz vor (vgl. Abb. 4.2): Alle zeitlich verschobenen Einzelmikrofonsignale liegen in Phase vor, weshalb durch die Summenbildung die Signale verstärkt werden. Wird hingegen auf eine Position ohne Schallquelle fokussiert, tritt destruktive Interferenz auf: Die Einzelmikrofonsignale befinden sich nicht in Phase und werden bei der Summenbildung abgeschwächt, im besten Fall vollständig ausgelöscht. Möser (2010)

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

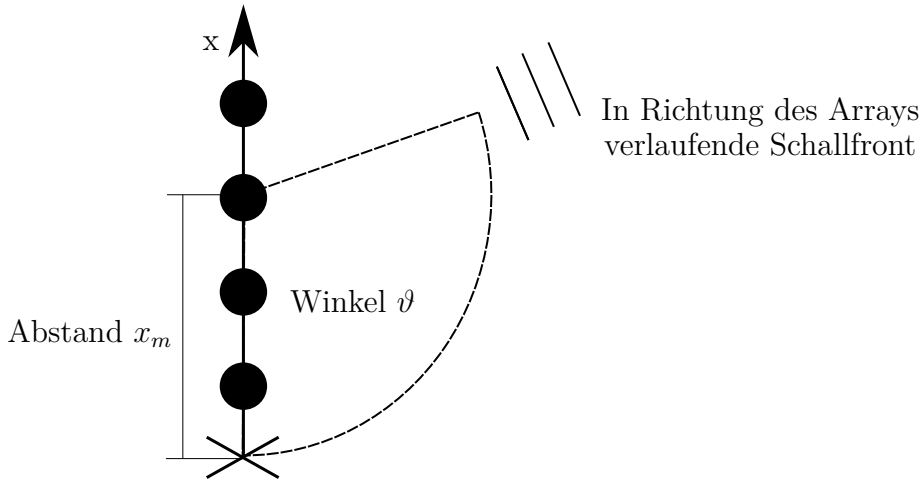


Abbildung 4.1: Exemplarisches Linienarray mit einer ebenen Schallfront

gibt an, dass im Idealfall eine Pegeldifferenz im Effektivwert von $10 \cdot \log(M)$ zwischen der Fokussierung auf eine Quelle und einer Fokussierung auf einen Ort ohne akustische Quelle besteht. Somit liegt eine Differenz im summierten Arraysignal vor, wodurch eindeutig identifiziert wird, ob durch die gewählte Laufzeitdifferenz bzw. den gewählten Einfallswinkel ϑ auf eine Schallquelle fokussiert wurde.

Durch die schrittweise Variation der Verzögerungszeit $\tau_m(\vartheta)$ und somit der Variation des Einfallswinkels ϑ wird der Raum vor dem Mikrofonarray systematisch auf Schallquellen abgetastet. Die Position der Schallquelle wird relativ zum Mikrofonarray aus den vorliegenden Laufzeitdifferenzen decodiert, indem die Mikrofonensignale zum Zeitpunkt der ankommenden Welle am Mikrofon m ausgewertet werden. Dieser Ansatz ist jedoch nur für ebene Wellen möglich, da nur für ebene Wellen die Laufzeitdifferenzen (Gl. 4.1) über geometrische Beziehungen einfach berechnet werden können.

Für viele technische Schallquellen liegen im Nahfeld der Quelle Kugelwellen vor. Die Schallfronten einer Kugelwelle sind konzentrisch und nicht parallel im Gegensatz zu den Schallfronten einer ebenen Welle. Somit kann für Kugelwellen die Verzögerungszeit nach Gl. (4.1) nicht mehr über einfache geometrische Beziehungen bestimmt werden. Deshalb erfolgt für Kugelwellen die Auswertung der Signale im Delay-and-Sum-Algorithmus zum Zeitpunkt der Emission an der Quelle. Statt der Laufzeitdifferenz bzw. dem Einfallswinkel wird im Delay-and-Sum-Algorithmus für Kugelwellen der Emissionsort variiert. Die modifizierte Gl. (4.2) für die Anwendung für Kugelwellen lautet:

$$p(\vec{x}_f, t_f) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M p_m(t_f + t_{fm}) w_m \frac{r_{fm}}{r_{ref}}. \quad (4.3)$$

Die Mikrofonensignale werden ausgehend vom Emissionszeitpunkt t_f an der Quelle und der benötigten Ausbreitungszeit t_{fm} vom Emissionsort \vec{x}_f zum Mikrofon m berücksichtigt. Die Ausbreitungszeit

$$t_{fm} = \frac{|\vec{x}_m - \vec{x}_f|}{c} \quad (4.4)$$

4 Methodik der experimentellen Schallquelllokalisierung

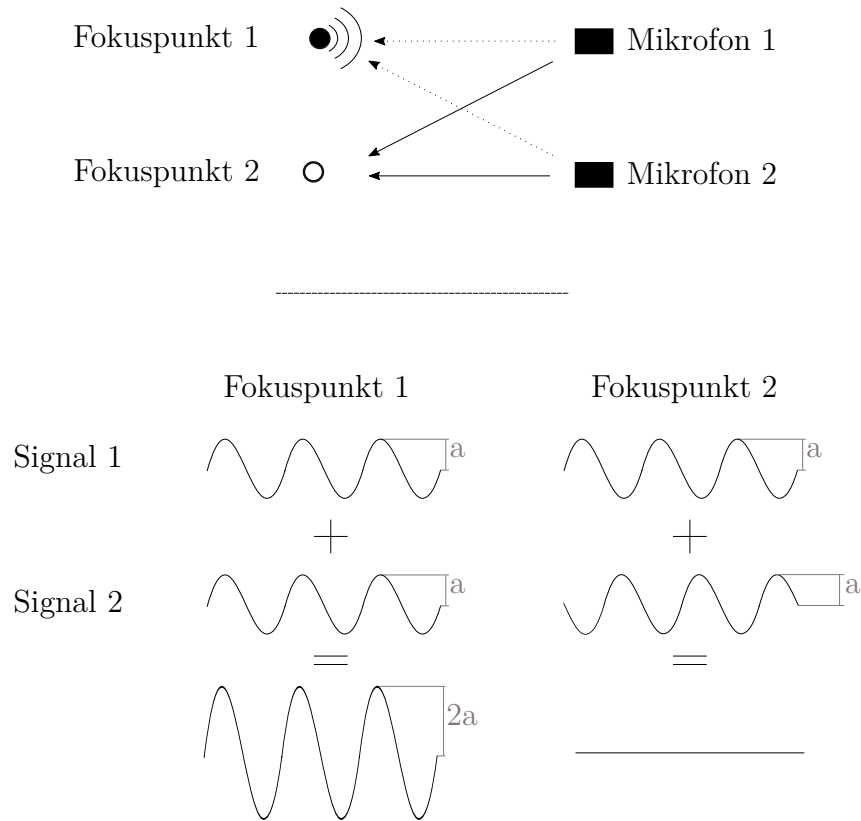


Abbildung 4.2: Grundlegendes Funktionsprinzip der Summierung der Mikrofon-signale und der Ausnutzung der Interferenz zwischen den Signalen

ist abhängig von der Mikrofonposition \vec{x}_m und dem Fokuspunkt \vec{x}_f . Über den Term $\frac{r_{fm}}{r_{ref}}$ in Gl. (4.3) wird die Amplitudenabnahme der Kugelwelle berücksichtigt, die umgekehrt proportional zur Ausbreitungsstrecke zwischen Mikrofonposition \vec{x}_m und dem Fokuspunkt \vec{x}_f ist. Dazu wird die Amplitude auf eine Referenzentfernung r_{ref} normiert, für die meist der Abstand zwischen Array und der Fokusebene gewählt wird.

Der Term w_m ist ein Gewichtungsfaktor, mit dem die einzelnen Mikrofon-signale p_m in der Summierung unterschiedlich einfließen. Diese Gewichtung wird verwendet, um die Qualität der Quellortung zu verbessern. Für die Gewichtungsfaktoren muss die Nebenbedingung

$$\sum_{m=1}^M w_m = M \quad (4.5)$$

eingehalten werden.

Mit Gl. (4.3) wird der Beamforming-Algorithmus für Kugelwellen anwendbar. Eine spezifische Abstrahlungscharakteristik der Schallquelle wird im Algorithmus hingegen nicht berücksichtigt. Vereinfachend wird die akustische Quelle als Monopol angenommen, der in alle Richtungen die gleiche Abstrahlung aufweist. Viele technische Quellen

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

lassen sich auf eine Di- oder Quadrupol-Charakteristik zurückführen, die im Gegensatz zum Monopol eine ungleichförmige Abstrahlung über die Quelloberfläche aufweisen. Laut Sijtsma (2012) ist die vereinfachende Annahme eines Monopols als Quellmodell im Beamforming-Algorithmus jedoch gerechtfertigt. Da mit dem Mikrofonarray nur ein kleines Gebiet der Abstrahlung erfasst werden kann, wird die Quelle immer als Monopolquelle detektiert.

Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich

In der Anwendung des Delay-and-Sum-Algorithmus hat sich herausgestellt, dass der Algorithmus zweckmäßiger im Frequenzbereich anzuwenden ist. Somit kann beispielsweise neben der räumlichen Verteilung der Quellen auch eine Aussage über dessen spektrale Charakteristik getroffen werden. Die Anwendung des Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich entspricht dabei einer Analyse der Phasendifferenzen im Vergleich zur Analyse von Laufzeitdifferenzen im Zeitbereich.

Im ersten Schritt des Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich werden die Mikrofon-signale $p_m(t)$ für den Zeitraum $t = 0 \dots T$ mithilfe der Fouriertransformation in den Frequenzbereich überführt. Die komplexe Fourierkomponente zur Kreisfrequenz ω ergibt sich zu

$$P_m(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T p_m(t) \exp^{-j\omega t} dt. \quad (4.6)$$

Der zweite Schritt entspricht dem Grundprinzip des Delay-and-Sum-Algorithmus für Kugelwellen (s. Gl. 4.3): Die Signale werden verzögert und aufsummiert. Im Frequenzbereich erfolgt dazu die Verzögerung durch eine Verschiebung der Phasen der Signale. Analog zum Ansatz im Zeitbereich tritt bei der Summierung im Frequenzbereich konstruktive oder destruktive Interferenz auf, da die verzögerten Signale entweder in Phase oder gegenphasig vorliegen. Die Grundgleichung des Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich ergibt sich zu

$$P(\vec{x}_f, \omega) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M P_m(\omega) \exp^{-j\omega t_{fm}} w_m \frac{r_{fm}}{r_{ref}}. \quad (4.7)$$

Die Verschiebung der Phase ergibt sich durch den Term $\exp^{-j\omega t_{fm}}$. Die Variable t_{fm} ist die Ausbreitungszeit t_{fm} (vgl. Gl. 4.4) und ist abhängig vom jeweiligen Fokuspunkt \vec{x}_f . Durch die Variation des Fokuspunkts \vec{x}_f erfolgt im Delay-and-Sum-Algorithmus die systematische Abtastung der Fokusebene auf Schallquellen.

Das summierte Arraysignal wird meistens als Leistungsspektrum in der Einheit Pa^2 dargestellt. Das Leistungsspektrum S_{PP} für den Fokuspunkt \vec{x}_f wird aus Gl. (4.7) direkt mit

$$S_{PP}(\vec{x}_f, \omega) = P(\vec{x}_f, \omega) P^*(\vec{x}_f, \omega) \quad (4.8)$$

berechnet, wobei der Index $()^*$ die komplex Konjugierte kennzeichnet. Ist die spektrale Leistungsdichte mit der Einheit Pa^2/Hz gewünscht, ergibt sich diese durch eine zusätzliche Division der Gl. (4.8) durch die Frequenzauflösung Δf .

Mithilfe der Gleichung des Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich (Gl. 4.7) findet neben einer räumlichen Ortung von Schallquellen auch eine spektrale Zerlegung der Quellen statt. Der Algorithmus im Frequenzbereich wird auch in dieser Arbeit eingesetzt. Somit erfolgt neben der Lokalisierung der verschiedenen Quellen an Hinter- und Seitenkanten der Wölbklappe auch eine spektrale Einordnung der Quellen. Für die Anwendung von Gl. (4.7) ist jedoch wichtig, dass die akustischen Quellen an der Wölbklappe räumlich stationär sind: Durch die Transformation der Mikrofon-signale in den Frequenzbereich muss über die Integrationszeit $t = 0 \dots T$ sichergestellt sein, dass das zeitliche Mikrofon-signal nicht verändert wird, z.B. durch eine Verschiebung einer Quelle (Siller 2015). Diese Anforderung des Algorithmus im Frequenzbereich wird im experimentellen Teil dieser Arbeit eingehalten: (1) Die Lokalisierung der Schallquellen an der Wölbklappe erfolgt für diskrete Anstell- und Klappenwinkel. Die Klappe und das Profil werden während der Aufzeichnung der akustischen Messdaten nicht bewegt. (2) Das Flügelprofil mit Wölbklappe ist fest im Windkanal montiert und rotiert nicht während der Versuchsdurchführung.

Delay-and-Sum-Algorithmus auf Basis der Kreuzspektraldichte

In der praktischen Anwendung des Delay-and-Sum-Algorithmus als Beamforming-Algorithmus im Frequenzbereich hat sich ein Vorgehen etabliert, bei dem die Mikrofon-signale zuerst und getrennt vom weiteren Algorithmus verarbeitet werden: Der Delay-and-Sum-Algorithmus basiert auf der Decodierung der Phasenunterschiede in den Mikrofon-signalen eines Mikrofonarrays, wodurch die Position der Schallquelle relativ zum Mikrofonarray bestimmt wird. Die Decodierung der Phasenunterschiede erfolgt durch eine Analyse der Ähnlichkeit zwischen allen Mikrofon-signalen. In der Signalanalyse wird mithilfe der Kreuzspektraldichte C_{mn} eine Aussage über die Ähnlichkeit von Signalen im Frequenzbereich untereinander getroffen. Die Kreuzspektraldichte C_{mn} entspricht dabei einer Matrix, bei der auf der Hauptdiagonalen alle Autoleistungsspektraldichten S_{mm}

$$S_{mm}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{mm}(\tau_1) e^{-j\omega\tau} d\tau_1 \quad (4.9)$$

der Mikrofone m abgetragen sind und auf der Nebendiagonalen die Kreuzleistungsspektraldichten S_{mn}

$$S_{mn}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{mn}(\tau_1) e^{-j\omega\tau} d\tau_1 \quad (4.10)$$

der Mikrofone m und n enthalten sind. Die Leistungsdichten sind definiert als das Integral über die Fourier-Transformierte der Autokorrelationsfunktion $R_{mm}(\tau_1)$ bzw. der Kreuzkorrelationsfunktion $R_{mn}(\tau_1)$. Über die Korrelationsfunktionen finden somit in die Kreuzspektraldichte C_{mn} nur die Mikrofon-signale Eingang. Werden alle anderen für den im Delay-and-Sum-Algorithmus benötigten Größen (Amplitudenkorrekturterme, Gewichtungsfaktoren und Beziehungen für die Phasenverschiebungen) zum Steuerungsvektor

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

$$\vec{g}_{fm} = \omega_m(r_{fm}/r_{ref}) \exp^{-j\omega\tau} \quad (4.11)$$

zusammengefasst, ergibt sich mit

$$S_{PP}(\vec{x}_f, \omega) = \frac{1}{M^2} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \vec{g}_{fn} C_{mn}(\omega) \vec{g}_{fm}^* \quad (4.12)$$

die Gleichung des Delay-and-Sum-Algorithmus auf Basis von Kreuzspektren. Der Vorteil der Verwendung der Gl. (4.12) besteht in der getrennten Berechnung der Kreuzspektraldichten C_{mn} und dem Steuerungsvektor \vec{g}_{fm} . In die Berechnung der Kreuzspektraldichten gehen alle Mikrofon-signale ein, wodurch für große Mikrofonarrays (> 50 Mikrofone) mit langen Messzeiten (> 1 s) sehr rechenintensive Berechnungen durchgeführt werden müssen. Diese rechenintensiven Berechnungen müssen jedoch nur einmal durchgeführt werden, da nur die unveränderten Mikrofon-signale verarbeitet werden. Zusätzlich kann die Berechnung der Kreuzspektren auf externe Clustersysteme ausgelagert werden, was auch in dieser Arbeit zur Anwendung kommt.

Die Verwendung von Kreuzspektren zur Berechnung der Leistungsspektraldichte des Mikrofonarrays hat jedoch auch Nachteile. Die Kreuzspektraldichte wird aus der fourier-transformierten Auto- bzw. Kreuzkorrelationsfunktion der Mikrofon-signale gewonnen. Die Integrationszeit der Fouriertransformation müsste unendlich sein. Aufgrund der endlichen Messzeit erfolgt die Integration jedoch nur über die endliche Messzeit, wodurch ein Approximationsfehler in der Kreuzspektraldichte entsteht. Zur Vermeidung dieses Approximationsfehlers in der Berechnung der Kreuzspektraldichten für endliche Messzeiten existieren mehrere Verfahren. In dieser Arbeit wird das Verfahren nach Welch eingesetzt (Welch 1967). Zusätzlich wird nach Möser (2010) die Integrationszeit T der Fouriertransformation so gewählt, dass diese Zeit T groß gegenüber der maximal auftretenden Laufzeitdifferenz zwischen zwei Mikrofonen m und n ist.

Ergebnis des Delay-and-Sum-Algorithmus: Quellkarte und Qualitätseigenschaften

Im Delay-and-Sum-Algorithmus wird auf verschiedene Fokuspunkte im Raum vor dem Mikrofonarray fokussiert und das Leistungsspektrum für jeden dieser Fokuspunkte berechnet. Durch die systematische Abtastung des Raums und der Berechnung des Leistungsspektrums an jedem Fokuspunkt ergibt sich eine Verteilung des Leistungsspektrums. Im Fall einer zweidimensionalen Abtastung des Raums kann die Verteilung als zweidimensionale, akustische Quellkarte grafisch dargestellt werden.

Ausgehend von der Kreuzspektralmatrix wird für jede Frequenzstützstelle eine zweidimensionale Quellkarte erstellt. Für breitbandige Lärmquellen bietet sich für eine bessere Übersicht über einen weiten Frequenzbereich eine Zusammenfassung der zweidimensionalen Quellkarten je Frequenzstützstelle zu zweidimensionalen Terzquellkarten an. Dazu wird zuerst für jeden Fokuspunkt jeder Quellkarte das Leistungsspektrum in den Schalldruckpegel überführt und anschließend mit

$$L_{\text{Terz}} = 10 \log_{10} \sum_{f_{\min}}^{f_{\max}} 10^{L_f/10} \quad (4.13)$$

der Schmalband-Schalldruckpegel L_f in den Terzband-Schalldruckpegel L_{Terz} überführt. Die jeweiligen Grenzfrequenzen f_{\min} und f_{\max} der Terzbänder sind in Tab. A.1 im Abschn. A.1.2 des Anhangs aufgeführt.

Eine so erhaltene, exemplarische Terzquellkarte ist in Abb. 4.3 gezeigt. Als farbcoodiertes Konturdiagramm in den Koordinaten x und y ist die Verteilung des Beamformerquellpegels in der Fokusebene dargestellt.

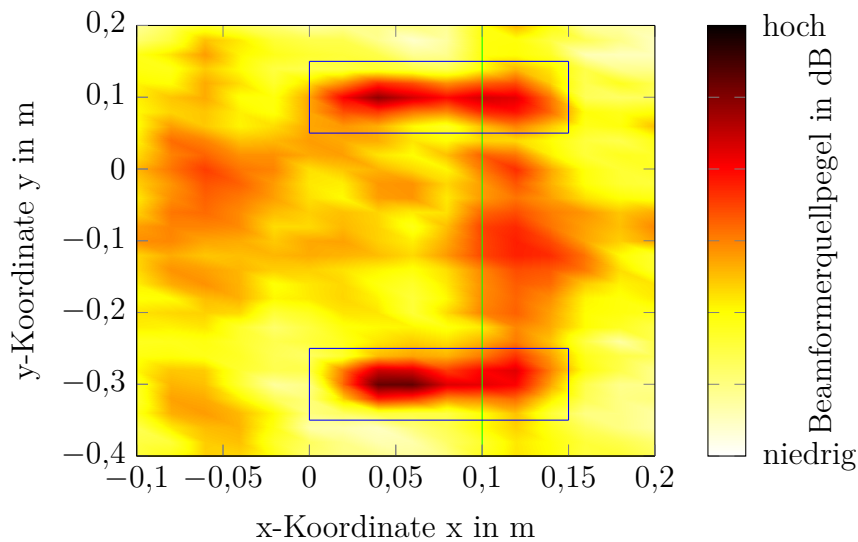


Abbildung 4.3: Exemplarische akustische Quellkarte zu einer beliebigen Frequenz, berechnet mit dem Delay-and-Sum-Algorithmus im Frequenzbereich

Die Quellkarte in Abb. 4.3 zeigt zwei ausgeprägte Linienschallquellen bei den y -Koordinaten $-0,3$ m und $0,1$ m (s. schwarze Rechtecke in Abb. 4.3). An diesen Positionen tritt die beschriebene konstruktive Interferenz der Signale auf, wodurch von einer akustischen Linienschallquelle an dieser Position ausgegangen werden kann. An allen anderen Fokuspunkten kommt es zur destruktiven Interferenz, einer Abschwächung des Signals, jedoch nicht immer zu einer vollständigen Auslöschung. Hierdurch können weitere, schwächere Maxima in den Quellkarten auftreten. Diese Quellen sind Scheinquellen und entstehen durch die Funktionsweise des Delay-and-Sum-Algorithmus und stellen keine wahre akustische Schallquelle dar.

In Abb. 4.4 ist ein Schnitt durch die Quellkarte (grüne Linie in Abb. 4.3) entlang der x -Koordinate $x = 0,1$ m dargestellt. Neben den beiden Maxima der Linienschallquellen an den y -Koordinaten $-0,3$ m und $0,1$ m sind mehrere Nebenmaxima erkennbar. Diese

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

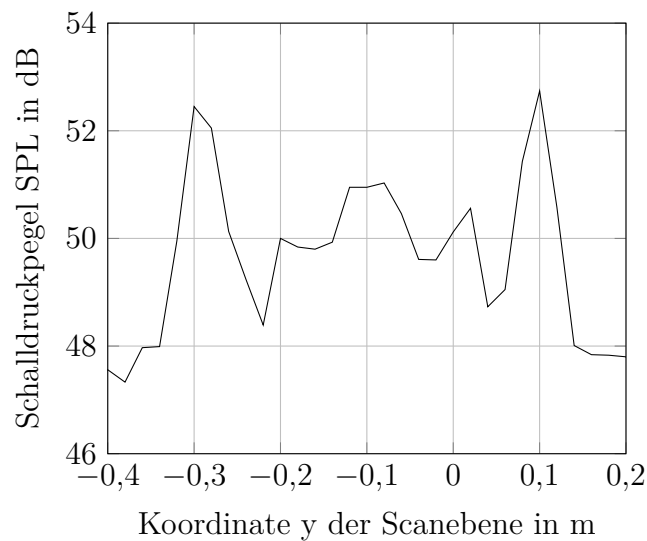


Abbildung 4.4: Ausprägung von Haupt- und Nebenkeulen; Schnitt durch die Quellkarte (Abb. 4.3) bei der x-Koordinate 0,1 m

Nebenmaxima entstehen, weil bei der destruktiven Interferenz das Signal nicht vollständig ausgelöscht wird. Die Hauptmaxima werden im Folgenden als Hauptkeulen und die Nebenmaxima als Nebenkeulen bezeichnet.

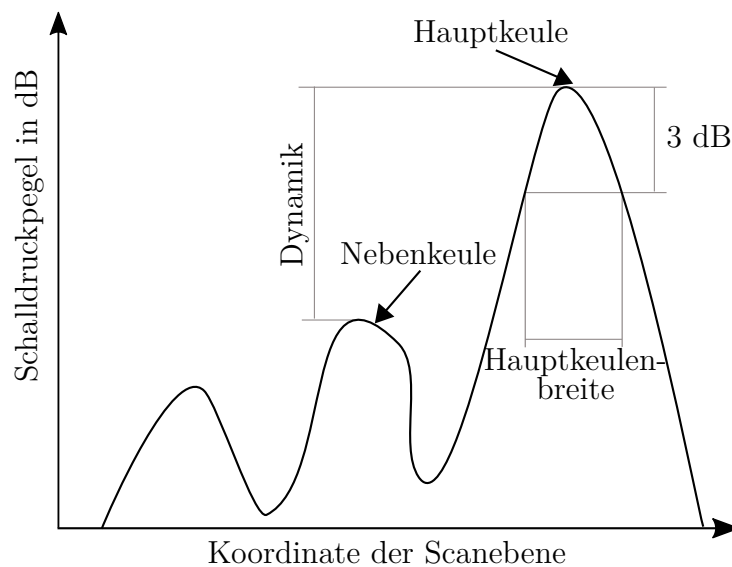


Abbildung 4.5: Haupt- und Nebenkeule mit Definition der Hauptkeulenbreite und der Dynamik

Auf Basis der Haupt- und Nebenkeule wird die Qualität und Aussagekraft der Quellkarte bewertet. Das angestrebte Ziel für eine Quellkarte ist eine möglichst eindeutige Identifizierung der wahren Schallquelle. Dazu muss (1) die Hauptkeule möglichst schmal sein, damit mögliche weitere Schallquellen nicht von der dominanten Schallquelle ver-

deckt werden. Außerdem muss (2) die Pegeldifferenz zwischen Hauptkeule und Nebenkeulen möglichst groß sein, sodass es nicht zu einer Fehlinterpretation einer Nebenkeule als Hauptkeule kommt. Das erste Kriterium wird als Hauptkeulenbreite bezeichnet und bestimmt über die Breite der Hauptkeule 3 dB unterhalb des maximalen Pegels der Hauptkeule (s. Abb. 4.5). Das zweite Kriterium, die Dynamik, wird bestimmt über die Pegeldifferenz zwischen der Hauptkeule und dem Pegel der ersten Nebenkeule (s. Abb. 4.5).

Beide Größen (Hauptkeulenbreite und Dynamik) korrelieren mit der Anordnung der Mikrofone im Array und der untersuchten Frequenz. Das für die experimentellen Untersuchungen eingesetzte Mikrofonarray in dieser Arbeit wird vom DLR bereit gestellt, weshalb der Arrayaufbau nicht verändert werden kann. Der Einfluss des Arrayaufbaues auf die Hauptkeulenbreite und Dynamik muss somit als gegeben genommen werden, wobei bereits eine externe Optimierung der Anordnung der Mikrofone im Array durch das DLR erfolgt ist. Für die Frequenz ergibt sich zwischen Hauptkeulenbreite und Dynamik ein entgegengesetztes Verhalten: Mit steigender Frequenz wird die Hauptkeulenbreite verringert, jedoch wird auch die Dynamik kleiner. Somit sinkt für hohe Frequenzen die Gefahr, dass eine schwächere Nebenquelle von einer dominanten Hauptquelle verdeckt wird. Jedoch wird die eindeutige Trennung zwischen Haupt- und Nebenkeulen durch die verringerte Dynamik schwieriger.

Die Problematik der auftretenden Nebenkeulen in der Anwendung des Delay-and-Sum-Algorithmus kann mithilfe inverser Algorithmen ausgeglichen werden. Diese inversen Algorithmen sind dem Delay-and-Sum-Algorithmus nachgeschaltet und reduzieren die auftretenden Nebenkeulen. Auch in dieser Arbeit wird ein inverser Algorithmus für eine qualitativ bessere Berechnung der Quellkarten eingesetzt, der auf einer Bereinigung der Quellkarten von Nebenkeulen basiert. Der sogenannte Clean-SC-Algorithmus wird im Weiteren vorgestellt. Zuvor wird der Einfluss der Strömung der offenen Messstrecke auf die Quelllokalisierung mit dem Beamforming Verfahren erläutert und das angewendete Korrekturverfahren eingeführt.

Korrektur aufgrund der offenen Windkanalströmung im Algorithmus

Die Strömung im Windkanal muss aufgrund von zwei Faktoren bei der Quelllokalisierung berücksichtigt werden: (1) Die direkte Beeinflussung der Mikrofonsignale durch einen höheren Rauschpegel und (2) die indirekte Beeinflussung durch eine Verschiebung der lokalisierten Quelle durch Schallkonvektion und -brechung.

(1) Einsatz von Mikrofonen bei Windkanalmessungen

Beim Einsatz eines Mikrofonarrays im Windkanal können unerwünschte Störgeräusche in den Mikrofonsignalen auftreten, die beispielsweise durch eine überlagerte turbulente Grenzschichtströmung oder dem Einsatz von Schutzgittern über der Mikrofonmembran entstehen (Hurfar 2015). Die Störgeräusche können zum einen durch die Platzierung des Arrays außerhalb der Strömung verringert werden, zum anderen durch eine Manipulation der Kreuzspektraldichten. Dabei wird davon ausgegangen, dass das Störgeräusch

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

unkorreliert ist. Das bedeutet, dass das Störgeräusch hauptsächlich die Autospektren beeinflusst, die auf der Hauptdiagonalen der Kreuzspektraldichten vorliegen. Deshalb werden im Beamforming-Algorithmus zur Reduktion der Störgeräusche die Autospektren durch Nullsetzen der Hauptdiagonale der Kreuzspektraldichte entfernt. Der Nachteil dieser Manipulation ist allerdings, dass der Delay-and-Sum-Algorithmus nicht mehr mathematisch exakt ist. Laut Möser (2010) können negative Werte des fokussierten Leistungsspektrums entstehen. Außerdem stellt Möser (2010) fest, dass die Pegel der Nebenquellen verringert werden. Der Einfluss der dominanten Autowerte und Auswirkungen einer möglichen Manipulation der Hauptdiagonale in den vorliegenden experimentellen Messungen wird im Abschn. A.1.3 des Anhangs untersucht.

(2) Verschiebung der Quellen durch Schallkonvektion und -brechung

Die experimentelle akustische Vermessung erfolgt im AWB des DLR. Die Messstrecke des AWB ist offen, der Freistrahldurchquert einen reflexionsarmen Messraum. Das Flügelprofil mit Wölbklappe befindet sich in der Messstrecke. Das Mikrofonarray zur Aufnahme des Schalls befindet sich außerhalb der Strömung. Für diese Art des Versuchsaufbaus muss nach Möser (2010) die unterschiedliche Schallausbreitung ausgehend von den Schallquellen an der Wölbklappe innerhalb der Strömung zu den Schallempfängern am Mikrofonarray außerhalb der Strömung berücksichtigt werden. Zwischen Quelle und Empfänger befinden sich die Medienzustände Strömung, Scherschicht und ruhende Umgebung, die Auswirkung auf die Schallausbreitung haben (s. Abb. 4.6):

Innerhalb der Strömung Innerhalb der Strömung tritt eine Konvektion der Schallwellen in Strömungsrichtung auf. Die Schallausbreitung ist überlagert durch die Strömung, wodurch es zu einer vektoriellen Überlagerung der Strömungsgeschwindigkeit des Mediums mit der Schallgeschwindigkeit kommt. Wird in der Quelllokalisierung mit Beamforming diese Konvektion nicht berücksichtigt, wird die Quelle stromab verschoben lokalisiert.

Scherschicht Die Messstrecke des AWB ist als offene Messstrecke aufgebaut. Zwischen der Messstrecke und dem Messraum bildet sich eine Scherschicht aus, die den Übergang zwischen der Kernströmung der Messstrecke und der ruhenden Umgebung des Messraums darstellt. Nach Amiet (1978) wird für einen Freistrahldurchquert von einer keilförmigen Scherschicht ausgegangen, die sich mit größerem Abstand von der Freistrahldüse aufweitet. Die Dicke der Scherschicht ist jedoch von Amiet (1978) als unwichtig für den Schalltransport durch die Grenzschicht für typische Mach-Zahlen von Freistrahldurchquert Windkanälen identifiziert. Unabhängig von der Dicke der Scherschicht wirkt sich die Scherschicht direkt auf die sich ausbreitenden Schallwellen und indirekt auf die Signale des Mikrofonarrays aus.

Die Scherschicht stellt eine Mediengrenze dar. Nach dem Snellius-Gesetz tritt an Mediengrenzen eine Brechung und Reflexion von auf die Mediengrenze auftreffenden Wellen auf (DEGA Empfehlung 101 2011). Eine Reflexion der Schallwellen kann für den gewählten Versuchsaufbau vernachlässigt werden: Nach Amiet (1978) und Oerlemans (2009)

wird weniger als 0,5 % der Energie der auf die Grenzschicht auftreffenden Welle zurück reflektiert, wenn für die Windkanal-Mach-Zahl $Ma < 0,25$ gilt und der Auftreffwinkel der Schallwellen auf die Scherschicht zwischen $\frac{1}{3}\pi$ und $\frac{3}{4}\pi$ liegt. Beide Bedingungen sind im Versuchsaufbau und Windkanalbetriebspunkt erfüllt. Die Brechung der Schallwelle an der Scherschicht kann nicht vernachlässigt werden: Für die die Mediengrenze durchquerende Schallwelle tritt eine Änderung der Ausbreitungsrichtung und der Amplitude auf (Möser 2010).

In der Scherschicht liegen stark fluktuierende Strömungsgeschwindigkeiten vor. Hierdurch schwankt die Ausbreitungszeit der Schallwellen, die die Scherschicht durchqueren. Die schwankende Ausbreitungszeit führt zu einem Kohärenzverlust in den Kreuzspektren der Mikrofon-signale. Der Kohärenzverlust führt in den akustischen Quellkarten zu niedrigeren Pegeln der lokalisierten Quellen und zu einem höheren Rauschpegel.

Ruhende Umgebung Im ruhenden Umgebungsmedium tritt keine Konvektion oder Brechung der Schallwellen auf. Der Beamforming-Algorithmus kann ohne Anpassungen angewendet werden.

Die Korrektur der Schallkonvektion und der Brechung der Schallwellen beim Durchqueren der Scherschicht wird nachfolgend erläutert. Eine Korrektur des Kohärenzverlustes wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht eingesetzt.

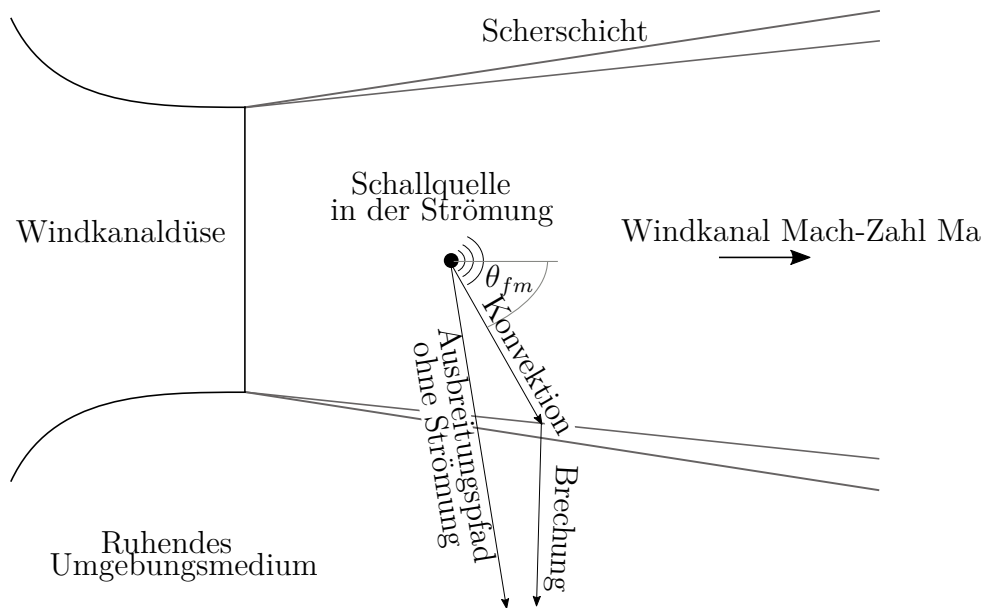


Abbildung 4.6: Einfluss eines Freistrahls auf die Schallausbreitung

Die Korrektur der Schallkonvektion erfolgt durch eine Anpassung des Steuerungsvektors. Durch den Steuerungsvektor wird das Array fokussiert, in dem Laufzeiten- bzw.

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

Phasenversätze systematisch korrigiert werden. Durch die überlagernde Strömung entstehen eine veränderte Ausbreitungszeit und eine veränderte Ausbreitungsentfernung. Während die Schallwelle den Weg zwischen Quelle und Mikrofon zurücklegt, wird die Welle gleichzeitig um die Strecke $M \cdot r_e$ stromab konvektiert. Die neuen Ausbreitungszeiten und -entfernungen ergeben sich aus geometrischen Beziehungen und sind nach Möser (2010):

$$t_{fm} = r_{e,fm}/c \quad (4.14)$$

mit $r_{e,fm}$ die wellennormale Entfernung (Emissionsentfernung):

$$r_{e,fm} = \frac{r_{fm}}{\sqrt{1 - Ma^2 \sin^2 \theta_{fm} - Ma \cos \theta_{fm}}}. \quad (4.15)$$

Werden im Steuerungsvektor die neue Ausbreitungszeit (Gl. 4.14) und -entfernung (Gl. 4.15) berücksichtigt, erfolgt eine Korrektur der Schallkonvektion im Beamforming-Algorithmus.

Zur Korrektur des Scherschichteinflusses entwickelte Amiet (1978) ein iteratives Verfahren, mit dem der reale Ausbreitungspfad der Schallwellen beim Durchqueren einer Scherschicht bestimmt wird (vgl. Abb. 4.6). Dieses iterative Verfahren ist sehr zeit- und rechenintensiv. Untersuchungen von Sijtsma (2012) zeigen, dass für kleine Mach-Zahlen ($Ma < 0,25$) und für kleine Winkel ($\vartheta < 45^\circ$) eine Vereinfachung vorgenommen werden kann, wodurch ein vernachlässigbarer Fehler in der Korrektur des Scherschichteinflusses auftritt (s. Abb. 4.7). Die Vereinfachung arbeitet mit der korrigierten Mach-Zahl

$$Ma = Ma \cdot \frac{z_{\text{Quelle}} - z_{\text{Scherschicht}}}{z_{\text{Quelle}} - z_{\text{Empfänger}}}, \quad (4.16)$$

wobei der Term z_{Quelle} die Entfernung zwischen Array und Fokusebene ist, der Term $z_{\text{Scherschicht}}$ der Abstand der Scherschicht zum Mikrofonarray und der Term $z_{\text{Empfänger}}$, die Entfernung zwischen der Fokusebene und der Scherschicht (vgl. Abb. 4.7). Die Vereinfachung über die korrigierte Mach-Zahl Ma wird auch zur Lokalisierung in dieser Arbeit angewendet, weil die Einschränkungen bzgl. der Mach-Zahl Ma und des Winkels eingehalten werden.

Des Weiteren führen die Strömungskonvektion der Schallwellen und die Brechung an der Scherschicht dazu, dass die Richtcharakteristik der Schallquelle verzerrt wird. Die Annahme, dass die aeroakustischen Quellen Kugelwellen emittieren, ist bereits für kleine Mach-Zahlen nicht mehr erfüllt (Möser 2010). Die vorgestellten vereinfachenden Ansätze zur Korrektur der Strömungskonvektion und der Brechung an der Scherschicht sind jedoch etablierte Methoden. Die Methoden werden in einer Vielzahl vergleichbarer Arbeiten eingesetzt, die ebenfalls die aeroakustische Schallquelllokalisierung an Flügelprofilen in Windkanälen behandeln (z.B. Koop 2005, Tiedemann 2009, Oerlemans 2009).

Inverser Beamforming-Algorithmus: Clean-SC

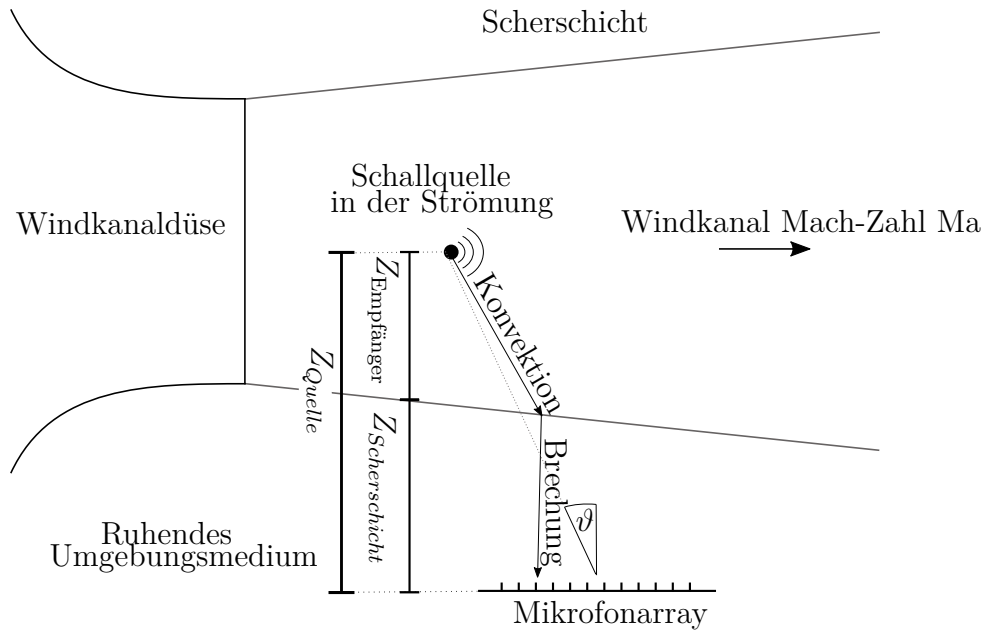


Abbildung 4.7: Korrektur des Strömungseinflusses mithilfe einer gemittelten Mach-Zahl

Die in den Quellkarten des Delay-and-Sum-Algorithmus auftretenden Nebenkeulen erschweren die Interpretation der lokalisierten Quellen als wahre akustische Schallquellen. Zusätzlich können die Quellkarten nicht für weitere Verarbeitungen (z.B. Pegelintegration über bestimmten Gebiete) gebraucht werden, da die Pegel durch eine Überlagerung von Haupt- und Nebenkeulen künstlich erhöht sind. Zur Reduktion der Nebenkeulen des Delay-and-Sum-Algorithmus wird in dieser Arbeit der nachgeschaltete Clean-SC-Algorithmus nach Sijtsma (2007) eingesetzt.

Dem Clean-SC-Algorithmus liegt die folgende, iterative Funktionsweise zugrunde: Im ersten Iterationsschritt wird ausgehend von einer unbereinigten Quellkarte mit Haupt- und Nebenkeulen die Quelle mit dem maximalen Pegel bestimmt. Diese Quelle mit ihrem Pegel wird als Punktquelle aus der unbereinigten Quellkarte entfernt und in eine leere, bereinigte Quellkarte kopiert. Zusätzlich werden aus der unbereinigten Quellkarte alle zur kopierten Quelle kohärenten Anteile entfernt. Hierdurch wird die unbereinigte Quellkarte um Nebenkeulen bereinigt bzw. reduziert, da Nebenkeulen räumlich kohärent mit ihrer Hauptkeule sind. Am Ende des Iterationsschrittes liegen zwei Quellkarten vor: Eine reduzierte, unbereinigte Quellkarte und eine bereinigte Quellkarte. Die reduzierte Quellkarte dient im nächsten Iterationsschritt als Eingangskarte. Je Iterationsschritt wird dann die reduzierte Quellkarte schrittweise mit dem oben beschriebenen Vorgehen weiter reduziert und die leere Quellkarte nach und nach mit Punktquellen aufgefüllt. Am Ende des Algorithmus wird somit eine um Nebenkeulen bereinigte Quellkarte erhalten, die gegenüber der unbereinigten Ausgangskarte eine höhere Dynamik aufweist und in

4.1 Grundgleichungen des Beamformings und verschiedene Beamforming-Algorithmen

der mögliche verdeckte Nebenquellen demaskiert sind.

Auf drei besondere Aspekte des Clean-SC-Algorithmus sei im Folgenden hingewiesen:

(1) Um einen robusten Clean-SC-Algorithmus zu erhalten, wird je Iterationsschritt nur ein Anteil des Pegels der Punktquelle in die bereinigte Quellkarte übertragen bzw. von der unbereinigten Quellkarte abgezogen. Über einen Relaxationsparameter wird dieser prozentuale Anteil festgelegt, wobei in dieser Arbeit der Relaxationsparameter den Wert 0,25 hat.

(2) Die Bereinigung der Quellkarten erfolgt iterativ. In der unbereinigten, reduzierten Quellkarte wird je Iterationsschritt die Quelle mit dem maximalen Pegel bestimmt. Für jeden Fokuspunkt j der Quellkarte wird dann die neue Quellstärke

$$P_j^{(i)} = P_j^{(i-1)} - w_j^* \bar{G}^{(i)} w_{\max}^i \quad (4.17)$$

berechnet, für die von der Quellstärke des vorherigen Iterationsschrittes $P_j^{(i-1)}$ die, zur Hauptkeule des maximalen Pegels $P_{\max}^{(i-1)}$ dazugehörigen, kohärenten Anteile $w_j^* \bar{G}^{(i)} w_{\max}^i$ subtrahiert werden. Der Vektor

$$w = \frac{g}{\sqrt{\sum_{(m,n)} |g_m|^2 |g_n|^2}} \quad (4.18)$$

wird aus dem Steuerungsvektor g (vgl. Gl. 4.11) des Delay-and-Sum-Algorithmus erhalten. Die Matrix $G^{(i)}$ ist die abzuziehende Kreuzspektralmatrix und wird über

$$G^{(i)} = P_{\max}^{(i-1)} h^{(i)} h^{*(i)} \quad (4.19)$$

erhalten. Dabei gilt die Annahme, dass die Kreuzspektralmatrix $G^{(i)}$ aus einer einzigen Punktquelle hervorgeht. Der Ausbreitungsvektor $h^{(i)}$ ist nach Sijtsma (2007) definiert als

$$h^{(i)} = \frac{1}{(1 + w_{\max}^{*(i)} H^{(i)} w_{\max}^{(i)})^{1/2}} \left(\frac{\bar{D}^{(i-1)} w_{\max}^{(i)}}{P_{\max}^{(i-1)}} + H^{(i)} w_{\max}^{(i)} \right), \quad (4.20)$$

mit der Matrix

$$H_{mn}^{(i)} = \begin{cases} 0, & \text{für } m \neq n, \\ h_m^{(i)} h_n^{*(i)}, & \text{für } m = n. \end{cases} \quad (4.21)$$

Die Matrix $\bar{D}^{(i-1)}$ ist dabei die reduzierte Kreuzspektralmatrix, die je Iterationsschritt berechnet wird. Die Gl. (4.20) des Ausbreitungsvektors ist nicht eindeutig definiert, da die Matrix der Ausbreitungsvektoren nach Gl. (4.21) benötigt wird, wofür wiederum die Ausbreitungsvektoren, zu berechnen nach der ersten Gl. (4.20), benötigt werden. Sijtsma (2007) gibt an, dass eine konvergierte Lösung für den Ausbreitungsvektor h (Gl. 4.20) bestimmt wird, indem beide Gleichungen iterativ gelöst werden mit dem Steuerungsvektor g als Startvektor für den Ausbreitungsvektor h .

(3) Als Abbruchkriterium des iterativen Clean-SC-Algorithmus eignet sich nach (Sijtsma 2007)

$$|D^{(i-1)}| \geq |D^{(i)}|, \quad (4.22)$$

mit den Beträgen der reduzierten Kreuzspektralmatrizen zweier aufeinanderfolgender Iterationsschritte i und $i - 1$.

Der Einsatz des nachgeschalteten Clean-SC-Algorithmus weist gegenüber anderen inversen und orthogonalen Beamforming-Algorithmen den wesentlichen Vorteil auf, dass keine Annahmen bzgl. der Ausbreitung des Schalls getroffen oder theoretische Punktantworten des Arrays auf synthetische Punktquellen benötigt werden. Somit kann der Clean-SC-Algorithmus für viele auch komplexe Versuchsaufbauten eingesetzt werden. Der Clean-SC-Algorithmus ist demnach ideal für die Anwendung der Quelllokalisierung in einer Strömung mit Schallkonvektion und -brechung geeignet, wie es dem Versuchsaufbau dieser Arbeit entspricht.

Zusammenfassend ist für dieses Kapitel in Abb. 4.8 die vollständige Beamforming-Prozesskette dargestellt. Diese Prozesskette wird in dieser Arbeit zur Quelllokalisierung an der Wölbklappe eingesetzt. Die aufgenommenen Mikrofon-signale werden mit den zur Verfügung gestellten Kalibrierungsfaktoren korrigiert. Anschließend wird der Delay-and-Sum-Algorithmus auf Basis der Kreuzspektren angewendet, wobei im Steuerungsvektor des Algorithmus die Korrektur der Strömung und der Scherschicht des offenen Windkanals erfolgt. Zur Reduktion der Nebenkeulen wird danach der Clean-SC-Algorithmus genutzt. Abschließend werden die einzelnen Quellkarten des Schmalbands in Terzquellkarten zusammengefasst.

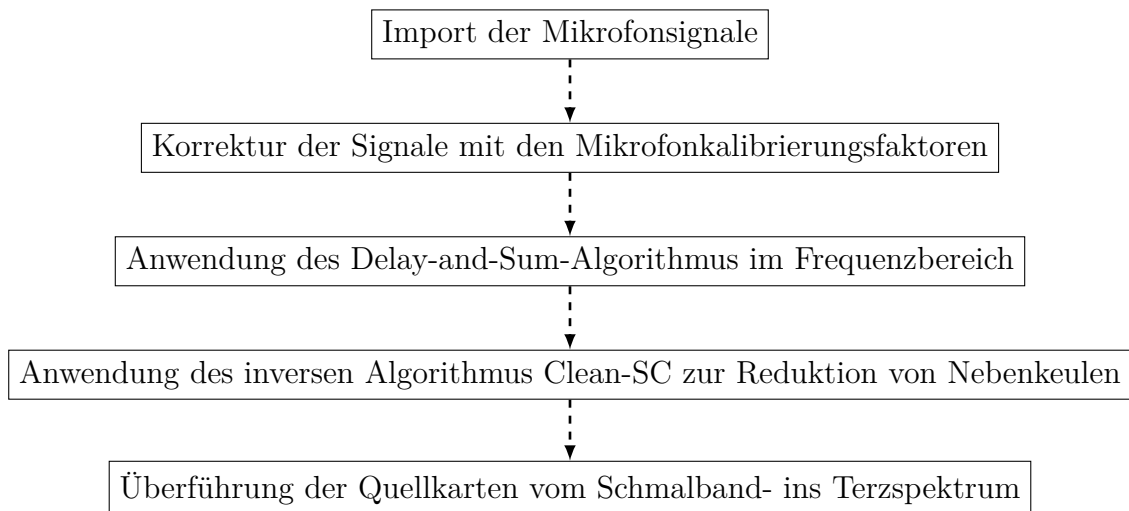


Abbildung 4.8: Prozesskette des Beamforming-Verfahrens zur Quelllokalisierung

4.2 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

Die experimentellen Versuche wurden im AWB des DLR in Braunschweig durchgeführt (vgl. Abb. 4.9). Die Messdaten wurden im Rahmen der akustischen Messkampagne des

4.2 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

Smart Blades Verbundprojekts (Smart Blades 2016) aufgenommen. Der AWB ist ein Windkanal Göttinger Bauart mit einem Freistrahls als Messstrahl, der einen geschlossenen Messraum durchquert (s. Abb. 4.10). Der Messraum ist als reflexionsarmer Raum gestaltet. Oberhalb der Cut-Off-Frequenz von 150 Hz sind akustische Freifeld-Bedingungen im Messraum anzunehmen. Die Austrittsdüse des Messstrahls hat eine Querschnittsgröße von 1,20 m x 0,80 m und die Länge des Messstrahls beträgt 3,50 m. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit des Messstrahls beträgt 60 m/s (Mach-Zahl $Ma = 0,17$). Die resultierende Reynolds-Zahl, basierend auf der Sehnenlänge des Profils, beträgt für die maximale Strömungsgeschwindigkeit $Re = 1,4 \cdot 10^6$. Der Turbulenzgrad wird mit 0,3 % angegeben. Weitere Details zum AWB können Pott-Pollenske und Delfs (2008) entnommen werden.

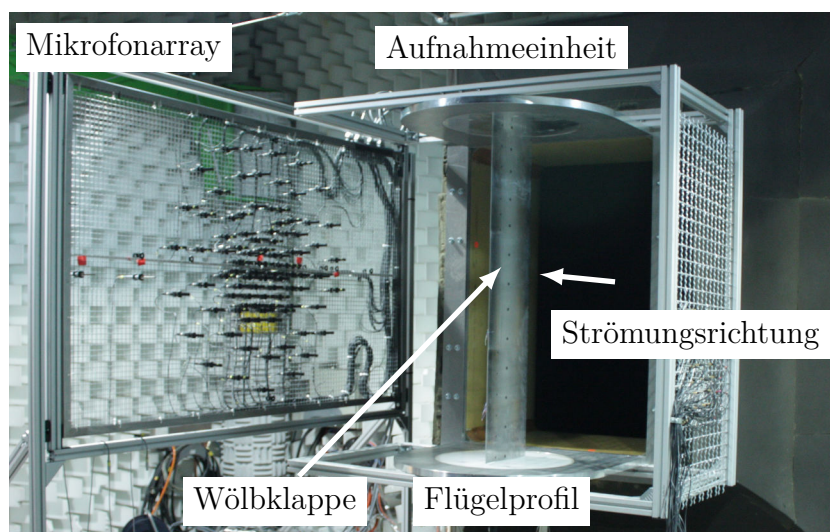


Abbildung 4.9: Versuchsaufbau im aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt Braunschweig

Das Versuchsprofil mit Wölbklappe ist in einer Aufnahmeinheit montiert und stromab direkt hinter der Austrittsdüse angebracht. Das Versuchsprofil basiert auf der DU08-W-180 Profilmfamilie (s. Abb. 4.11 und 4.12). Die Wölbklappe befindet sich an der Hinterkante des Profils, ist vollständig im Profil integriert und schließt mit der Hinterkante des Profils ab. Der Drehpunkt der Klappe liegt bei 50 % relativer Klappendicke. Der Spalt zwischen Klappe und Gesamtprofil beträgt 0,2 mm (s. auch Abschn. B.1.3).

Das Versuchsprofil ist nicht mit einer Stolperkante zur Definition des laminar-turbulenten Strömungsumschlags versehen. Tests mit rechteckigen Stolperkanten verschiedener Höhen an der Vorderkante des Versuchsprofils haben ergeben, dass sich das Einbringen einer Stolperkante nicht auf die akustischen Daten auswirkt. Sowohl in den Schmalbandspektren der einzelnen Mikrofone als auch in den akustischen Quellkarten ist kein Einfluss erkennbar. Da im Rahmen der Versuchsdurchführung nur akustische Daten aufgenommen wurden, wurde somit auf eine Stolperkante verzichtet.

Mit Hilfe der Aufnahmeinheit werden der Anstellwinkel α des Profils und der Klappenwinkel β justiert (zur Definition der Winkel s. Abb. 1.6a und Abb. 1.6b in Abschn.

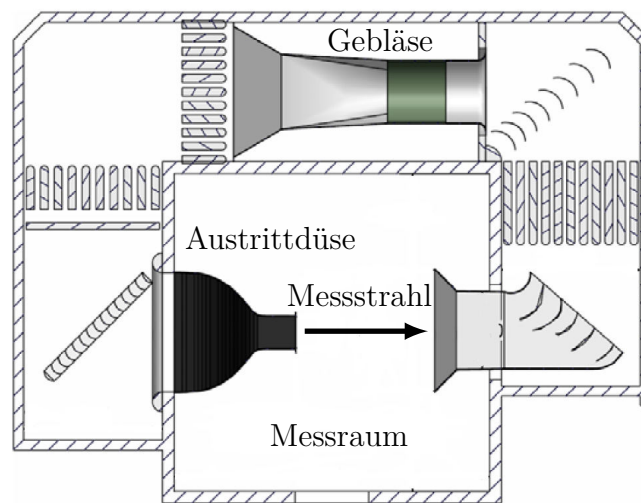


Abbildung 4.10: Aufbau des aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Braunschweig Pott-Pollenske und Delfs (2008)

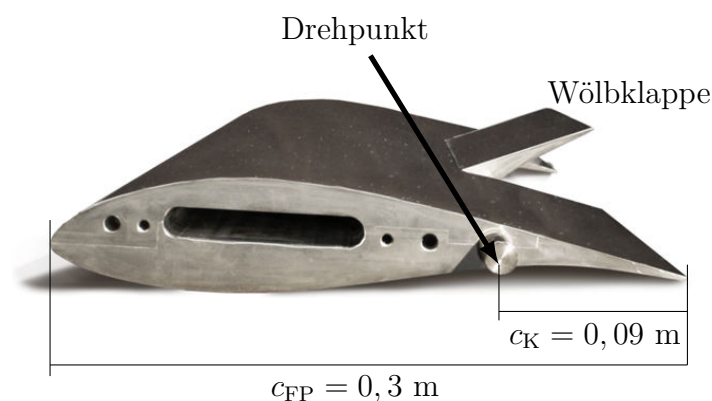


Abbildung 4.11: Seitenansicht des Versuchsprofil für die experimentellen Untersuchungen mit der Sehnenlänge für die Klappe (K) und des Flügelprofils (FP)

1.3). Der Klappenwinkel wird über eine elektrische Antriebseinheit eingestellt, die unter der Aufnahmeeinheit außerhalb der Strömung angebracht ist. Der Klappenwinkel β kann mit einer Auflösung von $\beta = 1^\circ$ eingestellt werden. Der maximal einstellbare Klappenwinkel β beträgt 15° . In dieser Arbeit wird nur eine Klappenauslenkung zur Saugseite untersucht.

Der Anstellwinkel α wird manuell über die Aufnahmeeinheit eingestellt. Auf Grund des Aufweitens des Messstrahls im Messraum weicht der geometrische Anstellwinkel α_{geo} vom aerodynamischen Anstellwinkel α_{aero} ab. Der geometrische Anstellwinkel α_{geo}

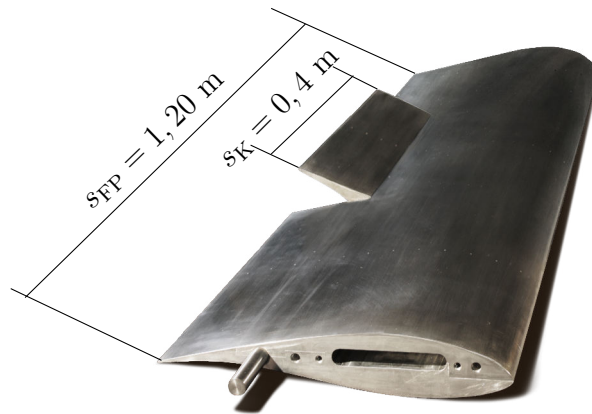


Abbildung 4.12: Draufsicht des Versuchsprofils für die experimentellen Untersuchungen mit der Spannweite für die Klappe (K) und des Flügelprofils (FP)

ist der Winkel zwischen der theoretischen Richtung der Anströmung des Profils und der Profilschneidlänge. Der aerodynamische Anstellwinkel α_{aero} ist der Anstellwinkel, der sich aus der charakteristischen Profildruckverteilung ergibt. Die experimentellen Versuche wurden auf Basis des aerodynamischen Anstellwinkels α_{aero} durchgeführt. Dazu wurde iterativ der geometrische Anstellwinkel α_{geo} des Profils verändert, bis der geometrische Anstellwinkel α_{geo} bestmöglich mit dem aerodynamischen Anstellwinkel α_{aero} übereinstimmt. Die Übereinstimmung wurde kontrolliert auf Basis der experimentellen und theoretischen Profildruckverteilung. Die experimentelle Profildruckverteilung wurde direkt im Versuch aufgezeichnet. Die theoretische Profildruckverteilung ist mit Hilfe der Software XFOIL (Drela und Giles 1987) bestimmt.

Die Kalibrierung des Anstellwinkels erfolgte vor der Messkampagne und wurde für die ganze Messkampagne verwendet. Im Folgenden wird der aerodynamische Anstellwinkel α_{aero} immer verkürzt als Anstellwinkel α bezeichnet.

Das Mikrofonarray (s. Abb. 4.13) zur Aufnahme des Schallfeldes befindet sich im Abstand von 1,04 m vom Profil außerhalb der Strömung. Für die in dieser Arbeit verwendeten Messdaten ist das Mikrofonarray auf der Saugseite des Profils angebracht. Das Mikrofonarray ist ein 2D-Mikrofonarray mit insgesamt 96 Einzelmikrofonen. Die Anordnung der Mikrofone ist optimiert, sodass eine möglichst eindeutige Quelllokalisierung über einen weiten Frequenzbereich erfolgt. Mit Hilfe des Arrays erfolgen die Aufnahme des Gesamtschalldruckpegels und die Lokalisierung der Schallquellen im Seitenkantenbereich der Wölbklappe.

Das Schallfeld des Flügelprofils mit Wölbklappe wurde stationär aufgenommen, das heißt ohne eine kontinuierliche Klappenbewegung (s. Abb. 4.14). Die Einzelschritte der experimentellen Aufnahme waren die folgenden: Die Strömung im Windkanal war ausgeschaltet. Der jeweilige Anstellwinkel α und Klappenwinkel β wurden manuell bzw. elektrisch eingestellt. Die Strömung im Windkanal wurde eingeschaltet. Nachdem die

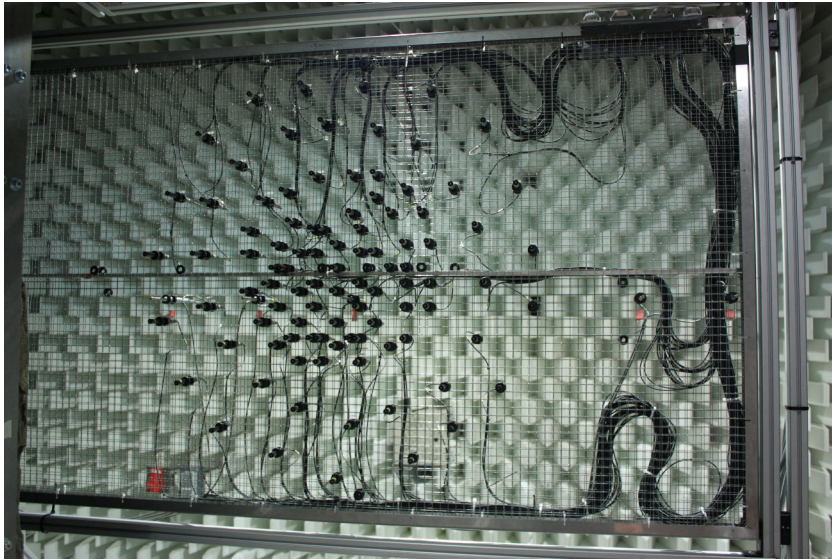


Abbildung 4.13: Mikrofonarray im aeroakustischen Windkanal des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt

maximale Strömungsgeschwindigkeit von 60 m/s erreicht war und der Betriebszustand des Windkanals einen stationären Zustand erreicht hatte, wurden die akustischen Signale aufgezeichnet. Anschließend wurde die Strömung im Windkanal ausgeschaltet und die Klappe auf den Winkel $\beta = 0^\circ$ zurückgestellt. Durch die Zurückstellung der Klappe in die Ausgangsstellung wird eine mögliche Fehleraddition auf Grund geringfügiger Winkelabweichungen vermieden, die möglicherweise bei einer direkten Einstellung des nächsten Betriebspunktes aufgetreten wäre.

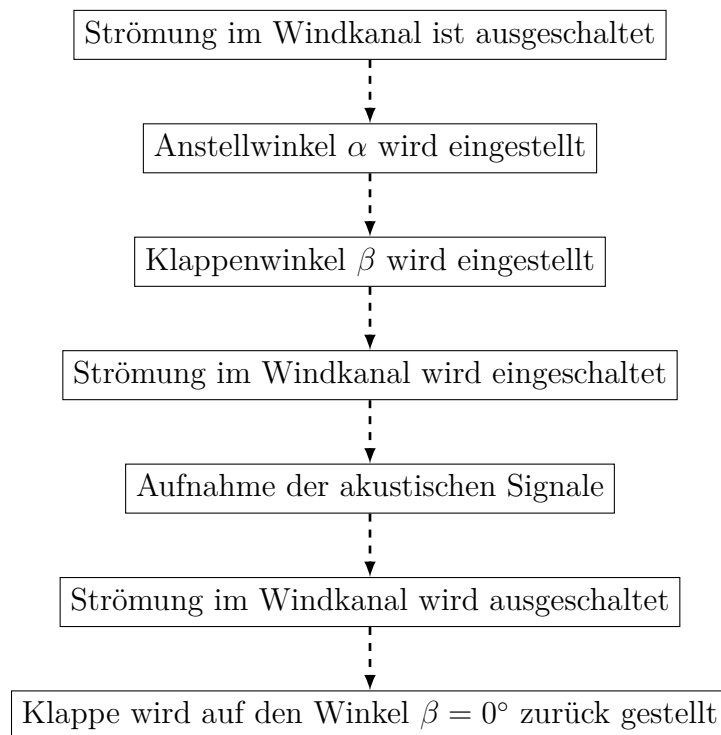


Abbildung 4.14: Vorgehen im Rahmen der experimentellen Versuchsdurchführung

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

Dieses Kapitel behandelt die akustische Charakteristik der Wölbklappe. Die akustische Charakteristik umfasst das globale Schallspektrum der Wölbklappe und die Position dominanter Schallquellen in Abhängigkeit vom Betriebspunkt. Die dafür benötigten akustischen Daten wurden während der Versuchskampagne des SmartBlades Verbundprojekts im AWB des DLR aufgenommen (Smart Blades 2016). Der dazugehörige Versuchsaufbau ist im Abschn. 4.2 vorgestellt.

Die Auswertung der Daten erfolgt für die akustische Unterhypothese dieser Arbeit: Die akustische Charakteristik der Wölbklappe unterscheidet sich von der akustischen Charakteristik der Fowler-Klappe. Dazu wird in diesem Kapitel die akustische Charakteristik der Wölbklappe aus den Messdaten abgeleitet, sodass sie der Charakteristik der Fowler-Klappe gegenübergestellt werden kann.

Die Auswertung und Diskussion der Akustik der Wölbklappe erfolgen dreistufig und werden jeweils in einem Abschnitt behandelt. Der erste Abschnitt behandelt die Daten der globalen Schallabstrahlung. Ausgewertet werden der Gesamtschalldruckpegel und die Frequenzspektren der Mikrofon-signale für verschiedene Betriebspunkte. Die Auswertung dient der Identifizierung und Einordnung bzgl. Frequenz und Amplitude von Schallquellen an der Wölbklappe. Der zweite Abschnitt behandelt die Position der Schallquellen an der Wölbklappe. Dazu wird das in Kapitel 4 vorgestellte Beamforming-Verfahren eingesetzt. Mithilfe des Beamforming-Verfahrens erfolgen die Lokalisierung und Trennung der Schallquellen an der Wölbklappe, wodurch die Quellen an der Seitenkante von weiteren Schallquellen an der Wölbklappe separiert werden. Im dritten Abschnitt werden die Quellen an der Seitenkante detailliert ausgewertet. Dazu erfolgt eine Analyse des maximalen Pegels der Seitenkante in Abhängigkeit von der Frequenz.

5.1 Globale Schallabstrahlung der Wölbklappe

In diesem Abschnitt wird die globale Schallabstrahlung der Wölbklappe vorgestellt. Dazu werden der Gesamtschalldruckpegel und die Frequenzspektren der Mikrofone ausgewertet. Das Ziel ist dabei die Identifizierung der Frequenzen von akustischen Wölbklappen-Effekten. Somit können die akustischen Quellkarten im nachfolgenden Abschn. 5.2 gezielt ausgewählt und ausgewertet werden.

Die erste Einordnung der Schallabstrahlung der Wölbklappe erfolgt anhand des Gesamtschalldruckpegels. Dazu wird ein mittlerer Schalldruck

5.1 Globale Schallabstrahlung der Wölbklappe

$$\hat{p}_{\text{mittel}} = \frac{1}{96} \sum_{m=1}^{96} |\hat{p}_m| \quad (5.1)$$

über alle 96 Mikrofone des Arrays mit dem arithmetischen Mittelwert bestimmt und anschließend wird der mittlere Schalldruck in den Schalldruckpegel überführt. In Abb. 5.1 ist dieser mittlere Gesamtschalldruckpegel für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, $\alpha = 6^\circ$, $\alpha = 9^\circ$ mit jeweils den Klappenwinkeln $\beta = 0^\circ$, 5° , 10° und 15° dargestellt.

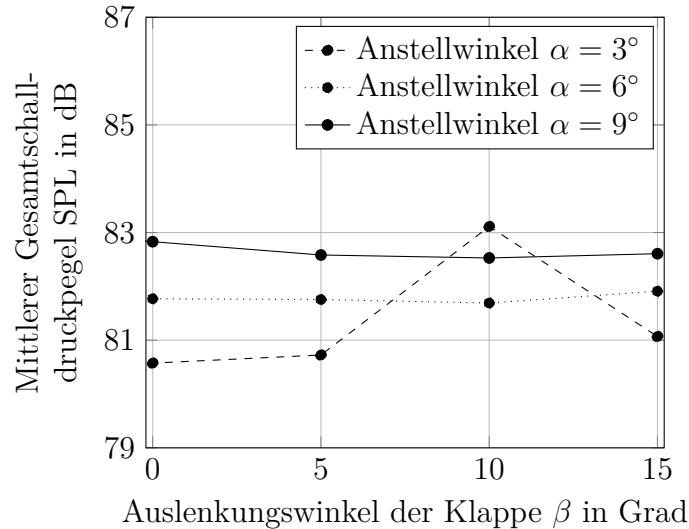


Abbildung 5.1: Globaler Gesamtschalldruckpegel im Messraum für Betriebspunkte mit verschiedenen Anstell- und Klappenwinkeln

Der Gesamtschalldruckpegel beträgt je nach Anstellwinkel α des Profils zwischen 80 und 83 dB. Ein Vergleich des Gesamtschalldruckpegels zwischen den Betriebspunkten zeigt, dass der Gesamtschalldruckpegel wesentlich vom Anstellwinkel α des Profils beeinflusst ist: Je größer der Anstellwinkel α des Profils ist, desto höher ist der Gesamtschalldruckpegel. Ein Einfluss einer Auslenkung der Wölbklappe auf den Gesamtschalldruckpegel ist hingegen in Abb. 5.1 nicht erkennbar. Eine Ausnahme bildet dabei der Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ zum Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$. Für diesen Betriebspunkt ist der Gesamtschalldruckpegel mit 83 dB deutlich höher als der Gesamtschalldruckpegel zu den anderen Klappenwinkel β des Anstellwinkels α .

Im Gesamtschalldruckpegel ist demnach nur ein Einfluss des Anstellwinkels α erkennbar. Ein akustischer Wölbklappeneffekt ist, bis auf die erwähnte Ausnahme, im Gesamtschalldruckpegel nicht erkennbar. Zu beachten ist bei der Interpretation des Gesamtschalldruckpegels, dass dieser Pegel den Schalldruckpegel im gesamten Messraum wiedergibt. Das bedeutet zum einen, dass der in Abb. 5.1 abgetragene absolute Pegel nicht dem isolierten Pegel des Flügelprofils oder der Wölbklappe entspricht. Mit dem Gesamtschalldruckpegel werden neben dem abgestrahlten Schall der Wölbklappe auch alle weiteren akustischen Quellen im Messraum (z.B. Hintergrundschall des Windkanals) erfasst. Somit ist der Gesamtschalldruckpegel ein Summenpegel aller Quellen im Mess-

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

raum. Zum anderen kann ein akustischer Wölbklappeneffekt im Gesamtschalldruckpegel durch eine oder mehrere dominante Quellen maskiert sein.

Die Analyse der globalen Schallabstrahlung wird im Folgenden um das Spektrum der Schallabstrahlung erweitert. Dazu werden ebenfalls die Signale aller 96 Mikrofone des Arrays verwendet. Jedes einzelne Signal wird mithilfe der schnellen Fourier-Transformation (FFT) in das Frequenzspektrum überführt, wobei das Eingangssignal eine Messzeit von 1 s aufweist. Die Messzeit von 1 s ist identisch mit der Messzeit der Eingangssignale in die Beamforming-Verfahren des nachfolgenden Abschnitts. Die kleine Messzeit von 1 s ist für aeroakustische Phänomene kurz, jedoch zeigt die Analyse von Signalen mit einer längeren Aufnahmezeit eine vernachlässigbare Abweichung im Pegel (s. Abschn. A.2.1 des Anhangs). Deshalb wird für alle nachfolgenden akustischen Auswertungen eine Messzeit von 1 s verwendet. Die Abtastrate der Signale beträgt 100 kHz, wodurch nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem die maximal auszuwertende Frequenz 50 kHz ist. Um die Anwendung der FFT auf die nicht periodischen Signale der Mikrofone sicherzustellen, werden die Signale vor der FFT mit einem Hanning-Fenster gefaltet. Die Amplituden des Spektrums werden nach der FFT vom Schalldruck in den Schalldruckpegel mit dem Referenzpegel $2 \cdot 10^5$ Pa überführt. Die Spektren aller 96 Mikrofone werden abschließend zusammengefasst, indem über alle 96 Mikrofone je Frequenzstützstelle der quadratische Mittelwert gebildet wird. Die dazugehörige Standardabweichung wird als Streumaß in den nachfolgenden Abbildungen ebenfalls angegeben.

Durch die Mittelung über alle Mikrofone im Array wird sichergestellt, dass ein großer Immissionsbereich von möglichen Schallquellen an der Wölbklappe abgedeckt wird. Würde für die Analyse nur das Signal eines einzelnen Mikrofones verwendet werden, bestünde die Gefahr, dass das Spektrum von der Richtcharakteristik der Quellen dominiert wird und abgeleitete Schlussfolgerungen falsch sind.

In Abb. 5.2 ist das Frequenzspektrum des Schalldruckpegels des Referenzbetriebspunktes (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) dargestellt. Abgetragen ist in der Abb. 5.2 zusätzlich das Spektrum für den leeren Kanal ohne Flügelmodell und das Spektrum für den Kanal mit eingesetzten Flügelmodell, jedoch unausgelenkte Wölbklappe ($\beta = 0^\circ$).

Der Vergleich zwischen dem Spektrum des leeren Kanals und dem Spektrum des Kanals mit eingesetztem Flügelmodell bei unausgelenkter Wölbklappe ($\beta = 0^\circ$) zeigt, dass das Flügelmodell eine breitbandige Schallquelle darstellt. Im gesamten Spektrum von 0...15 kHz kommt es zu einer frequenzabhängigen Erhöhung des Schalldruckpegels um 0 bis 6 dB. Vermutlich treten sowohl an der Einspannung des Modells in die Aufnahmeeinheit als auch am Modell selbst eine Vielzahl von aeroakustischen Schallquellen auf. So tritt laut Literatur an jedem umströmten Tragflügel breitbandiger Hinter- und Vorderkantenschall auf, der somit auch in diesem Versuch vorhanden ist und zu einer Erhöhung des Schalldruckpegels führt (vgl. z.B. Wagner et al. 1996).

Durch den Vergleich des Spektrums des Kanals mit eingesetzten Flügelmodell, unausgelenkter Wölbklappe ($\beta = 0^\circ$), und dem Spektrum des Kanals mit ausgelenkter Wölbklappe ($\beta = 15^\circ$) ist der akustische Einfluss der Wölbklappe im Frequenzspektrum erkennbar. Der Vergleich der beiden Spektren zeigt, dass eine Klappenauslenkung ebenfalls zu einer Erhöhung des Schalldruckpegels führt. Die Erhöhung ist jedoch begrenzt

5.1 Globale Schallabstrahlung der Wölbklappe

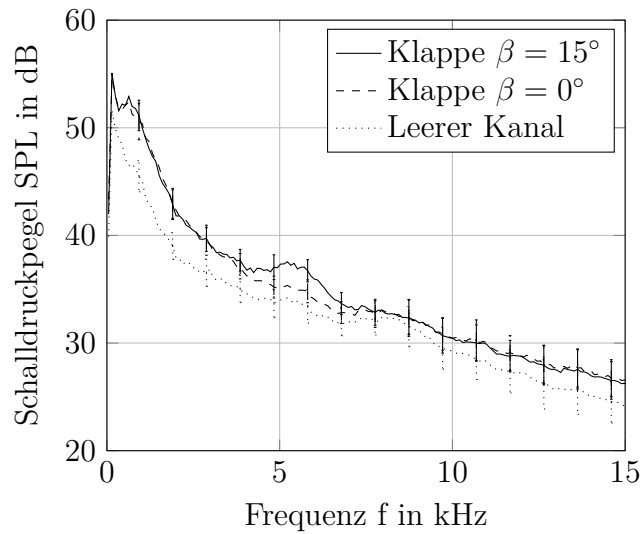


Abbildung 5.2: Frequenzspektrum des Kanals mit (1) eingesetztem Profil und Klappenauslenkung, (2) eingesetztem Profil ohne Klappenauslenkung und (3) ohne Profil

auf das Frequenzband zwischen 3 kHz...8 kHz, wobei das Maximum der Erhöhung für die Frequenz 5,420 kHz auftritt. Die Auslenkung einer Wölbklappe führt also zu einer Schallemission in einem höheren, begrenzten Frequenzbereich und ist im Gesamtschalldruckpegel (s. Abb. 5.1) maskiert.

Der von der Wölbklappe emittierte Schall im 3 kHz...8 kHz Frequenzband kann noch nicht auf mögliche Quellen an der Seitenkante der Wölbklappe zurück geführt werden, da die Informationen zur Position der Schallquelle an der Wölbklappe für diese Frequenzband fehlen. Mögliche Schallquellen, die zu dieser Schallemission führen, sind die Seitenkante oder die Hinterkante der Wölbklappe oder auch Schallquellen, die z.B. durch eine Strömungsablösung auf der Oberfläche der Wölbklappe induziert werden. Die eindeutige Zuordnung der Schallquelle erfolgt unter Einsatz von Beamforming-Verfahren im zweiten Abschnitt dieses Kapitels.

Die Analyse der Frequenzspektren der anderen Betriebspunkte (Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, 6° und 9° mit den Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$, 10° , 15°) zeigt, dass auch in diesen ein akustischer Wölbklappeneffekt im begrenzten Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz nachweisbar ist. Daher wird im Folgenden die Sensitivität des von der Wölbklappe emittierten Schalls hinsichtlich des Anstell- und Klappenwinkels β untersucht. In den folgenden beiden Abbildungen zur Sensitivität ist dabei immer die Amplitude der Erhöhung des Schalldruckpegels dargestellt, also die Differenz zwischen einem Betriebszustand mit Klappenauslenkung $\beta \neq 0$ und einem Zustand ohne Klappenauslenkung $\beta = 0$, jeweils für den gleichen Anstellwinkel α . Die absoluten Spektren sind der Vollständigkeit halber im Anhang A.2.2 hinterlegt.

In Abb. 5.3 ist der Einfluss der Klappenauslenkung für die drei Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, 6° , 9° dargestellt und in Abb. 5.4 ist der Einfluss für verschiedene Anstellwinkel α zu den konstanten Klappenwinkeln $\beta = 5^\circ$, 10° , 15° abgetragen. Aus Abb. 5.3 ist erkennbar,

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

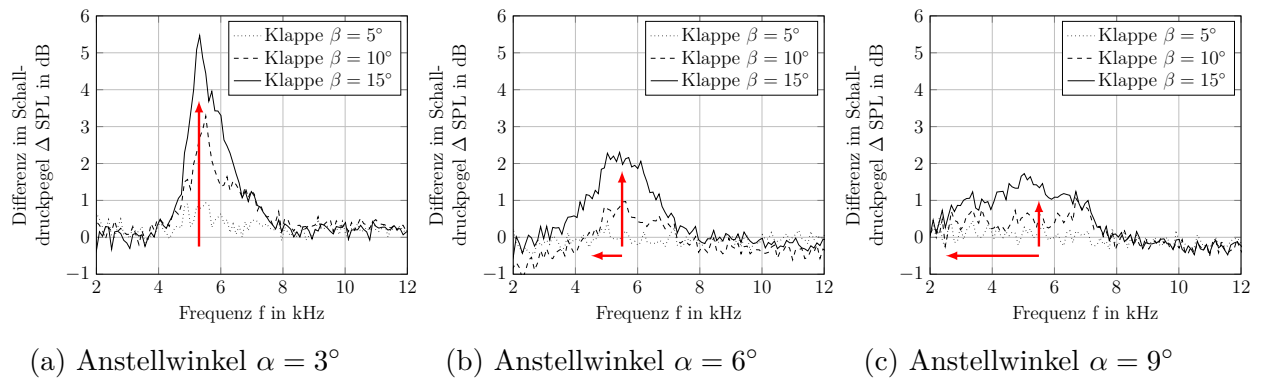


Abbildung 5.3: Einfluss der Auslenkung der Wölbklappe auf den globalen Schalldruckpegel für verschiedene Klappenwinkel, konstanter Anstellwinkel

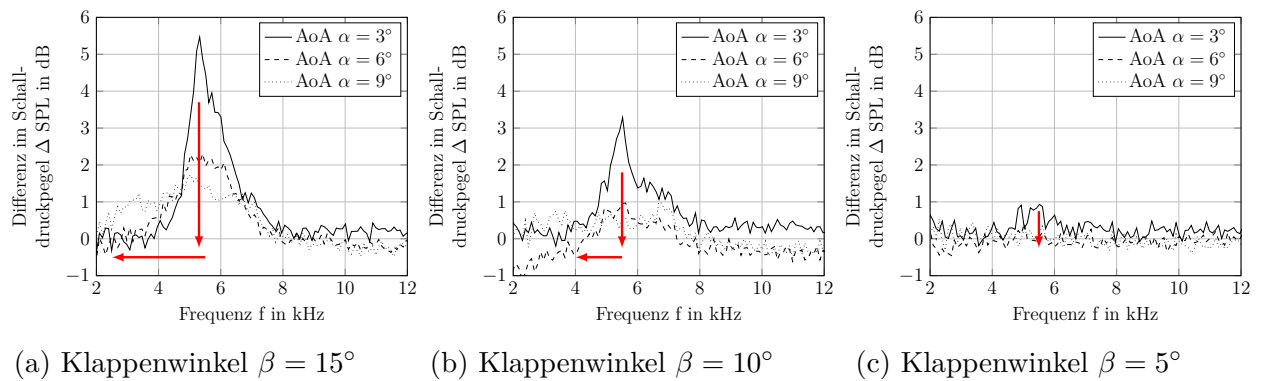


Abbildung 5.4: Einfluss der Auslenkung der Wölbklappe auf den globalen Schalldruckpegel für verschiedene Anstellwinkel, konstanter Klappenwinkel

dass eine Auslenkung der Wölbklappe jeweils zu einem Anstieg des Schalldruckpegels führt. Hierbei gilt der Zusammenhang, dass, je stärker die Wölbklappe ausgelenkt wird, desto größer der Schalldruckpegel ist, referenziert auf die unausgelenkte Wölbklappe. In Verbindung mit Abb. 5.4 ergibt sich, dass diese Klappenwirkung vom Anstellwinkel α des Profils abhängig ist: Je größer der Anstellwinkel α des Profils, desto kleiner ist der Schalldruckpegel. Der geringere Schalldruckpegel für größere Anstellwinkel α scheint den Ergebnissen zur Betrachtung des mittleren Gesamtschalldruckpegels aus Abb. 5.1 zu widersprechen. Jedoch liegt mit Abb. 5.4 und der Referenzierung des Schalldruckpegels auf die unausgelenkte Wölbklappe der Fokus auf dem separierten Effekt einer Klappenauslenkung. Dieser Effekt ist im mittleren Schalldruckpegel vollständig maskiert, weshalb in Bezug auf die hier identifizierte Abhängigkeit des Klappeneffekts vom Anstellwinkel α kein Widerspruch vorliegt.

Ein weiterer Einfluss der Klappenauslenkung auf das Spektrum des Schalls der Wölbklappe lässt sich erkennen. Aus Abb. 5.2 ging bereits hervor, dass die Erhöhung des Schalldruckpegels für den Referenzbetriebspunkt auf das Frequenzband zwischen 3 und

8 kHz begrenzt ist. Diese Begrenzung wird im Nachfolgend definiert durch eine untere und eine obere Grenzfrequenz f_{UG} und f_{OG} . Die Grenzfrequenz ist jeweils definiert als der erste Nulldurchgang vor bzw. nach dem Maximum des Schalldruckpegels. Für den Referenzbetriebspunkt ergibt sich entsprechend: $f_{UG} = 3$ kHz und $f_{OG} = 8$ kHz.

Werden die Grenzfrequenzen aus der Abb. 5.3 für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, $\alpha = 6^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$ bestimmt, zeigt sich, dass die untere Grenzfrequenz f_{UG} vom Klappenwinkel β abhängig ist: Je größer der Klappenwinkel β ist, desto kleiner ist die untere Grenzfrequenz f_{UG} . Dieser Effekt ist besonders deutlich für die Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$. Die obere Grenzfrequenz f_{OG} ist nahezu konstant und zeigt keinen Einfluss des Klappenwinkels β . In Kombination mit der Abb. 5.4 zeigt sich zusätzlich, dass die untere Grenzfrequenz f_{UG} auch eine Abhängigkeit vom Anstellwinkel α aufweist: Je höherer der Anstellwinkel α ist, desto kleiner ist die untere Grenzfrequenz f_{UG} . Dieser Effekt ist besonders deutlich beim maximalen Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$.

Die Betrachtung der globalen Schallemission und die Untersuchung der Sensitivität in diesem Abschnitt ergeben vier wesentliche Ergebnisse:

1. Ein akustischer Wölbklappeneffekt ist im mittleren globalen Gesamtschalldruckpegel maskiert.

Die spektrale Zerlegung der Mikrofone zeigt jedoch, dass...

2. eine Auslenkung der Wölbklappe zu einer akustischen Emission in einem begrenzten Frequenzbereich führt.
3. eine Auslenkung der Wölbklappe um den Winkel β jeweils zu einer Erhöhung des Schalldruckpegels und zu einer Verringerung der unteren Grenzfrequenz f_{UG} führt.
4. ein größerer Anstellwinkel α jeweils zu einem geringen Schalldruckpegel und zu einer Verringerung der unteren Grenzfrequenz f_{UG} führt.

5.2 Lokalisierung der Quellen an der Wölbklappe

Aus dem globalen Schalldruckspektrum des vorherigen Abschnitts geht hervor, dass ein akustischer Wölbklappeneffekt für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz mit einem Maximum bei 5,42 kHz auftritt. Dieser Wölbklappeneffekt kann bis jetzt noch nicht auf mögliche Quellen an der Seitenkante der Wölbklappe zurückgeführt werden, da die Information über die Verteilung der Schallquellen an der Wölbklappe für diesen Frequenzbereich fehlt. Das Beamforming-Verfahren wird im Folgenden verwendet, um die Position der Schallquellen an der Wölbklappe zu lokalisieren. Dazu werden die mit dem Beamforming-Verfahren berechneten Terzquellkarten im Frequenzbereich 2,5 bis 16 kHz ausgewertet. Die Auswertung dieses großen Frequenzbereiches ermöglicht zum einen die präzise Lokalisierung der Quellen zwischen 3 und 8 kHz. Zum anderen können mögliche weitere Quellen an der Wölbklappe identifiziert werden, die möglicherweise im globalen Spektrum durch einen Hintergrundpegel maskiert sind und somit nicht identifiziert werden können.

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

Die Grundlagen des Beamforming-Verfahrens und die gewählten Einstellungen im Algorithmus sind im vorherigen Kap. 4 beschrieben. Außerdem wurde die vollständige Beamforming-Prozesskette eingeführt, mit der die anschließend dargestellten Terzquellkarten berechnet sind. Als Fokusebene wird eine zweidimensionale, quadratische Fläche mit einer Auflösung von 1 cm verwendet.

Die Analyse der Quellverteilung an der Wölbklappe auf Basis der Terzquellkarten beginnt mit der Diskussion der Quellverteilung des Referenzbetriebspunktes. Ausgehend vom Referenzbetriebspunkt wird der Einfluss des Klappenwinkels β auf die Quellverteilung an den Quellkarten zu den Betriebspunkten mit den Klappenwinkeln $\beta = 10^\circ$, 5° , 0° (Anstellwinkel jeweils $\alpha = 6^\circ$) analysiert. Der Einfluss des Anstellwinkels wird anschließend mithilfe der Terzquellkarten zum Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$ (Klappenwinkel jeweils $\beta = 15^\circ$) identifiziert. Schwerpunkt jeder Analyse ist die Detektion von möglichem Seitenkantenschall der Wölbklappe. Weitere Schallquellen an der Wölbklappe werden kurz benannt, aber nicht weiter vertieft.

Referenzbetriebspunkt

In Abb. 5.5 sind die Quellkarten für den Referenzbetriebspunkt dargestellt. In den Quellkarten wird der Ausschnitt um die Wölbklappe gezeigt, da dieses Gebiet der Fokus der Quelllokalisierung ist. Die zweidimensionale Kontur der Wölbklappe und ein Teil der Hinterkante des Profils sind in den Quellkarten als blaue Linien dargestellt.

Aus dem globalen Spektrum wurde ein akustischer Wölbklappeneffekt für den Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz identifiziert. In den dazugehörigen Quellkarten (Abb. 5.5b - 5.5f) sind in diesem Frequenzbereich zwei verschiedene akustische Quellen an der Wölbklappe erkennbar: (1) Eine linienförmige Quelle entlang der Hinterkante der Wölbklappe und (2) eine punktförmige Schallquelle, jeweils an einer der Seitenkanten der Wölbklappe. Die Linienquelle ist bis zur Terzmittenfrequenz 5 kHz vorhanden, wohingegen die punktförmige Schallquelle im gesamten Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz an der Seitenkante erkennbar ist.

Die linienförmige Quelle entlang der Hinterkante ist aufgrund ihrer linienförmigen Charakteristik und ihrer Position entlang der Hinterkante als Hinterkantenschall der Wölbklappe einzuordnen. Hinterkantenschall tritt an jedem überströmten Tragflügelprofil auf und ist umfangreich in der Literatur dokumentiert (z.B. vgl. Wagner et al. 1996).

Der Schwerpunkt der Auswertung liegt auf den Schallquellen entlang der Seitenkante der Wölbklappe. In den Quellkarten zum Referenzbetriebspunkt ist im gesamten Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz eine punktförmige Schallquelle an jeder der Seitenkanten der Wölbklappe erkennbar (s. rote Pfeile in Abb. 5.5). Diese Schallquelle wird im Folgenden als Seitenkantenschall bezeichnet. Die Seitenkantenquelle ist auch in den Quellkarten für Frequenzen größer 8 kHz erkennbar. Dabei deutet sich eine frequenzabhängige Position der Seitenkantenquelle an: Je höher die Frequenz der Seitenkantenquelle ist, desto weiter ist die Seitenkantenquelle entlang der Seitenkante verschoben (von der Hinterkante der Klappe in Richtung der Klappenwurzel). Im Frequenzbereich unter 3 kHz ist die Seitenkantenquelle in den Quellkarten nicht identifizierbar.

5.2 Lokalisierung der Quellen an der Wölbklappe

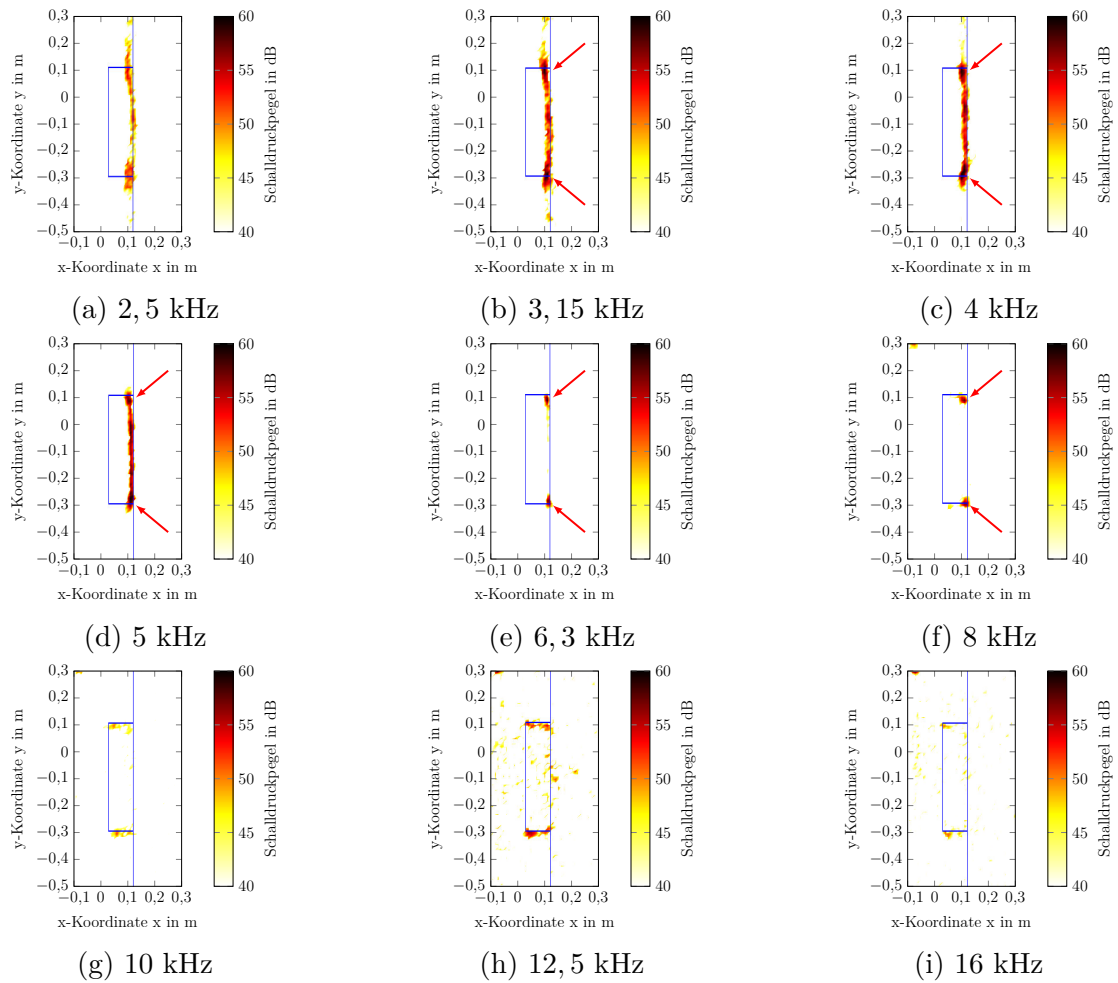


Abbildung 5.5: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

Einfluss des Klappenwinkels auf die Seitenkantenquelle

Ausgehend vom Referenzbetriebspunkt sind in Abb. 5.6 bis 5.8 die Quellkarten für eine geringere Klappenauslenkung von $\beta = 10^\circ$, 5° und 0° für jeweils den gleichen Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ dargestellt.

Der im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz identifizierte Seitenkantenschall des Referenzbetriebspunkts ist auch für die Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ und 5° nachweisbar. Für die unausgelenkte Klappe (Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$) ist hingegen kein Seitenkantenschall in den Quellkarten erkennbar. Die Quelle an der Seitenkante wird somit durch die Seitenkante induziert und tritt nur bei einer Klappenauslenkung auf.

Im Referenzbetriebspunkt ist der Seitenkantenschall im gesamten Frequenzbereich ab 3 kHz aufgetreten. Der Vergleich der Quellkarten für verschiedene Klappenwinkel β zeigt eine Abhängigkeit der Frequenz des Seitenkantenschall vom Klappenwinkel β :

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

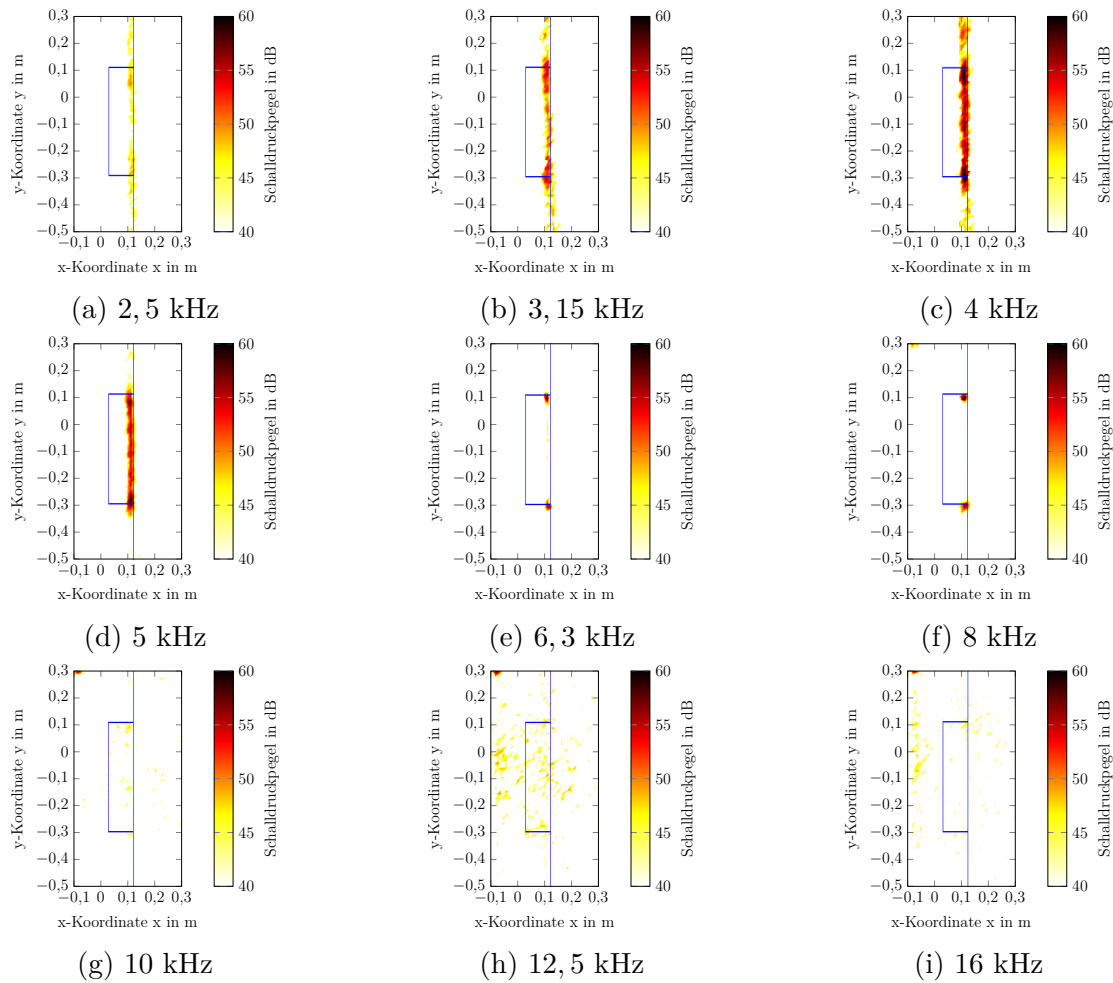


Abbildung 5.6: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

Für den Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ ist die Seitenkantenschallquelle bis zu der Quellkarte der Terzmittenfrequenz 8 kHz erkennbar. Für den Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$ ist die Seitenkantenschallquelle bis zur Terzmittenfrequenz 6 kHz eindeutig zu identifizieren. Hieraus ergibt sich der Einfluss des Klappenwinkels β auf die Frequenz des Seitenkantenschalls: Je stärker die Klappe ausgelenkt ist, desto mehr emittiert die Seitenkantenschallquelle in höheren Frequenzbereichen. Auch ein Einfluss der Klappenauslenkung auf den unteren Frequenzbereich (< 4 kHz) ist in den Quellkarten erkennbar.

Einfluss des Anstellwinkels auf die Seitenkantenschallquelle

Der Einfluss eines veränderten Anstellwinkels ($\alpha = 3^\circ$ und 9°) im Vergleich zum Referenzanstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ auf die Quellverteilung des Seitenkantenschalls an der Wölbklappe ist aus den Abb. 5.9 und Abb. 5.10 abzuleiten.

5.2 Lokalisierung der Quellen an der Wölbklappe

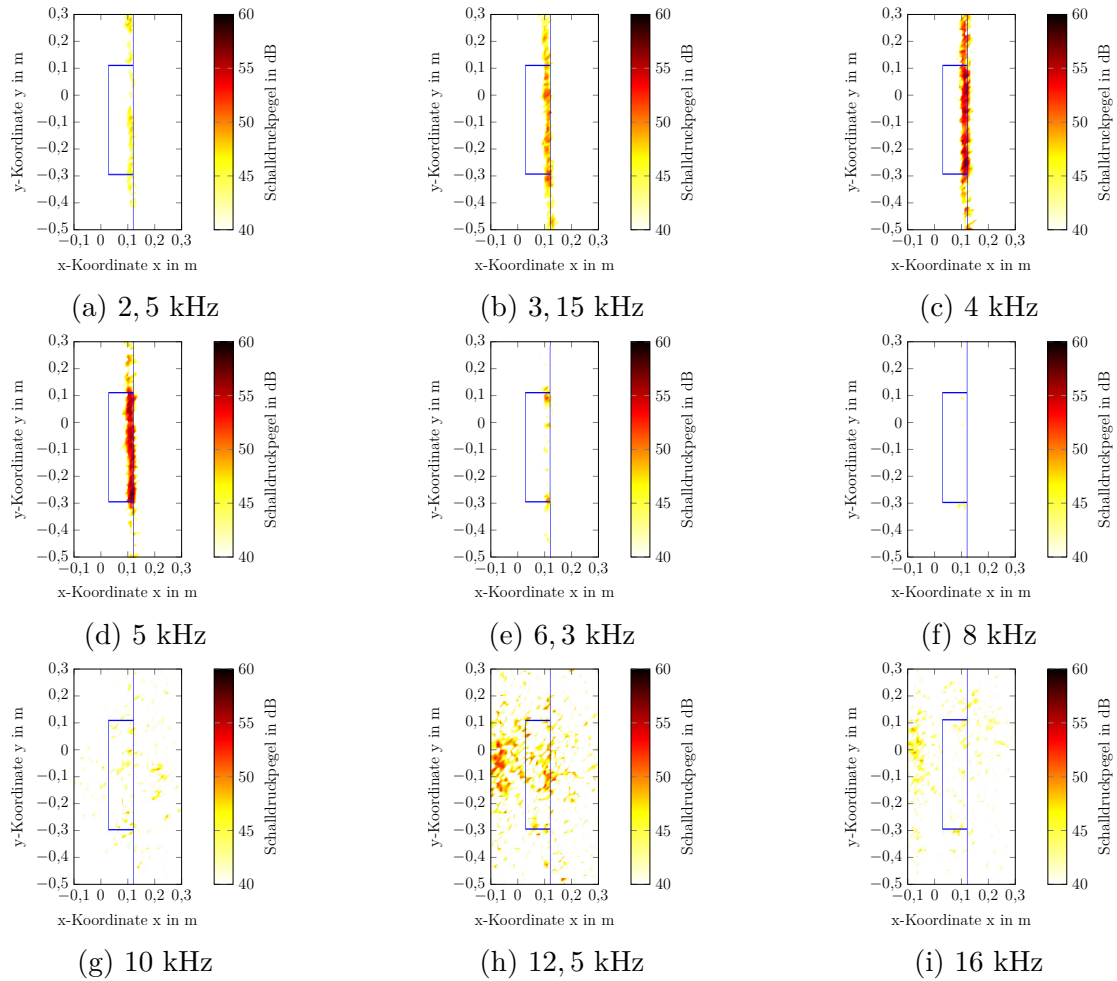


Abbildung 5.7: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

Die identifizierte Seitenkantenquelle des Referenzbetriebspunkts ist auch für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und 9° (Klappenwinkel jeweils $\beta = 15^\circ$) erkennbar. Für beide Betriebspunkte ist in den Quellkarten für den Frequenzbereich zwischen 3 bis 8 kHz die Seitenkantenquelle erkennbar. Auch der höherfrequente Anteil des Seitenkantenschalls (> 8 kHz) und die damit einhergehende Positionsverschiebung der Seitenkantenquelle von der Klappenspitze zur Klappenwurzel ist aus den Quellkarten nachweisbar. Die Quellverteilung entlang der Seitenkanten und Hinterkante unterscheidet sich jedoch für die verschiedenen Anstellwinkel α . Somit liegt auch ein Einfluss des Anstellwinkels α auf die Quellverteilung der Wölbklappe vor.

Zusammengefasst ergibt sich aus diesem Abschnitt der Quelllokalisierung mit dem Fokus auf den Seitenkantenschall:

- Der akustische Wölbklappeneffekt ist auf eine Kombination von Hinterkanten- und Seitenkantenschall zurückzuführen, wobei der Seitenkantenschall im Vergleich zum

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

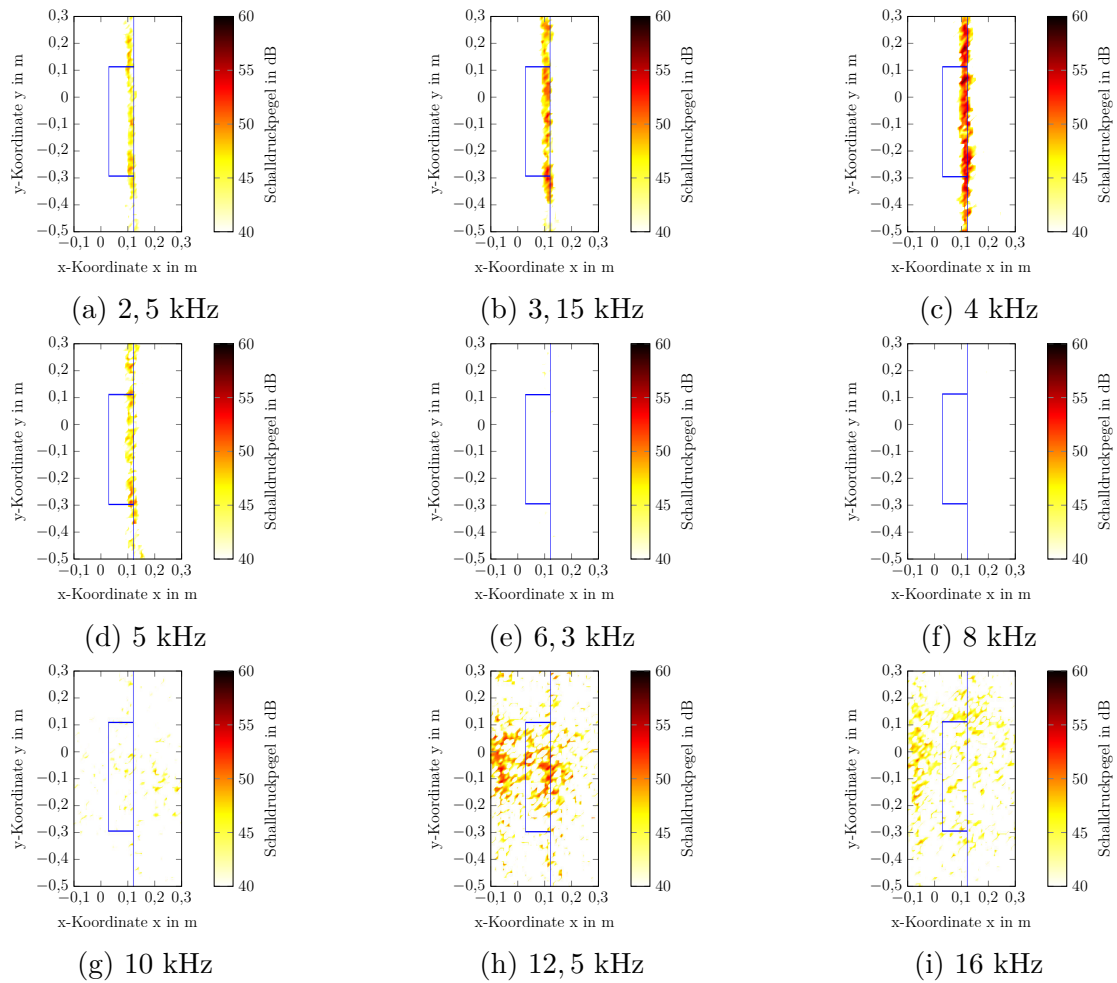


Abbildung 5.8: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$

Hinterkantenschall auch im höherfrequenten Bereich Schall emittiert.

- Die Seitenkantenquelle tritt nur bei einer Klappenauslenkung auf.
- Der Grad der Klappenauslenkung beeinflusst den oberen Frequenzbereich der Schallabstrahlung des Seitenkantenschalls, wobei dieser ab 8 kHz im globalen Spektrum maskiert ist.
- Für den höherfrequenten Anteil des Seitenkantenschalls (ab 8 kHz) liegt eine Positionsverschiebung entlang der Seitenkante von der Klappenspitze zur Klappenwurzel vor.
- Eine Abhängigkeit der Seitenkantenquelle vom Anstellwinkel α hinsichtlich Position und Frequenz ist erkennbar.

5.2 Lokalisierung der Quellen an der Wölbklappe

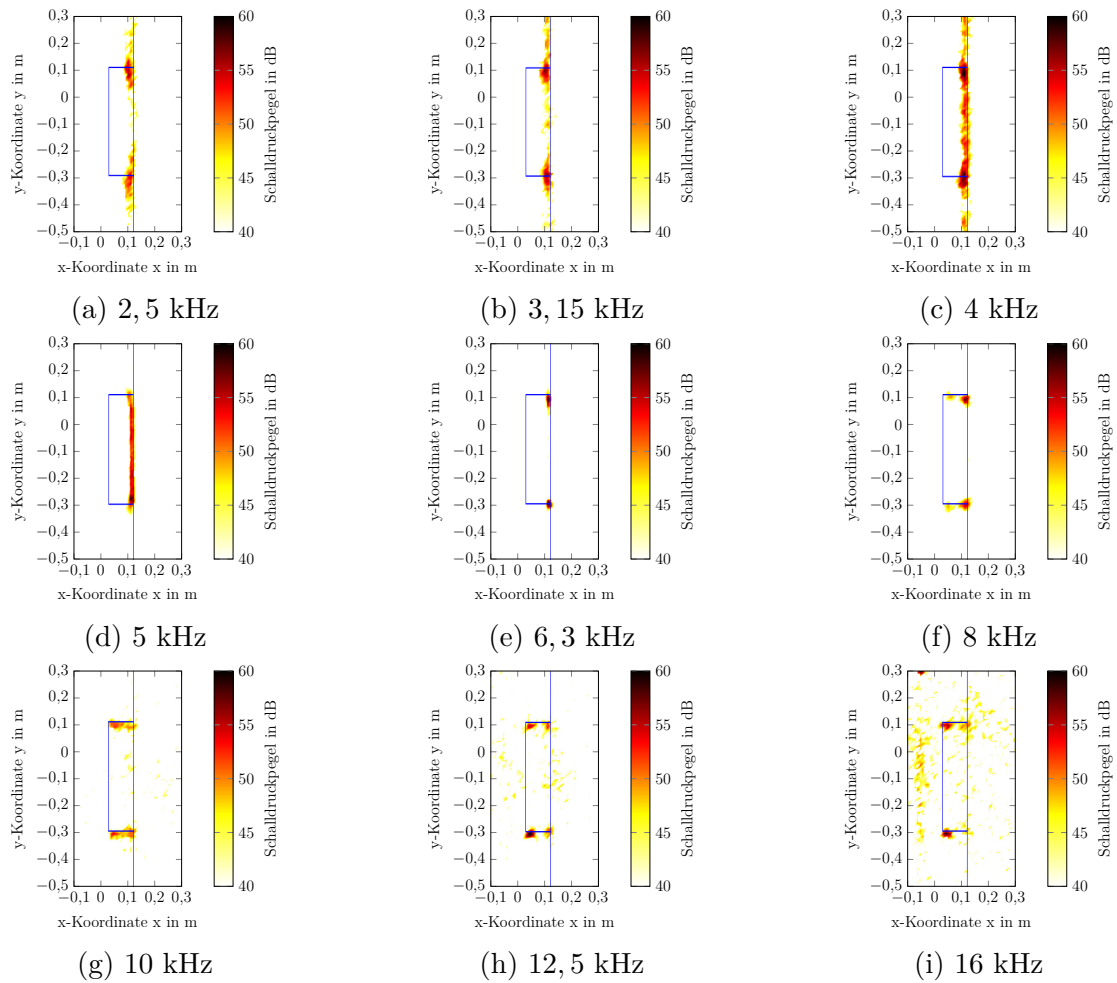


Abbildung 5.9: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

Der dritte Punkt widerspricht auf den ersten Blick den Erkenntnissen aus dem ersten Abschnitt zum globalen Spektrum der Wölbklappe. Die Analyse des globalen Spektrums zeigt, dass der obere Frequenzbereich des akustischen Wölbklappeneffekts nicht vom Klappenwinkel β abhängig ist. Der Klappenwinkel β beeinflusst hingegen die untere Grenzfrequenz. In der Analyse des globalen Spektrums wird jedoch die Wölbklappe als eine Einheit betrachtet. In diesem Abschnitt liegt der Fokus auf den Quellen an der Seitenkante der Wölbklappe. Somit stehen die Erkenntnisse zur Frequenz des Seitenkantenschalls nicht im Widerspruch zu den Erkenntnissen aus dem ersten Abschnitt zur Wölbklappe.

In diesem Abschnitt wurde mit akustischen Quellkarten gearbeitet. Die Quellkarten stellen eine akustische Flächeninformationen bereit und sind zur Lokalisierung und ersten Einordnung der akustischen Quellen sehr gut geeignet. Im Weiteren werden diskrete Pegelwerte aus den akustischen Quellkarten abgeleitet, um den in den Quellkarten iden-

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

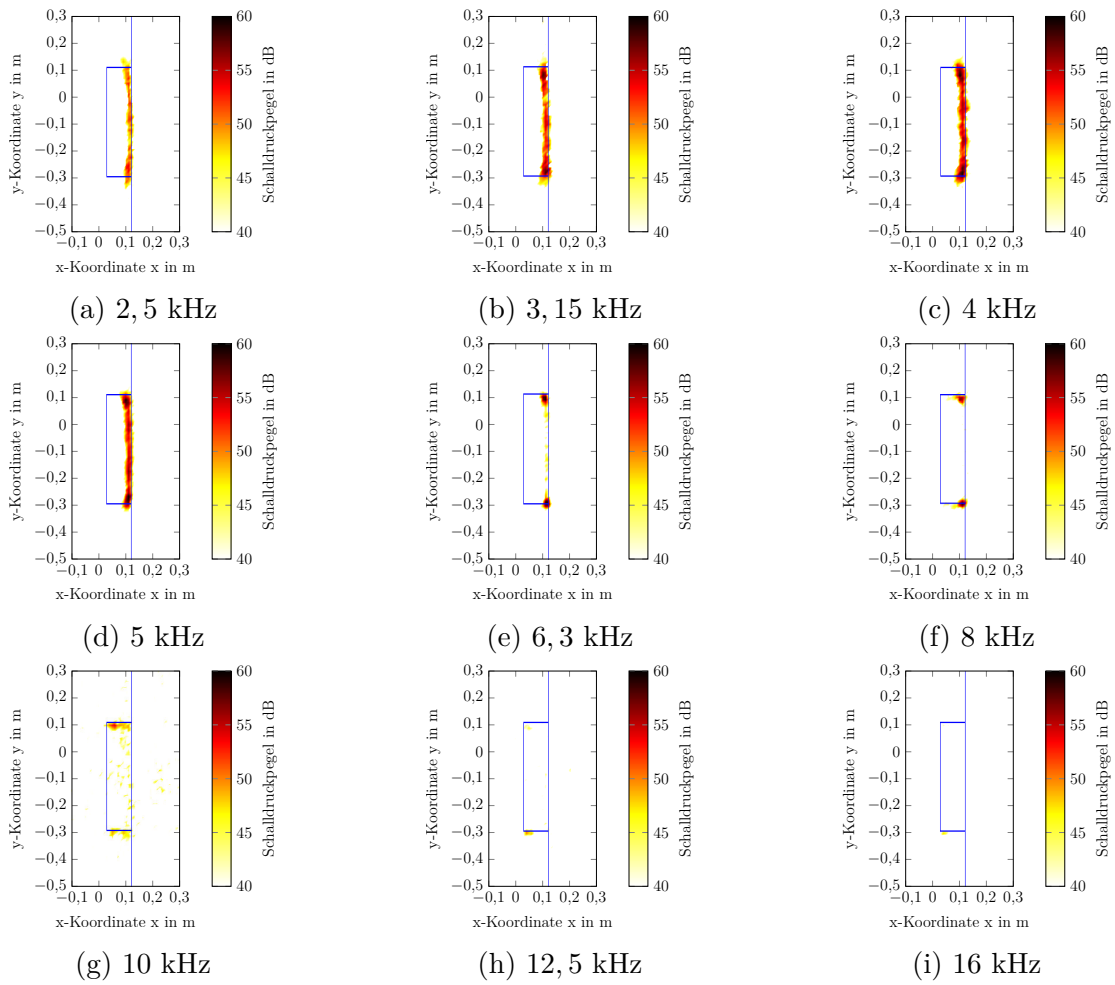


Abbildung 5.10: Akustische Quellkarte für das Gebiet um die Wölbklappe; Beamforming-Algorithmus: Clean-SC; Betriebspunkt: Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

tifizierte Seitenkantenschall genauer zu analysieren.

5.3 Akustische Eigenschaften der Wölbklappe

Die Auswertung der Terzquellkarten im vorherigen Abschnitt deutet an, dass eine frequenzabhängige Positionsverschiebung des hochfrequenten Seitenkantenschalls entlang der Seitenkante auftritt: Je höher die Frequenz ist, desto weiter liegt die Seitenkantenschallquelle von der Klappenspitze entfernt und näher zur Klappenwurzel. Diese frequenzabhängige Position basiert auf einer rein visuellen Analyse der Terzquellkarten des vorherigen Abschnitts. Für eine belastbare und robuste Auswertung wird in diesem Abschnitt die frequenzabhängige Positionsverschiebung auf Basis von diskreten Pegelwerten untersucht. Dazu werden zwei verschiedene Auswertmethoden angewendet. Die erste Auswertung basiert auf der Bestimmung der Position des maximalen Pegels des Seitenkantenschalls bezogen auf die relative Sehnenlänge der Wölbklappe. Die zweite Methode verwendet aufsummierte Pegelwerte, die aus verschiedenen Integrationsgebieten an der Seitenkante gewonnen werden. Jede Methode wird im jeweiligen Abschnitt kurz vorgestellt.

Beide Auswertungen erfolgen analog zur Auswertung der Quellkarten im vorherigen Abschnitt. Zuerst wird der Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) betrachtet und anschließend der Einfluss des Klappenwinkels β und des Anstellwinkels α ausgewertet.

5.3.1 Position des maximalen Pegels

Im Folgenden wird die Position des maximalen Pegels des Seitenkantenschalls bestimmt und bezogen auf die Position relativ zur Sehnenlänge der Wölbklappe ausgewertet. Dabei werden die Quellkarten des Schmalbandspektrums verwendet, da sie gegenüber den Terzquellkarten eine detaillierte, frequenzspezifischere Auswertung der Position des maximalen Pegels ermöglichen. Die Quellkarten des Terzspektrums geben ein zusammengefasstes Bild wieder, das gerade aufgrund der Definition der einzelnen Terzbänder im höherfrequenten Bereich große Frequenzbänder mit über 1 kHz umfasst. So wird der Frequenzbereich zwischen 6,3 kHz und 20 kHz im Terzspektrum lediglich über 5 Quellkarten abgebildet.

Für die Positionsbestimmung wird ein Kontrollbereich um beide Seitenkanten festgelegt, in dem der maximale Pegel lokalisiert wird. Dieses Gebiet umfasst 2 cm um die Seitenkante, sodass ein Rechteck als Kontrollbereich aufgespannt wird (s. Abb. 5.11). Im Kontrollbereich wird für jede Frequenz die Position des maximalen Pegels bestimmt und anschließend auf die normierte Sehnenlänge 0...1 der Wölbklappe bezogen. Abschließend werden Blöcke zu jeweils 250 Hz gebildet, je Block die häufigste Position bestimmt und in den folgenden Abbildungen aufgetragen.

In Abb. 5.12 sind die Ergebnisse der Positionsbestimmung für die Betriebspunkte zum Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ mit den Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$, 10° , 5° und $\beta = 0^\circ$, sowie für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und 9° mit dem Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$ dargestellt. Als Kontrollbereich wird eine Seitenkante verwendet (vgl. Abb. 5.11). Die Auswertung der Position des maximalen Pegels der anderen Seitenkante zeigt vergleichbare Ergebnisse.

Auffällig bei der Auswertung aller Betriebspunkte sind die teilweise hohen Schwan-

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

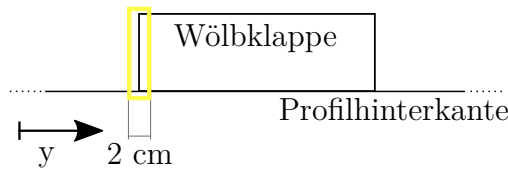


Abbildung 5.11: Kontrollbereich um die Seitenkante der Wölbklappe zur Positionsbestimmung des maximalen Pegels

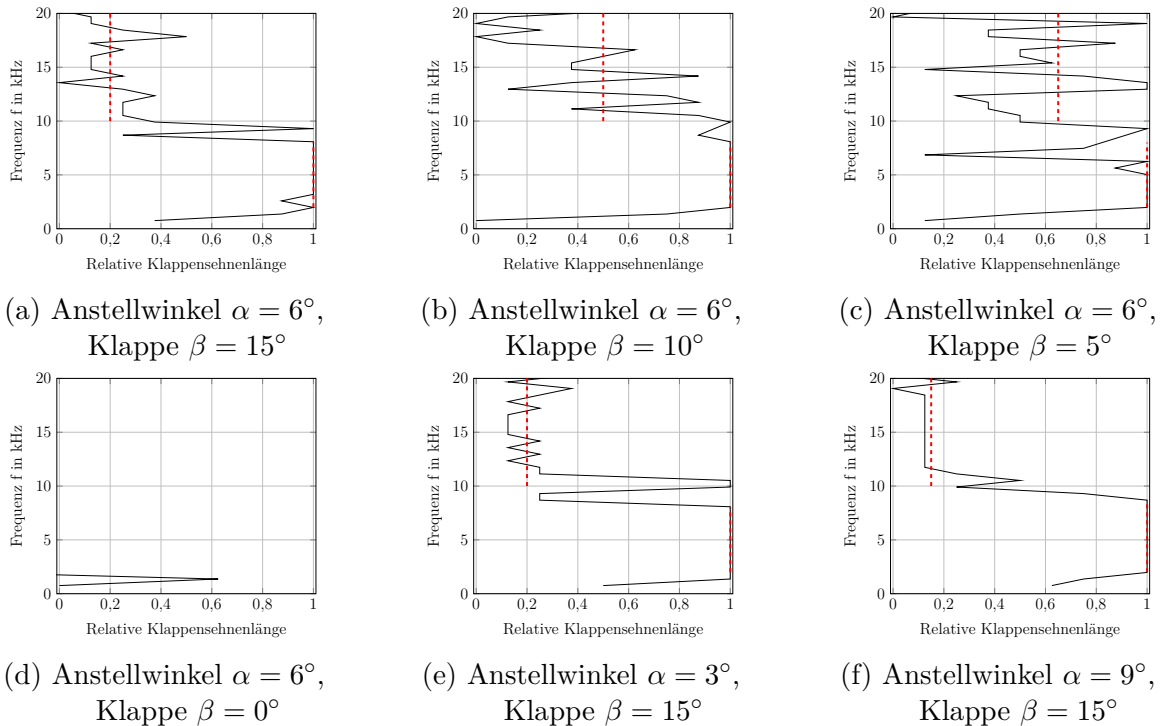


Abbildung 5.12: Positionen der maximalen Quelle an der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten

kungen in der Position trotz der bereits durchgeführten Glättung über 250 Hz Blöcke. Daher liegt der Schwerpunkt der Auswertung auf der Identifizierung und Diskussion von Trends, die zur Verdeutlichung in den einzelnen Unterabbildungen in Abb. 5.12 als rote Strichpunktlinien eingezeichnet sind.

Für den Referenzbetriebspunkt (Abb. 5.12a) liegt der maximale Pegel bis zur Frequenz 8 kHz an der Klappenspitze, nahe der Hinterkante der Wölbklappe. Ab 10 kHz liegt der maximale Pegel überwiegend nahe der Klappenwurzel, bei 0,2 der normierten Klappensehnenlänge. Auffällig ist, dass zwischen 8 kHz und 10 kHz kein fließender Übergang in der Position des maximalen Pegels erkennbar ist, sondern die Position sprunghaft von der Klappenspitze zur Klappenwurzel wechselt. Damit wird die zuvor rein visuelle Beobachtung aus den Quellkarten des Referenzbetriebspunktes (vgl. Abb. 5.5) bestätigt: Je höher die Frequenz der Seitenkantenquelle ist, desto weiter ist die Seitenkantenquelle entlang der Seitenkante (von der Hinterkante in Richtung der Klappenwurzel) verschoben.

ben.

Der Einfluss des Klappenwinkels β ist aus den Abb. 5.12b - 5.12d abzuleiten. Für alle drei Klappenwinkel ($\beta = 10^\circ, 5^\circ$ und 0°) liegt der maximale Pegel im Frequenzbereich bis 8 kHz an der Klappenspitze. Für den höheren Frequenzbereich > 10 kHz ist erkennbar, dass je größer der Klappenwinkel β ist desto mehr der maximale Pegel im vorderen Gebiet der Klappenseitenkante nahe der Klappenwurzel liegt. Die mittlere Position des maximalen Pegels (Frequenzbereich größer 10 kHz) beträgt für den Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ 0,5 der normierten Klappensehnenlänge und für den Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$ 0,65 normierte Klappensehnenlänge. Das bedeutet, dass der Klappenwinkel nur den höheren Frequenzbereich (> 10 kHz) bezogen auf die Position des maximalen Pegels beeinflusst. Auch dieser Einfluss des Klappenwinkels deutet sich bereits aus den Quellkarten an und ist hiermit bestätigt.

In den Abb. 5.12e und 5.12f ist die Position des maximalen Pegels für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ, 9^\circ$ und den Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$ dargestellt. Im Vergleich zu den Positionen des Referenzbetriebspunkts ist kein Einfluss des Anstellwinkels α auf die Position des maximalen Pegels identifizierbar. Bis zur Frequenz 8 kHz liegt der maximale Pegel an der Klappenspitze der Wölbklappe. Für höhere Frequenzen (> 10 kHz) liegt der maximale Pegel im Bereich um 0,2 normierte Klappensehnenlänge, also im vorderen Gebiet der Seitenkante, nahe der Klappenspitze. Der Übergang zwischen beiden Bereichen ist wieder gekennzeichnet durch einen Sprung.

5.3.2 Integrale Werte

Die zweite Methode zur detaillierten Analyse des Seitenkantenschalls der Wölbklappe basiert auf aufsummierten Pegelwerten. Die Pegelwerte werden dabei aus verschiedenen Integrationsgebieten an der Seitenkante und basierend auf den Terzquellkarten des Clean-SC-Algorithmus gewonnen. Die Integration ist möglich, da die Clean-SC-Quellkarte im Gegensatz zu den Delay-and-Sum-Quellkarten um kohärente Quellanteile bereinigt sind. Somit werden die integrierten Pegel der Clean-SC-Quellkarten nicht durch Anteile von Nebenkeulen künstlich erhöht und verzerrt. Die Integration erfolgt auf Basis der Energiegleichung (s. Gl. 4.13), die auch für die Quellkarten bei der Überführung vom Schmalbandspektrum ins Terzbandspektrum angewendet wird.

Die integrierten Werte entsprechen jedoch nicht den absoluten Pegeln der einzelnen Integrationsgebiete. Zur Gewinnung der absoluten Pegel müsste beispielsweise die Quellstärken-Integrations-Methodik (Source Power Integration Methode) angewendet werden (Sijtsma 2012). Absolute Aussagen basierend auf absoluten Pegeln sind nicht der Anspruch dieses Abschnitts. Die Bewertung unterschiedlicher Integrationsbereiche und der Vergleich verschiedener Betriebspunkte sind auch auf Basis der einfachen Integration möglich, solange für alle Quellkarten die identischen Einstellungen (z.B. Integrationsgebiet, eingesetzter Steuerungsvektor etc.) verwendet werden.

Als Integrationsgebiet ist analog zum Kontrollgebiet der vorherigen Methodik eine rechteckige Kontrollfläche mit jeweils 2 cm um die obere Seitenkante gewählt (s. auch Abb. 5.13). Das Integrationsgebiet ist zusätzlich in vier Segmente zu je 25 % bezogen auf die Klappensehnenlänge unterteilt. Für jedes der vier Segmente wird der integrierte

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

Pegel bestimmt, wodurch eine Bestimmung der Hauptanteile des emittierten Schalls von der Seitenkante bezogen auf die Position an der Seitenkante erfolgt.

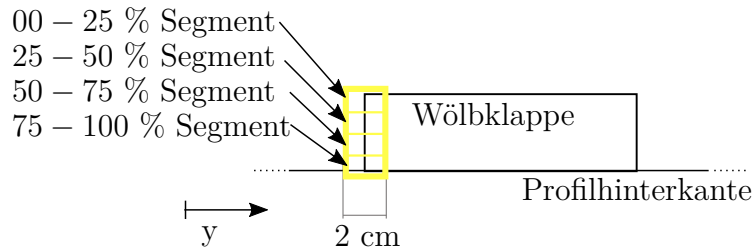
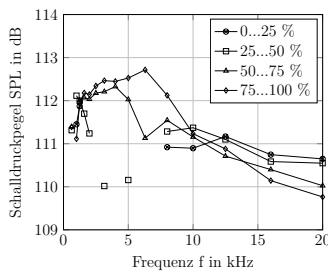
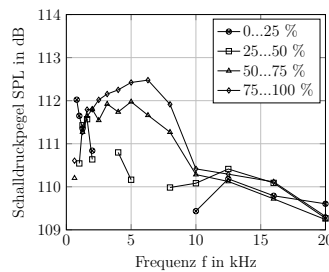


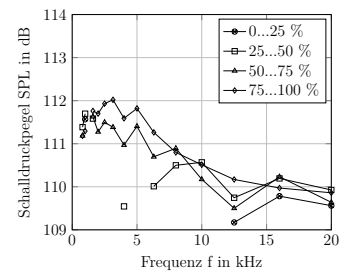
Abbildung 5.13: Integrationsbereich um die Seitenkante der Wölbklappe und Segmentierung in 25 % Segmente als Integrationsgebiet der integrierten Pegel



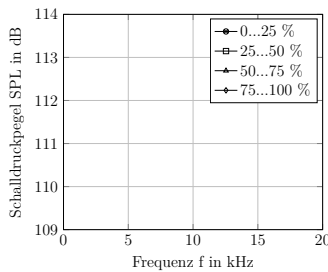
(a) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappe $\beta = 15^\circ$



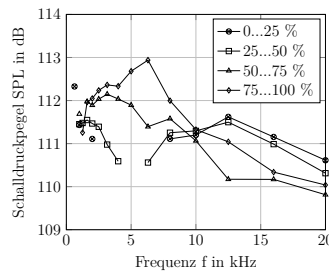
(b) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappe $\beta = 10^\circ$



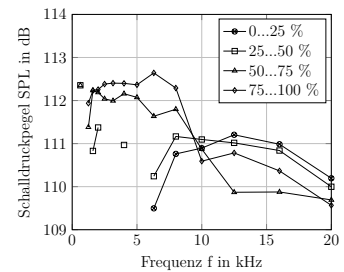
(c) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappe $\beta = 5^\circ$



(d) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappe $\beta = 0^\circ$



(e) Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$,
Klappe $\beta = 15^\circ$



(f) Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$,
Klappe $\beta = 15^\circ$

Abbildung 5.14: Integrierte Pegel an der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten

In Abb. 5.14b - 5.14c sind die integrierten Pegel zum Betriebspunkt mit den Klappenwinkeln $\beta = 10^\circ$ und 5° und dem Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ dargestellt. Diese dienen als Vergleich zum Referenzbetriebspunkt zur Analyse des Einflusses des Klappenwinkels. Erkennbar ist die Relevanz des integrierten Pegels aus dem 75 – 100 % Segment. Mit geringerem Klappenwinkel dominiert der integrierte Pegel des 75 – 100 % Segments auch in höheren Frequenzbereichen. Für den Klappenwinkel 10° dominiert der Pegel bis zur Frequenz 12 Hz, für den Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$ sogar bis zur Frequenz 15 kHz (Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$: Pegel des 75 – 100 % Segment bis 9,5 kHz). Für den hohen

Frequenzbereich (> 15 kHz) erfolgt die Hauptabstrahlung größtenteils von den vorderen Segmenten (Segmente 0 – 25 % und 25 – 50 %) nahe der Klappenwurzel.

Zu beobachten ist, dass die Dominanz des vordersten 0 – 25 % Segments mit geringerem Klappenwinkel abnimmt. Für den Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ dominiert das Segment ab 18 kHz, für den Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$ ist keine Dominanz des Segments mehr erkennbar (Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$: Pegel des 0 – 25 % Segment ab 12 kHz dominant). Die für den Referenzbetriebspunkt identifizierte Rangfolge ist für den niedrigen Frequenzbereich auch für die Betriebspunkte mit den Klappenwinkeln $\beta = 10^\circ$ und 5° erkennbar. Ausgehend vom maximalen Wert des integrierten Pegels ergibt sich für beide Betriebspunkte eine Rangfolge (s. Tab. 5.1). Für den hohen Frequenzbereich ist keine eindeutige Struktur erkennbar.

Tabelle 5.1: Rangfolge der integrierten Pegel des niedrigen Frequenzbereichs an der Klappenseitenkante

Rangfolge	Segment
1.	75 – 100 %
2.	50 – 75 %
3.	25 – 50 %
4.	00 – 25 %

Der Vollständigkeit halber sind in Abb. 5.14d die integrierten Pegel zum Betriebspunkt ohne Klappenauslenkung (Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$) dargestellt. Erkennbar ist, dass für einige Frequenzbereiche keine integrierten Pegel bestimmt werden können, da in den Quellkarten für diese Frequenzbereiche keine Schallquellen im Integrationsgebiet um die Seitenkante vorliegen. Außerdem sind die integrierten Pegel im Vergleich zu den Pegeln der vorher betrachteten Betriebspunkte niedriger.

In Abb. 5.14e und 5.14f sind die integrierten Pegel zum Betriebspunkt mit dem Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$ und dem Anstellwinkeln $\alpha = 3^\circ$ und 9° dargestellt. Diese dienen als Vergleich zum Referenzbetriebspunkt zur Analyse des Einflusses des Anstellwinkels α . Der Vergleich zeigt, dass kein Einfluss des Anstellwinkels α erkennbar ist. Bis ca. 10 kHz dominiert der integrierte Pegel des 75–100 % Segments, die Hauptabstrahlung erfolgt also für alle betrachteten Anstellwinkel α bis zu diesem Frequenzbereich aus dem hinteren Gebiet der Seitenkante, nahe der Klappenspitze und der Hinterkante des Profils. Ab ca. 11 kHz dominiert der integrierte Pegel des 0 – 25 % Segments. Die Hauptabstrahlung im hohen Frequenzbereich (ab 11 kHz) erfolgt also für alle betrachteten Anstellwinkel α aus dem vorderen Gebiet der Seitenkante. Der Anstellwinkel α hat ebenfalls keinen Einfluss auf die Rangfolge der integrierten Pegel im niedrigen Frequenzbereich, die Reihenfolge vom 75 – 100 % Segment zum 0 – 25 % Segment liegt für alle drei Anstellwinkel α vor. Für den hohen Frequenzbereich unterscheidet sich die Rangfolge. Aufgrund eines hohen integrierten Pegels des 75 – 100 % Segments für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und $\alpha = 9^\circ$ ist die Rangfolge nicht genau umgekehrt wie zur Rangfolge im niedrigen Frequenzbereich.

5.3.3 Abhängigkeiten des akustischen Haupteffekts des Seitenkantenschalls

Im Weiteren wird das 75 – 100 % Segment detaillierter ausgewertet, da dieses Segment im Frequenzbereich bis 10 kHz dominiert und in diesem Frequenzbereich ein Wölbklappeneffekt im globalen Schallspektrum auftritt. Dazu erfolgt in diesem Abschnitt eine Analyse der Sensitivität des integrierten Pegels dieses Segments hinsichtlich des Anstell- und Klappenwinkels.

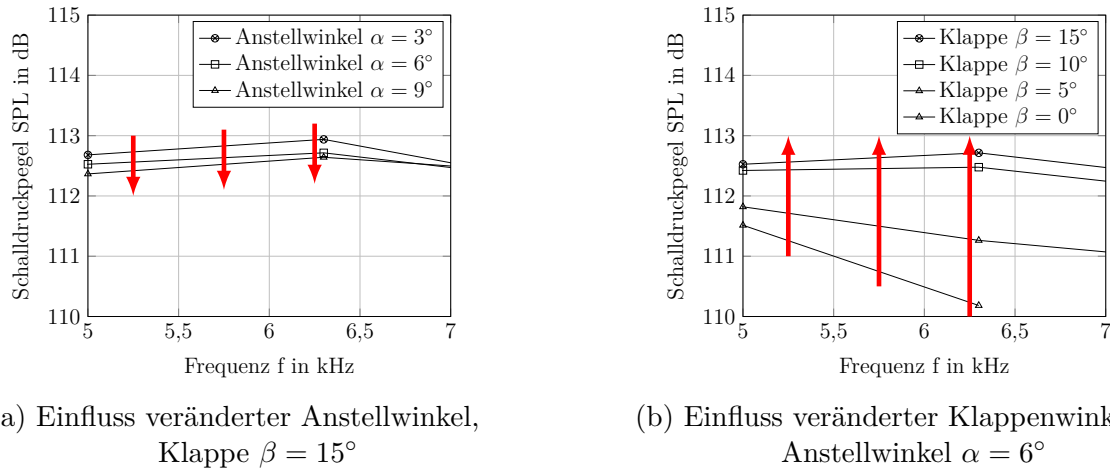


Abbildung 5.15: Integrierte Pegel des 75 – 100 % Segment der Seitenkante der Wölbklappe, extrahiert aus den Clean-SC-Quellkarten

In Abb. 5.15a ist der integrierte Pegel des 75 – 100 % Segments für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, 6° und 9° zum festen Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$ dargestellt und in Abb. 5.15b der integrierte Pegel des 75 – 100 % Segments für die Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$, 10° , 5° und 0° zum festen Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$. Somit können aus der Abb. 5.15 die Sensitivitäten des integrierten Pegels des 75 – 100 % Segments hinsichtlich des Anstell- und Klappenwinkels abgeleitet werden: Der Einfluss des Anstellwinkels α (s. Abb. 5.15a) zeigt, dass der integrierte Pegel des 75 – 100 % Segments mit steigendem Anstellwinkel α abnimmt. Hingegen steigt der integrierte Pegel des 75 – 100 % Segments für einen größeren Klappenwinkel (s. Abb. 5.15b). Diese beiden identifizierten Sensitivitäten stehen in Übereinstimmung mit den aus den globalen Spektren abgeleiteten Sensitivitäten. Auch im globalen Spektrum zeigt sich, dass der Schalldruckpegel für einen kleineren Anstellwinkel α und eine größere Klappenauslenkung zunimmt.

Damit kann zusammenfassend folgende Erkenntnis abgeleitet werden: Der akustische Wölbklappeneffekt wurde im globalen Spektrum im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz identifiziert. Die vorherigen Untersuchungen zeigen, dass für diesen Frequenzbereich das 75 – 100 % Segment der Seitenkante akustisch dominant ist. Die Sensitivitäten hinsichtlich des Anstell- und Klappenwinkels des einzelnen Segments stimmen mit den Sensitivitäten abgeleitet aus dem globalen Spektrum überein. Das bedeutet, dass im 75 – 100 % Segment für die Schallentstehung an der Seitenkante Wölbklappe aeroakustische relevante Phänomene auftreten.

5.3.4 Zusammensetzung des Seitenkantenschalls

Das 75 – 100 % Segment der Seitenkante ist für die Schallentstehung im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz besonders relevant. Das 75 – 100 % Segment ist das in Strömungsrichtung gesehene letzte Segment der Seitenkante der Wölbklappe und schließt bündig mit der Hinterkante der Wölbklappe und des Profils ab. Das bedeutet, dass neben der Seitenkante als Diskontinuität in diesem Segment auch zwei Hinterkanten vorhanden sind, die für aeroakustische Schallentstehung relevant sein können. Es kann daher angenommen werden, dass im 75 – 100 % Segment eine Überlagerung von drei aeroakustischen Phänomenen auftritt: (1) Hinterkantenschall des Profils ohne Klappenbereich (grüner Bereich in Abb. 5.16), (2) Hinterkantenschall von der Wölbklappe (roter Bereich in Abb. 5.16) und (3) Seitenkantenschall an der Wölbklappe (gelber Bereich in Abb. 5.16).

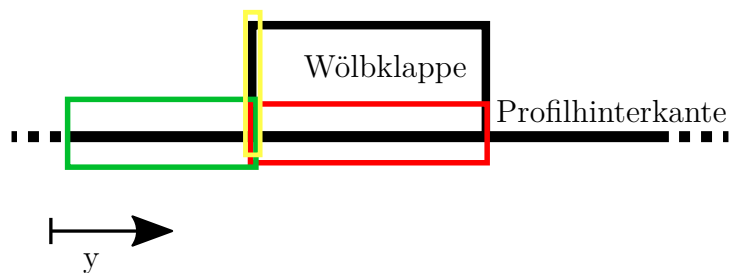


Abbildung 5.16: Überlagerung des Seitenkantenschalls der Wölbklappe (gelber Bereich), des Hinterkantenschalls des Profils (grüner Bereich) und des Hinterkantenschalls der Wölbklappe (roter Bereich) im 75 – 100 % Segment

Die Annahme einer Überlagerung der drei aeroakustischen Phänomene wird unterstützt, wenn der Schalldruckpegel entlang der gesamten Hinterkante (grüner und roter Bereich in Abb. 5.16) des Referenzbetriebspunktes (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) betrachtet wird. Dazu ist in Abb. 5.17 der Schalldruckpegel an der Hinterkante über der Spannweite des Profils (Koordinate y in Abb. 5.16) abgetragen. Die Daten sind aus der Terzquellkarte des Referenzbetriebspunktes des Clean-SC Algorithmus zur Terzmittenfrequenz 6,3 kHz entnommen.

Die Verteilung des Schalldruckpegels entlang der Hinterkante des Versuchsprofils weist zwei Bereiche mit verschiedenen Niveaus des Schalldruckpegels und zwei lokale Maxima auf. Der erste Bereich mit dem niedrigsten Pegel erstreckt sich jeweils links und rechts der Maxima. Der Bereich ist in der Abb. 5.17 gekennzeichnet mit einem grünen Strich. Dieser Bereich ist in der geometrischen Einordnung auf die Spannweite der Hinterkante des Profils ohne Klappenbereich einzuordnen. Es ist also der Bereich des Hinterkantenschalls des unausgelenkten Profilbereichs. Der zweite Bereich erstreckt sich jeweils zwischen den beiden lokalen Maxima. Der Bereich ist in der Abb. 5.17 gekennzeichnet mit einem roten Strich. Bezogen auf die Geometrie des Versuchsprofil ist dieser Bereich der Hinterkante der Wölbklappe zuzuordnen. Der Schalldruckpegel entspricht also dem Hinterkantenschall der Wölbklappe. Die beiden lokalen Maxima sind in Abb. 5.17 mit gelben Kreisen markiert. Die beiden Maxima überragen die anderen beiden Bereiche

5 Schallquellen an umströmten Wölbklappen

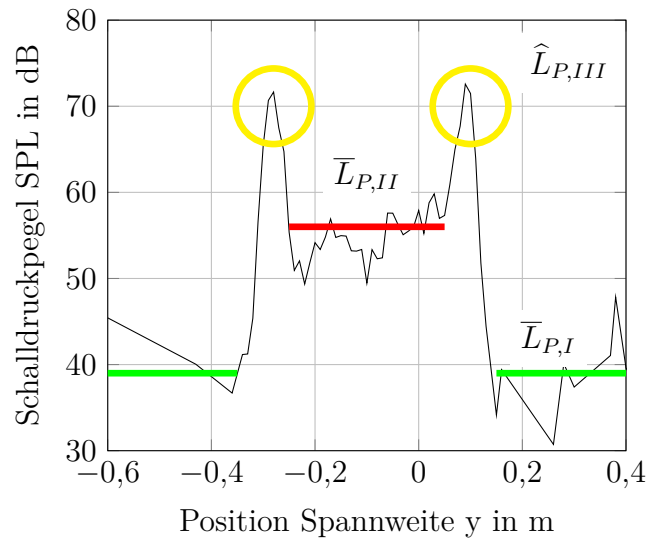


Abbildung 5.17: Verteilung des Schalldruckpegels an der Hinterkante über die gesamte Spannweite des Versuchsprofils

(Hinterkante des unausgelenkten Profils und der Wölbklappe) deutlich. Aufgrund der Position entspricht dies der Seitenkante der Wölbklappe. Der Bereich stellt also den Bereich des Seitenkantenschalls der Wölbklappe da.

Zusammengefasst ergibt sich aus diesem Abschnitt zu den akustischen Eigenschaften der Wölbklappe:

- Die Position des Hauptanteils des Seitenkantenschalls an der Seitenkante ist abhängig von der Frequenz.
- Abhängig vom gewählten Auswertungsverfahren ergeben sich unterschiedliche detaillierte Zusammenhänge zwischen Frequenz und Position.
- Der allgemeine Trend ist jedoch aus beiden Verfahren zu entnehmen: Je höher die Frequenz ist, desto weiter liegt die Seitenkantenschallquelle von der Klappenspitze entfernt und näher an der Klappenwurzel.
- Das hintere Gebiet der Seitenkante der Wölbklappe nahe der Hinterkante des Profils ist für die aeroakustische Schallentstehung im Frequenzbereich bis 8 kHz besonders relevant.
- Es ist anzunehmen, dass in diesem Gebiet eine Überlagerung von drei aeroakustischen Phänomenen auftritt: Hinterkantenschall des Profils ohne Klappenauslenkung, Hinterkantenschall des Profils mit Klappenauslenkung und Seitenkantenschall.

5.4 Zusammenfassung der akustischen Charakteristik der Wölbklappe

Als Abschluss dieses Kapitels werden die wesentlichen Ergebnisse zu den Schallquellen an einer umströmten Wölbklappe zusammengefasst. Dabei liegt der Fokus auf den akustischen Quellen der Seitenkante der Wölbklappe. Mit den gesammelten Erkenntnissen zu den Seitenkantenquellen dieses Kapitels wird die akustische Charakteristik der Wölbklappe umfassend beschrieben. Die akustische Charakteristik der Wölbklappe wird benötigt, um sie der Charakteristik der Fowler-Klappe gegenüberzustellen und Gemeinsamkeiten und Unterschiede herauszuarbeiten.

Akustische Quellen an der Seitenkante der Wölbklappe treten für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) im gesamten Frequenzbereich auf. Im globalen Spektrum sind diese Seitenkantenquellen nur im Frequenzbereich zwischen 3 und 8 kHz erkennbar. In den Terzquellkarten sind Seitenkantenquellen auch im höherfrequenten Bereich (größer 8 kHz) sichtbar. Bezüglich der Position der Quellen an der Seitenkante tritt für den höherfrequenten Anteil eine Frequenzabhängigkeit auf: Je höher die Frequenz der Seitenkantenquelle ist, desto weiter liegt die Seitenkantenschallquelle von der Klappenspitze entfernt und näher an der Klappenwurzel. Der Übergang von der Klappenspitze zur Klappenwurzel ist durch einen sprunghaften Positionswechsel der Seitenkantenquelle gekennzeichnet. Für den tieffrequenten Seitenkantenschall (kleiner 8 kHz) ist das letzte Segment nahe der Hinterkante der Klappe akustisch besonders relevant. In diesem Segment tritt vermutlich eine Überlagerung des Seitenkantenschalls mit dem aeroakustischen Phänomen des Hinterkantenschalls der Hinterkante der Klappe und der Hinterkante des Profils auf.

Die Untersuchung der Sensitivität des Pegels der Seitenkantenquelle zeigt: Eine Erhöhung des Anstellwinkels α führt zu einer Verringerung des Pegels. Eine Klappenauslenkung bewirkt eine Pegelerhöhung. Für die von der Seitenkantenquelle emittierte Frequenz gilt folgende Abhängigkeit: Eine Klappenauslenkung führt zu einer Schallemission der Seitenkantenquelle im höheren Frequenzbereich. Die Klappenauslenkung hat keinen Einfluss auf die Schallemission der Seitenkantenquelle im tieferen Frequenzbereich. Auch ein Einfluss des Anstellwinkels α auf den Frequenzbereich der Seitenkantenquelle ist erkennbar.

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

Für die Wölbklappe wurde im vorherigen Kapitel Seitenkantenschall nachgewiesen. Seitenkantenschall ist ein aeroakustisches Phänomen, eine durch Umströmung der Seitenkante hervorgerufene Schallabstrahlung. Zum Verständnis des Seitenkantenschalls sind Kenntnisse über das Strömungsfeld nötig.

Die Untersuchung des Strömungsfelds an der Seitenkante der Wölbklappe erfolgt vor dem Hintergrund der aerodynamischen Unterhypothese dieser Arbeit: An der Seitenkante der Wölbklappe liegt ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales Strömungsfeld vor. Dazu werden numerische Strömungssimulationen ausgewertet. Die Analyse erfolgt mit dem Fokus auf dem sich an der Seitenkante der Wölbklappe ausbildenden Wirbelsystem.

Dieses Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Zuerst wird mit einem allgemeinen Überblick über das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe die Auswertetechnik der sich anschließenden Abschnitte eingeführt. Danach erfolgt die detaillierte Auswertung auf Basis von drei Größen. Untersucht werden in je einem Unterabschnitt das Wirbelsystem, die Verteilung der Wirbelstärke und die Druckdifferenzen an der Seitenkante der Wölbklappe. Abschließend werden die zum stationären Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe gewonnen Erkenntnisse in Abschn. 6.2 zusammengefasst. Die für alle Daten verwendete Konfiguration der stationären numerischen Strömungssimulation ist im Anhang in Abschn. B.1.1 beschrieben.

6.1 Stationäre Umströmung der Wölbklappe

Die Einführung in die Auswertung der Aerodynamik erfolgt mit dem Überblick über das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) in Abb. 6.1. Dargestellt ist das Wirbelsystem in aufeinander folgenden Ebenen an der Seitenkante. Als Kriterium zur Identifizierung des Wirbelsystems wird das λ_2 -Kriterium nach Jeong und Hussain (1995) ausgewählt. Eine kurze Diskussion zum λ_2 -Kriterium ist in Abschn. B.1.4 des Anhangs zu finden. Für eine ausführliche Herleitung sei auf Jeong und Hussain (1995) verwiesen.

Die Wirbeldetektion in diesem Abschnitt erfolgt in Ebenen an der Seitenkante, die normal zur Sehne des Gesamtprofils ausgerichtet sind (s. Abb. 6.2). Somit stellt jede Ebene einen Schnitt durch das Strömungsfeld und das Profil entlang der Spannweite des Profils dar. Die Position der einzelnen Ebenen wird in Prozent der Klappensehnenlänge angegeben. Die Ebenen bei 0 % Sehnenlänge der Wölbklappe befindet sich an der Klap-

penwurzel, die Ebenen bei 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe an der Klappenspitze und der Hinterkante des Profils (vgl. Abb. 6.2).

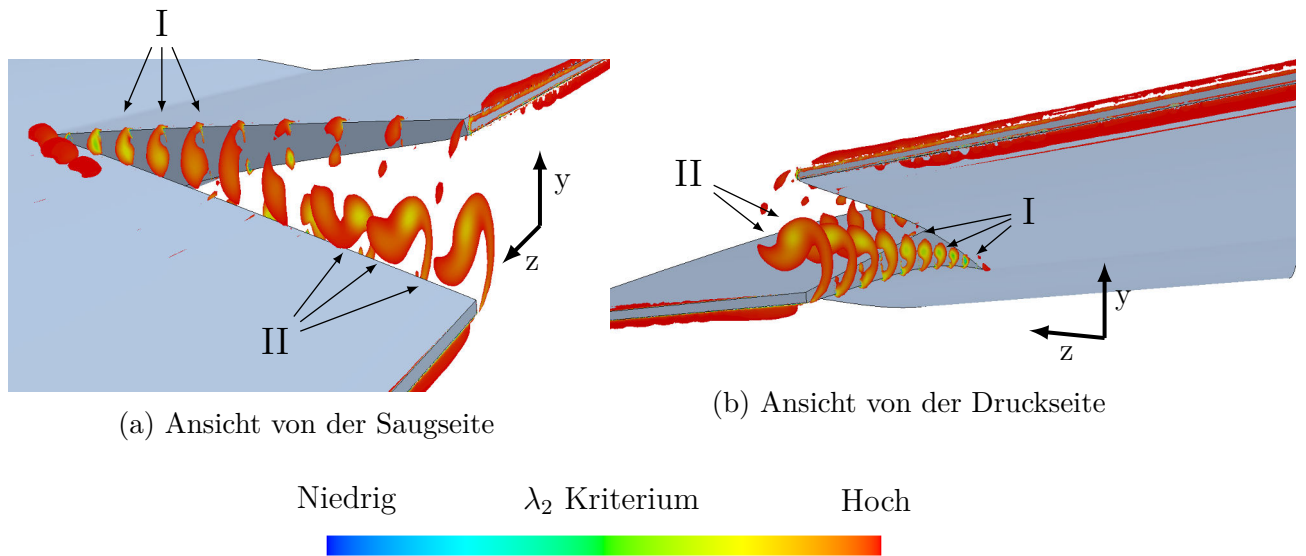


Abbildung 6.1: Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe; Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

In Abb. 6.1 ist die Wirbelverteilung an der Seitenkante in den Ebenen bei 0 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe dargestellt. Die Wirbelverteilung zeigt neben einer Vielzahl von Einzelwirbeln eine dominante, verschmelzende Doppelwirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe: Im vorderen Gebiet der Seitenkante (Ebenen bei 0 % bis 50 % Sehnenlänge der Wölbklappe) bildet sich an der Stufe zwischen Wölbklappe und unausgelenktem Profilbereich eine dreidimensionale Wirbelstruktur aus, die sich an der zweidimensionalen Stirnfläche der Seitenkante der Wölbklappe befindet (I in Abb. 6.1a). Eine vergleichbare Wirbelstruktur entwickelt sich an der Seitenkante des unausgelenkten Profils. Auch dort befindet sich eine Wirbelstruktur an der Stirnfläche (I in Abb. 6.1b). Im hinteren Gebiet der Seitenkante (Ebenen bei 50 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe) lösen sich beide Wirbel von der jeweiligen Stirnfläche und verschmelzen zu einem Gesamtwirbel (II in Abb. 6.1).

Ausgehend von der Kenntnis der dominanten, verschmelzenden Doppelwirbelstruktur und der Auswertemethodik auf Basis der Ebenen wird in den Unterabschnitten mithilfe verschiedener Strömungsgrößen detailliert auf das Strömungsfeld an der Seitenkante eingegangen. In jedem Unterabschnitt erfolgt dabei zuerst die Diskussion der Strömungsgröße für den Referenzbetriebspunkt. Anschließend wird der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β dargestellt.

6.1.1 Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe

In der Abb. 6.1 wurde bereits der zusammenhängende Überblick über die Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha =$

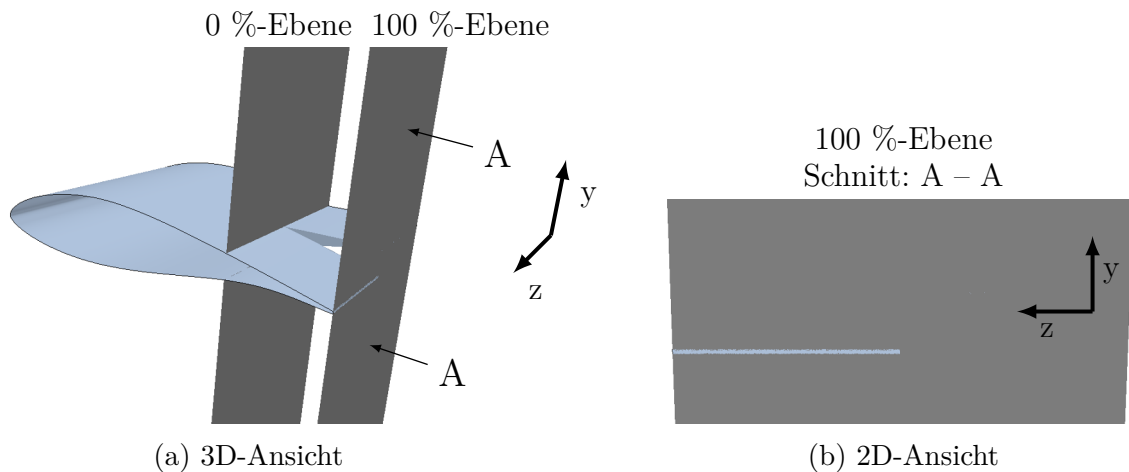


Abbildung 6.2: Auswerteebenen an der Seitenkante der Wölbklappe, a) 3D-Ansicht: zwei exemplarische Auswerteebenen (0 % und 100 % relative Klappensehnenlänge), b) 2D-Ansicht: Frontansicht der Auswerteebene 100 % relative Klappensehnenlänge

6° , Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) dargestellt. Im Weiteren wird die Wirbelstruktur separiert für einzelne Ebenen von der Ebene bei -10% Sehnenlänge der Wölbklappe bis zur Ebene bei 100% Sehnenlänge der Wölbklappe in 10% Schritten für den Referenzbetriebspunkt betrachtet.

Zur Identifizierung der Wirbelstrukturen wird das λ_2 -Kriterium eingesetzt. Die Wirbel werden ohne den eigentlichen Wert des λ_2 -Kriteriums dargestellt: Die schwarzen Bereiche kennzeichnen die Bereiche, in denen das λ_2 -Kriterium unterhalb des Schwellwerts $\lambda_2 \leq -1.000.000$ liegt, ohne weitere wertmäßige Abstufung. Der Schwellwert wurde festgelegt, indem verschiedene Schwellwerte getestet und visuell bewertet wurden. Die Bewegungsrichtung der Wirbel zwischen den einzelnen, dargestellten Ebenen ist mit roten Pfeilen gekennzeichnet. Zur Orientierung sind in jeder Abbildung die Kontur der Wölbklappe und des Profils dargestellt, die durch den Ebenenschnitt entstehen (zur Kennzeichnung s. Abb. 6.3a). Ebenfalls ist die Strömungsrichtung eingezeichnet.

Die Diskussion der Wirbelstrukturen auf Basis des λ_2 -Kriteriums wird unterstützt durch die Darstellung der Strömungsgeschwindigkeit in den jeweiligen Ebenen. Dazu ist in Abb. B.14 des Anhangs B.2.1 das Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Die Anteile des Geschwindigkeitsvektors \vec{u} in der y, z -Ebene sind als Vektoren mit konstanter Länge abgetragen.

6.1 Stationäre Umströmung der Wölbklappe

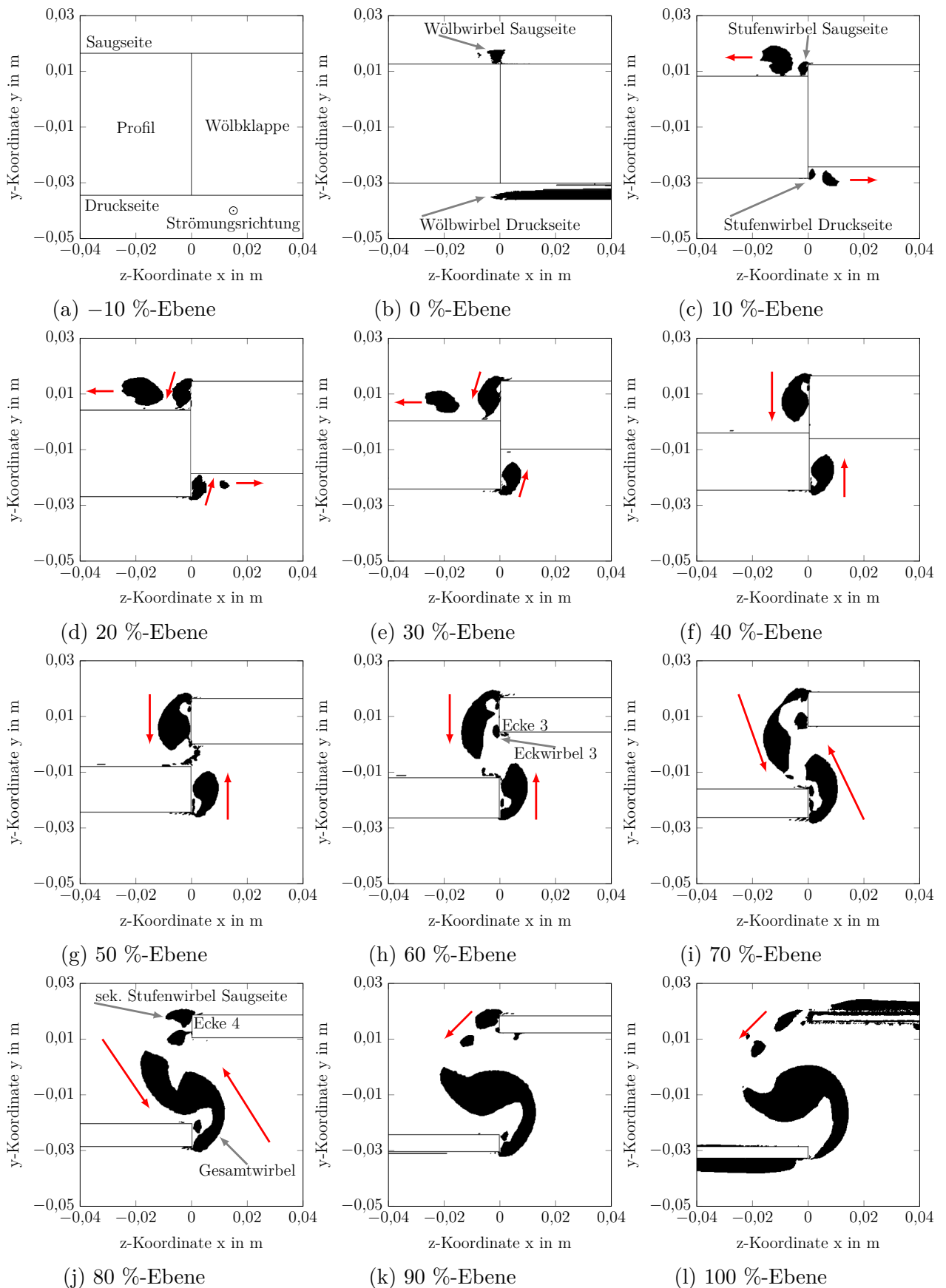


Abbildung 6.3: Wirbelstrukturen in den Ebenen -10% bis 100% des Referenzbetriebspunktes; Schwarze Flächen: Wirbel ($\lambda_2 \leq 1.00.000$); Rote Pfeile: Bewegungsrichtung Wirbel zwischen den dargestellten Ebenen

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

Im Folgenden wird anhand Abb. 6.3 die Ausbildung der Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe erläutert. In der Ebene bei -10% Sehnenlänge der Wölbklappe (Abb. 6.3a) sind keine Wirbel erkennbar. Daraus folgt, dass alle stromab auftretenden Wirbelstrukturen durch die Wölbklappe induziert werden und nicht von stromauffliegenden Elementen stammen.

In der Ebene bei 0% Sehnenlänge der Wölbklappe (Abb. 6.3b) treten auf der Saug- und Druckseite zwei Wirbelsysteme auf, die vermutlich von der Oberflächenwölbung am Drehpunkt der Wölbklappe stammen (s. Abschn. B.1.1). Daher werden die Strukturen im Folgenden als Wölbwirbel Saug- bzw. Druckseite bezeichnet. Der Wölbwirbel Druckseite ist in der nächsten Ebene (Ebene bei 10% Sehnenlänge der Wölbklappe) (Abb. 6.3c) bereits vollständig dissipiert. Der Wölbwirbel Saugseite besteht hingegen bis zur Ebene bei 30% Sehnenlänge der Wölbklappe (Abb. 6.3e) fort und entfernt sich von der Seitenkante.

In der Einleitung zu dieser Arbeit werden in Abschn. 1.3 zu den aerodynamischen Grundlagen des Klappenkonzepts die sich einstellende Profildruckverteilungen eines Profils im Gebiet mit und ohne Klappenauslenkung vorgestellt. Aus diesen aerodynamischen Grundlagen geht hervor, dass auf der Klappe und dem dazugehörigen, angrenzenden Hauptflügelbereich ein unterschiedliches Druckniveau herrscht (vgl. Abb. 1.5). Auf der Saugseite ist die Druckdifferenz in Richtung des Hauptprofils orientiert, auf der Druckseite ist die Druckdifferenz in Richtung der Klappe orientiert (s. Abb. 6.4). Die Druckdifferenzen der Druck- und der Saugseite werden im Folgenden als interne Druckdifferenzen bezeichnet.

Strömungen sind druckgetrieben. Somit tritt an der Seitenkante der Wölbklappe neben der Strömung in Hauptströmungsrichtung eine weitere Strömung quer zur Hauptströmung in Richtung der internen Druckdifferenzen auf (s. Abb. 6.4). Aufgrund dieser Querströmung wird der Wölbwirbel der Saugseite von der Seitenkante weg in Richtung des Hauptprofils transportiert.

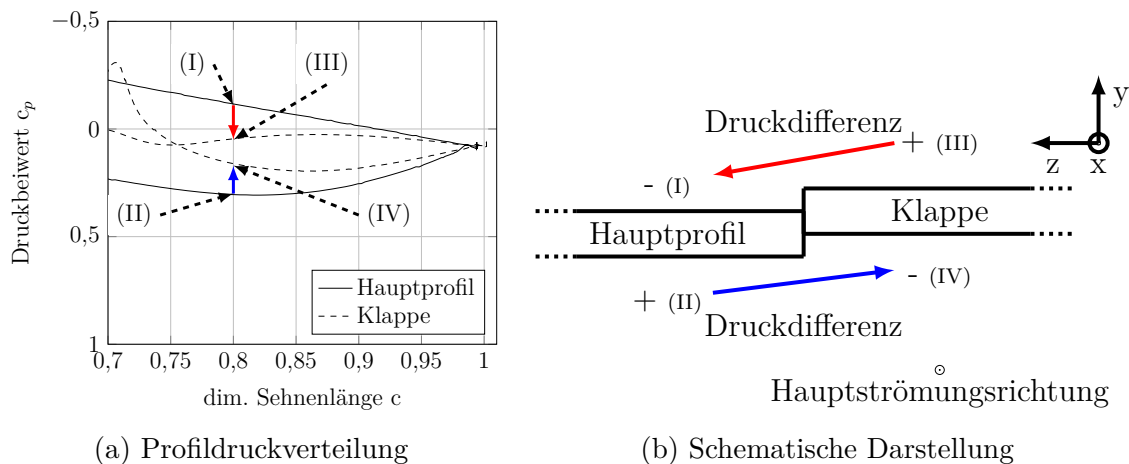


Abbildung 6.4: Druckverteilung im Gebiet der Seitenkante, a) Ausschnitt aus der Profildruckverteilung mit Fokus auf den Klappenbereich (s. Abb. 1.5)

In der Ebene bei 10 % Sehnenlänge der Wölbklappe (Abb. 6.3c) treten an der Stufe zwischen dem Wölbklappenbereich und dem Profilvereich auf der Saug- und der Druckseite zwei weitere Wirbelstrukturen auf. Diese Wirbelstrukturen werden im Folgenden als Stufenwirbel Saug- bzw. Druckseite bezeichnet. Beide Stufenwirbel befinden sich jeweils an der Stirnfläche der Seitenkante der Wölbklappe bzw. des Profils. Die Wirbel werden induziert durch die interne Druckdifferenz auf der Saug- bzw. Druckseite zwischen dem Wölbklappenbereich und dem Profilvereich. So entsteht der Stufenwirbel der Saugseite, weil die Querströmung auf der Saugseite von der Wölbklappe zum Profil an der Stufe der Oberflächenkontur nicht folgen kann (s. Abb. 6.3c). Es kommt an der Stufe zu einer freien, gekrümmten Strömung, die sich zu einem Wirbelsystem an der Stirnfläche der Wölbklappe aufrollt. Der Stufenwirbel der Druckseite wird mit der internen Druckdifferenz der Druckseite aus dem vergleichbaren Grund an der Stirnfläche des Profils induziert.

Das System der Stufenwirbel Saug- und Druckseite ist vergleichbar mit dem Backward-Facing-Step-Testfall (s. Abb. 6.5). Der Backward-Facing-Step-Testfall stellt eine Strömung über eine rückwärtige Stufe dar und wurde umfangreich experimentell untersucht. Eine ausführliche Zusammenfassung wichtiger Arbeiten ist beispielsweise bei Eaton und Johnston (1981) zu finden. Die Strömung über den Backward-Facing Step wird unterteilt in drei wesentliche Bereiche: Zone der freien Scherschicht, Wiederanlegungszone und Rezirkulationszone (s. Abb. 6.5).

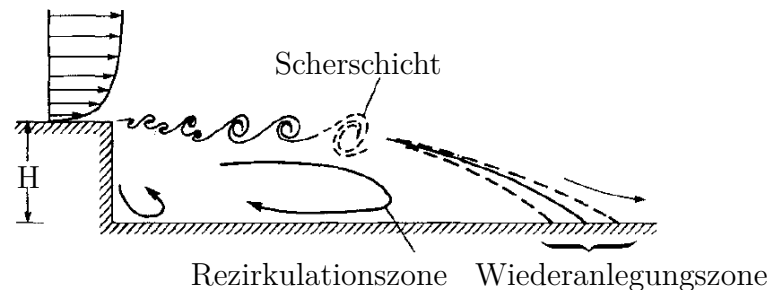


Abbildung 6.5: Strömung über eine rückwärtige Stufe (Backward-Facing-Step) nach Driver et al. (1987)

Die Zone der freien Scherschicht ist dem Bereich direkt hinter der Stufe bis zum Wiederanlegungspunkt der Strömung zuzuordnen. Die Strömung mit der ausgebildeten Grenzschicht kann an der Stufe der Kontur der Oberfläche nicht folgen, wodurch stromab der Stufe eine freie Scherschicht entsteht. Am Wiederanlegungspunkt erreicht die freie Scherschicht die Oberfläche. In der Ecke der Stufe bildet sich dabei eine Rezirkulationszone aus, in der sich ein Wirbelsystem bildet.

Bezogen auf das Strömungsfeld an der Wölbklappe tritt die Backward-Facing-Step-Strömung für die Querströmung über die Seitenkante auf (vgl. Abb. 6.4). Also in den Auswerteebenen, die das Strömungsfeld in der y, z -Ebene abbilden (s. Abb. B.14). Die

auftretende Backward-Facing-Step-Strömung wird dabei überlagert von der Hauptströmung, die in Richtung der positiven x -Achse orientiert ist.

Das Strömungsfeld der quer zur Hauptströmung auftretende Backward-Facing-Step-Strömung ist auf Grund Klappenauslenkung komplexer als eine Backward-Facing-Step-Strömung mit einer konstanten Stufenhöhe H . Mit größerer Klappensehnenlänge wird die Höhe H der Stufe größer, bis der Spalt die direkte Verbindung zwischen Druck- und Saugseite darstellt. Für eine Klappenauslenkung von $\beta = 15^\circ$ tritt dies ab 45 % relative Klappensehnenlänge auf. Die Stufenhöhe H beeinflusst wesentlich das sich einstellende Strömungsfeld der Backward-Facing-Step-Strömung (Eaton und Johnston 1981). Zusätzlich verändert sich über die Klappensehnenlänge das initiale Strömungsfeld der Querströmung vor der Stufe. Aufgrund der Verzögerung der Strömung auf der Klappenoberfläche wird die Grenzschicht der Querströmung aufgedickt. Die Strömungsgeschwindigkeit der Querströmung und dessen Grenzschichtdicke beeinflussen als initiale Strömungsfeld vor der Stufe das sich an der rückwärtigen Stufe einstellende Strömungsfeld (Eaton und Johnston 1981).

Die Strömung des Backward-Facing-Step-Testfalls kann für die Stufenwirbel der Druck- und Saugseite bis zur Ebene bei 45 % Sehnenlänge der Wölbklappe angenommen werden. Bis dorthin werden die Stufenwirbel mit größer werdender Klappensehnenlänge räumlich größer und ausgedehnter. Zwischen 44 % und 45 % relativer Klappensehnenlänge öffnet sich der Spalt zwischen Saug- und Druckseite der Seitenkante der Wölbklappe. Beide Stufenwirbel werden weiterhin durch die interne Druckdifferenz auf der Saug- bzw. der Druckseite gespeist. Durch den Spalt tritt eine zusätzliche Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite auf. Diese Druckdifferenz führt im Weiteren dazu, dass eine Sekundärströmung von der Druck- zur Saugseite über den Spalt auftritt. Durch die Sekundärströmung wird der Stufenwirbel der Druckseite in Richtung des Spalts getrieben, aber weiterhin von der Druckseite des Profils gespeist. Der Stufenwirbel der Saugseite wird auf der Stirnfläche der Wölbklappe eingeschnürt und in Richtung der Saugseitenoberfläche des Profils getrieben. Beide Spaltwirbel vereinigen sich bei 74 % relativer Klappensehnenlänge zu einem Gesamtwirbel, der im Spaltbereich bis zur Ebene bei 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe bestehen verbleibt.

Durch den Spalt zwischen Saug- und Druckseite treten weitere, vereinzelte Wirbel an den Ecken der Seitenkante auf. Insbesondere an den Ecken 3 und 4 der Stirnfläche der Wölbklappe werden sekundäre Wirbel induziert (s. Abb. 6.3j). Der sekundäre Wirbel an der Ecke 3 tritt ab der Ebene bei 60 % Sehnenlänge der Wölbklappe auf, der sekundäre Wirbel an der Ecke 4 ab der Ebene bei 80 % Sehnenlänge der Wölbklappe. Der Wirbel an der Ecke 3 entsteht durch die Sekundärströmung durch den Spalt. Die druckgetriebene Strömung durch den Spalt von der Druck- zur Saugseite kann an der Ecke 3 der Kontur der Wölbklappe nicht folgen, wodurch eine freie, gekrümmte Strömung auftritt. Diese rollt sich an der Stirnfläche der Wölbklappe, nahe der Ecke 3, zu einem Wirbel auf. Der Wirbel wird als Eckwirbel 3 bezeichnet. Der sekundäre Stufenwirbel an der Ecke 4 entsteht durch eine Einschnürung mit anschließender Abspaltung vom Stufenwirbel der Saugseite. Der Eckwirbel 3 und der sekundäre Stufenwirbel Saugseite lösen sich im Bereich 90 - 100 % relativer Klappensehnenlänge von den Stirnflächen ab und werden in Richtung der Druckseite des Profils getrieben.

Zusammengefasst ergeben sich 7 dominante Wirbelstrukturen an der Seitenkante der Wölbklappe, die an unterschiedlichen Positionen entlang der Seitenkante auftreten:

- Wölbwirbel Saug- und Druckseite
- Stufenwirbel Saug- und Druckseite
- Gesamtwirbel
- sekundärer Stufenwirbel Saugseite
- Eckwirbel 3

Die Drehrichtung der sieben identifizierten Wirbelsysteme wird mithilfe der Helizität bestimmt. Die Helizität

$$H = \langle \nabla \vec{u} \rangle \cdot \vec{u} \quad (6.1)$$

ist das Skalarprodukt der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes \vec{u} und des Geschwindigkeitsvektors \vec{u} . Physikalisch wird mit Gl. (6.1) der Winkel zwischen dem Vektor der Rotation des Geschwindigkeitsfeldes \vec{u} und der Geschwindigkeit bestimmt. Somit kann mithilfe der Helizität H die Hauptdrehrichtung von Wirbelgebieten bestimmt werden (vgl. Tab. 6.1). Die Drehrichtung der Wirbel wird in die Richtung der Hauptströmung angegeben.

Tabelle 6.1: Hauptdrehrichtung der dominanten Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe des Referenzbetriebspunktes

Drehrichtung im Uhrzeigersinn	Drehrichtung entgegen dem Uhrzeigersinn
Stufenwirbel Saugseite, Stufenwirbel Druckseite, sekundärer Stufenwirbel Saugseite, Gesamtwirbel	Wölbwirbel Saugseite, Wölbwirbel Druckseite, Eckwirbel 3

Bei der Detektion der Wirbelsysteme des Referenzbetriebspunktes in der Abb. 6.3 wurde bereits auf die Größenänderung der Stufenwirbel über die relative Klappensehnenlänge eingegangen. Diese basiert auf einem rein visuellen Vergleich der einzelnen Abbildungen. Auf Basis des λ_2 -Kriteriums kann eine Abschätzung der Größe der einzelnen Wirbelsysteme erfolgen. Dazu wird zuerst die Anzahl der Netzzellen bestimmt, in denen das λ_2 -Kriterium unterhalb des bereits zuvor eingeführten Schwellwerts $\lambda_2 \leq -1.000.000$ liegt. Die Anzahl der Netzzellen wird abschließend mit der Fläche der Netzzellen multipliziert.

Für eine vereinfachte Bestimmung der Fläche der Netzzellen und einer Vergleichbarkeit für unterschiedliche Anstell- und Klappenwinkel werden die Daten des λ_2 -Kriteriums interpoliert. Die Rohdaten liegen auf einem unstrukturierten Netz vor. Die Daten werden auf ein strukturiertes Netz interpoliert. Die Zellweite des strukturierten Netz beträgt 0,1 mm. Die Abschätzung der Wirbelgröße ergibt sich somit zu

$$\text{Wirbelgröße} = \#\{\lambda_2 \leq -1.000.000\} \cdot 0,01\text{mm}^2 \quad (6.2)$$

mit $\#$ der Anzahl der Netzzellen für die das λ_2 -Kriterium kleiner gleich $-1.000.000$ ist. In der Abb. 6.6 ist das Vorgehen schematisch dargestellt. Aufgrund der Interpolation des λ_2 -Kriteriums vom unstrukturierten Netz auf das strukturiertes Netz tritt ein Interpolationsfehlers auf. Eine Abschätzung dies Interpolationsfehlers ist im Anhang im Abschn. B.1.1 dokumentiert.

Die Größenabschätzung nach Gl. (6.2) wird nur für fünf der sieben Wirbelsysteme durchgeführt. Der Wölbwirbel der Druckseite ist bereits bei 10 % der Klappensehnenlänge vollständig dissipiert. Der Wölbwirbel der Saugseite wird von der Seitenkante weggetrieben und ist ebenfalls in der Ebene bei 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe aufgelöst. Deshalb werden die beiden Wölbwirbel für die weitere Auswertung als nicht relevant angesehen und die Größenabschätzung nach Gl. (6.2) nur für die verbleibenden fünf dominanten Wirbelsysteme durchgeführt. Die Größenabschätzung der Wirbel wird für jedes der fünf dominanten Wirbelsysteme je %-Ebene durchgeführt, wodurch das Wirbelsystem über den Verlauf entlang der Seitenkante quantifiziert wird.

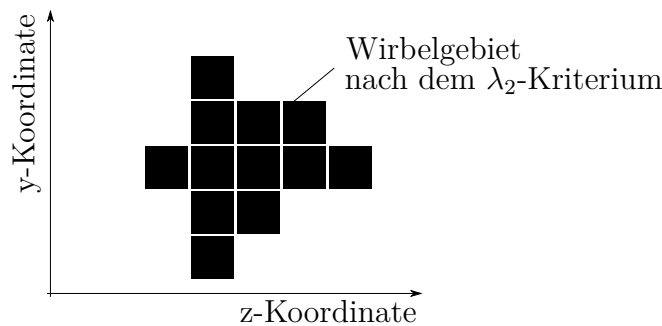


Abbildung 6.6: Abschätzung der Größe einer Wirbelstruktur auf Basis des λ_2 -Kriteriums: 12 Netzzellen erfüllen das Kriterium $\lambda_2 \leq -1.000.000 \Rightarrow 12 \cdot 0,01 \text{ mm}^2 = 0,12 \text{ mm}^2$

Die abgeschätzten Größen der fünf Wirbelsysteme über die gesamte Klappensehnenlänge des Referenzbetriebspunktes sind in Abb. 6.7 dargestellt. Bezogen auf die Wirbelgröße des Referenzbetriebspunktes zeigt sich eine Gruppierung, bestehend aus 3 Untergruppen. Die erste Gruppe ist der flächenmäßig größte Wirbel und besteht aus dem Gesamtwirbel. Die Größe des Gesamtwirbels ist zwischen $0,85$ bis $1,2 \text{ cm}^2$. Die zweite Gruppe bilden die beiden Stufenwirbel, wobei der Stufenwirbel der Druckseite geringfügig kleiner ist als der Stufenwirbel der Saugseite. Beide Wirbelsysteme sind zwischen 0 bis $0,45 \text{ cm}^2$ groß. Die letzte Gruppe bilden die beiden kleinsten Wirbel. Der Eckwirbel 3 und der sekundäre Stufenwirbel Saugseite sind zwischen 0 und $0,1 \text{ cm}^2$ groß.

Die identifizierten Wirbelsysteme des Referenzbetriebspunktes sind auch für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und 9° (Klappenwinkel jeweils $\beta = 15^\circ$) und für den Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$ und 5° (Anstellwinkel jeweils $\alpha = 6^\circ$) erkennbar. Die Wirbelsysteme unterscheiden sich jedoch in ihrer Ausprägung und Gestalt. Die Darstellung der Wirbelstrukturen auf Basis des λ_2 -Kriteriums für die Betriebspunkte sind der Vollständigkeit halber in

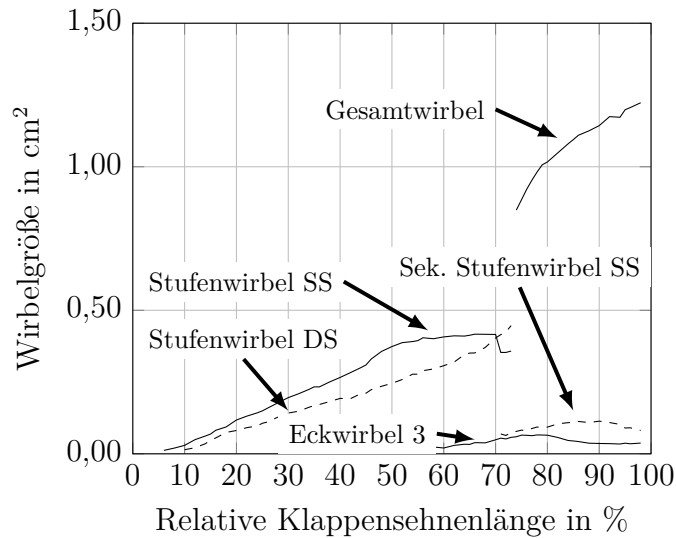


Abbildung 6.7: Größe der dominanten Wirbel des Referenzbetriebspunktes (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$)

den Abb. B.15 bis B.18 des Anhangs hinterlegt. Im Folgenden wird der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf das Wirbelsystem an den Seitenkanten der Wölbklappe untersucht.

Der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die Wirbelgröße, abgeschätzt über Gl. (6.2), ist in den Abb. 6.8 und 6.9 dargestellt. Der Einfluss auf die fünf dominanten Wirbelsysteme wird dabei jeweils in einer Unterabbildung separat dargestellt. Die abgeleiteten Einflüsse des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β sind dabei mithilfe roter Pfeile verdeutlicht.

Die Untersuchung des Einflusses des Anstellwinkels α ergibt, dass der Anstellwinkel α die Größe der Stufenwirbel beeinflusst. Dabei zeigt sich ein entgegengesetztes Verhalten für beide Wirbel: Je größer der Anstellwinkel α ist, desto größer ist der Stufenwirbel der Saugseite und desto kleiner ist der Stufenwirbel der Druckseite. Für die Größe der anderen drei Wirbelsysteme (Gesamtwirbel, sekundärer Stufenwirbel Saugseite und Eckwirbel 3) lässt sich kein eindeutiger Zusammenhang mit dem Anstellwinkel α ableiten.

Allgemein wird die Wirbelgröße beeinflusst vom Strömungsfeld und der Geometrie der Seitenkante. Die Geometrie der Seitenkante wird zwischen den drei Anstellwinkeln $\alpha = 3^\circ, 6^\circ, 9^\circ$ nicht verändert, da nur der Anstellwinkel α , nicht aber der Klappenwinkel β verändert wird. Deshalb ist der identifizierte Einfluss des Anstellwinkels α auf das Strömungsfeld zurückzuführen. Ein veränderter Anstellwinkel α führt zu einer veränderten Oberflächendruckverteilung, resultierend in einer veränderten internen Druckdifferenz und veränderten Strömungsgeschwindigkeiten an der Seitenkante. Eine eindeutige Identifizierung der Ursache kann hier aufgrund fehlender Informationen zum Strömungsfeld noch nicht erfolgen. Die Strömungsgeschwindigkeit an der Seitenkante wird im Anschluss an diese Auswertung der Wirbelgröße untersucht. Die Analyse der Druckdifferenzen über die Seitenkante erfolgen in Abschn. 6.1.3. Ergebnisse der beiden weiteren Abschnitte werden mit der Wirbelgröße aus diesem Abschnitt verknüpft.

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

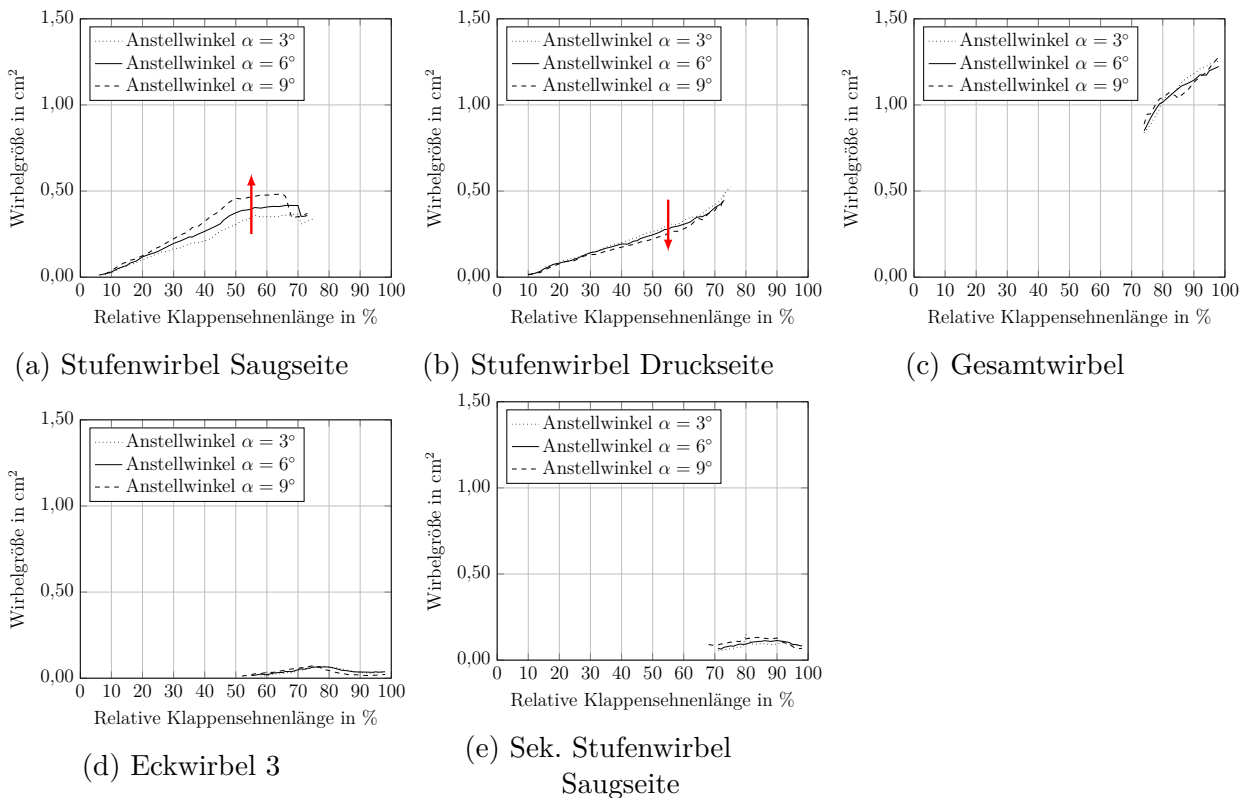


Abbildung 6.8: Einfluss des Anstellwinkels α auf die Größe der fünf dominanten Wirbelstrukturen an der Seitenkante der Wölbklappe; Rote Pfeile: Kennzeichnung des Einflusses des Anstellwinkels α

Interessant ist die Unabhängigkeit der Größe des Gesamtwirbels vom Anstellwinkel α , obwohl die beiden Stufenwirbel, aus denen der Gesamtwirbel entsteht, eine Abhängigkeit vom Anstellwinkel α aufweisen. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Wirbelgröße der Stufenwirbel kurz vor der Verschmelzung zum Gesamtwirbel (bei ca. 70 % Klappensehnenlänge) für verschiedene Anstellwinkel α wieder nahezu identisch ist.

Der Klappenwinkel β beeinflusst die Größe der beiden Stufenwirbel und des Gesamtwirbels: Alle drei Wirbelsysteme werden größer mit größerem Klappenwinkel β . Für den Eckwirbel 3 und den sekundären Stufenwirbel Saugseite kann wiederum keine eindeutige Abhängigkeit vom Klappenwinkel β abgeleitet werden.

Durch eine Klappenauslenkung wird die Geometrie und das Strömungsfeld an der Seitenkante verändert. Eine Klappenauslenkung um den Winkel β führt zu einer Vergrößerung der Höhe H des Spalts (vgl. Abb. 6.5). Eine höhere Stufe führt zu einem größeren Wirbel der Backward-Facing-Step-Strömung (Eaton und Johnston 1981). Das veränderte Strömungsfeld ist eine direkte Folge der veränderten Geometrie. Die Klappenauslenkung resultiert in veränderten Strömungsgeschwindigkeiten an der Seitenkante und internen Druckdifferenzen über die Seitenkante. Eine eindeutige Trennung von möglichen geometrischen und aerodynamischen Ursachen des Einflusses des Klappenwinkels β auf die Wirbelsysteme ist somit nicht möglich.

6.1 Stationäre Umströmung der Wölbklappe

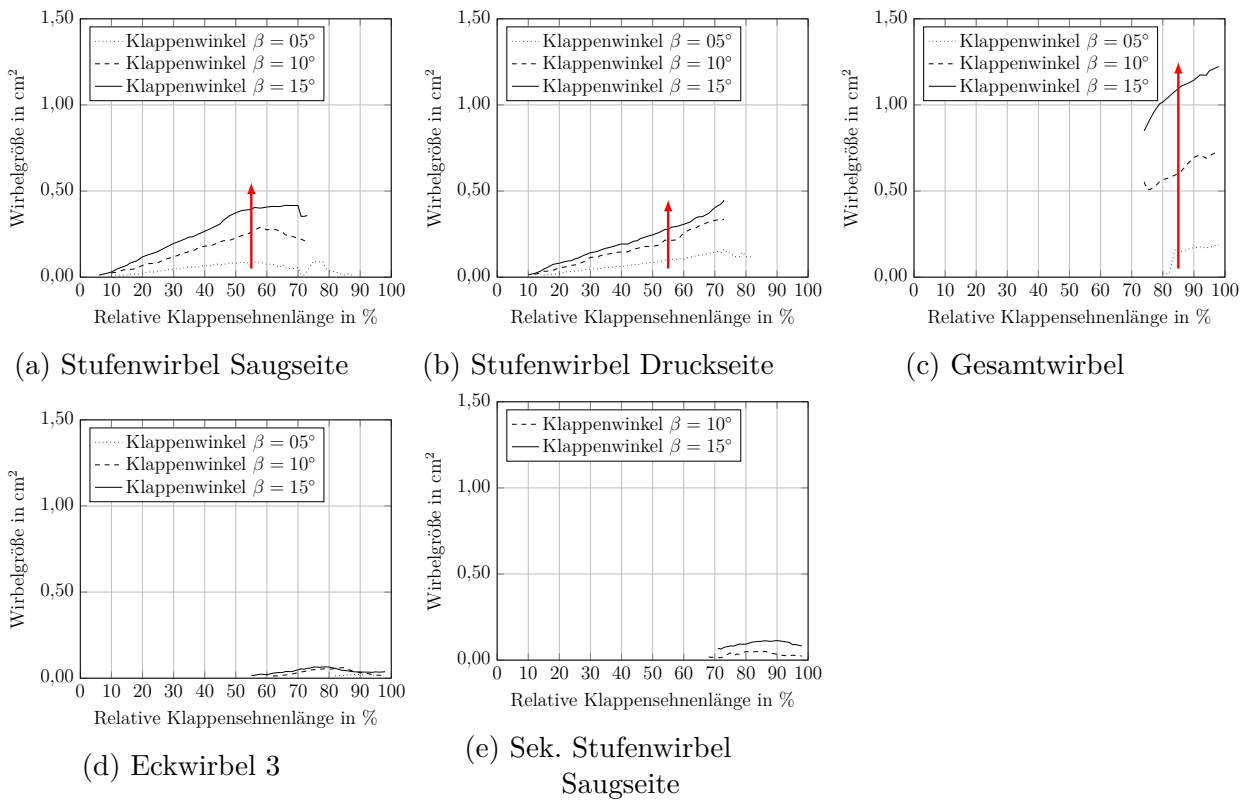


Abbildung 6.9: Einfluss des Klappenwinkels β auf die Größe der fünf dominanten Wirbelstrukturen an der Seitenkante der Wölbklappe; Rote Pfeile: Kennzeichnung des Einflusses des Klappenwinkels β

Ergänzt wird die Untersuchung zur Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe im Folgenden um die Strömungsgeschwindigkeit der Wirbelsysteme. Für das Wirbelsystem an der Seitenkante der Fowler-Klappe wurden maximale Strömungsgeschwindigkeiten bestimmt, die dem Doppelten der ungestörten Anströmungsgeschwindigkeit entsprechen (vgl. Kap. 2). Die Strömungsgeschwindigkeit der Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe wird aus den stationären numerischen Daten bestimmt. In jedem nach dem λ_2 -Kriterium definierten Wirbelbereich wird der maximale Wert des Betrags des Geschwindigkeitsvektors berechnet, mit der Strömungsgeschwindigkeit der freien Anströmung normiert und über die relative Klappensehnenlänge abgetragen. Die Analyse der maximalen Wirbelgeschwindigkeit erfolgt dabei für die drei Hauptwirbel der verschmelzenden Doppelwirbelstruktur: Stufenwirbel Druckseite, Stufenwirbel Saugseite und Gesamtwirbel.

In Abb. 6.10 ist die normierte, maximale Geschwindigkeit der drei Hauptwirbel des Referenzbetriebspunktes dargestellt. Global steigt die Geschwindigkeit aller drei Wirbelsysteme über die Klappensehnenlänge an und liegt zwischen 0,55 und 1,05 normierte, maximale Geschwindigkeit. Für das vordere und mittlere Gebiet an der Seitenkante (0 - 75 % Klappensehnenlänge) ist die normierte, maximale Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Druckseite immer etwas größer als die normierte Geschwindigkeit des Stufen-

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

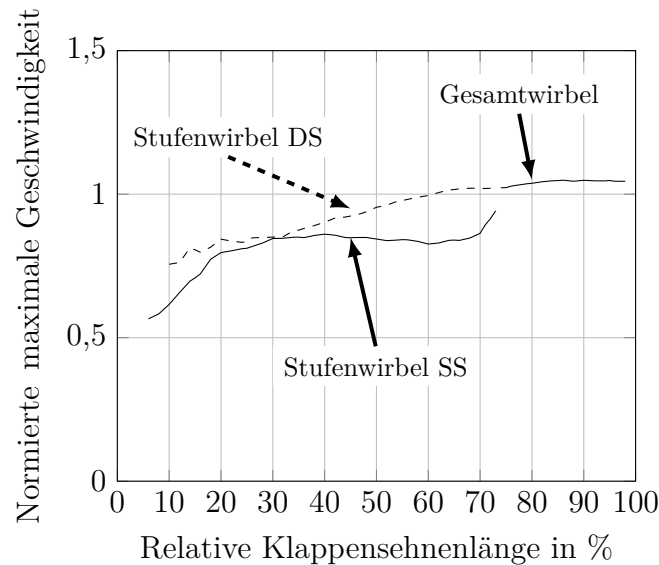


Abbildung 6.10: Normierte, maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel des Referenzbetriebspunktes

wirbels der Saugseite. Die Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Druckseite steigt von 0,75 auf 1,01 normierte Geschwindigkeit an, wobei die Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite von 0,55 m/s auf 0,9 m/s ansteigt. Die maximale Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite steigt dabei bis ca. 40 % Klappensehnenlänge stark an und stagniert bis 60 % Klappensehnenlänge in einem Bereich zwischen 0,8 und 0,85 normierte Geschwindigkeit. Danach steigt die normierte, maximale Strömungsgeschwindigkeit bis zur Verschmelzung mit dem Stufenwirbel der Druckseite zum Gesamtwirbel weiter an. Die normierte, maximale Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Druckseite steigt kontinuierlich an, ohne dass ein Bereich einer Stagnation auftritt.

Ab 74 % Klappensehnenlänge sind beide Stufenwirbel zum Gesamtwirbel verschmolzen. Die normierte, maximale Geschwindigkeit des Gesamtwirbels verändert sich über den hinteren Teil der Seitenkante von 1,01 m/s auf 1,05 m/s nur noch minimal im Vergleich zum Anstieg der normierten, maximalen Strömungsgeschwindigkeiten der beiden Stufenwirbel.

Der Einfluss des Anstellwinkels α auf die maximale Wirbelgeschwindigkeit ist in Abb. 6.11 dargestellt. Die abgeleiteten Einflüsse des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β sind dabei mithilfe roter Pfeile verdeutlicht. Eine Erhöhung des Anstellwinkels α von 3° auf 6° und 9° führt zu einer Abnahme der Wirbelgeschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite. Die Geschwindigkeit des Stufenwirbels der Druckseite steigt hingegen. Der entgegengesetzte Trend für die beiden Stufenwirbel korreliert mit dem entgegengesetzten Einfluss des Anstellwinkels α auf die Wirbelgröße der beiden Stufenwirbel: Je größer die Wirbelgeschwindigkeit ist, desto kleiner ist der Wirbel.

Die Wirbelgeschwindigkeit des Gesamtwirbels steigt ebenfalls mit dem Anstellwinkel α . Für die Wirbelgröße lässt sich hingegen keine eindeutige Abhängigkeit vom Anstellwinkel α ableiten. Aus welchen Gründen die zuvor für den Stufenwirbel identifizierte

6.1 Stationäre Umströmung der Wölbklappe

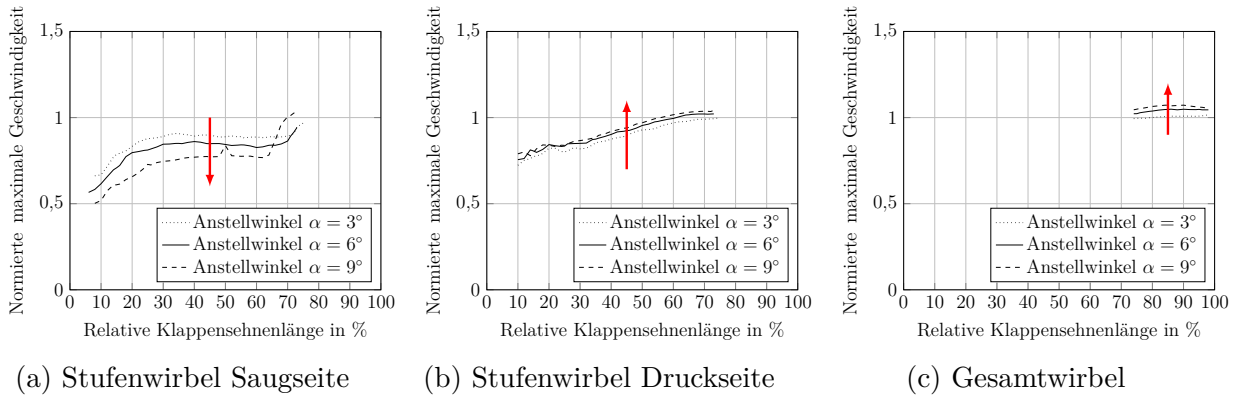


Abbildung 6.11: Einfluss des Anstellwinkels α auf die maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel an der Seitenkante der Wölbklappe; Rote Pfeile: Kennzeichnung Einfluss des Anstellwinkels α

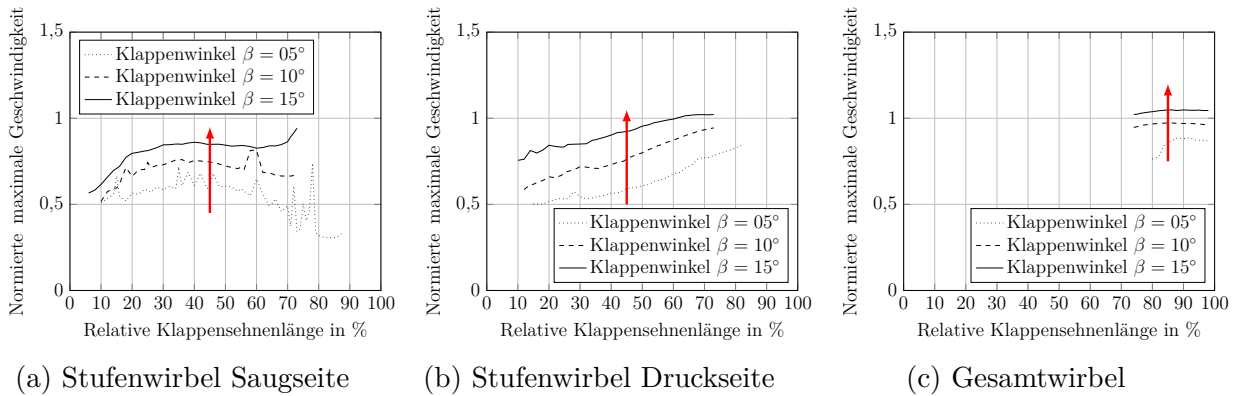


Abbildung 6.12: Einfluss des Klappenwinkels β auf die maximale Geschwindigkeit der Hauptwirbel an der Seitenkante der Wölbklappe; Rote Pfeile: Kennzeichnung Einfluss des Klappenwinkels β

Korrelation zwischen Wirbelgeschwindigkeit und Wirbelgröße von dem Gesamtwirbel nicht bestätigt wird, lässt sich nicht abschließend klären. Dazu müsste mit weiteren Betriebspunkten die bis jetzt nicht eindeutige Abhängigkeit der Wirbelgröße vom Anstellwinkel α eindeutig geklärt werden.

Der Einfluss des Klappenwinkels β auf die maximale Wirbelgeschwindigkeit ist in Abb. 6.12 dargestellt. Eine stärkere Klappenauslenkung führt für alle drei Wirbelsysteme zu einer Erhöhung der maximalen Wirbelgeschwindigkeit. Dies widerspricht zuerst der zuvor identifizierten Korrelation zwischen Druckdifferenz und Wirbelgeschwindigkeit. Eine Klappenauslenkung resultiert jedoch neben einem veränderten aerodynamischen Strömungsfeld auch in einer veränderten Geometrie. Insbesondere führt eine Klappenauslenkung zu einer Erhöhung der Höhe H der Stufe. Diese geometrische Größe scheint einen dominanteren Einfluss auf die Wirbelgröße zu haben als die Wirbelgeschwindigkeit.

6.1.2 Verteilung der Wirbelstärke an der Seitenkante

An der Seitenkante der Wölbklappe existiert ein charakteristisches Wirbelsystem bestehend aus einer über die Klappensehnenlänge verschmelzenden Doppelwirbelstruktur. Zur Abschätzung der Intensität der Wirbelstruktur ist die kinematische Größe der Wirbelstärke geeignet. Die Wirbelstärke

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (6.3)$$

ist definiert als die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes und stellt somit die innere Drehbewegung des Fluids in einem Medium dar (Schade et al. 2013). Die Einheit der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ ist $\frac{1}{s}$.

Im Folgenden wird die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ an der Seitenkante der Wölbklappe untersucht. Dies geschieht insbesondere, da Koop (2005) und Tiedemann (2009) den Transport von Wirbelstärke $\vec{\omega}$ über die Seitenkante der Fowler-Klappe als einen wesentlichen schallinduzierenden Vorgang an der Fowler-Klappe identifiziert haben. Die Auswertung der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ in diesem Abschnitt erfolgt in den Auswerteebenen, die bereits im vorherigen Abschn. 6.2 eingeführt und verwendet wurden. In jeder Ebene wird der Betrag des Vektors der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ betrachtet. Die Untersuchung der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ erfolgt zuerst für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$). Anschließend wird die Analyse erweitert auf den Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β .

In der Abb. 6.13 ist die Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ exemplarisch in der Ebene bei 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe visualisiert. In der Darstellung ist ebenfalls der Schnitt durch das Profil und die Wölbklappe gekennzeichnet.

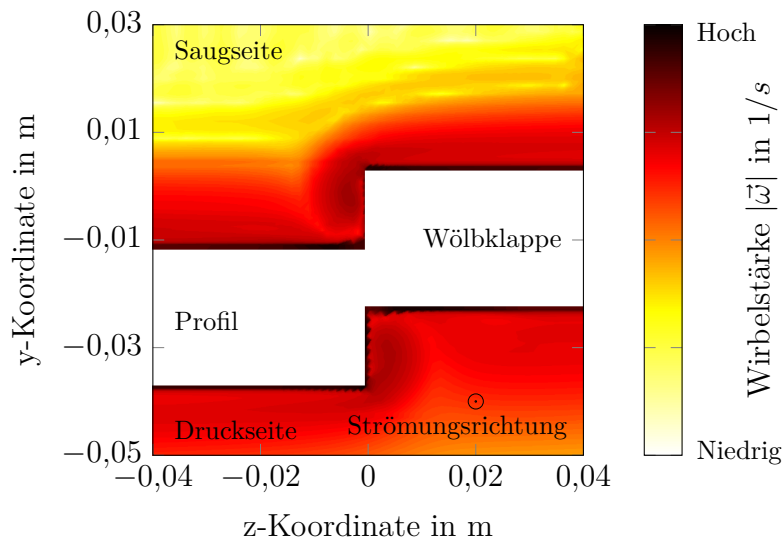


Abbildung 6.13: Verteilung der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ an der Seitenkante der Wölbklappe bei 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe

An der Seitenkante der Wölbklappe ist die Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ ungleichmäßig verteilt. Insbesondere auf der Oberfläche der Wölbklappe und des Profils wie auch im Gebiet der

Stufenwirbel liegt eine hohe Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ vor. Die hohe Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ befindet sich nahe der Ecken der Seitenkante, könnte somit analog zu Tiedemann (2009) und Koop (2005) ein schall-induzierender Vorgang an der Seitenkante der Wölbklappe sein. Eine direkte Verknüpfung der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ mit der Schallentstehung an der Seitenkante der Wölbklappe ist aus Abb. 6.13 jedoch noch nicht möglich.

Für Rückschlüsse auf einen möglichen schall-induzierenden Vorgang sind zum einen Kenntnisse über die instationäre Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ nötig und zum anderen sind die Verteilung und Herkunft der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ an der Seitenkante relevant. Auf die instationäre Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ wird im nachfolgenden Kapitel eingegangen. Die Analyse der stationären Verteilung in diesem Kapitel liefert dafür jedoch wichtige Erkenntnisse, sodass die Auswertung im nächsten Kapitel zielgerichtet durchgeführt werden kann. Dazu wird die Verteilung der Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ entlang der Klappensehnenlänge der Seitenkante in den Ebenen bei 0 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe betrachtet. Der arithmetische Mittelwert der Wirbelstärke $\bar{\omega}$ wird in einer Kontrollfläche um die Seitenkante bestimmt. Die Kontrollfläche ist in Abb. 6.14 dargestellt. Zusätzlich wird in den Bereichen rechts und links der Seitenkanten-Kontrollfläche der arithmetische Mittelwert der Wirbelstärke $\bar{\omega}$ gebildet. Der arithmetische Mittelwert wird für alle drei Kontrollflächen verwendet, da somit eine Unabhängigkeit von der Auflösung der Daten im Seitenkantenbereich erreicht wird. Die Daten liegen je Ebene und Betriebspunkt auf unstrukturierten Netzen vor. Somit kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Anzahl von Datenpunkten je Ebene und Betriebspunkt schwankt. Durch die Verwendung des arithmetischen Mittelwertes wird eine Unabhängigkeit von der Anzahl der Datenpunkte je Ebene und vom Betriebspunkt erreicht. Somit kann die Wirbelstärke $\bar{\omega}$ in unterschiedlichen Ebenen, in verschiedenen Kontrollflächen und für verschiedene Betriebspunkte miteinander verglichen werden. Würde beispielsweise die Summe der Wirbelstärke $\bar{\omega}$ als Vergleichsmaß verwendet werden, wäre diese direkt beeinflusst von der Anzahl der Summanden, wodurch vergleichende Aussagen auf Basis der Summenbildung verzerrt würden.

Ziel der Auswertung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ über die Klappensehnenlänge ist die Identifizierung von Effekten an der Seitenkante. Eine eindeutige Trennung zwischen Seitenkante und sonstigem Gebiet ist aufgrund der Definition der Kontrollfläche Seitenkante jedoch nicht eindeutig möglich (s. Abb. 6.14). Deshalb wird durch die beiden anderen Kontrollflächen auch die Wirbelstärke außerhalb der Seitenkanten-Kontrollfläche erfasst und ausgewertet. Die Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ ist nicht nur in Bereichen eines Wirbels ungleich Null: In jedem Gebiet, in dem eine innere Drehbewegung der Fluidelemente besteht, ist die Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ ungleich Null. Einem solchen Gebiet stellt beispielsweise die Grenzschicht dar, in der die Fluidelemente aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht zu einer Drehbewegung angeregt werden. Die hohe Wirbelstärke $|\vec{\omega}|$ auf den Oberflächen in Abb. 6.13 ist auf die Strömungsgrenzschicht des Profils und der Wölbklappe zurückzuführen. Tritt nun ein Effekt in der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Seitenkanten-Kontrollfläche auf, der auch in einer oder beiden der anderen Kontrollflächen auftritt, ist der Effekt ein allgemeingültiger und kein Seitenkanten-spezifischer. Ist der Effekt hingegen nur in der Seitenkanten-Kontrollfläche identifizierbar, handelt es sich um einen spezifischen Effekt an der Seitenkante.

In der Abb. 6.15 ist die Verteilung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ entlang der Klappen-

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

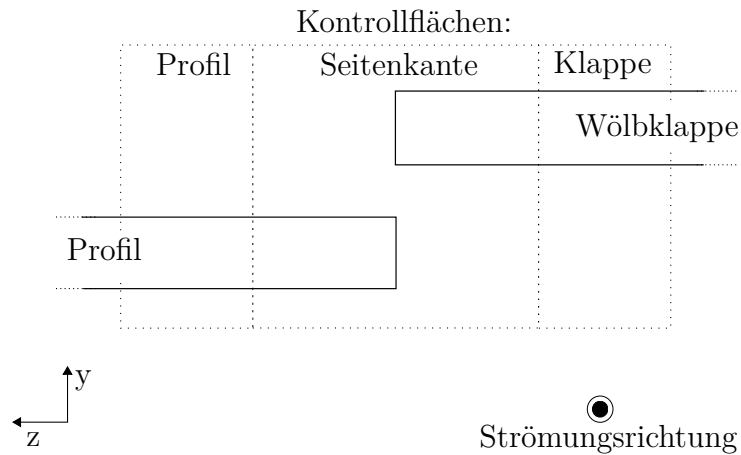


Abbildung 6.14: Kontrollflächen an der Seitenkante der Wölbklappe für die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$

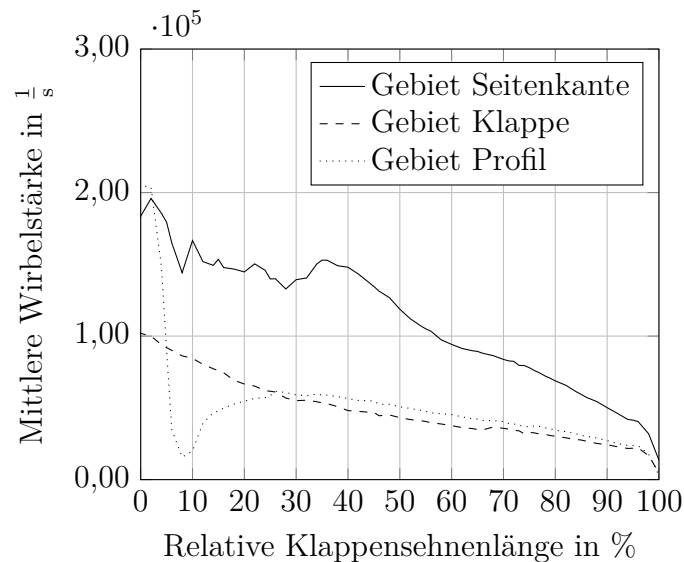


Abbildung 6.15: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen des Referenzbetriebspunktes

sehnenlänge der Seitenkante der Wölbklappe dargestellt. Die Daten entstammen dem Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) und sind jeweils den drei Kontrollflächen Seitenkante, Klappe und Profil entnommen (vgl. Abb. 6.14).

Global betrachtet nimmt die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ für alle drei Kontrollflächen über die Klappensehnenlänge von der Klappenwurzel zur Klappenspitze ab. Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Seitenkanten-Kontrollfläche ist dabei über die gesamte Klappensehnenlänge im Vergleich zur mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen „Profil“ und „Klappe“ am höchsten. Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen „Profil“ und „Klappe“ sind in etwa gleich.

Für die Seitenkante ist lokal eine begrenzte Erhöhung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$

zu erkennen. Im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge nimmt die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ von $1,39 \cdot 10^5$ 1/s (28 % Klappensehnenlänge) auf $1,52 \cdot 10^5$ 1/s (35 % Klappensehnenlänge) zu. Für die mittlere Wirbelstärke der Kontrollflächen „Profil“ und „Klappe“ liegt für diesen Bereich kein Anstieg der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ vor. Damit ist der Anstieg der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante auf einen spezifischen Effekt an der Seitenkante zurückzuführen.

Der spezifische Effekt der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante könnte auf Vorgänge in den beiden Stufenwirbeln oder der Strömungsgrenzschicht auf den Oberflächen der Seitenkante zurückzuführen sein. Beide Bereiche stellen Gebiete mit einer erhöhten Wirbelstärke $\bar{\omega}$ dar. Die Strömungsgrenzschicht auf den Oberflächen der Seitenkante ist gekoppelt mit den freiliegenden Flächen an der Seitenkante, auf denen sich eine Grenzschicht ausbilden kann. Die freiliegenden Flächen an der Seitenkante der Wölbklappe ändern sich aufgrund der Klappenauslenkung und Dicke des Profils über die Klappensehnenlänge (s. Abschn. B.1.5 im Anhang). Die Veränderung der Fläche ist jedoch linear zur Sehnenlänge der Wölbklappe (s. Abb. B.13a im Anhang), wodurch auch die Grenzschichten auf den freiliegenden Flächen als Verursacher erhöhter Wirbelstärke $\bar{\omega}$ ebenfalls linear zunehmen werden. Somit kann die Grenzschicht als Ursache für den nichtlinearen, spezifischen Effekt an der Seitenkante im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge ausgeschlossen werden.

Die Separation des Einflusses der beiden Stufenwirbel als Herkunft des spezifischen Effekts an der Seitenkante im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge erfolgt mit Hilfe des λ_2 -Kriteriums. Dazu wird in jeder Ebene das λ_2 -Kriterium als Schablone verwendet, wodurch in die Berechnung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ nur Werte einfließen, in denen nach dem λ_2 -Kriterium die beiden Stufenwirbel identifiziert sind. Die so auf die beiden Stufenwirbel reduzierte mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ ist für 20 % bis 40 % relative Klappensehnenlänge in Abb. 6.16 abgetragen über die relative Klappensehnenlänge.

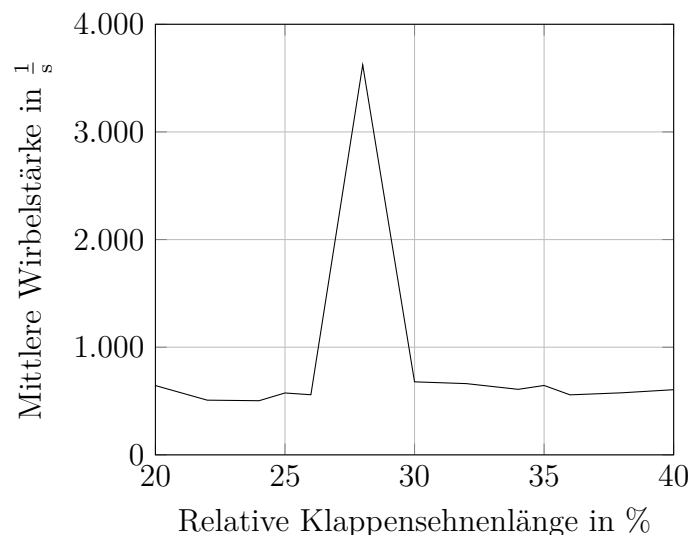


Abbildung 6.16: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollfläche Seitenkante des Referenzbetriebspunktes

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

Für 28 % relative Klappensehnenlänge ist eine vorübergehende Erhöhung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der beiden Stufenwirbel zu beobachten. Diese Position korreliert mit dem Anfang des spezifischen Effekts an der Seitenkante im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge. Im weiteren Verlauf der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der beiden Stufenwirbel ist jedoch keine kontinuierliche Erhöhung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ nachzuweisen. Daher werden die beiden Stufenwirbel als Ursache des spezifischen Effekts an der Seitenkante im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge ausgeschlossen. Die Herkunft des spezifischen Effekts an der Seitenkante im Bereich 28 % bis 35 % relative Klappensehnenlänge ist somit unklar und muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

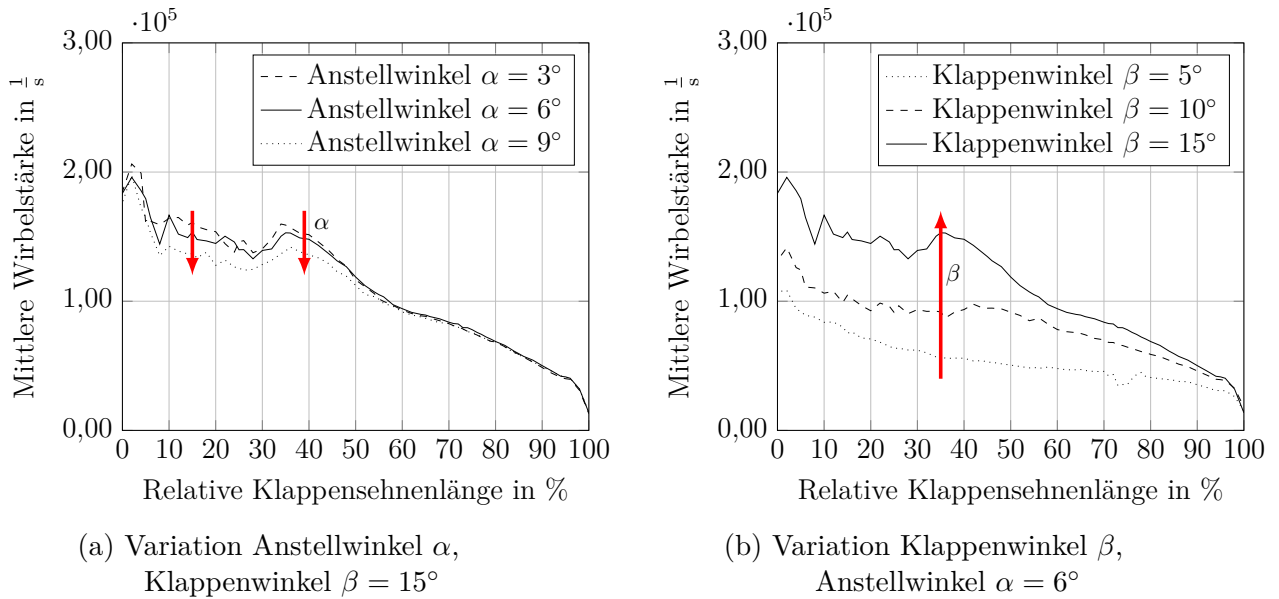


Abbildung 6.17: Einfluss des a) Anstellwinkels α und des b) Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante der Wölbklappe

Der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die Verteilung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante ist in Abb. 6.17 dargestellt. Die identifizierten Einflüsse sind durch rote Pfeile hervorgehoben und kennzeichnen den Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die Verteilung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$. Die Daten entstammen der Seitenkanten-Kontrollfläche (s. Abb. 6.14).

Der Anstellwinkel α hat einen Einfluss auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Seitenkante im Bereich 10 % bis 60 % Klappensehnenlänge. Dort gilt der Zusammenhang: Je größer der Anstellwinkel ist, desto geringer ist die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$. Die begrenzte Erhöhung der mittleren Wirbelstärke im Bereich 28 % bis 35 % Klappensehnenlänge tritt ebenfalls für die beiden Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$ und 9° auf. Dabei ist zu beobachten, dass das Maximum des spezifischen Effekts an der Seitenkante vom Anstellwinkel α abhängig ist: Je größer der Anstellwinkel α ist, desto weiter stromab liegt das Maximum (bezogen auf die relative Klappensehnenlänge). Ab 60 % Klappensehnenlänge ist kein Einfluss des

Anstellwinkels α auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ erkennbar.

Im 10 % bis 60 % Bereich entstammt die Wirbelstärke ω hauptsächlich der Strömungsgrenzschicht und den beiden Stufenwirbeln der Druck- und Saugseite. Der identifizierte Einfluss des Anstellwinkels auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ wird vermutlich dominiert durch die Stufenwirbel, da der Einfluss des Anstellwinkels begrenzt ist auf den Bereich von 10 % bis 60 %. Würde die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ hauptsächlich von der Grenzschicht stammen, müsste die Auswirkung des Anstellwinkels über die gesamte Klappensehnenlänge auftreten.

Der Klappenwinkel β beeinflusst die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an der Seitenkante über die gesamte Klappensehnenlänge (vgl. Abb. 6.17b): Je stärker die Klappe ausgelenkt ist, desto größer ist die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$. Außerdem ist erkennbar, dass die begrenzte Erhöhung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ im Bereich 28 % - 35 % Klappensehnenlänge deutlicher hervortritt, je stärker die Klappe ausgelenkt wird.

Der Einfluss des Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ kann nicht eindeutig separiert werden: Analog zur Diskussion des Einflusses des Anstellwinkels α kann die Wirbelstärke vom Wirbelsystem oder der Grenzschicht entstammen. An der Klappensehnenlänge sind fünf dominante Wirbelsysteme vorhanden, die in unterschiedlichen Bereichen entlang der Sehnenlänge auftreten und verschmelzen bzw. dissipieren. Eine Zuordnung ist deshalb schwierig. Ein veränderter Klappenwinkel beeinflusst auch die Strömungsgrenzschicht. Der Einfluss des Klappenwinkels tritt über die gesamte Klappensehnenlänge auf, weshalb anzunehmen ist, dass auch Wirbelstärken-Anteile der Strömungsgrenzschicht als Ursache möglich sind. Eine eindeutige Trennung und Zuordnung der Effekte ist jedoch nicht möglich.

Tiedemann (2009) und Koop (2005) identifizierten insbesondere den Transport von Wirbelstärke über die Ecken der Seitenkante der Fowler-Klappe als einen wesentlichen schall-induzierenden Vorgang an der Seitenkante der Fowler-Klappe (vgl. Abschn. 2.1.3). Deshalb wird die große Kontrollfläche der Seitenkante (s. Abb. 6.14) verkleinert auf die Ecken der Seitenkante. An jeder der vier Ecken der Seitenkante wird eine quadratische Kontrollfläche definiert (s. Abb. 6.18). Die quadratischen Kontrollflächen haben jeweils eine Seitenlänge von 1 mm, wodurch keine gegenseitige Überschneidung der Kontrollflächen auftritt. Der Mittelpunkt der Kontrollflächen liegt jeweils auf den Ecken der Seitenkante. In jeder der vier Kontrollflächen der Ecken wird die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ berechnet und über die Klappensehnenlänge aufgetragen.

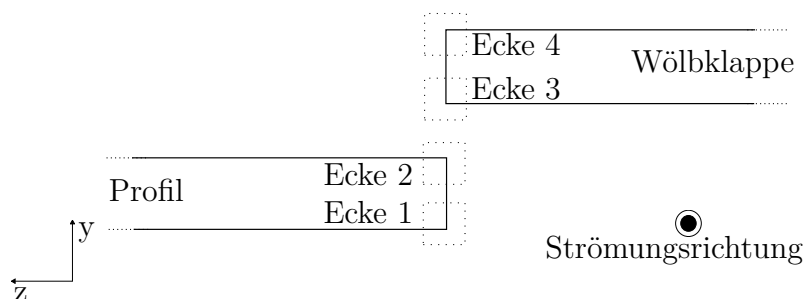


Abbildung 6.18: Definition der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe

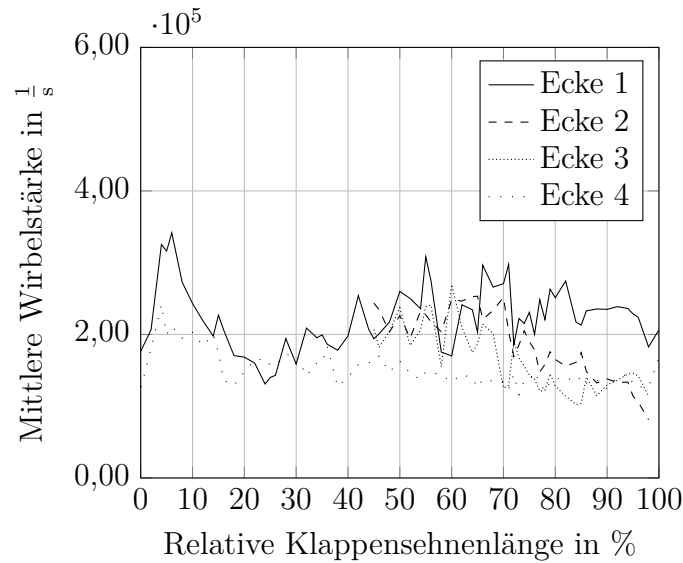


Abbildung 6.19: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18)

Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an den Ecken des Referenzbetriebspunktes in der Abb. 6.19 über die Klappensehnenlänge ist aufgetragen. Erkennbar ist eine zackenförmige Verteilung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$. Diese wird hervorgerufen durch die diskrete Abbildung der Kontur der Wölbklappe. Die Position der Eckpunkte springt zwischen einzelnen Ebenen auf eine andere y -Koordinate, wodurch ebenfalls auch die Kontrollfläche um diese Ecken sprunghaft verschoben wird. Auf Grund der wenigen Daten in jeder Kontrollfläche, die in den arithmetischen Mittelwert eingehen, wird dieser Sprungeffekt nicht vollständig geglättet. Eine Diskussion des Verlaufs der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ über die Klappensehnenlänge für einzelne Ecken ist somit nicht möglich. Eine Diskussion der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ zwischen den vier Ecken für die gleiche Position bezogen auf die Klappensehnenlänge ist hingegen möglich.

Der Vergleich der Ecken bezogen auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ zeigt, dass an der Ecke 1 nahezu über die gesamte Klappensehnenlänge die höchste mittlere Wirbelstärke vorhanden ist. Im Bereich bis 45 % Klappensehnenlänge überwiegt die Ecke 1 deutlich. Zwischen 45 % bis 70 % Klappensehnenlänge ist eine eindeutige Identifizierung nur eingeschränkt möglich. Von 70 % bis 100 % Klappensehnenlänge überwiegt die Ecke 1 hingegen wiederum eindeutig.

Die Ecke 1 ist die unterste Ecke der Seitenkante und liegt im Profilbereich auf der Druckseite. Über diese Ecke 1 wird im Bereich bis 45 % Klappensehnenlänge der Stufenwirbel der Druckseite gespeist. Im Bereich ab 70 % Klappensehnenlänge erfolgt über diese Ecke 1 hauptsächlich die Speisung des Gesamtwirbels.

Die Auswertung der mittleren Wirbelstärke $\bar{\omega}$ an den vier Ecken der Seitenkante für die weiteren Betriebspunkte bestätigt die Dominanz der Ecke 1 bezogen auf den Wert der mittleren Wirbelstärke. Die Daten sind für eine bessere Übersichtlichkeit im Anhang in den Abb. B.24 bis B.27 hinterlegt.

6.1.3 Druckdifferenzen an der Seitenkante

In der Diskussion des Wirbelsystems an der Seitenkante wurde bereits die Druckdifferenz als Ursache der Wirbelentstehung angeführt (vgl. Abschn. 6.1.1) Dabei handelt es sich zunächst um eine Annahme, die in dem Abschn. 6.1.1 nicht belegt wird. Die Annahme wird jedoch gestützt von dem Backward-Facing-Step-Testfall (vgl. Abb 6.5), der ein Standardfall in der Strömungsmechanik darstellt. Zur Bestätigung, dass an der Seitenkante eine Druckdifferenz vorliegt als Ursache der Wirbelentstehung angenommen werden kann, wird im Folgenden die Druckdifferenz an der Seitenkante ausgewertet.

In der Abb. 6.20 ist eine exemplarische Verteilung des Drucks an der Seitenkante dargestellt. Die Darstellung erfolgt in der bereits eingeführten Ebene, hier die Ebene bei 54 % Sehnenlänge der Wölbklappe.

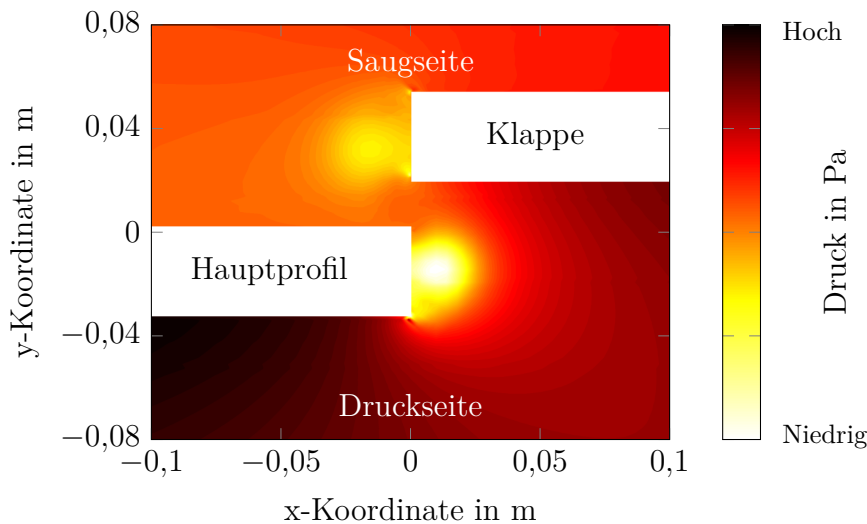


Abbildung 6.20: Druckverteilung an der Seitenkante der Wölbklappe bei 54 % Sehnenlänge der Wölbklappe

In der Abb. 6.20 werden die an der Seitenkante der Wölbklappe auftretenden, drei verschiedenen Druckdifferenzen sichtbar (vgl. Abb. 6.4). Neben der Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite treten auch interne Differenzen auf der Saug- und der Druckseite zwischen Klappenbereich und Hauptprofil auf. Die internen Druckdifferenzen induzieren die Querströmung von der Klappe zum Hauptprofil (auf der Saugseite) bzw. vom Hauptprofil zur Klappe (auf der Druckseite). Die abgelöste Querströmung induziert die Ausbildung der beiden Stufenwirbel der Druck- und Saugseite (vgl. Abschn. 6.1.1). Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite führt zum Verschmelzungsprozess der beiden Stufenwirbel. In der Abb. 6.20 sind außerdem die Stufenwirbel durch die beiden Druckminima an der Stirnfläche der Wölbklappe und des Profils identifizierbar. Der Druck in einem Wirbelgebiet nimmt zum Wirbelkern hin ab, bis die Zentrifugalkräfte mit den Druckkräften des Wirbels einen Gleichgewichtszustand erreichen. Somit treten die beiden Stufenwirbel an den Stirnflächen als Gebiet reduzierten Drucks deutlich hervor.

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

Die Darstellung des Drucks als farbcodierte Konturen in Abb. 6.20 eignen sich für einen ersten Überblick über das Druckniveau an der Seitenkante der Wölbklappe. Für eine detaillierte Auswertung der Druckdifferenzen wird in dieser Arbeit auf die Profildruckverteilung auf Basis des dimensionslosen Druckbeiwertes c_p (s. Gl. 1.3) zurückgegriffen. Das dabei gewählte Vorgehen ist in der Abb. 6.21 veranschaulicht.

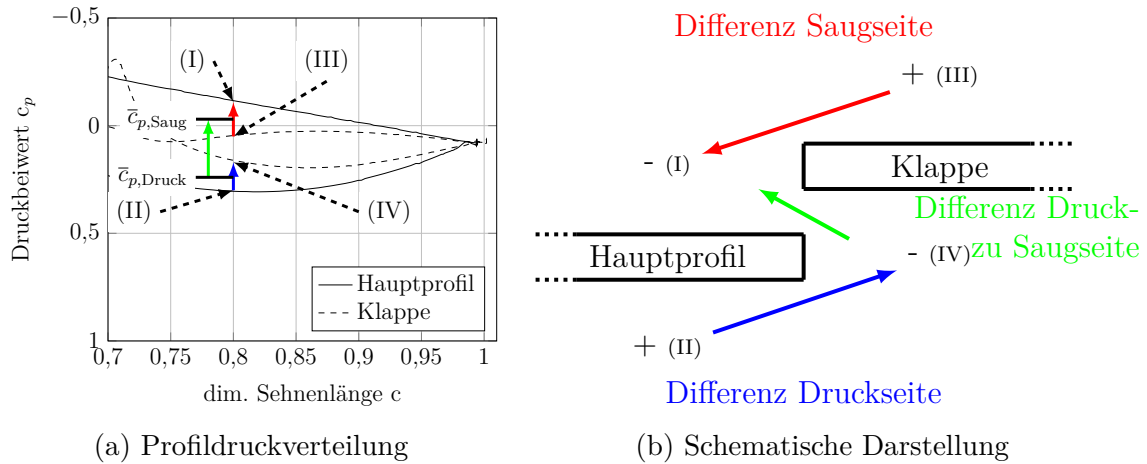


Abbildung 6.21: Druckdifferenzen an der Seitenkante der Wölbklappe, a) Ausschnitt aus der Profildruckverteilung (s. Abb. 1.5), b) Schematische Darstellung; die Nummerierung $I - IV$ kennzeichnet Punkte in der Druckverteilung: I - Druckwert auf dem Hauptprofil der Saugseite, II - Druckwert auf dem Hauptprofil der Druckseite, III - Druckwert auf der Klappe der Saugseite, IV - Druckwert auf der Klappe der Druckseite

Die interne Druckdifferenz der Saugseite wird aus der Differenz des Druckbeiwertes c_p der Profildruckverteilung der Saugseite zwischen der Klappe und des Hauptprofils berechnet. Die interne Druckdifferenz der Druckseite ergibt sich entsprechend aus der Differenz des Druckbeiwertes c_p der Druckverteilung der Druckseite zwischen dem Hauptprofil und der Klappe. Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite wird nicht direkt über die zur Verfügung stehenden Profildruckverteilungen berechnet, da die beiden Verteilungen die Profildruckverteilung im Gebiet der Klappe und des Hauptprofils und nicht direkt an der Seitenkante wiedergeben. Deshalb wird zuerst jeweils für die Druck- und die Saugseite ein mittlerer Druckbeiwert aus der Druckverteilung des Hauptprofils und der Klappe berechnet. Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite ergibt sich entsprechend aus der Differenz der beiden mittleren Druckbeiwerte der Druck- und der Saugseite.

Die Berechnung der drei Differenzen ist entsprechend so gewählt, dass die Orientierung der Differenzen in Richtung des Druckabfalls gerichtet ist und sie somit in Strömungsrichtung orientiert sind (s. Abb. 6.21b). Alle drei Druckdifferenzen werden in jeder Auswerteebene bestimmt. Somit ist der Verlauf der Druckdifferenzen über die Klappensehnenlänge der Wölbklappe ableitbar.

In der Abb. 6.22 ist die Druckverteilung des Referenzbetriebpunktes (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) abgebildet. Die Darstellung der Druckdifferenzen ist fokussiert auf die Differenzen im Gebiet der Wölbklappe, das heißt das Gebiet umfasst den Bereich -20% bis 100% relative Klappensehnenlänge (s. Abb. 6.22b). Dazu sind die Differenzen über der relativen Klappensehnenlänge abgetragen. Die dazugehörige, vollständige Profildruckverteilung ist in Abb. 6.22a über die dimensionslose Sehnenlänge c des gesamten Profils dargestellt.

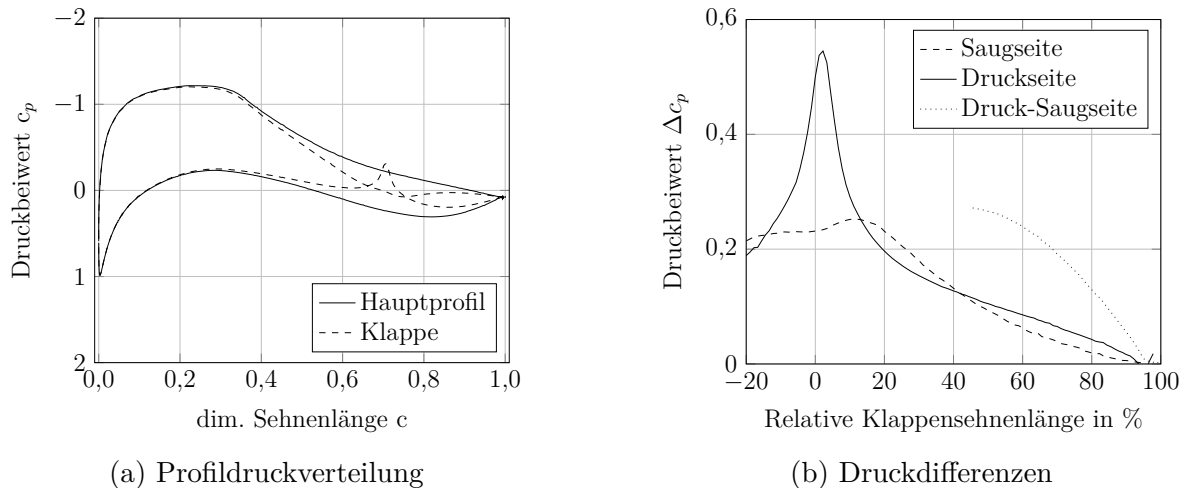


Abbildung 6.22: Druckverteilung an der Wölbklappe des Referenzbetriebpunktes

Die Druckdifferenzen der Druck- und Saugseite befinden sich vor der Klappe bei -20% Klappensehnenlänge mit $\Delta c_p \approx 0,2$ auf einem nahezu gleichen Niveau. Der Effekt der Klappe wirkt sich somit bereits auch auf das Druckfeld stromauf der Klappe aus, wodurch anzunehmen ist, dass bereits vor der Klappe eine druckgetriebene Querströmung auftritt. Über die Klappensehnenlänge nehmen die Differenzen der Druck- und Saugseite vom Niveau $c_{p,-20\%} \approx 0,2$ global bis zum Wert Null ab. Zwei Aspekte treten dabei besonders hervor:

Für die Differenz der Druckseite zeigt sich ein lokales Maximum bei 0% Klappensehnenlänge, also beim Drehpunkt der Wölbklappe. Das lokale Druckmaximum wird verursacht durch eine lokal begrenzte Wölbung der Oberfläche im Gebiet der Klappe. Konstruktionsbedingt tritt für das reale Versuchsprofil das Material der Wölbklappe auf der Oberfläche der Druckseite bei einer Klappenauslenkung hervor, wodurch es zu einer Wölbung der Oberfläche in diesem Gebiet kommt. Diese Wölbung ist ebenfalls im Volumenkörper der numerischen Strömungssimulationen abgebildet (s. Abschn. B.1.1 des Anhangs).

Stromabwärts ab 0% der relativen Klappensehnenlänge ist die Differenz der Saugseite größer als die Differenz der Druckseite. Bei Spaltöffnung (45% Klappensehnenlänge) wird der Zustand umgetauscht. Die Differenz der Druckseite ist größer als die Differenz der Saugseite.

Ab Spaltöffnung wird die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite relevant. Die

6 Aerodynamisches Strömungsfeld der Wölbklappe

Differenz ist mit $c_{p,45\%} \approx 0,3$ ungefähr doppelt so groß wie die beiden internen Druckdifferenzen der Druck- und Saugseite ($c_{p,45\%} \approx 0,15$). Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite nimmt ebenfalls über die Klappensehnenlänge ab, dominiert jedoch immer die internen Differenzen.

Aufgrund der Dominanz der Differenzen zwischen Druck- und Saugseite ist davon auszugehen, dass die Sekundärströmung über den Spalt von Druck- und Saugseite deutlich ausgeprägter ist als die Querströmungen. Die Sekundärströmung über den Spalt führt im weiteren Verlauf zur Verschmelzung der beiden Stufenwirbel zum Gesamtwirbel.

Der Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die Druckdifferenzen ist im Folgenden dargestellt. Dabei erfolgt die Darstellung getrennt für die Druckdifferenz der Saugseite (Abb. 6.23), der Druckseite (Abb. 6.24) und der Differenz zwischen Druck- und Saugseite (Abb. 6.25)

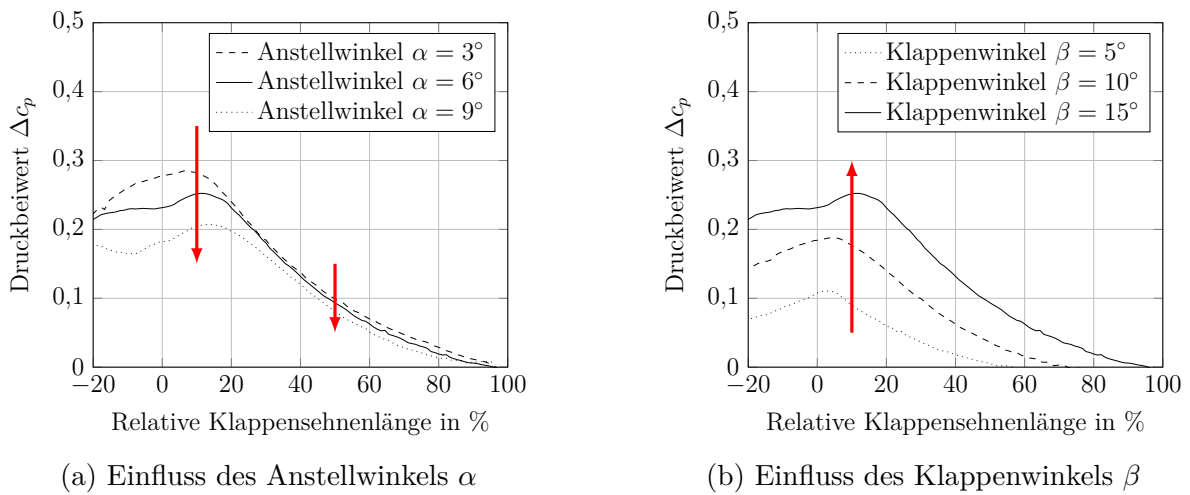


Abbildung 6.23: Druckdifferenzen auf der Saugseite des Profils

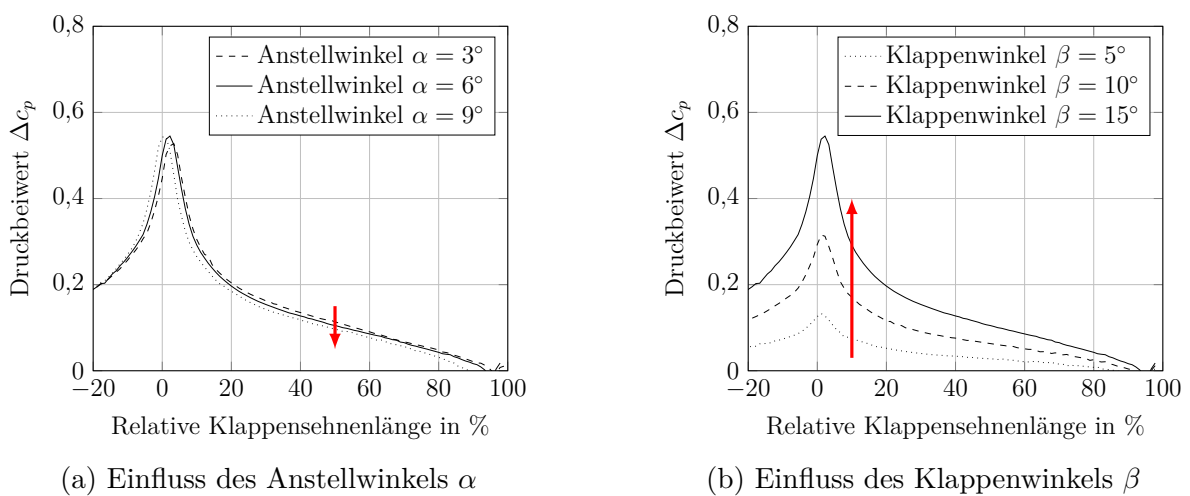


Abbildung 6.24: Druckdifferenzen auf der Druckseite des Profils

6.1 Stationäre Umströmung der Wölbklappe

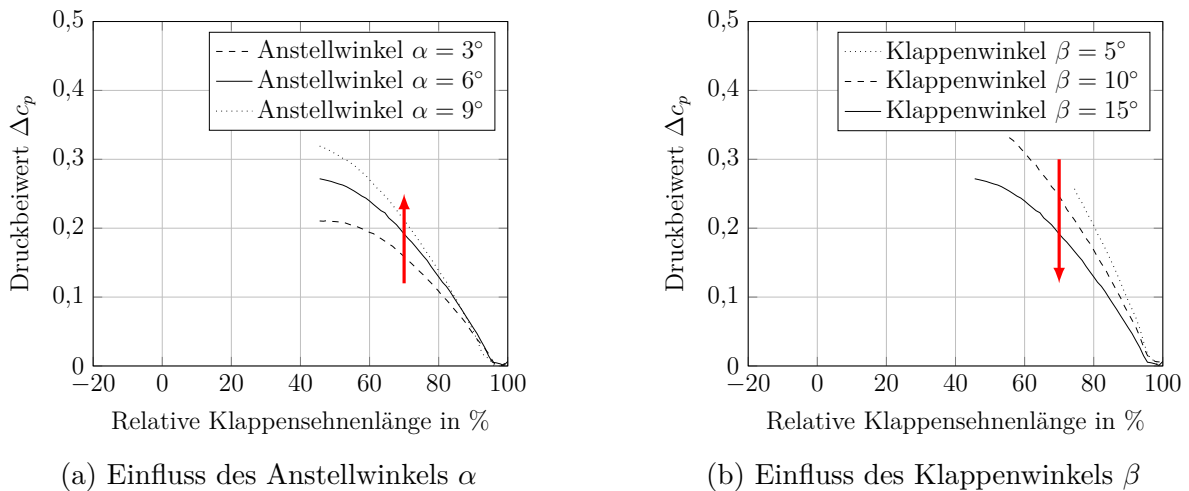


Abbildung 6.25: Druckdifferenzen zwischen Druck- und Saugseite des Profils

Für die Differenzen der Druck- und Saugseite ist der Einfluss des Anstellwinkels α gleich: Je größer der Anstellwinkel α ist, desto kleiner ist die Differenz. Für die Differenz der Saugseite ist dabei zu beobachten, dass im vorderen Gebiet der Klappe (0...30 % Klappensehnenlänge) die Differenz stärker abfällt, als im hinteren Gebiet der Klappe (30...100 % Klappensehnenlänge).

Die Differenz zwischen Druck- und Saugseite nimmt mit größerem Anstellwinkel α zu. Dies ist zu begründen im Einfluss des Anstellwinkels α auf die Profildruckverteilung. Mit größerem Anstellwinkel α nimmt der Druck auf der Saugseite ab und auf der Druckseite zu. Die Profildruckverteilung wird breiter. Somit wird auch die Differenz zwischen Druck- und Saugseite mit steigendem Anstellwinkel α größer.

Auch der Einfluss des Klappenwinkels β ist für die Differenzen der Druck- und Saugseite gleich: Je größer der Klappenwinkel β ist, desto größer ist die Differenz. Für die unausgelenkte Klappe herrschen auf der Oberfläche der Klappe und des Hauptprofils die gleichen Druckniveaus. Bei Klappenauslenkung nimmt der Druck auf der Druckseite ab und der Druck auf der Saugseite zu. Somit nehmen auch die internen Druckdifferenzen der Druck- und Saugseite mit steigendem Klappenwinkel zu.

Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite nimmt mit größerem Klappenwinkel β ab. Dies ist ebenfalls mit der zuvor beschriebenen Auswirkung der Klappe auf die Profildruckverteilung zu begründen. Die Profildruckverteilung wird im Gebiet Klappe mit steigendem Klappenwinkel β schmaler (vgl. Abb. 6.22a), wodurch die Differenz zwischen der Druck- und der Saugseite abnimmt.

Im Bezug auf das Wirbelsystem in Verbindung mit den Druckdifferenzen zeichnen sich zwei verschiedene Effekte ab. Für eine Veränderung des Anstellwinkels α dominiert der aerodynamische Effekt. So führt beispielsweise ein größerer Anstellwinkel α zu einem kleineren Druckdifferenzen auf der Saugseite, wodurch die Wirbelgeschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite abnimmt und der Stufenwirbel größer wird. Der geometrische Effekt dominiert bei einer Veränderung des Klappenwinkels β . Ein großer Klappenwinkel β führt zu einer größeren Druckdifferenz und zu einer höheren Wirbel-

geschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite. Gleichzeitig wird der Stufenwirbel der Saugseite auch größer. Diese Größenänderung ist auf den geometrischen Effekt zurückzuführen. Aufgrund der Klappenauslenkung wird die Höhe H der Stufe größer, wodurch auch die Stufenwirbel größer werden.

6.2 Zusammenfassung des aerodynamischen Strömungsfelds der Wölbklappe

Als Abschluss dieses Kapitels werden die wesentlichen Ergebnisse zum stationären Strömungsfeld der Wölbklappe zusammengefasst. Die Ergebnisse sind entsprechend hier aufbereitet, um diese dem Strömungsfeld der Fowler-Klappe gegenüber zustellen und Gemeinsamkeiten und Unterschiede herauszuarbeiten (vgl. Kap. 8).

An der Seitenkante der Wölbklappe bildet sich ein Wirbelsystem aus, welches aus sieben dominanten Wirbeln besteht. Die Hauptwirbelstruktur besteht aus drei Wirbeln. Die Drehrichtung ist jeweils in Strömungsrichtung gesehen im Uhrzeigersinn: Im vorderen Gebiet kommt es zur Ausbildung von zwei Stufenwirbeln, jeweils einem auf der Druckseite und einem auf der Saugseite. Beide Wirbel sind ähnlich zum Backward-Facing-Step-Testfall, wobei im Fall der Seitenkante eine überlagerte Backward-Facing-Step-Strömung mit einer komplexeren Geometrie auftritt. Stromabwärts der Öffnung des Spalts zwischen Druck- und Saugseite verschmelzen beide Stufenwirbel im geöffneten Spalt zu einem Gesamtwirbel.

Der Gesamtwirbel ist flächenmäßig der größte Wirbel des Wirbelsystems an der Seitenkante. Die beiden Stufenwirbel sind kleiner. Der Stufenwirbel der Saugseite ist etwas größer als der Stufenwirbel der Druckseite.

Die maximale Wirbelgeschwindigkeit nimmt für die Hauptwirbelstruktur (Stufenwirbel Druckseite, Stufenwirbel Saugseite, Gesamtwirbel) über die Klappensehnenlänge global zu, wobei die maximale Wirbelgeschwindigkeit des Stufenwirbels der Druckseite minimal größer ist als die maximale Wirbelgeschwindigkeit des Stufenwirbels der Saugseite. Die maximale Wirbelgeschwindigkeit des Gesamtwirbels entspricht ungefähr der Strömungsgeschwindigkeit der freien Anströmung und ändert sich nur minimal.

Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ nimmt global über die Klappensehnenlänge ab, zeigt jedoch im Bereich zwischen 28...35 % relative Klappensehnenlänge eine kurze Erhöhung. Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$, die über die Ecke 1 (vgl. Abb. 6.18) fließt, hat dabei betragsmäßig den größten Wert unter den Eckwerten der mittleren Wirbelstärken $\bar{\omega}$. Über die Ecke 1 wird zuerst der Stufenwirbel der Druckseite und weiter stromab das Gesamtwirbelsystem gespeist.

Ein größerer Anstellwinkel α hat den folgenden Einfluss auf das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe: Der Stufenwirbel Saugseite wird räumlich größer, die Wirbelgeschwindigkeit sinkt. Der Stufenwirbel Druckseite wird räumlich kleiner, die Wirbelgeschwindigkeit steigt. Die Druckdifferenzen der Saug- und Druckseite nehmen ab. Die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite steigt. Im vorderen Gebiet der Seitenkante sinkt die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$.

Ein größerer Klappenwinkel β hat den folgenden Einfluss auf das Strömungsfeld an der

6.2 Zusammenfassung des aerodynamischen Strömungsfelds der Wölbklappe

Seitenkante der Wölbklappe: Der Gesamtwirbel und die Stufenwirbel werden größer. Dies ist vermutlich auf die veränderte Geometrie an der Seitenkante bei Klappenauslenkung zurückzuführen (geometrischer Effekt). Die Klappenauslenkung führt auch zu größeren Druckdifferenzen auf der Saug- und der Druckseite. Die maximale Wirbelgeschwindigkeit steigt für alle drei Wirbel des Hauptwirbelsystems. Die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ nimmt durch Klappenauslenkung über die gesamte Klappensehnenlänge zu.

7 Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe

An der Seitenkante der Wölbklappe wurde Seitenkantenschall nachgewiesen (vgl. Kap. 5). Der Seitenkantenschall ist ein aeroakustischer Vorgang, der durch die Umströmung der Seitenkante hervorgerufen wird. In der aerodynamischen Analyse des Strömungsfeldes wurde ein dominantes Wirbelsystem an der Seitenkante identifiziert (vgl. Kap. 6). Die aeroakustische Analyse dieses Strömungsfeldes erfolgt in diesem Kapitel. Dazu werden die akustischen und aerodynamischen Ergebnisse zusammengeführt und hinsichtlich der Induzierung des Seitenkantenschalls ausgewertet. Dabei wird das Ziel verfolgt, die schall-induzierenden Strömungsphänomene an der Seitenkante der Wölbklappe zu identifizieren. Dies erfolgt im Zusammenhang mit der aeroakustischen Unterhypothese dieser Arbeit: Das zuvor identifizierte veränderte Strömungsfeld induziert aeroakustische Schallquellen.

Die aeroakustische Analyse erfolgt zweistufig und ist unterteilt in einen stationären und einen instationären Abschnitt. Im ersten Abschn. 7.1 werden die Ergebnisse der stationären numerischen Strömungssimulation den experimentellen akustischen Ergebnissen gegenübergestellt. Dabei sei angemerkt, dass mit Hilfe der stationären Aerodynamik der instationäre Vorgang aeroakustischer Schallentstehung nicht vollständig erklärt werden kann. Die Daten der stationären Aerodynamik werden im Abschn. 7.1 trotzdem herangezogen, um den größtmöglichen Erkenntnisgewinn zur Identifizierung der schall-induzierenden Strömungsvorgänge des Seitenkantenschalls an der Wölbklappe zu erhalten. Dazu wird entlang der Seitenkante der Wölbklappe das Wirbelsystem den Positionen der Schallquellen gegenübergestellt. Im zweiten Abschn. 7.2 werden instationäre Strömungssimulationen ausgewertet. Die Analyse umfasst die zeitlichen Schwankungen von ausgewählten Strömungsgrößen im Strömungsfeld an der Seitenkante. In Abschn. 7.2.2 erfolgt eine Untersuchung der Instationarität der Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe.

7.1 Korrelation zwischen stationärem Strömungsfeld und Akustik an der Seitenkante

In diesem Abschnitt erfolgt die Gegenüberstellung der Akustik mit dem stationären Strömungsfeld. Verwendet werden die Ergebnisse zur Akustik der Wölbklappe aus Kapitel 5 und zum stationären Strömungsfeld um die Seitenkanten aus Kapitel 6. Der Fokus liegt auf der Auswertung des räumlichen Zusammenhangs zwischen dem Wirbelsystem und den aeroakustischen Quellen. Entlang der Seitenkante der Wölbklappe von der Klap-

7.1 Korrelation zwischen stationärem Strömungsfeld und Akustik an der Seitenkante

penwurzel bis zur Klappenspitze treten aeroakustische Schallquellen mit verschiedenen Abstrahlfrequenzen auf. Ebenfalls zeigt sich an der Seitenkante ein von der Klappensehnenlänge abhängiges Strömungsfeld. Dieser räumliche Zusammenhang wird im folgenden ausgewertet.

Bereits rein visuell ist ein räumlicher Zusammenhang zwischen der Akustik und der Aerodynamik herstellbar. Mit Abb. 6.1 in Abschn. 6.1 und der Analyse der Wirbelstruktur an der Seitenkante in Abschn. 6.1.1 wurden die Hauptwirbelstrukturen an der Seitenkante identifiziert. An der Seitenkante bildet sich eine Doppelwirbelstruktur aus. Diese besteht im vorderen Gebiet nahe der Klappenwurzel aus zwei Stufenwirbeln. Im hinteren Gebiet der Seitenkante verschmelzen beide Stufenwirbel zu einem großen Gesamtwirbel. Im Abschn. 5.2 sind die dazugehörigen Terzquellkarten gezeigt. Im hinteren Gebiet der Seitenkanten wird hauptsächlich Schall im tiefen bis mittleren Frequenzbereich (um 6 kHz) abgestrahlt. Die Schallquellen nahe der Klappenwurzel emittierten Schall im höheren Frequenzbereich (größer 8 kHz). Auf Basis dieser rein visuellen Beobachtung ist somit der erste aeroakustische Zusammenhang herstellbar. Die Wirbelgröße korreliert mit dem Frequenzbereich der aeroakustischen Schallquellen. Die kleinen Stufenwirbel fallen mit dem Gebiet der hohen Frequenz zusammen und der große Gesamtwirbel fällt mit dem Bereich der tiefen Frequenz zusammen.

Der erste, grob identifizierte Zusammenhang zwischen Wirbelgröße und Frequenzbereich der Abstrahlung ist in Abb. 7.1 auf Basis diskreter Werte dargestellt. Aufgetragen über die Klappensehnenlänge ist die Frequenz der Schallquelle (linke Ordinate, vgl. auch Abb. 5.12a) und die Wirbelgröße der drei Hauptwirbel (rechte Ordinate, vgl. auch Abb. 6.7). Mit Hilfe der Gegenüberstellung der Wirbelgröße und der spektralen Verteilung der Quellen an der Seitenkante wird der erste, visuell abgeleitete Zusammenhang veranschaulicht.

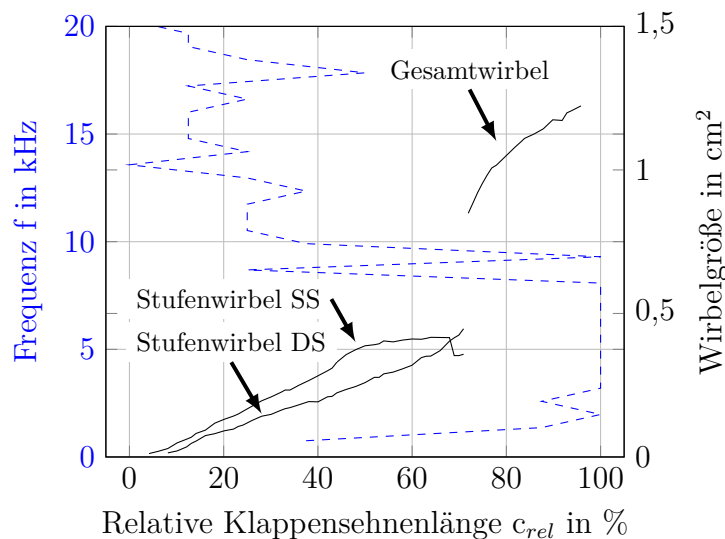


Abbildung 7.1: Aeroakustischer Zusammenhang zwischen der spektralen Verteilung der Schallquellen (---) und der Wirbelgröße (—) an der Seitenkante der Wölbklappe

7.2 Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge

Die Analyse der Gegenüberstellung der stationären Aerodynamik mit den akustischen Ergebnissen weist erste schall-induzierende Strömungsphänome auf. Die Wirbelgröße korreliert mit dem Frequenzbereich der Schallquellen. Jedoch zeigt die Gegenüberstellung auch Grenzen dieser stationären Analyse auf. Diese Grenzen sind darauf zurückzuführen, dass aeroakustische Mechanismen höchst instationär sind. Daher wird die aeroakustische Analyse zur Erklärung der Schallentstehung an der Seitenkante der Wölbklappe in diesem Abschnitt um Daten des instationären Strömungsfelds erweitert. Das instationäre Strömungsfeld wird mit Hilfe einer instationären Strömungssimulation bestimmt.

Für instationäre Strömungssimulationen ist insbesondere die Wahl des Zeitschritts Δt wichtig (Ferziger und Peric 2008). Zur ersten Abschätzung eines geeigneten Zeitschritts wird die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl)

$$\text{CFL-Zahl} = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (7.1)$$

eingesetzt. Zur Berechnung der CFL-Zahl wird die Strömungsgeschwindigkeit u und die Zellgröße Δx verwendet. Mit Hilfe der CFL-Zahl wird beschrieben, um wie viele Zellen sich eine betrachtete Größe pro Zeitschritt im numerischen Gitter maximal verschiebt. Dabei ist sicherzustellen, dass sowohl keine Interpolationsfehler für Werte zwischen den Zellen (zu kleiner Zeitschritt), aber auch keine Diffusion oder Dämpfung von Effekten auftritt (zu großer Zeitschritt). Für instationäre Strömungssimulationen wird je nach Literatur und Verfahren eine CFL-Zahl um 1 empfohlen.

Für die Wahl des Zeitschritts Δt dient eine CFL-Zahl von 1 als erste Orientierung. Eine Zeitschrittstudie zur Überprüfung der Wahl des Zeitschritts für den konkreten Anwendungsfall ist unerlässlich. Eine Zeitschrittstudie wurde auch für die instationäre Strömungssimulation in dieser Arbeit durchgeführt. Das Vorgehen und die Ergebnisse sind im Anhang in Abschn. C.2 dokumentiert. Als Zeitschritt ist $\Delta t = 1,12 \cdot 10^{-7}$ s ausgewählt.

Mit diesem Zeitschritt und den im Anhang (Abschn. C.1) hinterlegten Einstellungen des Strömungslösers wurden instationäre Strömungssimulationen durchgeführt. In jedem Zeitschritt wurden die skalaren Größen der Wirbelstärke ω , des Drucks p und des λ_2 -Kriteriums in den bereits eingeführten Auswerteebenen (s. Abb. 6.2) bestimmt und extrahiert. Insgesamt wurden Daten für 11.000 Zeitschritte extrahiert.

Auf Grund des sehr hohen Rechenaufwands für instationäre Strömungssimulation (Rechenzeit ca. einen Monat) und den Datenmengen der extrahierten Daten (gesamte Dateigröße ca. 1 TB) konnte die instationäre Strömungssimulationen nur für einen Betriebspunkt durchgeführt werden. Als Betriebspunkt ist der Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) ausgewählt, da für diesen Betriebspunkt die umfangreichsten akustischen Analysen vorliegen und somit den Auswertungen der instationären Daten in diesem Abschnitt gut gegenübergestellt werden können.

Die limitierenden Rechnerkapazitäten beeinflussen auch die statistische Sicherheit der durchgeführten instationären numerischen Strömungssimulation. Mit dem zu wählenden

Zeitschritt $\Delta t = 1,12 \cdot 10^{-7}$ s und den maximal möglichen 11.000 Zeitschritten kann keine endgültig gesicherte Aussage über die vollständige Konvergenz der instationären numerischen Strömungssimulation getroffen werden. Eine Tendenz zur Konvergenz ist jedoch aus Abb. C.2 ersichtlich. Daher wird im folgenden trotzdem mit den Ergebnissen der instationären numerischen Strömungssimulation gearbeitet. Die folgenden Aussagen in diesem Kapitel und die auf den Ergebnissen basierenden Schlussfolgerungen sind jedoch kritisch zu bewerten und immer im Kontext der nicht vollständig zu klärenden statistischen Sicherheit einzuordnen. Dieser Aspekt wird auch nochmals im Ausblick dieser Arbeit aufgegriffen (vgl. Kap. 8).

Die Auswertung der instationären Daten erfolgt in diesem Abschnitt mit zwei verschiedenen Schwerpunkten. Die Ergebnisse dazu werden in je einem Unterabschnitt vorgestellt. In Abschn. 7.2.1 wird die globale Schwankung der Wirbelstärke ω und des Drucks p ausgewertet. Mit Abschn. 7.2.2 wird der Fokus auf das Wirbelsystem an der Seitenkante der Wölbklappe gelegt. Basierend auf der zeitlichen Analyse des λ_2 -Kriteriums wird die Instationarität der Wirbelsysteme abgeleitet.

7.2.1 Instationäres Strömungsfeld an der Seitenkante

Die globale, zeitliche Schwankung des Strömungsfelds im Gebiet der Seitenkante der Wölbklappe wird in diesem Abschnitt behandelt. Dazu werden die in jedem Zeitschritt extrahierten Daten als Zeitsignal der Wirbelstärke ω und des Drucks p aufgefasst (s. Abb. 7.2). Die Schwankung der Zeitsignale gibt die Instationarität der Größen wieder. Zur Bewertung der Instationarität wird die Standardabweichung s der Zeitsignale berechnet. Die Standardabweichung ist ein klassisches Maß zur Beurteilung von Streuungen von Zeitwerten. Die Standardabweichung s wird dabei für jede der drei Größen, für jeden Netzknoten des numerischen Gitters und in jeder %-Ebene (s. Abb. 6.2 zur Definition der %-Ebenen) selbst bestimmt. Somit wird für jede Größe und für jede %-Ebene die globale, zeitliche Schwankung des Strömungsfeldes bestimmt und im Folgenden als zweidimensionale Konturdiagramme analysiert.

Die Standardabweichungen s als Maß der Instationarität des Strömungsfeldes in den %-Ebenen ist für die Wirbelstärke ω in Abb. 7.3 und für den Druck p in Abb. 7.4 dargestellt. Die Diskussion der Instationaritäten erfolgt zusammenfassend für alle zwei Größen mit dem Fokus auf die möglichen schall-induzierenden Vorgänge.

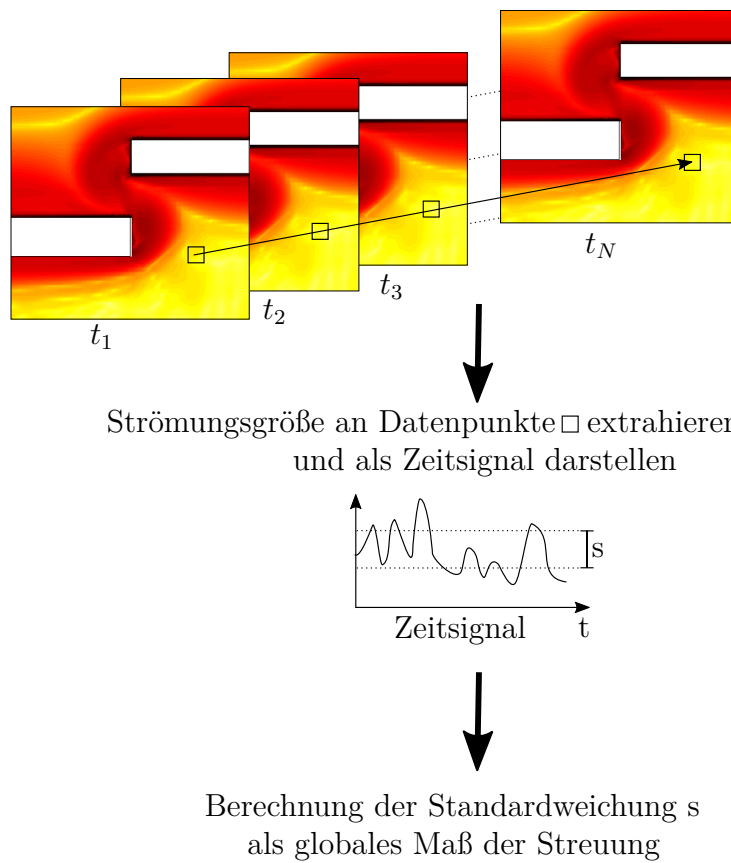


Abbildung 7.2: Vorgehen zur Auswertung der zeitlichen Schwankungen am Beispiel der Wirbelstärke ω an einem Datenpunkt

7.2 Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge

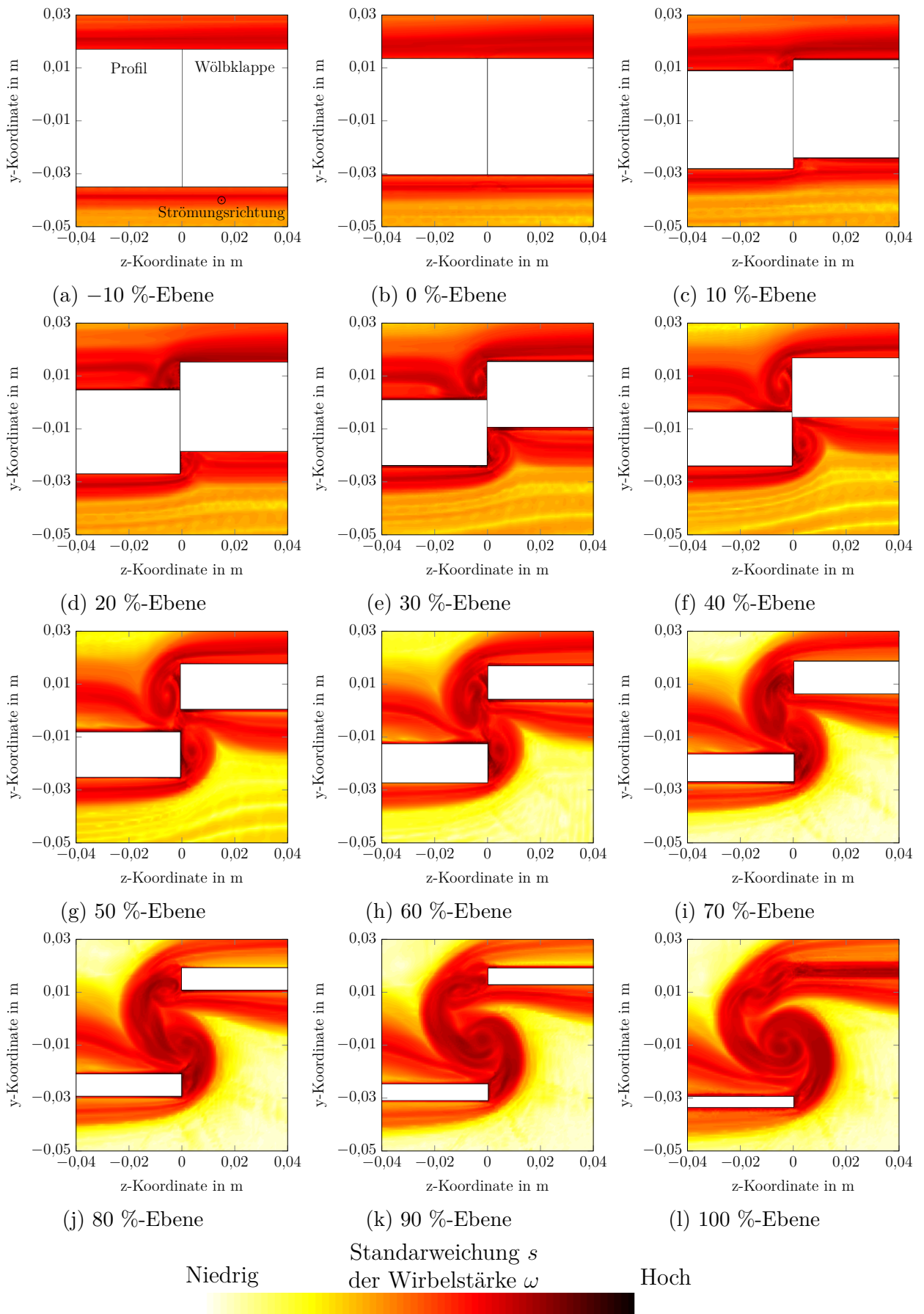
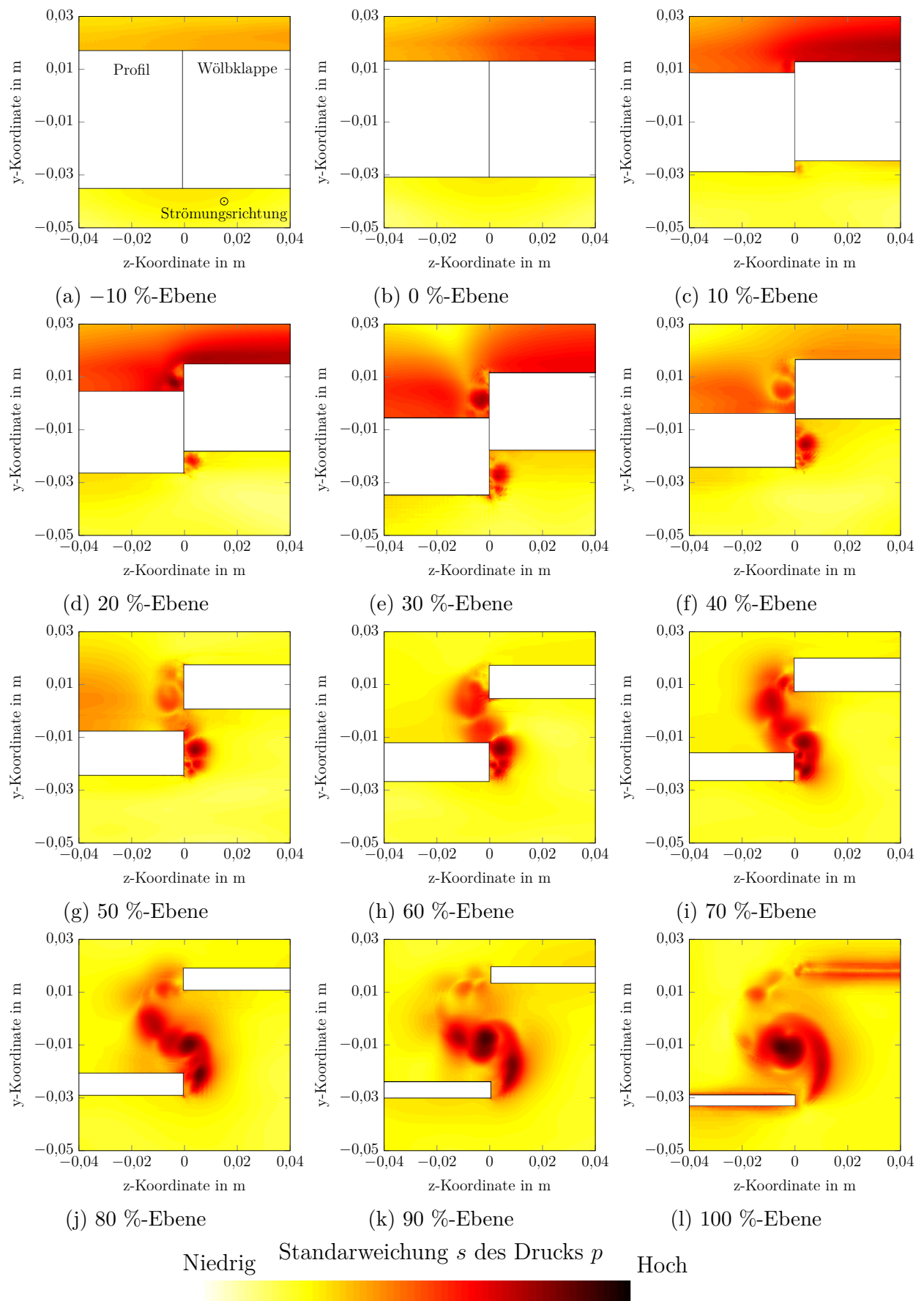


Abbildung 7.3: Zeitliche Schwankung der Wirbelstärke ω an der Seitenkante 107 der Wölbklappe

7 Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe



108 Abbildung 7.4: Zeitliche Schwankung des Drucks p an der Seitenkante der Wölbklappe

7.2 Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge

In den akustischen Messungen wurde im vorderen Gebiet der Seitenkante, nahe der Klappenwurzel, eine Schallquelle lokalisiert (vgl. Abschn. 5.2). Diese Schallquelle induziert Schall im hohen Frequenzbereich um 16 kHz. Die dazugehörigen Auswerteebenen sind die Ebenen bei 10 % bis 40 % Sehnenlänge der Wölbklappe.

Die Schwankungen der Wirbelstärke ω und des Drucks p sind für die Ebenen bei 10 % bis 40 % Sehnenlänge der Wölbklappe unterschiedlich ausgeprägt: Für die Wirbelstärke ω liegt in den Ebenen eine hohe Instationarität vor, wobei sich im Spaltbereich in den Schwankungen die Kontur des Stufenwirbels der Saugseite abzeichnet. Im Spaltbereich wird Wirbelstärke von der Saugseite der Klappe über die Kante in den sich ausbildenden Stufenwirbel der Saugseite transportiert. Dieser Vorgang stellt somit einen instationären Vorgang dar. Der Transport von Wirbelstärke über die Kanten wurde bereits für die Fowler-Klappe als ein schall-induzierender Strömungsvorgang identifiziert (vgl. Abschn. 2.1.3).

Aufgrund der instationären Wirbelstärke (hohe Standardabweichung der Wirbelstärke) im Gebiet der Kanten der Seitenkante ist von hohen Scherungen in der Strömung in diesem Gebiet auszugehen. Die turbulente kinetische Energie k ist in diesem Bereich ebenfalls sehr hoch (s. Abb. 7.5). Da mit der turbulenten kinetischen Energie k die Normalspannung der Reynoldsspannungen $\rho v_i v_j$ abgebildet wird, treten in diesem Gebiet auch eine hohe Reynoldsspannungen auf. Die Reynoldsspannungen $\rho v_i v_j$ sind der dominante Term im Lighthill'schen Spannungstensor T_{ij} (Gl. 3.3), welcher durch den akustischen Quellterm des Wirbelschalls in der FW-H-Gl. (3.1) dargestellt wird. Die instationäre Verteilung der Wirbelstärke im Gebiet der Seitenkante stellt somit nach der FW-H-Gl. (3.1) eine akustische Quelle dar.

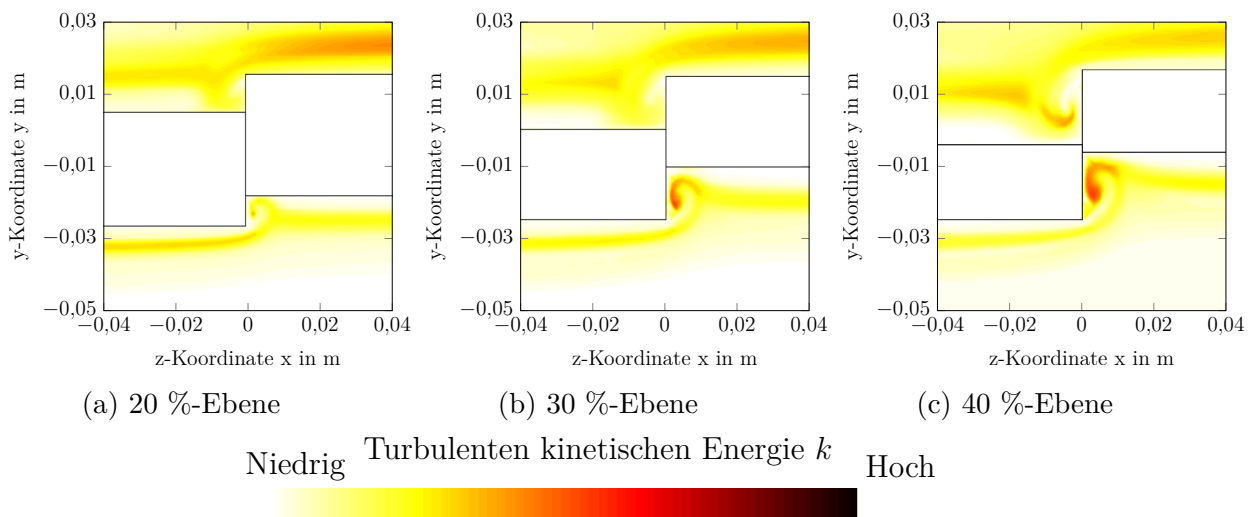


Abbildung 7.5: Zeitliche Schwankung der turbulenten kinetischen Energie k an der Seitenkante der Wölbklappe (Klappenwurzel)

Die Analyse der Druckschwankung zeigt für die Ebenen bei 10 % bis 40 % Sehnenlänge der Wölbklappe eine deutlich ausgeprägte und räumlich große Druckschwankung im Stufenwirbel der Saugseite. Insbesondere in der Ebene bei 30 % Sehnenlänge der

7 Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe

Wölbklappe tritt die Druckschwankung deutlich hervor. In der Ebene bei 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe ist der Stufenwirbel der Saugseite nahezu vollständig ausgebildet und befindet sich an der Stirnseite der Wölbklappe und somit sehr nah an einer festen Oberfläche.

Druckschwankungen in der Nähe fester Oberflächen können aeroakustische Schallquellen induzieren. In der FW-H-Gl. (3.1) wird dies über den Quellterm des Loading Noise abgebildet (vgl. Abschn. 3.1). Der aeroakustische Loading Noise wird über zeitliche Kraftänderungen auf Körperoberflächen induziert. Es ist davon auszugehen, dass das hoch instationäre Druckfeld vor der Stirnfläche der Seitenkante sich auch auf das Kraftfeld auf der Oberfläche der Stirnfläche auswirkt. Das bedeutet, dass auf der Stirnfläche ein instationäres Kraftfeld aufgeprägt wird, wodurch eine aeroakustische Schallquelle in Form des Loading Noise auf der Oberfläche der Stirnfläche auftritt. Die Druckschwankung im Stufenwirbel der Saugseite stellen somit über die Oberfläche der Seitenkante eine intensive aeroakustische Schallquelle dar.

Die Druckschwankung vor der Stirnfläche der Seitenkante entstammen dem Stufenwirbel der Saugseite. Der Stufenwirbel stellt ein Gebiet mit erhöhter Turbulenz dar. Nach den Erkenntnissen zur Schallentstehung von überströmten Kanten sind insbesondere turbulente Gebiete nahe Kante intensive Schallquellen. Der Stufenwirbel vor der Stirnfläche befindet sich nahe der Kanten der Seitenkante. Damit stellt der Stufenwirbel der Saugseite auch aufgrund der räumlichen Nähe zu den Kanten der Seitenkante der Wölbklappe eine intensive Schallquelle dar.

Neben der hochfrequenten Schallquelle im vorderen Gebiet der Seitenkante der Wölbklappe wurde im hinteren Gebiet der Seitenkante nahe der Klappenspitze eine weitere aeroakustische Schallquelle identifiziert. Diese Schallquelle emittiert Schall im tieffrequenten Bereich um 6 kHz. Die dazugehörigen Auswerteebenen sind die Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe.

In den Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe zeichnet sich in der Schwankung der Wirbelstärke ω zum einen die Kontur des Gesamtwirbels ab. Zum anderen liegt eine hohe Instationarität der Wirbelstärke ω an den Stellen der Strömungsablösung an den Enden des Profils und der Klappe vor. Für das Gebiet des Gesamtwirbels und der Strömungsablösungen an den Enden des Profils liegt eine Strömung mit einer hohen turbulenten kinetischen Energie k vor (vgl. Abb. 7.6). Der Lighthill'sche Spannungstensor T_{ij} (Gl. 3.3) wird somit in diesen beiden Gebieten ebenfalls groß sein, wodurch nach der FW-H-Gl. (3.1) Wirbelschall in diesen Gebieten auftritt. Das bedeutet, in den Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe wird Wirbelschall als aeroakustische Schallquelle durch zwei Mechanismen hervorgerufen. Die Strömungsablösung an den Enden des Profils und die Instationarität des Gesamtwirbels. Ersteres ist bereits in den Ebenen bei 10 % bis 40 % Sehnenlänge der Wölbklappe identifiziert, in denen Wirbelschall als Transport von Wirbelstärke über die scharfen Kanten der Seitenkante auftritt.

Für den Druck ist in den Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe das Maximum der Instationarität im Zentrum des Gesamtwirbels zu beobachten. Das Zentrum des Gesamtwirbels befindet sich dabei in der Mitte des Spalts an der Seitenkante. Somit ist der Abstand zu einer festen Oberfläche deutlicher größer als für die

7.2 Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge

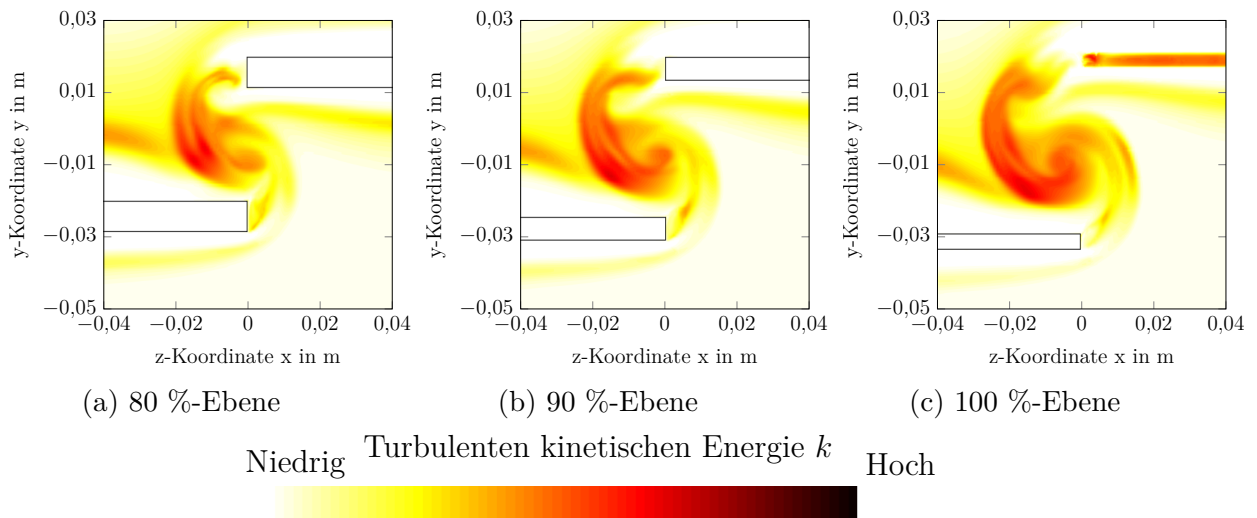


Abbildung 7.6: Zeitliche Schwankung der turbulenten kinetischen Energie k an der Seitenkante der Wölbklappe (Klappenspitze)

zuvor identifizierte Druckschwankung im Stufenwirbel der Saugseite an der Stirnfläche der Wölbklappe. Nach Ffowcs-Williams und Hall (1970) und Oerlemans (2009) ist die Stärke des Fernfeldschalls maßgeblich durch den Abstand eines turbulenten Gebiets von einer Kante beeinflusst. Damit stellt diese Druckschwankung in den Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe im Vergleich zu der Druckschwankungen in den Ebenen bei 10 % bis 30 % Sehnenlänge der Wölbklappe eine weniger effizientere aeroakustische Quelle dar (Casalino et al. 2015).

Jedoch ist die Druckschwankung in den Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe räumlich deutlich ausgeprägter als in den Ebenen bei 10 % bis 40 % Sehnenlänge der Wölbklappe. Zusätzlich tritt die Druckschwankung im Spalt der Seitenkante zwischen den Oberflächen des Hauptprofils und der Klappe auf. Somit ist davon auszugehen, dass die Druckschwankung im Gesamtwirbel instationäre Kräfte nicht nur auf den Stirnflächen der Seitenkante induziert, sondern auch auf den Oberflächen der Klappe und des Hauptprofils. Hierbei wird vermutlich insbesondere die Saugseite des Hauptprofils und die Druckseite der Klappe relevant sein. Das induzierte, instationäre Druckfeld auf diesen Oberflächen ist somit räumlich deutlich größer. Das instationäre Druckfeld auf der Oberfläche stellt als Loading Noise nach Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) eine wirksame aeroakustische Schallquelle dar. Die Instationarität im Wirbelkern des Gesamtwirbels stellt somit durch die induzierten Oberflächendruckschwankungen an der Seitenkante einen schall-induzierenden Vorgang dar.

7.2.2 Instationarität der Wirbelsysteme

Die Wirbelsysteme an der Seitenkante der Wölbklappe werden über das λ_2 -Kriterium bestimmt (vgl. Abschn. 6.1). Für die stationäre Strömungssimulation sind der Stufenwirbel Saugseite, der Stufenwirbel Druckseite und der Gesamtwirbel als Hauptwirbelsysteme identifiziert. Mithilfe der instationären Strömungssimulation wird die Instationarität

7 Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe

dieser drei Wirbelsysteme bestimmt. Instationäre Wirbelsysteme können eine aeroakustische Schallquelle darstellen.

Die zeitliche Instationarität wird ausgewertet für das Wirbelzentrum und die Wirbelgröße der drei Wirbelsysteme. Das Wirbelzentrum wird bestimmt mit den arithmetischen Mittelwerten der y - und z -Koordinaten der Wirbelsysteme. Für die Definition der Koordinaten und eine Zuordnung zur Geometrie der Klappe sei auf Abb. 7.7 verwiesen. Die Wirbelgröße wird mithilfe des λ_2 -Kriteriums und der Zellweite des strukturierten Netzes bestimmt (vgl. Abb. 6.6 in Abschn. 6.1.1).

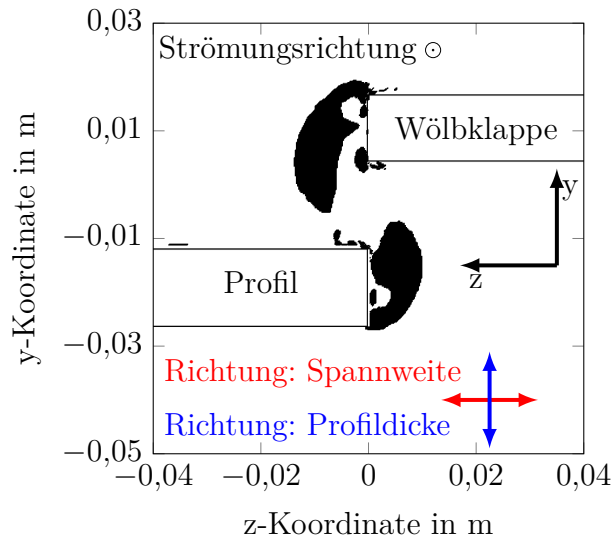
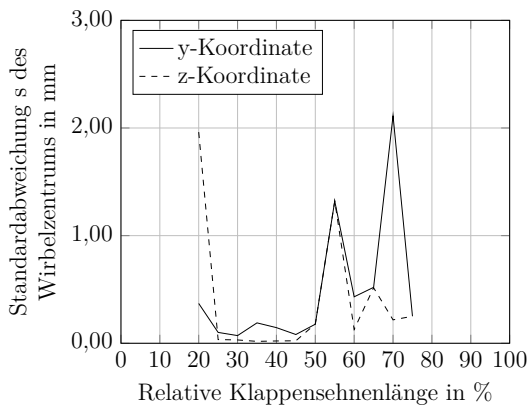


Abbildung 7.7: Kennzeichnung der Koordinatenrichtungen an der Wölbklappe

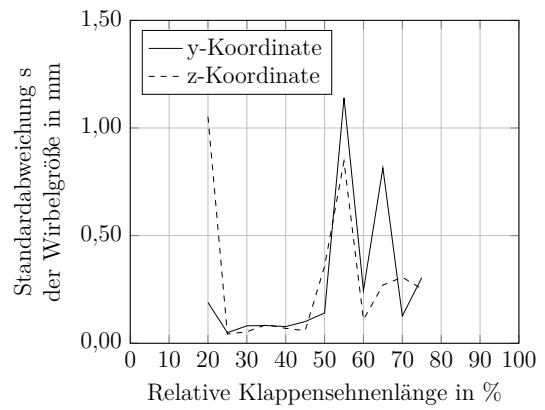
Die y - und z -Koordinaten des Wirbelzentrums und der Wirbelgröße werden für jeden Zeitschritt, für jeden der drei Hauptwirbelsysteme und in jeder Auswerteebene bestimmt. Anschließend wird die zeitliche Instationarität bewertet, indem die Standardabweichung s über die Zeit für jede Größe, jedes Wirbelsystem und jede Auswerteebene bestimmt wird. Beispielsweise liegen für die Wirbelgröße des Gesamtwirbels bezogen auf die y -Koordinate in der Ebene bei 90 % Sehnenlänge der Wölbklappe 11.000 Werte vor (für jeden der 11.000 Zeitschritte einen Wert). Über diese 11.000 Werte wird die Standardabweichung s bestimmt, welche die zeitliche Instationarität der Wirbelgröße des Gesamtwirbels bezogen auf die y -Koordinate in der Ebene bei 90 % Sehnenlänge der Wölbklappe wiedergibt.

In Abb. 7.8 ist die zeitliche Instationarität der drei Wirbelsysteme Stufenwirbel Saugseite, Stufenwirbel Druckseite und Gesamtwirbel dargestellt. Abgetragen ist die Standardabweichung s des Wirbelzentrums (linke Spalte der Unterabbildungen in Abb. 7.8) und der Wirbelgröße (rechte Spalte der Unterabbildungen in Abb. 7.8) über die relative Klappensehnenlänge, jeweils bezogen auf die y - und die z -Koordinate. Im Folgenden wird die zeitliche Instationarität zuerst für jede Größe und für jedes Wirbelsystem separat diskutiert. Anschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst und im Bezug zu den schall-induzierenden Strömungsphänomenen an der Seitenkante der Wölbklappe gesetzt.

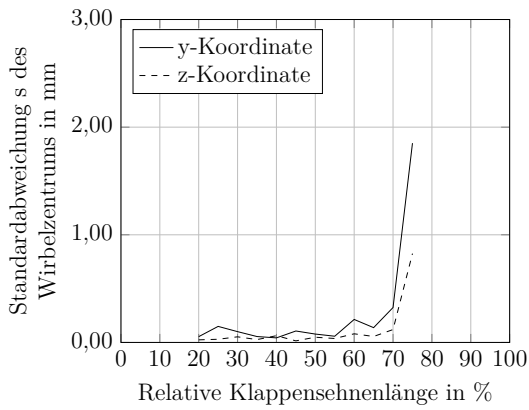
7.2 Aeroakustik der Seitenkante auf Basis instationärer Vorgänge



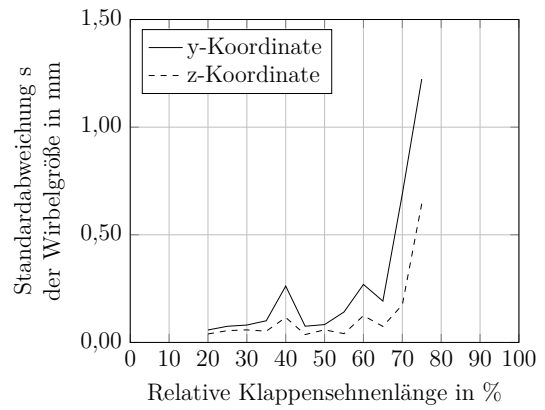
(a) Stufenwirbel Saugseite
Wirbelzentrum



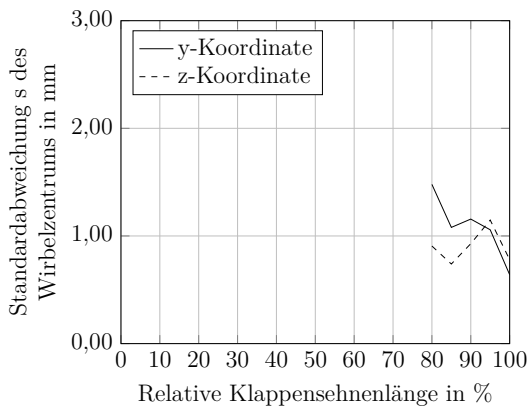
(b) Stufenwirbel Saugseite
Wirbelgröße



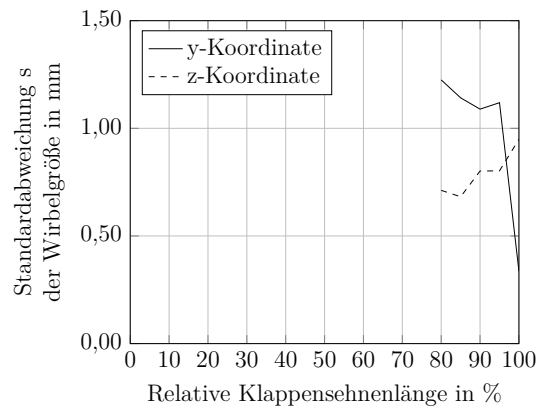
(c) Stufenwirbel Druckseite
Wirbelzentrum



(d) Stufenwirbel Druckseite
Wirbelgröße



(e) Gesamtwirbel
Wirbelzentrum



(f) Gesamtwirbel
Wirbelgröße

Abbildung 7.8: Zeitliche Instationarität der Wirbelsysteme Stufenwirbel Saugseite, Stufenwirbel Druckseite und Gesamtwirbel

7 Aeroakustische Schallentstehung an der Wölbklappe

Die zeitliche Instationarität des Wirbelzentrums des Stufenwirbels der Saugseite über die Klappensehnenlänge ist geprägt von drei lokalen Maxima. In den Ebenen bei 20 %, 55 % und 75 % Sehnenlänge der Wölbklappe tritt eine deutliche erhöhte zeitliche Instationarität des Wirbelzentrums auf. In der Ebene bei 55 % Sehnenlänge der Wölbklappe tritt diese Erhöhung in beiden Koordinatenrichtungen auf. Die Erhöhung in der Ebene bei 20 % Sehnenlänge der Wölbklappe ist nur in Richtung der z-Koordinate, also in Richtung der Profilsparweite, ausgeprägt. In dieser Ebene kommt es zur Ausbildung des Stufenwirbels der Saugseite, wobei der Mechanismen der Ausbildung vergleichbar ist mit dem Backward-Facing-Step-Testfall (vgl. Abschn. 6.1.1). Die den Stufenwirbel induzierende Sekundärströmung ist in Sparweitenrichtung orientiert, also in Richtung der z-Koordinate. Die Erhöhung in der Ebene bei 70 % Sehnenlänge der Wölbklappe ist nur in Richtung der y-Koordinate, also in Richtung der Klappendicke, orientiert. In diesem %-Bereich (s. Abb. 6.2 zur Definition der %-Ebenen) beginnt die Verschmelzung der beiden Stufenwirbel zum Gesamtwirbel.

Die zeitliche Instationarität der Wirbelgröße korreliert mit der zeitlichen Instationarität des Wirbelzentrums. Die Wirbelgröße ist zeitlich instationär in den Ebenen bei 20 %, 55 % und 75 % Sehnenlänge der Wölbklappe. Für die zeitliche Instationarität der Wirbelgröße in der Ebene bei 55 % Sehnenlänge der Wölbklappe ist auffällig, dass die Instationarität in Richtung der y-Koordinate ($s = 1,13$ mm) größer ist als in Richtung der z-Koordinate ($s = 0,84$ mm).

Die zeitliche Instationarität des Stufenwirbels der Druckseite weist im Gegensatz zur zeitlichen Instationarität des Stufenwirbels der Saugseite über die Klappensehnenlänge keine lokal begrenzten Maxima auf. Die zeitliche Instationarität des Stufenwirbels der Druckseite steigt über die Klappensehnenlänge von der Ebene bei 20 % Sehnenlänge der Wölbklappe zur Ebene bei 60 % Sehnenlänge der Wölbklappe zuerst langsam an. In der Ebene bei 70 % Sehnenlänge der Wölbklappe beginnt die Wirbelverschmelzung der beiden Stufenwirbel. In diesem Gebiet steigt die zeitliche Instationarität des Wirbelzentrums des Stufenwirbels der Druckseite sprunghaft an. Auffällig ist dabei die Dominanz der Instationarität in Richtung der y-Koordinate. Der Stufenwirbel der Druckseite ist in Richtung der Profildicke stärker instationär, als in Richtung der Profilsparweite.

Der Trend der zeitlichen Instationarität des Wirbelzentrums des Stufenwirbels der Druckseite korreliert ebenfalls mit der Wirbelgröße. Auffällig ist die deutlich erhöhte zeitliche Instationarität der Wirbelgröße in die y-Koordinate, gegenüber der zeitlichen Instationarität der Wirbelgröße in die Richtung der z-Koordinate. Dies wurde ebenfalls bereits im Wirbelzentrum des Stufenwirbels der Druckseite identifiziert.

Die zeitliche Instationarität des Wirbelzentrums des Gesamtwirbels nimmt von der Ebenen bei 80 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe global ab. Dabei ist die zeitliche Instationarität in Richtung der y-Koordinate bis zur Ebene bei 95 % Sehnenlänge der Wölbklappe größer als in Richtung der z-Koordinate. Die Dominanz der Instationarität des Wirbelzentrums in Richtung der y-Koordinate wurde bereits im Stufenwirbel der Druckseite identifiziert. Für den Stufenwirbel der Saugseite liegt keine eindeutige Dominanz in eine Koordinatenrichtung vor. Daher kann angenommen werden, dass die zeitliche Instationarität des Wirbelzentrums des Gesamtwirbels in Richtung der y-Koordinate vom Stufenwirbel der Druckseite in den Gesamtwirbel eingetragen wird.

In der zeitlichen Instationarität der Wirbelgröße für den Gesamtwirbel liegt für die y - und die z -Koordinate ein unterschiedlicher Trend über die Klappensehnenlänge vor. In Richtung der z -Koordinate wird der Gesamtwirbel von Ebene bei 80 % Sehnenlänge der Wölbklappe bis zur Ebene bei 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe instationärer. Hingegen nimmt die Instationarität in Richtung der y -Koordinate ab. Es wird vermutet, dass die erhöhte Instationarität in Richtung der z -Koordinate auf die Geometrie der Seitenkante zurückzuführen ist. In Richtung der z -Koordinate ist das Wirbelgebiet durch keine Oberflächen eingegrenzt. Hingegen begrenzen die Saugseite des Hauptprofils und die Druckseite der Klappe den Bewegungsraum des Gesamtwirbels in Richtung der y -Koordinate. Die Instationarität des Gesamtwirbels kann sich somit in Richtung der z -Koordinate frei ausbilden.

Zusammengefasst zeigt sich, dass der Stufenwirbel der Saugseite über die Klappensehnenlänge lokal begrenzt instationär ist. Im Gegensatz dazu ist der Stufenwirbel der Druckseite bis zur Wirbelverschmelzung stabil. Die Wirbelverschmelzung selbst stellt einen höchst instationären Vorgang dar. Die Instationarität des Gesamtwirbels nach der Verschmelzung ist nicht eindeutig ableitbar.

Im Rahmen der akustischen Untersuchungen (vgl. Kap. 5) wurde im hinteren Klappenbereich der Wölbklappe, nahe der Klappenspitze eine dominante, tieffrequente Schallquelle lokalisiert. Die Position dieser Schallquelle korreliert nicht genau mit dem Gebiet der hoch instationären Wirbelverschmelzung. Somit kann keine eindeutige Zuordnung erfolgen, dass die Wirbelverschmelzung die tieffrequente Schallquelle im hinteren Gebiet der Wölbklappe hervorruft. Jedoch besteht eine räumliche Nähe des aerodynamischen und des akustischen Phänomens. Außerdem wurde für die Fowler-Klappe die Wirbelverschmelzung des Primär- und des Sekundärwirbels als ein möglicher, schall-induzierender Vorgang identifiziert (vgl. Abschn. 2.1.3).

Die Wirbelverschmelzung stellt einen Vorgang mit hohen Scherungen innerhalb der Strömung dar. Somit ist davon auszugehen, dass beim Prozess der Wirbelverschmelzung hohe Reynoldsspannungen $\rho v_i v_j$ auftreten. Der Lighthill'sche Spannungstensor T_{ij} wird daher im Gebiet der Wirbelverschmelzung hoch sein, wodurch nach der FW-H-Gl. (3.1) in diesem Gebiet Wirbelschall emittiert wird (vgl. Abschn. 3.1). Aufgrund dessen kann der Prozess der Wirbelverschmelzung an der Seitenkante der Wölbklappe nicht als möglicher schall-induzierender Vorgang ausgeschlossen werden.

Im vorderen Gebiet der Wölbklappe, nahe der Klappenwurzel, wird Schall im hochfrequenten Gebiet abgestrahlt. Die Quelllokalisierung erfolgt dabei auf der Saugseite des Profils. Die Untersuchung der Instationarität in diesem Abschnitt zeigt für dieses Gebiet einen hoch instationären Stufenwirbel auf der Saugseite. Der hoch instationäre Stufenwirbel verstärkt die durch den Stufenwirbel aufgeprägten instationären Kräfte auf der Oberfläche der Stirnfläche der Seitenkante. Die instationäre Fluktuation von Kräften auf Oberflächen stellt nach Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) als Loading Noise einen Anteil der Schallentstehung an umströmten Körpern dar. Somit wird angenommen, dass der instationäre Stufenwirbel der Saugseite zur hochfrequenten Schallabstrahlung im vorderen Gebiet beiträgt.

Die Instationarität des Stufenwirbels der Saugseite in der Ebene bei 55 % Sehnenlänge der Wölbklappe korreliert räumlich nicht mit einer lokalisierten Schallquelle. Das

bedeutet, daß entweder kein Schall durch die Wirbelinstationarität hervorgerufen wird oder dass der Vorgang schwach ausgeprägt ist, sodass die resultierende Schallquelle in den akustischen Daten nicht zu lokalisieren ist.

7.3 Zusammenfassende Diskussion zur Aeroakustik der Wölbklappe

An der Seitenkante der Wölbklappe treten Schallquellen auf, die durch die Umströmung der Seitenkante induziert werden. Die in diesem Kapitel durchgeführte Analyse identifiziert die Strömungsphänomene an der Seitenkante der Wölbklappe, die an der Schallentstehung des Seitenkantenschalls beteiligt sind. Dabei kann kein einzelner dominanter Haupteffekt identifiziert werden. Vielmehr kommen mehrere mögliche Strömungsvorgänge in Betracht. Zusammenfassend sind diese für die beiden, an der Wölbklappe vorherrschenden aeroakustischen Quellen:

Hochfrequente Schallquelle, vorderer Wölbklappenbereich

- Kleinskalige Wirbel

Das Gebiet ist geprägt durch die kleinskaligen Stufenwirbel der Saug- und Druckseite. Die Wirbelstärke ω im Gebiet der Stufenwirbel weist eine hohe Instationarität auf. Ebenfalls befinden sich die Druckschwankungen im Wirbelzentrum der Stufenwirbel nahe der festen Oberfläche.

- Wirbelinstationarität

Insbesondere der Stufenwirbel der Saugseite ist höchst instationär. Der instationäre Stufenwirbel der Saugseite befindet sich dabei nahe der festen Oberfläche.

Tieffrequente Schallquelle, hinterer Wölbklappenbereich

- Wirbelvereinigung

Die Wirbelverschmelzung der beiden Stufenwirbel zum Gesamtwirbel stellt einen sehr instationären Vorgang dar. Eine direkte räumliche Korrelation zu einer aeroakustischen Quelle kann nicht nachgewiesen werden, jedoch besteht eine räumliche Nähe zur tieffrequenten Schallquelle im hinteren Gebiet der Wölbklappe, nahe der Klappenspitze.

- Gesamtwirbel

Das Gebiet ist geprägt durch den großskaligen Gesamtwirbel. Die Wirbelstärke ω ist im Gebiet des Gesamtwirbels und den Ecken der Seitenkante höchst instationär. Über die Ecken der Seitenkante wird der Gesamtwirbel gespeist. Zusätzlich sind die Druckschwankungen im Wirbelzentrum des Gesamtwirbels räumlich ausgedehnt.

8 Ergebnisse, Schlussfolgerungen und Ausblick der Arbeit

Zur Analyse der Aeroakustik an der Seitenkante der Wölbklappe wird ein Zerlegungsansatz gewählt. Dabei wird die akustische Charakteristik der Wölbklappe, das Strömungsfeld an der Seitenkante und die schall-induzierenden Strömungsphänome untersucht. Die Einzelergebnisse sind jeweils in den Kontext zum Seitenkantenschall der Fowler-Klappe gesetzt, um Gemeinsamkeiten und Unterschiede herauszuarbeiten und somit die Merkmale des Seitenkantenschalls der Wölbklappe abzuleiten.

Akustische Ergebnisse

An der Seitenkante der Wölbklappe tritt Schall, hier sogenannter Seitenkantenschall auf. Dies belegen die durchgeführten experimentellen akustischen Untersuchungen. Der Seitenkantenschall weist eine spektrale Abhängigkeit bezogen auf die Position der Quelle an der Seitenkante auf. Vom vorderen Gebiet der Seitenkante, nahe der Klappenwurzel, wird Schall im hochfrequenten Bereich abgestrahlt. Im hinteren Gebiet der Seitenkante, nahe der Klappenspitze und der Hinterkante, wird Schall im tieffrequenten Bereich emittiert. Die Untersuchung der Sensitivität des Seitenkantenschalls zeigt auf, dass eine Abhängigkeit des Seitenkantenschalls vom Anstell- und vom Klappenwinkel besteht. Je stärker die Klappe ausgelenkt ist, desto größer ist der Pegel des Seitenkantenschalls. Zusätzlich zeigt sich, dass, je größer der Klappenwinkel ist, desto weiter vorne an der Seitenkante wird der hochfrequente Anteil des Seitenkantenschalls lokalisiert. Es zeigt sich, dass der Pegel vom Anstellwinkel des Profils abhängig ist.

Mit der Pegelabhängigkeit des Seitenkantenschalls der Wölbklappe vom Anstellwinkel zeigt sich ein Unterschied zur akustischen Charakteristik der Fowler-Klappe. Für die Fowler-Klappe wird eine Unabhängigkeit des Pegels des Seitenkantenschalls vom Anstellwinkel nachgewiesen. Damit zeigt sich, dass die Wölbklappe über eine im Vergleich zur Fowler-Klappe veränderte akustische Charakteristik des Seitenkantenschalls aufweist.

Die physikalische Ursache der Pegelabhängigkeit der Wölbklappe wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt. Der Autor vermutet, dass die Ursache auf die Wirbelstärke des instationären Strömungsfeldes im Bereich der Seitenkante zurückzuführen ist und/oder auf den Abstand der schall-induzierenden Gebiete zu Oberflächen und Kanten. Zur Klärung sind weitere instationäre numerische oder experimentelle Untersuchungen notwendig. Das Vorgehen für weitere Untersuchungen wird in diesem Kapitel im Abschnitt Ausblick thematisiert.

Aerodynamische Ergebnisse

An der Seitenkante der Wölbklappe wird eine dominante Wirbelstruktur identifiziert. Dazu wurden numerische, aerodynamische Analysen des Strömungsfeldes durchgeführt. Die Wirbelstruktur besteht aus zwei Stufenwirbeln im vorderen Gebiet der Seitenkante. Die Stufenwirbel werden durch die druckgetriebene Querströmung zwischen Wölbklappe und Hauptflügelbereich induziert. Dabei ist der Stufenwirbel der Saugseite räumlich größer als der Stufenwirbel der Druckseite. Zusätzlich besteht eine Abhängigkeit der Wirbelgröße vom Anstellwinkel. Im hinteren Gebiet der Seitenkante verschmelzen beide Stufenwirbel im Spalt der Seitenkante zu einem Gesamtwirbel. Der Verschmelzungsprozess wird hervorgerufen, sobald sich über den offenen Spalt zwischen Druck- und Saugseite eine Sekundärströmung ausbildet, die beide Wirbel in den Spaltbereich transportiert. Dadurch ist die Position der Verschmelzung abhängig vom Klappenwinkel. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit der dominanten Wirbelstruktur ist gleich der Strömungsgeschwindigkeit der ungestörten Anströmung. Zusätzlich zeigt sich für die Geschwindigkeit eine Abhängigkeit vom Anstellwinkel.

Die an der Seitenkante der Wölbklappe auftretende Wirbelstruktur unterscheidet sich von der Wirbelstruktur der Fowler-Klappe. An der Fowler-Klappe bildet sich ein Primär- und ein Sekundärwirbel aus, wobei der Primärwirbel in Richtung des Sekundärwirbels wandert und mit diesem zu einem Gesamtwirbel verschmilzt. Die Position der Verschmelzung ist im Gegensatz zur Verschmelzung an der Wölbklappe unabhängig vom Klappenwinkel. Bezogen auf die Wirbelgröße zeigt sich ein umgekehrtes Ergebnis: Der Primärwirbel (Wirbel der Druckseite) ist räumlich größer als der Sekundärwirbel (Wirbel der Saugseite). Zusätzlich beträgt die maximale Strömungsgeschwindigkeit der Wirbelstruktur der Fowler-Klappe die doppelte Strömungsgeschwindigkeit der ungestörten Anströmung und das Wirbelsystem ist nahezu unabhängig vom Anstellwinkel. Damit zeigt sich für das Strömungsfeld an der Seitenkante der Wölbklappe, dass sich dieses von der Fowler-Klappe in mehreren Aspekten unterscheidet. Als Ursache hierfür ist die veränderte Geometrie des umströmten Körpers anzuführen, welche maßgeblich den Vorgang der Wirbelausbildung und -verschmelzung vorgibt.

Aeroakustische Ergebnisse

Aus dem an der Seitenkante der Wölbklappe bestimmten Strömungsfeld sind vier schall-induzierende Strömungsphänomene identifiziert. Die hochfrequente Schallquelle im vorderen Gebiet der Seitenkante wird induziert durch die beiden kleinskaligen Stufenwirbel, die eine hohe innere Instationarität aufweisen. Der vom hinteren Gebiet der Seitenkante emittierte Schall wird hervorgerufen durch die Wirbelverschmelzung der beiden kleinskaligen Stufenwirbel und dem großskaligen Gesamtwirbel. Damit zeigt sich, dass das zuvor identifizierte veränderte Strömungsfeld aeroakustische Schallquellen an der Seitenkante der Wölbklappe induziert.

Für die Fowler-Klappe wurden ähnliche Strömungsvorgänge als schall-induzierend identifiziert. Diese sind zum einen die turbulente Grenzschichtströmung über die Kanten der Fowler-Klappe und die freie, gekrümmte Scherschicht, aus denen sich der Primär-

und der Sekundärwirbel ausbilden. Zum anderen wird die Wirbelvereinigung des Primärwirbels mit dem Sekundärwirbel und der resultierende Gesamtwirbel als aeroakustische Schallquelle an der Fowler-Klappe identifiziert.

In den aeroakustischen Ergebnissen liegt ein scheinbarer Widerspruch vor. Für die Wölbklappe wird im Vergleich zur Fowler-Klappe eine veränderte akustische Charakteristik und ein verändertes Strömungsfeld der Seitenkante identifiziert. Die schall-induzierenden Strömungsphänome der Wölbklappe sind hingegen mit denen der Fowler-Klappe vergleichbar. Dieser Widerspruch ist aufzulösen, wenn beispielsweise die kleinskaligen Wirbelstrukturen als schall-induzierende Strömungsphänome betrachtet werden. Die kleinskaligen Wirbelstrukturen treten an beiden Klappenkonzepten auf, unterscheiden sich jedoch aufgrund der veränderten Aerodynamik in der Position und der räumlichen Ausprägung.

Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen

Die dieser Arbeit zugrundeliegende Hypothese wird somit bestätigt: An der Seitenkante der Wölbklappe induziert ein im Vergleich zur Fowler-Klappe verändertes dreidimensionales instationäres Strömungsfeld eine veränderte akustische Charakteristik der Wölbklappe. Das Strömungsfeld unterscheidet sich hinsichtlich einer veränderten Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe. Die veränderte akustische Charakteristik wird belegt durch die identifizierte Pegelabhängigkeit des Seitenkantenschalls vom Anstellwinkel des Profils.

Das Ziel dieser Arbeit ist erreicht. Mit dem Nachweis von Seitenkantenschall an einer Wölbklappe und der detaillierten akustischen und aerodynamischen Analyse wird ein wichtiger Beitrag zum Verständnis des Mechanismus der Schallentstehung an der Seitenkante einer Klappe geleistet. Die dargestellten Ergebnisse erweitern den Stand der Wissenschaft zum Seitenkantenschall, der zuvor nur auf Erkenntnissen an der Fowler-Klappe gestützt war.

Weiterführende Schlussfolgerungen für die Anwendung von Wölbklappen

In zukünftigen Anwendungen der Wölbklappen muss die Klappe als zusätzliche akustische Schallquelle berücksichtigt werden. Dabei wird auf eine Abschätzung des Seitenkantenschalls auf Basis der verfügbaren semi-empirischen Modelle abgeraten, denn die verfügbaren Modelle zum Seitenkantenschall basieren auf Erkenntnissen an Fowler-Klappen. In die Modelle gehen aerodynamische Größen der Fowler-Klappe ein. Empirische Modelle sind an Fowler-Klappen kalibriert. Die Untersuchungen in dieser Arbeit zeigen, dass sich an der Wölbklappe ein verändertes aerodynamisches Strömungsfeld einstellt. Mit einer Anwendung der existierenden Modelle für Wölbklappen würden verzerrte oder falsche Eingangsgrößen erfasst, wodurch die Vorhersage des Seitenkantenschalls auf Basis der Modelle falsch wäre.

Im Betriebskonzept von WEA mit Wölbklappe muss der Zielkonflikt zwischen Lastminderung und Lärmemission berücksichtigt werden. Durch Auslenkung der Wölbklappe sollen die aerodynamischen Lasten am Rotor der WEA gemindert werden. Gleichzeitig

führt eine Auslenkung der Wölbklappe aufgrund des Seitenkantenschalls zu einer erhöhten Schallemission. Dieser Zielkonflikt ist beim Betrieb von WEA mit Wölbklappe zu beachten. Zur Lösung wird die Definition von Entscheidungsregeln empfohlen. In diesen Regeln wird beispielsweise vorgegeben, bis zu welcher Amplitude der dynamischen Last eine stärkere Blattbelastung statt einer erhöhten Schallemission hingenommen wird.

Das Verständnis über die schall-induzierenden Vorgänge des Seitenkantenschalls an Wölbklappen ermöglicht die Entwicklung von effizienten Schallminderungssystemen. Der Seitenkantenschall der Wölbklappe ist auf einen aeroakustischen Vorgang zurückzuführen. Auf dieser Kenntnis können Ansätze zur Schallminderung und -verhinderung entwickelt werden. Für die Auswahl dieser Konzepte wird empfohlen, sich an bereits erprobten Konzepten aus der Luftfahrt zu orientieren. So könnten beispielsweise Bürsten in der Seitenkante zur Schallminderung eingesetzt werden. Eine vollständige Schallverhinderung könnte durch den Einsatz eines flexiblen Übergangs zur vollständigen Vermeidung der offenen Seitenkante zwischen Wölbklappe und Hauptflügelprofil erreicht werden.

Ausblick

Mit dieser Arbeit wird erstmals Seitenkantenschall an der Wölbklappe nachgewiesen. In weiterführenden Arbeiten ist auf diesen Ergebnissen aufzubauen. Dafür wird für weitere Arbeiten empfohlen, die experimentelle Untersuchung dieser Arbeit zu erweitern. Dazu wird eine feinere Auflösung der Betriebspunkte (Anstell- und Klappenwinkel) und der Einsatz weiterer akustischer und aerodynamischer Messtechnik empfohlen.

Als akustische Messtechnik sollte wieder ein Mikrofonarray mit nachgeschalteten, inversen Beamforming-Algorithmen eingesetzt werden. Diese Messtechnik hat sich zur Lokalisierung des Seitenkantenschalls in dieser Arbeit bewährt. Ergänzend sollte eine Mikrofontraverse eingesetzt werden, mit der die Abstrahlcharakteristik des Seitenkantenschalls identifiziert werden kann. Ist die Abstrahlcharakteristik der Quellen bekannt, ist auf die Art der aeroakustischen Quelle und des zugrundeliegenden aerodynamischen Mechanismus zu schließen. Mit der Kenntnis über die Abstrahlcharakteristik könnte die Schallquelllokalisierung mittels Beamforming verbessert werden, da diese auf der Annahme von Monopolen als Schallquelle basiert.

Zusätzlich sollte umfassende aerodynamische Messtechnik eingesetzt werden. Dazu eignet sich insbesondere die Hochgeschwindigkeit PIV-Technik als berührungsloses Verfahren, um die hoch instationären Strömungsvorgänge an der Seitenkante der Wölbklappe aufzulösen. Diese Hochgeschwindigkeits-Technik hat zudem den Vorteil, dass eine spektrale Auflösung der Strömungsgrößen erfolgen kann. Somit können aus experimentellen Versuchen die schall-induzierenden Strömungsvorgänge aufgedeckt werden und durch Korrelationsanalysen spektrale Zusammenhänge zwischen dem instationären Strömungsfeld und den Schallquellen identifiziert werden.

In weiterführenden experimentellen Untersuchungen wird eine feinere Auflösung des Anstell- und des Klappenwinkels empfohlen. Der Anstellwinkel sollte dabei im Bereich 3° bis 9° mit 1° -Schritten aufgelöst werden. Damit kann die in dieser Arbeit herausgearbeitete Pegelabhängigkeit des Seitenkantenschalls überprüft werden und in Verbindung mit der Hochgeschwindigkeit PIV-Technik die aerodynamische Ursache analysiert werden.

Dazu sollte der Fokus auf der instationären Verteilung der Wirbelstärke im Seitenkantenbereich gelegt werden, da dieser vom Autor als aerodynamische Ursache vermutet wird. Für die Auflösung des Klappenwinkels ist ebenfalls eine 1° Auflösung zu verwenden. Zusätzlich sollte eine Klappenauslenkung in Richtung der Druckseite des Profils erfolgen. Somit kann die Richtungsabhängigkeit der Klappenauslenkung herausgearbeitet werden. Dieses Wissen ist insbesondere für eine zukünftige Modellierung des Seitenkantenschalls relevant. Bei einer Richtungsabhängigkeit ist eine Fallunterscheidung in dem Modell einzubauen. Eine Variation der Strömungsgeschwindigkeit wird nicht empfohlen. WEA operieren im Bereich $Re = 7 \dots 9 \cdot 10^6$. Mit der maximalen Strömungsgeschwindigkeit im AWB wird nur eine Reynolds-Zahl von $Re = 1,4 \cdot 10^6$ erreicht.

Wird für die erweiterten experimentellen Versuche der gleiche Aufbau dieser Arbeit verwendet, sollte die Antriebseinheit der Wölbklappe angepasst werden. Eine Änderung der Klappenstellung war während des eingeschalteten Windkanals aufgrund der hohen aerodynamischen Belastung der Klappe nicht fehlerfrei möglich. Jeder Wechsel des Klappenwinkels erforderte ein Abschalten und Wiederaufstarten des Windkanals. Dieses Vorgehen war sehr zeitintensiv. Mit einer modifizierten Antriebseinheit könnte eine Veränderung des Klappenwinkels im Betrieb möglich sein, wodurch die feinere Auflösung des Parameterraums der Versuchsgrößen bei gleichzeitiger Einsparung von Versuchszeit erreicht werden könnte.

Begleitend zu erweiterten experimentellen Arbeiten können auch parallel weitere numerische Untersuchungen durchgeführt werden. Ein Fokus der numerischen Untersuchungen sollte dabei auf die Analyse der Oberflächenkräfte im Bereich der Wölbklappe gelegt werden. Die Oberflächenkräfte werden in dieser Arbeit als aeroakustische Schallquellen benannt, können aber nicht weiter spezifiziert werden. Im Rahmen der Durchführung der numerischen Simulationen für diese Arbeit zeigen sich die Grenzen der Software STAR-CCM+: Der Export des Vektors der Druckdaten mit drei Komponenten mit STAR-CCM+ resultiert in sehr großen Datenpaketen (mehrere Terabyte pro Zeitschritt). Soll STAR-CCM+ für die numerischen Untersuchungen weiter eingesetzt werden, wird empfohlen, zuerst ein Konzept zur Reduktion der Größe der Datenpakete zu entwickeln. Alternativ könnte auch auf einen anderen, numerischen Löser zurückgegriffen werden. Zusätzlich zur Analyse der Oberflächenkräfte sollte die instationäre numerische Strömungssimulation nach Möglichkeit über eine größere Anzahl von Zeitschritten ausgeführt werden, um Aussagen bzgl. der statistische Sicherheit zu gewinnen.

Literaturverzeichnis

- ALD (2016): Zuletzt abgerufen am 10.08.2016, URL <http://www.ald-laerm.de>.
- Amiet, R. (1978): Refraction of sound by a shear layer. In: Journal of Sound and Vibration, Band 58(4):S. 467–482. doi:10.1016/0022-460x(78)90353-x. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0022-460x\(78\)90353-x](http://dx.doi.org/10.1016/0022-460x(78)90353-x).
- Angland, D. (2008): Aerodynamics and aeroacoustics of flap side-edges. Dissertation, University of Southampton.
- Babinsky, H. (2003): How do wings work? In: Physics Education, Band 38(6):S. 497–503. doi:10.1088/0031-9120/38/6/001. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9120/38/6/001>.
- Bartelt, M.; Freund, O.; Panning v. Scheidt, L.; Röhle, I. und Seume, J. (2011): Skript zur Vorlesung Aeroakustik & Aeroelastik der Strömungsmaschinen WS 2011/2012 - Teil 1: Aeroakustik. Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Berkman, M. E.; Khorrami, M. R.; Choudhari, M. und Sadowski, S. S. (2000): Investigation of high-lift flowfield of an energy efficient transport wing. In: Journal of Aircraft, Band 37(1):S. 45–52. doi:10.2514/2.2560. URL <http://dx.doi.org/10.2514/2.2560>.
- BMUB (2016): Zuletzt abgerufen am 10.08.2016, URL www.bmub.bund.de/P751.
- Brooks, T. F. und Marcolini, M. A. (1986): Airfoil tip vortex formation noise. In: AIAA Journal, Band 24(2):S. 246–252. doi:10.2514/3.9252. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.9252>.
- Casalino, D.; Fares, E.; Duda, B.; Hazir, A. und Khorrami, M. R. (2015): On the Connection between Flap Side-Edge Noise and Tip Vortex Dynamics. In: 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), S. 2992. doi:10.2514/6.2015-2992. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2015-2992>.
- Choudhari, M. und Khorrami, M. (2003): Computational study of porous treatment for altering flap side-edge flow field. In: 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Band 3113, S. 2003. doi:10.2514/6.2003-3113. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2003-3113>.

- Choudhari, M. M.; Lockard, D. P.; Macaraeg, M. G.; Singer, B. A.; Streett, C. L.; Neubert, G. R.; Stoker, R. W.; Underbrink, J. R.; Berkman, M. E.; Khorrami, M. R. et al. (2002): Aeroacoustic experiments in the Langley low-turbulence pressure tunnel. Technischer Bericht TM-2002-211432, National Aeronautics and Space Administration.
- Cummings, R.; Morton, S. und Forsythe, J. (2004): Detached-eddy simulation of slat and flap aerodynamics for a high-lift wing. In: 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 1233. doi:10.2514/6.2004-1233. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2004-1233>.
- DEGA Empfehlung 101 (2011): Akustische Wellen und Felder. Technischer Bericht, DEGA-Empfehlung. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL <https://www.dega-akustik.de/publikationen/online-publikationen/dega-empfehlung-101>.
- Delfs, J. (2014): Skript zur Vorlesung Grundlagen der Aeroakustik - WS 2014/2015. Technische Universität Braunschweig. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL http://www.dlr.de/as/desktopdefault.aspx/tabid-191/401_read-22566/Notes_Basics_of_Aeroacoustics_Delfs.pdf.
- Dong, T.; Reddy, N. und Tam, C. (1999): Direct numerical simulations of flap side edge noise. In: 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), S. 1803. doi:10.2514/6.1999-1803. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.1999-1803>.
- Drela, M. und Giles, M. B. (1987): Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils. In: AIAA Journal, Band 25(10):S. 1347–1355. doi:10.2514/3.9789. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.9789>.
- Driver, D. M.; Seegmiller, H. L. und Marvin, J. G. (1987): Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. In: AIAA Journal, Band 25(7):S. 914–919. doi:10.2514/3.9722. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.9722>.
- Eaton, J. K. und Johnston, J. P. (1981): A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. In: AIAA Journal, Band 19(9):S. 1093–1100. doi:10.2514/3.60048. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.60048>.
- Ehrenfried, K. (2004): Strömungsakustik: Skript zur Vorlesung. Mensch-und-Buch-Verlag.
- Engelen, J. und Wenzel, P. (2014): Schalltechnischer Bericht der erweiterten Hauptuntersuchung zur messtechnischen Ermittlung der Ausbreitungsbedingungen für die Geräusche von hohen Windenergieanlagen zur Nachtzeit und Vergleich der Messergebnisse mit Ausbreitungsberechnungen nach DIN ISO 9613-2. Technischer Bericht, Uppenkamp und Partner.

- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008): Numerische Strömungsmechanik. Springer Science Business Media. doi:10.1007/978-3-540-68228-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-68228-8>.
- Fink, M. R. und Schlinker, R. H. (1980): Airframe noise component interaction studies. In: Journal of Aircraft, Band 17(2):S. 99–105. doi:10.2514/3.57880. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.57880>.
- Geis, A. (2010): Beteiligungsverfahren zwischen Politikberatung und Konfliktregelung: Die Frankfurter Flughafen-Mediation. In: Umwelt- und Technikkonflikte, Springer Science Business Media, S. 259–274. doi:10.1007/978-3-531-92354-3_13. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-531-92354-3_13.
- Greiser, C., Eberhard; Greiser (2015): Umgebungslärm und Gesundheit am Beispiel Bremen (FKZ: 3710 61 170). Umweltbundesamt. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL <https://www.umweltbundesamt.de/publikationen/umgebungslaerm-gesundheit-am-beispiel-bremen>.
- Guo, Y. P.; Joshi, M. C.; Bent, P. H. und Yamamoto, K. J. (2000): Surface pressure fluctuations on aircraft flaps and their correlation with far-field noise. In: J. Fluid Mech., Band 415:S. 175–202. doi:10.1017/s0022112000008740. URL <http://dx.doi.org/10.1017/s0022112000008740>.
- Hardin, J. C. (1980): Noise radiation from the side edges of flaps. In: AIAA Journal, Band 18(5):S. 549–552. doi:10.2514/3.7668. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.7668>.
- Hau, E. (2014): Windkraftanlagen: Grundlagen, Technik, Einsatz, Wirtschaftlichkeit. Springer-Verlag. doi:10.1007/978-3-642-28877-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-28877-7>.
- Herr, M. (2013): Trailing-Edge Noise - Reduction Concepts and Scaling Laws. Dissertation, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik Braunschweig, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Howe, M. (1982): On the generation of side-edge flap noise. In: Journal of Sound and Vibration, Band 80(4):S. 555–573. doi:10.1016/0022-460x(82)90498-9. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0022-460x\(82\)90498-9](http://dx.doi.org/10.1016/0022-460x(82)90498-9).
- Humphreys, W. M.; Brooks, T. F.; Hunter, W. W. und Meadows, K. R. (1998): Design and use of microphone directional arrays for aeroacoustic measurements. NASA Langley Research Center.
- Hurfar, J., M.; Seume (2015): Untersuchung des Einflusses von Schutzgittern für Mikrophone in einem Hochgeschwindigkeits-Windkanal. In: 41. Jahrestagung für Akustik – DAGA 2015 Nürnberg.

- Hutcheson, F.; Brooks, T. und Humphreys, W. (2011): Noise radiation from a continuous mold-line link flap configuration. In: *International Journal of Aeroacoustics*, Band 10(5-6):S. 565–588. doi:10.1260/1475-472x.10.5-6.565. URL <http://dx.doi.org/10.1260/1475-472x.10.5-6.565>.
- Jeong, J. und Hussain, F. (1995): On the identification of a vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 285:S. 69–94. ISSN 1469-7645. doi:10.1017/S0022112095000462. URL http://journals.cambridge.org/article_S0022112095000462.
- Jones, K.; Biedron, R. und Whitlock, M. (1995): Application of a Navier-Stokes solver to the analysis of multielement airfoils and wings using multizonal grid techniques. In: *13th Applied Aerodynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA). doi:10.2514/6.1995-1855. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.1995-1855>.
- Khorrani, M. R. und Singer, B. A. (1999): Stability analysis for noise-source modeling of a part-span flap. In: *AIAA Journal*, Band 37(10):S. 1206–1212. doi:10.2514/2.614. URL <http://dx.doi.org/10.2514/2.614>.
- Khorrani, M. R.; Singer, B. A. und Jr., R. H. R. (1999): Reynolds-averaged navier-stokes computations of a flap-side-edge flowfield. In: *AIAA Journal*, Band 37(1):S. 14–22. doi:10.2514/2.687. URL <http://dx.doi.org/10.2514/2.687>.
- Khorrani, M. R.; Singer, B. A. und Takallu, M. A. (1997): Analysis of Flap Side-Edge Flowfield for Identification and Modeling of Possible Noise Sources. In: *SAE Technical Paper*. SAE International. doi:10.4271/971917. URL <http://dx.doi.org/10.4271/971917>.
- Koop, L. (2005): *Aktive und passive Strömungsbeeinflussung*. Dissertation, Technische Universität Berlin.
- Lighthill, M. J. (1952): On sound generated aerodynamically. I. General theory. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Band 211(1107):S. 564–587. doi:10.1098/rspa.1952.0060. URL <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1952.0060>.
- Macaraeg, M. G.; Lockard, D. P.; Streett, C. L. und Goldin, D. S. (1999): In search of the physics: NASA's approach to airframe noise.
- Mathias, D. L.; Roth, K. R.; Ross, J. C.; Rogers, S. E. und Cummings, R. M. (1998): Navier-Stokes analysis of the flow about a flap edge. In: *Journal of Aircraft*, Band 35(6):S. 833–838. doi:10.2514/2.2384. URL <http://dx.doi.org/10.2514/2.2384>.
- Meadows, K.; Brooks, T.; Humphreys, W.; Hunter, W.; Gerhold, C.; Meadows, K.; Brooks, T.; Humphreys, W.; Hunter, W. und Gerhold, C. (1997): Aeroacoustic Measurements of Wing-flap Configuration. In: *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*.

- rence. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA). doi:10.2514/6.1997-1595. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.1997-1595>.
- Möser, M. (2010): Messtechnik der Akustik. Springer Science Business Media. doi:10.1007/978-3-540-68087-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-68087-1>.
- Oerlemans, S. (2009): Detection of aeroacoustic sound sources on aircraft and wind turbines. Dissertation, Universität Twente. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL <http://doc.utwente.nl/67363>.
- Oerlemans, S.; Fisher, M.; Maeder, T. und Kögler, K. (2009): Reduction of wind turbine noise using optimized airfoils and trailing-edge serrations. In: AIAA Journal, Band 47(6):S. 1470–1481. doi:10.2514/1.38888. URL <http://dx.doi.org/10.2514/1.38888>.
- Oerlemans, S.; Sijtsma, P. und López, B. M. (2007): Location and quantification of noise sources on a wind turbine. In: Journal of Sound and Vibration, Band 299(4-5):S. 869–883. doi:10.1016/j.jsv.2006.07.032. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.jsv.2006.07.032>.
- Pedersen, E. (2003): Noise annoyance from wind turbines - a review. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL <https://www.naturvardsverket.se/Documents/publikationer/620-5308-6.pdf>.
- Pohl, J.; Gabriel, J. und Hübner, G. (2015): Geräuschwirkungen von Windenergieanlagen auf Anwohner – eine interdisziplinäre Analyse. In: Lärmbekämpfung, Band 3:S. 133–142.
- Pott-Pollenske, M. und Delfs, J. (2008): Enhanced Capabilities of the Aeroacoustic Wind Tunnel Braunschweig. In: 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference). American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Band 2910. doi:10.2514/6.2008-2910. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2008-2910>.
- R. Radeztsky, J.; Singer, B. und Khorrami, M. (1998): Detailed measurements of a flap side-edge flow field. In: 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Band 700. doi:10.2514/6.1998-700. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.1998-700>.
- Rossignol, K.-S. (2010): Development of an Empirical Prediction Model for Flap Side-Edge Noise. In: 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Band 3836. doi:10.2514/6.2010-3836. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2010-3836>.
- Rossignol, K.-S. S. (2013): Flow Field Measurements to Characterize Flap Side-Edge Noise Generation. In: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Band 2061. doi:10.2514/6.2013-2061. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.2013-2061>.

- Sarradj, E. (2012): Three-Dimensional Acoustic Source Mapping with Different Beamforming Steering Vector Formulations. In: Advances in Acoustics and Vibration, Band 2012:S. 1–12. doi:10.1155/2012/292695. URL <http://dx.doi.org/10.1155/2012/292695>.
- Schade, H.; Kunz, E.; Kameier, F. und Paschereit, C. O. (2013): Strömungslehre. Walter de Gruyter GmbH. doi:10.1515/9783110292237. URL <http://dx.doi.org/10.1515/9783110292237>.
- Schreckenberg, D.; Eberle, W. und Möller, G. (2011): Befragung zur Belästigung und zu Schlafstörungen durch Schienenverkehrslärm im Mittelrheintal und Rheingau/Rheinhausen. In: Lärmbekämpfung, Band 6(3).
- Sijtsma, P. (2007): CLEAN based on spatial source coherence. In: International Journal of Aeroacoustics, Band 6(4):S. 357–374. doi:10.1260/147547207783359459. URL <http://dx.doi.org/10.1260/147547207783359459>.
- Sijtsma, P. (2012): Acoustic beamforming for the ranking of aircraft noise. Technischer Bericht NLR-TP-2012-137, NREL.
- Siller (2015): Vorlesung: Einführung in die Technische Akustik - Vorlesung 12. Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Smart Blades (2016): Zuletzt abgerufen am 06.08.2016, URL www.smartblades.info.
- Storms, B. L.; Takahashi, T. T. und Ross, J. C. (1995): Aerodynamic Influence of a Finite-Span Flap on a Simple Wing. In: SAE Technical Paper Series. SAE International, 951977. doi:10.4271/951977. URL <http://dx.doi.org/10.4271/951977>.
- Streett, C. (1998): Numerical simulation of a flap-edge flowfield. In: 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 2226. doi:10.2514/6.1998-2226. URL <http://dx.doi.org/10.2514/6.1998-2226>.
- TA Lärm (1998): Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm. Zuletzt abgerufen am 03.06.2017, URL http://www.verwaltungsvorschriften-im-internet.de/bsvwvbund_26081998_IG19980826.htm.
- Tiedemann, C. (2009): Experimentelle Untersuchungen des Klappenseitenkantenlärms. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.
- VDI - Fachausschuss Regenerative Energien (2012): Statusreport 2012: Regenerative Energien in Deutschland.
- Wagner, S.; Bareiß, R. und Guidati, G. (1996): Wind Turbine Noise. Springer Science Business Media. doi:10.1007/978-3-642-88710-9. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-88710-9>.

Literaturverzeichnis

- Welch, P. (1967): The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. In: IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, Band 15(2):S. 70–73. doi:10.1109/tau.1967.1161901. URL <http://dx.doi.org/10.1109/tau.1967.1161901>.
- Ffowcs Williams, J. E. und Hall, L. H. (1970): Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. In: J. Fluid Mech., Band 40(04):S. 657. doi:10.1017/s0022112070000368. URL <http://dx.doi.org/10.1017/s0022112070000368>.
- Ffowcs Williams, J. E. und Hawkings, D. L. (1969): Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. In: Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Band 264(1151):S. 321–342. doi:10.1098/rsta.1969.0031. URL <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.1969.0031>.

A Anhang - Akustische Untersuchungen

A.1 Herleitung und Definitionen

A.1.1 Ausführliche Herleitung der Ffowcs-Williams-Hawkings Integralgleichung

Im Abschn. 3.1 wird ausführlich die Integralgleichung von Ffowcs-Williams-Hawkings diskutiert. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Interpretation der akustischen Quellterme. Die Herleitung zur FW-H-Gleichung wird in diesem Abschnitt dargestellt. Hierbei wird sich neben Ffowcs-Williams und Hawkings (1969) auch an Ehrenfried (2004), Bartelt et al. (2011), Delfs (2014) orientiert.

Das Problem bei den Anwendungen von Strömungsgleichungen in einem Kontrollvolumen mit einem Körper liegt beim Körper selbst. Die Strömungsgleichungen sind aufgrund der Nichtdurchflussbedingungen von Körpern innerhalb des Körpers zu deaktivieren. Dazu wird eine Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ eingeführt, mit der ein Körper mit dem Volumen V und der Oberfläche S beschrieben wird. Die Hilfsfunktion

$$f(\vec{x}, t) \begin{cases} < 0 & \text{für } \vec{x} \text{ innerhalb des Volumens } V \\ = 0 & \text{für } \vec{x} \text{ auf der Oberfläche } S \\ > 0 & \text{für } \vec{x} \text{ außerhalb des Volumens } V \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

ist eindeutig zur Beschreibung des Körpers und dessen zeitlicher Veränderung. Dabei wird angenommen, dass die Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ stetig ist. Die Oberfläche S des Körpers V besitzt keine spitzen Ecken und Kanten. Mit Hilfe der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ sind die Bereiche innerhalb und außerhalb des Volumens V und zusätzlich auf der Oberfläche S eindeutig definiert. Um eine weitere Zuordnung der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ zum Körper zu erreichen, wird die Heaviside-Funktion

$$H(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0 \\ 1 & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

auf die Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ angewendet:

$$H(f(\vec{x}, t)) = \begin{cases} 0 & \text{für } \vec{x} \in V \\ 1 & \text{für } \vec{x} \notin V. \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Durch die Anwendung der Heaviside-Funktion $H(x)$ auf die Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ wird erreicht, dass eindeutig zwischen innerhalb und außerhalb des Körpers getrennt wird. Die Ableitung der Heaviside-Funktion $H(x)$ ist die Delta-Funktion $\delta(x)$. Zusammenfassend sind die Hilfsfunktion und die Heaviside-Funktion in Abb. A.1 dargestellt.

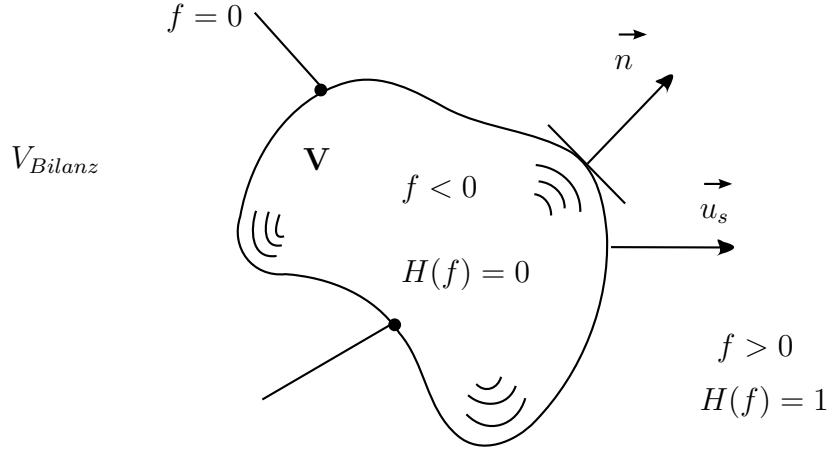


Abbildung A.1: Zuordnung der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ und der Heaviside-Funktion $H(x)$ im Kontrollvolumen mit Körper Bartelt et al. (2011)

Zur Herleitung der FW-H-Gleichung werden die gleichen zwei Grundgleichungen verwendet, aus denen auch die allgemeine akustische Wellengleichung und die Lighthill-Gleichung abgeleitet werden. Die Ausgangsgleichungen sind die nichtlineare Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (\text{A.4})$$

und die nichtlineare Impulsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(P_{ij} + \rho v_i v_j) = 0. \quad (\text{A.5})$$

in Vektorschreibweise. Beide Gl. (A.4, A.5) werden mit der Heaviside-Funktion $H(f(\vec{x}, t))$ der Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ zur Beschreibung eines zeitlich veränderbaren Körpers im Kontrollvolumen multipliziert. Wird die Heaviside-Funktion $H(f(\vec{x}, t))$ in die Ableitungen der Gl. (A.4) und (A.5) unter Anwendung der Produktregel der Differentialrechnung hineingezogen, ergibt sich die erweiterte Kontinuitätsgleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \left((p - p_0) H(f) \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\rho v_i) H(f) \right) = (\rho - \rho_0) \frac{\partial}{\partial t} \left(H(f) \right) + (\rho v_i) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(H(f) \right) \quad (\text{A.6})$$

und die erweiterte Impulsgleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \left((\rho v_i) H(f) \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((P_{ij} + \rho v_i v_j) H(f) \right) = \left(\rho v_i (1 - v_j) + P_{ij} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} H(f). \quad (\text{A.7})$$

Dabei sind ρ_0 und p_0 beliebige Konstanten, die in der akustischen Anwendung der Gleichung zweckmäßig als Ruhedichte ρ_0 und Ruhedruck p_0 angenommen werden. Die Ruhegrößen sind Größen, die sich in weiter Entfernung vom Körper einstellen und konstant sind, wodurch deren zeitlichen Ableitungen Null sind und die Gültigkeit der Gleichungen nicht verändert wird. Für die räumlichen Ableitungen der Heaviside-Funktion $H(f(\vec{x}, t))$ in Gl. (A.6) und (A.7) wird die Vereinfachung

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(H(f(\vec{x}, t)) \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} f(\vec{x}, t) \delta(f) \quad (\text{A.8})$$

vorgenommen, da die Ableitung der Heaviside-Funktion $H(x)$ als die Delta-Funktion $\delta(x)$ definiert ist. Entsprechendes gilt auch für die zeitlichen Ableitungen in Gl. (A.6) und (A.7):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(H(f(\vec{x}, t)) \right) = \delta(f) \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{x}, t). \quad (\text{A.9})$$

Zwischen der zeitlichen Ableitung $\frac{\partial}{\partial t} f(\vec{x}, t)$ und der Normalengeschwindigkeit u_i , die der Geschwindigkeit eines Punktes auf der Oberfläche S des sich bewegenden Körpers entspricht, besteht der Zusammenhang

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -u_i \frac{\partial f}{\partial x_i}. \quad (\text{A.10})$$

Die vorgestellten Annahmen und vorgenommenen Umformungen in Gl. (A.8) - (A.10) werden in die erweiterte Kontinuitätsgl. (A.6)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left((\rho - \rho_0) H(f) \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\rho v_i) H(f) \right) = \left(\rho (v_i - u_i) + \rho_0 u_i \right) \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \quad (\text{A.11})$$

und die erweiterte Impulsgleichung (Gl. A.7)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left((\rho v_i) H(f) \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((P_{ij} + \rho v_i v_j) H(f) \right) = \left(\rho v_i (v_j - u_j) + P_{ij} \right) \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f). \quad (\text{A.12})$$

eingesetzt. Der Vorteil der so erhaltenen Kontinuitätsgleichung und Impulsgleichung ist die Anwendbarkeit in einem Kontrollvolumen mit Körper. Die Ausgangsgl. (A.4) und (A.5) sind nur unter Einhaltung von Randbedingungen auch in Kontrollvolumen mit Körper anwendbar. Wird hingegen der Körper durch die Hilfsfunktion $f(\vec{x}, t)$ beschrieben und befindet sich innerhalb des Volumens V , so sind die erweiterte Kontinuitätsgl. (A.11)

und die erweiterte Impulsgl. (A.12) auch in Kontrollvolumen mit Körper anwendbar. Die Gültigkeit der Gleichungen wird auf die Berücksichtigung von Körpern erweitert, indem die Gleichungen bei Anwendung im Körper deaktiviert werden: Die linke Seite in den Gl. (A.11) und (A.12) ist innerhalb des Volumens V Null, da die Heaviside-Funktion $H(f)$ innerhalb des Volumens Null ist (vgl. Gl. A.3). Die rechte Seite der Gl. (A.11) und (A.12) ist nur auf der Oberfläche ungleich Null, da die Deltafunktion $\delta(f)$ nur ungleich Null ist, wenn $f = 0$ (also auf der Oberfläche) gilt. Dies ist nur auf der Oberfläche erfüllt. Somit reduzieren sich beide Gl. (A.11) und (A.12) bei der Anwendung innerhalb eines Körpers auf die triviale Lösung $0 = 0$.

Mit Hilfe der erweiterten Kontinuitätsgl. (A.11) und Impulsgl. (A.12) wird die Wellengleichung hergeleitet, indem die Kontinuitätsgl. (A.11) partiell nach der Zeit t und die Impulsgl. (A.12) räumlich abgeleitet wird. Die so erhaltenen Gleichungen werden voneinander subtrahiert und zusätzlich der Term

$$c^2 \Delta \left((p - p_0) H(f) \right) = c^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left((p - p_0) \delta_{ij} H(f) \right) \quad (\text{A.13})$$

subtrahiert, wodurch

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta \right) \left((\rho - \rho_0) H(f) \right) \quad (\text{A.14})$$

$$= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(T_{ij} H(f) \right) \quad (\text{A.15})$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \left((\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i) \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \right) \quad (\text{A.16})$$

$$- \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\rho v_i (v_j - u_j) + P_{ij}) \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f) \right) \quad (\text{A.17})$$

erhalten wird, die sogenannte erweiterte Form der Lighthill-Gleichung. Die Gl. (A.17), die ohne Annahmen hergeleitet ist, entspricht einer inhomogenen Wellengleichung, wobei auf der linken Seite der Gl. (A.17) alle linearen Terme und auf der rechten Seite alle nichtlinearen Terme vorliegen. Die nichtlinearen Terme werden als Quellterme interpretiert. Der erste Term der rechten Seite stellt mit T_{ij} den Lighthillschen Spannungstensor dar, mit dem Wirbelschall in der Strömung abgebildet wird. Der zweite Term stellt eine flächenhafte Massenquelle und der dritte Term eine flächenhafte Impulsquelle auf der Oberfläche S des Körpers dar. Auf die Interpretation der Terme als flächenhafte Quellen wird in Abschn. 3.1 detailliert eingegangen.

Die erweiterte Form der Lighthill-Gleichung ist eine inhomogene Differentialgleichung 2. Ordnung, dessen Lösung über die Greensche Funktion bestimmt werden kann. Mit Hilfe der Greenschen Funktion wird die Schallausbreitung zwischen zwei Punkten A und B beschrieben. Der Punkt A enthält dabei eine Quelle. Die Greensche Funktion ist eine Integralgleichung, die unter Rand- und Anfangsbedingungen die Schallausbreitung von dieser Quelle A nach B beschreibt. Die Anwendung der Greenschen Funktion auf die erweiterte Lighthill-Gl. (A.17) ergibt

$$\begin{aligned}
4\pi c^2 \rho' H(f)(\vec{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \int_{-\infty}^{+\infty} \left[T_{ij} H(f) \frac{\delta(g)}{r} \right] \\
&+ \frac{\delta}{\delta t} \iiint_V \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i \right] \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \frac{\delta(g)}{r} d\tau dV(\vec{y}) \\
&- \frac{\partial}{\partial x_i} \iiint_V \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(\rho u_i (v_j - u_j) + P_{ij}) \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f) \frac{\delta(g)}{r} \right] d\tau dV(\vec{y})
\end{aligned} \tag{A.18}$$

als Integralausdruck über das Volumen V und die Zeit τ . Die Zeit τ ist die retardierte Zeit, die in der Akustik eine vergangene Zeit beschreibt. Ausgehend von der Zeit t bei einem Hörer eines Schallereignis gibt die retardierte Zeit τ die Zeit an, zu der das Schallereignis an der Quelle aufgetreten ist. Die retardierte Zeit τ ist definiert als

$$\tau = t - \frac{r}{c} \tag{A.19}$$

mit der Strecke r , dem Abstand zwischen der Quelle A und dem Empfänger B . Für die weitere Behandlung der Gl. (A.18) ist es zweckmäßig, ein Koordinatensystem einzuführen, das auf der Quelle mitbewegt wird. Die mathematische Formulierung der Koordinatentransformation lautet

$$\vec{y} = \vec{\eta} + \vec{x}_s(\vec{\eta}, \tau), \tag{A.20}$$

vom System \vec{y} auf das bewegte System $\vec{\eta}$ über den Verschiebungsvektor $\vec{x}_s(\vec{\eta}, \tau)$ (vgl. Abb. A.2).

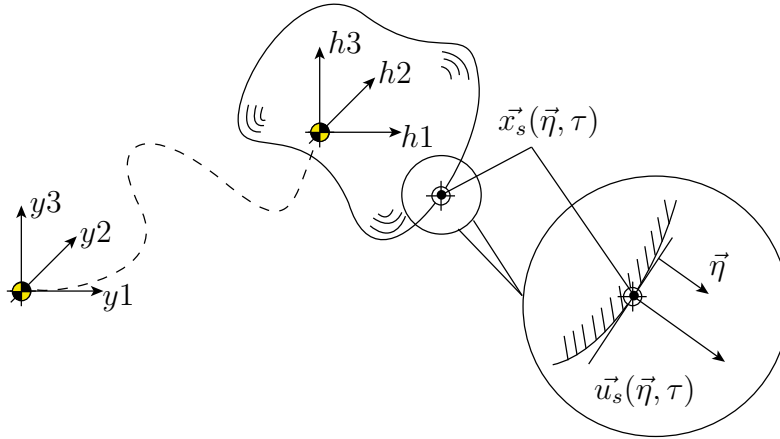


Abbildung A.2: Darstellung der Koordinatentransformation vom System \vec{y} auf das System $\vec{\eta}$ Bartelt et al. (2011)

Dieses Koordinatensystem $\vec{\eta}$ weist für eine starre Oberfläche S den Vorteil auf, dass es zeitunabhängig ist, da es mit der bewegten Oberfläche S mitbewegt wird. Eine starre Oberfläche bedeutet, dass die Oberfläche S nur translatorisch bewegt wird oder rotiert. Die Oberfläche S wird nicht verbogen, gestaucht oder gestreckt. Um die Auswirkung

dieser Koordinatentransformation auf die Lösung der FW-H Gl. (A.18) zu veranschaulichen, sei aus Gründen der Übersichtlichkeit die allgemeine Lösung über die Greensche Funktion einer inhomogenen Differentialgleichung einer beliebigen Größe $\phi(\vec{x}, t)$

$$\phi(\vec{x}, t) = \iiint_V \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi r} \delta(g) Q(\vec{y}, \tau) d\tau dV(\vec{y}) \quad (\text{A.21})$$

mit der Quellstärke $Q(\vec{y}, \tau)$ betrachtet. Die Transformation der Gl. (A.21) vom festen Koordinatensystem \vec{y} in das mitbewegte Koordinatensystem $\vec{\eta}$ ergibt

$$\phi(\vec{x}, t) = \iiint_V \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi r} \delta(g(\vec{\eta}, \tau)) Q(\vec{\eta}, \tau) d\tau J dV(\vec{\eta}) \quad (\text{A.22})$$

mit der Transformationsdeterminanten J zwischen beiden Koordinatensystemen. Für den Fall einer starren Oberfläche, welche in dem hier betrachteten Fall vorliegt, ist die Transformationsdeterminante J immer 1. Aus der Gl. (A.22) geht hervor, dass durch die Transformation die Zeitfunktion

$$g(\vec{x}, t, \vec{\tau}, \tau) = t - \frac{r(\vec{x}, \vec{\eta}, \tau)}{c} - \tau \quad (\text{A.23})$$

eine Abhängigkeit vom Koordinatensystem $\vec{\eta}$, vom Beobachtungsort \vec{x} , von der Zeit t und von der retardierten Zeit τ aufweist. Auch die Formulierung des Abstands

$$r(\vec{x}, \vec{\eta}, \tau) = |\vec{x} - \vec{\eta} - \vec{x}_s(\vec{\eta}, \tau)| \quad (\text{A.24})$$

verkompliziert sich, da der Abstand r nun auch abhängig ist vom System $\vec{\eta}$, der retardierten Zeit τ und dem Quellort \vec{x}_s . Dieses Problem wird gelöst, indem der Beobachtungsort \vec{x} und die Beobachtungszeit t festgehalten werden. Zusätzlich wird eine feste Koordinate $\vec{\eta}$ betrachtet, welche aufgreift, dass der Körper starr und das Koordinatensystem zeitfest ist. Gelten diese Annahmen, dann kann ein Integral einer Zeitfunktion über die retardierte Zeit als Summe formuliert werden:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Q(\tau) \delta(g(\tau)) d\tau = \sum_{n=1}^N \frac{Q(\tau^*)}{\left| \frac{dg}{d\tau}(\tau^*) \right|}. \quad (\text{A.25})$$

Die Grenzen der Summenbildung ergeben sich aus den Nullstellen τ^* der Zeitfunktion $g(\vec{x}, t, \vec{\tau}, \tau)$ (Gl. A.23). Die zeitliche Ableitung in Gl. (A.25) der Zeitfunktion kann auch als

$$\frac{dg}{d\tau} = M_r(\vec{\eta}, \tau) - 1 \quad (\text{A.26})$$

formuliert werden, mit der Beobachtermach-Zahl M_r . Wenn zusätzlich die Annahme getroffen wird, dass nur Unterschallströmungen berücksichtigt werden ($M_r < 1$), dann entfällt der Summenterm in Gl. (A.25), da unter dieser Annahme die Zeitfunktion $g(\vec{x}, t, \vec{\tau}, \tau)$ (Gl. A.23) streng monoton fallend ist und somit nur eine Nullstelle $N = 1$ aufweist.

Mit den gewonnenen Erkenntnissen über die Vereinfachung von Zeitintegralen über die retardierte Zeit τ wird die betrachtete Ausgangsgl. (A.22) überführt zu

$$\phi(\vec{x}, t) = \iiint_V \frac{1}{4\pi r} \frac{Q(\tau^*)}{|1 - M_r|} d\tau dV(\vec{\eta}), \quad (\text{A.27})$$

dessen Ausdruck zur retardierten Zeit τ^* ausgewertet wird. Zusammengefasst bedeutet dies, dass ein Integral einer beliebigen Quellstärke $Q(\vec{y}, \tau)$ über die retardierte Zeit τ in einem Koordinatensystem \vec{y} bei einer Transformation in das Koordinatensystem $\vec{\eta}$ auch als

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(g) Q(\vec{y}, \tau) d\tau = \frac{Q(\tau^*)}{|1 - M_r|} \quad (\text{A.28})$$

ausgedrückt werden kann. Die Integration über die retardierte Zeit τ wird reduziert zu einer Auswertung des Terms zur Zeit τ^* .

Mit dieser Erkenntnis wird in der FW-H Gl. (A.18) das Zeitintegral über die retardierte Zeit τ überführt in eine Auswertung des Quellterms zur Zeit τ^* . Außerdem wird der Integrationsbereich der Integralen des zweiten und dritten Terms vom Volumen V auf die Oberfläche S reduziert, da nur auf der Oberfläche S der Integrand von Null verschieden ist ($\delta(f) \neq 0$) und somit einen Beitrag zum Integral leistet. Es ergibt sich die Lösung der FW-H-Gleichung zu

$$\begin{aligned} 4\pi c^2(\rho - \rho_0)H(f)(\vec{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathbb{R}^3} \left[\frac{T_{ij}H(f)}{r|1 - M_r|} \right]_{\tau=\tau^*} d^3\vec{\eta} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\rho(v_i - u_i) + \rho_0 u_i}{r|1 - M_r|} n_i \right]_{\tau=\tau^*} dS(\vec{\eta}) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{\rho v_i(v_j - u_j) + P_{ij}}{r|1 - M_r|} n_j \right]_{\tau=\tau^*} dS(\vec{\eta}). \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

Die weitere Erläuterung und Diskussion der Quellterme erfolgt im Abschn. 3.1 ab Gl. (3.1).

A.1.2 Terzfrequenzen

Die akustischen Quellkarten (vgl. Abschn. 4.1) und die aerodynamischen Flächenspektren (vgl. Abschn. 7.2.1) sind der Übersicht halber in Terzfrequenzen zusammengefasst. In Tab. A.1 sind die Grenzfrequenzen und dazugehörige Terzmittenfrequenzen dargestellt.

Tabelle A.1: Definition der unteren und oberen Grenzfrequenz und dazugehörige Terzmittenfrequenzen

Untere Grenzfrequenz f_{\min}	Terz-Mittenfrequenz	Obere Grenzfrequenz f_{\max}
562 Hz	630 Hz	708 Hz
708 Hz	800 Hz	891 Hz
891 Hz	1.000 Hz	1.122 Hz
1.122 Hz	1.250 Hz	1.413 Hz
1.413 Hz	1.600 Hz	1.778 Hz
1.778 Hz	2.000 Hz	2.239 Hz
2.239 Hz	2.500 Hz	2.818 Hz
2.818 Hz	3.150 Hz	3.548 Hz
3.548 Hz	4.000 Hz	4.467 Hz
4.467 Hz	5.000 Hz	5.623 Hz
5.623 Hz	6.300 Hz	7.079 Hz
7.079 Hz	8.000 Hz	8.913 Hz
8.913 Hz	10.000 Hz	11.220 Hz
11.220 Hz	12.500 Hz	14.130 Hz
14.130 Hz	16.000 Hz	17.780 Hz
17.780 Hz	20.000 Hz	22.390 Hz

A.1.3 Untersuchung verschiedener Einflussfaktoren auf die Beamforming-Prozesskette

Im Abschn. 4.1 wird die Beamforming-Prozesskette dargestellt, mit der in dieser Arbeit die Schallquelllokalisierung durchgeführt wird. Im Abschn. 4.2 ist der dazugehörige Versuchsaufbau vorgestellt. Aus den Ausführungen wird deutlich, dass zahlreiche Einstellmöglichkeiten in der Prozesskette vorgenommen werden können, die möglicherweise die Lokalisierung der Schallquellen beeinflussen. Die Einstellmöglichkeiten können unterteilt werden in (1) Einstellungen zur Art der Berechnung innerhalb der Prozesskette und in (2) verwendete Eingangsgrößen aus dem Versuchsaufbau. Zur ersten Kategorie zählen Vorgaben zur Berechnung der Kreuzspektraldichte (z.B. Signallänge der einzelnen Blöcke, verwendete Fensterfunktion zur Vermeidung des Leck-Effekts) und die

Wahl des Steuerungsvektors. Zur zweiten Kategorie gehören Größen zur Korrektur des Strömungseinflusses (z.B. Lage der Scherschicht der offenen Windkanalströmung) und Positionsangaben (z.B. Lage der Fokusebene zur Abtastung von Schallquellen).

Der Einfluss ausgewählter, wichtiger Einstellmöglichkeiten auf die Quelllokalisierung wird nachfolgend untersucht. Dazu wird als Eingangssignal in die Prozesskette entweder ein synthetisches Mikrofonsignal auf Basis einer Monopolquelle mit diskreter Frequenz oder reale, experimentelle Messdaten eines repräsentativen Betriebspunkts verwendet. Die synthetische Quelle wird dabei an einer Position angenommen, die im Versuchsaufbau der Seitenkante der Wölbklappe entspricht. Diese Position ist $x = 0,03$ m und $z = 0,1$ m. Der repräsentative Betriebspunkt ist der Referenzbetriebspunkt ($\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$). Zur Untersuchung der verschiedenen Einflussfaktoren werden in der Prozesskette nacheinander die Einstellgrößen variiert, die Prozesskette mit Delay-and-Sum und Clean-SC Algorithmus ausgeführt und die Auswirkung der Einstellungen anhand der Terz-Quellkarten ausgewertet und bewertet. Dazu werden für die Quelle mit dem maximalen Pegel die Koordinaten und der dazugehörige Pegel für jede Terzmittenfrequenz im Bereich 0...20 kHz bestimmt. Der Pegel wird in den folgenden Abbildungen immer als absoluter Wert dargestellt. Für die Koordinaten wird die Abweichung zum Referenzwert ausgewertet und abgetragen. Die beiden Bewertungsgrößen (Pegel und Koordinaten) werden als wesentlich für die folgenden Quelllokalisierungen an der Wölbklappe angesehen, da mithilfe der Beamforming Prozesskette Aussagen über die räumliche Lage und das Spektrum der dominanten Hauptquellen an der Wölbklappe getroffen werden sollen.

Wahl des Steuerungsvektors

Der genutzte Steuerungsvektor im Beamforming-Algorithmus beeinflusst maßgeblich die Qualität der Schallquellenortung (Sarradj 2012). Die Untersuchung des Einflusses des Steuerungsvektors erfolgt mit synthetischen Mikrofonsignalen für zwei favorisierte und in Sarradj (2012) angegebenen Steuerungsvektoren. Der erste Steuerungsvektor ist

$$\vec{g}_{fm}^I = \frac{1}{M} \exp^{-jk(r_{f,m} - r_{f,0})} . \quad (\text{A.30})$$

Diese Formulierung ist sehr einfach und stellt den Grundansatz des Beamforming-Algorithmus dar: Die Phasenkorrektur zur Fokussierung auf den Fokuspunkt \vec{x}_f . Die Größen $r_{f,m}$ und $r_{f,0}$ stellen dabei die skalaren Abstände zwischen dem Fokuspunkt \vec{x}_f und dem Mikrofon m bzw. dem geometrischen Mittelpunkt des Mikrofonarrays $(\cdot)_0$ dar.

Der zweite Steuerungsvektor ist

$$\vec{g}_{fm}^{II} = \frac{1}{r_{t,m} \sqrt{M \sum_{j=1}^M \left(\frac{1}{r_{t,j}^2}\right)}} \exp^{-jk(r_{f,m} - r_{f,0})} \quad (\text{A.31})$$

und ist durch die Normalisierung im Nenner eine Erweiterung des ersten Steuerungsvektors \vec{g}_{fm}^I und wird durch die Methode der kleinsten Quadrate erhalten.

In Abb. A.3 sind die Ergebnisse der Untersuchung für die beiden ausgewählten Steuerungsvektoren \vec{g}_{fm}^I und \vec{g}_{fm}^{II} dargestellt. Erkennbar ist ein Versatz im Pegelwert zwischen

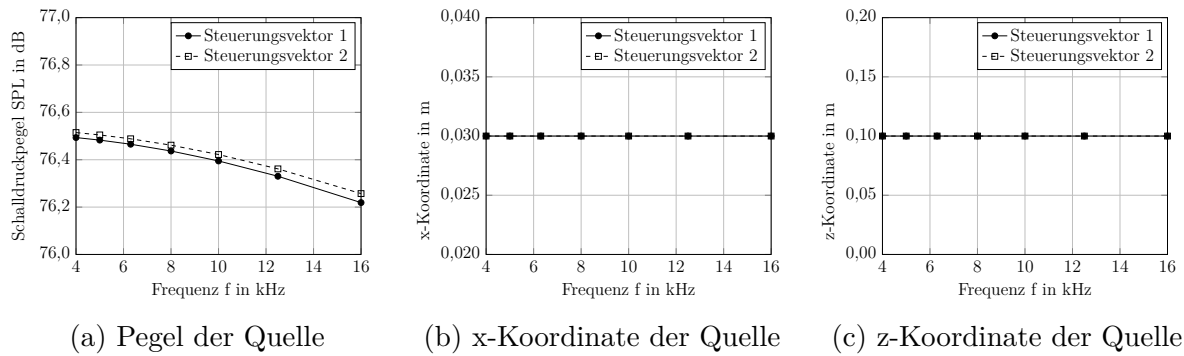


Abbildung A.3: Einfluss der beiden Steuerungsvektoren \vec{g}_{fm}^I und \vec{g}_{fm}^{II} auf die Qualität der Quelllokalisierung

beiden Steuerungsvektoren über den gesamten untersuchten Frequenzbereich (s. Abb. A.3a). Keine Differenz ist für die Koordinaten der lokalisierten Quelle in der x- und z-Koordinate erkennbar (s. Abb. A.3b u. A.3c).

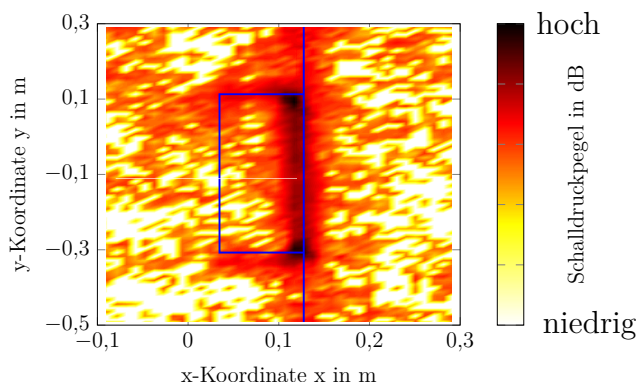
Beide Steuerungsvektoren unterscheiden sich somit nur im bestimmten Pegel. Die Qualität in der Ortung bezogen auf die Quellkoordinaten weist keinen Unterschied und somit sehr gute Eigenschaften auf. Beamforming als Methodik der Schallquelllokalisierung wird in der vorliegenden Arbeit für relative Aussagen und vergleichende Betrachtungen zwischen verschiedenen Betriebspunkten gebraucht. Der Fokus liegt dabei nicht auf der Bestimmung der absoluten Pegel der dominanten Hauptquellen. Die in Abb. A.3 identifizierte Differenz im Pegelwert kann demnach für die Zielsetzung der Arbeit vernachlässigt werden. Da die Steuerungsvektoren sich nicht in ihrer Qualität bezüglich der lokalisierten Koordinate der Quellen unterscheiden und da die Formulierung des Steuerungsvektors \vec{g}_{fm}^I weniger rechenintensiv ist, wird der Steuerungsvektors \vec{g}_{fm}^I im folgenden verwendet.

Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix

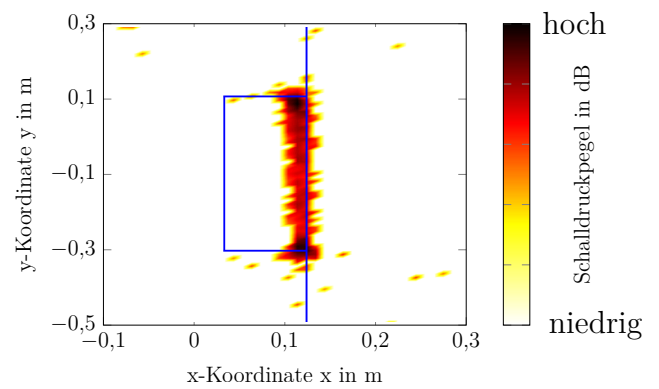
Im Abschn. 4.1 ist der Ansatz des Null-Setzens der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix beim Einsatz eines Mikrofonarrays im Windkanal vorgestellt. Der Einfluss des Null-Setzens wird in diesem Abschnitt mithilfe experimenteller Messdaten des Referenzbetriebspunktes untersucht. Dabei werden die Ergebnisse zuerst visuell anhand von Terz-Quellkarten bewertet und anschließend mithilfe von Kenngrößen diskutiert.

Die visuelle Bewertung erfolgt mit jeweils zwei, in Abb. A.4, dargestellten Quellkarten zu den Terzmittenfrequenzen 6,3 Hz und 12,5 kHz. Die beiden linken Quellkarten (Abb. A.4a und A.4c) sind jeweils mit dem Algorithmus berechnet, bei dem die Hauptdiagonale nicht verändert ist. Die beiden rechten Quellkarten (Abb. A.4b und A.4d) entstammen dem Algorithmus, bei dem die Hauptdiagonale zu Null gesetzt ist. Die Quellkarten gehen den realen Messdaten des Referenzbetriebspunktes hervor. Neben der Quellverteilung sind die Konturen des Flügelprofils und der Wölbklappe als blaue Linien eingezeichnet. Dargestellt sind die Hinterkante des Profils und die rechteckige Kontur der Wölbklappe.

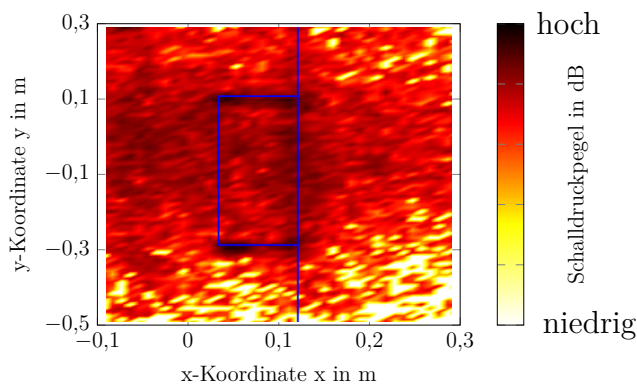
Visuell ist zwischen den linken und den rechten Quellkarten in Abb. A.4 bereits ein



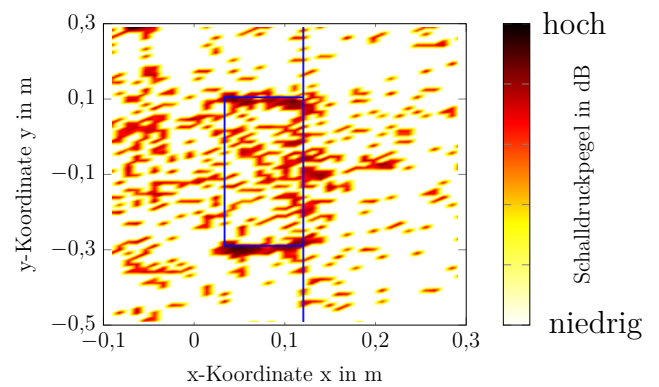
(a) Hauptdiagonale: Original, 6,3 kHz



(b) Hauptdiagonale: Null, 6,3 kHz



(c) Hauptdiagonale: Original, 12,5 kHz



(d) Hauptdiagonale: Null, 12,5 kHz

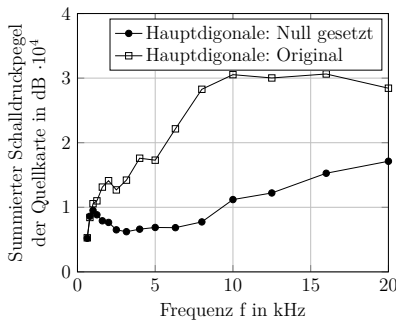
Abbildung A.4: Einfluss des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Quellkarten

Einfluss des Null-Setzens der Hauptdiagonale erkennbar. Zwar zeigen die Quellkarten bzgl. den Hauptquellen entlang der Hinter- und Seitenkante der Wölbklappe keine Abhängigkeit vom Null-Setzen auf. Jedoch unterscheiden sich die Quellkarten in der Anzahl und der Höhe der Nebenquellen: Durch das Null-Setzen der Hauptdiagonale werden die Nebenquellen reduziert, wodurch die Quellkarten mit der manipulierten Hauptdiagonale klarer und weniger verrauscht sind. In der Tab. A.2 sind die dazugehörigen Werte der Dynamik hinterlegt.

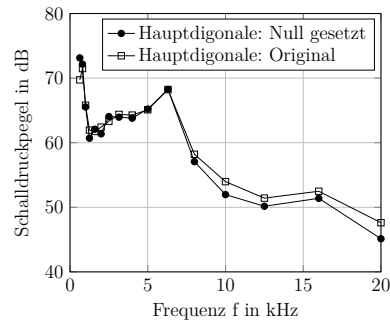
Tabelle A.2: Dynamikwerte des Einflusses des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Quellkarten

Terz-Mittelfrequenz	Hauptdiagonale: Original	Hauptdiagonale: Null
6,3 kHz	2,4 dB	2,7 dB
12,5 kHz	2,6 dB	3 dB

Aus der Betrachtung der Quellkarten geht bereits hervor, dass mit dem Null-Setzen der Hauptdiagonalen der Kreuzspektralmatrix klarere, weniger verrauschte Quellkarten erzeugt werden. Zur weiteren Analyse des Einflusses des Null-Setzen auf die Pegel der Quellkarten wird neben dem maximalen Pegel eine weitere Kenngröße verwendet. Diese Kenngröße ist die Summe aller Pegel jeder Quellkarte. Hierdurch soll die nur visuell beobachtete Reduktion der Nebenquellen durch Null-Setzen der Hauptdiagonale quantifiziert werden. Dabei ist die Motivation dieser Kenngröße: Je mehr Quellen in einer Quellkarte vorliegen, desto größer ist der aufsummierte Pegel der Quellkarte.



(a) Summierter Pegel



(b) Maximaler Pegel

Abbildung A.5: Einfluss des Aufbaus der Hauptdiagonale der Kreuzspektralmatrix auf die Pegel der Quellkarten

In Abb. A.5 sind die Ergebnisse der beiden Kenngrößen über den gesamten Frequenzbereich 0...20 kHz dargestellt. Der summierte Pegel der Quellkarten (Abb. A.5a) bestätigt die bereits visuelle Beobachtung: Der summierte Pegel ist für die nicht veränderte Hauptdiagonale größer als für den summierten Pegel der Quellkarten, die mit dem Algorithmus berechnet sind, bei dem die Hauptdiagonale zu Null gesetzt ist. Das bedeutet,

dass durch das Null-Setzen der Hauptdiagonale weniger Nebenquellen in den Quellkarten auftreten, wodurch die Quellkarten die dominanten Quellen klarer und weniger verrauscht darstellen.

In Abb. A.5b ist jeweils der maximale Pegel der Quellkarten über den gesamten Frequenzbereich aufgetragen. Das Null-Setzen der Hauptdiagonale hat bis zur Terzmittelfrequenz 8 kHz keinen Einfluss auf den Wert des maximalen Pegels. Ab der Terzmittelfrequenz 8 kHz liegt der Pegel, berechnet mit der manipulierten Hauptdiagonale, unterhalb des Pegels für die Kreuzspektralmatrix, bei der die Hauptdiagonale nicht verändert ist. Die maximale Abweichung zwischen beiden beträgt 5 dB.

Es wird insgesamt festgehalten, dass das Null-Setzen der Hauptdiagonale zu klareren, störungsfreieren Quellkarten führt. Ein Einfluss der maximalen Pegel ist ab Frequenzen 8 kHz vorhanden. Da nur relative Aussagen zwischen einzelnen Betriebspunkten getroffen werden sollen, wird trotz dieses Nachteils die Hauptdiagonale zu Null gesetzt. Relative Aussagen zwischen den Frequenzen und einzelnen Betriebspunkten werden bei gleicher eingesetzten Methodik davon nicht verfälscht.

Einstellgrößen in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix

Die Berechnung der Kreuzspektralmatrix nach Welch (1967) basiert im Wesentlichen auf der Zerlegung des gesamten Messsignals in einzelne Blöcke, einer separaten Berechnung für jeden einzelnen Block und die anschließende Mittelung über alle Einzelblock-Ergebnisse. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der drei wesentlichen Einstellgrößen der Welch-Methode (Anzahl der Blöcke, prozentuale Überlappung der Blöcke und Wahl der Fensterfunktion) an den experimentellen Messdaten des Referenzbetriebspunkts untersucht. In Tab. A.3 sind die für die drei Einstellgrößen gewählten Werte aufgeführt.

Tabelle A.3: Variierte Einstellgrößen und dazugehörige Wertebereiche in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix

Einstellgröße	Wertebereich
Blockanzahl	4, 8, 16 Blöcke
→ resultierten Signallänge	25.000, 12.500, 6.250 Messwerte
Fensterfunktion	Rechteck-, Dreieck-, Hamming-Fenster
Prozentuale Überlappung	0 %, 25 %, 50 %

In Abb. A.6 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Anwendung einer Fensterfunktion beeinflusst wesentlich den Pegel (s. Abb. A.6c), wobei ein Unterschied zwischen der Anwendung der Rechteck-Fensterfunktion und der Dreieck- bzw. Hamming-Fensterfunktion erkennbar ist. Die Pegel der Dreieck- und der Hamming-Fensterfunktion unterscheiden sich untereinander nicht. Der maximale Pegel der Quellkarten, bei der das Dreieck- und das Hamming-Fenster zur Berechnung der Kreuzspektralmatrix angewendet sind, sind im gesamten Frequenzbereich höher als der maximale Pegel der Quellkarte, für die das

A Anhang - Akustische Untersuchungen

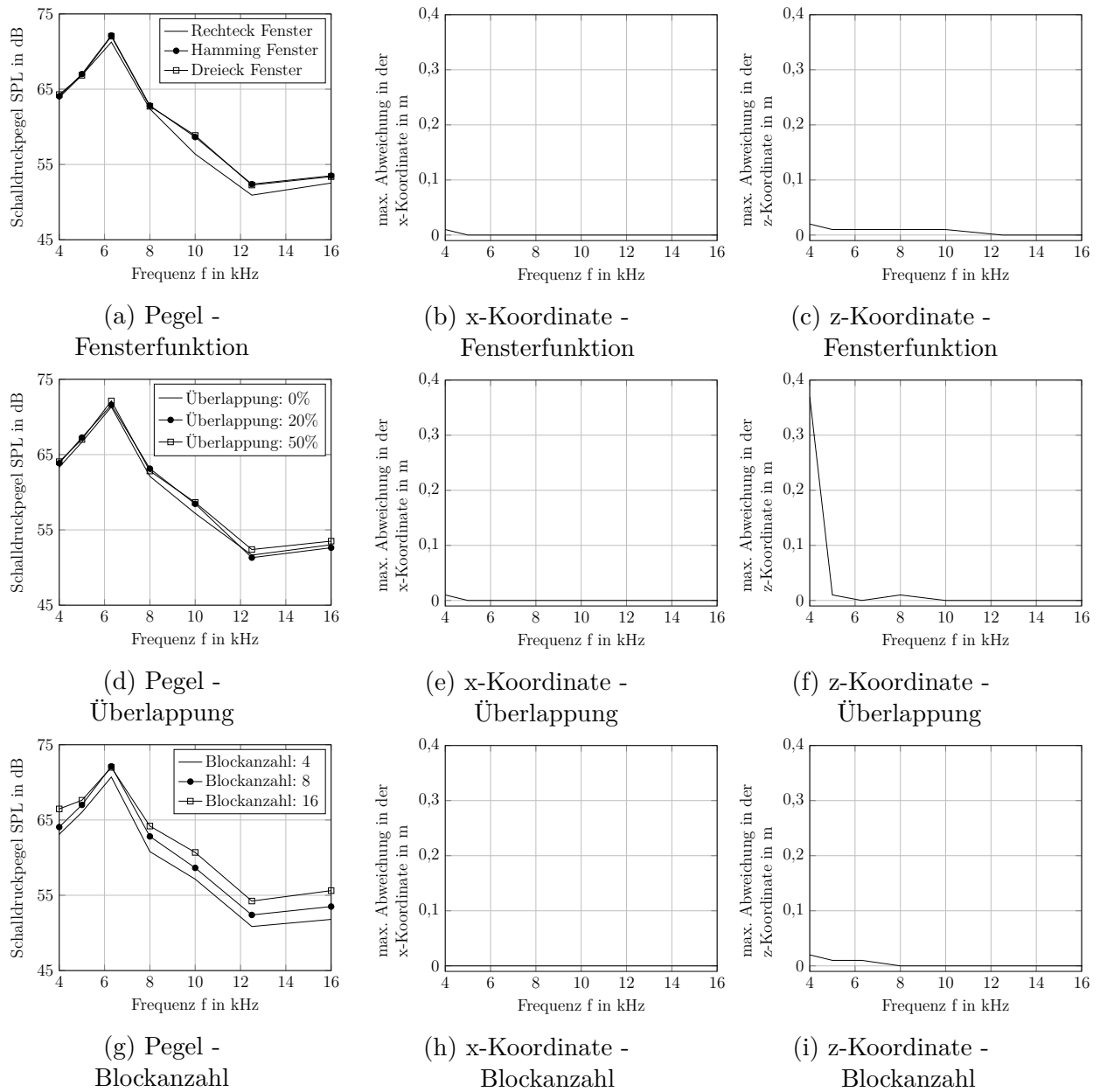


Abbildung A.6: Einfluss der Einstellgrößen in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix auf die Lokalisierung der Schallquellen

Rechteck-Fenster genutzt wird. Die max. Abweichung beträgt dabei 2,5 dB. Auf die Koordinaten des maximalen Pegels hat die Wahl der Fensterfunktion keinen Einfluss.

Der Einfluss der prozentualen Überlappung ist in Abb. A.6e dargestellt. Erkennbar ist der Einfluss der Überlappung auf den maximalen Pegel: Je größer die prozentuale Überlappung zwischen den Blöcken ist, desto größer ist der maximale Pegel. Die maximale Abweichung beträgt dabei 2,4 dB. Auf die Koordinaten der Quelle mit dem maximalen Pegel hat die Wahl der Überlappung nur zwischen 0 % und 25 % bzw. 50 % für einige

Frequenzen einen Einfluss. Zwischen 25 % und 50 % Überlappung ist kein Unterschied erkennbar.

Der Einfluss der Blockanzahl ist in Abb. A.6i dargestellt. Die Blockanzahl hat keinen Einfluss auf die Koordinaten der Quelle mit dem maximalen Pegel, aber auf die Pegelhöhe dieser Quelle. Erkennbar ist, dass je mehr Blöcke in die Berechnung der Kreuzspektralmatrix eingehen, desto höher der Pegel ist. Die maximale Abweichung beträgt 2,96 dB.

Die Analyse des Einflusses der Einstellgrößen in der Berechnung der Kreuzspektralmatrix zeigt auf, dass der maximale Pegel der Quellkarten beeinflusst wird. Dabei sind für die drei variierten Einstellgrößen keine asymptotischen Verhalten erkennbar, aus denen zu wählende Werte der Einstellgrößen abzuleiten wären. Daher werden die Einstellgrößen wie folgt gewählt: Eine Fensterung wird zur Vermeidung des Leck-Effekts empfohlen. Da unter den beiden gewählten Fensterfunktionen kein Unterschied erkennbar ist, wird die Hamming-Fensterfunktion gebraucht. Für die prozentuale Überlappung der einzelnen Blöcke wird ein Bereich von 25 % bis 50 % empfohlen. Nachfolgend wird eine 25 % Überlappung gewählt. Für die Anzahl der Blöcke werden 8 Blöcke gesetzt.

Einflussgrößen des Versuchsaufbaus

In die Beamforming-Prozesskette gehen auch Größen des Versuchsaufbaus ein. Insbesondere für die Korrektur der offenen Windkanalströmung werden die Strömungsgeschwindigkeit und der Abstand zwischen Mikrofonarray und Scherschicht des Freistrahls als Eingangsgrößen im Algorithmus benötigt. Neben diesen beiden relevanten Einflussgrößen wird zusätzlich der Abstand der zweidimensionalen Fokusebene zum Mikrofonarray angesehen. Der Einfluss aller drei Größen auf die Quelllokalisierung wird im Folgenden untersucht. Dabei werden experimentelle Messdaten des Referenzbetriebpunkts verwendet.

Der dabei variierte Wertebereich der drei Größen ist in Tab. A.4 aufgeführt und ergibt sich wie folgt: Als Strömungsgeschwindigkeit des Freistrahls wird 60 m/s eingestellt. Messsynchrone Aufzeichnungen der Strömungsgeschwindigkeit zeigen eine maximale Abweichung der Strömungsgeschwindigkeit von ± 1 m/s. Der variierte Wertebereich der Strömungsgeschwindigkeit wird damit zu 59 m/s und 61 m/s gewählt. Der mittlere Abstand der Scherschicht zum Mikrofonarray ist im Versuchsaufbau mit 0,65 m bestimmt. Um diesen Mittelwert wird mit $\pm 0,05$ m variiert. Die Fokusebene wird bei 50 % Profilhöhe und 50 % Profiltiefe des Versuchsobjekts festgelegt. Der Abstand der Fokusebene zum Mikrofonarray ist somit für den mittleren Anstellwinkel von $\alpha = 6^\circ$: 1,04 m. Ausgehend von diesem Wert ergibt sich der minimal mögliche Abstand einer Fokusebene, auf der Quellen des Flügelprofils und der Wölbklappe liegen können zu 0 % Profiltiefe und dem kleinsten Anstellwinkel von $\alpha = 3^\circ$: 0,99 m. Der maximale Abstand ergibt sich wiederum durch 100 % Profiltiefe und zusätzlich einer projizierten Strecke bei einem maximalen Profilanstellwinkel von $\alpha = 9^\circ$: 1,08 m.

In Abb. A.7 sind die Ergebnisse dargestellt. Als größter Einfluss ist der Abstand der Fokusebene zum Mikrofonarray zu identifizieren (s. Abb. A.7a). Der Abstand beeinflusst sowohl den Pegel als auch die Koordinaten und ist zusätzlich frequenzabhängig. Unter 10

Tabelle A.4: Variierte Einstellgrößen und dazugehöriger Wertebereich als externer Einfluss des Versuchsaufbaus

Einstellgröße	Wertebereich	Referenzwert
Strömungsgeschwindigkeit	59 m/s, 61 m/s	60 m/s
Abstand der Scherschicht	0,6 m, 0,7 m	0,65 m
Abstand der Fokusebene	0,99 m, 1,08 m	1,04 m

kHz liegt die maximale Abweichung im Pegel unter 1 dB. Über 10 kHz ist die Abweichung im Pegel deutlich über 1 dB, im Maximum 5 dB. Auch ein Einfluss auf die Koordinaten der lokalisierten maximalen Quelle ist zu erkennen. Durch einen veränderten Abstand der Fokusebene zum Mikrofonarray wird auch die Position der projizierte der Quelle in der Fokusebene beeinflusst (s. Abb. A.8).

Der Abstand der Scherschicht hat einen Einfluss auf die x-Koordinate der lokalisierten Quelle und keinen Einfluss auf dessen Pegel. Somit wirkt sich die Einstellung des Abstands der Scherschicht nur auf die Position der Quelle aus und führt zu einer Verschiebung der Quelle in Strömungsrichtung: Je kleiner der Abstand gewählt wird, desto weiter wird die Quelle in Strömungsrichtung verschoben. Dies wird bedingt durch die verwendete Korrektur des Scherschichteinflusses nach Sijtsma (2012), bei der mit der korrigierten Mach-Zahl (s. Gl. 4.16) gearbeitet wird.

Sehr robust zeigt sich die Quelllokalisierung gegenüber der variierten Strömungsgeschwindigkeit im Bereich 59...61 m/s (s. Abb. A.7i). Die maximale Abweichung im Pegel beträgt 0,9 dB. Auf die in Strömungsrichtung orientierte x-Koordinate der Quelle mit dem maximalen Pegel hat die Strömungsgeschwindigkeit keinen Einfluss. Dies ist auch rechnerisch nachvollziehbar: Der Schall benötigt zwischen Fokusebene und Mikrofonarray (Abstand 1,04 m) 3 ms. Für diese 3 ms ergibt sich für die Schallkonvektion durch Strömung im Bereich der Strömungsgeschwindigkeit 59...61 m/s eine Differenz von 6 mm.

Für die z-Koordinaten liegt für die Frequenz 4 kHz eine einzelne Abweichung von 0,37 m vor. Eine Auswertung der Quellkarten für diese Frequenz zeigt, dass die Abweichung auf einen minimal höheren Pegel einer anderen Quelle zurückzuführen ist. Das bedeutet, dass diese Abweichung ein Einzelergebnis ist und keinen allgemeingültigen Trend darstellt.

Die Analyse des Einflusses des Versuchsaufbaus zeigt auf, dass der größte Einfluss durch den Abstand der Fokusebene zum Mikrofonarray entsteht. Dieser ist somit sorgfältig zu wählen. Insbesondere tritt ein Fokusfehler auf, der durch die Projektion der dreidimensionalen Verteilung von Schallquellen auf die zweidimensionale Fokusebene entsteht (s. Abb. A.8). Durch den Einsatz des zweidimensionalen Mikrofonarrays und einer zweidimensionalen Fokusebene kann dieser Fehler nicht vermieden werden. Eine synchrone, parallele Neuausrichtung des Mikrofonarray zum Versuchsobjekt für verschiedene Anstellwinkel hätte die Versuchsdurchführung deutlich verkompliziert und verlängert. Zusätzliche hätte sich auch bei einer sorgfältigen Neuausrichtung die Frage der

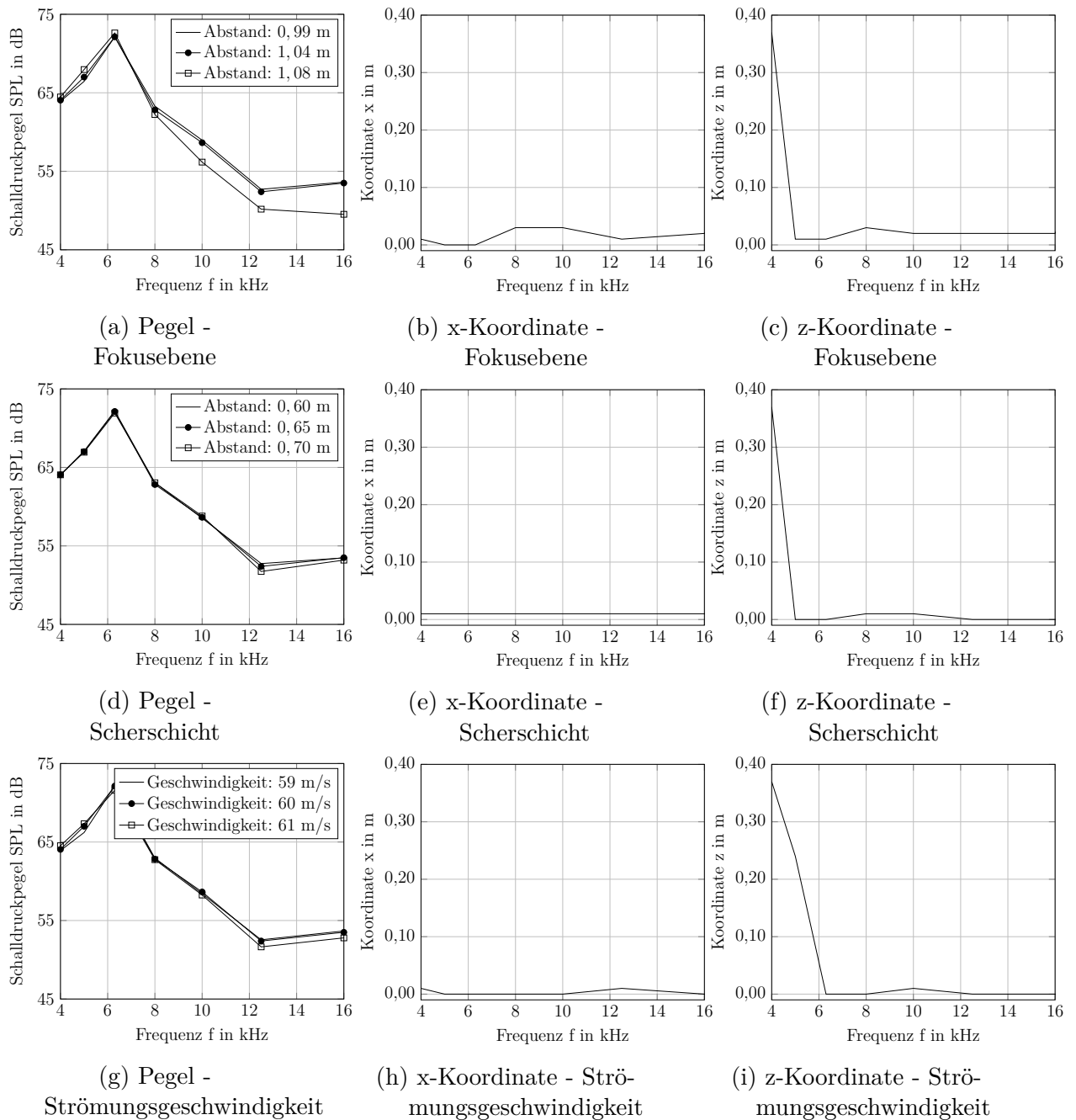


Abbildung A.7: Einfluss von externen Größen des Versuchsaufbaue auf die Quelllokalisierung

Vergleichbarkeit zwischen den verschiedenen Betriebspunkten ergeben. Deshalb wird die dargelegte Wahl eines mittleren Abstands der Fokusebene basierend auf dem Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ als bester Kompromiss zwischen Vergleichbarkeit und Versuchsaufbau angesehen.

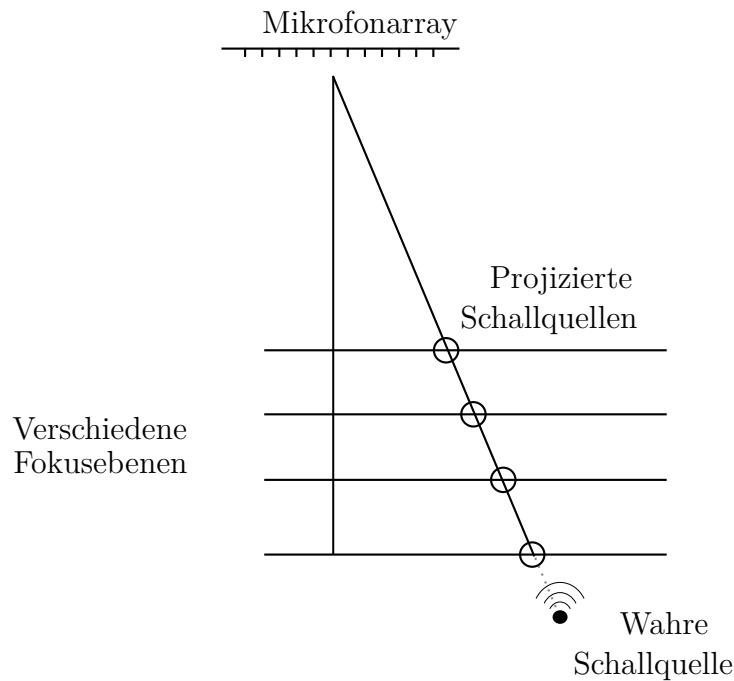


Abbildung A.8: Projizierte Quelle für verschiedene Fokusebenen

Insgesamt zeigt die in diesem Abschnitt erfolgte Untersuchung verschiedener Einflussfaktoren auf die Beamforming-Prozesskette auf, dass die Einstellungen teilweise die lokalisierte Position der maximalen Quelle und dessen Pegel beeinflusst. Die Wahl der Werte dieser Faktoren beeinflusst somit auch die weiteren Analysen zur Schallquelllokalisierung an der Wölbklappe. Da für viele Einstellgrößen in der Literatur keine diskreten Vorgaben angegeben werden, sondern meist nur Empfehlungen in Form eines Wertebereiches, unterstützt die durchgeführte Untersuchung die Wahl der Einstellgrößen.

Auch ist dieser Abschnitt als Fehlerbetrachtung der Beamforming-Prozesskette anzusehen. Dabei zeigt sich, dass für die weitere Untersuchung der Schallquellen an der Wölbklappe eine konservative Analyse zu wählen ist und die Auswertung immer unter dem Aspekt der Abhängigkeit der Quelllokalisierung von Einstellungen innerhalb der Prozesskette und von externen Größen des Versuchsaufbaus abhängig ist.

A.2 Ergebnisse der akustischen Untersuchungen

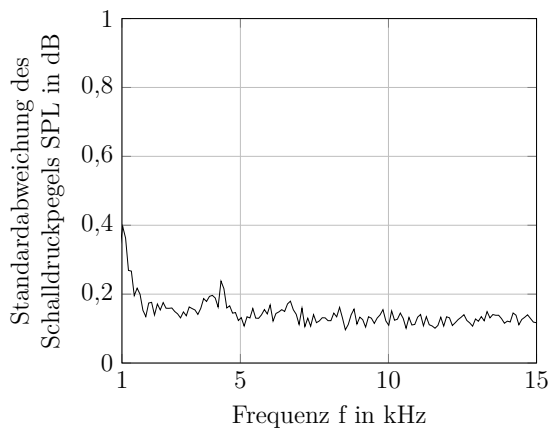
A.2.1 Streuung im akustischen Pegel über die Messzeit

Als Eingangssignal wird in alle akustischen Auswertungen ein Signal mit der Länge von 1 s verwendet. Diese kurze Messzeit von 1 s ist für aeroakustische Phänomäne recht kurz, jedoch zeigt die Analyse des Spektrums für längere Messzeiten eine vernachlässigbare Streuung im Pegel. Für die Analyse wurde eine Messzeit von 30 s verwendet. Das gesamte Messsignale wurde in 30 Blöcke zu einer Sekunde unterteilt. Das Signal jedes Messblocks wurde in das Frequenzspektrum mithilfe der FFT überführt. Anschließend wurde die

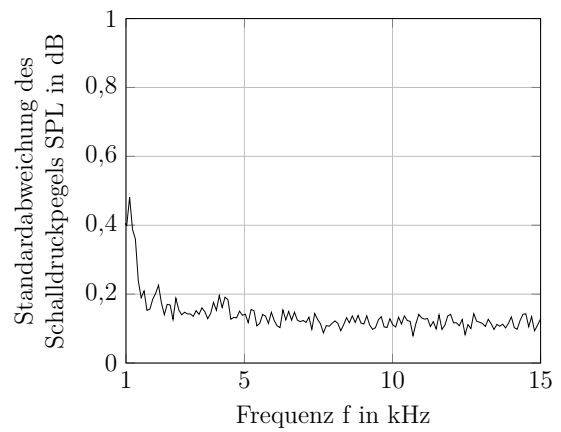
A.2 Ergebnisse der akustischen Untersuchungen

Standardabweichung über alle 30 Blöcke bestimmt. Die Ergebnisse sind in die folgenden Abbildungen dargestellt.

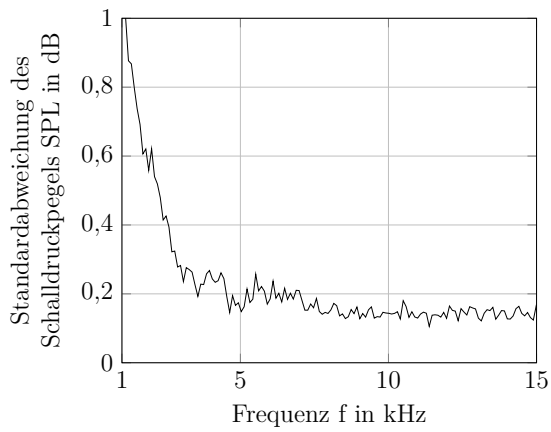
A Anhang - Akustische Untersuchungen



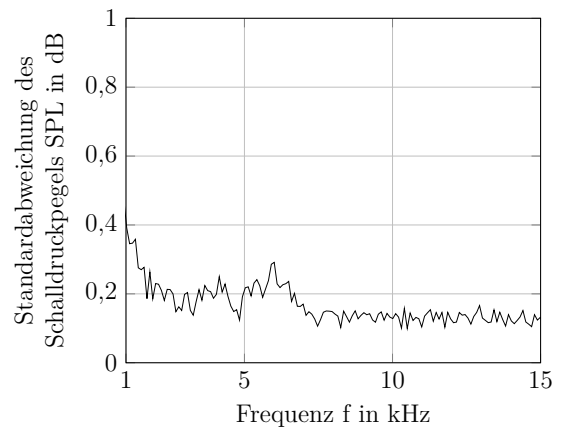
(a) Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$



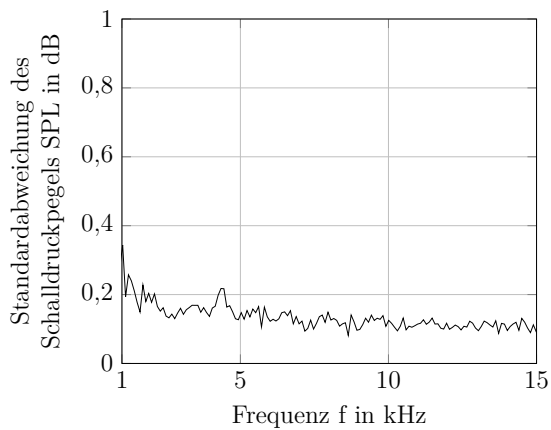
(b) Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$



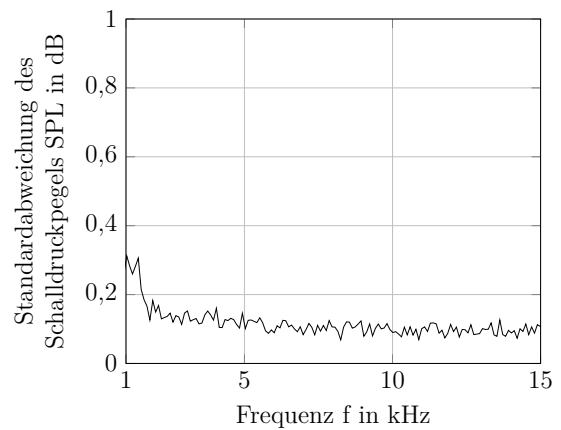
(c) Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$



(d) Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



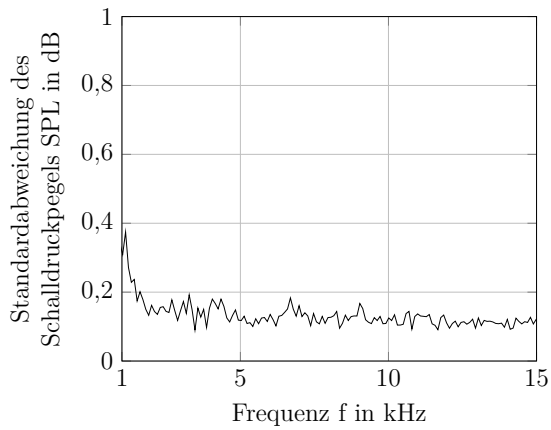
(e) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$



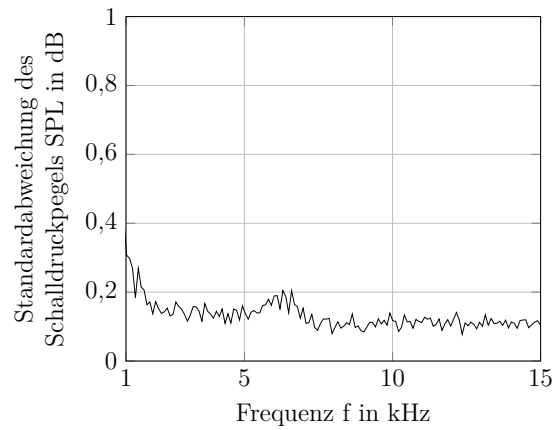
(f) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

Abbildung A.9: Streuung im Frequenzspektrum für verschiedene Betriebspunkte I

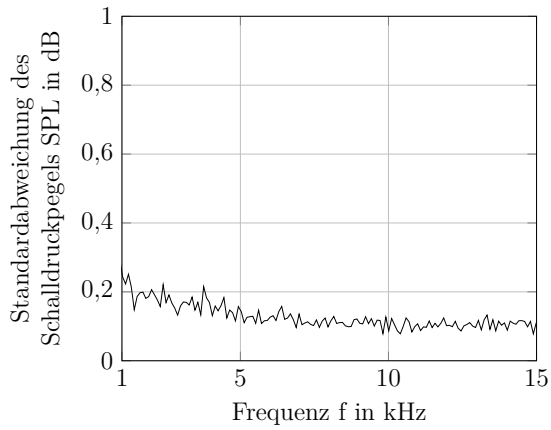
A.2 Ergebnisse der akustischen Untersuchungen



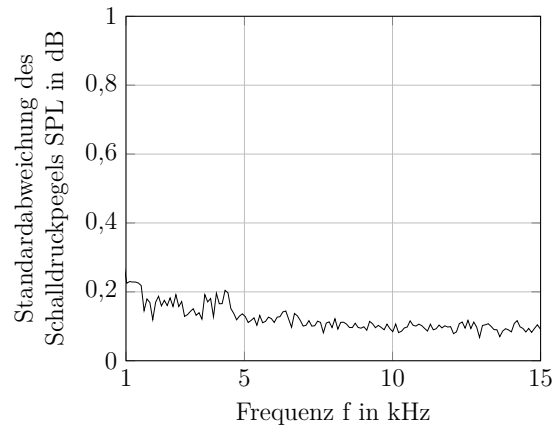
(a) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$



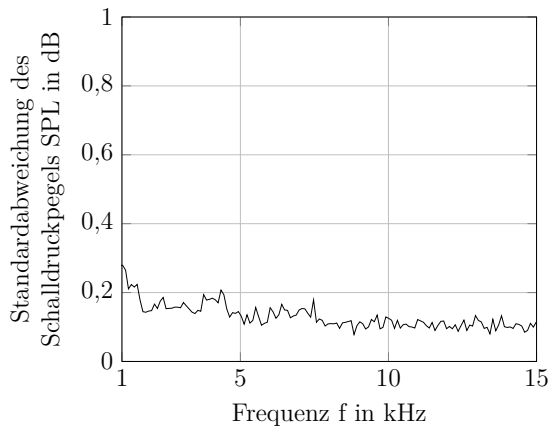
(b) Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



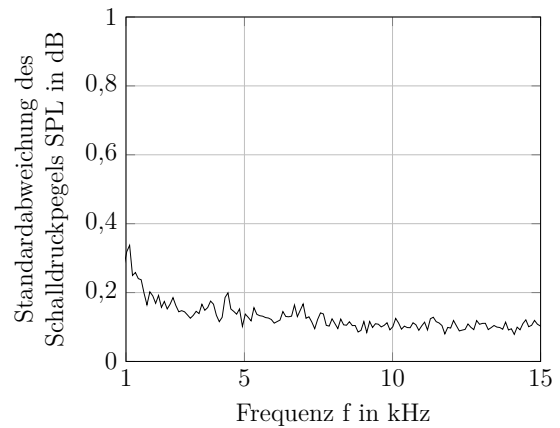
(c) Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$



(d) Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$



(e) Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

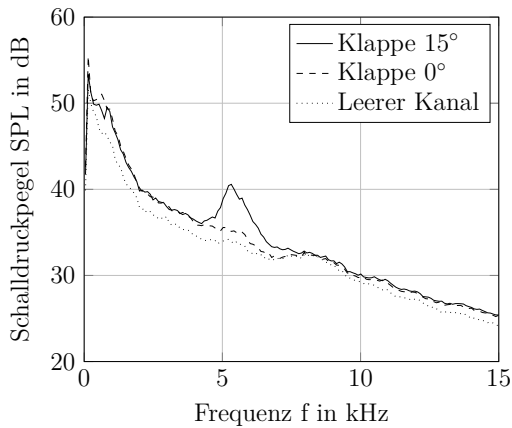


(f) Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$,
Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

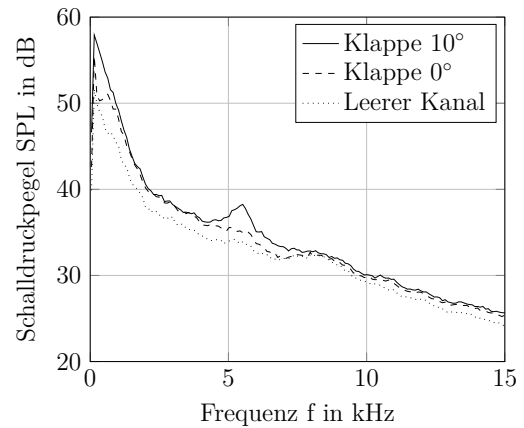
Abbildung A.10: Streuung im Frequenzspektrum für verschiedene Betriebspunkte II

A.2.2 Frequenzspektren aller Betriebspunkte (absolute Pegel)

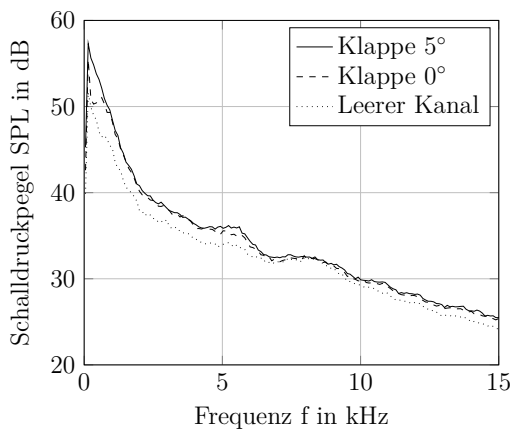
In den folgenden Abbildungen sind die Frequenzspektren aller Betriebspunkte hinterlegt. Die Darstellung erfolgt als absolute Schalldruckpegel. Die Abbildungen sind eine Erweiterung der Abb. 5.2 zur Identifizierung des Schalls der Wölbklappe im akustischen Gesamtspektrum.



(a) Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

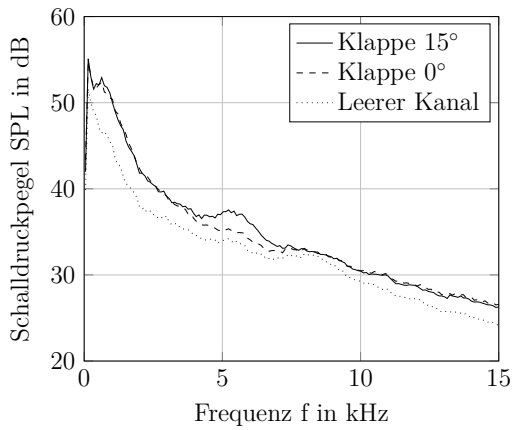


(b) Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

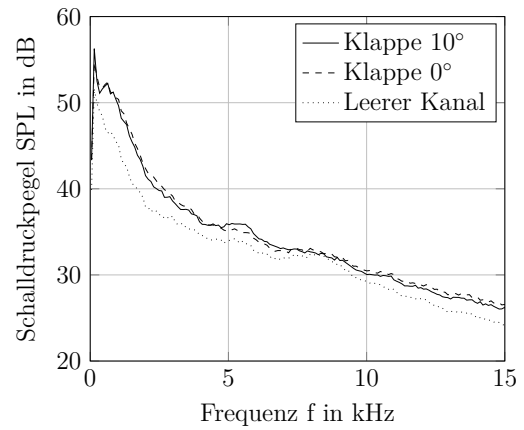


(c) Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

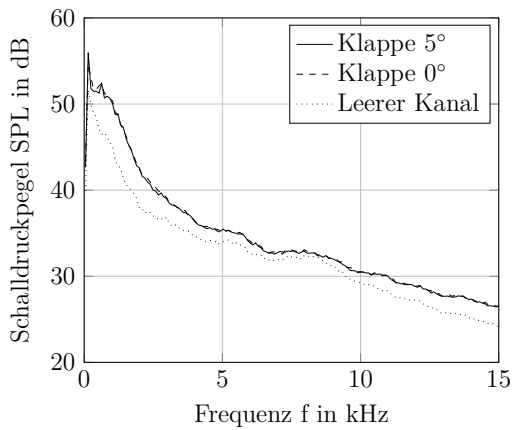
Abbildung A.11: Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$



(a) Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

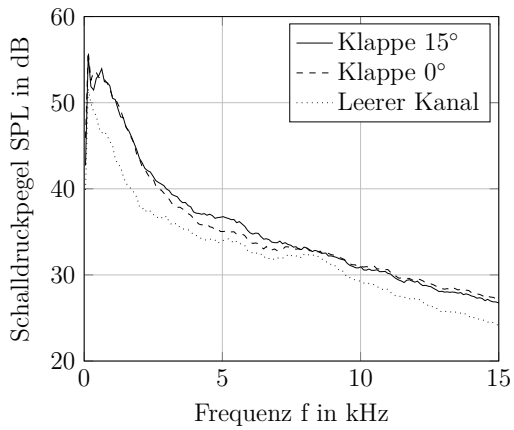


(b) Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

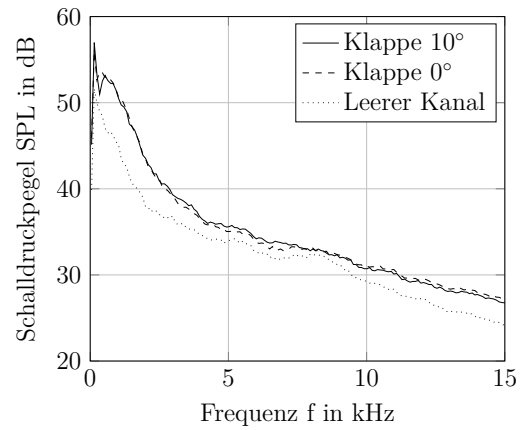


(c) Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

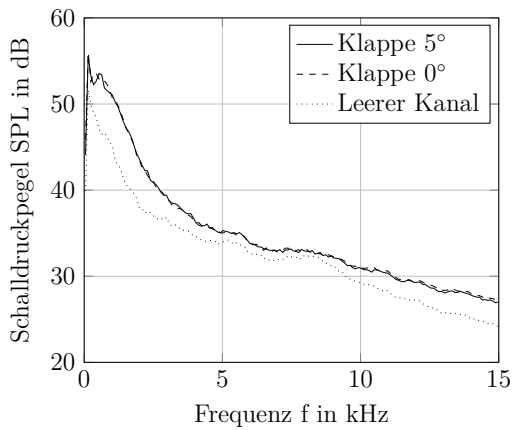
Abbildung A.12: Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$



(a) Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(b) Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$



(c) Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

Abbildung A.13: Frequenzspektrum mit absoluten Pegeln für den Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

B.1.1 Beschreibung der stationären Konfiguration

Im Folgenden wird die Konfiguration der stationären numerischen Strömungssimulationen beschrieben. Die Beschreibung umfasst die Generierung des Flügelprofils als Volumenmodell, die Diskretisierung des Strömungsgebiets, die Einstellungen des physikalischen Strömungslösers und die Übergabe der Daten der auskonvergierten Strömungslösung für die Nachverarbeitung.

Die Aerodynamik an der Seitenkante einer Wölbklappe wird extrahiert aus einer numerischen Strömungssimulation für ein vollständiges Flügelprofil mit Wölbklappe. Nur so wird sichergestellt, dass alle strömungsmechanischen Effekte an der Seitenkante vollständig ausgebildet sind und nicht durch eine isolierte Seitenkante unausgebildet bleiben. Die zweidimensionale Geometrie des Flügelprofils wird mit der Software MATLAB (Version R2014a) vorbereitet. Hierbei wird das Flügelprofil um eine ausgelenkte Wölbklappe ergänzt. Dazu werden die zweidimensionalen Koordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils, die im Bereich der Wölbklappe liegen, mithilfe einer Drehmatrix räumlich transformiert, wodurch im Bereich der Hinterkante des Profils eine ausgelenkte Wölbklappe generiert wird. Das bei der Klappenauslenkung im Bereich des Drehpunkts hervortretende Material und die somit verursachte Oberflächenwölbung in diesem Bereich werden mit berücksichtigt.

Der dreidimensionale Volumenkörper des Flügelprofils mit Wölbklappe wird aus den zweidimensionalen, modifizierten Koordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils (s. Tab. B.5) im internen CAD-Tool der Software STAR-CCM+ (Version v10.04.011) durch Extrusion erhalten. Ein Flügelprofil mit einer offenliegenden Wölbklappen-Seitenkante wird erzeugt, in dem jeweils zwei Volumenkörper aneinandergesetzt werden, die sich in der Art der Auslenkung der Wölbklappe unterscheiden: Ein Volumenkörper hat eine ausgelenkte Wölbklappe, der andere Volumenkörper ist ohne Auslenkung der Wölbklappe. Somit entsteht ein Flügelprofil mit offenliegender Wölbklappen-Seitenkante (s. Abb. B.1). Das erstellte Flügelmodell hat eine Gesamtspannweite von 200 mm. Die Wölbklappen-Seitenkante befindet sich mittig im Profil bezogen auf die Gesamtspannweite, sodass eine mögliche Beeinflussung der Strömung an der Seitenkante von den Profilrändern minimiert ist.

Durch das direkte Aneinanderfügen der beiden Volumenkörper ist zwischen dem Profilelement und dem Wölbklappenelement im Bereich der Klappe kein Spalt vorhanden. Zur weiteren Diskussion des Spalts s. Abschn. B.1.3.

Diskretisierung des Strömungsgebiets

Das Strömungsgebiet um das gesamte Flügelprofil wird als Zylinder definiert. Das Flügelprofil ist dabei mittig auf der Zylinderachse angeordnet. Die Seiten des Flügelprofils schließen mit den Schnittkreisflächen des Zylinders ab. Der Zylinder hat einen Radius von 15 m, welcher der 50-fachen Sehnenlänge entspricht (s. Abb. B.1). Somit wird sichergestellt, dass vom Flügelprofil induzierte Strömungseffekte bis zum Erreichen des Endes des Strömungsgebiets ausgemischt sind, dementsprechend den Ein- und Ausströmbereich nicht beeinflussen und nicht an diesem reflektiert werden.

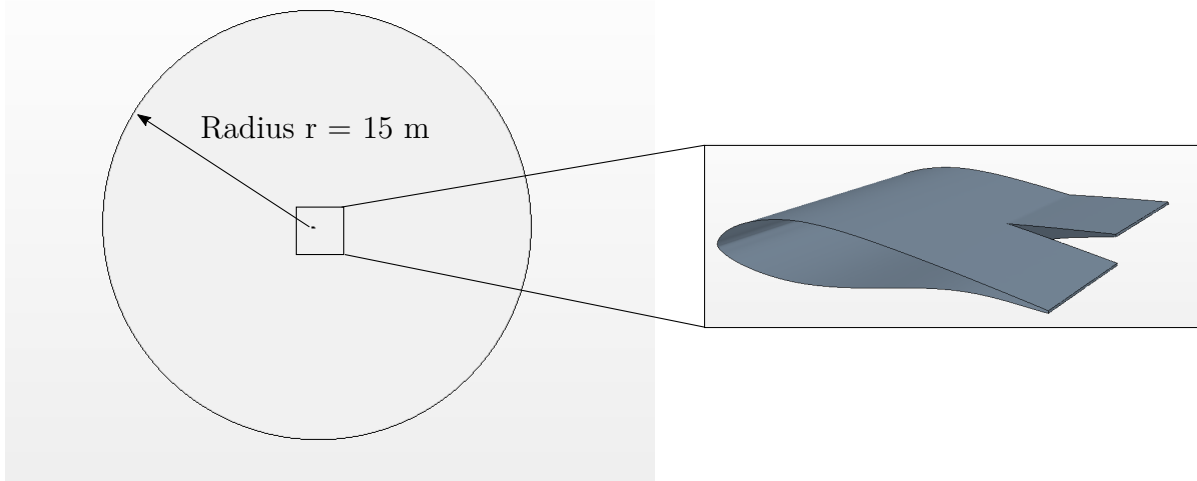


Abbildung B.1: Strömungsgebiet um das Flügelprofil mit offenliegender Wölbklappen-Seitenkante für die numerischen Strömungssimulationen

Das Strömungsgebiet wird mit dem automatischen Vernetzungsalgorithmus der Software STAR-CCM+ diskretisiert. Die Vernetzung erfolgt unstrukturiert. Als Elemente werden Hexaeder verwendet. Die gewählten Grundeinstellungen sind in Tab. B.3 hinterlegt. Die optimalen Einstellungen der Größen wurden über eine Parametervariation bestimmt.

Die Auflösung der Strömungsgrenzschicht um das Profil erfolgt mit einer Prismenschicht. Die Höhe des wandnächsten Prismas wird mit $3,0 \cdot 10^{-6}$ m festgelegt, wodurch ein y^+ -Wert von kleiner 1 erreicht wird. In der Prismenschicht wird ein mittlerer Wachstumsfaktor der Prismengröße von 1,2 gewählt. Die Gesamthöhe der Prismenschicht beträgt 2,05 mm. Eine Untersuchung der sich ausbildenden Strömungsgrenzschicht am Profil zeigt, dass die Strömungsgrenzschicht vollständig in der Prismenschicht liegt (s. Abschn. B.2.7).

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

Das Strömungsgebiet im Bereich des Flügels und der Seitenkante wird gezielt verfeinert. Dazu wurden verschiedene Einstellungen getestet und kombiniert. Die folgenden Einstellungen werden abschließend gewählt (s. Abb. B.2): Die Auflösung des Nahfelds um das Flügelprofil erfolgt mit einem Zylinder. Der Strömungsnachlauf wird mit einem sich in Strömungsrichtung aufweitenden Kegel aufgelöst. Für die Auflösung der Strömung im Bereich der Seitenkante werden insgesamt zwei verschieden große Quader im Seitenkantenbereich platziert, wodurch eine gezielte Verfeinerung an der Seitenkante ermöglicht wird.

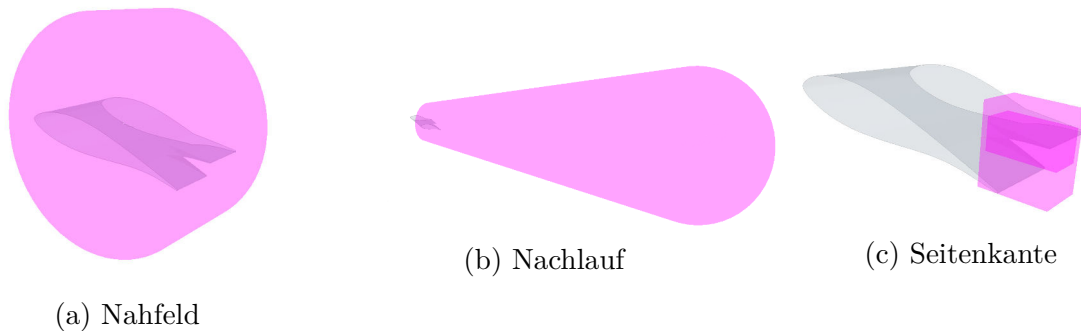
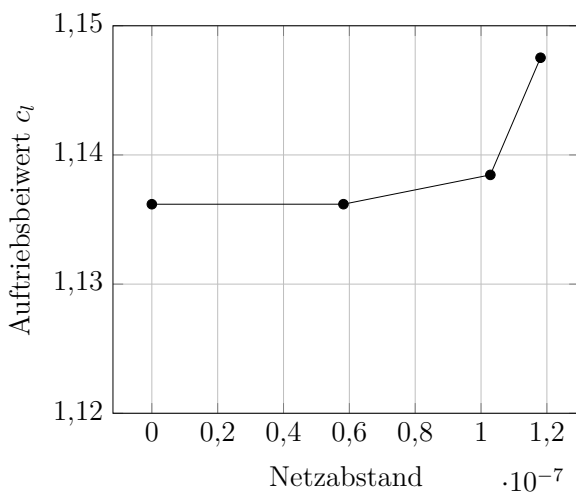


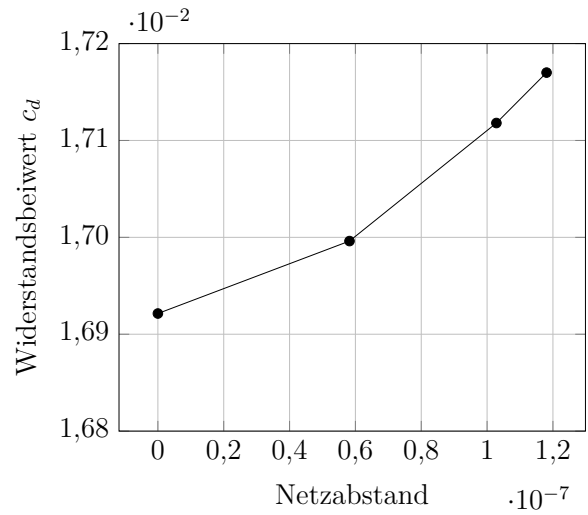
Abbildung B.2: Definierte Strömungsgebiete zur gezielten Verfeinerung der Strömungsauflösung am Flügelprofil mit Wölbklappe

Mit den gewählten Einstellungen und Verfeinerungsgebieten wird das Strömungsgebiet mit insgesamt ~ 12 Millionen Zellen diskretisiert. Für die gewählte Netzkonfiguration wurde eine Netzkonvergenzstudie durchgeführt, wobei die integralen Größen Profilauftriebsbeiwert c_l und –widerstandsbeiwert c_d für zwei verschiedene Betriebspunkte ausgewertet sind. Der Netzkonvergenz-Index (Grid-Convergence Index, GCI) und der erwartete, extrapolierte, relative Fehler (Estimated Extrapolated Relative Error, EERE) auf Basis der Richardson-Extrapolation sind bestimmt.

Die Netzkonvergenzstudie ist für den Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$ mit den beiden Klappenwinkeln $\beta = 0^\circ$ und 15° durchgeführt. Die Ergebnisse der Konvergenzstudie sind in Abb. B.3, B.4 und in Tab. B.1 und B.2 hinterlegt. Zusammengefasst belegen die Ergebnisse der Netzkonvergenzstudie, dass mit der gewählten Netzsteinstellung ein Bereich mit asymptotischem Trend erreicht ist und der EERE weniger als 1 % beträgt.



(a) Auftriebsbeiwert c_l



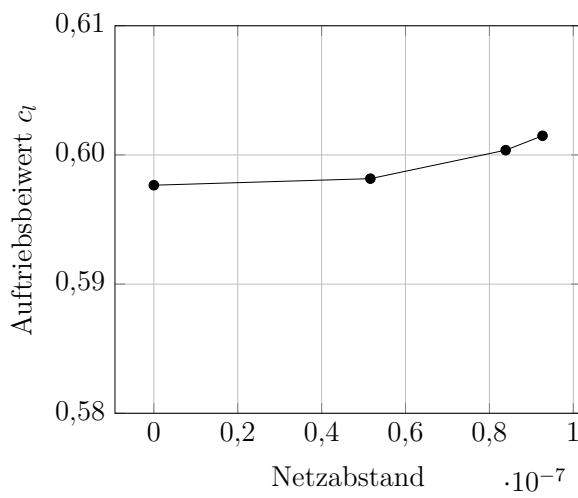
(b) Widerstandsbeiwert c_d

Abbildung B.3: Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$
 Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$

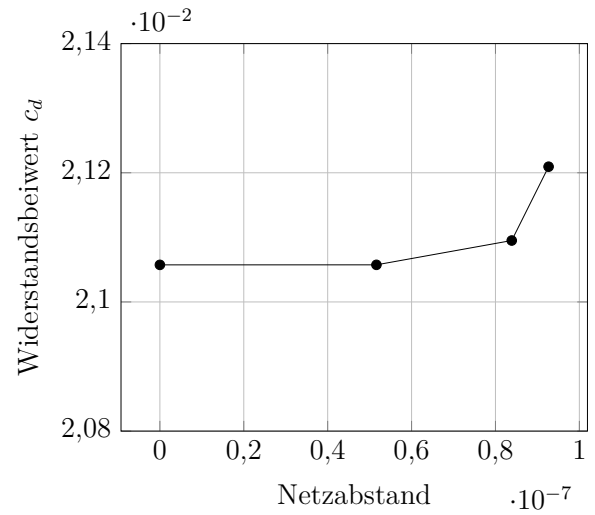
Tabelle B.1: GCI-Werte der Netzkonvergenzstudie des stationären Netzes, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$

p-Wert	c_l		c_d	
	34.8891	1	5.0963	1
f_{extra}	1.1362	1.1253	0.0169	0.0164
GCI_1	0.0000	0.0120	0.0055	0.0429
GCI_2	0.0025	0.2112	0.0144	0.0806
GCI_3	0.0125	0.2211	0.0182	0.0844
$EERE_1$	0.0000	0.0097	0.0044	0.0355
$EERE_2$	0.0020	0.0117	0.0116	0.0430
$EERE_3$	0.0100	0.0197	0.0147	0.0461
A_{Flag}	0.9980	-	0.9929	-

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation



(a) Auftriebsbeiwert c_l



(b) Widerstandsbeiwert c_d

Abbildung B.4: Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$
 Netzkonvergenz der stationären Strömungssimulation, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

Tabelle B.2: GCI-Werte der Netzkonvergenzstudie des stationären Netzes, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

	c_l		c_d	
	p-Wert	10.3570	1	41.9882
f_{extra}	0.5977	0.5856	0.0211	0.0208
GCI_1	0.0011	0.0262	0.0000	0.0127
GCI_2	0.0056	0.0687	0.0022	0.2006
GCI_3	0.0080	0.0710	0.0090	0.2074
$EERE_1$	0.0000	0.0214	0.0000	0.0103
$EERE_2$	0.0045	0.0252	0.0018	0.0121
$EERE_3$	0.0064	0.0271	0.0072	0.0176
A_{Flag}	0.9963	-	0.9982	-

Physikalisches Strömungsmodell

Die Strömung um das Profil im diskretisierten Strömungsgebiet wird über die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (Reynolds-averaged Navier–Stokes equations, RANS) abgebildet. Die partiellen Differentialgleichungen werden über das Rückwärts-differenzen-Verfahren 2-ter Ordnung approximiert (upwind schema). Es wird das zell-zentrierte Verfahren verwendet. Als Turbulenzmodell wird das SST-k- ω -Modell verwendet. Mit dem für außenaerodynamische Fragestellungen empfohlene Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell konnte keine Konvergenz der stationären Strömungslösung erreicht werden.

Physikalische Randbedingungen

Die Mantelfläche des Zylinders (s. Abb. B.1) wird als Freiströmung (Free-Stream) Randbedingungen definiert. Das bedeutet, dass das Strömungsgebiet in der zuvor festgelegten Strömungsrichtung durchströmt wird. Der jeweilige Normalenvektor der Mantelfläche des Zylinders wird dazu auf den Strömungsvektor projiziert. Die thermo- und aerodynamischen Größen der Freiström-Randbedingung sind in Tab. B.4 hinterlegt.

Tabelle B.3: Grundeinstellungen der automatischen Vernetzung des Strömungs-gebiets

Base Size		0,7 m
Automatic Surface Repair		None
Maximum Cell Size		5,0 m
Maximum Core/Prism Transition Ratio	Size/Thickness Ratio	4,0
Surface Growth Rate		1,2
Surface Proximity		
	Search Floor	0,0 m
	Points in gap	2,0
Surface Size		
	Absolute Minium Size	0,0001 m
	Absolute Target Size	0,1 m
Template Growth Rate		
	Custom Default Growth Rate	5
	Custom Boundary Growth Rate	5

Die Schnittkreisflächen des Zylinders (s. Abb. B.1) werden als Symmetrieebenen (symmetry plane) definiert, wodurch eine ungestörte Strömung über die Oberfläche der Schnittkreisflächen ermöglicht wird. Die Oberflächen des Flügelprofils werden als Wand (no-slip wall) definiert. So wird auf der Oberfläche des Profils die Haftbedingung (Strö-

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

mungsgeschwindigkeit = 0 m/s an der Oberfläche von Körpern) der reibungsbehafteten Strömung eingehalten, womit es zur Ausbildung einer Strömungsgrenzschicht auf der Oberfläche des Profils kommt.

Tabelle B.4: Physikalische Randbedingungen der stationären Strömungssimulation

Mach-Zahl	Ma	0,175
Druck	P	100.020 Pa
Temperatur	T	298,15 K
Turbulenzintensität	Tu	0,03 %
Turbulenz Viskositäts Verhältnis	μ_t / μ	5,0

Die rechenintensiven Simulationen wurden auf dem Clustersystem des Leibniz Universität IT Services durchgeführt und der Verlauf der Strömungslösung kontinuierlich überwacht. Die Lösungsiteration wurde abgebrochen, wenn eine auskonvergierte Strömungslösung nach Ferziger und Peric (2008) erreicht wurde. Ferziger und Peric (2008) gibt dafür die Bedingung vor, dass der quadratische Mittelwert (root mean square, RMS) der Residuen um mindestens fünf Größenordnungen ($< 10^{-5}$) gefallen ist und der Residuenverlauf sich einem asymptotischen Wert angenähert hat. Nicht für alle Betriebspunkte kann die erste Bedingung erfüllt werden. Der Abfall der Residuen ist für einzelne Größen kleiner als fünf Größenordnungen. Da jedoch die 2. Bedingung eingehalten wird, kann trotzdem von einer auskonvergierten Strömungslösung ausgegangen werden. In der Abb. B.5 ist ein beispielhafter Residuenverlauf für den Referenzbetriebspunkt (Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$) dargestellt.

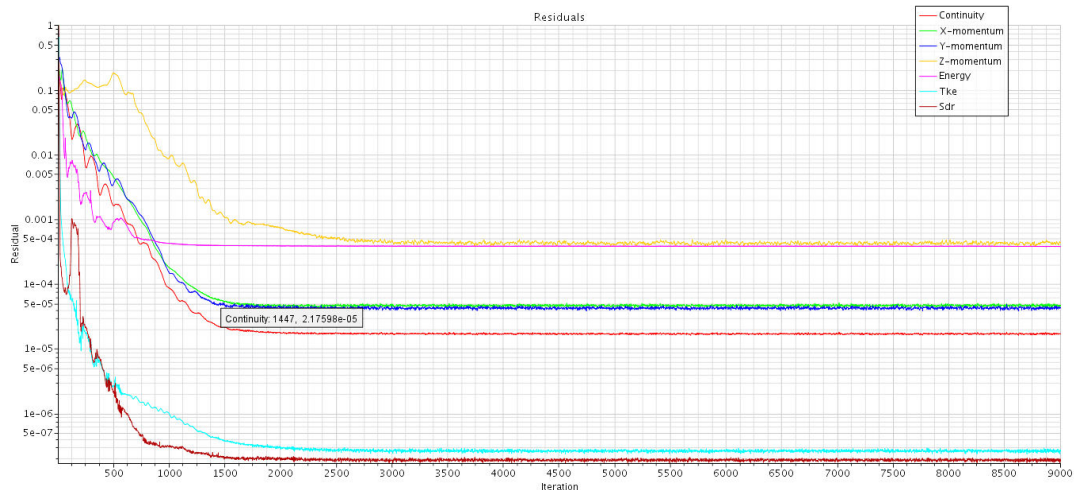


Abbildung B.5: Residuenverlauf über den Iterationsschritten für den Referenzbetriebspunkt

Zusätzlich zur Betrachtung der Residuen ist exemplarisch in Abb. B.6 der Verlauf der Auftriebsbeiwerte c_l und der Widerstandsbeiwerte c_d über den Iterationsschritten für den

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

Referenzbetriebspunkt abgetragen. Die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte erreichen bereits ab 3.000 Iterationsschritten einen stationären Wert. Für diesen Iterationsschritt zeigen die Residuen B.5 noch keine auskonvergierte Lösung an. Eine auskonvergierte Lösung auf Basis der Residuen wird erst ab 6.000 Iterationsschritten erreicht. Für die weiteren Auswertungen werden nur Strömungslösungen verwendet, die sowohl nach den Residuen als auch nach dem Auftriebs- und Widerstandsbeiwert als auskonvergiert angenommen werden können.

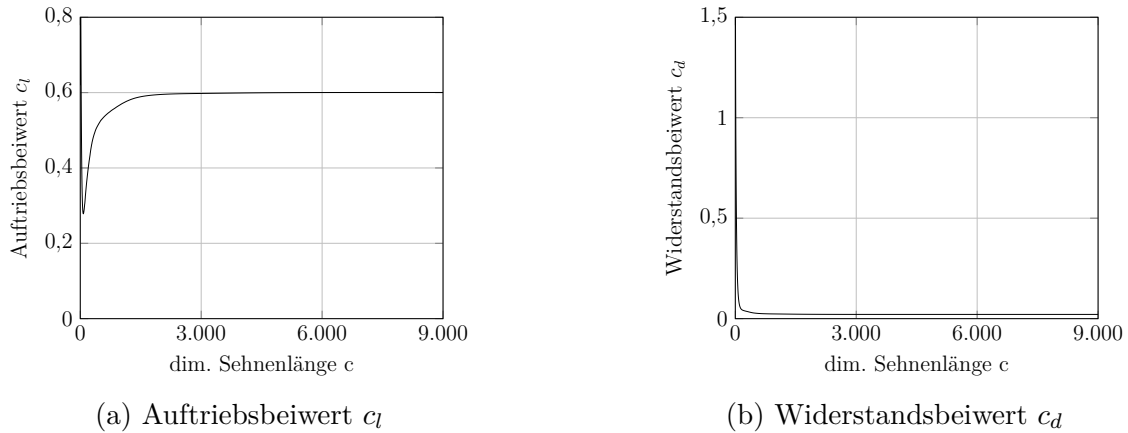


Abbildung B.6: Auftriebs- und Widerstandsbeiwert über den Iterationsschritten für den Referenzbetriebspunkt

Die Validierung der stationären Strömungssimulation erfolgt auf Basis der Druckverteilung auf der Profiloberfläche. Dazu sind die im Experiment aufgenommenen Druckverteilungen den aus den numerischen Strömungssimulationen extrahierten Druckverteilungen gegenübergestellt (s. Abb. B.7). Die Oberflächendaten entstammen einem Schnitt entlang der Sehnenlänge durch das Profil mit Druck- und Saugseite ohne Klappenbereich. Die Validierung erfolgt jeweils für die Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, 6° und 9° .

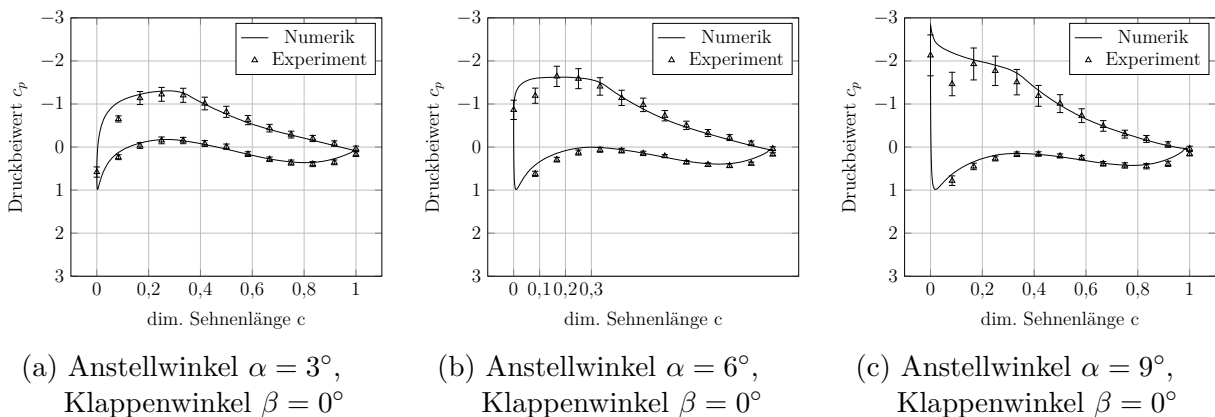


Abbildung B.7: Vergleich der Profildruckverteilung zwischen Experiment und Numerik

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

Zusammengefasst belegt die Gegenüberstellung eine gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Druckverteilung. Für die meisten Messpunkte liegen die numerischen Daten im Konfidenzintervall der experimentellen Druckdaten. Der zweite Messpunkt auf der Saugseite des Profils weicht jedoch für jeden Betriebspunkt ab. Auf Grund der Unabhängigkeit des experimentellen Druckbeiwertes vom Betriebspunkt liegt vermutlich ein Messfehler für den zweiten Messpunkt vor.

Export der Simulationsdaten und Weiterverarbeitung

Das Strömungsgebiet um die Seitenkante ist mit einem unstrukturierten Netz diskretisiert. Somit liegen die strömungsmechanischen Daten der Strömungslösung ebenfalls auf einem unstrukturierten Netz vor. Die Strömungsdaten werden direkt aus der Software STAR-CCM+ exportiert und mit der Software MATLAB weiterverarbeitet. Auf eine Interpolation der Daten von einem unstrukturierten auf ein strukturiertes Netz wird dabei weitestgehend verzichtet und dadurch ein möglicher Interpolationsfehler vermieden.

Für die Bestimmung der Wirbelgröße auf Basis des λ_2 -Kriteriums (s. Abschn. 6.1.1) und für die grafische Darstellung wird jedoch eine Interpolation vom unstrukturierten Netz auf ein strukturiertes Netz durchgeführt. Dabei tritt ein Interpolationsfehler auf. Der Interpolationsfehler wird abgeschätzt, indem eine doppelte Interpolation durchgeführt wird (s. Abb. B.8). Die doppelte Interpolation umfasst zuerst eine Interpolation der λ_2 -Werte vom unstrukturierten Ausgangsnetz auf ein strukturiertes Netz und danach eine Rückinterpolation auf das unstrukturierte Ausgangsnetz. Die doppelte Interpolation wird dabei für drei verschiedene Schrittweiten des strukturierten Netzes (0,01 m, 0,001 m und 0,0001 m) und für die Auswerteebenen 0 % bis 100 % in 10 % Schritten durchgeführt. Die Schrittweite 0,0001 m des strukturierten Netzes entspricht dabei der gewählten Schrittweite für die weitere Auswertung. Der Interpolationsfehler wird bestimmt, indem die Differenz der λ_2 -Werte zwischen den Ausgangswerten und den durch die Rückinterpolation erhaltenen Werten je Ebene gebildet wird (s. Abb. B.8).

In der Abb. B.9 ist die mittlere Differenz je Ebene für die drei Schrittweiten 0,01 m, 0,001 m, 0,0001 m dargestellt. Zur Berechnung der mittleren Differenz wird der arithmetische Mittelwert der Differenzen je Ebene berechnet. Erkennbar ist eine für bestimmte Ebenen sehr hohe Differenz (z.B. Ebene bei 10 % Sehnenlänge der Wölbklappe). Der Vergleich der drei Schrittweiten untereinander zeigt jedoch, dass je kleiner die Schrittweite gewählt wird, desto kleiner die mittlere Differenz wird.

Die weitere Analyse der Abweichungen zeigt, dass die teilweisen hohen Abweichungen vermutlich auf Grund der Anfälligkeit des arithmetischen Mittelwerts auf Ausreißern basieren. Deshalb wird neben dem arithmetischen Mittelwert auch der Median zur Mittelung je Ebene eingesetzt.

In der Abb. B.10 ist die mittlere Abweichung basierend auf dem Median dargestellt. Die mittleren Abweichungen sind deutlich geringer als im Vergleich zu Abb. B.9. Durch die Anwendung des Medians wird die Anfälligkeit gegenüber den identifizierten Ausreißern reduziert.

Der konvergierte Verlauf des Interpolationsfehlers mit Verringerung der Schrittweite wird mithilfe der Abb. B.10 bestätigt. Somit liegt für die gewählte Schrittweite von

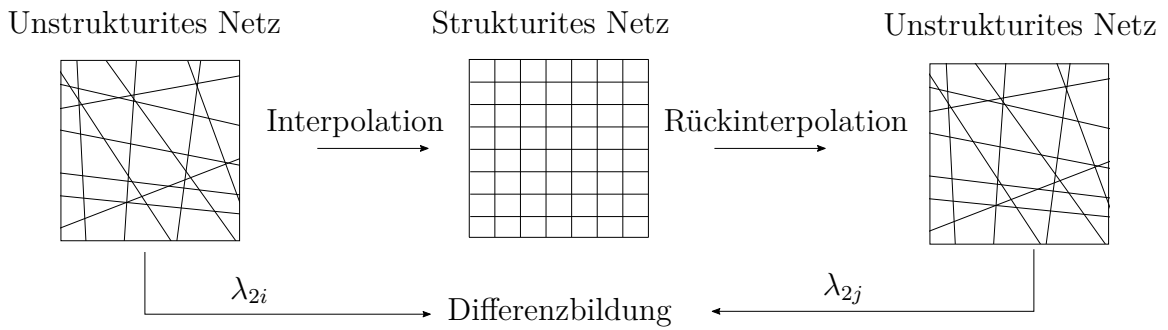


Abbildung B.8: Bestimmung des Interpolationsfehlers für eine Interpolation von Daten von einem unstrukturierten Netz auf ein strukturiertes Netz

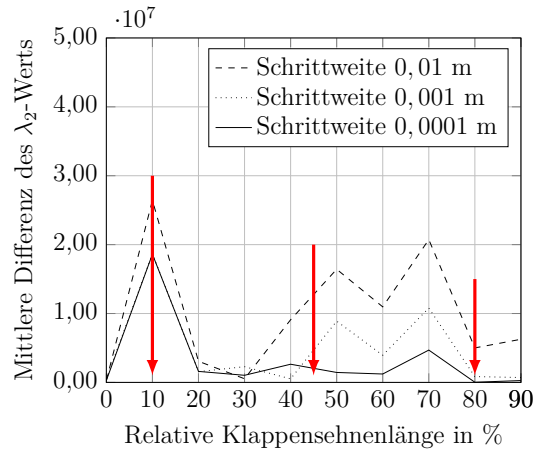


Abbildung B.9: Abschätzung des Interpolationsfehlers basierend auf dem arithmetischen Mittelwert

0,0001 m ein Interpolationsfehler vor, der jedoch bereits im konvergenten Bereich der Fehlerbetrachtung liegt. Eine weitere Reduktion der Schrittweite ist aus Gründen einer nicht mehr handhabbaren Datenverarbeitung nicht möglich. Aus diesen Gründen wird die Schrittweite von 0,0001 m für die weitere Datenverarbeitung ausgewählt.

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

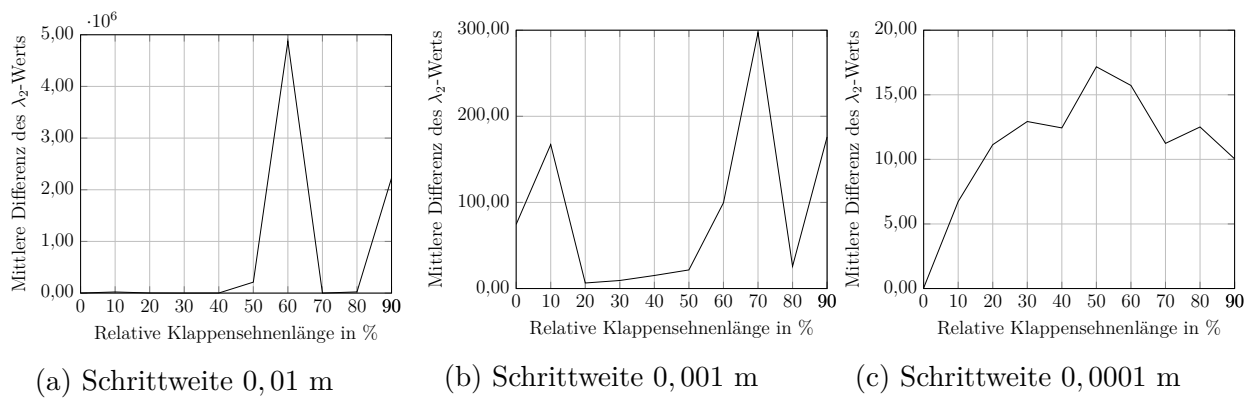


Abbildung B.10: Abschätzung des Interpolationsfehlers basierend auf dem Median

B.1.2 Profilkordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils

Das eingesetzte Profil mit Wölbklappe basiert auf der DU08-W-120-6.5 Profildfamilie. Die normierten Koordinaten sind in der Tab. B.5 hinterlegt.

Tabelle B.5: Normierte Profilkordinaten des DU08-W-120-6.5 Profils

x	y	x	y	x	y	x	y
1,00000	0,00331	0,44829	0,11198	0,08695	-0,04650	0,88816	0,00729
0,99955	0,00342	0,41931	0,11493	0,11345	-0,05222	0,91715	0,00472
0,99888	0,00359	0,39046	0,11721	0,14081	-0,05676	0,94653	0,00169
0,99821	0,00375	0,36182	0,11871	0,16868	-0,06021	0,97389	-0,00118
0,99755	0,00392	0,33368	0,11928	0,19682	-0,06264	0,99323	-0,00292
0,99688	0,00408	0,30582	0,11862	0,22514	-0,06408	0,99390	-0,00295
0,99621	0,00425	0,27798	0,11677	0,25358	-0,06457	0,99456	-0,00298
0,99555	0,00441	0,25015	0,11374	0,28210	-0,06416	0,99523	-0,00301
0,99488	0,00458	0,22239	0,10959	0,31067	-0,06285	0,99590	-0,00304
0,99421	0,00475	0,19491	0,10435	0,33940	-0,06071	0,99656	-0,00307
0,97477	0,00924	0,16775	0,09797	0,36828	-0,05786	0,99723	-0,00310
0,94780	0,01550	0,14104	0,09046	0,39725	-0,05437	0,99790	-0,00313
0,91863	0,02221	0,11503	0,08180	0,42629	-0,05032	0,99856	-0,00316
0,88917	0,02895	0,08999	0,07192	0,45542	-0,04578	0,99923	-0,00318
0,85975	0,03559	0,06635	0,06079	0,48461	-0,04083		
0,83030	0,04214	0,04483	0,04852	0,51384	-0,03551		
0,80086	0,04859	0,02680	0,03577	0,54326	-0,02989		
0,77144	0,05490	0,01399	0,02418	0,57284	-0,02409		
0,74200	0,06107	0,00635	0,01504	0,60248	-0,01826		
0,71250	0,06710	0,00221	0,00807	0,63190	-0,01256		
0,68297	0,07303	0,00028	0,00252	0,66105	-0,00719		
0,65345	0,07882	0,00000	0,00015	0,68993	-0,00232		
0,62398	0,08444	0,00114	-0,00461	0,71861	0,00191		
0,59453	0,08985	0,00483	-0,00971	0,74712	0,00537		
0,56512	0,09502	0,01142	-0,01563	0,77537	0,00793		
0,53578	0,09989	0,02251	-0,02288	0,80337	0,00940		
0,50653	0,10439	0,03969	-0,03128	0,83147	0,00974		
0,47737	0,10845	0,06194	-0,03947	0,85971	0,00902		

B.1.3 Diskussion zur Ausbildung der Wirbelstruktur am realen Flügelprofil

Das in den experimentellen Versuchen eingesetzte Flügelprofil weist fertigungstechnisch einen Spalt zwischen Profilbereich und Klappenbereich auf. Die Breite dieses Spalts beträgt 0,2 mm.

Eine Diskretisierung des Strömungsgebiets des Flügelprofils mit Spalt war trotz Anwendung verschiedenster Vernetzungsstrategien und unter der Berücksichtigung einer handhabaren Anzahl von Netzzellen nicht erfolgreich. Daher wurde ein numerisches Strömungsgitter für ein angepasstes Flügelprofil ohne Spalt erstellt.

Für die numerische Strömungslösung des angepassten Flügelprofils ohne Spalt wird dabei angenommen, dass eine vergleichbare Lösung erreicht wird, wie für das reale Flügelprofil mit Spalt. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde die Spaltbreite schrittweise vergrößert, bis ein numerisch handhabbares Netz erzielt wurde. So konnte ein numerisches Strömungsgitter für ein Flügelprofil mit einer Spaltbreite von 0,25 mm erstellt werden. Unter hohem, rechenintensivem Aufwand wurde eine auskonvergierte Lösung des stationären Strömungsfeldes erreicht.

In Abb. B.11 ist das Strömungsfeld für das Flügelprofil mit 0,25 mm Spalt gezeigt. Dargestellt ist die Wirbelstruktur an der Seitenkante auf Basis des λ_2 -Kriteriums. Dabei wurden die gleichen Einstellungen vorgenommen, wie bei der Auswertung der Wirbelstruktur im Abschn. 6.1.1. Die Analyse und Auswertung der Wirbelstruktur ergibt, dass auch mit einer Spaltbreite von 0,25 mm es zu der Ausbildung der Doppelwirbelstruktur kommt. Im vorderen Bereich der Seitenkante kommt es zur Ausbildung der beiden Stufenwirbel, die im hinteren Bereich der Seitenkante zu einem Gesamtwirbel verschmelzen.

Die Analyse des Strömungsfeldes an der Seitenkante der Wölbklappe mit 0,25 mm breitem Spalt unterstützt somit die Annahme, dass sich für eine Flügelprofil ohne Spalt ein vergleichbares Strömungsfeld einstellt im Vergleich zu einem Flügelprofil mit Spalt, wobei der Spalt 0,2 mm klein ist.

B.1.4 Kommentar zum λ_2 -Kriterium

Das λ_2 -Kriterium beruht auf der Berechnung der Eigenwerte des Tensors $S^2 + \Omega^2$. Der Tensor $S^2 + \Omega^2$ ist zusammengesetzt aus dem symmetrischen (S) und unsymmetrischen (Ω) Anteil des Tensors des Geschwindigkeitsgradienten ∇u . Für den Tensor $S^2 + \Omega^2$ werden für jeden Punkt der Strömung die drei Eigenwerte $\lambda_{1,2,3}$ berechnet. Sind mindestens zwei der drei Eigenwerte $\lambda_{1,2,3}$ negativ, so ist nach Jeong und Hussain (1995) der Punkt Teil eines Wirbels. Das λ_2 -Kriterium ist somit dimensionslos.

Eine anschauliche, physikalische Interpretation des λ_2 -Kriteriums ist schwer möglich. Die Idee von Jeong und Hussain (1995) hinter der Auswertung der Eigenwerte des Tensors $S^2 + \Omega^2$ ist die folgende: Die Identifizierung eines Wirbelkerns über ein lokales Minimum des Drucks ist nur in stationären, reibungsfreien und ebenen Strömungen gültig (Jeong und Hussain 1995). In allen anderen Strömungen kann die Bestimmung über die Auswertung der Eigenwerte der Hesse-Matrix des Drucks zur Identifizierung von Wirbeln fehlschlagen. So können instationäre Spannungen ein Druckminimum er-

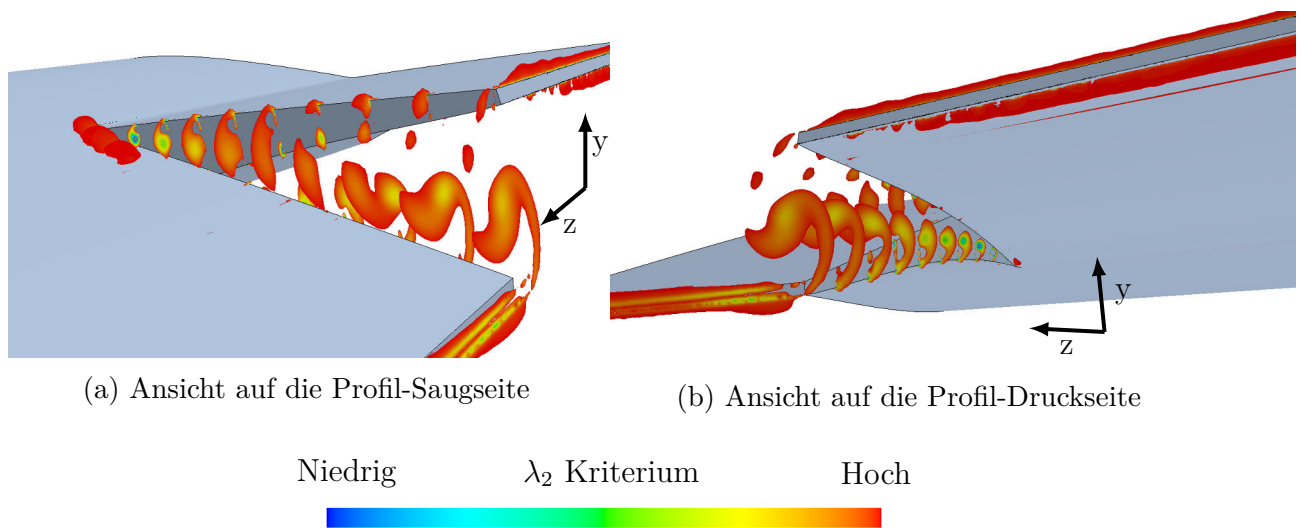


Abbildung B.11: Wirbelstruktur an der Seitenkante der Wölbklappe mit 0,25 mm Spalt zwischen Profilbereich und Klappenbereich; Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

zeugen, ohne dass der Bereich einen Wirbel aufweist. Oder viskose Effekte beseitigen ein Druckminimum in einer wirbelbehafteten Strömung. Jones et al. (1995) überwinden diese beiden Probleme, indem sie den Gradienten des Drucks aus der Navier-Stokes-Gleichung in einen symmetrischen (S) und in einen unsymmetrischen (Ω) Anteil zerlegen. Durch die Bestimmung der Eigenwerte der addierten und quadrierten Anteile ($S^2 + \Omega^2$) ist das λ_2 -Kriterium robust gegenüber den oben genannten Problemen.

Neben der genannten Robustheit weist das λ_2 -Kriterium als Kriterium zur Wirbelidentifikation gegenüber anderen Kriterien (z.B. dem Q -Kriterium) zwei weitere Vorteile auf. Zum einen ist das λ_2 -Kriterium für einen weiten Bereich von Reynolds-Zahlen der Strömung anwendbar. Zum anderen werden verschiedenste Wirbelformen zuverlässig identifiziert (Jeong und Hussain 1995).

B.1.5 Geometrie der Seitenkante der Wölbklappe

In die Diskussion zur Ausbildung des Wirbelsystems an der Seitenkante der Wölbklappe gehen geometrische Daten der Seitenkante ein. Diese Größen sind die geometrische Höhe der Seitenkante (SKH) und die geometrische Höhe des Spalts (SH) (s. Abb. B.12). Die Größen sind in diesem Abschnitt über die relative Klappensehnenlänge dargestellt. Dabei ist die in Abb. B.13a abgetragene SKH die Summe der SKH des Hauptflügelprofils und der Klappe (s. Abb. B.12).

B.1 Anmerkungen und Kommentare zur stationären numerischen Strömungssimulation

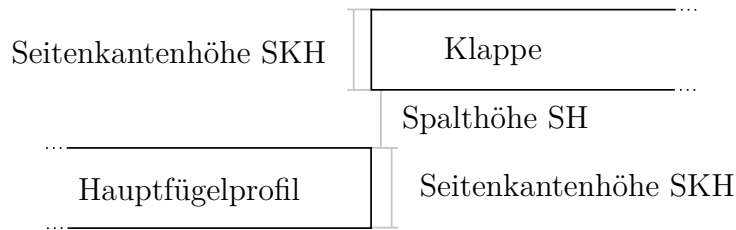


Abbildung B.12: Definitionen der Größen an der Seitenkante der Wölbklappe

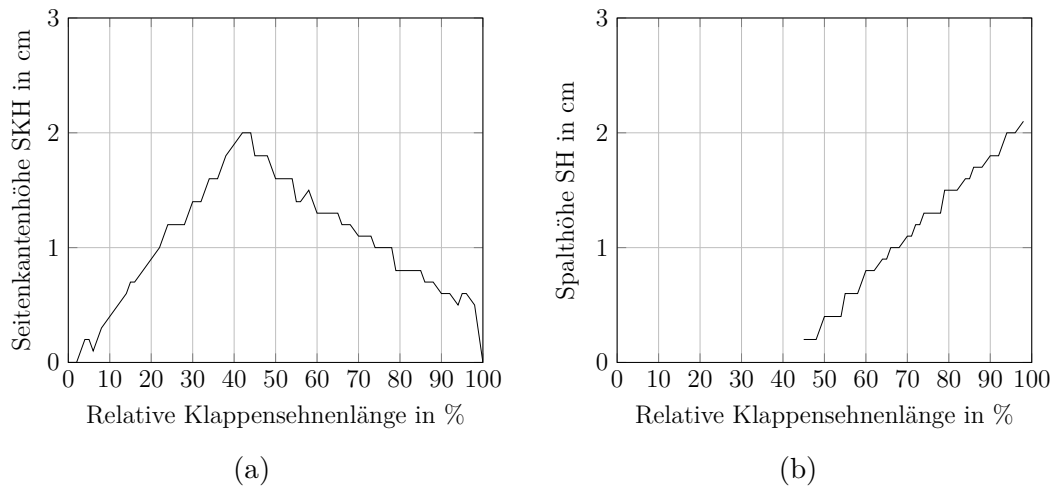


Abbildung B.13: Verlauf der Seitenkantenhöhe SKH und der Spalthöhe SH über die relative Klappensehnenlänge der Wölbklappe

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

B.2.1 Vektorfeld an der Seitenkante für den Referenzbetriebspunkt

Ergänzend zur Diskussion zur Ausbildung des Wirbelsystems des Referenzbetriebspunktes in Abschn. 6.1.1 ist in Abb. B.14 das Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt.

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

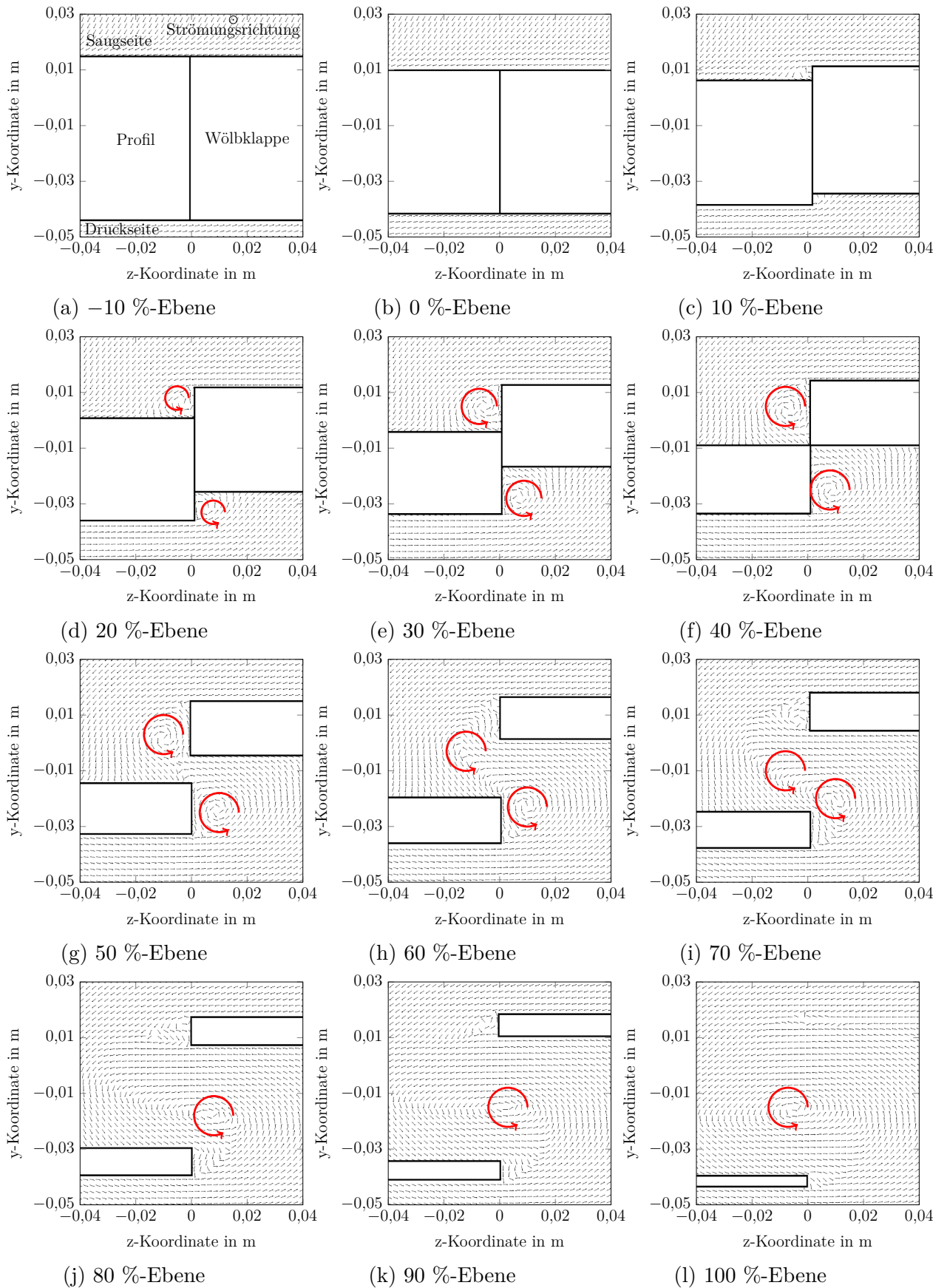


Abbildung B.14: Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit in y, z -Richtung in den Ebenen -10 % bis 100 % des Referenzbetriebspunktes 169

B.2.2 Wirbelsysteme an der Seitenkante

Ergänzend zur Darstellung des Wirbelsystems des Referenzbetriebspunktes (vgl. Abb. 6.3) ist in diesem Abschnitt das Wirbelsystem der weiteren Betriebspunkte auf Basis des λ_2 -Kriteriums dargestellt.

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

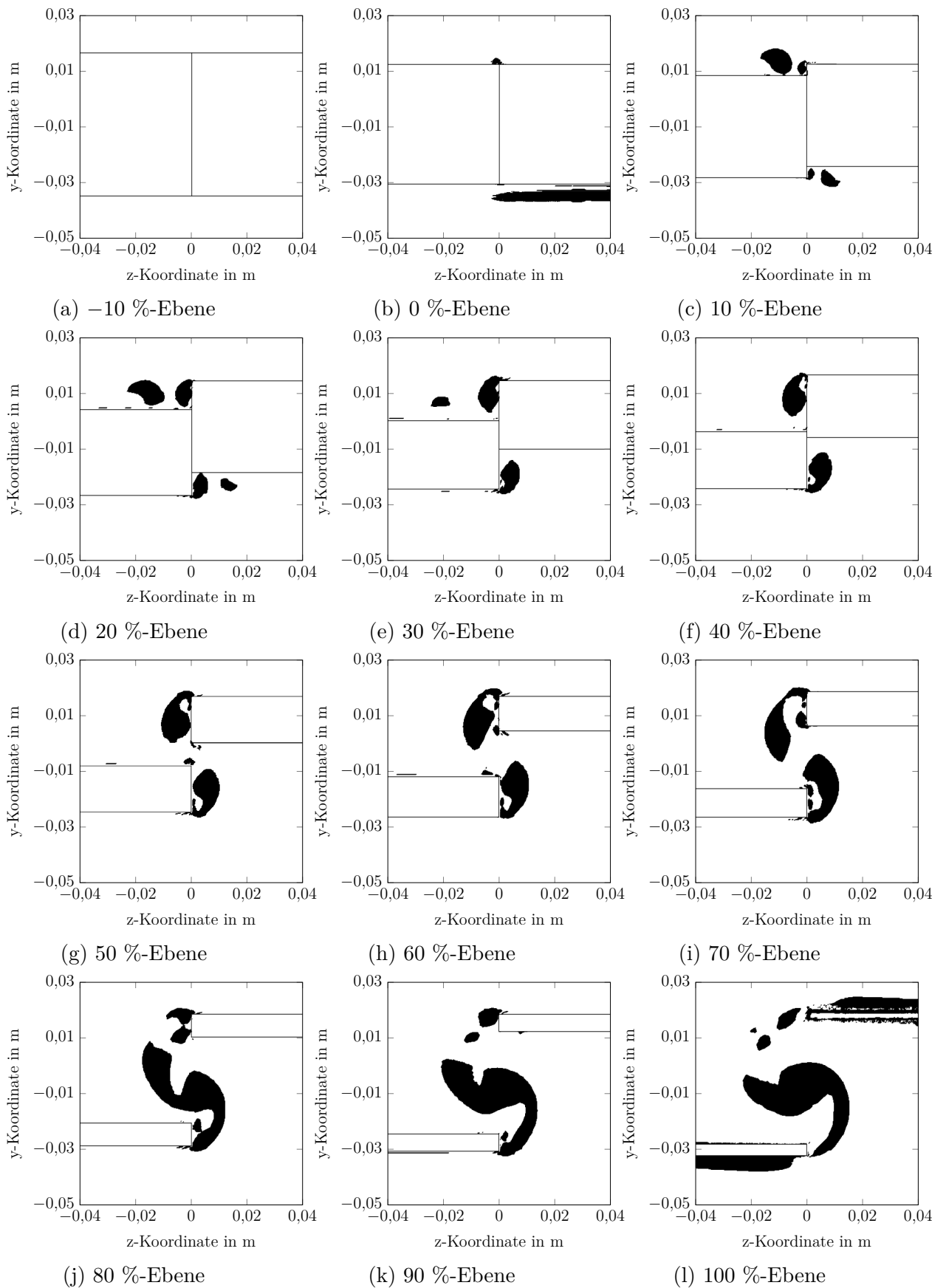


Abbildung B.15: Wirbelstrukturen in den Ebenen -10 % bis 100 %; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

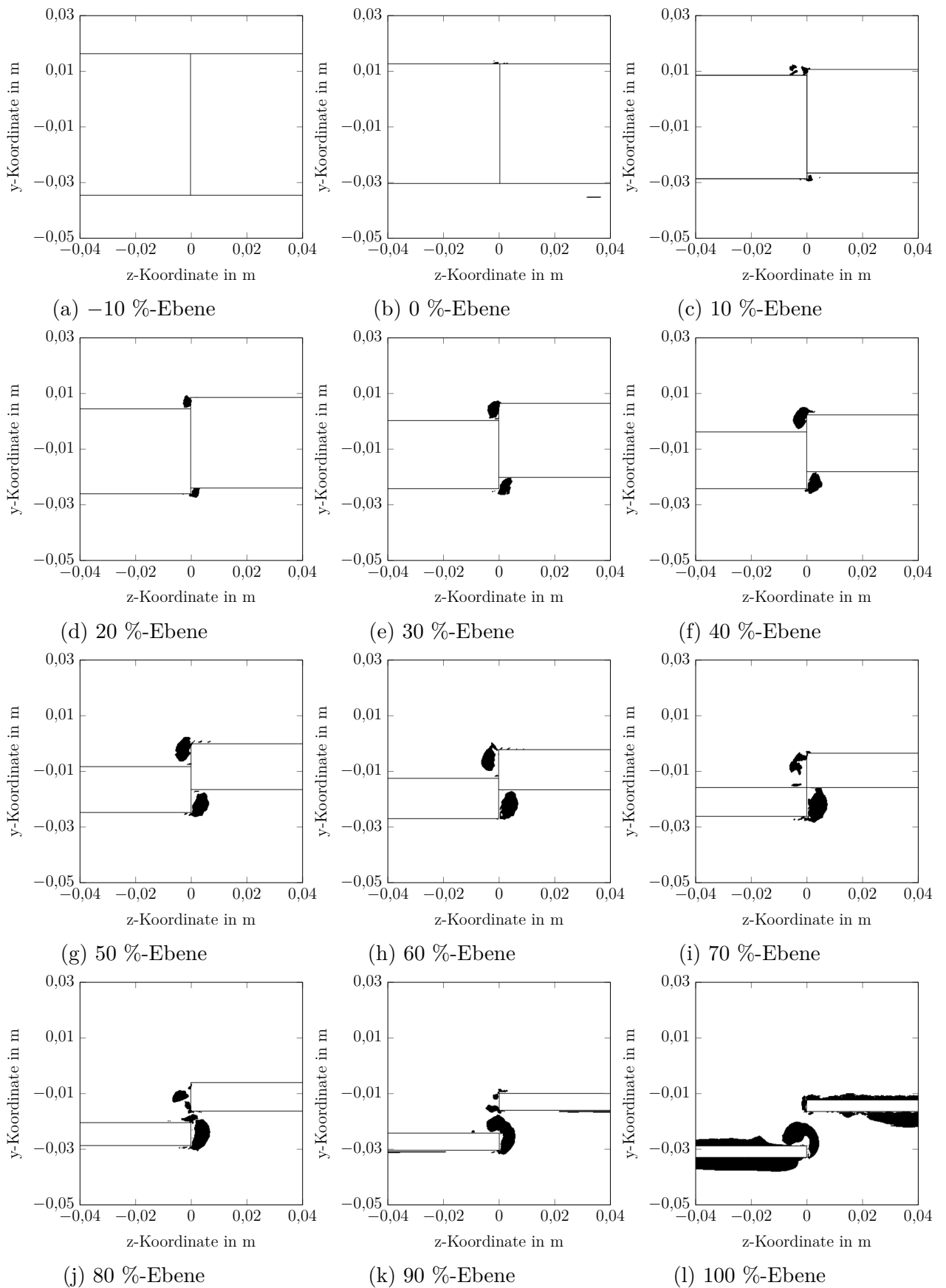


Abbildung B.16: Wirbelstrukturen in den Ebenen -10 % bis 100 %; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

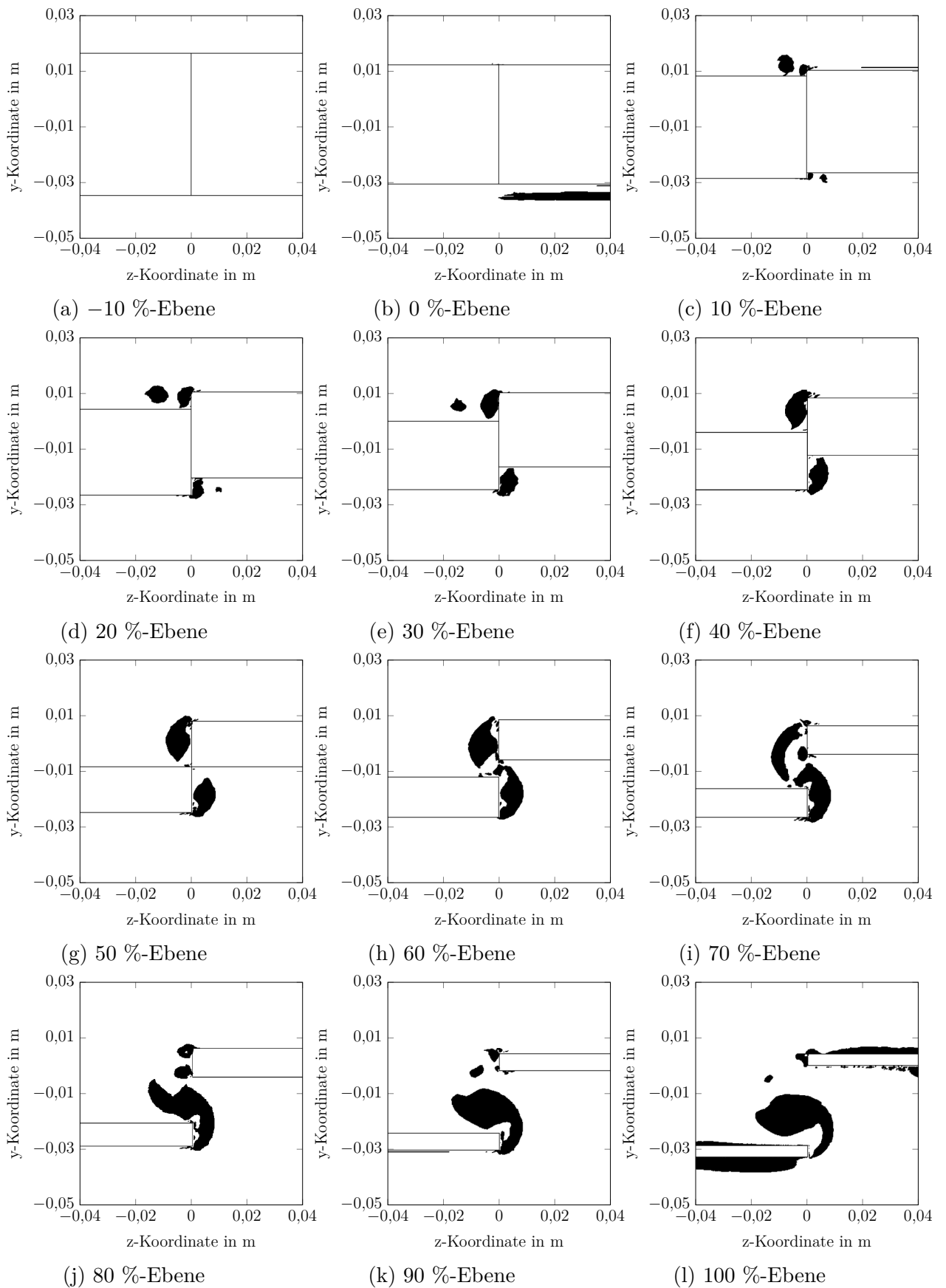


Abbildung B.17: Wirbelstrukturen in den Ebenen -10 % bis 100 %; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

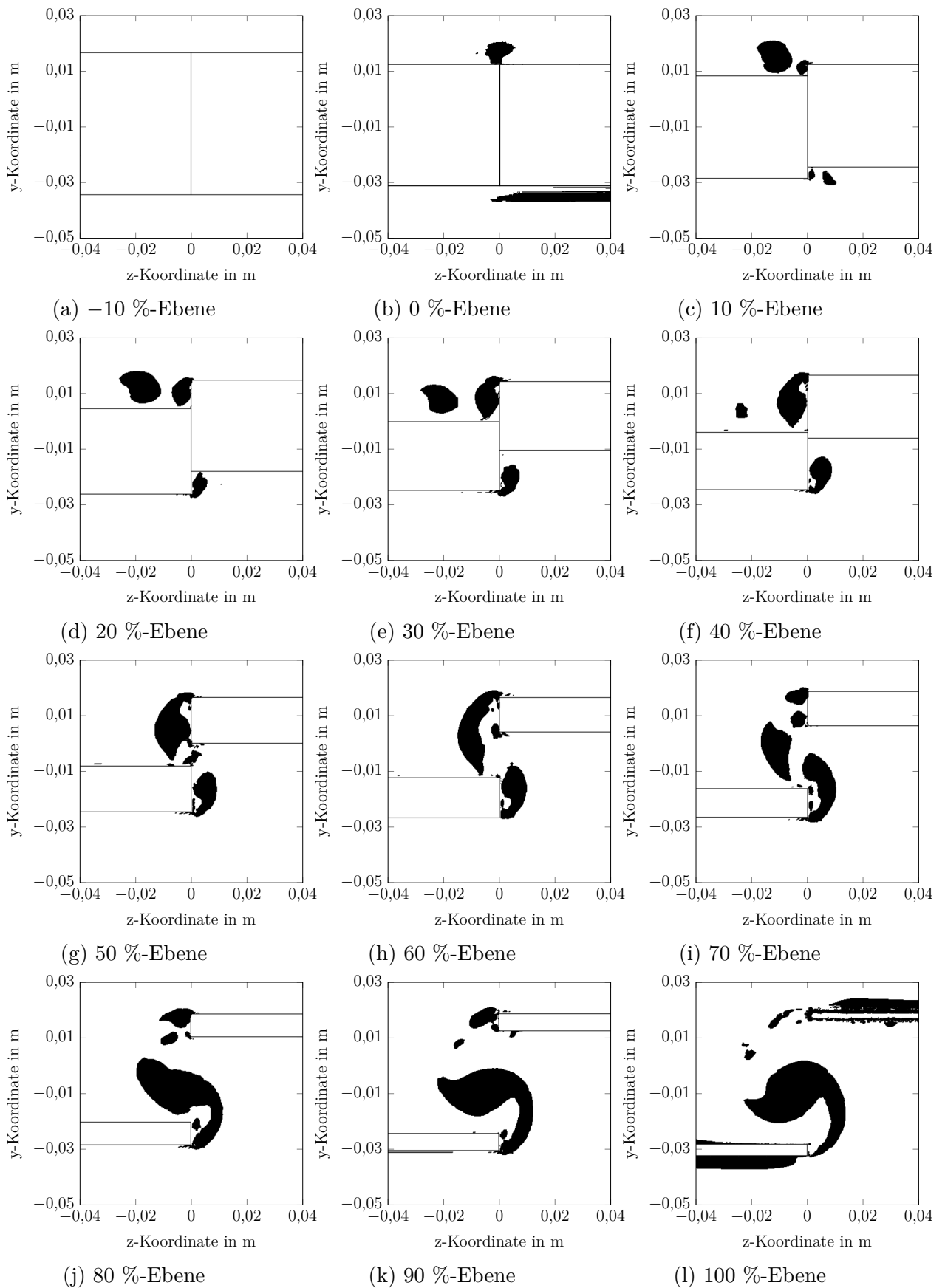


Abbildung B.18: Wirbelstrukturen in den Ebenen -10 % bis 100 %; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B.2.3 Verteilung der Wirbelstärke in den Ebenen

Ergänzend zur Darstellung der Wirbelstärke an der Seitenkante des Referenzbetriebspunktes (vgl. Abb. 6.13) ist in diesem Abschnitt die Wirbelstärke an der Seitenkante der weiteren Betriebspunkte dargestellt.

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

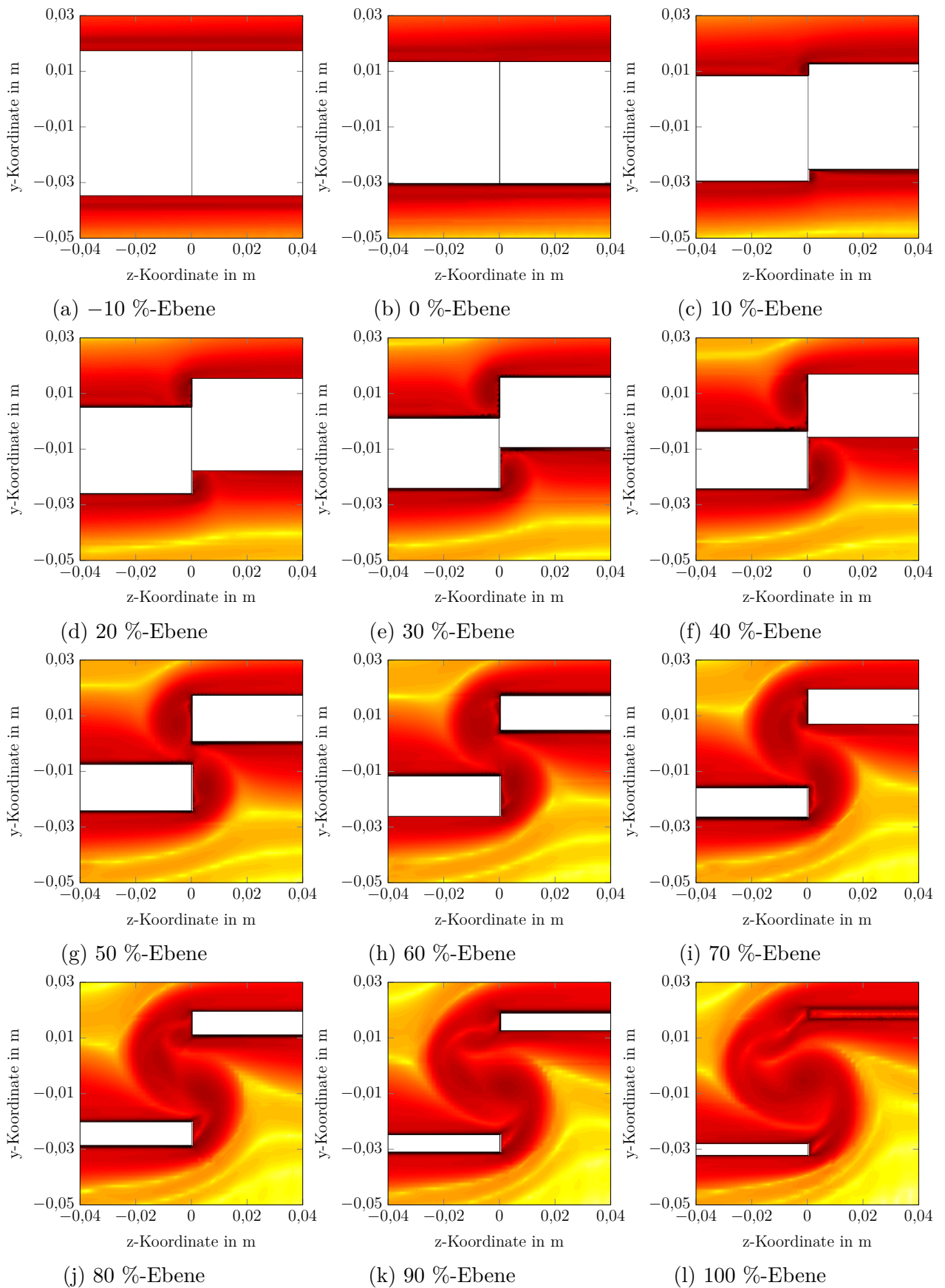


Abbildung B.19: Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

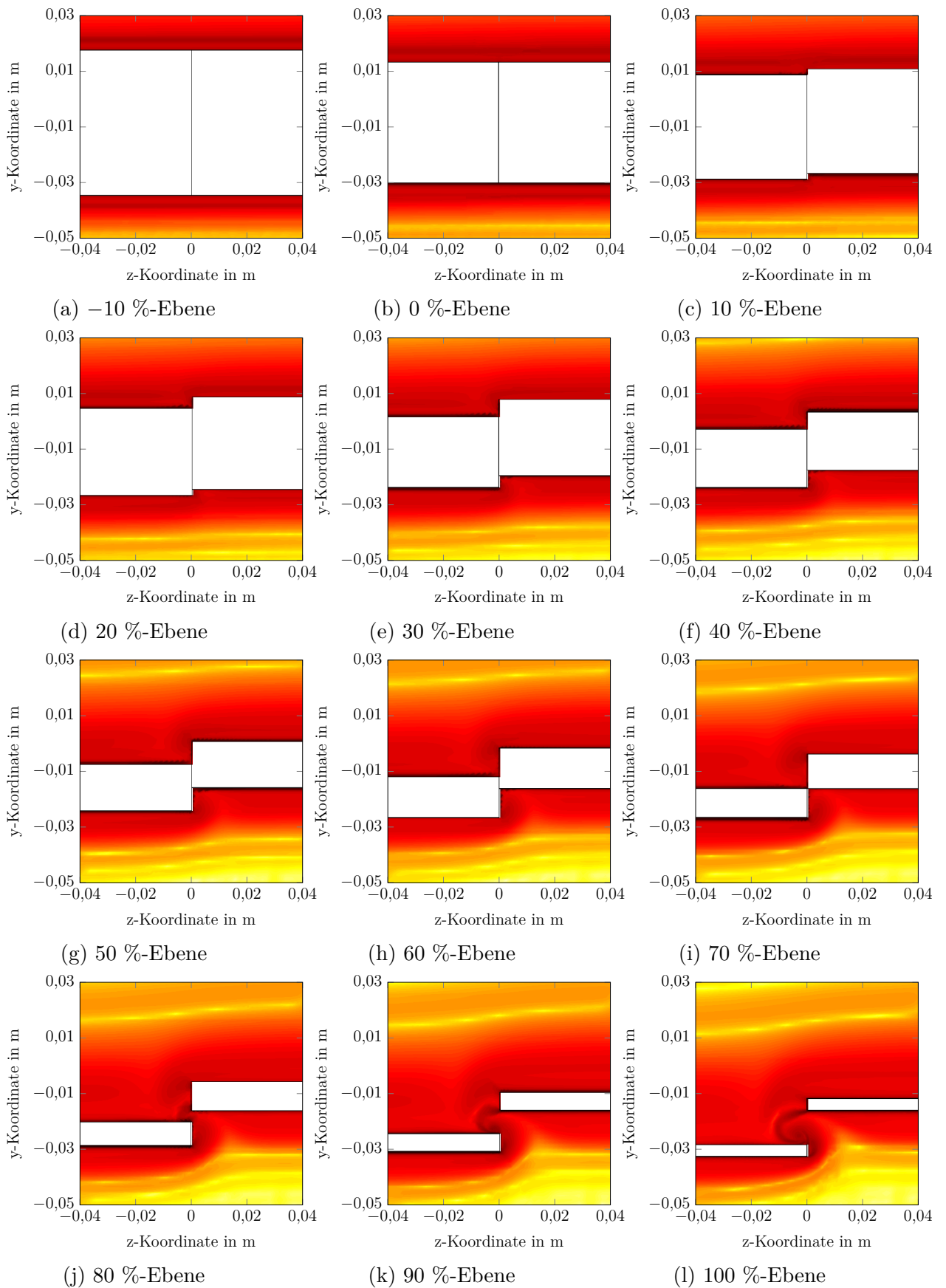


Abbildung B.20: Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstell- 177 winkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

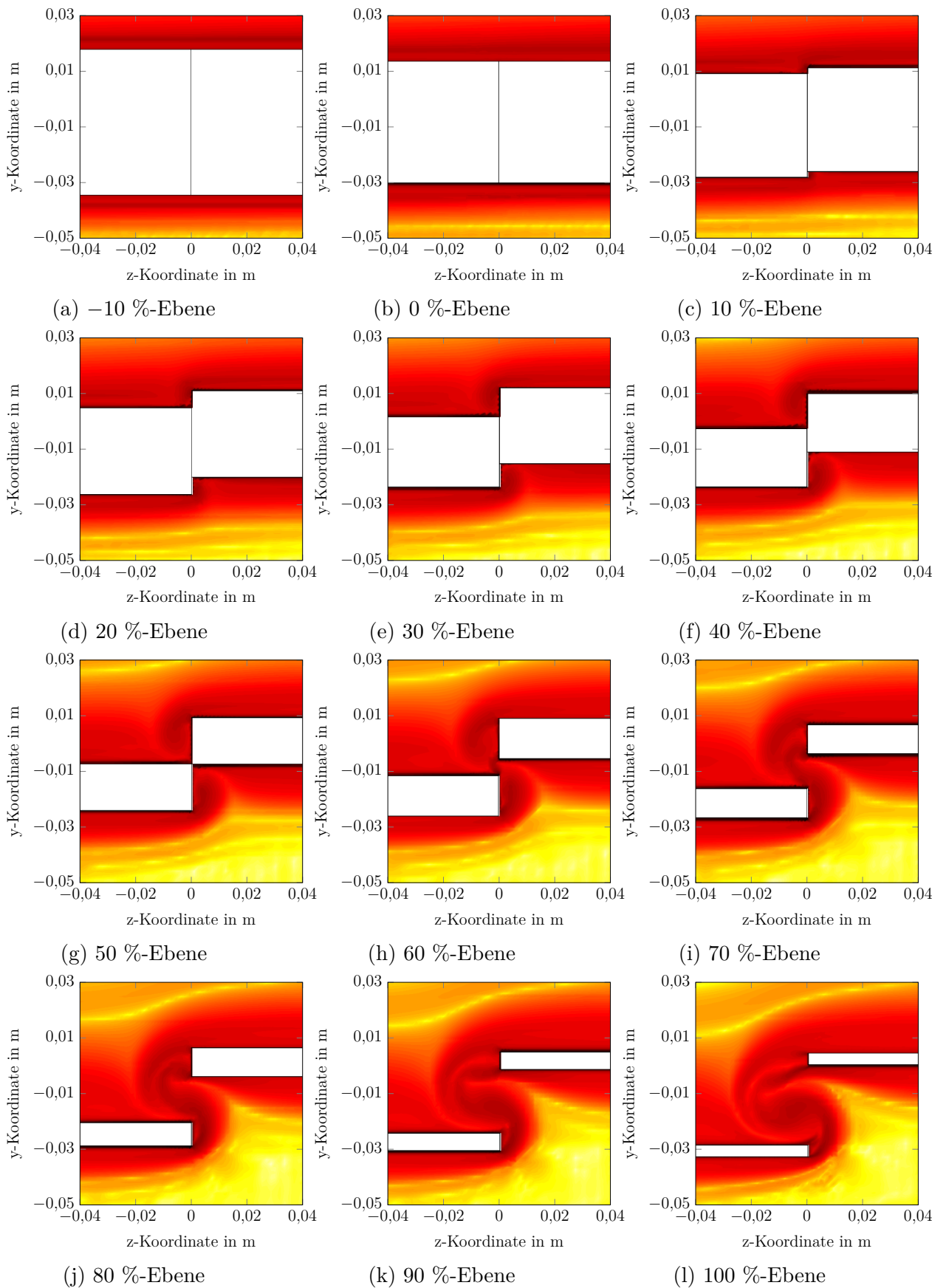


Abbildung B.21: Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

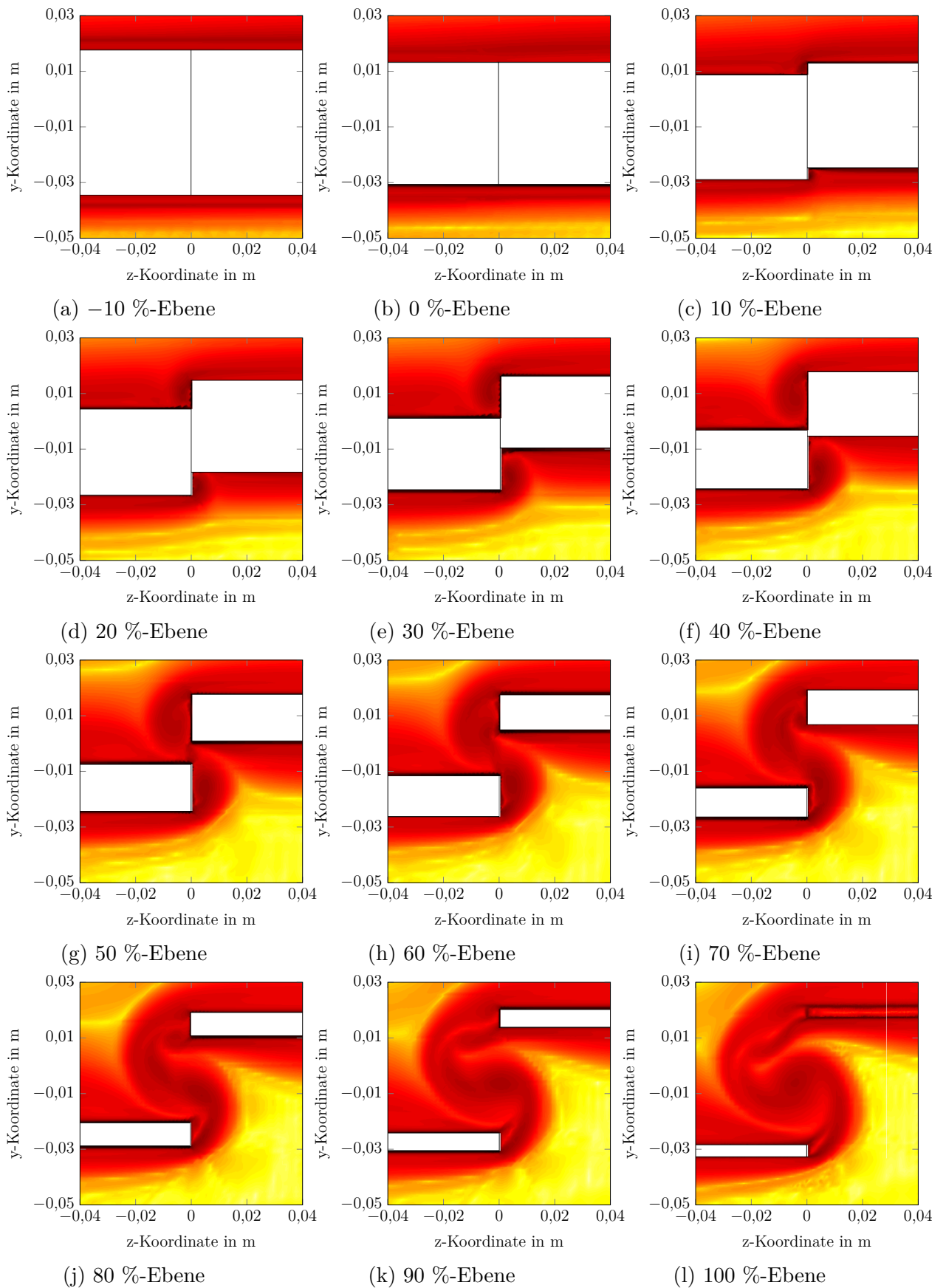


Abbildung B.22: Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstell- 179 winkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B Anhang - Stationäre Untersuchungen

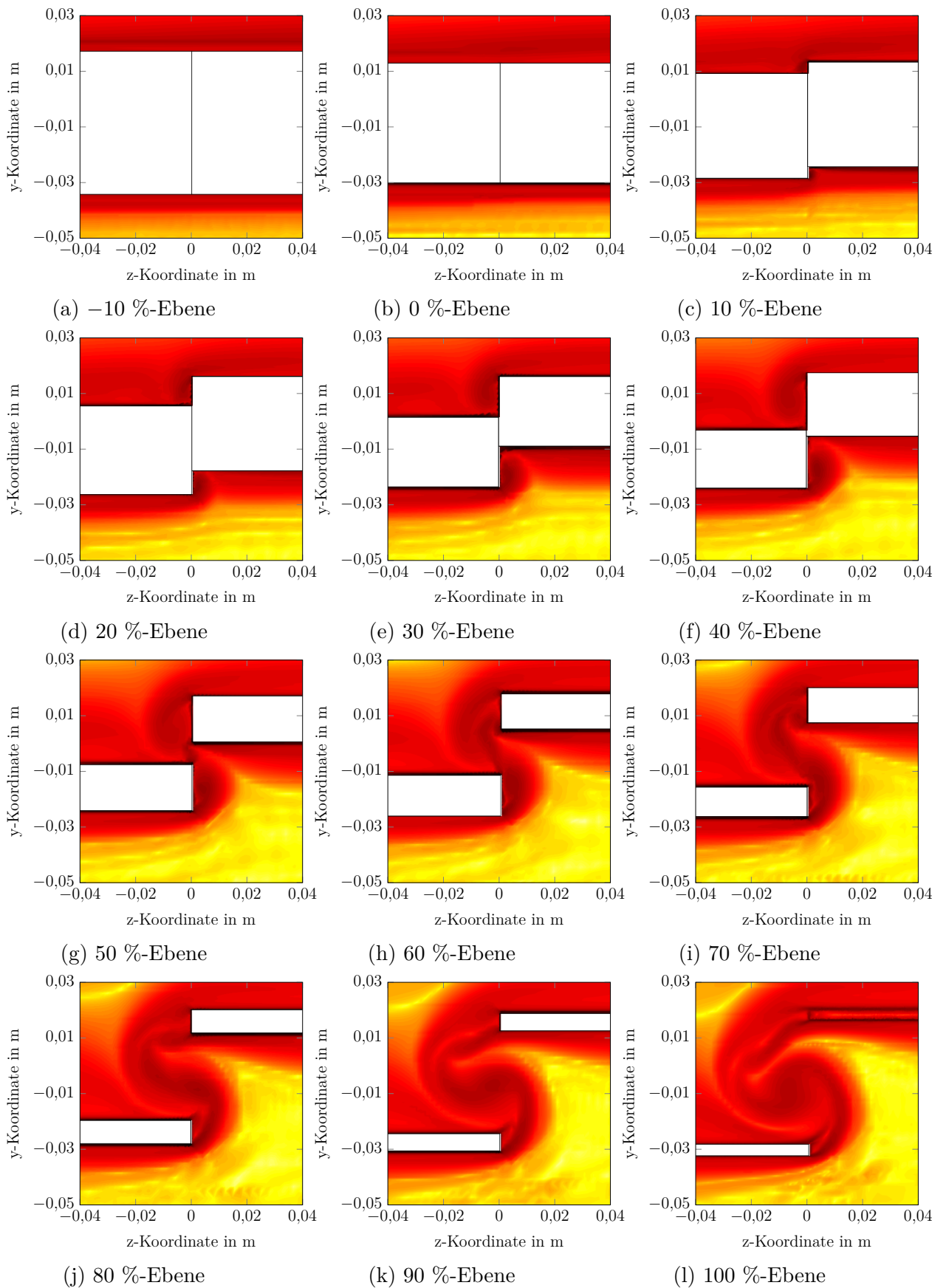


Abbildung B.23: Verteilung der Wirbelstärke ω in den Ebenen bei -10 % bis 100 % Sehnenlänge der Wölbklappe; Betriebspunkt Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B.2.4 Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe

Ergänzend zur Darstellung der Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante des Referenzbetriebspunktes (vgl. Abb. 6.19) ist in diesem Abschnitt die Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante der weiteren Betriebspunkte dargestellt.

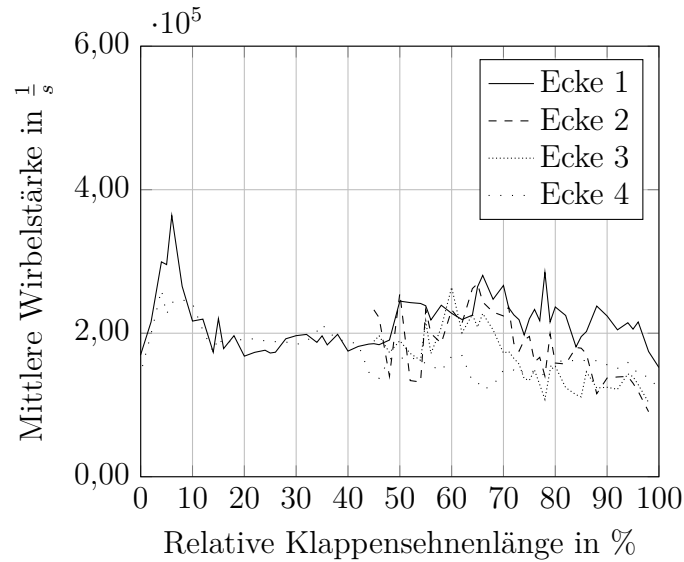


Abbildung B.24: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

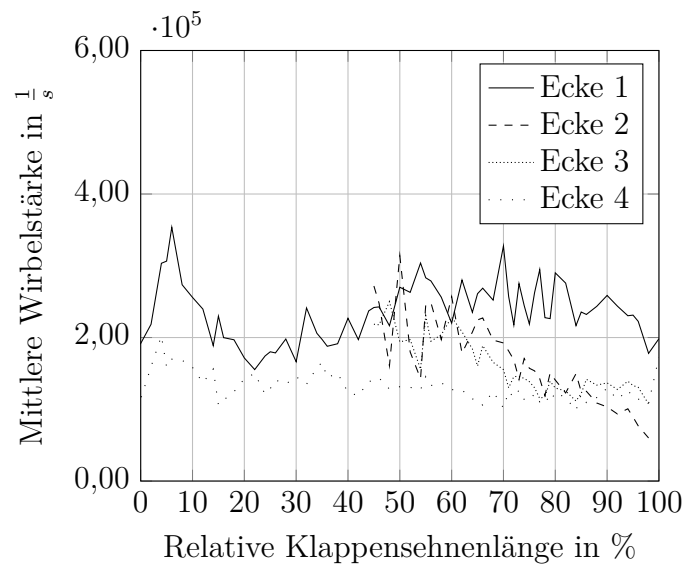


Abbildung B.25: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

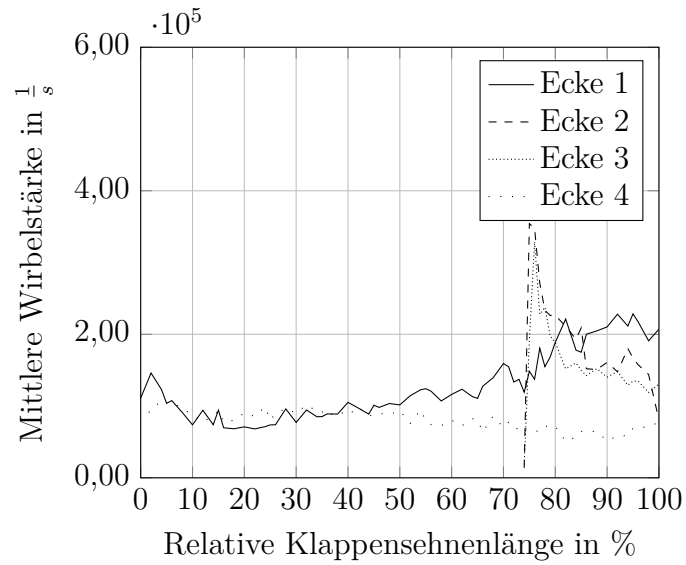


Abbildung B.26: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

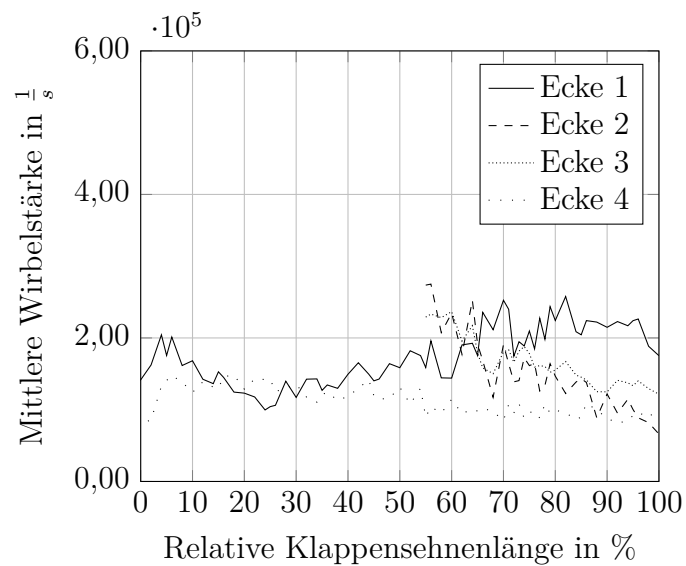
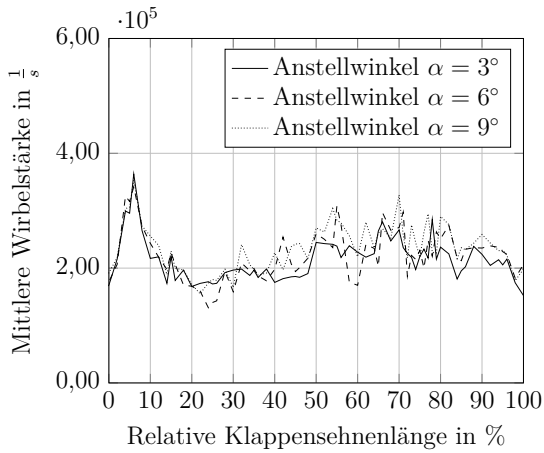


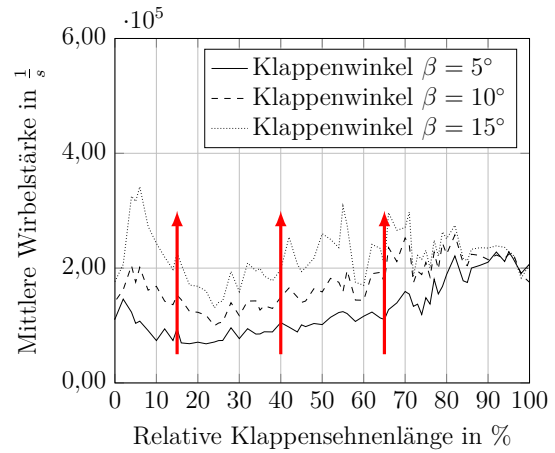
Abbildung B.27: Mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ der Kontrollflächen an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe (vgl. Abb. 6.18) für den Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

B.2.5 Sensitivität der Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante der Wölbklappe

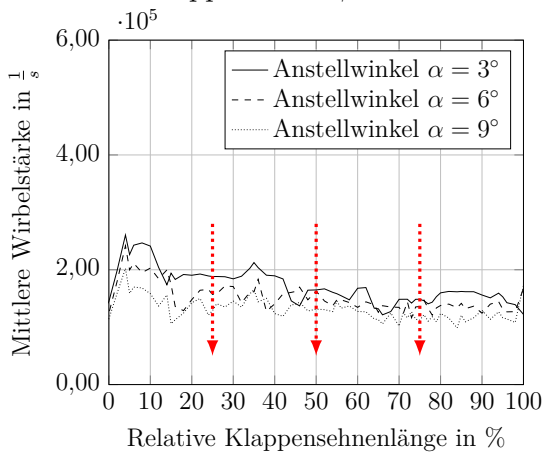
Die Sensitivität der Wirbelstärke an den Ecken der Seitenkante hinsichtlich der Variation des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β ist in diesem Abschnitt dargestellt.



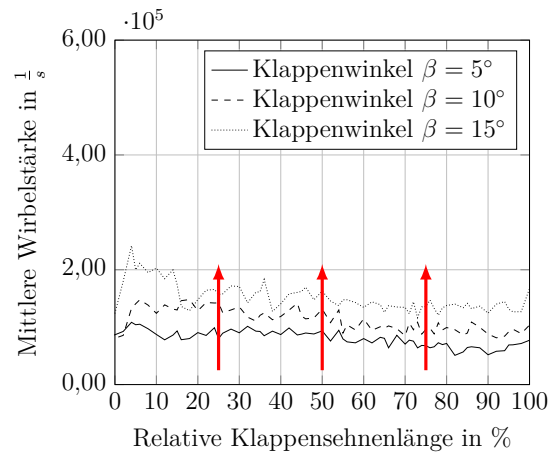
(a) Ecke 1, Variation Anstellwinkel α , Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(b) Ecke 1, Variation Klappenwinkel β , Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$

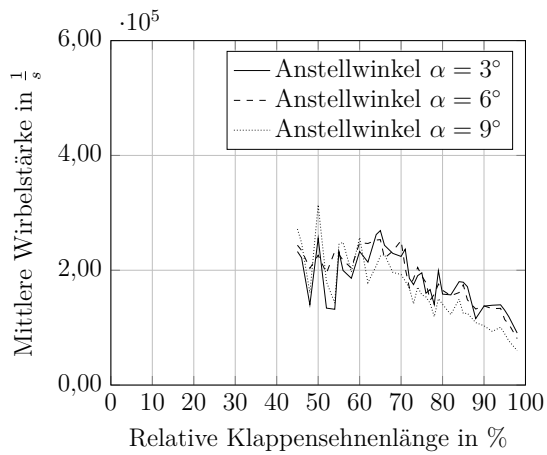


(c) Ecke 4, Variation Anstellwinkel α , Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

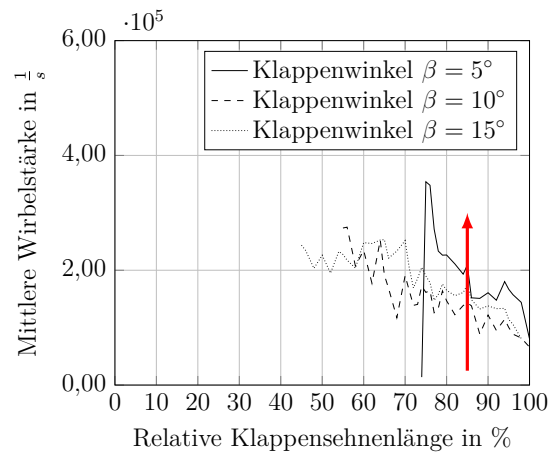


(d) Ecke 4, Variation Klappenwinkel β , Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$

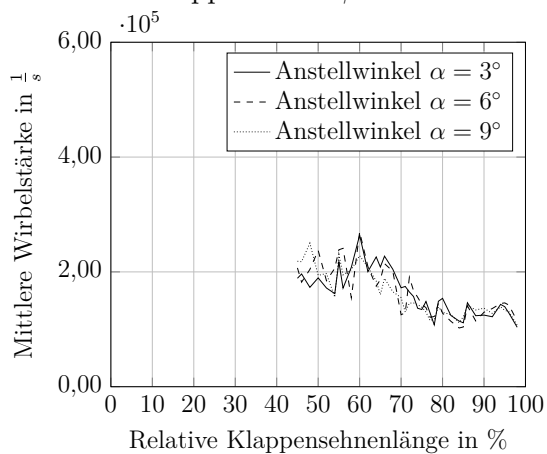
Abbildung B.28: Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ auf die Kontrollflächen der Ecken 1 und 4 der Seitenkante der Wölbklappe



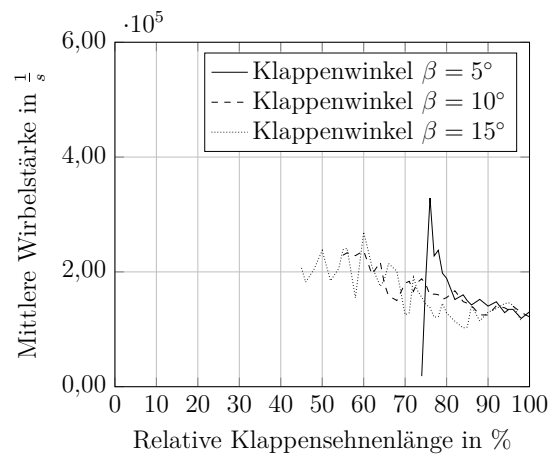
(a) Ecke 2, Variation Anstellwinkel α , Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(b) Ecke 2, Variation Klappenwinkel β , Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$



(c) Ecke 3, Variation Anstellwinkel α , Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(d) Ecke 3, Variation Klappenwinkel β , Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$

Abbildung B.29: Einfluss des Anstellwinkels α und des Klappenwinkels β auf die mittlere Wirbelstärke $\bar{\omega}$ auf die Kontrollflächen der Ecken 2 und 3 der Seitenkante der Wölbklappe

B.2.6 Strömungsablösung auf dem Profil

Die Strömungsablösung auf dem Profil ist aus den stationären, numerischen Daten abgeleitet. Dazu ist die Wandschubspannung

$$\tau = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{B.1})$$

mit der partiellen Ableitung des Geschwindigkeitsvektors u in Richtung der Wandnormalen auf der Profloberfläche bei $y = 0$ bestimmt. Ist die Wandschubspannung $\tau \leq 0$, ist dies ein Indiz dafür, dass die Strömung in diesem Bereich von der Oberfläche abgelöst ist. Im Folgenden ist die Wandschubspannung über die Sehnenlänge jeweils für die Druck- und für die Saugseite wie auch für den Profilbereich und den Klappenbereich dargestellt. Die Auswertung erfolgt für alle verwendeten Betriebspunkte.

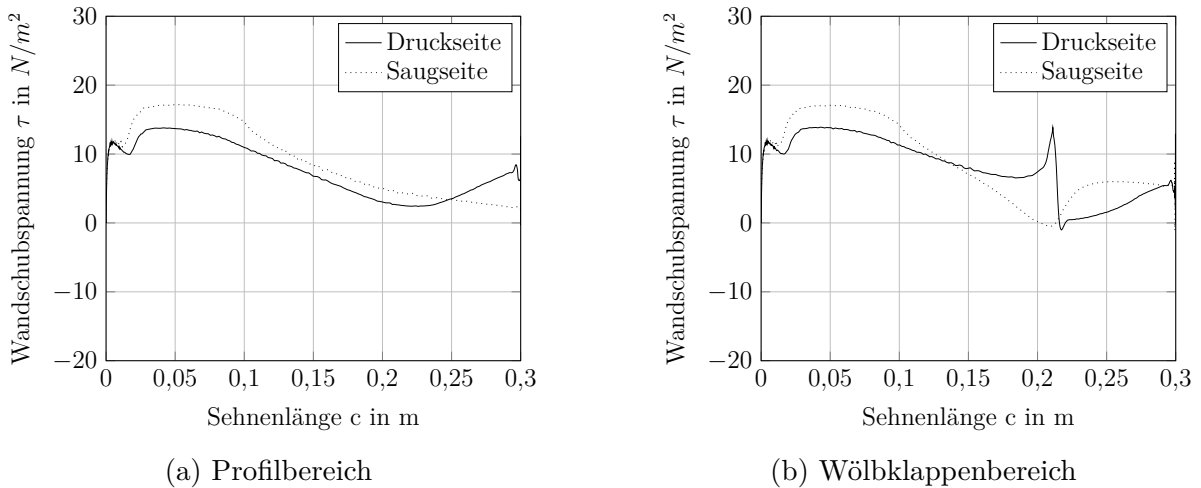
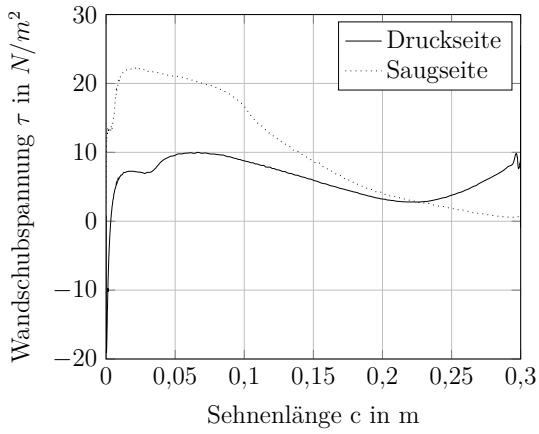
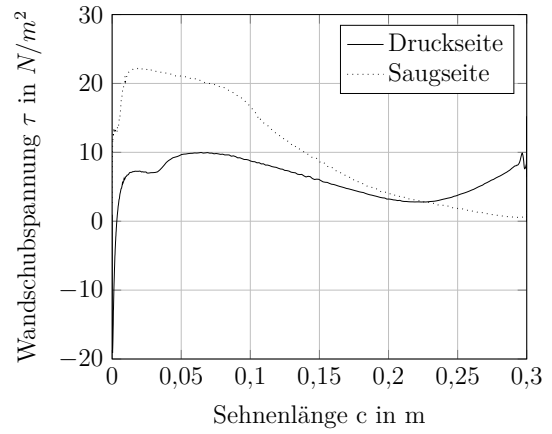


Abbildung B.30: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

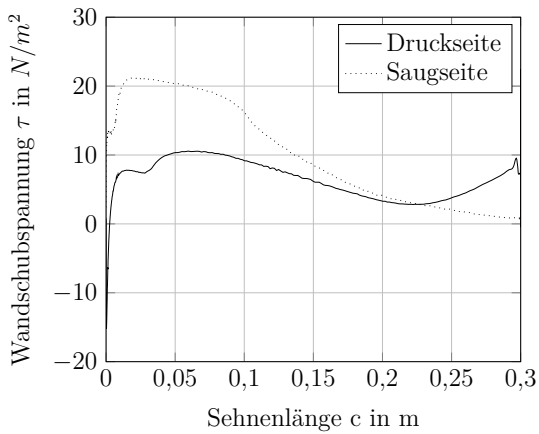


(a) Profilbereich

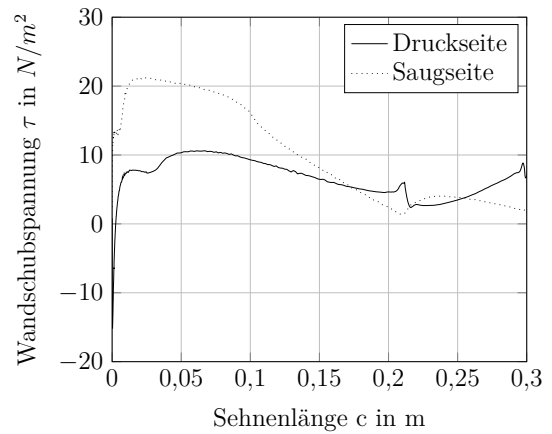


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.31: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$



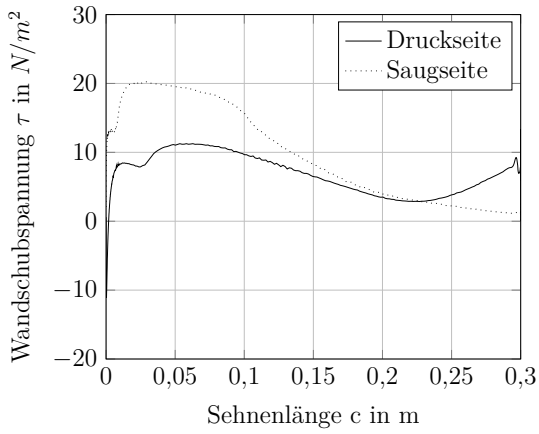
(a) Profilbereich



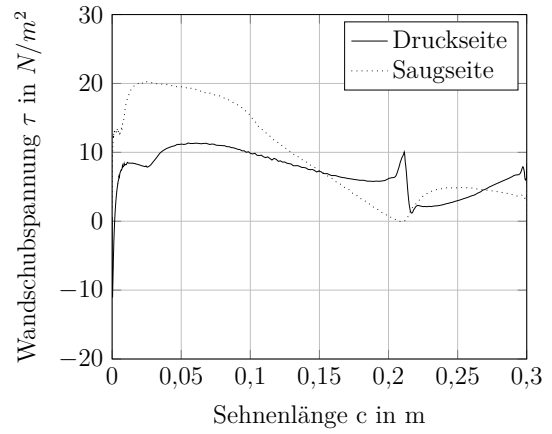
(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.32: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

B.2 Stationäre, aerodynamische Ergebnisse

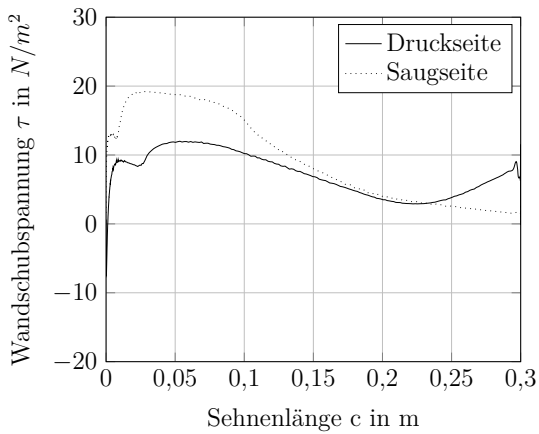


(a) Profilbereich

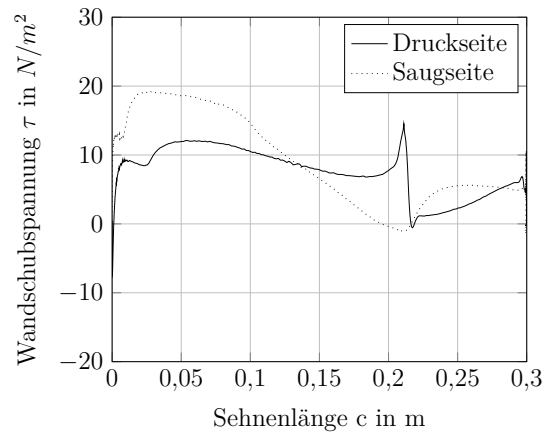


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.33: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

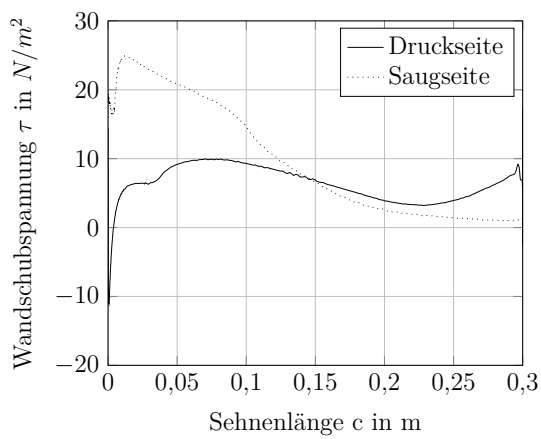


(a) Profilbereich

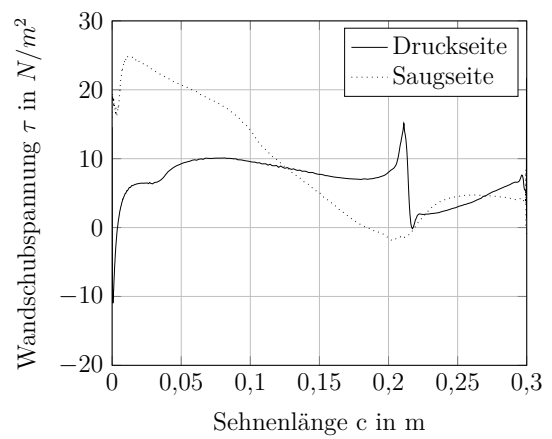


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.34: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(a) Profilbereich



(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.35: Strömungsablösung auf der Oberfläche, Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

B.2.7 Grenzschichtdicke

In den nachstehenden Abbildungen ist die Dicke der Strömungsgrenzschicht veranschaulicht. Die Darstellung erfolgt getrennt für die Druck- und Saugseite im Profilbereich und im Klappenbereich für alle verwendeten Betriebspunkte. Die Strömungsgrenzschicht ist aus der stationären, numerischen Strömungssimulation bestimmt. Dazu ist ausgehend von der Oberfläche des Flügelprofils der Abstand zwischen Oberfläche und dem Erreichen der Strömungsgeschwindigkeit, die 99 % der ungestörten Anströmung entspricht, bestimmt. Die Grenzschichtdicke ist jeweils einmal für das Profil und einmal für die Klappe bestimmt.

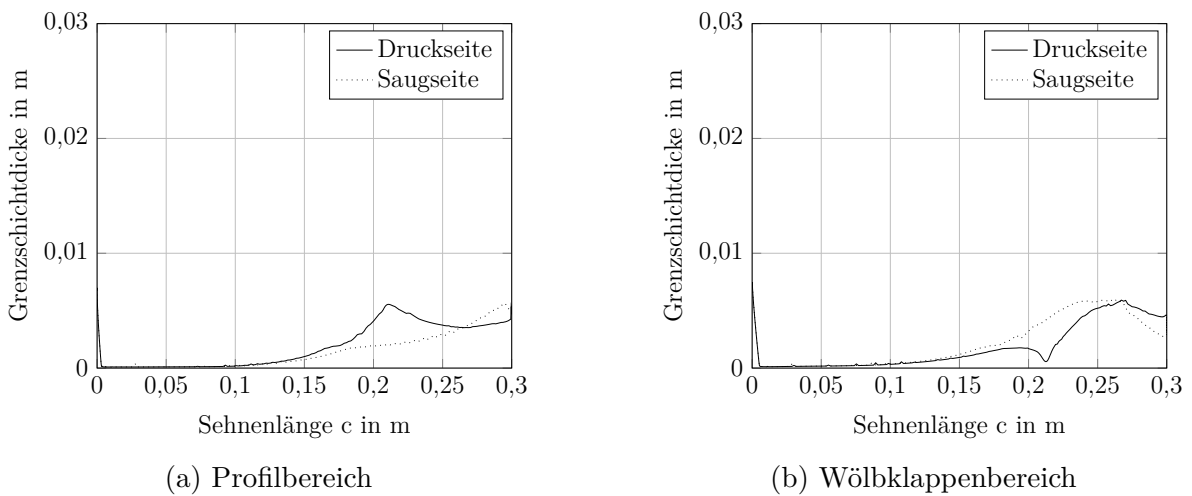


Abbildung B.36: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 3^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

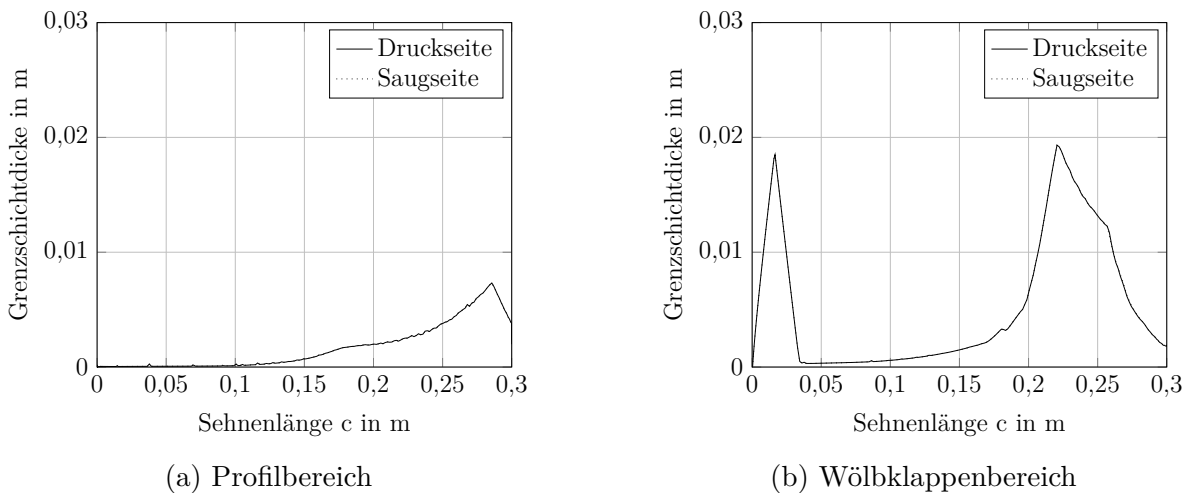
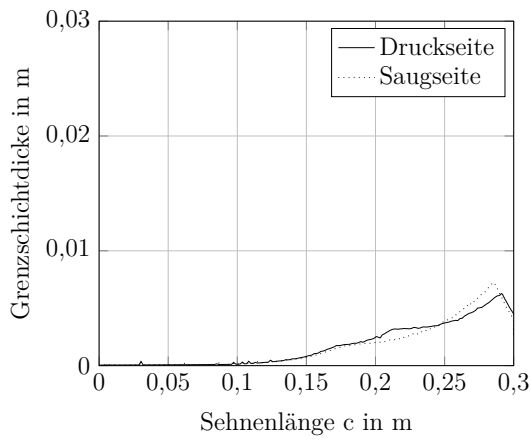
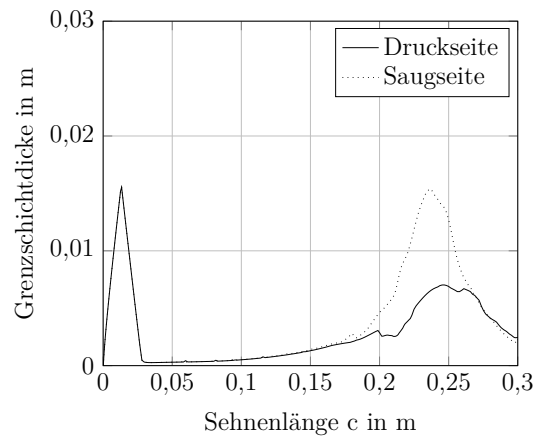


Abbildung B.37: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 0^\circ$

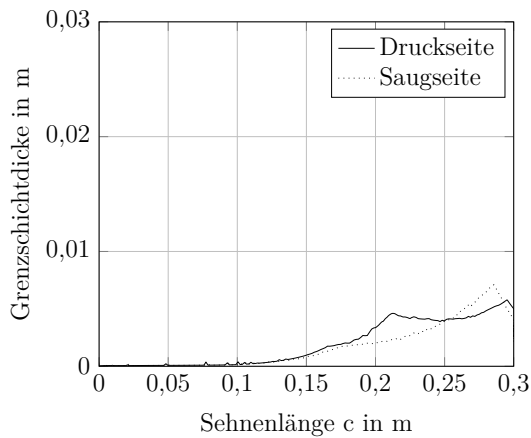


(a) Profilbereich

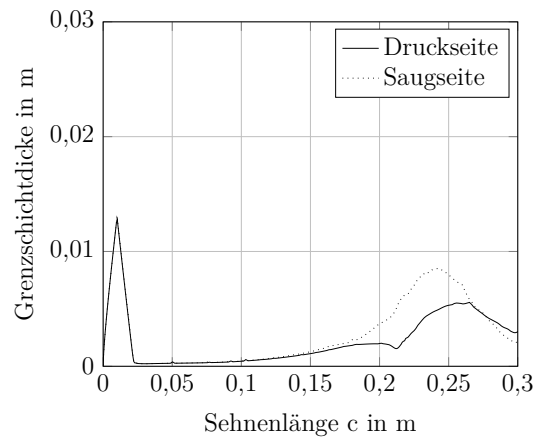


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.38: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 5^\circ$

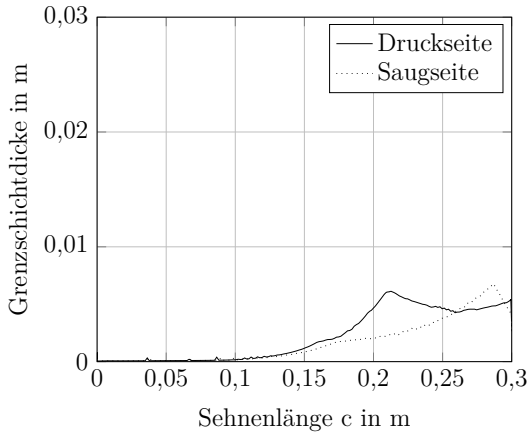


(a) Profilbereich

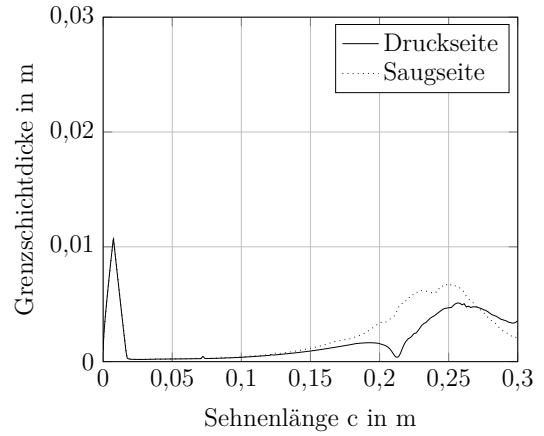


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.39: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 10^\circ$

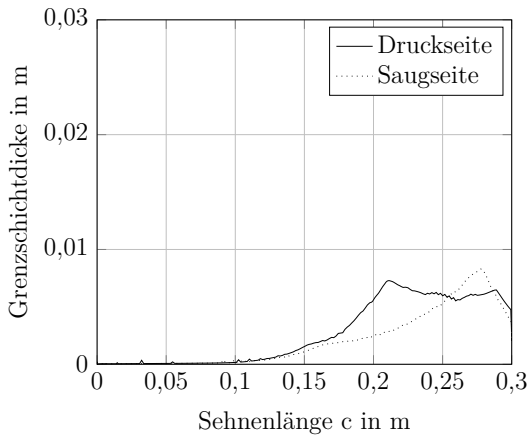


(a) Profilbereich

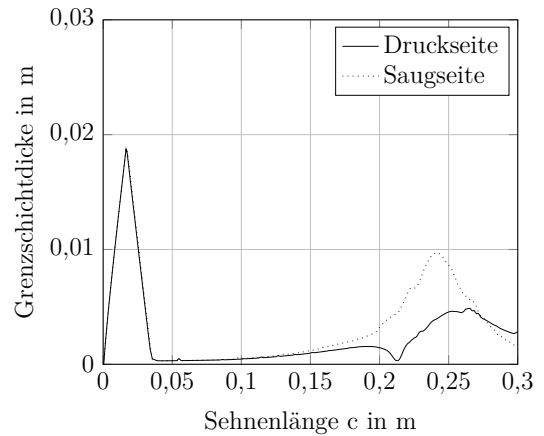


(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.40: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$



(a) Profilbereich



(b) Wölbklappenbereich

Abbildung B.41: Dicke der Strömungsgrenzschicht, Anstellwinkel $\alpha = 9^\circ$, Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$

C Anhang - Instationäre Untersuchungen

C.1 Konfiguration der instationären Strömungssimulationen

Für die instationäre Strömungssimulation wurden gleichbleibende Größen verwendet, wie sie auch bereits für die stationäre Strömungssimulation eingestellt waren. Die Konfiguration der stationären Strömungssimulation ist in Abschn. B.1.1 vorgestellt. Ergänzend sind in Tab. C.1 die spezifischen Einstellungen für die instationären Strömungssimulationen dokumentiert.

Tabelle C.1: Spezifische Einstellungen der instationären Strömungssimulation

Verwendete Methodik	Detached-Eddy-Simulation
Turbulenzmodell	SST-K- ω
Anzahl innere Iterationen	5

C.2 Zeitschrittstudie der instationären Strömungssimulation

Für die instationäre Strömungssimulation wird im Folgenden eine Zeitschrittstudie durchgeführt. Einschlägige Basisliteratur empfiehlt die Verwendung eines Zeitschrittes, der äquivalent zur CFL-Zahl 1 ist (s. z.B. Ferziger und Peric 2008). Im Folgenden wird diese Empfehlung an dem ausgewählten Netz im Rahmen einer Zeitschrittstudie überprüft. Dazu werden instationäre Strömungssimulationen mit vier verschiedenen Zeitschritten durchgeführt. Die vier verschiedenen Zeitschritte entsprechen vier verschiedenen CFL-Zahlen und sind in Tab. C.2 dargestellt.

Die instationären Strömungssimulationen werden durchgeführt, um die schall-induzierenden Vorgänge an der Wölbklappe zu identifizieren. Vergleichbare Arbeiten zu Fowler-Klappen weisen darauf hin, dass das Spektrum der Wirbelstärke ω nahe der Klappe mit dem akustischen Spektrum korreliert. Deshalb wird für die Zeitschrittstudie die Wirbelstärke ω im Seitenbereich der Wölbklappe für verschiedene CFL-Zahlen verglichen. Entlang einer Messpunktlinie spannweitig über die Seitenkante wird die Wirbelstärke ω in 20 Punkten extrahiert und als Zeitsignal gespeichert (s. Abb. C.1). Die Messpunktlinie

Tabelle C.2: Übersicht der verwendeten Zeitschritte und dazugehörige CFL-Zahlen für die Zeitschrittstudie

Zeitschritt Δt in s	CFL-Zahl
$5,62e^{-8}$	0,5
$1,12e^{-7}$	1,0
$2,81e^{-7}$	2,5
$5,62e^{-7}$	5,0

befindet sich dabei 2 cm vor der Hinterkante des Flügelprofils und ist im Spalt orientiert, sodass der Gesamtwirbel geschnitten wird. In jedem Punkt entlang der Messpunktlinie wird je Zeitschritt die Wirbelstärke ω entnommen und aufsummiert, um ein skalares Zeitsignal zu erhalten.

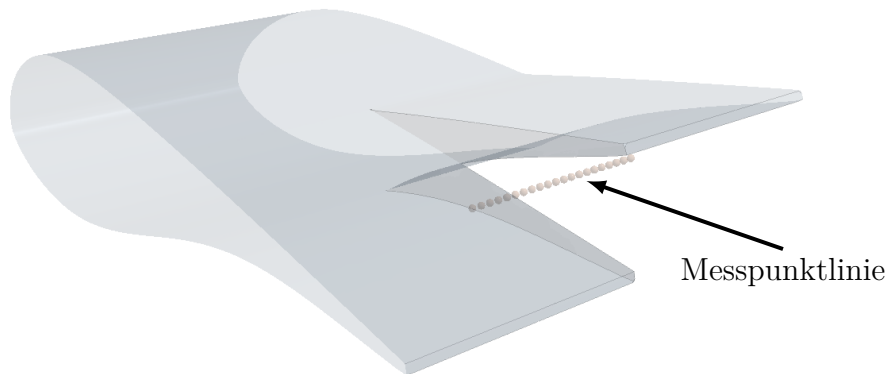


Abbildung C.1: Messpunkte im Spalt der Seitenkante zur Aufnahme der Wirbelstärke ω

Das aufgezeichnete Zeitsignal ist in Abb. C.2 dargestellt. Erkennbar ist, dass das instationäre System zuerst einschwingen muss. Ab ca. 0,5 s ist eine Schwingung erkennbar. Dabei sind bereits im Zeitsignal Differenzen in der Amplitude zwischen den Werten der Wirbelstärke ω erkennbar. Die Unterschiede sind auf die verschiedenen verwendeten Zeitschritte zurückzuführen.

Zur weiteren Analyse wird im Folgenden das Zeitsignal in das Frequenzspektrum überführt. Dabei wird das Signal erst ab der Zeit 0,5 s verwendet, da das System vor dieser Zeit noch nicht eingeschwungen ist.

In Abb. C.3 sind die aufgezeichneten Zeitsignale der Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte im Frequenzbereich dargestellt. Dabei ist in Abb. C.2 das Spektrum aller vier Zeitschritte (CFL 5,0, CFL 2,5, CFL 1,0, CFL 0,5) gezeigt und in Abb. C.3b die Differenz der Amplituden der Zeitschritte CFL 5,0, CFL 2,5 und CFL 0,5 zur Ziel CFL-Zahl 1,0 abgetragen. Erkennbar ist, dass mit den Zeitschritten zur CFL-Zahl 5,0 und 2,5 das Spektrum nicht vollständig abgebildet werden kann. Insbesondere im Bereich um 4 kHz ergibt sich eine Differenz zur Ziel CFL-Zahl 1,0. Im Gegensatz dazu ist die Differenz

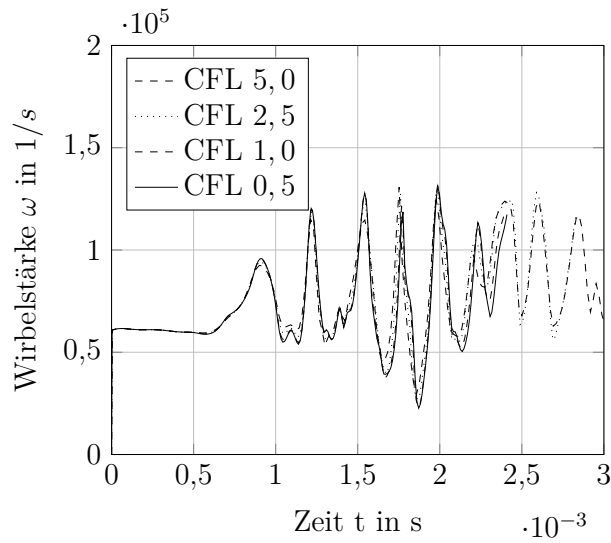
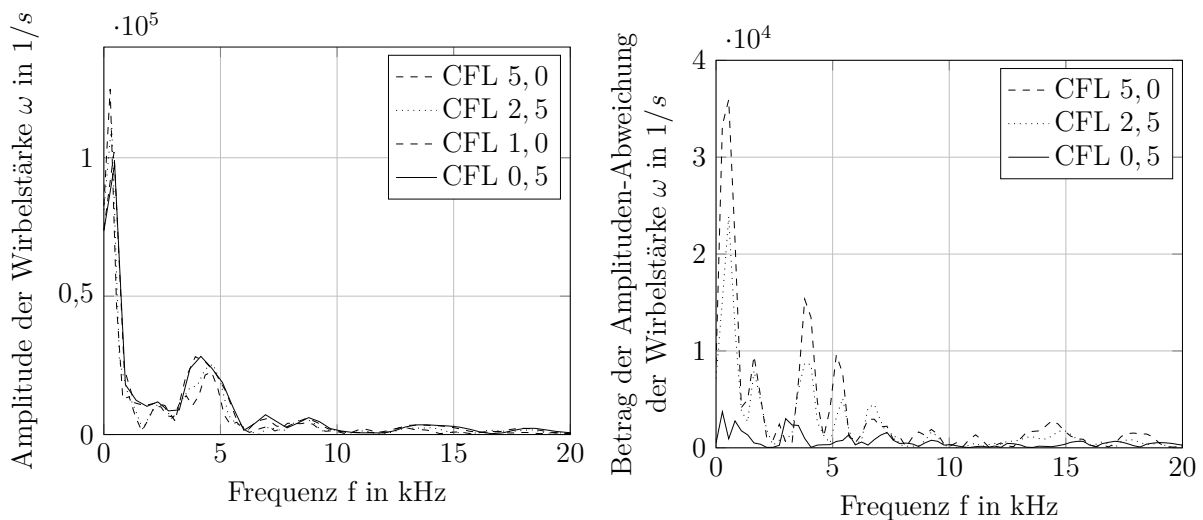


Abbildung C.2: Zeitsignal der Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte der Zeitschrittstudie



(a) Frequenzspektrum der Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte (b) Abweichungen zum Zeitschritt CFL 1 in der Amplitude über der Frequenz

Abbildung C.3: Frequenzspektrum: Wirbelstärke ω für verschiedene Zeitschritte

zwischen den CFL-Zahlen 0,5 und 1,0 vernachlässigbar klein. Der Peak im Spektrum im Bereich 4 kHz wird auch mit der CFL-Zahl 0,5 abgebildet. Die Verwendung der CFL-Zahl 0,5 hat gegenüber der CFL-Zahl 1,0 nur den Vorteil, dass eine höhere max. Frequenz aufgelöst werden kann. Die Analyse der akustischen Daten zeigt allerdings, dass relevante akustische Ereignisse im Bereich < 20 kHz auftreten. Daher wird im Folgenden die CFL-Zahl 1,0 verwendet.

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name Carl Robert Brand
Geburtsdatum 2. Februar 1987
Geburtsort Bielefeld

Schulbildung

1997 - 2003 Realschule Senne, Bielefeld
Abschluss: Fachoberschulreife
2003 - 2006 Gymnasium am Waldhof, Bielefeld
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Freiwilliges Soziales Jahr

2006 - 2007 Fahrer im Blut- und Organtransport,
Arbeiter-Samariter-Bund Regionalverband OWL e.V.

Studium

2007 - 2011 Leibniz Universität Hannover
Abschluss: Wirtschaftsingenieur B.Sc.
2011 - 2013 Leibniz Universität Hannover
Abschluss: Wirtschaftsingenieur M.Sc.
2011 - 2012 Chalmers tekniska högskola, Göteborg
Auslandssemester, Schweden
seit 2013 Leibniz Universität Hannover
Promotionsstudium Maschinenbau

Berufstätigkeit

2013 - 2016 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und
Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover

Hannover, im Dezember 2017