Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences











Master Thesis

Simulation und Experimentaltechnik

<u>Thema:</u>

Mikrofonarraygestützte

Untersuchungen an Tragflügel-

Profilen mit Leading Edge Serrations

Pasquale Czeckay

MN: 571903

Düsseldorf Februar 2018

Betreuender Professor (Erster Prüfer)

Prof. Dr.-Ing. Frank Kameier Institute of Sound and Vibration Engineering Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Raum 05.E.061, Münsterstraße 156 D-40476 Düsseldorf frank.kameier@hs-duesseldorf.de

Zweiter Prüfer

M.Sc. Till Biedermann Institute of Sound and Vibration Engineering Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Raum 05.E.057, Münsterstr. 156 D-40476 Düsseldorf till.biedermann@hs-duesseldorf.de



Aufgabenstellung

Titel:

Mikrofonarraygestützte Analyse von Tragflügelprofilen mit Leading Edge Serrations

Vorausgegangene Studien zeigen, dass Tragflügelprofile mit gezahnten Vorderkanten (Leading Edge Serrations) sowohl aerodynamisch als auch aeroakustisch von Vorteil sein können. Sowohl die auftretende Schallreduktion als auch der aerodynamische Einfluss wurden bereits mittels numerischen und experimentellen Methoden untersucht und quantifiziert. Dies beinhaltet tonale Effekte der Hinterkante als auch breitbandige Emissionen der Profilvorderkante.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen unter Verwendung eines 2-D Mikrofonarrays die in vorausgegangenen Studien gewonnenen Erkenntnisse validiert und erweitert werden. Zudem sollen Schallentstehungs- und -reduktionsmechanismen an der gezahnten Vorderkante eines NACA65(12)-10 Profils qualitativ und quantitativ identifiziert werden. Um ein breites Verständnis für die Performance der Serrations in Abhängigkeit der aerodynamischen Zuströmbedingungen zu erlangen, wird die Reynoldszahl, der Turbulenzgrad sowie der Profilanstellwinkel in einem weiten Bereich variiert. Zudem wird die Serrationgeometrie in Form von Wellenlänge und Amplitude detailliert untersucht. Hierzu sollen zeitgleich zu den akustischen Arraymessungen aerodynamische Kenndaten aufgenommen werden, welche der Validierung und Vergleichbarkeit mit vorausgegangen Studien dienen. Die aeroakustischen Daten sollen zur Generierung von Soundmaps in zwei und drei Dimensionen verwendet werden, um Schallentstehungsmechanismen zu visualisieren und Quellen zu identifizieren. Ferner soll die Schallabstrahlung am Tragflügelprofil ohne den Einfluss fremder Quellen, wie Turbulenzgitter oder Scherschichtinteraktion, anhand von Frequenzspektren analysiert werden. Notwendige Bearbeitungsschritte sind das intensive Einarbeiten in die Literatur, das Erarbeiten eines Messplans zur Analyse der gewünschten Parameter und die Durchführung der Messungen. Abschließend sollen die Ergebnisse ausgewertet und mit vorangegangenen numerischen und experimentellen Untersuchungen abgeglichen werden.

Unterschrift Erstprüfer: _____

Unterschrift Zweitprüfer: _____



Kurzfassung

Tragflügelprofile mit Leading Edge Serrations (gezackten Vorderkanten) sind derzeit im Fokus einer Vielzahl von Forschungsarbeiten. Sie bieten positive Eigenschaften in Bezug auf die Aeroakustik, insbesondere bei hochturbulenten Zuströmbedingungen. Aerodynamisch sorgen sie zwar für eine Reduktion des maximalen Auftriebs, haben jedoch gleichermaßen eine Verzögerung des totalen Strömungsabrisses zur Folge und verbessern die Leistungsfähigkeit im Falle hoher Anstellwinkel. Die vorliegende Arbeit zielt auf eine Quantifizierung der aeroakustischen Quellstärken durch verschiedene von Turbulenzgittern erzeugte Zuströmbedingungen ab und soll die Effekte der Schallabstrahlung sinusförmiger Leading Edge Serrations beschreiben. Zu diesem Zweck wurde ein asymmetrisches Tragflügelprofil NACA65(12)-10 in einem aeroakustischen Windkanal unter Variation fünf unterschiedlicher Einflussgrößen analysiert. Diese die Akustik beeinflussenden Größen waren der Turbulenzgrad der Zuströmung, die auf die Sehnenlänge des Profils bezogene Reynolds-Zahl unter Variation der Strömungsgeschwindigkeit, die Amplitude und Wellenlänge der Serrations sowie der Anstellwinkel. Die aeroakustische Vermessung wurde unter Verwendung eines Mikrofonarrays und Algorithmen einer akustischen Kamera durchgeführt, wobei gleichzeitig die aerodynamischen Werte Auftrieb und Widerstand festgehalten wurden. Bei der Auswertung können durch die Integration der erhaltenen akustischen Charakteristik über einen ausgewählten Bereich an der Vorderkante des Profils ungewollte Einflüsse wie Geräusche der Windkanaldüse, des Turbulenzgitters oder der Profilhinterkante ausgeschlossen werden. Dies erlaubt neue tiefgehende Einblicke in die spektrale Verteilung des Mechanismus der Schallreduktion aufgrund von Leading Edge Serrations. Die resultierenden zwei- und dreidimensionalen Geräuschkartierungen lokalisieren die Geräuschquellen an der Vorderkante des Tragflügels und spektrale Analysen zeigen eine breitbandige Schallreduktion durch ausgewählte Serrationparameter, die lokal bis zu 12 dB betragen kann. Vorläufige qualitative Ergebnisse ergaben ein großes Potential der Schallreduktion sowohl an der Vorder- als auch an der Hinterkante des modifizierten Profils. Weiterführende Messungen mit unterschiedlichen Serrationparametern zeigen die höchste Reduktionseffizienz bei der Verwendung großer Amplituden und kleiner Wellenlängen, was jedoch einen negativen Effekt auf die aerodynamischen Werte zur Folge hat. Allerdings können signifikante Geräuschminderungen mit gleichzeitig guter Aerodynamik bei mittleren Stufen der Serrationparameter gefunden werden. Genauere Untersuchungen belegen, dass die verbleibenden Geräuschquellen in der Wurzel der sinusförmigen Serrations aufzufinden sind, was mit verschiedenen numerischen Studien aus der Literatur übereinstimmt. Der Einfluss der Reynolds-Zahl lässt eine Korrelation zwischen Schallreduktionspotential und dem prognostizierten Frequenzbereich des abgestrahlten Schalls an der Vorderkante erkennen. Quantitative Ergebnisse zeigen große Abhängigkeiten der Geräuschminderung vom Turbulenzgrad der Zuströmung, wobei ein hoher Turbulenzgrad eine positive Wirkung auf die Schallreduktion hat. Zudem wird ein Zusammenhang zwischen der Schallreduktion und der Gesamtlautstärke der verwendeten Turbulenzgitter festgestellt. Durch quantitative Analysen wurde eine große Empfindlichkeit des Anstellwinkels auf das Reduktionspotential durch die Verwendung von Leading Edge Serrations erkannt.



Abstract

Aerofoils modified with leading edge serrations have been in focus of several recently published studies. Especially under inflow conditions with high turbulence, serrations have proofed to be of positive effect in terms of aeroacoustics. Aerodynamically, serrations are known to reduce the total lift but lead to a delay of the stall angle as well as to increase the post-stall performance. The presented study focusses on quantifying the aeroacoustic source strengths of different grid-generated turbulent inflow conditions and aims at describing the effect of sinusoidal serrations on the noise radiation. For this purpose, a cambered NACA65(12)-10 aerofoil was analysed in an aeroacoustic wind tunnel where five parameters were varied. Namely the influencing variables are the incoming turbulence intensity by use of three different turbulence grids, the chord-based Reynolds number by varying the flow speed, the serration amplitude and wavelength as well as the angle of attack. The aeroacoustic measurements were performed using of the microphone array beamforming technique while simultaneously monitoring the aerodynamic performance in terms of lift and drag. The integration of the obtained acoustic signature over a chosen sector at the leading edge excludes unwanted noise sources such as noise from the nozzle, the turbulence grid or from the aerofoil trailing edge and allows deep spectral insights in the reduction mechanisms of serrated leading edges. The resulting two and three-dimensional sound maps indicate the noise sources to be at the aerofoil leading edge where spectral analysis shows significant broadband noise reduction due to certain serration parameters, leading to local differences of up to 12 dB. Preliminary results of rather qualitative nature show a high reduction potential of noise emitted by both, leading and trailing edge of the serrated aerofoil. Investigations in the effect of varying serration parameters show highest efficiencies in terms of noise reduction in case of high amplitudes and small wavelengths while grading down aerodynamic coefficients. However, an improved aerodynamic characteristic with significant noise reduction was found at intermediate levels of the serration parameters. Remaining major noise sources turn out to be located at the root of the sinusoidal serrations, what agrees with different numerical studies. The influence of the Reynolds number gives a correlation between level of reduction potential and predicted frequency range of leading edge generated noise. Quantitative results display a high dependency on the level of turbulence, where high incoming turbulence leads to better performances in terms of noise reduction. However, different absolute noise levels of turbulence generating grids might also affect the noise reduction potential. Finally, a high sensitivity of the noise reduction capability towards the angle of attack could be observed, quantified and analysed.

Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Faculty of Mechanical and Process Engineering

AUF	AUFGABENSTELLUNGI		
KUR	ZFASSUNGII		
ABS	ГКАСТ III		
SYM	BOLVERZEICHNIS LATEINVII		
SYM	BOLVERZEICHNIS GRIECHISCHIX		
ABK	ÜRZUNGSVERZEICHNIS IX		
1	EINLEITUNG – MOTIVATION1		
2 2.1	THEORETISCHE GRUNDLAGEN		
2.1.1	Reynolds-Zahl 4		
2.1.2	Strouhal-Zahl		
2.1.3	Bernoulli'sche Gleichung5		
2.2	Tragflügelprofile und Auftrieb		
2.2.1	Bezeichnungen und Beiwerte von Tragflügeln		
2.2.2	Tragflügelprofil-Auswahl		
2.2.3	Auswertung von Messwerten 12		
2.2.4	Turbulenzgitter und Turbulenzgrad15		
2.3	Akustische Grundlagen16		
2.3.1	Fluidschall		
2.3.2	Aeropulsive Geräusche		
2.3.3	Geräusche durch Wirbelbildung 21		
2.3.4	Geräusche durch Freistrahlen 22		
2.3.5	Geräusche in turbulenten Grenzschichten		
2.3.6	Strömungsinduzierte Geräusche durch Auftriebskörper		
2.3.6	1 Hydrodynamische Charakteristiken 25		
2.3.6	2 Akustische Einschränkungen		
2.4	Akustische Kamera/Beamforming27		
2.4.1	Funktionsprinzip27		
2.4.2	Delay and Sum Beamforming31		
2.4.3	CLEAN-SC Entfaltungsalgorithmus		
2.4.4	Korrektur der Schallwellenablenkung an der Scherschicht		
3	EXPERIMENTELLER AUFBAU DER MESSKAMPAGNE		
3.1	Zuströmturbulenz		
3.2	Aeroakustischer Aufbau, Datenverarbeitung & Analyse		

Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences

Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Faculty of Mechanical and Process Engineering



3.3	Aerodynamisches Setup	39	
3.3.1	Winkelkorrektur für Freistrahlen 40		
3.4	Messkampagne	41	
3.5	Planung der Auswertung	42	
4	AUSWERTUNG DER ZUSTROMBEDINGUNGEN IM WINDKANAL/FREIST	KAHL44	
5	AUSWERTUNG DER AERODYNAMIK		
6	AUSWERTUNG DER AKUSTIK		
6.1	3D-Soundmaps	55	
6.2	Voruntersuchungen	56	
6.2.1	Vergleich zwischen Delay∑ und CLEAN-SC		
6.2.2	Korrektur für die Scherschicht des Freistrahls		
6.2.3	Pre-Check Turbulenzgitter	59	
6.3	2D-Soundmaps	65	
6.3.1	Parametervariation von Amplitude und Wellenlänge	65	
6.3.2	Parametervariation der Reynolds-Zahl	68	
6.3.3	Parametervariation des Turbulenzgrades		
6.3.4	Parametervariation des Anstellwinkels		
6.4	Summenpegel	74	
6.4.1	Parametervariation der Amplitude und Wellenlänge	74	
6.4.2	Parametervariation der Reynolds-Zahl		
6.4.3	Parametervariation des Turbulenzgrades		
6.4.4	Parametervariation des Anstellwinkels		
6.5	Frequenzspektren	80	
6.5.1	Parametervariation der Amplitude und Wellenlänge	81	
6.5.2	Parametervariation der Reynolds-Zahl	86	
6.5.3	Parametervariation des Turbulenzgrades	88	
6.5.4	Parametervariation des Anstellwinkels		
7	DISKUSSION DER ERGEBNISSE		
8	AUSBLICK		
UPP			
VER	WEISE	X	
ABB	BILDUNGSVERZEICHNIS	XIII	
TAB	BELLENVERZEICHNIS	XVIII	
EIDE	ESSTATTLICHE ERKLÄRUNG	XIX	

 Hochschule Düsseldorf
 Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik

 University of Applied Sciences
 Faculty of Mechanical and Process Engineering



ANHANG	XX
A1 – Kalibriermatrix der Sechskompoentenwaage	xx
A2 – Original Polardiagramm und Auftriebslinie mit stetiger Winkelvariation	xx
A3 – Auftriebslinien aller vermessenen Profile mit unterschiedlichen Turbulenzgittern und	
Anströmgeschwindigkeiten	XXI
A4 – Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte von Α29λ26 und Α29λ45 unter Variation der Turbulenzgit	tter
und der Reynolds-ZahlX	xIII
A5 – 3D Soundmaps der Baseline und von A29λ26 mit und ohne Turbulenzgitter G14/4, 1 kHz und 4	ŀ
kHz OktavenX	xiv
A6 – Technische Zeichnung der Halterung für die Sechskomponentenwaage und das NACA 65(12)-1	.0-
Profil	xxv
A7 – Design of Experiments Messplan des faktoriellen KernsX	xvi

Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Faculty of Mechanical and Process Engineering



 \mathcal{M}



Institute of Sound and Vibration Engineering

Symbolverzeichnis Latein

А	[m ²]	Bezugsfläche
a	[m]	Gitterstrebenbreite
a_L	[m/s]	Schallgeschwindigkeit in Luft
b	[m]	Flügelbreite
bg	[m]	Gitterstrebenbreite
c	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
ca	[-]	Auftriebsbeiwert
c_{fL}	[-]	Auftriebsbeiwert in reibungsfreien Strömungen
c _m	[-]	Momentenbeiwert
c _w	[-]	Widerstandsbeiwert
c'a	[1/°]	Anstiegswert
d	[m]	Profildicke
d_g	[m]	Gittermaschenweite
DP	[m]	Druckpunkt
E	[-]	empirische Gitterkonstante der Turbulenzgitter
f	[Hz]	Frequenz
$\mathbf{f}_{\mathrm{Hieb}}$	[Hz]	Hiebtonfrequenz
\mathbf{f}_{m}	[Hz]	Oktavmittenfrequenz
\mathbf{f}_1	[Hz]	untere Grenzfrequenz der jeweiligen Oktave
\mathbf{f}_2	[Hz]	obere Grenzfrequenz der jeweiligen Oktave
F	[N]	Strömungskraft
FA	[N]	Auftriebskraft
F_W	[N]	Widerstandskraft
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung
h	[m]	Wölbungshöhe
H _d	[m]	Düsendurchmesser
Ι	[W/m ²]	Schallintensität

Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences		dorf Sciences	Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik Institute of Sound and Vibration Engineering Faculty of Mechanical and Process Engineering Institute of Sound and Vibration Engineering
ŀ	16	D	Μ/ ΙGΔ\/F
1	10		
	1	[m]	charakteristische Länge (Reynolds-Zahl)
	LI	[dB]	Schallintensitätspegel
	L _P	[dB]	Schallleistungspegel
	L _p	[dB]	Schalldruckpegel
	М	[Nm]	Moment bezogen auf Nasenfußpunkt
	Ma	[-]	Mach-Zahl
	$M_{t/4}$	[Nm]	Moment bezogen auf $x = t_P/4$
	N_M	[-]	Anzahl der Arraymikrofone
	р	[Pa]	Schalldruck
	p_d	[Pa]	Staudruck
	Р	[W]	Schallleistung
	Re	[-]	Reynolds-Zahl
	Sr	[-]	Strouhalzahl
	t	[s]	Zeit
	t_k	[s]	Abtastzeitpunkte
	$t_P = C$	[m]	Profiltiefe (Chord)
	tg	[m]	Gittertiefe
	Т	[s]	Zeitverschiebung des korrelierten Signals
	Tu	[-]	Turbulenzgrad
	uʻ	[m/s]	Geschwindigkeitsschwankung
	U	[m/s]	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
	U_0	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit
	\mathbf{W}_{∞}	[-]	Anströmrichtung
	Xg	[m]	Abstand zwischen Gitter und Messebene
	Xd	[m]	Dickenrücklage
	Z	[m]	Geodätische Höhe

Hochschule Düsseldorf University of Applied Sciences





Faculty of Mechanical and Process En



Symbolverzeichnis Griechisch

α	[°]	Anstellwinkel
α_0	[°]	Nullauftriebswinkel
α_{eff}	[°]	Effektiver Anstellwinkel nach Winkelkorrektur
α_k	[°]	kritischer Anstellwinkel
eta_g	[%]	Porosität der Turbulenzgitter
γ	[°]	Gleitwinkel
δ	[m]	Dicke der Grenzschicht
Δ	[s]	relative Zeitverzögerung (Mikrofonarray)
3	[-]	Gleitzahl
Λ_{x}	[m]	longitudinales integrales Längenmaß der Turbulenz
ρ	[kg/m³]	Dichte
η	[Pa s]	dynamische Viskosität
τ	[s]	absolute Laufzeit (Mikrofonarray)
ັບ	[m/s]	Schallschnelle

Abkürzungsverzeichnis

NACA	National Advisory Committee for Aeronautics		
AGI-Noise	Aerofoil-Gust-Interaction, Abgestrahlter Schall durch Interaktion		
	des Tragflügels mit turbulenter Strömung		
FEM	Finite Elementen Methode		
CAA	Computational aeroacoustics		
SPL	Sound Pressure Level (Schalldruckpegel)		
OASPL	Overall Sound Pressure Level (Gesamtschalldruckpegel)		
СТА	Constant Temperature Anemometry		
DS	Sum & Delay Beamforming Algorithmus		
C-SC	CLEAN-SC Beamforming Algorithmus		
DoE	Design of Experiments (statistische Versuchsplanung)		

1 Einleitung – Motivation

Zunehmend sind zahllose Menschen täglich mit Lärmbelästigungen konfrontiert. Zu den Lärmquellen gehören oftmals störende Geräusche durch Tragflügelprofile in unterschiedlichen technischen Anwendungen wie Flugzeugen, Windenergieanlagen oder Axialventilatoren. Neuartige Technologien werden benötigt, die die abgestrahlten Schallemissionen dämpfen, dämmen oder direkt an der Quelle reduzieren. Menschliche Erfindungen gehen in vielen Fällen aus natürlich vorkommenden Phänomenen hervor (Bionik). Sie führen zu verbesserten Materialien oder Strukturen. Somit werden naturinspirierte Erkenntnisse auch auf aerodynamische und aeroakustische Applikationen angewendet, vgl. Bild 1.1. Dazu zählen Tragflügelprofile mit einer gezackten Vorder- oder Hinterkante, die Serrations (engl.: Verzahnung) genannt werden, um abgestrahlten Schall zu mindern.



Bild 1.1: Tuberkel an den Flippern eines Buckelwals (links) (Winchester, 2018), gezacktes Gefieder an der Flügelvorderkante bei einer Eule (rechts) (wordpress, 2018)

Für die Anwendung in technischen Gebieten ist es nötig, die grundlegenden Entstehungsmechanismen des Schalls umströmter Tragflügelprofile zu verstehen. So wurde erkannt, dass der Schall an der Vorder- und Hinterkante in bestimmten strömungstechnischen Situationen dominant ist (Blake, 2017). Durch die Verwendung von Serrations an der Vorderkante können gezielt aerodynamische Veränderungen vorgenommen werden, die zu modifizierten und verbesserten Eigenschaften führen. Sie wirken als Wirbelgeneratoren und energetisieren die Grenzschicht. Zum einen können sie für eine verzögerte Ablösung der Grenzschicht führen, was es erlaubt, die Tragflügel unter größeren Anstellwinkeln zu verwenden, bevor es zu einem völligen Einbruch des Auftriebs kommt (engl.: post stall). Die modifizierten Profile können somit in extremeren Einsatzbedingungen verwendet werden. Des Weiteren wirken die Serrations an der Vorderkante für eine Reduktion von tonalen und hochfrequenten Geräuschen an der Hinterkante. Unter hochturbulenten Zuströmbedingungen sorgen sie für eine breitbandige Reduktion des tendenziell tief- bis mittelfrequenten Schalls an der Vorderkante. Das Vorkommen in der Natur kann beispielsweise an den Flippern von Buckelwalen (Hydrodynamik) sowie an Eulenflügeln (Aeroakustik) beobachtet werden. Aufgrund des speziell angepassten Gefieders der Eulenflügel sind die Tiere während eines Fluges nahezu geräuschlos, was ihnen einen Vorteil bei der Jagd verspricht. Die gewellten Tuberkel an den Walflossen sorgen für eine höhere Wendigkeit, was auf das Jagd- und Fressverhalten dieser Säuger zurückzuführen ist (Fish, Weber, Murray, & Howle, 2011). Ein tiefgehendes Verständnis der Akustik und Aerodynamik von mit Serrations modifizierten Profilen erlaubt ein Design von technischen Applikationen mit optimalen Eigenschaften für den jeweiligen Anwendungsfall. Heutzutage werden Serrations an Profilen bereits in wenigen Anwendungen bei Industrieventilatoren und Turbomaschinen verwendet. Meist werden sie hier aus aerodynamischen Gründen eingesetzt. In Zukunft werden die Modifikationen immer wichtiger werden, um gezielt Lärm von technischen Geräten und Anlagen zu mindern. Allein durch die kontinuierliche Erweiterung des Luftfahrtverkehrs ist hier der Bedarf sehr groß. Ein Beispiel ist der Einsatz von kontrarotierenden offenen Rotoren (engl.: Contra-Rotating Open Rotors, CROR). Diese versprechen eine Kraftstoffersparnis von 20% bis 30% verglichen mit Mantelstromtriebwerken (Blandeau, 2011). Der einzige Nachteil dieser Rotoren ist ihre extrem hohe Lautstärke, die sie bisher für die meisten Einsatzgebiete uninteressant macht. Eine signifikante Minderung dieser breitbandig und tonalen Geräusche wird das Interesse an CROR in Zukunft deutlich steigern.

Die vorliegende Thesis zielt darauf ab, bestehende Profile mit unterschiedlichen Serrations an der Vorderkante zu vermessen, um akustische Entstehungsmechanismen zu



Bild 1.2: 3D-Soundmap zur Visualisierung der Geräuschquellen eines Tragflügels

ergründen. Unter Verwendung eines Mikrofonarrays und Beamforming-Algorithmen können bisherige Erkenntnisse validiert und vertieft werden. Der Vorteil hierbei liegt im Ausschluss von Nebengeräuschen wie dem Windkanal zur Erzeugung der Strömungsgeschwindigkeit als zusätzliche Schallquelle, vgl. Bild 1.2. Es ist möglich, Geräuschkartierungen, Summenpegel und Frequenzspektren von ausgewählten Integrationsbereichen unmittelbar am Tragflügel auszuwerten, sodass störende Nebengeräusche ausgeschlossen werden. Somit werden gezielt die Einflüsse des Turbulenzgrades, der Reynolds-Zahl, des Anstellwinkels sowie der Amplitude und Wellenlänge der Serrations analysiert. Mit den gewonnenen Erkenntnissen kann das Schallreduktionspotenial abgeschätzt werden, was für zukünftige technische Anwendungen von Interesse ist. Der finale Einsatzbereich wird voraussichtlich in rotierenden Systemen zu finden sein. Dazu ist jedoch Forschung mit eben gelagerten Profilen nötig, um die Wirkmechanismen der Serrations zu ergründen.

2 Theoretische Grundlagen

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen, welche in dieser Ausarbeitung von großem Interesse sind, behandelt und erklärt. Eine Einführung in die wichtigsten strömungstechnischen und akustischen Grundbegriffe sowie einer akustischen Kamera wird an dieser Stelle gegeben.

2.1 Strömungstechnische Grundlagen

Für die Auswertung und Diskussionen von strömungstechnischen Phänomenen werden an dieser Stelle die fundamentalen dimensionslosen Kennzahlen der Strömungsmechanik vorgestellt. Zudem wird die Bernoulli'sche Bilanzgleichung beschrieben.

2.1.1 Reynolds-Zahl

Bei seinen Experimenten mit unterschiedlichen Strömungsformen fand Osborne Reynold heraus, dass ihr laminarer oder turbulenter Zustand nur von wenigen Größen abhängig ist. Die Beschaffenheit der angeströmten Fläche, die Viskosität des Fluides und die Strömungsgeschwindigkeit sind dabei entscheidend. Aus den Erkenntnissen ging die dimensionslose Reynolds-Zahl Re hervor, welche eine der wichtigsten strömungstechnischen Kennzahlen ist. Mit ihr ist eine Abschätzung möglich, ob sich eine Strömung laminar oder turbulent verhalten wird und es können beispielsweise zuvor im Windkanal getestete Modelle später auf andere Maßstäbe skaliert werden, ohne dass sich die Eigenschaften der Strömung dabei grundlegend ändern (Wikipedia/Reynoldszahl, 2017). Sie berechnet sich aus der Strömungsgeschwindigkeit U, der charakteristischen Länge l, der Dichte ρ und der dynamischen Viskosität η des Fluides.

$$\mathbf{Re} = \frac{\mathbf{U} \cdot \mathbf{l} \cdot \boldsymbol{\rho}}{\eta}$$
 2-1

Die kritische Reynolds-Zahl Re_{krit} beschreibt den Bereich des Umschlages zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Für jede Geometrie muss Re_{krit} empirisch ermittelt werden. Bei den meisten Tragflügelprofilen der kommerziellen Luftfahrt liegt sie in einem Bereich von Re_{krit} \approx 100.000 (Wikipedia/Reynoldszahl, 2017).

2.1.2 Strouhal-Zahl

Der Physiker Vincent Strouhal definierte im Jahr 1878 die nach ihm benannte dimensionslose Strouhal-Zahl Sr. Mit ihr kann in der Strömungsmechanik die Frequenz von durch Ablösung entstehenden Wirbeln berechnet werden. Für eine Reynolds-Zahl zwischen 100 und 200.000 kann nachweislich ein Wert der Strouhal-Zahl von 0,2 angenommen werden (Wikipedia/Strouhal-Zahl, 2017).

$$\mathbf{Sr} = \frac{\mathbf{f} \cdot \mathbf{I}}{\mathbf{U}_0}$$
 2-2

Die über die Strouhal-Zahl ermittelte Frequenz kann Aufschlüsse über die Schallabstrahlung durch Wirbelbildung in der Nähe eines umströmten Körpers liefern und wird oftmals für erste Prognosen verwendet.

2.1.3 Bernoulli'sche Gleichung

Mit der Eulerschen Bewegungsgleichung als Grundlage kann in Stromlinienkoordinaten durch Integration längs einer Stromlinie die Bernoulli'sche Gleichung gewonnen werden, die sich auf eine Vielzahl strömungstechnischer Probleme anwenden lässt (Schade, Kunz, Kameier, & Paschereit, 2013). Sie ist eine Bilanzgleichung für die mechanische Energie und führt zu einfachen Berechnungen bei Zugrundelegung eines inkompressiblen Fluides. Die Bernoulli'sche Gleichung für inkompressible Fluide lautet:

$$\int_{1}^{2} \frac{\partial c}{\partial t} ds + \frac{c_{2}^{2} - c_{1}^{2}}{2} + g(z_{2} - z_{1}) + \frac{p_{2} - p_{1}}{\rho} = 0$$
 2-3

Die Gleichung besitzt ihre Gültigkeit für stationäre und instationäre Strömungen. Sie gilt für inkompressible und reibungsfreie Fluide im Schwerefeld der Erde und lediglich zwischen zwei Punkten einer Stromlinie zur selben Zeit. Jeder Term hat die Einheit einer massenbezogenen Energie und können folgendermaßen interpretiert werden:

$\int_{1}^{2} \frac{\partial c}{\partial t} ds$	spezifische Beschleunigungsarbeit
$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$	Änderung der spezifischen kinetischen Energie
$g(z_2 - z_1)$	Änderung der spezifischen potenziellen Energie
$\frac{p_2-p_1}{\rho}$	Änderung der spezifischen Druckenergie

Die Bernoulli'sche Gleichung kann demnach als Energiebilanz betrachtet werden. Sie darf jedoch nicht mit der Energieerhaltung (1. Hauptsatz der Thermodynamik) verwechselt werden, da in ihr keine thermodynamischen Größen (z.B. Temperatur) bilanziert werden. Vielmehr muss die Bernoulli'sche Gleichung als mechanischer Energiesatz interpretiert werden, da sie aus einer Folgerung einer Grundgleichung (dem Impulssatz) resultiert (Schade, Kunz, Kameier, & Paschereit, 2013).

2.2 Tragflügelprofile und Auftrieb

Plattenförmige Körper, welche Auftriebskräfte (Kraft normal zur Anströmrichtung) erzeugen, werden Tragflügel, Tragfläche oder Flügel genannt. Die Strömungen um solche Körper haben ein weites technisches Anwendungsgebiet und können auch als Grundlage zur Berechnung von Schaufeln für Axialventilatoren dienen. Ein typisches Tragflügelprofil ist in Bild 2.1 dargestellt. Um den Auftrieb eines umströmten Profils zu berechnen, ist es wichtig, eine reibungsbehaftete Strömung zu betrachten. Eine reibungsfreie Strömung hingegen, kann, nach dem D'Alembert'schen Paradoxon, auch keinen Auftrieb erzeugen. Zudem ist es in den meisten Fällen ausreichend und einfacher mit einer zweidimensionalen Strömung zu rechnen, sofern die Tragflügel einen konstanten Querschnitt und eine hinreichende spannweitige Ausdehnung aufweisen. Der Tragflügel wird als un-

endlich breit oder mit seitlichen Begrenzungsflächen betrachtet (Böswirth & Bschorer, 2014). Der entstehende Auftrieb kann über den Impulssatz beschrieben werden. Der Massenstrom eines Fluides wird anhand der Form des Profils nach unten abgelenkt und erfährt demnach einen Impuls nach unten. Gleichermaßen wirkt durch Impulserhaltung auf den Tragflügel ein Impuls nach oben, woraus die Auftriebskraft resultiert.



Bild 2.1: Tragflügelprofil zwischen seitlichen Trennwänden (2D); (Böswirth & Bschorer, 2014)

An der Oberseite des Tragflügels herrscht ein geringerer Druck, verglichen mit der Unterkante. Somit gibt die Integration aller Druckkräfte der Tragflügeloberfläche eine nach oben gerichtete Kraft, die Auftriebskraft (Herwig, 2016). Für eine detaillierte Erklä-

HSD /XV ISAVE

rung dieser Druckunterschiede kann von einer reibungslosen Parallelströmung ausgegangen werden, welche das Profil umströmt.¹ Ein näheres Betrachten von Bild 2.2 zeigt die nicht glatte Abströmung an der Hinterkante, insofern nicht der Sonderfall eintritt, dass die Spitze des Profils genau mit den Stromlinien abschließt.



Bild 2.2: Entwicklung der Umströmung eines Tragflügelprofils; (Böswirth & Bschorer, 2014) a Ebene Potentialströmung um ein Tragflügelprofil

- b Verdeutlichen des Anfahrvorgangs mit Anfahrwirbel
- c Weiterer Anfahrvorgang und Aufbau der Druckfelder
- d Stationäre Strömungsverhältnisse einer reibungsbehafteten Strömung

Für eine ideale Umströmung der Hinterkante müsste der Geschwindigkeitsgradient unendlich groß sein, damit die Strömung der Kontur folgen kann. Die Stromlinien folgen an der Unterkante dem Profil nach unten und nach der Hinterkante wieder nach oben, sogar eine Rückströmung muss gegeben sein (vgl. Bild 2.2 a). Kurz nachdem das Fluid zu fließen beginnt, bildet sich ein solches Stromlinienbild, was einer stationären Potentialströmung entspricht. In dieser Phase sind dicke, beeinflussende Grenzschichten noch nicht entwickelt und Teilchen nahe den Wänden werden gegenüber der Hauptströmung nur unwesentlich abgebremst. Für die Umlenkung um die Hinterkante ist aufgrund der Krümmungsdruckformel ein niedrigerer Druck, welcher eine hohe Geschwindigkeit zur Folge hat, vorhanden. Durch die Reibung kann das Fluid jedoch nicht die scharfe Kante nach oben umströmen, sodass es einen Weg mit größerem Krümmungsradius beschreibt. Da die Krümmung zurück in Strömungsrichtung nicht gänzlich gelingt, bildet sich der sog. Anfahrwirbel (vgl. Bild 2.2 b). Im weiteren Verlauf lösen die Fluidteilchen von der Hinterkante ab, da sie immer weniger der Krümmung nach oben folgen können (vgl. Bild 2.2 c). Da nun die oberen und unteren Stromfäden der Außenströmung nicht den gleichen

¹ Erklärungen der Druckunterschiede, welche mit längeren Strömungswegen und somit höheren Geschwindigkeiten auf der Tragflügeloberseite verglichen mit der Unterseite argumentieren, gehen nicht weit genug. Beispielsweise hätten Segel (Profile mit der Dicke Null) mit dieser Erklärung keinen Auftrieb. (Herwig, 2016)

Druck aufweisen, bildet sich hier kein Totwassergebiet wie bei einem Zylinder. Bei der vorhandenen Tragflächenströmung weisen die unteren Stromfäden höhere Geschwindigkeiten als die Potentialströmung auf, da das Hochströmen nach der Hinterkante nicht gelingt. Daher ist in dieser Phase nach der Bernoulli'schen Gleichung ein Überdruck an der Oberseite vorhanden. Da sich das Totwassergebiet hier ohne ein Kräftegleichgewicht nicht einstellen kann, verlagert sich die Strömung in Richtung der in Bild 2.2 c eingezeichneten Pfeile. Infolge dessen wird oben ein höheres Geschwindigkeitsniveau erreicht und der fordere Staupunkt verlagert sich so, dass Fluidmassen, welche zuvor noch unterhalb des Profils verlaufen wären, nun oberhalb strömen und schon vorab eine Aufwärtsbewegung erfahren. Das Gleichgewicht ist dann eingestellt, wenn an der Hinterkante des Tragflügels eine glatte Abströmung vorliegt (vgl. Bild 2.2 d). Die höhere Geschwindigkeit an der Oberseite bedingt nach der Bernoulli'schen Gleichung einen Unterdruck und somit eine Auftriebskraft F_A auf die Oberfläche. Die Auftriebskraft ist demnach eine unmittelbare Folge der reibungsbehafteten Strömung und der scharfen Kante am hinteren Ende des Tragflügelprofils (Böswirth & Bschorer, 2014).

2.2.1 Bezeichnungen und Beiwerte von Tragflügeln

Das Profil eines Tragflügels beschreibt den Querschnitt in Anströmrichtung. Der geometrische Ort der Mittelpunkte der vom Profil eingeschriebenen Kreise heißt Skelettlinie, die gerade Verbindunglinie zwischen dem Mittelpunkt des ersten und letzten Kreises wird (Profil-)Sehne genannt. Als Nasenfußpunkt (engl. Leading Edge) wird der vorderste Punkt der Skelettlinien benannt, der hinterste Punkt ist die Hinterkante (engl. trailing Edge). Die Länge der Sehne ist die Profiltiefe tP oder Sehnenlänge (engl. chord). Wenn die Skelettlinie eine Gerade beschreibt, spricht man von einem symmetrischen Tragflügel, ansonsten von unsymmetrischen oder gewölbten Profilen. Der größte Kreisdurchmesser ist die Profildicke d und die Wölbungshöhe h ist die größte Erhebung der Skelettlinie über die Sehne. Das Profil wird in einem kartesischen Koordinatensystem beschrieben, welches seinen Ursprung am Nasenfußpunkt hat. Die x-Achse liegt längs zur Sehne. Als Druckpunkt DP wird der Schnittpunkt der resultierenden Luftkraft mit der Sehne bezeichnet. Der Abstand zwischen dem Nasenfußpunkt und der größten Profildicke wird Dickenrücklage x_d genannt (auf der Sehne). Bei der Verwendung von dimensionslosen Längenmaßen werden die jeweiligen Größen auf die Profiltiefe tP bezogen. Der Winkel zwischen Sehne und Anströmrichtung (w_{∞}) heißt Anstellwinkel α . In Bild 2.3 sind die Bezeichnungen am Tragflügel veranschaulicht (Böswirth & Bschorer, 2014).



Bild 2.3: Bezeichnungen am Tragflügel; (Böswirth & Bschorer, 2014)

Für weitere Berechnungen von Beiwerten wird die Bezugsfläche A verwendet, welche das Produkt aus der Profiltiefe und der Flügelbreite b ist², siehe Bild 2.4 (Böswirth & Bschorer, 2014).



Bild 2.4: Druckverteilung am Tragflügel (links); Kräfte am Tragflügel (rechts); (Böswirth & Bschorer, 2014)

Die resultierende Strömungskraft F ergibt sich aus der Summe der Komponenten normal zur Strömungsrichtung F_A (Auftriebskraft) und in Strömungsrichtung F_W (Widerstandskraft). Der dimensionslose Auftriebsbeiwert c_a und der Widerstandsbeiwert c_w werden über diese Kräfte berechnet. Die Auftriebs- und Widerstandskraft sind resultierende

² Die Schattenfläche wird an dieser Stelle nicht verwendet, da sie sich bei variablem Anstellwinkel α ändern würde und der Bezug für eine Vergleichbarkeit konstant bleiben muss.

Kräfte, die durch Integration des Druckverlaufes entlang der Tragflügelsehne mit infinitesimaler Ausdehnung in z-Richtung zustande kommen (Herwig, 2016).

$$\mathbf{c}_{\mathbf{a}} = \frac{\mathbf{F}_{\mathbf{A}}}{\mathbf{A} \cdot \frac{1}{2} \mathbf{\rho} \cdot \mathbf{w}_{\infty}^{2}} \Rightarrow \mathbf{F}_{\mathbf{A}} = \mathbf{c}_{\mathbf{a}} \cdot \mathbf{A} \cdot \frac{1}{2} \cdot \mathbf{\rho} \cdot \mathbf{w}_{\infty}^{2}$$
 2-5

$$\mathbf{c}_{\mathbf{w}} = \frac{\mathbf{F}_{\mathbf{w}}}{\mathbf{A} \cdot \frac{1}{2} \cdot \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{w}_{\infty}^{2}} \Rightarrow \mathbf{F}_{\mathbf{W}} = \mathbf{c}_{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{A} \cdot \frac{1}{2} \cdot \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{w}_{\infty}^{2}$$
 2-6

Der Druckpunktabstand kann alternativ auch mit dem dimensionslosen Momentenbeiwert c_m angegeben werden. Hier gilt als Bezugspunkt der Nasenfußpunkt oder ein Punkt auf der Sehne, welcher ein Viertel der Gesamtlänge der Sehne vom Nasenfußpunkt entfernt ist. Der Staudruck p_d bezieht sich hierbei auf eine ungestörte Strömung.

$$\mathbf{c_m} = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{A} \cdot \mathbf{p_d} \cdot \mathbf{t_P}}$$
 mit M bezogen auf Nasenfußpunkt, \mathbf{A} + 2-7

$$\mathbf{c_{m t_P/4}} = \frac{M_{t_P/4}}{A \cdot \mathbf{p_d} \cdot \mathbf{t_P}} \qquad \text{mit } \mathbf{M}_{t/4} \text{ bezogen} \qquad \mathbf{x} = \mathbf{t_P/4}, \mathbf{O} + 2-8$$

2.2.2 Tragflügelprofil-Auswahl

Für die geometrische Konzeptionierung von Tragflügelprofilen wurde von der staatlichen Anstalt der USA seit 1933 eine Systematik entwickelt. Es handelt sich dabei um die sogenannten NACA-Profile, welche auch in dieser Ausarbeitung in modifizierter Form untersucht werden (NACA = National Advisory Committee for Aeronautics, 1915 – 1958, heute NASA). Die Geometrien verschiedener NACA-Profile können über vier Ziffern beschrieben werden:

- 1. Ziffer: Gibt die Wölbung in Prozenten der Profiltiefe an
- 2. Ziffer: Gibt die Wölbungsrücklage in Zehnteln der Profiltiefe an
- 3. und 4. Ziffer: Gibt die Dicke in Prozenten der Profiltiefe an

Einheitlich gilt für alle 4-ziffrigen NACA-Profile eine Dickenrücklage von $x_d/t_P = 0,30$ (Schlichting & Truckenbrodt, 1967). In dieser Ausarbeitung wird ein NACA65(12)-10 Profil mit unterschiedlichen Modifikationen an der Vorderkante untersucht, welche aus einer vorangegangenen Arbeit hervorgegangen sind (Biedermann T. , 2015) und schon aerodynamisch und akustisch grundlegend untersucht wurden. Es handelt sich dabei um eine weiterentwickelte 6ziffrige Klassifikation der NACA Profile, die weitere Modifikation zulässt. Die einzelnen Ziffern haben die folgende Bedeutung:

- 6 Kennzeichnung der Profilreihe mit vorgegebener Dickenrücklage, $x_d/t_P = 40\%$
- 5 Lage des Druckminimums, bei $x/t_P = 50\%$
- 12 = $10 \cdot (c_{fL} = 1,2)$, Kennzeichnung des Auftriebsbeiwertes in reibungsfreien Strömungen³
- 10 Dickenverhältnis, $d/t_P = 10\%$

Die Grundabmessungen sind $t_P = 150$ mm für die Sehnenlänge und 495 mm als Profilbreite. Dabei wird das originale Profil mit sinusförmigen Zacken an der Vorderkante (Leading Edge Serrations) versehen. Variabel ist dabei die Wellenlänge λ und die Amplitude A der Serrations, um ihren Einfluss zu untersuchen, vgl. Bild 2.6. Das Profil wurde für die Untersuchungen in einen konstant in Verwendung stehenden Hauptkörper von 100 mm und einen austauschbaren vorderen Teil (50 mm) unterteilt, sodass verschiedene Vorderkantendesigns passgenau über eine Steckverbindung montiert werden können. Bild 2.5 veranschaulicht ein solches Profil. Die Form der Serrations wurde über eine Sinuskurve als Grundfunktion modelliert. An dieser Stelle wären auch andere Formen denkbar. Zu beachten ist dabei, dass die Serrations in den Tragflügel hineingeschnitten werden, die Spitze der Serrations also immer zu einer Sehnenlänge von 150 mm resultiert, was zur Folge hat, dass in den Zwischenräumen weniger Tragflügelfläche zur Verfügung steht, verglichen mit einem Profil mit gerader Vorderkante. Andere Studien verfolgten Ansätze, bei denen die Gesamtfläche des Profils gleich bleibt (Biedermann T. , 2015).

³ Der Auftriebsbeiwert in reibungsfreien Strömungen c_{fL} wird auch als Wölbungszahl bezeichnet und darf nicht mit dem tatsächlichen aerodynamischen Auftriebsbeiwert c_a verwechselt werden.



Bild 2.5: NACA65(12)-10 als Grundkörper und austauschbarem Element für die Leading Edge mit unterschiedlichen Serrations (Biedermann T. , 2015)

Die Variation der Serrations erfolgt anhand unterschiedlicher Wellenlängen und Amplituden der Sinusfunktion. Bild 2.6 zeigt die verwendeten Profile und deren Bezeichnungen im weiteren Verlauf dieser Arbeit. Das unveränderte Originalprofil (gerade Vorderkante) des NACA65(12)-10 wird im Folgenden als Baseline betrachtet.



Bild 2.6: Variationen der unterschiedlichen Leading Edge Serrations mit Bezeichnungen (Biedermann T. , 2015)

2.2.3 Auswertung von Messwerten

Bei der Aufnahme von Aerodynamik spezifizierenden Messwerten von Tragflügelprofilen in Windkanälen ist darauf zu achten, dass freien Flügelenden in der Strömung zu dreidimensionalen Strömungseffekten führen. An den Enden würde eine seitliche Ausgleichsströmung von oben nach unten entstehen, um die vorliegende Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite des Profils auszugleichen. Dadurch bilden sich Wirbel um die Kanten (Böswirth & Bschorer, 2014). Um dies zu vermeiden, muss das Profil entweder über den Freistrahl seitlich herausragen, sodass die Enden nicht mehr in der Strömung liegen, oder es müssen seitliche Begrenzungen an die Tragflügel angebracht werden, welche den Druckausgleich über die Kante verhindern. So kann die Strömung im Falle der Baseline zweidimensional betrachtet werden. Dreidimensionale Effekte entstehen nun allein durch die unterschiedlichen Serrations an der Vorderkante (Schreiber, 2017).

Meist ist einer der wichtigsten Parameter in Diagrammen die Reynolds-Zahl Re. Sie kann als Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften interpretiert werden und Turbulenzeigenschaften von geometrisch ähnlichen Körpern sind bei gleicher Reynolds-Zahl konstant. Die dimensionslose Kennzahl erlaubt Modellversuche im Wind- oder Wasserkanal, welche die Realität entsprechend nahe abbilden (Wikipedia/Reynoldszahl, 2017). Ihre charakteristische Länge l ist bei einem Tragflügelprofil die Sehnenlänge (Tiefe t_P).

Eine weitere wichtige dimensionslose Kennzahl im Zusammenhang mit Tragflächen ist die Gleitzahl ε. Sie gibt Auskunft über die aerodynamischen Eigenschaften von Profilen und wird nach Formel 2-9 berechnet. Nimmt die Gleitzahl einen kleinen Wert an, sind die Strömungsverluste gering im Verhältnis zum Auftrieb (Böswirth & Bschorer, 2014).

$$\varepsilon = \frac{F_W}{F_A} = \frac{c_w}{c_a}$$
 2-9

Standardmäßig werden die Eigenschaften von Profilen in drei nebeneinanderstehenden Diagrammen gezeigt, welche den gleichen Maßstab für c_a aufweisen sollten:

_	Polardiagramm	$c_a = f(c_w)$
—	Auftriebslinie	$c_a = f(\alpha^\circ)$
_	Momentenbeiwert	$c_{a} = f(c_{m t_{P}/4})$

Im Polardiagramm sind die einzelnen Arbeitspunkte jeweils die unterschiedlichen Anstellwinkel α des Profils. Die vom Ursprung des Diagramms zu einem Arbeitspunkt gezogene Linie hat den Gleitwinkel γ bezogen zur c_a-Achse:

$$\tan(\gamma) = \frac{c_{\rm w}}{c_{\rm a}} = \varepsilon$$
 2-10

Pasquale Czeckay



Bild 2.7: Typische Auswertung eines Profils (Beispielprofil: FX 60-126), (Böswirth & Bschorer, 2014) a Polardiagramm

b Auftriebslinie

c Momentenbeiwert

Den Optimalpunkt bezogen auf die Gleitzahl erhält man über das Anlegen einer Tangente, welche durch den Ursprung des Diagrammes verläuft (vgl. Bild 2.7 a). Zu beachten ist dabei, dass ein einfaches Ablesen des Gleitwinkels nur möglich ist, wenn die Achsen gleich skaliert sind. In Bild 2.7 b ist das Verhalten des Auftriebes eines Tragflügels über den Anstellwinkel zu sehen. Als Beispiel ist hier der Nullauftriebswinkel $\alpha_0 = -5,5^{\circ}$ abzulesen. Der Anstiegswert c'a ist ebenfalls eine wichtige Größe, welche im linearen Abschnitt durch die Steigung einer Geradengleichung beschrieben werden kann.

Eine wichtige Kenngröße von Profilen ist der kritische Anstellwinkel α_k . Betrachtet man Bild 2.7 b, ist der kritische Anstellwinkel bei $\alpha \approx 15^{\circ}$ zu finden. An dieser Stelle steigt der Widerstandsbeiwert, während der Auftriebsbeiwert wieder stark absinkt. Der Grund dafür ist, dass sich die Ablösestelle vom hinteren Bereich des Tragflügels in Richtung Nase nach vorne verschiebt. Dabei wandert der Druckpunkt erheblich nach hinten, wodurch ein großes Kippmoment nach vorne entsteht (Böswirth & Bschorer, 2014). Überschreitet beispielsweise ein Flugzeug den kritischen Anstellwinkel, kann es nicht mehr kontrolliert gesteuert werden. Bei Tragflächen von Strömungsmaschinen hat ein Überschreiten des Winkels (engl. "Stall") einen erheblichen Abfall des Wirkungsgrades und der aerodynamischen Leistung zur Folge.



Bild 2.8: Anliegende (links) und abgerissene (rechts) Strömung um einen Tragflügel, (Böswirth & Bschorer, 2014), Aufnahmen: Prof. F.N.M. Brown, Univ. of Notre Dame, USA

In Bild 2.8 ist eine anliegende sowie die abgelöste Strömung an einem Tragflügel zu erkennen, bei dem der kritische Anstellwinkel überschritten wurde. Maßgeblich ist α_k von der Reynolds-Zahl abhängig, doch auch die Profilform verändert den kritischen Winkel. Je turbulenter die Grenzschicht am Profil, desto später tritt eine völlige Ablösung der Grenzschicht auf und auch der maximal erzielbare Auftriebsbeiwert steigt.

2.2.4 Turbulenzgitter und Turbulenzgrad

Die Grenzschicht und der entstehende abgestrahlte Schall durch einen Tragflügel werden maßgeblich von der Turbulenz in der Strömung beeinflusst. Um sie definiert verändern zu können, bedient man sich sogenannter Turbulenzgitter. In Bild 2.9 sind die verwendeten Abmessungen bestimmter Gitter zu erkennen. Unterschiedliche Gittergeo-



metrien sorgen dabei für veränderbare Turbulenzgrade Tu in der Strömung bei gleichbleibender mittlerer Strömungsgeschwindigkeit. Des Weiteren kann mittels der Gittergeometrie das integrale Längenmaß Λ_x

werden

abgeschätzt

Bild 2.9: Gittergeometrie (Hobracht, Sarradj, & Geyer, 2011)

Sarradj, & Geyer, 2011). Der Turbulenzgrad ist die Intensität der Schwankung einer Strömung um ihren Mittelwert. Wichtig ist, dass der Turbulenzgrad in allen drei Raumrichtungen betrachtet wird. Spricht man von isotroper Turbulenz, liegt die Annahme zu Grunde, dass die mittleren Geschwindigkeitsschwankungen in allen drei Raumrichtungen gleich groß sind (Schade, Kunz, Kameier, & Paschereit, 2013). Der Turbulenzgrad und das integrale Längenmaß kann mit folgenden Formeln aufgrund der Gittergeometrie abgeschätzt werden (Roach, 1986).

(Hobracht.

$$\mathbf{T}\mathbf{u} = \frac{\sqrt{\mathbf{u'}^2}}{\mathbf{U}} \approx \mathbf{E} \cdot \left(\frac{\mathbf{x}_g}{\mathbf{a}}\right)^{-\frac{5}{7}}$$
2-11

$$\Lambda_{\mathbf{x}} = \mathbf{U} \cdot \int_{\mathbf{0}}^{\infty} \frac{\overline{\mathbf{u}'(\mathbf{t}) \cdot \mathbf{u}'(\mathbf{t} - \mathbf{T})}}{{\mathbf{u}'}^2} \cdot \mathbf{dT} \approx \mathbf{0}, \mathbf{2} \cdot \mathbf{a} \cdot \sqrt{\frac{\mathbf{x}_g}{\mathbf{a}}}$$
 2-12

Die beschreibenden Größen sind die mittlere Strömungsgeschwindigkeit U und die Schwankung u um diese, der Abstand zwischen Gitter und Messebene x_g , die Gitterstrebenbreite a, die Gittertiefe t_g , die Gittermaschenweite b_g und die Zeitverschiebung des korrelierten Signals T (vgl. Bild 2.9). E ist eine empirisch ermittelte Gitterkonstante der Turbulenzgitter. Für eine Messung von dominanten Schallquellen an der Vorderkante eines Tragflügelprofils sollte eine Turbulenz von 5 % gegeben sein, welche mittels modulierten Turbulenzgittern sichergestellt werden kann (Hobracht, Sarradj, & Geyer, 2011).

2.3 Akustische Grundlagen

Schwankungen der Zustandsgrößen Druck p, Dichte ρ und Geschwindigkeit der Teilchen \vec{v} (Schallschnelle) sind in Flüssigkeiten und Gasen meist klein im Vergleich zu ihren statischen Werten. Diese orts- und zeitabhängigen Größen beschreiben die Eigenschaften eines Schallerfüllten Raumes und werden auch als Schallfeldgrößen bezeichnet (Reinhard, Gerhard, & Dietrich, 2009). Die Schallintensität ist das Produkt aus dem vorliegenden Schalldruck und der Schallschnelle und gibt die Menge an Schallenergie an, die an einem Ort im Schallfeld in einer Zeiteinheit mit der Schnelle eine Fläche durchströmt.

$$\vec{\mathbf{I}} = \mathbf{p} \cdot \vec{\mathbf{v}}$$
 2-13

Aus der Schallintensität kann die Schalleistung P bestimmt werden, die von einer Quelle ausgeht. Sie ergibt sich, indem die Intensitäten der Flächenelemente einer Hüllfläche A um die Quelle integriert wird (Reinhard, Gerhard, & Dietrich, 2009).

$$\mathbf{P} = \int_{\mathbf{A}} \vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{d} \vec{\mathbf{A}}$$
 2-14

Pasquale Czeckay

Im Vergleich zu den im Alltag hörbaren Schallereignissen ist der statische Luftdruck von etwa 10⁵ Pa sehr groß. Die menschliche Wahrnehmung des Schalldruckes erstreckt sich über einen erheblichen Wertebereich von sechs Zehnerpotenzen und reicht von 10⁻⁵ Pa bis etwa 20 Pa. Die große Dynamik dieser Werte macht das Einführen von Pegelmaßen sinnvoll, um Schallereignisse zu beschreiben. Die Wahl einer logarithmischen (Zehnerlogarithmus) Skala ermöglicht das Abbilden dieses großen Wertebereiches und spiegelt das Hörvermögen des Menschen wieder. Der Schalldruckpegel L_p (engl. Sound Pressure Level, SPL) wird mit dem Schalldruck an der Hörschwelle bei 1000 Hz $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa berechnet. Für den Schallintensitätspegel L_I dient als Referenz I₀ = 10^{-12} W/m², was der Intensität an der Hörschwelle entspricht. Der Schallleistungspegel L_P ist entsprechend mit P₀ = 10^{-12} W definiert. Die jeweiligen Pegelgrößen werden mit der logarithmischen Einheit Dezibel dB angegeben.

$$\mathbf{L}_{\mathbf{p}} = \mathbf{20} \cdot \log_{10} \left(\frac{\mathbf{p}}{\mathbf{p}_0} \right)$$
 2-15

$$\mathbf{L}_{\mathbf{I}} = \mathbf{10} \cdot \log_{10} \left(\frac{\mathbf{I}}{\mathbf{I}_0} \right)$$
 2-16

$$\mathbf{L}_{\mathbf{P}} = \mathbf{10} \cdot \log_{10} \left(\frac{\mathbf{I}}{\mathbf{I}_0} \right)$$
 2-17

Die Schwankungen der Schallfeldgrößen können periodisch und sogar harmonisch sein. Es sind aber auch stochastische, pulsartige oder intermittierende Änderungen denkbar. Die jeweiligen Schwankungen breiten sich wellenförmig (Longitudinalwelle) aus und können mit einer Frequenz f und einer Wellenlänge mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit a_L (in Luft $a_L = 344$ m/s) beschrieben werden. Der zeitliche Verlauf der Schalldruckschwankungen kann mittels Fourier-Transformation in Teilschwingungen aufgeteilt und einem Frequenzspektrum aufgetragen werden. Bei der Darstellung eines Frequenzspektrums ist der große vom Menschen hörbare Frequenzbereich von etwa 16 Hz bis 16.000 Hz zu beachten. Meist wird dieser Bereich ebenfalls in Anlehnung an das menschliche Hörvermögen logarithmisch dargestellt. Die logarithmische Einheit, die den Frequenzbereich in zehn Teile aufteilt, ist der Oktavschritt. Die Eckfrequenzen f₁ und f₂ = 2 · f₁ jeder Oktave bestimmen die Oktave, die durch ihre Mittenfrequenz $f_m = 1/\sqrt{2} \cdot f_2$ beschrieben wird. Eine mögliche feinere Aufteilung ist durch die Verwendung von Terzen möglich, die eine Oktave logarithmisch in drei gleiche Teile unterteilt. Wird der jeweilige Pegel für jede Frequenzlinie dargestellt, spricht man von einem Schmalbandspektrum (Sinambari & Sentpali, 2014), siehe Bild 2.10.



Bild 2.10: Frequenzanalyse mittels Oktav-, Terz- und Schmalbandspektrum (Sinambari & Sentpali, 2014)

Die oberen und unteren Grenzfrequenzen und die jeweiligen Mittenfrequenzen der in dieser Arbeit ausgewerteten Oktaven werden im Folgenden angegeben.

fm	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
\mathbf{f}_1	710 Hz	1420 Hz	2840 Hz
\mathbf{f}_2	1420 Hz	2840 Hz	5680 Hz

2.3.1 Fluidschall

Ein maßgeblicher Teil von technischen Geräuschen ist der Fluidschall, meist ist dabei Luftschall gemeint. Die Grundlagen und Entstehungsmechanismen werden in diesem Abschnitt zusammenfassend erläutert. Bei der Entstehung von Luftschall werden die einzelnen Luftmoleküle zum Oszillieren angeregt, wodurch eine Druckänderung im Medium entsteht. Diese breitet sich mit der jeweiligen Schallgeschwindigkeit aus und ist temperatur-, dichte- und druckabhängig. Liegen die Schwankungen in Amplitude und Frequenz im Hörbereich des Menschen, können sie wahrgenommen werden. Grundsätzlich lassen sich die Entstehungsmechanismen auf ein Modell mit Monopol-, Dipol- und Quadrupolstrahler zurückführen (Sinambari & Sentpali, 2014). In Bild 2.11 sind diese veranschaulicht, wobei rote und schwarze Punkte jeweils eine Phasenverschiebung von 180° zeigen.

- Monopolstrahler können wechseldruckbehaftete Volumenströme beschreiben. Sie werden als pulsierende Kugel veranschaulicht, die in alle Raumrichtungen gleichermaßen abstrahlt.
- **Dipolstrahler** repräsentieren akustische Effekte, welche durch wechseldruckbeaufschlagte, feste Oberflächen zustande kommen. Freie oder abgelöste Strömungen treffen dabei auf Oberflächen, wodurch Geräusche entstehen.
- Quadrupolstrahler entstehen aufgrund turbulenter Schubspannungen, welche beispielsweise im Nachlauf eines Fahrzeuges zu finden sind.

Die Proportionalität zur Schallintensität ist in Bild 2.11 dargestellt. Bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten bis zur Schallgeschwindigkeit dominieren die Monopolquellen und Quadrupolquellen sind am schwächsten zu erwarten. Wenn alle Monopole



ausgeschlossen werden, kann eine der verbleibenden Dipolquellen dominieren. Aus diesen Gründen können die meisten anwendungsbezogenen Geräuscherzeugungsmechanismen einen Anstieg der Schallleistung mit der vierten oder sechsten Potenz der Geschwindigkeit aufweisen. Aufgrund der relativ hohen Potenz der Strömungsgeschwindigkeit ist es wichtig bei Messungen

Bild 2.11: Strahlertypen in der Aeroakustik (Zeller, 2009)

diese möglichst genau einzuhalten und die Zuströmbedingungen genau zu kennen. Eine geringe Abweichung kann das Ergebnis schon beträchtlich beeinflussen (Wikipedia/Aeroakustik, 2017).

2.3.2 Aeropulsive Geräusche

Aeropulsive Geräusche sind Wechseldrücke in der Luft, welche durch Verdrängung entstehen und können durch Monopolstrahler angenähert werden. Es sind Strömungsvorgänge, bei denen ein bestimmtes Luftvolumen pulsartig ausgestoßen und wieder angesaugt wird. Resultierend entstehen wechselnde Unter- und Überdrücke, welche sich in der Luft mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen und als laute, knatternde Geräusche wahrgenommen werden können. Meist liegt der Großteil der abgestrahlten Schallenergie im Bereich der Pulsationsfrequenz. Diese Geräusche entstehen beispielsweise beim Ausstoß am Auspuff von Verbrennungsmotoren oder an Auslassventilen von Kompressoren oder Druckluftgeräten (Sinambari & Sentpali, 2014).

Des Weiteren handelt es sich dabei um Luftverdrängung von rotierenden Elementen einer Maschine, beispielsweise einem Laufrad. Die Elemente schieben einen Überdruck vor sich her, hinter ihnen wird ein Unterdruck nachgezogen. Ein ruhender Beobachter, bezogen auf das rotierende Element, nimmt einen periodischen Wechseldruck wahr. An jeder Speiche, Schaufel und an jedem Blatt eines rotierenden Rades entsteht demnach ein Druckwechselvorgang mit einer Grundfrequenz, die von der Anzahl der Elemente und der Drehzahl des Rades abhängig ist. Das resultierende Geräusch wird als Drehklang bezeichnet (Sinambari & Sentpali, 2014).

Nachlaufgeräusche sind ähnlich zu behandeln wie der Drehklang, wohingegen diese als Dipolquellen betrachtet werden müssen. Sie entstehen bei der Wechselwirkung zwischen einer Nachlaufzone und einem beweglichen Nahfeld. Ein Nachlaufgebiet ist auch bekannt als Windschatten oder Totwassergebiet und entsteht hinter einem in einer Strömung befindlichem Hindernis. Die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Gebiet ist im Mittel geringer als in der ungestörten Strömung. Ein Körper, welcher sich in Querbewegung durch die Nachlaufzone bewegt, erfährt eine Störung seines eigenen Nahfeldes beim Durchqueren. Die Störung pflanzt sich in der Umgebung mit Schallgeschwindigkeit fort und wird als Sirenenklang beschrieben. Er setzt sich in Frequenzspektren als ein Vielfaches der Grundfrequenz aus diskreten Linien zusammen. Dieser Sirenenklang entsteht beispielsweise bei Strömungsmaschinen, bei denen sich Rotorblätter an feststehenden Statoren vorbeibewegen (Sinambari & Sentpali, 2014).

2.3.3 Geräusche durch Wirbelbildung

Wirbelbildungen bei der Umströmung von Hindernissen erzeugen Geräusche mit Dipolcharakter und führen bei hohen Reynolds-Zahlen ab etwa Re $> 10^6$ zu chaotischen Geschwindigkeitsschwankungen in der Wirbelzone. Zum einen wird Körperschall am Hindernis angeregt, des Weiteren werden in der Wirbelzone selbst Druckschwankungen induziert, welche vom menschlichen Gehör wahrgenommen werden können. Es handelt sich dabei oft um Windgeräusche von Fahrzeugen oder Geräusche von Strömungsmaschinen (Sinambari & Sentpali, 2014).

Bei Reynolds-Zahlen unterhalb $\text{Re} < 10^6$ werden die Strömungsgeräusche weniger turbulent, je kleiner die Reynolds-Zahl wird. In bestimmten Bereichen der Reynolds-Zahl erfolgt eine periodische Wirbelbildung, welche als Kármánsche Wirbelstraße bekannt ist. Die so entstehenden Geräusche werden Hiebtöne genannt. Sie werden mit kleiner werdender Reynolds-Zahl immer schmalbandiger und können mittels der Definition der Strouhal-Zahl berechnet werden.

$$\mathbf{f}_{\text{Hieb}} = \mathbf{St} \cdot \frac{\mathbf{U}_0}{\mathbf{d}}$$
 2-18

Die Anströmgeschwindigkeit ist U₀, d ein charakteristischer Durchmesser und Sr die Strouhal-Zahl, welche bei einer Hindernisumströmung und in einem bestimmten Bereich von Re eine Konstante von Sr $\approx 0,2$ ist. Bei größer werdender Anströmgeschwindigkeit nimmt die Frequenz des abgestrahlten Schalls linear zu, die Intensität hingegen steigt mit der fünften bis sechsten Potenz von U₀. Beispielsweise nimmt bei einer Verdoppelung der Anströmgeschwindigkeit die Schallleistung um etwa 18 dB zu. Wirbel und die dadurch entstehenden Hiebtongeräusche oder breitbandige Geräusche entstehen auch in Strömungskanälen, wenn Einbauten umströmt werden oder die Strömung an Querschnittsänderungen oder scharfen Umlenkungen ablöst. Abgelöste Wirbel treffen dann auf in die Strömung ragende Kanten und erzeugen störende Geräusche mit den gleichen Eigenschaften wie Hiebtöne (Sinambari & Sentpali, 2014).

2.3.4 Geräusche durch Freistrahlen

Beim Austreten eines Luftstrahls aus einer Düse in einen Raum interagiert die bewegte mit der ruhenden Luft, wodurch es in der Grenzzone (Scherschicht) zu einer turbulenten Durchmischung der beiden Bereiche kommt. Die ungestörte Kernströmung ist in Düsennähe von einer hochturbulenten Mischzone umgeben, welche nach einem Übergangsbereich in den voll entwickelten, turbulenten Freistrahl übergeht. Einfluss auf die Eigenschaften des Freistrahls haben die Reynolds-Zahl und die Mach-Zahl, welche der Quotient von Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit ist. Der Fall eines laminaren Freistrahls wird an dieser Stelle nicht behandelt, da er keine Relevanz für diese Arbeit besitzt. In Bild 2.12 ist ein turbulenter Freistrahl schematisch abgebildet, in dem



die ungestörte Kernströmung durch den dunkelgrauen Bereich repräsentiert ist. Die Grundfrequenz kann mit einer Strouhal-Zahl von etwa Sr \approx 0,04 abgeschätzt werden, wobei die charakteristische Länge der Durchmesser der Düse ist. Bei zunehmend turbulenter werdender Strömung

Bild 2.12: Turbulenter Freistrahl (CFD-Simulation)

überlagern sich den Wirbeln immer höhere Geschwindigkeitsschwankungen. Die Wirbel selbst haben anfangs sehr kleine, weiter stromabwärts größere Wirkungsdurchmesser. Die regellosen Geschwindigkeitsschwankungen haben ebenso Druckschwankungen zur Folge, die sich im Medium ausbreiten und als breitbandige Geräusche wahrgenommen werden können. Die hochfrequenten Anteile entstehen aus den kleineren Wirbeln in Düsennähe, tieffrequente Anteile gehen aus dem Zerfall der größeren Wirbel in kleinere hervor. In der Mischzone gibt es große Gradienten der vorherrschenden Geschwindigkeit. Dadurch sind die Turbulenzballen starken Schubspannungen ausgesetzt, wodurch eine Verformung folgt. Aufgrund dieser Verformung kann die Abstrahlcharakteristik von Freistrahlen am besten durch Quadrupolstrahler beschrieben werden. Mit einer allgemein hohen Frequenz hat das Geräusch das Maximum bei Sr = $f \cdot d/U_0 \approx 0,25$ mit einer ausgeprägten Richtcharakteristik (Sinambari & Sentpali, 2014).

Bei wiederum höheren Strömungsgeschwindigkeiten (0,6 < Ma < 1,6) steigt die Schallleistung mit der achten Potenz, was bei einer Verdopplung der Geschwindigkeit einer Pegelzunahme von 24 dB entspricht. Für kleinere Mach-Zahlen können Geräusche mit Dipolcharakter entstehen, da Wirbel im Bereich der Düse auftreten und Wechselwirkungen verursachen. In diesem Fall ist die Schallleistung proportional zur sechsten Potenz (Sinambari & Sentpali, 2014).

2.3.5 Geräusche in turbulenten Grenzschichten

Die bisher genannten Geräuschentstehungsmechanismen sind eine Folge der Störung einer Strömung. Demnach sind in ungestörten laminaren Strömungen kaum Geräusche hörbar. Für eine turbulente Strömung entlang einer Wand trifft dieser Fall jedoch nicht zu. Auch ohne eine Störung der Strömung entstehen in ihr Geräusche, welche allein auf die turbulente Grenzschicht zurückzuführen sind. Die Entstehung dieses Fluidschalls ist eng mit der Abstrahlung von Körperschall verbunden. Ursache des Schalls sind zerfallende und neu entstehende Turbulenzballen innerhalb der Grenzschicht, welche starke Impulsstöße und Druckschwankungen zur Folge haben. Es handelt sich dabei um ein allgemein breitbandiges Geräusch, jedoch mit einem Maximum bei tiefen Frequenzen und einem kontinuierlichen Abfall zu hohen Frequenzen. Mit höherer Strömungsgeschwindigkeit oder höherem Turbulenzgrad nimmt die abgestrahlte Schallleistung zu und zusätzlich kommt es zu Körperschallabstrahlung, wenn es sich um leichtere Wände als Begrenzungsflächen handelt, die ein Mitschwingen ermöglichen (Sinambari & Sentpali, 2014).

2.3.6 Strömungsinduzierte Geräusche durch Auftriebskörper

In einem breiten Anwendungsbereich technischer Applikationen sind Geräusche, welche durch Auftriebskörper in einer Strömung erzeugt werden, dominant im Vergleich zu akustischen Quellen durch schwingende Strukturen. Die Fluiddynamik der Oberfläche kann im Hinblick auf ihre Vielfalt unterschiedlicher Sektoren kompliziert sein. Der Auftriebskörper liefert im Allgemeinen Effekte, welche einerseits die Fluiddynamik und andererseits die akustische Schallabstrahlung beeinflussen. Für solche Fälle sind die zuvor beschriebenen Vereinfachungen der Punkt- und Dipolquellen nicht mehr valide. Je nach Struktur kann die Oberfläche anfällig für Ermüdung durch Vibration werden. Zudem kann die von der Hinterkante ablösende Scherschicht durch ihre labile Natur dazu führen, dass sich diskrete Wirbelstrukturen lösen, die die Ursache von Geräuschquellen und Vibrationen des Auftriebskörpers sind (Blake, 2017). Die Strömungsumgebung eines typischen Auftriebskörpers ist in Bild 2.13 illustriert. Der abgebildete Fall ist allgemeingültig. Eine turbulente Strömung wirkt auf den Auftriebskörper ein, eine turbulente Grenzschicht ist an der Oberfläche ausgebildet und Turbulenzen bilden Wirbel stromabwärts der Hinterkante. Das Aufkommen von Störungen im Sog der Hinterkante infolge von Scherströmungsinstabilitäten steigert die Möglichkeit zusätzlicher Geräuschquellen. In realen Situationen kann jede Kombination von allen oder einigen der aufgezeigten Quellen vorkommen, was die Schallentstehungsmechanismen sehr komplex gestaltet (Blake, 2017).



Bild 2.13: Illustration hydrodynamischer Geräuschquellen von Auftriebskörpern (Blake, 2017)

In Bild 2.14 werden die generellen Eigenschaften möglicher Beiträge zum Geräuschspektrum von Strömungsquellen aufgezeigt. Das Geschwindigkeitsfeld ist annähernd parallel zur Oberfläche des Auftriebskörpers und die Turbulenz stromaufwärts wird als lineare Überlagerung der Geschwindigkeitsamplitude u_0 und dem integralen Längenmaß Λ betrachtet. Für diese Approximationen werden die statistischen Werte der einfallenden Turbulenz in Ort und Zeit als stationär angenommen.





Demnach kann der Frequenzbereich des abgestrahlten Vorderkantenschalls mit der nachstehenden Formel abgeschätzt werden:

$$\frac{2\pi f \cdot t_p}{U_0} \sim 20$$
 2-19

Im Folgenden werden wichtige Geräuschquellen und ihre Frequenzbereiche mit ihren hydrodynamischen Eigenschaften und akustischen Einschränkungen in Stichpunkten zusammengefasst. Für detailliertere Beschreibungen wird auf die Quelle verwiesen (Blake, 2017).

2.3.6.1 Hydrodynamische Charakteristiken

Turbulenz stromaufwärts

 $\omega C/2U_{\infty} < 20$: Die Strömung bewirkt einen oszillierenden Anstellwinkel, auf den der Auftriebskörper anspricht. Vorder- und Hinterkante sind strömungstechnisch gekoppelt. Die Störungen resultieren in einem Schwanken des Auftriebskoeffizienten

 $\omega C/2U_{\infty} > 20$: Der oszillierende Anstellwinkel bewirkt eine Fluktuation des Druckes lokal an der Vorderkante des Profils. Das Längenmaß auftreffender Wirbelstrukturen wird vergleichbar mit der Dicke der Vorderkante. Die Konsequenz ist ein Einfluss auf das Anwachsen der Grenzschicht nahe der Vorderkante

Wirbelschleppe der Hinterkante

Große Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und Kantengeometrie.

 $Re < 10^6$: Laminare Strömung am größten Teil der Oberfläche. Der Mechanismus tonaler Geräuschentstehung ist damit verbunden, gekoppelte Instabilitäten in die laminare Strömung an der Oberfläche und in die Wirbelschleppe einzubinden.

 $Re > 10^6$: Eine turbulente Strömung ist am Tragflügel ausgebildet. Die nahe Wirbelschleppe an der Hinterkante ist der wichtigste Einfluss für den tonalen Charakter, wobei die geometrische Form der Hinterkante die Intensität und die Frequenz der Ausbildung der Wirbelschleppe bestimmt.

 $\omega y_f/U_{\infty} \sim 1$: Dabei ist y_f abhängig von der Dicke der Scherschicht und annähernd in der Größenordnung der Hinterkantendicke.

Grenzschichtturbulenz

Breitbandig in der Frequenz ($\omega\delta/U_{\infty}$ < 100) und Wellenzahl. Nahe der Mittelsehne ist die Grenzschichtturbulenz nur als Quelle von Strukturvibrationen wirksam. Die Wirkung nimmt in Richtung Rand zu.

2.3.6.2 Akustische Einschränkungen

Turbulenz stromaufwärts

 $\omega C/c_0 < 2\pi$: Vorder- und Hinterkante liegen innerhalb einer akustischen Wellenlänge. Die einfache Theorie kompakter Dipolstrahler trifft zu. $I \propto \omega^2 F^2$

 $\omega C/c_0 < 2\pi$: Die Oberflächenverteilung des Druckes strahlt als dezentrale Quelle ab. Die einfache Betrachtung als Dipol ist nicht ausreichend für eine Vorhersage der Leistung oder Richtwirkung. $I \propto \omega F^2$
$\omega C/c_0 > 2\pi$: Eine Abstrahlung ist möglich, infolge einer Kraft an der Vorderkante, wenn der Radius der Vorderkante kleiner als die reziproke Wellenzahl der auftreffenden Turbulenz ist. $I \propto U^5$

Wirbelschleppe der Hinterkante

Aufgrund der Ablösung an der Hinterkante sind Kräfte dort lokalisiert.

 $\omega C/c_0 > 2\pi$: Die kompakte Theorie der Strahlertypen ist gültig. $I \propto U_{\infty}^6$

Grenzschichtturbulenz

Ist als Randgeräuschquelle vorhanden.

 $\omega \delta / U_{\infty} > 0.5; \, \omega C / 2U_{\infty} > 10; \, \omega C / c_0 > 2\pi$

In anderen Fällen nicht unterscheidbar von anderen Quellen, aufgrund der Turbulenz stromaufwärts. $I \propto U_{\infty}^5$

2.4 Akustische Kamera/Beamforming

Bei der Verwendung einer akustischen Kamera werden die gemessenen Signale auf eine Weise umgewandelt, dass die Quellen akustischer Signale für das menschliche Auge sichtbar werden. Die vom Menschen hörbaren akustischen Frequenzen im Bereich von etwa 16 Hz bis 16 kHz werden meist pegelabhängig in sichtbare Wellenlängen von ca. 380 nm bis 750 nm transformiert. Die akustische Kamera erzeugt Bilder, welche einen Geräuschpegel für bestimmte Frequenzbänder darstellt. Die Visualisierung ermöglicht eine Positionsbestimmung der Quellen in Schallfeldern. Das Einsatzgebiet von akustischen Kameras reicht von Messungen an Haushaltsgeräten und Werkzeugen, an Kraftund Schienenfahrzeugen, Motoren, Maschinen und Aggregaten bis hin zu großen Windenergie- und Industrieanlagen (Schröder, 2017). Die Bilder geben Auskunft über die örtliche Lage der Hauptschallquellen am gemessenen Objekt und die grafische Darstellung ähnelt einem Wärmebild, jedoch mit einer Schalldruckverteilung.

2.4.1 Funktionsprinzip

Die Funktionsweise einer akustischen Kamera basiert auf der Auswertung von Laufzeitunterschieden jedes Punktes einer Bildebene oder 3D-Oberfläche eines Objektes zu einzelnen Mikrofonen des Arrays. Die Zeitfunktion für jeden Ort $x = (x', y', z')^T$ der Bildebene kann nach der folgenden Formel rekonstruiert werden:

$$\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \frac{1}{N_{M}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{M}} \mathbf{f}_{i} \cdot (\mathbf{t} - \Delta_{i})$$
 2-20

Die Variable t ist die Zeit, N_M die Anzahl der Mikrofone im Array, f_i sind die aufgezeichneten Zeitfunktionen der Mikrofone an ihren Positionen x_i. $\Delta_i = \tau_i - \min(\tau)$ sind die relativen Zeitverzögerungen (Laufzeitdifferenzen), welche sich aus den absoluten Laufzeiten τ_i ergeben, wobei die kürzeste Laufzeit als Referenz dient. Die absoluten Laufzeiten ergeben sich anhand der Schallgeschwindigkeit in Luft (a_L \approx 344 m/s bei 20°C) und dem Abstand vom Mikrofon zum aktuell berechneten Quellort. Die jeweiligen Mikrofon-Zeitfunktionen werden zunächst laufzeitkorrigiert und anschließend nach einer Gewichtung zeitkohärent addiert. Das auf diese Weise verstärkte Signal muss anschließend noch auf die Anzahl der Arraymikrofone normiert werden, um den korrekten Energiegehalt zu erhalten, siehe Bild 2.15. Die rekonstruierten Zeitfunktionen bieten nun die Möglichkeit, den Effektivwert des Schalldruckes an jedem Ort über eine endliche Anzahl von n zeitdiskreten Abtastzeitpunkten t_k zu berechnen:

$$\widetilde{\mathbf{p}}_{eff}(\mathbf{x}) = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_{k=0}^{n-1} \widehat{\mathbf{f}}^2(\mathbf{x}, \mathbf{t}_k)}$$
2-21

Mit einer vorgegebenen Farbskala können die Effektivwerte an jedem Ort auf dem Bild wie eine akustische Karte dargestellt werden. Dieses Grundprinzip kann auch bei nichtplanaren Arrays angewandt werden (Schröder, 2017). Die Auswertung eines Schallereignisses kann mit einem Mikrofonarray im Zeit- oder Frequenzbereich erfolgen. Mittels der Fourier-Transformation kann Formel 2-20 gleichermaßen in der Frequenzebene betrachtet werden. Diese Domäne bietet einige Vorteile bei der Analyse von Daten, da man hier nur bestimmte Frequenzbereiche betrachten kann. Die Mikrofonsignale werden nur noch über komplexe Multiplikationen verknüpft und in spezielleren Algorithmen werden Schmalbandannahmen gemacht, da es nur bei einzelnen Frequenzlinien möglich ist, eine konstante Zeitverzögerung als eine konstante Phasenverschiebung darzustellen. Eine konstante Zeitverzögerung einer Spektrallinie ergibt eine definierte Phasenverzögerung, weshalb der Rechenaufwand im Frequenzbereich bei breitbandigen Signalen erheblich steigt. Darüber hinaus wächst der Aufwand bei einer höheren Anzahl an Mikrofonen im Frequenzbereich quadratisch, im Zeitbereich nur linear. Demnach ist die Auswertung im Zeitbereich mit einem erheblichen Effizienzvorteil einhergehend, welcher besonders



bei hochkanaligen Messungen zum Tragen kommt. Das Verfahren im Zeitbereich lässt sich zudem auch als Breitbandverfahren anwenden, da immer alle Frequenzanteile enthalten sind und sogar vorheriges Filtern beispielsweise störender, tieffrequenter Anteile ohne Veränderung des Algorithmus realisierbar ist (Schröder, 2017).

Bild 2.15: Funktionsprinzip der akustischen Kamera (Schröder, rung des Algorithmus realisier-2017)

Anders als im Zeitbereich birgt die Auswertung im Frequenzbereich potentielle Probleme mit Aliasing. Ein Auftreten von signalfrequenzabhängigen Nebenmaxima um den Ort der eigentlichen Quelle ist die Folge von Aliasing, siehe Bild 2.16. Die dadurch entstehenden Muster sind eine Funktion von der geometrischen Arraygröße und –form, sowie der Kanalzahl. In diesem Zusammenhang kann eine wichtige Kenngröße angegeben werden, der Arraykontrast, welcher die Differenz zwischen Haupt- und ersten Nebenmaximum ist. Ein idealisiert angenommenes Array in Ringform mit unendlich vielen Mikrofonen weist die Kontrastgrenze von -7,9 dB auf. Bei einer hohen Anzahl an Mik-



rofonen ist aber nicht unmittelbar der Kontrast besser, viel mehr liegt der Vorteil in dem kleinen Abstand zwischen den Messpunkten, was wiederum zu einem höheren Frequenzmaximum führt und es erlaubt, höhere Frequenzen zu analysieren. Eine Ringgeometrie eines Arrays wird meist gewählt, da hierbei die Ortsauflösung am besten ist, was sich als schmalstes Hauptmaximum darstellt. Sehr hohe Kontrastwerte sind meist nur mit aufwändig optimierten Arrays möglich, welche eine komplexere Geometrie haben. Bei einer ortsfesten Schallquelle verschieben sich die Aliasing-Muster frequenzabhängig im Bild, weshalb sie bei breitbandigen Signalen herausgemittelt werden. Allein tiefe Frequenzen verschlechtern hierbei den Bildkontrast, weshalb ein vorheriges Filtern der nicht interessierenden Frequenzen sinnvoll ist, bevor die akustischen Karten berechnet werden (Schröder, 2017).

Die Berechnung im Zeitbereich ist vorteilhaft, wenn es sich um impulsartige oder transiente Signale handelt. Die Analyse des Frequenzbereichs ist nur mit einer Kurzzeit-Fourier-Transformation anhand von Blockbildung möglich, wodurch die Zeitauflösung erheblich begrenzt wird. Die Verwendung von Blöcken erfordert den Einsatz von Fensterfunktionen, welche den tatsächlichen Energiegehalt verringern und Korrekturen erfordern. Zudem müssen Kreuzspektralmatrizen aus den Daten geschätzt werden, welche gerade bei kurzen Zeitintervallen nicht konsistent sind. Das erfordert wiederum eine Mittelung über mehrere Blöcke, was somit die Detailinformationen und die Zeitauflösung weiter verschlechtert. Durch spektrale Breitbandigkeit ist das Zusammenfassen von Daten aus mehreren Frequenzbändern sehr aufwändig, was mit der durch die transienten Signale bedingten niedrigen Abtastrate oftmals keine erwünschten Ergebnisse liefert. Meist sind auch die zu messenden technischen Geräusche von Anlagen nicht nur aus einzelnen tonalen Anteilen zusammengesetzt, sondern umfassen einen breiten Frequenzbereich mit vielen Tonalitäten. Auch hier ist das Zeitbereichsverfahren zur Lokalisation der Schallquellen vorteilhaft gegenüber der Auswertung im Frequenzbereich (Schröder, 2017).

Für eine gute örtliche Auflösung beim Beamforming ist es allgemein wichtig, eine sehr hohe Abtastrate zu realisieren. Die auf das Mikrofonarray treffende Schallwelle wird oftmals auf dessen Ebene projiziert, wodurch sich scheinbar höhere Laufgeschwindigkeiten zwischen den einzelnen Mikrofonen ergeben, als es mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Medium zu erwarten wäre. Die dadurch extrem kurzen Laufzeitunterschiede müssen mit der verwendeten Abtastrate noch detailliert genug abgebildet werden, um den Phasenfehler gering zu halten. Standardmäßig verwendete Abtastraten nach dem Theorem von Nyquist-Shannon würden zu sehr schlechten Winkel- und Ortsauflösungen führen. Zudem gäbe es frequenz- und winkelabhängige, instabil schwankende und nicht eindeutig bestimmbare Aliasingmuster, wodurch sich der Signal-Störabstand der akustischen Bilder erheblich verschlechtern würde. Für eine gute örtliche Auflösung sollte eine Abtastrate gewählt werden, welche ca. mit dem Faktor 10 über der zu analysierenden oberen Grenzfrequenz liegt (Schröder, 2017).

2.4.2 Delay and Sum Beamforming

Der konventionelle Algorithmus zum Beamforming wird "Delay and Sum" genannt und wird am besten wie ein räumlicher Filter beschrieben, der durch das Implementieren eines "Steering-Vektors" realisiert wird. Dieser Vektor besteht aus einer Menge an Phasenunterschieden, welche von den unterschiedlichen Laufzeiten jeder Quelle zu den Mikrofonen abhängen. Es werden die Zeitunterschiede in einer Weise zu den einzelnen Mikrofonsignalen addiert, dass die Zeitsignale in Richtung der Arrayauslenkung für jeden Kanal in Phase sind. Wenn das Array auf einen bestimmten Punkt ausgerichtet ist, sollten Signale einer Quelle an diesem Punkt unverzerrt passieren, wohingegen Signale von anders orientierten Quellen so stark wie möglich abgeschwächt werden sollten. In einem idealen Fall würde eine Funktion eins ausgeben, wenn das Array direkt auf eine Quelle gerichtet ist und null für alle anderen Orte. In der Praxis wird dies aufgrund von Nebenmaxima nicht erreicht. Die Geometrie der Arrays sollte so ausgelegt sein, dass die Fehler durch die Nebenmaxima minimal sind. Mit den Entfaltungsalgorithmen wie DAMAS (deconvolution algorithm for the mapping of acoustic sources) oder CLEAN-SC (CLEAN based on Source Coherence) soll der Einfluss der entstehenden Fehler weiter minimiert werden. In Bild 2.17 ist das Arraymuster des für diese Ausarbeitung verwendeten 56-Mikrofon Array für unterschiedliche Frequenzen abgebildet. Zu beachten ist, dass die Dynamik für die Darstellung sehr hoch gewählt ist, um die steigende Anzahl an Nebenmaxima für höhere Frequenzen zu demonstrieren (Geyer T. F., 2011).



Bild 2.17: Arraymuster (Richtcharakteristik) des verwendeten 56-Mikrofon Array bei unterschiedlichen Frequenzen mit Hauptmaximum bei x = 0, y = 0 und Nebenmaxima (Geyer T. F., 2011)

2.4.3 CLEAN-SC Entfaltungsalgorithmus

Dieser Entfaltungsalgorithmus basiert auf dem CLEAN Algorithmus, welcher in der Radioastronomie verwendet wird. CLEAN-SC verwendet räumliche Kohärenz zwischen den Quellen in der Soundmap und ihrer Nebenmaxima. Der Algorithmus beinhaltet die folgenden Schritte: Eine unverarbeitete Soundmap wird über das konventionelle Beamforming erhalten und das Maximum innerhalb des Bereiches wird gesucht. Anschließend werden kohärente Quellen subtrahiert und mit einem sauberen Hauptmaximum ohne Nebenmaxima ersetzt. Dieser Vorgang kann mit einem Faktor zwischen null und eins gewichtet werden. Die Schritte werden iterativ wiederholt bis ein gewünschtes Kriterium erreicht ist. Die resultierende Soundmap wird anschließend aus der Summe aller gewichteten Quellkomponenten ausgegeben.

2.4.4 Korrektur der Schallwellenablenkung an der Scherschicht

Die Anwendung eines Mikrofonarrays für aeroakustische Messungen innerhalb eines Freistrahl-Windkanals erfordert das Berücksichtigen der Schallwellenbrechung in der Scherschicht. In diesem Anwendungsfall befindet sich die Schallquelle in der Strömung, wohingegen das Mikrofonarray außerhalb liegt und der Schall die Scherschicht passieren muss. Auf diesem Weg wird der Schall durch die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten umgewälzt. Gleichzeitig wird er an der Scherschicht gebrochen. Aus diesem Grund werden die Laufzeiten von Quelle zu Mikrofon beeinflusst. Verglichen zu einem strömungslosen Zustand können die Laufzeiten länger oder kürzer sein. Zusätzlich wird auch die Amplitude des eintreffenden Schalls modifiziert. Ein Modell zur Schallausbreitung für ein Mikrofonarray muss aus diesem Grund die Effekte berücksichtigen. Im Allgemeinen gibt es drei unterschiedliche Methoden, um die Umwälzung an der Scherschicht des Freistrahls einzurechnen (Sarradj E. , A fast ray casting method for sound refraction at shear layers, 2016).

 Ein erster Ansatz betrachtet die Grenzschicht als unendlich d
ünnen Wirbelbereich, welcher zwei homogene Regionen mit unterschiedlichen Str
ömungsgeschwindigkeiten trennt. Das
überarbeitete Modell nach Amiet verfolgt diesen Ansatz und die Grenzschicht wird als einfache Geometrie wie eine Ebene oder Zylinderoberfl
äche betrachtet. Die Berechnung ist nicht aufwändig, jedoch k
önnen keine Grenzschichten mit komplizierteren oder dickeren Geometrien korrigiert werden.

- 2. Eine zweite Option ist eine Wellengleichung oder ein generelles Schallausbreitungsmodell in einem strömenden Fluid zu lösen. Für beliebige Strömungen können diese über numerische Methoden wie die Finite Elementen Methode (FEM) oder eine numerische strömungsakustische Berechnung (computational aeroacoustics CAA) gelöst werden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen erzielen eine hohe Genauigkeit, wobei jedoch das gesamte Strömungsfeld und nicht nur der interessierende Bereich der Grenzschicht berechnet wird, was die Lösung wesentlich aufwändiger macht.
- 3. Die dritte Möglichkeit beruht auf die Verfolgung von Schall-,Strahlen' durch das inhomogene Strömungsfeld, wobei es eine Vielzahl an verwendbaren Ansätzen gibt. Sie basieren auf der Integration von Differentialgleichungen, ohne dabei das gesamte Schallfeld berechnen zu müssen. Dadurch werden weniger Ressourcen zur Berechnung benötigt als bei numerischen FEM oder CAA Berechnungen und sie liefern präzisere Ergebnisse als der erste Ansatz der unendlich dünnen Grenzschicht.

3 Experimenteller Aufbau der Messkampagne

In dieser Arbeit wurde für die Messungen ein NACA65(12)-10 Tragflügelprofil gewählt, da es einen breiten praktischen Einsatzbereich in Form von Statorschaufeln und Leitblechen oder Blättern von Axialventilatoren hat. Die gleichen Profile wurden schon zuvor in anderen Arbeiten untersucht (Biedermann T., 2015), (Schreiber, 2017), (Koster, 2017). Die genauen Abmessungen und Variationen der Serrations an der Vorderkante wurden schon zuvor in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt und in Bild 2.5 sowie Bild 2.6 veranschaulicht. Die experimentelle Studie wurde an einem kleinen aeroakustischen Windkanal mit Freistrahl der Technischen Universität Cottbus-Senftenberg durchgeführt (Sarradj, Fritzsche, Gever, & Giesler, 2009). Für die Messungen wurde eine Düse mit kreisförmigen Querschnitt und einem Durchmesser von 0,2 m gewählt, deren Austritt von einer Kammer mit den Abmessungen 1,8 m x 1,25 m x 1,27 m umgeben war, welche in allen außer der Strömungsrichtung geschlossen war, Bild 3.1 (rechts). Die Wände der Kammer waren mit absorbierendem Material der Firma Basotect® der Firma BASF ausgekleidet, wodurch die auftreffende Schallenergie mittels der Zellstruktur reduziert wurde. Die porösen Wände absorbieren Frequenzen über 500 Hz und sorgen für eine reflexionsarme Messumgebung.



Bild 3.1: Links: Schematische Anordnung des Versuchsaufbaus mit dem Tragflügel relativ zum Zentrum des Mikrofonarrays. Rechts: 3D-Modell der Messkammer mit Düse, Gitter und Tragflügel.

Die Hintergrundgeräusche im Windkanal müssen für eine aeroakustische Messung signifikant leiser sein, um Geräusche von Tragflügelprofilen vermessen zu können. Bild 3.2 zeigt den A-gewichteten Gesamtschalldruckpegel des aeroakustischen Windkanals, welcher sich aus den Terzbändern mit den Mittenfrequenzen von 100 Hz bis 20 kHz zusammensetzt. Es zeigt, dass die Hintergrundgeräusche im Windkanal bei Geschwindig-



keiten bis 50 m/s deutlich unter 60 dB liegen. Der Tragflügel wurde in einem Abstand von 0,2 m in Strömungsrichtung hinter dem Turbulenzgitter, welches unmittelbar an der Düse befestigt war, platziert, siehe Bild 3.1 (links). Durch diesen Abstand, größer als 10 Maschenweiten, wird eine nahezu isotope Turbulenz sichergestellt (Roach, 1986). An der Vorderkante des Tragflügels wird ein Kernfreistrahldurchmesser

von 0,16 m erwartet. Aufgrund von Interaktion mit der ruhenden Luft verkleinert sich der Kern des Freistrahls, der unmittelbar hinter der Düse noch 0,2 m misst. Da die Serrations aus dem Hauptkörper des Tragflügels herausgeschnitten wurden, bleibt die maximale Sehnenlänge konstant und die Vorderkante bei allen Tragflügelvarianten an der gleichen Stelle bezüglich des Freistrahls. Die starke einwirkende Turbulenz lässt außerdem die Annahme zu, dass sich am Tragflügel an der Saug- und Druckseite turbulente Grenzschichten ausbilden, somit also keine Gefahr tonaler Effekte durch eine laminare Grenzschicht und einen damit assoziierten aeroakustischen Feedback-Loop vorhanden ist. In Bild 3.1 ist die Mikrofonarraystruktur und die Anordnung im Windkanal bezogen auf die Düse und den Tragflügel dargestellt. Zudem sind für spätere Auswertungen von Einzelmikrofonen Mic₁ und Mic₂ gekennzeichnet.

3.1 Zuströmturbulenz

Um eine definierte Turbulenz und somit valide Aussagen über das Verhalten der Tragflügelvariationen treffen zu können, wurden drei grobe Turbulenzgitter mit unterschiedlichen Maschenweiten und Strebenbreiten unmittelbar an der Düse des aeroakustischen Windkanals befestigt. Der Abstand zwischen Gitter und Tragflügel wurde bei allen Messungen konstant bei 0,2 m gehalten. Die zu erwartende auftreffende Turbulenz kann über den Abstand zum Gitter x_g und der Gitterstrebenbreite a abgeschätzt werden und wird als isotrop betrachtet. Zusätzlich wird eine empirische Gitterkonstante E eingeführt, welche die Gittergeometrie und die Reynolds-Zahl mit einbezieht, siehe Absatz 2.2.4 (Roach, 1986). Für die verwendeten Gitterstrukturen wurden bei den Messungen quadratische Geometrien gewählt, wodurch die empirische Gitterkonstante E = 1,13 angenommen werden kann. Bild 3.3 zeigt die verwendeten Turbulenzgitter mit ihren Bezeichnungen und Tabelle 3-1 gibt die genauen Abmessungen und zu erwartenden Turbulenzen an.



Bild 3.3: Verwendete Turbulenzgitter mit Bezeichnungen

Nr.	Abk.	Maschenweite	Strebenbreite	Porosität	Erwartet Tu	Erwartet Λ_x		
		b _g [mm]	a [mm]	β [%]	Tu [%]	Λ_x [mm]		
1	G10/2	10	2	64	4,2	4,00		
2	G8/3	8	3	39	5,6	3,27		
3	G14/4	14	4	51	6,9	2,83		

Tabelle 3-1: Verwendete Turbulenzgitter, Abmessungen und erwartete Turbulenz

Im Vorfeld der Messkampagne wurde die Theorie nach 2.2.4 zugrunde gelegt, um eine Auswahl der Turbulenzgitter zu treffen. Um die berechneten Turbulenzen und turbulenten Längenmaße zu validieren, wurden im Nachhinein von Mitarbeitern der BTU Cottbus-Senftenberg Hitzdrahtmessungen durchgeführt. Dazu wurden 30 willkürlich verteilte Messpunkte auf einer y-z-Ebene in imaginärer Position der Tragflügelvorderkante (0,2 m stromabwärts des Turbulenzgitters) mit einer Einzeldrahtsonde P11 der Firma Dantec und einem mehrkanaligem Constant Temperature Anemometry (CTA) Messsystem durchgeführt. Aus den Messungen folgt die Bestimmung der Turbulenz und des integralen Längenmaßes. Die Datenverarbeitung wurde mit einer Abtastrate AR = 25,6 kHz über eine Dauer von 12 s durchgeführt, was zu einer spektralen Auflösung von bis zu 10

kHz führt. Das integrale Längenmaß wird über eine Anpassung des einseitigen Leistungsspektrums der Geschwindigkeitsschwankungen zur Formulierung einer isotropen und homogenen Turbulenz bestimmt (Hinze, 1987) (Geyer, Sarradj, & Hobracht, 2016). Die Auswertung der Zuströmbedingungen wird in Abschnitt 4 vorgenommen.

3.2 Aeroakustischer Aufbau, Datenverarbeitung & Analyse

Insgesamt wurden zehn unterschiedliche Vorderkanten am Tragflügel variiert. Unter ihnen dient als Referenz die gerade Vorderkante (Baseline). Die Messungen, bei denen die Tragflügel mit turbulenten Strömungen interagieren und dadurch Schall abstrahlen (AGI-Noise: Aerofoil-Gust-Interaction), wurden im Aeroakustik-Labor der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg durchgeführt. Die Tragflügel wurden mit einer Halterung fixiert, die zuvor eigens konstruiert und mittels Rapid Prototyping hergestellt wurde, siehe Bild 3.4. Eine technische Zeichnung mit genauen Abmessungen befindet sich im Anhang A6.



Bild 3.4: Halterung der Tragflügel für die Sechskomponentenwaage

Es wurden keine Seitenplatten an der Halterung verbaut, da die Spannweite mit b = 0,495 m aus der Freistrahl-Kernströmung von etwa 0,16 m herausragt und somit keine dreidimensionalen Effekte an den Rändern zu erwarten sind und auch die Halterung keinen Kontakt mit der Scherschicht hat.

Die Schallmessungen im aeroakustischen Windkanal wurden mittels eines Arrays mit 56 Kondensatormikrofonen mit polaren Winkeln von 90° in einer Ebene von 0,73 m über dem Tragflügel durchgeführt. Das Zentrum des Mikrofonarrays liegt dabei 80 mm stromabwärts der Hinterkante des Tragflügels, 0,23 m hinter der Vorderkante und demnach 0,43 m hinter dem Düsenaustritt mit dem Turbulenzgitter, siehe Bild 3.1. Die Mikrofone sind an einem National Instruments 24-bit Multikanal Frontend angeschlossen und die Datenerfassung wird mit einer Abtastrate von AR = 51,2 kHz durchgeführt. Für die spektrale Analyse der Messdaten wird eine Blockgröße von BG = 4096 Abtastpunkten gewählt. Bei einem Overlapping von 50 %, wobei ein Hanning-Fenster verwendet wird, führt das zu 1.000 gemittelten Blöcken für die Matrix des Kreuzspektrums und einer Frequenzauflösung von $\Delta f = 12,5$ Hz. Die spektralen Informationen im Schmalbandspektrum ergeben sich aus einer Integration der Geräuschquellen innerhalb einer bestimmten Fläche oder einem Volumen, wodurch ungewollte Hintergrund- oder Störgeräusche wie der Windkanal oder das Turbulenzgitter im niederfrequenten Bereich und die Hinterkante des Tragflügels im hochfrequenten Bereich ausgeschlossen werden. Für diese Zwecke wurde der CLEAN-SC Algorithmus (Sijtsma, 2007) auf einen ausgewählten zweidimensionalen Abschnitt, gewählt. Die Formulierung des "Steering-Vectors" wird so gewählt, dass bei der

Tabelle 3-2: Verschiebung der Vorderkan-	
tenebene bei unterschiedlichen An-	
stellwinkeln, bezogen auf $x = 0,23m$	
und $z = 0,73m$	

unu	2 – 0,70 m						
[°]	[mm]	[mm]					
α	Х	Z					
-16	5,64	-20,10					
-15	5,13	-18,88					
-14	4,63	-17,65					
-12	3,71	-15,25					
-10	2,87	-12,74					
-8	2,12	-10,29					
-6	1,46	-7,72					
-4	0,88	-5,22					
-2	0,40	-2,62					
0	0,00	0,00					
+2	-0,30	2,63					
+4	-0,52	5,27					
+6	-0,63	7,91					
+8	-0,66	10,56					
+10	-0,60	13,21					
+12	-0,44	15,85					
+14	-0,19	18,48					
+15	-0,03	19,80					
+16	0,15	21,11					

Definition der Quellkartierung das korrigierte Autopower-Spectrum des Filterausgangs verwendet wird (Sarradj E., 2012). Die Integrationsfläche für die Geräuschquellen wurde auf $-0,25 \text{ m} \le x \le$ in -0,16 m Strömungsrichtung und auf $-0,06 \text{ m} \le y \le +0,06 \text{ m}$ orthogonal zur Strömungsrichtung festgelegt, wobei die vertikale Ebene konstant auf Höhe der Vorderkante des Tragflügels gehalten wird. Bei einem Anstellwinkel von 0° wurde die Höhe auf z = 0,73 m gewählt. Bei anderen vermessenen Anstellwinkeln zwischen -16° und +16° verschiebt sich die z-Ausrichtung des Integrationsbereichs gemäß Tabelle 3-2, wo die jeweiligen z-Koordinaten für alle gemessenen Konstellationen aufgetragen sind.

Um zwei- und dreidimensionale Soundmaps zu generieren, wurde der Delay-and-Sum Algorithmus verwendet, der eine verbesserte visuelle Interpretierbarkeit liefert, verglichen mit CLEAN- SC, dessen Entfaltungsalgorithmus zu einer größeren Anzahl kleiner Geräuschpunktquellen führt. Die erstellten Geräuschkartierungen und spektralen Informationen der Geräuschquellen aus den Integrationsflächen oder –volumina erlauben Aussagen über den Geräuschreduktionsmechanismus, sowie den Einfluss verschiedener Serrationparameter (Wellenlänge und Amplitude), verschiedener Anstellwinkel und Turbulenzintensitäten auf die Schallabstrahlung und Geräuschminderung durch Serrations. Die auf diese Weise analysierten Daten sind nur bedingt vergleichbar mit vorangegangenen Messkampagnen zu diesem Thema, da durch die Wahl des Integrationsbereiches Spektren entstehen, die nicht alle Quellen beinhalten. In manchen Fällen kann es sinnvoll sein, akustische Daten eines beliebigen einzelnen Mikrofones im Array zusätzlich zu analysieren.

3.3 Aerodynamisches Setup

Um die verschiedenen Tragflügelprofile aerodynamisch klassifizieren zu können, wurden gleichzeitig zu allen akustischen Messungen die aerodynamischen Auftriebs- und Widerstandskräfte aufgenommen. So ist ein Vergleich zwischen den modifizierten Vorderkanten untereinander und zu dem Referenzfall (Baseline) möglich. Zu diesem Zwecke wurde eine Sechskomponentenwaage verwendet, bei der sechs einzelne Wägezellen angeordnet sind, siehe Bild 3.5.



Bild 3.5: Links: Foto der Sechskomponentenwaage mit eingebautem Tragflügelprofil; Rechts: Schematischer Aufbau der Sechskomponentenwaage mit den sechs einzelnen Wägezellen

Die Wägezellen V1, V2 und V3 messen die vertikale, V4 und V5 die horizontale und V6 eine mögliche Querkomponente mit einer Nennlast von 10 kg je Zelle und einem zusammengesetzten Fehler von 0,017 %. Der Anstellwinkel wird mit einer elektronischen Wasserwaage für jede Messung mit einer Genauigkeit von 0,1° eingestellt. Die auftretenden Kräfte werden, nachdem sie über dünne Stahldrähte übertragen wurden, mittels einer Wheatstone'schen Messbrücke ausgewertet und über ein 24-bit National Instruments Analog-Digitalwandler eingelesen (Geyer T. F., 2011). Die Datenerfassung wird mit einer Abtastrate von AR = 1 kHz durchgeführt, wobei die erhaltenen Daten über eine Messzeit von 15 Sekunden gemittelt werden. Mit den aufgenommenen Werten lassen sich über einen proportionalen Zusammenhang zwischen Kräften und Spannung die Auftriebs- und Widerstandskräfte berechnen. Die aerodynamischen Kräfte und Momente können wie folgt berechnet werden.

$$\begin{pmatrix} F_{L} \\ F_{D} \\ F_{S} \\ M_{P} \\ M_{R} \\ M_{V} \end{pmatrix} = \mathbf{B} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{v}_{1} \\ \mathbf{v}_{2} \\ \mathbf{v}_{3} \\ \mathbf{v}_{4} \\ \mathbf{v}_{5} \\ \mathbf{v}_{6} \end{pmatrix}$$

$$3-1$$

Die Matrix B ist die Kalibriermatrix der Sechskomponentenwaage und im Anhang A1 zu finden.

Die gewonnenen Ergebnisse sind mehr für einen relativen Vergleich der einzelnen vermessenen Tragflügel gedacht als für absolute quantitative Aussagen, da sich die Exponate jeweils nicht komplett in der Kernströmung des Freistrahls befinden, was zu Interaktionen zwischen äußerem Tragflügelbereichen und der Scherschicht führt. Wegen dieser Tatsache wird in dieser Arbeit keine Korrektur der aerodynamischen Kenngrößen für den Freistrahl vorgenommen. Mehr allgemeingültige Resultate wurden schon in vorangegangenen Arbeiten mit denselben Profilen durchgeführt, jedoch bei kleineren Windgeschwindigkeiten und Anstellwinkeln (Koster, 2017).

3.3.1 Winkelkorrektur für Freistrahlen

Das Vermessen eines Tragflügelprofils in einem Windkanal mit endlichen Abmessungen führt zu einer Umlenkung der Strömung in entgegengesetzter Richtung zum Auftrieb. Diese Umlenkung würde in einer freien Strömung nicht stattfinden. Davon direkt beeinflusst wird der geometrische Anstellwinkel, der sich durch die Umlenkung reduziert. Für einen Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten ist der effektive Winkel des Tragflügels in der Strömung wichtig, welcher mit der nachstehenden Formel aus dem geometrischen Winkel abgeschätzt werden kann, die jedoch für symmetrische Profile entwickelt wurde:

$$\alpha_{\rm eff} = \frac{\alpha}{\zeta}$$
Wobei $\zeta = (1 + 2 \cdot \sigma)^2 + \sqrt{12 \cdot \sigma}$ und $\sigma = (\pi^2/48) \cdot (t_P/H_d)$ gilt.

Der korrigierte Winkel α_{eff} repräsentiert den in freier Strömung benötigten Winkel, um den gleichen Auftrieb zu erzeugen, wie mit dem geometrischen Winkel α_g im Freistrahl. H_d gibt dabei die vertikale Dimension des Freistrahls für den horizontal verbauten Tragflügel wieder. In dieser Arbeit wird H = 0,2 m verwendet, was der Austrittsöffnung der Düse entspricht. Das Aufweiten des Freistrahls und die Effekte in der Freistrahl-Grenzschicht werden bei dieser Korrektur nicht weiter berücksichtigt, da die Auswertung der aerodynamischen Daten ohnehin qualitativ erfolgen und weitestgehend für einen direkten Vergleich zu gebrauchen sind. Die Profiltiefe t_P = 0,15 m geht ebenfalls in die Korrektur ein. Jedoch gibt es keine gesonderte Korrektur für unsymmetrische Tragflügelprofile, wie den in dieser Arbeit untersuchten NACA65(10)-12. Die empirisch ermittelte Korrektur wurde mit einem symmetrischen NACA0012 Profil bestimmt (Brooks, Pope, & Marcolini, 1989). Ein weiterer Aspekt ist, dass die Winkelkorrektur lediglich die Ablenkung des Freistrahls durch das Profil berücksichtig und der sich verändernde Freistrahl mit zunehmendem Abstand zur Düse wird an dieser Stelle vernachlässigt.

3.4 Messkampagne

Für die Studie wurden die Einflussgrößen in gleichbleibenden Abständen variiert. Da für unterschiedliche am Windkanal befestigte Turbulenzgitter der Druckverlust erheblich von den Gitterdimensionen abhängt, wurde vorab festgestellt, dass die höchste Geschwindigkeit, die mit allen Gittern erreicht werden kann, $U_0 = 45$ m/s ist. In Tabelle 3-3 werden die eingestellten Parameter jeder Einflussgröße zusammenfassend dargestellt. Zudem wurde für das 14/4-Gitter eine maximale Geschwindigkeit von $U_0 = 55$ m/s und für das 10/2-Gitter sogar $U_0 = 65$ m/s erreicht, vgl. Abschnitt 4. Für diese Turbulenzgitter wurden zu den üblichen Messungen auch die erhöhten Geschwindigkeiten mit allen Tragflügelprofilen und Anstellwinkeln vermessen.

Einflussgröße	Abk.	Einheit	Niedrige Stufe	Mittlere Stufe	Hohe Stufe		
Geschwindigkeit	U	[m/s]	25	35	45		
Turbulenzgitter	H/d	[mm]	10/2	8/3	14/4		
Amplitude	А	[mm]	12	29	45		
Wellenlänge	λ	[mm]	7,5	26	45		
Anstellwinkel α		[°]	-15	0	+15		

Tabelle 3-3: Matrix mit Variationen der Einflussgrößen; insgesamt $3^5 = 243$ Messungen

Die Variation von Amplitude und Wellenlänge wurde während der Messkampagne nicht in allen Kombinationen durchgeführt. Statt der möglichen neun Kombinationen wurden nur die zentralen fünf Varianten für die Messungen ausgewählt, welche in Bild 3.6 hervorgehoben sind. Zusätzlich wurde an allen möglichen Messpunkten die gerade Vorderkante (Baseline) vermessen. Um weitere Untersuchungen durchführen zu können und Eigengeräusche der Gitter zu analysieren, wurden alle Turbulenzgitter bei allen Geschwindigkeiten ohne Tragflügelprofile vermessen. Es wurde eine stetige Variation des Anstellwinkels in 2°-Schritten der beiden Profile Baseline und A29 λ 7,5 durchgeführt. Zudem wurden die gleichen zwei Profile ohne Turbulenzgitter und einem Anstellwinkel von 0° bei 25 m/s und 45 m/s vermessen.

3.5 Planung der Auswertung

Auf Grundlage der vielen unterschiedlichen durchgeführten Messungen werden in diesem Abschnitt die Auswertungen und Beobachtungen zusammengetragen. Hierzu wird zunächst ein Überblick über die Planung der Auswertung gegeben. Anschließend werden die Zuströmbedingungen am Messaufbau untersucht und quantifiziert. Nach der Auswertung der aerodynamischen Eigenschaften der Profile wird die Akustik ausgewertet. Hierzu werden einige Voruntersuchungen durchgeführt, die für eine bessere Interpretierbarkeit der Ergebnisse nötig sind. Die Akustik der Profile wird anhand von 3D-Soundmaps, 2D-Soundmaps, Summenpegeln und Frequenzspektren analysiert. Eine Übersicht der Vorgehensweise bei der Auswertung wird in Bild 3.6 gegeben.



Bild 3.6: Auswertung der Messreihen mit Übersicht der Parametervariationen

Für die Auswertungen wurden die folgenden Fälle untersucht:

- Unabhängige Variation von A und λ bei G14/4, 35m/s und $\alpha = 0^{\circ}$
- Unabhängige Variation der Geschwindigkeit bei G14/4, BSLN, A29 λ 26 und $\alpha = 0^{\circ}$
- Unabhängige Variation der Turbulenzgitter bei 35m/s, BSLN, A29 λ 26 und $\alpha = 0^{\circ}$
- Unabhängige Variation des Anstellwinkels α bei 35m/s, BSLN, A29 λ 26 und G14/4

Die ausgewählten Fälle erlauben es, zu jeder Einflussgröße eine Aussage über ihren Einfluss auf Aerodynamik und Akustik unabhängig von den anderen Größen zu treffen.

4 Auswertung der Zuströmbedingungen im Windkanal/Freistrahl

Zu Beginn der Messkampagne werden die Zuströmbedingungen quantifiziert. Im Vorfeld wurden drei unterschiedliche Turbulenzgitter ausgewählt, um den Einfluss unterschiedlicher Turbulenzgrade in der Auswertung betrachten zu können. Die an der Düse des Windkanals montierten Gitter erzeugen durch ihre Porosität unterschiedliche Druckverluste der Strömung. Da die Anströmgeschwindigkeit des Windkanals anhand des Vorkammerdruckes eingestellt wird, dient eine Messung der Geschwindigkeit bei Variation des Vorkammerdruckes bei allen Gittern als Referenz für alle späteren Messungen. Die Messungen wurden mit einem Prandtl'schen Staurohr mit integriertem Thermometer in der horizontalen Ebene der Tragflügelvorderkante durchgeführt und die jeweilige Geschwindigkeit konnte unmittelbar abgelesen werden. Tabelle 4-1 zeigt die Ergebnisse und Bild 4.1 veranschaulicht diese. Der direkte Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Vorkammerdruck bei jedem Gitter dient bei allen weiteren Messungen als Grundlage, um die Geschwindigkeit einzustellen.

		Vorkammerdruck [Pa]												
Geschw. [m/s]	Re [-]	G10/2	G8/3	G14/4	ohne Gitte r									
65	635.033	5565			2600									
60	586.184	4750		6570	2220									
55	537.336	3979		5525	1860									
50	488.487	3250		4490	1540									
45	439.638	2587	6780	3573	1231									
40	390.789	2025	5189	2740	960									
35	341.941	1533	3944	2087	724									
30	293.092	1103	2793	1521	520									
25	244.243	752	1928	1002	345									
15	146.546			361										
10	97.697			133										
5	48.849			19										

Tabelle 4-1: Messung des Vorkammerdruckes des Windkanals bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten (Position des Tragflügels) und Turbulenzgittern

Т



Bild 4.1: Vorkammerdrücke des Windkanals bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten (Position des Tragflügels) und Turbulenzgittern

Durch die Abhängigkeit zwischen Vorkammerdruck und Geschwindigkeit ergeben sich Polynome zweiten Grades, wodurch auch nicht gemessene Geschwindigkeiten eingestellt werden können. Die Polynome zu jedem Gitter können dem Diagramm in Bild 4.1 entnommen werden. Da bei den Geschwindigkeitsmessungen kein Tragflügel in der Strömung war und diese als Grundlage für das Einstellen der Geschwindigkeit aller weiteren Versuchspunkte dienen, kann es zu kleinen Abweichungen kommen. Diese Abweichungen werden wegen des Abstandes der Profile zur Düse des Windkanals als nicht signifikant angenommen. Weitere Fehler bei den weiteren Messungen können durch die Einstellgenauigkeit des Vorkammerdruckes entstehen. Auch eine Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Temperatur wird nicht berücksichtigt oder untersucht.

In dieser Arbeit werden bei allen Messreihen und Untersuchungen die Anströmgeschwindigkeiten als Parameter angegeben. Eine wissenschaftlichere Form ist die Angabe der Reynolds-Zahl, wodurch die Zuströmbedingungen eindeutiger quantifiziert sind. Die jeweiligen Reynolds-Zahlen zu den verschiedenen Geschwindigkeiten sind in Tabelle 4-1 angegeben. Sie ist auf die Profiltiefe der Tragflügelprofile t_P = 150 mm bezogen und errechnet sich mittels der Luftdichte $\rho = 1,188 \text{ kg/m}^3$ und der dynamischen Viskosität $\eta =$ 18,24 µPas. Die Stoffdaten der Luft sind bei den Berechnungen als Konstanten angenommen. Erkennbar ist, dass die Reynolds-Zahl in allen Fällen etwa um den Faktor 10⁴ größer ist als die Anströmgeschwindigkeit. In Abschnitt 3.1 wird die Turbulenz in der Messebene auf unterschiedliche Weisen quantifiziert. Im Vorfeld der Messkampagne in Cottbus wurden die Turbulenzgitter nach ihren theoretischen Turbulenzgraden mittels der Theorie nach Roach ausgewählt (Roach, 1986). Im Nachhinein wurden die theoretischen Werte über eine Hitzdrahtmessung validiert. Die Validierung wurden von Mitarbeitern der BTU Cottbus durchgeführt. Die Messungen umfassten alle verwendeten Turbulenzgitter bei allen verwendeten Geschwindigkeiten und wurden an 31 zufällig ausgewählten Messpunkten auf einer 40x40 mm² großen y-z-Ebene mit x = 147,5 mm vom Arrayursprung durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen und der Vergleich mit den theoretischen Werten wird in Bild 4.2 und Bild 4.3 dargestellt.



Bild 4.2: Turbulenzgrad der unterschiedlichen Gitter in Ebene der Vorderkante des Tragflügelprofils im Windkanal, Theorie und Messung

In Bild 4.2 sind zunächst die theoretischen Turbulenzgrade zu sehen. Sie wurden mit dem Hintergrund ausgewählt, dass für die Messreihen drei unterschiedliche Zuströmbedingungen gewährleistet werden. Die theoretischen Werte sind in äquidistanten Abständen von etwa 4 % bis 7 % angesetzt worden. Die jeweiligen Messwerte zeigen ein stark abweichendes Bild von der Theorie. In allen Fällen werden die erwarteten Turbulenzgrade nicht erreicht und es werden lediglich Turbulenzgrade von knapp über 5 % erreicht. Außerdem sind die Turbulenzgrade der Gitter G10/2 und G8/3 über alle gemessenen Geschwindigkeiten nahezu identisch. Zur Vollständigkeit ist in dem Diagramm zusätzlich der Turbulenzgrad für die Messungen ohne Gitter angegeben. Diese liegen in einer Größenordnung von ca. 0,5 %. In allen Fällen kann allerdings der Turbulenzgrad relativ konstant über unterschiedliche Geschwindigkeiten angesehen werden.



Bild 4.3: Integrales Längenmaß der unterschiedlichen Gitter in Ebene der Vorderkante des Tragflügelprofils im Windkanal, Theorie und Messung

Das integrale Längenmaß der Anströmung zeigt ein ähnliches Bild wie der Turbulenzgrad. Auch ist in Bild 4.3 erkennbar, dass die jeweiligen theoretischen Werte von den Messungen erheblich abweichen und sogar einer anderen Tendenz folgen. Zudem sind die gemessenen Werte nicht über die Strömungsgeschwindigkeit konstant, sondern steigen kontinuierlich. Sie liegen alle in einer vergleichbaren Größenordnung zwischen 5 mm und 6 mm. Wie schon bei den Messungen des Turbulenzgrades sind auch hier die Werte von Gitter G10/2 und G8/3 nahezu identisch. Die berechnete integrale Längenskala für den Fall ohne Gitter ist in diesem Fall nicht aussagekräftig. Da sie aus der Anpassung an das Turbulenzspektrum berechnet wird, ergeben Berechnungen ohne großskalige Turbulenzgrade keine plausiblen Ergebnisse.

Aufgrund der nahezu identischen Ergebnisse der Zuströmbedingungen Turbulenzgrad und integraler Längenskala von Gitter G10/2 und G8/3, werden in der Auswertung der Akustik zunächst nur diese beiden Gitter untersucht. Bei gleichen Zuströmbedingungen sind auch die gleichen akustischen Eigenschaften zu erwarten, was in einem Pre-Check in Abschnitt 6.2.3 geprüft werden soll. Im Falle von gleichem Einfluss auf die Akustik müssten im weiteren Verlauf der Arbeit lediglich zwei unterschiedliche Turbulenzgitter untersucht werden.

5 Auswertung der Aerodynamik

In diesem Teil der Arbeit werden die aerodynamischen Eigenschaften der unterschiedlichen untersuchten Tragflügelprofile ausgewertet. Die Einordnung der Aerodynamik ist wichtig, um die späteren akustischen Erkenntnisse in Bezug auf Auftrieb und Widerstand der Tragflügel in der Strömung zu bewerten. Akustische Vorteile, die mit einer erheblichen Verschlechterung der Aerodynamik einhergehen, können auf diese Weise unmittelbar diskutiert werden.

Um die aerodynamischen Eigenschaften der Tragflügelprofile bewerten zu können, werden zunächst die geometrischen Anstellwinkel korrigiert, siehe Abschnitt 3.3.1. Durch den relativ schmalen Durchmesser des Freistrahls im Verhältnis zu der Profiltiefe ist seine Ablenkung durch die montierten Profile erheblich, wodurch der effektive Anstellwinkel stark vom Geometrischen abweicht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5-1 festgehalten.

	Tabelle 5-1: Korrektur der geometrischen Anstellwinkel auf die effektiven Anstellwinkel																			
[°]	α	16	15	14	12	10	8	6	4	2	0	-2	-4	-6	-8	-10	-12	-14	-15	-16
[°]	$\alpha_{\rm eff}$	5,94	5,57	5,20	4,45	3,71	2,97	2,23	1,48	0,74	0,00	-0,74	-1,48	-2,23	-2,97	-3,71	-4,45	-5,20	-5,57	-5,94

Die Korrektur und die dadurch erhebliche Differenz der Winkel zeigt ihre Notwendigkeit für eine Interpretation der Ergebnisse. Die folgenden aerodynamischen Auswertungen werden mit den korrigierten Winkeln durchgeführt. Es wurden zwei Konfigurationen jeweils mit stetigen Winkeländerungen vermessen. Die ausgewählten Profile sind die Baseline und das Profil A29\lambda7,5, bei welchem eine maximale Schallreduktion zu erwarten ist (Biedermann T., 2015). Bild 5.1 zeigt die aerodynamischen Werte der beiden Profile bei stetig variierten Anstellwinkeln unter Verwendung des Turbulenzgitters G14/4 und bei einer mittleren Anströmgeschwindigkeit von 25 m/s oder Re \approx 250.000.



Bild 5.1: Polardiagramm (links) und Auftriebslinie (rechts) der Baseline und des A29λ7,5 Profils mit stetiger Winkelvariation; Turbulenzgitter G14/4; Re≈250.000

Beim Betrachten von Bild 5.1 sind die Unterschiede zwischen der Baseline und dem Tragflügelprofil A29 λ 7,5 unmittelbar ersichtlich. Die Auftriebslinie zeigt einen maximal um etwa c_a = 0,05 höheren Auftriebsbeiwert der Baseline. Im Bereich positiver Anstellwinkel verhalten sich die beiden Profile, abgesehen von dem Offset der Baseline, nahezu konstant. Beide Profile weisen auch bei negativen Anstellwinkeln positive Auftriebsbeiwerte auf. Im Bereich negativer Anstellwinkel ändert sich das Verhalten von A29 λ 7,5 insofern, dass auch bei kleineren Winkeln noch positive Auftriebsbeiwerte erreicht werden. Das Polardiagramm spiegelt das Verhältnis von Auftriebs- und Widerstandsbeiwert wieder. Eine Tangente durch den Ursprung bei gleicher Skalierung der Achsen gibt den Optimalpunkt der Profile an. Dieser befindet sich bei beiden Profilen bei einem Auftriebsbeiwert von etwa 0,25. Das entspricht bei der Baseline einem Anstellwinkel von ca. 1,5° und bei A29 λ 7,5 etwa 2,1°.

Bei den Ergebnissen gibt es in beiden Kurven Messwerte, die als Ausreißer betrachtet werden und vom erwarteten Trend abweichen. Sie wurden in Bild 5.1 nicht berücksichtig. Die gleichen Diagramme mit den gemessenen Ausreißern befinden sich im Anhang A2. Bei diesen Messpunkten weichen schon die Werte der Wägezellen der Sechskomponentenwaage stark von den restlichen ab, was für eine Fehlfunktion der Waage an diesen Messpunkten spricht. In Bild 5.2 sind die Auftriebslinien von allen vermessenen Profilen anhand von drei unterschiedlichen Anstellwinkeln bei einer Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s und dem Turbulenzgitter G14/4 dargestellt. Die Auftriebslinien aller restlichen Profile liegen in allen Bereichen zwischen denen der Baseline und A29 λ 7,5. Jedoch ist ihr Verhalten dem



der Baseline ähnlicher und A29λ7,5 weicht am stärksten ab. Die gleichen Tendenzen sind bei allen vermessenen Geschwindigkeiten und Turbulenzgittern zu beobachten. Die Auftriebslinien zu den weiteren Fällen befinden sich im Anhang A4. Eine eindeutige Skalierung der Abweichung mit der Amplitude oder Wellenlänge der Serrations kann nicht festgestellt werden.

Im Folgenden findet ein Vergleich zu vorangegangenen Auswertungen statt (Koster, 2017), wobei Bild 5.3 die Ergebnisse zeigt. Aufgrund der durchgeführten Winkelkorrektur wurde, verglichen mit den Vergleichsmessungen, ein relativ kleiner Bereich



vermessen. In diesem Bereich beschreibt die Auftriebslinie in beiden Fällen eine gerade Linie. Erst außerhalb dieses Bereiches zeigen sich keine linearen Abhängigkeiten mehr. Die jeweilige Tendenz der unterschiedlichen Serrations ist zudem gleichbleibend. Bei kleinerer Wellenlänge sinkt bei positiven Winkeln der Auftriebsbeiwert. Ein Abknicken der Auf-

triebslinien von A29λ7,5 ist in Bild 5.3 jedoch nicht erkennbar. Stattdessen zeigt der Verlauf der Baseline einen stärkeren Einbruch in Richtung negativer Winkel. Die absoluten Auftriebsbeiwerte können aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen an dieser Stelle nicht gänzlich verglichen werden, jedoch können die gleichen Tendenzen beobachtet werden. Der Einfluss der Reynolds-Zahl sollte aufgrund der Skalierung des Auftriebsbeiwertes mit der Geschwindigkeit in dem linearen Bereich der Auftriebslinie unerheblich sein, was sich auch anhand der Auftriebslinien im Anhang belegen lässt. Zusätzlich erzeugen die andere Düsengeometrie und Freistrahldurchmesser abweichende Auftriebsbeiwerte, da die Fläche innerhalb der Strömung nicht die gleiche ist.

Weitergehende Auswertungen sollen den unabhängigen Einfluss der einzelnen Parameter auf Auftriebs- und Widerstandsbeiwert aufzeigen. Dazu werden in Bild 5.4 die Auftriebsbeiwerte c_a und Gleitzahlen $\varepsilon = c_w/c_a$ unter Variation der Amplitude A und Wel-



Bild 5.4: Einfluss von Amplitude A und Wellenlänge λ der Serrations auf den Auftriebsbeiwert c_a (oben) und die Gleitzahl ϵ = c_w/c_a (unten) bei α = 0°, 35 m/s und G8/3

lenlänge λ bei $\alpha = 0^{\circ}$, 35 m/s und Turbulenzgitter G8/3 aufgetragen. Innerhalb des Diagramms können die Werte unmittelbar untereinander und mit der Baseline verglichen werden. Weitere Diagramme zu bestimmten Fällen unter Variation der Turbulenzgitter und der Reynolds-Zahl befinden sich im Anhang. Der Einfluss des Anstellwinkels wird hier nicht untersucht, da er schon in den Auftriebslinien enthalten ist. In den Diagrammen ist erkennbar, dass der Auftriebsbeiwert mit kleinerer Amplitude und größerer Wellenlänge steigt. Bei kleinster Amplitude und größter Wellenlänge ist er sogar größer als im Falle der Baseline. Das Verhältnis von Widerstands- zu Auf-

triebsbeiwert hat sein Maximum hingegen bei mittleren Amplituden, steigt aber bei kleinen Wellenlängen an. Da kleine Verhältnisse positiv sind, ergibt sich unter Einbeziehen beider Diagramme ein gutes Verhältnis aller Größen bei A12 λ 26 und A29 λ 45. Hier werden leicht größere Auftriebsbeiwerte bei minimal höheren Gleitzahlen ($\Delta c_w/c_a =$ +0,005) verglichen mit der Baseline erreicht. Der Einfluss der Reynolds-Zahl und der Turbulenzgitter auf den Widerstandsbeiwert folgt keiner eindeutigen Tendenz und ist nur minimal. Bei Variation der Reynolds-Zahl werden maximale Unterschiede von $\Delta c_w = 0,001$ erreicht, unter Variation der Turbulenzgitter maximale Unterschiede von $\Delta c_w = 0,004$. Beim Betrachten des Auftriebsbeiwertes ist bei den Turbulenzgittern G10/2 und G8/3 kein Einfluss der Reynolds-Zahl erkennbar, wohingegen bei G14/4 mit höherer Geschwindigkeit auch c_a steigt. Die zugehörigen Abbildungen befinden sich im Anhang A4.

In Bild 5.5 ist der Auftriebsbeiwert als Differenz zwischen Baseline und den Tragflügeln mit den Serrationparametern A29λ26 (Zentralpunkt aus Amplitude und Wellenlänge) und A29λ45 in Abhängigkeit der Turbulenzgitter und Reynolds-Zahl aufgetragen.



Bild 5.5: Auftriebsbeiwert als Differenz zwischen BSLN und A29λ26/ A29λ45 in Abhängigkeit der Turbulenzgitter und Reynolds-Zahl

Bei der Auswertung sind eindeutige Trends schwer erkennbar und nicht für beide Serrationkonstellationen gleich. Generell zeigt sich von der Reynolds-Zahl keine eindeutige Abhängigkeit und die Differenzen sind nur mar-Beim Turbulenzgitter ginal. G10/2 sind die Auftriebsbeiwerte modulierten Tragflügeln bei schlechter im Vergleich zur Baseline. Bei G8/3 sind sie dagegen mit einer leicht positiven Wirkung und in der gleichen Größenordnung. Trotz annähernd gleichen Zuströmbedingungen gibt es signifikante Unterschiede in der Aerodynamik. Bei der höchsten Turbulenz (G14/4) gibt es unterschiedliche Wirkungen des

Auftriebsbeiwertes, verglichen mit der Baseline. Bei $\lambda 26$ ist sie negativ, bei $\lambda 45$ und höheren Reynolds-Zahlen positiv. Demnach kann keine generelle Aussage zu einer positiven oder negativen Wirkung durch Serrations bei hohen Turbulenzgraden getroffen werden.

6 Auswertung der Akustik

Zur Auswertung der Akustik werden, wie in Abschnitt 3.2 erläutert, Frequenzspektren über eine Fläche integriert. Hierbei wird der geometrische Anstellwinkel des Profils berücksichtigt, um die korrekte z-Koordinate für die x-y-Ebene zu erhalten. Der Integrationsbereich kann variiert werden. Für die folgende Auswertung werden drei verschiedene Integrationsbereiche betrachtet, da es vorkommen kann, dass bei kleineren Sektoren bestimmte Quellen nicht beinhaltet sind. Dadurch wird der Pegel geringer oder es gibt Lücken im Spektrum, falls keine Quelle in dem jeweiligen Integrationsbereich zu finden ist. Ist der Integrationsbereich zu groß, fließen eventuelle Wechselwirkungen zwischen Scherschicht des Freistrahls mit dem Profil mit ein, was zu ungewollten und nicht aussagekräftigen Erhöhungen im Spektrum führt. Die verwendeten Integrationsbereiche unterscheiden sich lediglich in y-Richtung (Spannweitenrichtung) und werden wie folgt verändert:

> y = -0,05 m ... +0,05 m y = -0,06 m ... +0,06 m y = -0,07 m ... +0,07 m

Die drei resultierenden Spektren des Schalldruckpegels für die Messung mit der geraden Vorderkante, dem Gitter G14/4, einem Anstellwinkel von 0° und einer Anströmgeschwindigkeit von 55 m/s sind in Bild 6.1 zu sehen. In der logarithmischen Auftragung der Frequenzachse ist der Unterschied der verschiedenen Integrationsbereiche kaum sichtbar. Eine lineare Skalierung würde zeigen, dass mit größerem Integrationsbereich auch der Pegel bei Frequenzen f > 1.000 Hz ansteigt. Auch der Gesamtschalldruckpegel



Bild 6.1: Schalldruckpegel für verschiedene Integrationsbereiche, BSLN, Grid 14/4, $\alpha = 0^{\circ}$, 55 m/s

steigt mit größerem Integrationsbereich, jedoch sind die Änderungen in diesem Fall nur marginal. Für die folgenden Auswertungen wird zunächst immer der mittlere Bereich von y = -0,06 m ... +0,06 m ausgewertet, wohingegen die anderen Bereiche zur Überprüfung der Plausibilität der Ergebnisse dienen. Zur Beurteilung der Geräusche durch die Profile werden im Vorfeld die Eigengeräusche der verschiedenen Turbulenzgitter vermessen. Dazu dient der gleiche am Tragflügel liegende Integrationsbereich. Für die Messungen wurden jedoch keine Profile in der Strömung montiert. Die Ergebnisse sind in Bild 6.2 zu sehen.



Bild 6.2: Schalldruckpegel mittels CLEAN-SC der unterschiedlichen Turbulenzgitter im aeroakustischen Windkanal bei 25 m/s (links), 35 m/s (mitte) und 45 m/s (rechts)

Die Spektren zeigen einen Anstieg des Pegels für alle Gitter bei höheren Geschwindigkeiten im Windkanal. Dabei ist der Verlauf ansatzweise gleichbleibend. In allen Spektren sind in einem Abschnitt von 2.000 Hz bis etwa 3.000 Hz keine Spektralinformationen vorhanden. In diesem Bereich wird von dem verwendeten CLEAN-SC Algorithmus keine Quelle im Integrationsgebiet gefunden. Der Pegel des Turbulenzgitters G8/3 liegt in allen Frequenzbereichen sichtbar über den Pegeln der anderen Gitter, bei Frequenzen über 3.000 Hz sogar signifikant bis zu 10 dB. Der Grund dafür könnte im Verhältnis von Maschen- zu Strebenbreite liegen, der bei diesem Gitter am kleinsten ist. Während die Pegel des Gitters G14/4 bei hohen Frequenzen nur leicht über denen von G10/2 liegen, ist der Unterschied bei tiefen Frequenzen deutlicher erkennbar. Allgemein sind bei allen Messungen die Pegel im Integrationsbereich am Tragflügel meist deutlich unter 30 dB. Die mittels CLEAN-SC ausgewerteten Spektren enthalten lediglich Schallquellen aus dem gewählten Integrationsbereich, welcher im Kernstrahl der Strömung liegt. Im vorliegenden Fall befindet sich keine zusätzliche potentielle Quelle im Integrationsbereich, sodass die gemessenen Pegel allein auf den Freistrahl zurückzuführen sind. Die Unterschiede ergeben sich durch die Geometrien der Gitter, welche für andere Wirbelstrukturen in der Strömung sorgen.

In den unterschiedlichen akustischen Auswertungen werden die geometrischen Anstellwinkel verwendet, welche zumeist -15° , 0° und $+15^{\circ}$ betragen. Da die Winkel meist auf drei Stufen variiert werden, kann an dieser Stelle auf die Winkelkorrektur verzichtet werden, da lediglich relative Unterschiede untersucht werden. Die Interpretation der Ergebnisse kann dennoch im Anschluss an die Auswertung auf die korrigierten Winkel bezogen werden.

6.1 3D-Soundmaps

In diesem Abschnitt werden für eine Visualisierung der generellen Wirkungsweise von Serrations erste Soundmaps in dreidimensionaler Form erstellt. Als Beispiel werden in Bild 6.3 die 3D-Soundmaps bei 25m/s des CLEAN-SC Algorithmus bei einem Anstellwinkel von 0° dargestellt. Der Integrationsbereich für die 3D-Soundmaps ist so groß gewählt, dass sich auch die Quellen an der Windkanaldüse und dem Turbulenzgitter auswerten lassen. Hier kann ein direkter Vergleich zwischen Baseline und A29 λ 26, ohne und mit Turbulenzgitter gezogen werden. Die Darstellung beinhaltet alle Quellen mit Frequenzen innerhalb der 2 kHz Oktave. Gleichwertige Soundmaps der 1 kHz und 4 kHz Oktave befinden sich im Anhang A5. Die jeweiligen Grenzfrequenzen der Oktaven sind in Abschnitt 2.3 angegeben.





Die Darstellung zeigt eine klare Reduktion der Schallquellen am Tragflügel mit Serrations. Die Reduktion ist unabhängig davon, ob sich an der Düse des aeroakustischen Windkanals ein Turbulenzgitter befindet oder die Düse frei ausbläst. Die absoluten Reduktionspegel sind anhand der Darstellung jedoch schwer auszuwerten. Generell verschieben sich die Quellen beim geraden Tragflügel von der Hinterkante zur Vorderkante unter Verwendung eines Turbulenzgitters. Durch einen höheren Turbulenzgrad verschieben sich demnach die Quellen an die Vorderkante des Profils. Befinden sich die Hauptquellen an der Vorderkante des Profils, werden sie aufgrund der Serrations offenbar gleichermaßen reduziert, als wenn sie an der Hinterkante abstrahlen. Die Oktaven mit den Mittenfrequenzen 1 kHz und 4 kHz zeigen die gleichen Tendenzen und befinden sich im Anhang A5. Die 4 kHz Oktave zeigt zudem die stärksten und eindeutigsten Quellen im Bereich des Turbulenzgitters. In dieser Oktave sind die dominanten Quellen der Turbulenzgitter vorhanden. Im Allgemeinen ist eine größere Ausbreitung der Quellen in z-Richtung verglichen mit der x- oder y-Richtung auffällig. Der Grund hierfür liegt in der Auflösung des Mikrofonarrays, dessen geometrische Form in einer x-y-Ebene liegt und diese somit primär auflösen soll.

6.2 Voruntersuchungen

Die Hauptuntersuchungen innerhalb dieser Ausarbeitung sollen maßgeblich mittels 2D-Soundmaps, Summenpegeln und Frequenzspektren erfolgen. Hierfür werden in diesem Abschnitt einige Voruntersuchungen für eine bessere Interpretierbarkeit der Ergebnisse sorgen. Die Voruntersuchungen beinhalten einen Vergleich von 2D-Soundsmaps die mittels Delay & Sum oder CLEAN-SC erstellt wurden, die Analyse des Einflusses einer Korrektur für die Scherschicht des Freistrahls sowie einen Pre-Check, um die Unterschiede der Turbulenzgitter G8/3 und G10/2 aufzuzeigen. Mittels der gewonnenen Erkenntnisse können die Hauptuntersuchungen gezielter und detaillierter vorgenommen werden.

6.2.1 Vergleich zwischen Delay&Sum und CLEAN-SC

Im ersten Teil der Voruntersuchungen sollen die Unterschiede der zwei verwendeten Algorithmen für die Soundmaps aufgezeigt werden, wodurch Vor- und Nachteile von Delay & Sum- (DS) sowie CLEAN-SC (C-SC) Beamforming verdeutlicht werden sollen. Der Vergleich findet exemplarisch an der Baseline und dem Profil A29 λ 7,5 bei zwei verschiedenen Geschwindigkeiten 25 m/s (Bild 6.4) und 45 m/s (Bild 6.5) statt. In allen Fällen ist das Turbulenzgitter G14/4 montiert, der Anstellwinkel der Profile beträgt 0° und es werden drei unterschiedliche Oktaven ausgewertet.



Bild 6.4: Gitter 14/4, 25 m/s, Delay&Sum links, CLEAN-SC rechts



Bild 6.5: Gitter 14/4, 45 m/s, Delay&Sum links, CLEAN-SC rechts

Die Soundmaps lassen deutliche Unterschiede zwischen den Algorithmen DS und C-SC erkennen. Dabei sind die Maps mittels DS eher grob, mittels C-SC fein aufgelöst. Zudem nimmt die Auflösung bei DS-Soundmaps innerhalb höherer Oktaven und somit auch die Aussagekraft und Interpretierbarkeit zu. Die Auflösung des C-SC Algorithmus scheint in allen Fällen gleichbleibend zu sein, jedoch ist auffällig, dass die Quellen der niedrigen 1 kHz Oktave meist in der Mitte der Soundmap zu finden sind. Die Quellen werden teilweise in die Mitte projiziert. Aus diesem Grund ist auch die Interpretierbarkeit der feineren Auflösung in Frage zu stellen. Dennoch können gerade bei der 1 kHz und 2 kHz Oktave mittels C-SC Soundmaps bessere Aussagen auf die Lokalisierung der Quellen getroffen werden. Einen Unterschied bei Variation der Geschwindigkeit kann nicht festgestellt werden und die Aussagekraft der Algorithmen ist davon nicht beeinträchtig. Allgemein ist beim Erstellen und Interpretieren der Soundmaps auf die Skalierung zu achten. Ein Unterschied in der Skalierung (dB-Dynamik) kann für deutlich modifizierte Bilder sorgen und somit die Auswertung beeinträchtigen. Innerhalb der Hauptuntersuchungen ist aus diesem Grund die Skalierung zwischen zwei zu vergleichenden Fällen immer identisch.

6.2.2 Korrektur für die Scherschicht des Freistrahls

In diesem Teil der Arbeit wird der Einfluss einer Korrektur für die Scherschicht des Freistrahls untersucht. Anhand dieser Voruntersuchung soll beurteilt werden, ob für die weiteren Hauptuntersuchungen eine solche Korrektur nötig ist, da sie mit einem höheren Rechenaufwand verbunden ist. Der Vergleich findet wieder exemplarisch an der Baseline und dem Profil A29 λ 7,5 bei zwei verschiedenen Geschwindigkeiten 25 m/s (Bild 6.6) und 45 m/s (Bild 6.7) statt. In allen Fällen ist das Turbulenzgitter G14/4 montiert, der Anstellwinkel der Profile beträgt 0° und es werden drei unterschiedliche Oktaven ausgewertet. Im Falle der Scherschichtkorrektur wird ein größeres Augenmerk auf höhere Geschwindigkeiten gelegt, da hier der Einfluss erwartungsgemäß steigt.



Bild 6.6: Gitter 14/4, 25 m/s, CLEAN-SC, ohne Korrektur links, mit Korrektur rechts

HSD /XV ISAVE

Bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s ist aufgrund der Freistrahlkorrektur kaum ein Unterschied der Soundmaps erkennbar. Mit Korrektur ist eine leichte Verschiebung der Schallquellen in Richtung Düse zu erahnen. Im Folgenden werden die gleichen Soundmaps bei 45 m/s Strömungsgeschwindigkeit untersucht.



Bild 6.7: Gitter 14/4, 45 m/s, CLEAN-SC, ohne Korrektur links, mit Korrektur rechts

Die zuvor erwähnten Verschiebungen der Quellen in Richtung der Düse unter Verwendung der Korrektur sind nun etwas deutlicher erkennbar. Hierbei ist zudem auffällig, dass die Verschiebung von Quellen in der Mitte des Freistrahls stärker ist als außen, wodurch aufgrund der Korrektur im Gesamten ein leicht entzerrtes Bild entsteht. Im Allgemeinen wird festgestellt, dass der Einfluss der Scherschichtkorrektur auch bei hohen Geschwindigkeiten verschwindend gering ist und dass für weitere Analysen keine Korrektur mit einberechnet werden muss, wenn bei der Diskussion der Ergebnisse die minimale Verschiebung und Verzerrung mit beachtet wird. Auch sind innerhalb der CLEAN-SC-Spektren keine Änderungen der Amplitude zu erwarten, da allein die Phasenverschiebung moduliert wird. Durch die nicht angewendete Scherschichtkorrektur kann bei den Folgeauswertungen Rechenzeit eingespart werden.

6.2.3 Pre-Check Turbulenzgitter

In Abschnitt 4 wurden die Zuströmbedingungen des aeroakustischen Windkanals untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass zwei der ausgewählten Turbulenzgitter die vermeintlich gleichen Zuströmbedingungen aufweisen. Ihr Turbulenzgrad und das integrale

HSD MV ISAVE

Längenmaß sind für alle untersuchten Geschwindigkeiten nahezu identisch. Vorangegangene Arbeiten zeigen, dass die Akustik maßgeblich von diesen Parametern abhängig ist (Biedermann T., 2015). In diesem Abschnitt soll überprüft werden, inwiefern die bei-



Bild 6.8: Pre-Check Turbulenzgitter, 2D- Soundmaps Delay&Sum, Baseline links, A29λ26 rechts, 25 m/s, α= 0°



⁺ DS, Baseline links, A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°

den aerodynamisch ähnlichen Turbulenzgitter G8/3 und G10/2 auch akustisch identische Ergebnisse bringen. Es stellt sich die Frage, ob es Unterschiede der Geräuschquellen am Tragflügel trotz gleicher aerodynamischer Parameter gibt.

Die Soundmaps in Bild 6.8 wurden mittels DS erzeugt und zeigen im direkten Vergleich 3 Oktaven der Turbulenzgitter G8/3 und G10/2. In einem Fall wird die Baseline untersucht. Dem gegenüber wird der Zentralpunkt der Parameter Wellenlänge und Amplitude A29 λ 26 gestellt. Diese Voruntersuchungen fanden bei 25 m/s und 0° Anstellwinkel statt und jede Oktave besitzt für eine gute Vergleichbarkeit die gleiche Dynamik. Ein Betrachten der 1 kHz und 2 kHz Oktave zeigt lediglich Unterschiede im Summenpegel, da die Soundmaps aufgrund ihrer Auflösung nicht weiter interpretierbar sind. Dabei

weist G8/3 mit und ohne Serrations immer höhere Pegel auf als G10/2. In der 4 kHz Oktave sind diese Unterschiede im Pegel noch größer. Demnach werden die Abweichungen der Gitter bei höheren Frequenzen größer. Die Form der Quellen der 4 kHz Oktave bleibt in allen Fällen nahezu identisch. Bei Gitter G8/3 ist der Bereich der Quellen an der Hinterkante größer als an der Vorderkante. Turbulenzgitter G10/2 zeigt ein gegenläufiges Bild. In Bild 6.9 findet die gleiche Auswertung mittels C-SC Algorithmus statt. Für eine Vergleichbarkeit wurden hier die Ergebnisse über die der DS Soundmaps gelegt. Durch diese Auswertung können auch für die Oktaven 1 kHz und 2 kHz bessere Rückschlüsse auf die Lokalisierung der Quellen gezogen werden. Der maßgebliche Unterschied zwischen den beiden untersuchten Turbulenzgittern ist jedoch der Pegel, der bei G8/3 in allen Oktaven höher ist. Die Frequenzspektren bis 10 kHz zu den jeweiligen Fällen mittels CLEAN-SC werden in Bild 6.10 für die Baseline und Bild 6.11 für das A29λ26-Profil abgebildet.

Es werden die gleichen Fälle wie zuvor bei den zweidimensionalen Soundmaps untersucht. Zusätzlich werden die Geschwindigkeiten variiert und die Ergebnisse des dritten Turbulenzgitters G14/4 dargestellt. Es zeigen sich signifikante Unterschiede der Pegel zwischen G8/3 und G10/2 über das gesamte interessierende Frequenzspektrum, wobei G8/3 bis etwa 3.000 Hz konstant ca. 3 dB lauter ist. Bei Frequenzen höher als 3.000 Hz werden die Unterschiede größer und nehmen Werte von bis zu 10 dB an. Allein diese Ergebnisse zeigen, dass es sinnvoll ist, im weiteren Verlauf der Thesis den Einfluss aller drei Turbulenzgitter in den Hauptauswertungen zu untersuchen. Die Ergebnisse könnten Aufschlüsse über zusätzliche Parameter bezüglich der Schallabstrahlung liefern. Die bisherigen Einflussgrößen für die Schallentstehung sind der Turbulenzgrad und das integrale Längenmaß der Turbulenz.



Bild 6.11: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum A29λ26
Im Folgenden werden die Gitter auf ihre Eigengeräusche analysiert. Die bisherigen Soundmaps und Spektren wurden alle mittels eines Integrationsbereiches erstellt, welcher lediglich die Quellen am Tragflügel aufweisen soll. Die unmittelbaren Schallquellen am Turbulenzgitter sollten durch diesen Integrationsbereich ausgeschlossen sein. Um auch die Schallquellen der Gitter zu berücksichtigen, werden Frequenzspektren von Einzelmikrofonen im Mikrofonarray ausgewertet und miteinander verglichen. Diese könnten bessere Aufschlüsse über den Einfluss der Turbulenzgitter liefern als die Spektren, welche aus dem Integrationsbereich resultieren und mittels CLEAN-SC erstellt wurden. So kann der Gesamtschall durch die Gitter und Tragflügel ausgewertet werden. Die Lage der verwendeten Einzelmikrofone Mic₁ und Mic₂ im Array ist in Bild 3.1 festgehalten. Mic₁ befindet sich in einem Bereich über der Düse des Windkanals, wohingegen Mic₂ einen größeren Abstand aufweist und hinter dem Tragflügel liegt. Die Spektren wurden aus den Zeitrohsignalen der Mikrofone mit einer Abtastrate von AR = 51,2 kHz und einer Blockgröße von BG = 4.096 erstellt, was zu einer Frequenzauflösung von $\Delta f = 12,5$ Hz führt. Die Blöcke wurden mit 50 % Overlapping und einer Hanningfensterung über die 40 s Messzeit gemittelt.

Die Auswertung in Bild 6.12 zeigt Frequenzspektren von zwei Einzelmikrofonen im Array, in den zwei Fällen mit und ohne Turbulenzgitter. Als Vergleich dazu werden die CLEAN-SC Spektren dargestellt. Es zeigt sich, dass Mic₁ im Fall ohne Turbulenzgit-



ter breitbandig einen höheren Pegel aufweist. Dementgegen wird der Pegel von Mic₂ im Fall mit Turbulenzgitter ab etwa 2.000 Hz minimal größer. Der Vergleich zeigt, dass es eine Abhängigkeit der Pegel von der Wahl des Einzelmikrofons gibt und dass bestimmte Frequenzbereiche winkelabhängig sind.

Bild 6.12: Schalldruckpegel von Einzelmikrofonen, Mic1: über Windkanaldüse, Mic2: am Ende der Messkammer, BSLN, 25 m/s

In Bild 6.13 sind die jeweiligen Frequenzspektren von Mic₁ der verschiedenen Turbulenzgitter und ohne Gitter (nogrid) mit Baseline dargestellt. Als Vergleich zeigen die durchgezogenen Linien die Spektren mit der Auswertung mittels C-SC und die gestrichelten Linien in gleicher Farbe die der Einzelmikrofone. Auffällig ist der große Unterschied im Pegel zu den C-SC-Spektren, was aus dem sehr klein gewählten Integrationsbereich resultiert. Auch weisen die C-SC-Spektren unterhalb von etwa 250 Hz nahezu keine Quellen am Tragflügel auf. Das zeigt, dass Frequenzen unterhalb 250 Hz nicht am



Tragflügel abgestrahlt werden, sondern von anderen Quellen resultieren, wie beispielsweise der Düse des Windkanals. Das Einzelmikrofonspektrum in dem Fall ohne Turbulenzgitter zeigt bei Frequenzen größer als 2.000 Hz eine erhebliche Abnahme des Pegels, was dafür spricht, dass die maßgeblichen Geräusche, die auf

Bild 6.13: Frequenzspektren von Einzelmikrofon Mich der unterschiedlichen Turbulenzgitter, Vergleich C-SC, 25 m/s sind, oberhalb von 2.000 Hz sind. Das Turbulenzgitter G8/3 ist über den gesamten Frequenzbereich lauter als G10/2. Bis zu einer Frequenz von etwa 1.500 Hz ist der Unterschied konstant ca. 8 dB, darüber hinaus wird der Unterschied der Pegel zunehmend größer und wächst bis zu 30 dB an.

Dieser große Unterschied der Pegel aufgrund der Turbulenzgitter wirft die Frage auf, inwiefern die im Integrationsbereich der C-SC-Maps und -Spektren höheren Pegel beim Gitter G8/3 von dessen Eigengeräuschen resultieren. Die Pegel im Integrationsbereich sollten zwar lediglich durch Quellen unmittelbar am Tragflügel zustande kommen, sie weisen jedoch die gleichen Tendenzen auf wie die Frequenzspektren der Einzelmikrofonauswertungen. Dadurch sind die höheren Pegel im Bereich des Tragflügels in Frage zu stellen. Das Turbulenzgitter als Schallquelle liegt zwar nicht unmittelbar im Integrationsbereich der C-SC Auswertungen, jedoch können auch im Freistrahl entstehende Geräusche zu höheren Pegeln führen. So zeigt auch die Leermessung ohne Tragflügel in der Strömung in Bild 6.2 höhere Pegel bei Gitter G8/3. Weiterführend ist es möglich, dass Schall vom Turbulenzgitter am Tragflügel reflektiert wird und somit als zusätzliche Quelle im Integrationsbereich vorhanden ist. Die Reflektion könnte maßgeblich dafür sorgen, dass lautere Turbulenzgitter auch höhere Pegel im Integrationsbereich zur Folge haben.



Bild 6.14: DS-Soundmaps mit Parametervariation A und λ , G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)

6.3 2D-Soundmaps

In diesem Abschnitt werden die Hauptuntersuchungen anhand von 2D-Soundmaps durchgeführt. Dazu werden Delay & Sum, sowie CLEAN-SC Soundmaps ausgewertet. Im ersten Teil wird der Einfluss der Faktoren Amplitude und Wellenlänge der Serrations bei konstanten weiteren Parametern untersucht. Daraufhin werden die jeweils anderen Parameter unabhängig voneinander auf drei Stufen variiert. Dies geschieht unter Verwendung der Baseline und dem Zentralpunkt der Serrationparameter A29λ26.

6.3.1 Parametervariation von Amplitude und Wellenlänge

Die Parameter Amplitude A und Wellenlänge λ werden auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach ist die Anströmgeschwindigkeit in allen Fällen 35 m/s und der Anstellwinkel der Tragflügelprofile 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden, da hier das maximale Schallreduktionspotential liegt. Demnach wird Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % für die Auswertung verwendet.

HSD /XV ISAVE



Bild 6.15: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation A und λ , G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)

Die Soundmaps in Bild 6.14 zeigen, dass die 1 kHz Oktave nur anhand ihrer absoluten Pegel ausgewertet werden sollte, da die Quellen nicht eindeutig lokalisiert werden können. Die Auswertung der Summenpegel findet in Abschnitt 6.4 statt und gibt quantitative Ergebnisse. Die 2 kHz Oktave zeigt erste Verschiebungen der Quellregionen. Hier, wie auch bei der 1 kHz Oktave, ist auffällig, dass alle Serrationvarianten geringere Pegel aufweisen als die Baseline. Der Einfluss der Amplitude, bei der hohe Werte für eine steigende Reduktion sorgen, ist dabei größer als der der Wellenlänge, wobei tendenziell kleinere Werte der Schallreduktion zuträglich sind. Durch diese Darstellung kann abgeschätzt werden, dass die maßgebliche Reduktion an der Vorderkante der Profile entsteht. Auch in der 4 kHz Oktave trifft diese Aussage zu. Der Fall der Baseline zeigt, dass die Hauptquelle an der Vorderkante des Profils ist, welche durch die Serrations reduziert wird. Gute Schallreduktionen werden mit großer Amplitude und kleiner Wellenlänge erreicht. Hinzu kommt eine leichte Reduktion des Schalls an der Hinterkante bei allen Fällen im Vergleich zur Baseline, welche sich aber nicht durch die Parameter Amplitude und Wellenlänge ändert. Bild 6.15 zeigt die gleichen Messungen mittels C-SC-Algorithmus ausgewertet, wodurch eine bessere visuelle Bewertung der 1 kHz und 2 kHz Oktave gewährleistet werden soll. Jedoch zeigen die Soundmaps der beiden Oktaven keine weiteren Ergebnisse außer Punktquellen in der Mitte des Integrationsbereiches. Alle Quellen scheinen auf die mittlere Ebene projiziert zu werden, was auch schon innerhalb der Voruntersuchungen festgestellt wurde. Durch diese Darstellung können demnach keine zusätzlichen Erkenntnisse gewonnen werden. Auch die 4 kHz Oktave zeigt die gleiche Interpretierbarkeit wie die Maps mittels DS. Zudem kann hier eine Verschiebung der Quellen in Richtung der Hinterkante in Abhängigkeit der Amplitude festgestellt werden. Je größer die Amplitude der Serrations, desto weiter wandern die Quellen nach hinten. Bei den ersten beiden Oktaven kann diese Tendenz auch



Bild 6.16: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation A, G14/4, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, Oktave: 4 kHz, λ 26, feine Auflösung

festgestellt werden, jedoch ist hier die Interpretierbarkeit aufgrund der Projektion zur Mitte der Soundmaps in Frage zu stellen.

Die Verschiebung der Quellen nach hinten in Abhängigkeit der Amplitude wird in Bild 6.16 genauer untersucht. Die Geschwindigkeit wurde auf 25 m/s gesetzt und die 4 kHz Oktave wurde ausgewertet, da hier die Quellen eindeutiger erkennbar sind. Die Pegel sind jedoch für jede Soundmap unterschiedlich. Es kann deutlich erkannt werden, dass die Quellen an der Vorderkante mit größerer Amplitude nach hinten verschoben werden, während die Quellen an der Hinterkante konstant an ihrem Ort bleiben. Diese Auswertung ist ein Indikator dafür, dass die verbleibende Hauptquelle bei Tragflügeln mit Serrations im Bereich der Wurzel zu finden ist. Vorangegangene numerische Untersuchungen zeigen gleichermaßen, dass die stärksten verbleibenden akustischen Quellen in der Wurzel der Serrations aufzufinden sind, Bild 6.17 (Kim, Haeri, & Joseph, 2016).



Bild 6.17: Konturplot der akustischen Quellstärke auf der Tragflügeloberfläche einer numerischen Simulation, für (a) eine gerade Vorderkante, (b) eine sinusförmige Vorderkante (Kim, Haeri, & Joseph, 2016)

Die Größe $\overline{\mu_s^2}/p_{\infty}^2$ kann als Maß für die akustische Quellstärke berechnet werden (Kim, Haeri, & Joseph, 2016). Die numerischen Ergebnisse zeigen, dass die maßgeblichen verbleibenden akustischen Quellen bei der Verwendung von sinusförmigen Vorderkanten in der Wurzel der Serrations verbleiben. Dies korreliert mit den Ergebnissen in Bild 6.16, bei denen die Geräuschquellen mit größer werdender Amplitude nach hinten verschoben werden.

6.3.2 Parametervariation der Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl als Parameter, und gleichermaßen die Geschwindigkeit, wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach wird der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29 λ 26 analysiert und der Anstellwinkel der Tragflügelprofile ist 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % wird für die Auswertung verwendet. Die Unterschiede der Pegel bei verschiedenen Reynolds-Zahlen der Auswertungen in Bild 6.18 werden nicht interpretiert, da es trivial ist, dass bei höheren Geschwindigkeiten auch höhere Kräfte herrschen und demnach mehr Geräusche emittiert werden. Dazu ist es dennoch wichtig, dass die Baseline-Fälle verglichen mit A29 λ 26 dieselbe Dynamik der Soundmaps aufweisen. Das Augenmerkt liegt bei dieser Auswertung demnach nicht auf den absoluten Pegeln, sondern auf die Lokalisierung der Quellen und dem direkten Vergleich zwischen Baseline und A29 λ 26. Summenpegel und quantitative Auswertungen werden in Abschnitt 6.4.2 und 6.5.2 durchgeführt.

In allen direkten Vergleichen in Bild 6.18 kann festgestellt werden, dass die Quellen an der Vorderkante der Profile A29 λ 26 signifikant reduziert werden im Vergleich zur Baseline. Ebenso ist eine leichte Reduktion an der Hinterkante erkennbar. Die Form der Quellen ist bei Variation der Reynolds-Zahl gleichbleibend, sodass hier keine Abhängigkeit festgestellt werden kann.



Bild 6.18: DS-Soundmaps mit Parametervariation Re (Geschw.), G14/4, A29λ26, α = 0°, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)

Die C-SC-Soundmaps in Bild 6.19 liefern weiterführende Erkenntnisse. Hier kann bei den Oktaven 2 kHz und 4 kHz festgestellt werden, dass bei kleinen Reynolds-Zahlen die Schallemission an der Hinterkante zunimmt. Je schneller das Fluid strömt, desto weniger wird an der Hinterkante abgestrahlt, im Vergleich zur Vorderkante der Tragflügel. Eine gleichwertige Aussage ist, dass der Schall an der Vorderkante bei höheren Anströmgeschwindigkeiten dominiert. Die Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit auf die Schallabstrahlung der Hauptquellen kann mit einer Veränderung der Grenzschicht erklärt werden, die mit zunehmender Reynolds-Zahl turbulenter wird. Reste einer laminaren Grenzschicht können für signifikanten Hinterkantenschall sorgen (Geyer T. F., 2011). In allen Fällen werden aufgrund der Serrations gleichermaßen vorhandene Schallquellen an der Vorder- und Hinterkante reduziert.



Bild 6.19: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation Re (Geschw.), G14/4, A29λ26, α = 0°, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)

6.3.3 Parametervariation des Turbulenzgrades

Der Turbulenzgrad als Parameter wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach wird der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29λ26 analysiert und der Anstellwinkel der Tragflügelprofile ist 0°. Die Reynolds-Zahl wird bei den Auswertungen auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. Die Soundmaps sind vergleichbar mit denen des Pre-Checks in Abschnitt 6.2.3, jedoch werden hier alle drei Turbulenzgitter untersucht und die Voruntersuchungen wurden bei einer anderen Geschwindigkeit von 25 m/s durchgeführt. Es gilt den Einfluss des Turbulenzgrades auf die Lokalisierung der Quellen zu untersuchen.

Die Auswertung mit verschiedenen Turbulenzgittern in Bild 6.20 zeigt, dass sich die Form der Schallquellen bei den Gittern 14/4 und 10/2 sehr ähneln und G8/3 davon abweicht. Aufgrund der Voruntersuchungen ist jedoch davon auszugehen, dass die Abweichung durch den höheren Pegel von G8/3 zustande kommt. Abgesehen davon ist kein eindeutiger Einfluss des Turbulenzgrades auf die Quellen erkennbar.



Bild 6.20: DS-Soundmaps mit Parametervariation Tu, 35 m/s , A29λ26, α = 0°, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)





Bild 6.21 zeigt die gleichen Auswertungen mittels C-SC Algorithmus. Auch mit dieser Darstellung können keine zusätzlichen Erkenntnisse gewonnen werden. Die Gitter G14/4 und G10/2 geben ein ähnliches Bild, während G8/3 davon abweicht. Die minimalen Unterschiede der Quellen könnten auf die variable Lautstärke der verschiedenen Gitter zurückgeführt werden, siehe Abschnitt 6.2.3.

6.3.4 Parametervariation des Anstellwinkels

Der Anstellwinkel α der Tragflügel wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach wird der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29 λ 26 analysiert und die Reynolds-Zahl wird auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Strömungsgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % wird für die Auswertung verwendet.

Auch bei der Variation des Anstellwinkels kann in den DS-Soundmaps in Bild 6.22 für die 1 kHz und 2 kHz Oktave lediglich der Pegel ausgewertet werden. Hier zeigt sich ein signifikant gegenläufiger Trend zwischen Baseline und dem Tragflügel mit Serrations. Negative Anstellwinkel zeigen bei der Baseline niedrigere Pegel, wohingegen beim Profil A29\26 die Pegel größer werden, verglichen mit 0° und positiven Winkeln. Ein direkter Vergleich zeigt, dass durch A29\26 bei 0° und 15° die Lautstärke reduziert wird und bei -15° keine Reduktion stattfindet. In der 4 kHz Oktave sind noch deutlichere Phänomene erkennbar. Serrations zeigen bei höheren Frequenzen und stark negativen Anstellwinkeln sogar stärkere Schallquellen an der Vorderkante als die Baseline, wohingegen bei stark positiven Winkeln die Reduktion an der Vorderkante so weit geht, dass innerhalb der verwendeten Dynamik kaum noch Quellen vorhanden sind. Inwiefern die unterschiedlichen Quellen pegeldominant sind, wird in Abschnitt 6.4.4 und 6.5.4 untersucht. Für eine Schallreduktion unter Verwendung von Serrations an der Vorderkante darf demnach ein bestimmter negativer Anstellwinkel nicht unterschritten werden, da sonst die Schallquelle an der Vorderkante dominanter wird.



Bild 6.22: DS-Soundmaps mit Parametervariation des Anstellwinkels α, 35 m/s , A29λ26, G14/4, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)



Bild 6.23: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation des Anstellwinkels α, 35 m/s , A29λ26, G14/4, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)

In der C-SC-Auswertung in Bild 6.23 ist eine bessere Auswertung der 2 kHz Oktave möglich. Hier zeigen sich die gleichen Phänomene wie zuvor bei der 4 kHz Oktave. Während die Quellen an der Vorderkante bei negativen Anstellwinkeln durch Serrations stärker werden, sind sie bei positiven Anstellwinkeln mit der verwendeten Skalierung nicht mehr erkennbar.

6.4 Summenpegel

In diesem Abschnitt sollen die Summenpegel der verschiedenen Konstellationen ausgewertet werden. Die Pegel errechnen sich über das energetische Aufsummieren der Frequenzlinien über das gesamte Frequenzspektrum (0 Hz – 25.600 Hz), welches mittels CLEAN-SC Algorithmus über den Integrationsbereich erstellt wurde. Für eine leichtere Auswertung und für einen direkten Vergleich werden die Summenpegel jeweils als Differenz zum jeweiligen Baseline Fall in Diagrammen dargestellt. So ergeben sich positive Pegel, wenn eine Reduktion vorliegt und negative Pegel, wenn es durch die Modifikation lauter wird. Der Differenzpegel muss als Bezugswert interpretiert werden, da es sich beim Schalldruckpegel um eine logarithmische Größe handelt. Dadurch ergeben sich keine physikalischen Differenzen der Lautstärke. Vielmehr wird die Lautstärke auf den vorherigen Wert bezogen, was eher einer prozentualen Lautstärke entspricht. Die Reduktionspegel werden in allen Variationen mit den vorliegenden Ergebnissen (Biedermann T., 2015) verglichen. Diese gehen aus einer Studie hervor, die statistische Methoden verwendet (Design of Experiments = DoE) und quadratische Regressionsfunktionen aller Zielgrößen in Abhängigkeit der Einflussgrößen liefert. Die Regressionsfunktionen der Gesamtschalldruckpegel der Fälle Baseline und A29 λ 26 wurden auch in dieser Arbeit als Differenz ausgewertet. Die mittels Beamforming erhaltenen Differenzpegel aus dem Integrationsbereich werden mit diesen Regressionsfunktionen verglichen.

6.4.1 Parametervariation der Amplitude und Wellenlänge

Die Parameter Amplitude A und Wellenlänge λ werden auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach ist die Anströmgeschwindigkeit in allen Fällen 35 m/s und der Anstellwinkel der Tragflügelprofile 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Demnach wird Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % für die Auswertung verwendet. Die Auswertung in Bild 6.24 zeigt, dass in allen Konstellationen der Serrationparameter der Schall reduziert wird, da alle Werte positiv sind. Die Reduktion wird mit größerer Amplitude signifikant größer und bei kleiner werdender Wellenlänge steigt sie leicht. Bei einer Amplitude von A45 wird das Maximum der Reduktion von rund 7 dB erreicht. Die Variation der Wellenlänge bei konstanter Amplitude hat nur eine geringe Auswirkung auf die Schallreduktion und bleibt zwischen $\lambda 26$ und $\lambda 45$ nahezu konstant.





Der Vergleich der Reduktionspegel der vorangegangenen Arbeit zeigt ähnliche Abhängigkeiten von Amplitude und Wellenlänge, siehe Bild 6.25. Die Diagramme zeigen die jeweiligen Gesamtschalldruckpegel über die Variation der Amplitude und Wellenlänge. Die Differenz zum Baselinefall wurde mit denselben Serrations (A29 λ 26) gebildet und zeigt sich in der gestrichelten Linie, während die CLEAN-SC Ergebnisse in der Reihe "dOASPL_C-SC" zu finden sind.



Bild 6.25: Effekt der Serration Amplitude (links) und Wellenlänge (rechts) auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen Parameter: Re = 425000, Tu = 3,79%, α = 0°, DoE-Auswertung (Biedermann T., 2015)

Es zeigt sich nochmals die nahezu lineare Abhängigkeit der Reduktion von der Amplitude. Die Übereinstimmung mit den DoE-Ergebnissen ist bei kleiner und mittlerer Amplitude sehr gut. Bei A45 (A/C = 0,30), wo die beste Reduktion erreicht wurde, gibt es größere Abweichungen, da die Regressionsfunktion einen negativ quadratischen Trend aufweist. In Abhängigkeit der Wellenlänge zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung bei mittlerer Stufe $\lambda 26$ (λ /C = 0,17). Große und kleine Wellenlängen zeigen Abweichungen, da auch hier eine negative quadratische Regressionsfunktion vorliegt. Die Ergebnisse mittels CLEAN-SC Algorithmus können hingegen mit einem positiven Polynom zweiter Ordnung angenähert werden. In beiden Fällen (Amplitude und Wellenlänge) ist die maximale Abweichung etwa 2 dB.

6.4.2 Parametervariation der Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl als Parameter, und gleichermaßen die Geschwindigkeit, wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach ist der Anstellwinkel der Tragflügelprofile 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % wird für die Auswertung verwendet. Die Geschwindigkeit wird in zwei Fällen variiert, wobei einerseits die Amplitude und andererseits die Wellenlänge verändert wird. Der jeweils nicht variierte Parameter wird auf mittlerer Stufe gehalten (A29, λ 26).





Durch die Darstellungen in Bild 6.26 können die gleichen Abhängigkeiten der Amplitude und Wellenlänge, wie zuvor schon in Abschnitt 6.4.1 untersucht, auch bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen festgestellt werden. Die Reduktion wird jedoch bei kleinen Geschwindigkeiten tendenziell größer. Zwischen den Geschwindigkeiten 35 m/s und 45 m/s gibt es nur minimale Unterschiede. Die höchste Pegelreduktion findet sich bei einer Anströmgeschwindigkeit von 25 m/s und einer Amplitude von A45 bei ca. 7,7 dB.

Der Vergleich der Ergebnisse mit dem DoE-Ansatz wird in Bild 6.27 durchgeführt.



Bild 6.27: Effekt der Reynolds-Zahl auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen Parameter: A29λ26, Tu = 3,79%, α = 0°, DoE-Auswertung (Biedermann T. , 2015)

Beide Auswertungen zeigen eine geringer werdende Schallreduktion bei höheren Reynolds-Zahlen. Auch hier zeigt sich eine negative quadratische Regressionsfunktion, wohingegen die Beamforming Ergebnisse eine positive Funktion beschreiben können. Bei Re = 350.000 und Re = 450.000 zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen. Die Abweichung bei der kleinsten vermessenen Anströmgeschwindigkeit ist etwa 1 dB.

6.4.3 Parametervariation des Turbulenzgrades

Der Turbulenzgrad als Parameter wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Der Anstellwinkel der Tragflügelprofile ist 0°. Die Reynolds-Zahl wird bei den Auswertungen auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. Die Turbulenzgitter werden in zwei Fällen variiert, wobei einerseits die Amplitude und andererseits die Wellenlänge verändert wird. Der jeweils nicht variierte Parameter wird auf mittlerer Stufe gehalten (A29, λ 26).





Die Tendenzen bei der Variation der Turbulenzgitter in Bild 6.28 sind in allen Fällen vergleichbar. Das Gitter G8/3 bringt die geringste Reduktion mit sich und G14/4 zeigt die größten Auswirkungen, abgesehen von G10/2 bei A45. Das lässt darauf schließen, dass ein hoher Turbulenzgrad eine positive Wirkung auf die Schallreduktion durch Serrations mit sich bring. Die Gitter G10/2 und G8/3 zeigen ein etwas anderes Verhalten bei großen Wellenlängen. Bei ihnen sinkt die Reduktion weiter linear ab, wohingegen sie bei Gitter G14/4 zwischen λ 26 und λ 45 nahezu konstant bleibt. Auch hier zeigt die höhere Turbulenz einen positiven Einfluss. Das Maximum der Reduktion ist bei Turbulenzgitter G10/2 und einer Amplitude von A45 bei etwa 7,3 dB zu finden.



Der Vergleich der Ergebnisse mit dem DoE-Ansatz wird in Bild 6.29 durchgeführt.

Bild 6.29: Effekt des Turbulenzgrades auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen Parameter: A29 λ 26, Re = 425.000, α = 0°, DoE-Auswertung (Biedermann T. , 2015)

Die Ergebnisse zeigen in allen Fällen eine negative Abweichung zu der Regressionsfunktion. Dementgegen ist jedoch die Tendenz der Schallreduktion vergleichbar. Bei höherem Turbulenzgrad steigt das Potential der Reduktion. Die Abweichungen des Turbulenzgitters G8/3 sind mit über 1 dB am größten. Auch zeigt sich durch die in dieser Arbeit untersuchten Gitter keine quadratische Funktion der Reduktion, was mit dem annähernd gleichen Turbulenzgrad zweier Gitter begründet werden kann.

6.4.4 Parametervariation des Anstellwinkels

Der Anstellwinkel α der Tragflügel wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Die Reynolds-Zahl wird auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Strömungsgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % wird für die Auswertung verwendet. Der Anstellwinkel wird in zwei Fällen variiert, wobei einerseits die Amplitude und andererseits die Wellenlänge verändert wird. Der jeweils nicht variierte Parameter wird auf mittlerer Stufe gehalten (A29 und λ 26).



Bild 6.30: ΔSPL bezüglich der Baseline mit Parametervariation des Anstellwinkels α, 35 m/s, G14/4, Amplitudenmodulation (links), Wellenlängenmodulation (rechts)

Auch in dieser Auswertung in Bild 6.30 sind die Tendenzen bei unterschiedlichen Amplituden und Wellenlängen bei Variation des Anstellwinkels gleichbleibend. Negative Anstellwinkel zeigen eine deutlich geringere Schallreduktion, wohingegen positive Winkel und 0° in etwa die gleichen Werte aufweisen. Das Maximum der Reduktion liegt bei 0° und +15° und einer Amplitude von A45 bei nahezu 7 dB.

Der Vergleich der Ergebnisse mit dem DoE-Ansatz wird in Bild 6.31 durchgeführt. Zusätzlich wurden die Differenzpegel der stetigen Winkelvariation mit dem Profil A29λ7,5 in der Grafik ausgewertet, wodurch der Verlauf besser abgebildet werden kann.



Bild 6.31: Effekt des geometrischen Anstellwinkels auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen Parameter: A29λ26, Re = 425.000, Tu = 3,79%, DoE-Auswertung (Biedermann T., 2015)

Es zeigen sich in allen Auswertungen die gleichen Tendenzen der negativ quadratischen Ausgleichskurven. In allen Fällen ist ein Anstieg der Reduktion von negativen Winkeln bis 0° zu sehen. Die Reduktion von 0° in Richtung positiver Winkel ist annähernd konstant, wobei die stetige Winkelvariation hier größere Schwankungen aufweist. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Beamforming-Ergebnisse liegen in allen Bereichen über der Regressionsfunktion mittels DoE. Das gleiche verwendete Profil A29 λ 26 zeigt eine gute Übereinstimmung der Pegel, wohingegen die Messwerte des Profils A29 λ 7,5 in etwa einen Offset von 2 dB aufweisen.

6.5 Frequenzspektren

Die Hauptuntersuchung beinhaltet das Auswerten von Frequenzspektren aller Variationen der Parameter. Die Spektren wurden mit einer Frequenzauflösung von $\Delta f = 12,5$ Hz und aus dem Integrationsbereich mittels CLEAN-SC Algorithmus erzeugt. Zusätzlich zu den normalen Spektren werden Differenzspektren zu den jeweiligen Baseline-Fällen ausgewertet. Durch diese Darstellung kann der Frequenzbereich der Reduktion gezielter analysiert werden. Äquivalent zu den zuvor ausgewerteten Summenpegeln in Abschnitt 6.4 muss der Differenzpegel als Bezugswert interpretiert werden, da es sich beim Schalldruckpegel um eine logarithmische Größe handelt. Dadurch ergeben sich keine physikalischen Differenzen der Lautstärke, sondern die Lautstärke wird auf den vorherigen Wert bezogen, was vergleichbar mit einer prozentualen Lautstärke ist. Beim Erstellen der Frequenzspektren kommt es in einigen Frequenzlinien zu Einbrüchen, die auch schon in vorangegangenen Auswertungen beobachtet wurden. Es handelt sich dabei um Frequenzlinien, bei denen keine Quelle durch den C-SC-Algorithmus gefunden wurden. Die Einbrüche werden bei Pegeln \leq -50 dB als "Not a Number" interpretiert, wodurch keine störenden Verbindungslinien zu sehr niedrigen Werten entstehen und diese Bereiche als Lücken im Spektrum dargestellt werden.

6.5.1 Parametervariation der Amplitude und Wellenlänge

Die Parameter Amplitude A und Wellenlänge λ werden auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach ist die Anströmgeschwindigkeit in allen Fällen 35 m/s und der Anstellwinkel der Tragflügelprofile 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Demnach wird Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % für die Auswertung verwendet.

Die Auswertung der Frequenzspektren in Bild 6.32 zeigt, dass in allen Fällen keine Quellen ab einer Frequenz von 9.000 Hz vom Algorithmus gefunden werden. Die Spektren nehmen mit zunehmender Frequenz in ihrem Pegel deutlich ab, sodass der Summenpegel von tieffrequenten Geräuschquellen dominiert wird. Aus diesem Grund werden die Spektren mit einer logarithmischen Frequenzachse dargestellt. Die Serrations reduzieren Schall in einem Frequenzbereich bis etwa 5.000 Hz. In höheren Frequenzbereichen ist kaum ein Unterschied zur Baseline erkennbar. Durch die Modulation der Amplitude wird das spektrale Bild kaum verändert, aber es ergibt sich eine kontinuierliche Reduktion bei größer werdender Amplitude der Serrations. Abgesehen von wenigen Einbrüchen im Spektrum, die auf den Algorithmus zurückzuführen sind, gibt es keine tonalen Besonderheiten.

Bild 6.33 verdeutlicht die Reduktion der Serrationvarianten weiterführend. Das größte Reduktionspotential durch große Amplituden liegt bei Frequenzen von ca. 2.000 Hz mit rund 13 dB. Auch die mittlere Amplitude A29 weist in diesem Frequenzbereich noch eine Reduktion des Schalls von 9 dB auf. Bei der kleinen Amplitudenkonstellation A12 scheint der Bereich der Reduktion in Richtung höherer Frequenzen verschoben zu werden. Gleichbedeutend ist das Reduktionspotential bei niedrigen Frequenzen schlechter. Das Maximum der Reduktion liegt bei etwa 4.000 Hz mit 5 dB.



Bild 6.32: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Amplitude, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$



Bild 6.33: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Amplitude, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$

In Bild 6.34 sind Ergebnisse einer vorangegangenen Arbeit zu sehen (Biedermann T., 2015). Der Vergleich zu den Spektren in Bild 6.32 bestätigt die Messergebnisse. Es können die gleichen Abhängigkeiten erkannt werden, allerdings ist die Reduktion der größten Amplitude mit maximal 10 dB bei den Einzelmikrofonmessungen etwas geringer. Der Hauptreduktionsbereich wird mit einer oberen Grenzfrequenz von 3.500 Hz angegeben. Die Ergebnisse mittels Beamforming hingegen zeigen, dass Frequenzen bis etwa 5.000 Hz erheblich reduziert werden.



Bild 6.34: Emittierte Breitbandgeräusche mit unterschiedlichen Serrationamplituden an der Vorderkante bei mittlerer Wellenlänge λ26 (Biedermann T. , 2015)

Auch in den Frequenzspektren in Bild 6.35 und Bild 6.36 sind keine Quellen mit höheren Frequenzen als 9.000 Hz auffindbar. Die Variation der Wellenlänge zeigt, dass es bei Erhöhung der Wellenlänge kaum Unterschiede auf den spektralen Verlauf der Schallreduktion gibt. Während die Pegel bei tiefen Frequenzen bis ca. 2.000 Hz höher sind, wird die Schallreduktion bei höheren Frequenzen etwas besser. In der Summe sind jedoch diese Abweichungen nicht signifikant. Eine Verringerung der Wellenlänge auf λ 7,5 hat dementgegen eine größere Wirkung auf die Schallreduktion. Differenzpegel von bis zu 15 dB bei 2.000 Hz können hier beobachtet werden, während höhere Wellenlängen im gleichen Bereich etwa 9 dB Reduktion aufweisen.



Bild 6.35: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Wellenlänge, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$



Bild 6.36: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Wellenlänge, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$

In Bild 6.37 sind Ergebnisse einer vorangegangenen Arbeit zu sehen (Biedermann, Chong, Kameier, & Paschereit, 2017). Der Vergleich zu den Spektren in Bild 6.35 bestätigt die Messergebnisse. Es können die gleichen Trends erkannt werden, wobei die Reduktion der kleinsten Wellenlänge mit maximal 10 dB bei den Einzelmikrofonmessungen etwas geringer ist. Der Hauptreduktionsbereich reicht bis zu einer oberen Grenzfrequenz von etwa 4.000 Hz. Die Ergebnisse mittels Beamforming hingegen zeigen, dass Frequenzen bis etwa 5.000 Hz erheblich reduziert werden. Auch die Vergleichsergebnisse zeigen, dass in Abhängigkeit der Wellenlänge die Schallreduktion geringer beeinflusst wird.



Bild 6.37: Emittierte Breitbandgeräusche mit unterschiedlichen Serrationwellenlängen an der Vorderkante bei mittlerer Wellenlänge, A29 (Biedermann, Chong, Kameier, & Paschereit, 2017)

Ein Vergleich der Reduktion bei Modulation von Amplitude und Wellenlänge zeigt, dass über das gesamte Frequenzspektrum Schall reduziert werden kann. Im Allgemeinen sind hohe Amplituden und kleine Wellenlängen akustisch vorteilhaft. Die Amplitude ist die Einflussgröße mit der höheren Wirkung und mit Variation der Amplitude können sogar Frequenzen unterhalb von 700 Hz reduziert werden. Durch unterschiedliche Wellenlängen wird in diesem Frequenzbereich $f \le 700$ Hz kein Unterschied im Pegel festgestellt. Die Reduktion von tiefen Frequenzen ist demnach nur amplitudenabhängig.

6.5.2 Parametervariation der Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl als Parameter, und gleichermaßen die Geschwindigkeit, wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach wird der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29 λ 26 analysiert und unmittelbar mit der Baseline verglichen. Der Anstellwinkel der Tragflügelprofile ist 0°. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2.% wird für die Auswertung verwendet.

Wie schon in vorherigen Auswertungen werden auch in den Spektren in Bild 6.38 und Bild 6.39 Quellen bis etwa 9.000 Hz vom CLEAN-SC Algorithmus gefunden. Der spektrale Verlauf ist bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen annähernd gleich. Jedoch ist der Frequenzbereich der Reduktion geschwindigkeitsabhängig. Bei hohen Reynolds-Zahlen verschiebt sich der Bereich der Reduktion zunehmend zu hohen Frequenzen. Niedrige Geschwindigkeiten reduzieren dementgegen besser die Frequenzanteile unter 2.000 Hz. Bei gleichen Serrationparametern können demnach niedrigere Frequenzen bei kleineren Reynolds-Zahlen reduziert werden. Die Grenzfrequenz kann mit ca. 2.000 Hz angegeben werden, wo bei allen Geschwindigkeiten etwa die gleiche Schallreduktion erreicht wird. Die maximalen Reduktionen sind in allen Fällen in ähnlicher Größenordnung bei etwa 8-9 dB zu sehen.

Eine zusätzliche Auffälligkeit ist der Einbruch der Pegel in den Fällen 35 m/s und 25 m/s, welcher nur bei der Baseline zu sehen ist und jeweils die gleichen Frequenzlinien betrifft. Ein solcher Einbruch kann bei 45 m/s Anströmgeschwindigkeit nicht festgestellt werden.



Bild 6.38: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Reynolds-Zahl, G14/4, α = 0°, A29λ26 und BSLN



Bild 6.39: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Reynolds-Zahl, G14/4, α = 0°, A29λ26

6.5.3 Parametervariation des Turbulenzgrades

Der Parameter Turbulenzgrad wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29\lambda26 wird analysiert und unmittelbar mit der Baseline verglichen. Der Anstellwinkel der Tragflügelprofile ist 0°. Die Reynolds-Zahl wird bei den Auswertungen auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. An dieser Stelle wird nochmals auf die Zuströmbedingungen verwiesen, da die verschiedenen Turbulenzgitter nicht mit unterschiedlichen Turbulenzgraden gleichzusetzen sind. Der Turbulenzgrad der drei Turbulenzgitter bei 35 m/s wird im Folgenden angegeben:

- G14/4 Tu = 5,18 %
- G8/3 Tu = 3,66 %
- G10/2 Tu = 3,74 %

Zudem weist G8/3 höhere Eigengeräusche auf.

In den CLEAN-SC Frequenzspektren in Bild 6.40 und Bild 6.41 wird der Einfluss der verschiedenen Turbulenzgitter auf die Schallreduktion durch Serrations untersucht. Auch bei dieser Auswertung können Quellen bis 9.000 Hz detektiert werden. Bei Frequenzen größer als 4.000 Hz ergeben sich durch G8/3 bis zu 10 dB höhere Pegel. In Bild 6.41 kann deutlich erkannt werden, dass das Reduktionspotential durch Serrations vom Turbulenzgrad abhängig ist. Ein höherer Turbulenzgrad bei Gitter G14/4 sorgt für eine stärkere Reduktion von bis zu 8 dB. In den zwei Fällen mit gleichem Turbulenzgrad mit G8/3 und G10/2 kann auch annähernd die gleiche Reduktion erwartet werden, jedoch sind die Schwankungen bei G8/3 größer. In einem Frequenzbereich um 2.000 Hz liegt die Reduktion bei ca. 6 dB.



Bild 6.40: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Turbulenzgitter, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, A29 λ 26 und BSLN



Bild 6.41: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Turbulenzgitter, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, A29 λ 26

6.5.4 Parametervariation des Anstellwinkels

Der Anstellwinkel α der Tragflügel wird auf der mittleren Stufe der jeweils anderen Einflussgrößen variiert. Demnach wird der Zentralpunkt von Amplitude und Wellenlänge A29 λ 26 analysiert und unmittelbar mit der Baseline verglichen. Die Reynolds-Zahl wird auf mittlerer Stufe gehalten, was einer Strömungsgeschwindigkeit von 35 m/s entspricht. Da es beim Turbulenzgrad aufgrund der zwei gleichwertigen Gitter keine mittlere Stufe gibt, wurde sich an dieser Stelle für den maximalen Turbulenzgrad entschieden. Gitter 14/4 mit einem Turbulenzgrad von 5,2 % wird für die Auswertung verwendet. Zudem findet eine stetige Variation des Anstellwinkels mit der Baseline und dem Profil A29 λ 7,5 bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s und dem Turbulenzgitter G14/4 statt.

Bei der Auswertung der Frequenzspektren in Bild 6.42 und Bild 6.43 können bei negativen Anstellwinkeln Geräuschquellen bis 20.000 Hz detektiert werden. Winkel von +15° und 0° hingegen weisen Quellen bis 9.000 Hz auf. Bis zu einer Frequenz von 5.000 Hz sind die Geräusche bei einem Anstellwinkel von -15° geringer als in den anderen Fällen, bei höheren Frequenzen nimmt der abgestrahlte Schall jedoch signifikant zu. Mit einem positiven Anstellwinkel wird breitbandig etwas weniger Schall erzeugt als bei 0°. Verglichen mit 0° wird bei positiven Anstellwinkeln in einem Frequenzbereich von 1.500 Hz bis 7.000 Hz noch mehr Schall mit maximalen Werten von über 15 dB reduziert. Der Verlauf der Reduktion von -15° verläuft grundlegend anders. Es wird generell nur maximal bis 3 dB reduziert von 500 Hz bis 1.000 Hz. Höhere Frequenzen weisen sogar bis zu 5 dB größere Pegel auf. Der Tragflügel mit Serrations wird bei negativen Anstellwinkeln hochfrequent signifikant lauter, was jedoch den Summenpegel nicht beeinflusst.



Bild 6.42: CLEAN-SC-Spektren, Variation des Anstellwinkels, 35 m/s, G14/4, A29λ26 und BSLN



Bild 6.43 CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation des Anstellwinkels, 35 m/s, G14/4, A29λ26



Bild 6.44: A29λ26, BSLN, Schmalbandspektrum 300 Hz bis 10 kHz (Biedermann, Chong, Kameier, & Paschereit, 2017)

Ein Vergleich der Winkelvariation mit vorangegangenen Auswertungen in Bild 6.44 zeigt gute Übereinstimmungen in den Verläufen der Spektren mit maximalen Schallreduktionen von etwa 10 dB (Biedermann, Chong, Kameier, & Paschereit, 2017). In den Fällen $\alpha = 0^{\circ}$ und $\alpha = +15^{\circ}$ lässt sich über den gesamten Frequenzbereich ein ähnlicher Trend der Schallreduktion aufgrund von Serrations an der Vorderkante des Profils erkennen. Auch bei negativen Anstellwinkeln korrelieren die Ergebnisse miteinander. Während bei Frequenzen f < 1.500 Hz eine größere Schallreduktion erzielt wird, ist der Pegel bei f > 1.500 Hz deutlich höher. In der Auswertung in Bild 6.42 sowie in der vorangegangenen Arbeit sind die größeren Pegel bei höheren Frequenzen nicht pegeldominant. Die absoluten Winkel können dabei nicht unmittelbar verglichen werden, da in beiden Fällen eine Winkelkorrektur beachtet werden muss. Aufgrund der verschiedenen Freistrahlen wird hier nicht der korrigierte Winkel angegeben und lediglich der Trend analysiert.

Die stetige Variation des Anstellwinkels wird in Frequenzen zwischen 500 Hz und 5.680 Hz durchgeführt (obere Grenzfrequenz der 4 kHz Oktave) und zeigt bei der Baseline in Bild 6.45 nur kleine Auswirkungen. Über alle Frequenzen steigt der Pegel in geringem Maß in Richtung positiver Anstellwinkel, wobei tiefe Frequenzen dominieren.



Bild 6.45: CLEAN-SC-Spektren, stetige Variation des Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4, BSLN

Der Verlauf der stetigen Winkelvariation des A29 λ 7,5 Profils in Bild 6.46 zeigt signifikante Unterschiede zur Baseline. Hier zeigen tiefe Frequenzen bis 1.000 Hz kaum Abhängigkeiten des Anstellwinkels. Höhere Frequenzen werden in Richtung positiver Winkel erheblich reduziert. Der stärkste Abfall des Pegels ist von -10° bis -2° erkennbar bei Frequenzen zwischen 2.000 Hz und 5.000 Hz. Von -2° bis +15° sind nur noch kleine Änderungen im Pegel festzustellen.



Bild 6.46: CLEAN-SC-Spektren, stetige Variation des Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4, A29\7,5

Im Folgenden wird die Differenz der beiden Spektren betrachtet, um die Reduktion bei unterschiedlichen Anstellwinkeln über das gesamte Frequenzspektrum besser auswerten zu können.



Bild 6.47: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, stetige Variation des Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4, A29λ7,5

Die Auswertung der Reduktion in Bild 6.47 zeigt fast ausschließlich positive Pegel und somit eine Minderung der Pegel mit nahezu allen Anstellwinkeln über das gesamte Frequenzspektrum. Lediglich bei Anstellwinkeln von -16° bis -14° wird der Pegel oberhalb von 1.000 Hz höher. Die Reduktion der Frequenzen von 500 Hz bis 1.000 Hz ist über alle unterschiedlichen Winkel nahezu konstant zwischen 5 dB und 8 dB. Höhere Frequenzen werden bei positiv werdenden Anstellwinkeln auch deutlich mehr reduziert. Es kann eine Minderung des Pegels von bis zu 15 dB in Frequenzbereichen von 1.500 Hz bis 5.000 Hz bei Winkeln von 0° bis $+16^{\circ}$ erzielt werden. Die entstehenden Peaks im Diagramm sind keine Tonalitäten und werden bei der Auswertung nicht berücksichtig, da sie Aufgrund von nicht detektierten Quellen durch den Auswertealgorithmus zustande kommen und keine physikalischen Erkenntnisse liefern.

7 Diskussion der Ergebnisse

Die Auswertung der Aerodynamik in Abschnitt 5 zeigt, dass im vorliegenden Fall eine Korrektur des geometrischen Anstellwinkels sinnvoll ist. Die Unterschiede zwischen geometrischen und effektiven Winkeln der Profile in der Strömung sind aufgrund des geringen Düsendurchmessers des aeroakustischen Windkanals im Vergleich zur Profiltiefe erheblich. Mit den korrigierten Winkeln lassen sich die Form und Tendenz der Auftriebslinien mit vorangegangenen Messungen und Arbeiten vergleichen. Der Vergleich mit Auftriebslinien einer Arbeit in London (Koster, 2017) zeigt qualitativ identische Abhängigkeiten. Nach der Winkelkorrektur ist ersichtlich, dass die durchgeführten Messungen ausnahmslos im linearen Bereich der Auftriebslinien liegen. Jedoch sind die absoluten Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte nicht übereinstimmend. Der Grund dafür liegt in den nicht vergleichbaren Zuströmbedingungen, die einen großen Einfluss ausüben. Schon kleine Unterschiede der Düsengeometrien verändern den Freistrahl und dessen Scherschicht. Auch ist bei der Berechnung der Beiwerte eine konstante Auftriebsfläche vorausgesetzt worden. Ein Teil der Tragflügelprofile liegt jedoch nicht im Kernstrahl des Freistrahls, sodass in der Scherschichtregion an den Tragflächen unterschiedliche Effekte entstehen, die nicht mit anderen Einbausituationen vergleichbar sind. Ein weiterer Aspekt, der bei der Auswertung beachtet werden muss, ist die aufgrund der Serrations abweichende Fläche im Vergleich zur Baseline. Die aerodynamischen Kenngrößen wurden für eine bessere Referenz in allen Serrationkonstellationen mit der Auftriebsfläche der Baseline durchgeführt, sodass sich durch die Definition des Auftriebsbeiwertes der modifizierten Profile eher konservative Werte ergeben. Die gleichen Profile mit identischen Flächenverhältnissen wurden jedoch in vorangegangenen Studien untersucht (Biedermann T., 2015), (Koster, 2017), (Schreiber, 2017). Bei allen Tragflügelvarianten wurde festgestellt, dass auch bei negativen Anstellwinkeln ein positiver Auftrieb vorliegt. Der Grund dafür liegt in der Asymmetrie der Profile, welche erst ab einem bestimmten negativen Winkel auch "Abtrieb" erzeugt. Dieser Grenzwinkel wurde in den meisten Fällen nicht erreicht. Die stetige Winkelvariation in Bild 5.1 zeigt, dass mit der Baseline bei extrem negativen Anstellwinkeln auch ein minimal negativer Auftrieb erreicht wird. Das Profil A29λ7,5 zeigt bei den gleichen Winkeln noch positive Werte. Es ist fraglich, ob die Winkelkorrektur für Freistahlen die gleiche Gültigkeit für Profile mit Serrations besitzt. Ein Einbeziehen der originalen Fläche im Falle von A29\lambda7,5 hätte auch eine Veränderung der Auftriebslinie zur Folge. In den meisten Fällen ist der Auftrieb durch Profile mit Serrations schlechter im Vergleich zur Baseline mit gerader Vorderkante. Allerdings

HSD /XV ISAVE

sind die Unterschiede in einigen Serrationkonstellationen nicht gravierend und da die resultierende Auftriebsfläche kleiner wird, können diese Unterschiede teilweise darauf zurückgeführt werden. Unter Modulation der Serrationparameter steigt der Auftriebsbeiwert bei kleinerer Amplitude und größerer Wellenlänge. Dabei ergibt sich ein moderater Einfluss der Amplitude und ein größerer der Wellenlänge. Bei minimaler Amplitude und höchster Wellenlänge werden sogar höhere Auftriebsbeiwerte als unter Verwendung der Baseline erreicht. Der Einfluss der Amplitude ist unmittelbar auf die reduzierte Auftriebsfläche zurückzuführen, die bei größerer Amplitude kleiner wird. Ein günstiges Verhältnis vom Widerstands- zum Auftriebsbeiwert ergibt sich bei mittleren Amplituden und kleinen Wellenlängen, wodurch sich ein Optimierungspotential für den jeweiligen Anwendungsfall ergibt. Eine gleichwertige aber positivere Gleitzahl zur Baseline bei etwas größerem Auftrieb sich bei A12λ26 und A29λ45. Mit akustischem Vorteil könnten mit diesen Parametern vergleichbare aerodynamische Eigenschaften erzeugt werden. Für andere Serrationparameter mit schlechteren Auftriebswerten kann der Anstellwinkel verändert werden, sodass die gleichen aerodynamischen Bedingungen herrschen.

Im Allgemeinen zeigen die Auswertungen der Akustik ein hohes Potential der Geräuschminderung durch Serrations. Die 3D-Soudmaps in Bild 6.3 zeigen, dass es unabhängig vom Turbulenzgrad und Turbulenzgitter zur Reduktion des Schalls am Tragflügel kommt. Durch Turbulenz in der Strömung wird der Ort der Abstrahlung der Quellen verschoben. Während ohne Verwendung eines Turbulenzgitters der größte Teil der Quellen an der Hinterkante ist, sind die Quellen bei Anströmung mit hohem Turbulenzgrad an der Vorderkante des Profils anzutreffen. Die Serrations sorgen unabhängig davon für eine Reduktion der Quellen in allen Tragflügelbereichen. Der verwendete Delay & Sum Algorithmus zum Erstellen von zweidimensionalen Soundmaps ist für die 1 kHz und 2 kHz Oktave in vielen Fällen nicht aussagekräftig und gibt die gleichen Erkenntnisse wie der Summenpegel im Integrationsbereich. Die 4 kHz Oktave zeigt dementgegen gut interpretierbare Ergebnisse. Mit der Verwendung vom komplexeren Entfaltungsalgorithmus CLEAN-SC können auch die tieferen Oktaven besser ausgewertet werden, obwohl es zu Projektionen der Quellen in die Mitte des Integrationsbereiches kommen kann. Die Untersuchung des Einflusses der Korrektur für die Scherschicht des Freistrahls zeigt, dass die Unterschiede unerheblich sind und den höheren Rechenaufwand nicht rechtfertigen. Für die Auswertungen muss lediglich eine minimale Verschiebung der Quellen in der Mitte des Freistrahls in Richtung Windkanaldüse einbezogen werden.

Die Modulation der Serrationparameter Wellenlänge und Amplitude zeigt in allen untersuchten Fällen bei mittleren Stufen der anderen Einflussgrößen (Anstellwinkel und Geschwindigkeit mit hohem Turbulenzgrad) eine Reduktion des abgestrahlten Schalls am Tragflügel. Dabei sorgen kleinere Wellenlängen und größere Amplituden allgemein für eine erhöhte Schallreduktion. Der Einfluss der Amplitude ist hierbei jedoch ausschlaggebend, wohingegen eine Änderung der Wellenlänge nur geringe Unterschiede zeigt. Die zweidimensionalen Geräuschkartierungen visualisieren, dass der Schall vornehmlich an der Vorderkante reduziert wird und in geringem Maße an der Hinterkante. Aufgrund des hohen Turbulenzgrades der Strömung befinden sich die Quellen maßgeblich an der Vorderkante der Profile, sodass hier auch ein höheres Reduktionspotential vorliegt. Die Auswertung der Summenpegel über das gesamte Frequenzspektrum zeigt, dass Reduktionen des abgestrahlten Schalls bis zu 7 dB möglich sind und die Ergebnisse sind vergleichbar mit der DoE-Studie (Biedermann T., 2015). Am Zentralpunkt aus Amplitude und Wellenlänge (A29λ26) gibt es nahezu keine Abweichung. In den anderen Fällen wird mit der Beamforming-Auswertung eine größere Reduktion beobachtet. Die Frequenzbereiche der Reduktion durch unterschiedliche Serrationparameter sind bei Variation von A und λ annähernd gleichbleibend. Die größte Differenz der Pegel findet sich zwischen 500 Hz und 5.000 Hz und beträgt etwa 15 dB. In Bild 2.14 wurde eine ungefähre Größenordnung der Frequenz des abgestrahlten Schalls an der Vorderkante in Bezug auf die Anströmgeschwindigkeit und die Sehnenlänge eines Tragflügelprofils angegeben (Blake, 2017). Nach Umstellen von Formel 2-19 ergibt sich bei einer Anströmgeschwindigkeit von 35 m/s und der verwendeten Sehnenlänge von 0,15 m ungefähr eine Frequenz von 743 Hz für den Vorderkantenschall. Diese liegt beim Vergleich der Frequenzspektren im Bereich der höchsten Pegel und des größten Reduktionspotentials durch verschiedene Serrationparameter. Demnach handelt es sich primär um Schall an der Vorderkante. Die Reduktion des abgestrahlten Schalls ist maßgeblich von der Amplitude abhängig. Es ergibt sich eine nahezu lineare Abhängigkeit der reduzierten Summenpegel zur Amplitude der Serrations. Zudem werden bei höheren Amplituden auch niedrigere Frequenzen besser reduziert. Mit Variation der Wellenlänge lassen sich Frequenzen $f \le 700$ Hz nicht weiter reduzieren. Das deutet auf eine unmittelbare Abhängigkeit zwischen Serrationamplitude und akustischer Wellenlänge hin, was jedoch noch weitere Untersuchungen erfordert. Der gewählte CLEAN-SC Algorithmus liefert bei Frequenzen $f \le 500$ Hz keine zufriedenstellenden Ergebnisse, da oftmals keine Quellen gefunden werden. Folgeuntersuchungen könnten mit einem anderen Entfaltungsalgorithmus (bspw. DAMAS) durchgeführt werden. Im
Vergleich mit aerodynamischen Werten fällt auf, dass der Auftrieb genau gegenläufig zu akustischen Verbesserungen bei kleineren Amplituden größer wird. Somit muss bei der Wahl der Amplitude ein Polyoptimum gefunden werden. Der Einfluss der Serrationwellenlänge folgt einer anderen Gesetzmäßigkeit. Mittlere (λ 26) und große (λ 45) Wellenlängen sorgen für die gleiche akustische Reduktion, während bei kleineren Wellenlängen (λ 7,5) das Potential in geringem Maße größer ist. Jedoch werden durch die Verwendung von kleinen Wellenlängen die aerodynamischen Werte signifikant schlechter. Ein Kompromiss zwischen hohen Auftriebswerten und Schallreduktion kann bei großen Werten von λ 45 gefunden werden.

In Abhängigkeit der Reynolds-Zahl zeigen sich keine grundlegenden Veränderungen der zweidimensionalen Soundmaps im Sinne der Schallquellen. Die Quelllokalisation ist demnach nicht von der Anströmgeschwindigkeit der Profile abhängig. Die untersuchten Summenpegel als Differenz zur Baseline zeigen, dass die Reduktion bei kleineren Reynolds-Zahlen steigt. Jedoch ist die Gesamtlautstärke in Fällen kleinerer Geschwindigkeiten auch geringer. Aufgrund der logarithmischen Skalierung des Schalldruckpegels ergibt sich demnach eine höhere Energiedichte bei absolut größeren Pegeln. Es zeigen sich in Abhängigkeit der Geschwindigkeit kleine Erhöhungen der Schallreduktion von 45 m/s auf 35 m/s von maximal 0,7 dB. Bei den Untersuchungen noch kleinerer Geschwindigkeiten ist ein größerer Sprung der Reduktion von bis zu 1,1 dB zu erkennen. Auch diese Nichlinearität könnte mit dem Unterschied der Gesamtlautstärke erklärt werden. Bei Re = 350.000 und Re = 450.000 zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen mit den DoE-Ergebnissen (Biedermann T., 2015). Ein Betrachten der Frequenzspektren zu unterschiedlichen Reynolds-Zahlen zeigt, dass sich mit höherer Geschwindigkeit der Bereich der Reduktion zu höheren und bei kleinen Reynolds-Zahlen zu niedrigen Frequenzen verschiebt. Diese Verschiebung folgt der Tendenz der Frequenz des Vorderkantenschalls. Bei kleinen Geschwindigkeiten wird mittels Formel 2-19 eine Frequenz von 531 Hz abgeschätzt, bei höheren etwa 955 Hz. Da die Aerodynamik keinen signifikanten Einfluss von der Reynolds-Zahl aufweist, kann bei der Wahl der Serrationparameter die Akustik in den Vordergrund gestellt werden.

Die Abhängigkeiten der Schallreduktion von den verschiedenen Turbulenzgittern und den dadurch resultierenden Turbulenzgraden machen eine eindeutige Interpretierbarkeit der Ergebnisse schwierig. Das Gitter G8/3 weist in allen Fällen und Oktaven die höchsten Pegel auf. Innerhalb der Voruntersuchungen in Abschnitt 6.2.3 stellt sich die Frage, ob sich der Eigenschall der Turbulenzgitter auf die Pegel im Integrationsbereich

HSD /XV ISAVE

auswirkt. In der Theorie sollten durch die Auswahl des Integrationsbereiches unerwünschte Nebengeräusche von Gitter und Windkanal ausgeschlossen werden. Trotzdem zeigt sich in der Tendenz, dass die Eigenlautstärke der Gitter mit den Pegeln im Integrationsbereich korreliert. Auch die Leermessung ohne Tragflügel zeigt einen erhöhten Pegel bei Turbulenzgitter G8/3. Da keine sonstigen Quellen im Integrationsbereich vorhanden sind, können die Pegel auf den Freistrahl zurückgeführt werden. Bei allen sonstigen Messungen befindet sich ein Profil in der Strömung, wodurch es durch Reflektion der Gittergeräusche zu zusätzlich erhöhten Pegeln im Integrationsbereich kommen könnte. Die Reduktion der Schallquellen durch die Turbulenzgitter G14/4 und G10/2 ist in den 2D-Soundmaps annähernd gleichrangig, die von G8/3 ist dementgegen am deutlichsten erkennbar. Erwartungsgemäß müssten G8/3 und G10/2 aufgrund ihrer gleichen Strömungsbedingungen von Turbulenzgrad und integralem Längenmaß auch vergleichbare Reduktionspotentiale aufweisen. Dies kann bei den Auswertungen nicht beobachtet und beurteilt werden. Vielmehr zeigt sich, dass bei der Auswertung der Summenpegel auch die Gesamtlautstärke mit betrachtet werden muss. Dadurch erklärt sich, warum der Reduktionspegel bei der Auswertung des Summenpegels als Differenz zur Baseline bei G8/3 am niedrigsten ist. Im Vergleich zu den DoE-Ergebnissen (Biedermann T., 2015) werden in dieser Ausarbeitung geringere Reduktionen erreicht, jedoch zeigt sich die gleiche positive Tendenz bei höherem Turbulenzgrad. Allgemein wird anhand der Frequenzspektren festgestellt, dass das Reduktionspotential bei höherer Turbulenz (G14/4) größer ist als bei G10/2. Die Ausnahme bildet der Tragflügel A45\26, welcher minimal größere Reduktion bei G10/2 aufweist. In Bild 6.41 zeigt sich, dass in der Regel eine höhere Reduktion durch einen größeren Turbulenzgrad über den gesamten Frequenzbereich erreicht wird. Dies entspricht dem Erwartungswert und korreliert mit vorangegangenen Studien (Biedermann T., 2015) (Koster, 2017).

Mit zunehmend positiv werdendem Anstellwinkel des Profils mit gerader Vorderkante steigt auch breitbandig der Pegel. In Korrelation dazu wird auch die Reduktion des Schalls bei einem Profil mit Serrations größer. Die erheblichen Unterschiede zwischen positiven und negativen Winkeln ergeben sich durch die Asymmetrie des gewählten Tragflügelprofils NACA65(12)-10. Die Differenz der Summenpegel zum jeweiligen Baselinefall zeigt, dass bei stark positiven Winkeln minimal höhere Reduktionspegel erreicht werden als bei 0°. Der Grund kann wieder in der Gesamtlautstärke und den logarithmischen Differenzpegeln liegen, die bei 0° in allen Frequenzbereichen etwas höher ist. Stark negative Anstellwinkel zeigen geringeres Reduktionspotential im Summenpegel, was auch in der DoE-Studie festgestellt wurde (Biedermann T., 2015). Auch die stetige Winkelvariation bestätigt die Ergebnisse, allerdings mit einem Offset von etwa 2 dB, was durch die kleinere Wellenlänge zu erklären ist. Zudem zeigt sich im Falle stark negativer Anstellwinkel, dass es weite Frequenzbereiche mit höheren Frequenzen (1.500 Hz bis 12.000 Hz) gibt, an denen der Pegel durch die Verwendung von Serrations an der Vorderkante bis zu 5 dB größer wird. Die hohen Frequenzen deuten darauf hin, dass der Pegel an der Hinterkante aufgrund von Ablösungen bei negativen Winkeln stark zunimmt.

Eine weitere Beobachtung zeigt, dass sich die Quellen an der Vorderkante unter Verwendung größerer Amplituden weiter nach hinten orientieren. Dies wird in den 2 kHz und 4 kHz Oktaven in Bild 6.15 am deutlichsten beobachtet. Auch bei der 1 kHz Oktave kann diese Verschiebung erkannt werden, jedoch ist die Interpretation aufgrund der Arrayauflösung nicht eindeutig. In Abhängigkeit der Wellenlänge kann eine solche eindeutige Verschiebung nicht festgestellt werden. Die Verschiebung der Quellen lässt die Vermutung zu, dass sich die Geräuschquellen in den Wurzeln der Serrations befinden und nicht an der Spitze. Die Spitze bleibt in jeder Serrationkonstellation an der gleichen Stelle innerhalb der Soundmap, wohingegen die Wurzel bei größeren Amplituden nach hinten wandert. Demnach kann eine örtliche Korrelation der Schallquellen mit den Wurzeln der Serrations qualitativ festgestellt werden. Diese Ergebnisse sind vergleichbar mit numerischen Studien, die postulieren, dass die größten Oberflächendruckschwankungen und akustischen Quellen in der Wurzel der Serrations verbleiben (Kim, Haeri, & Joseph, 2016). Auch werden dort die höchsten Korrelationen zwischen Oberflächendruckschwankungen und abgestrahltem akustischen Fernfeld vorhergesagt.

8 Ausblick

Während der Messkampagne an der BTU Cottbus wurden weitere Messungen durchgeführt, die für die vorliegende Thesis nicht verwendet wurden. In diesem Abschnitt sollen mögliche Folgeauswertungen aufgezeigt werden, die als sinnvoll erachtet werden, um einen leichteren Ansatz für weitere Studien zu ermöglichen.

Im ersten Schritt könnten die Ergebnisse der durchgeführten Parametervariationen auf ihre Aussagegültigkeit in zusätzlichen Fällen überprüft werden. In dieser Arbeit wurden die Variationen der einzelnen Parameter jeweils auf der meist mittleren Stufe der übrigen Einflussgrößen vorgenommen. Lediglich im Falle des Turbulenzgrades wurde der höchste Wert gewählt. Weitere Parametermodulationen auf höheren und niedrigeren Stufen der anderen Variablen könnten Aufschluss über die Gültigkeit der vorliegenden Ergebnisse für weitere Einsatzbereiche geben.

Eine weitere Möglichkeit, die Erkenntnisse auf Aussagekraft zu überprüfen, ist die Auswertung eines statistischen Versuchsplans analog zu bisherigen Ausarbeitungen zu diesem Thema (Biedermann T. , 2015). Es wurden bereits Messungen durchgeführt, die einen faktoriellen Kern eines Design of Experiments (DoE) Versuchsplan abdecken. Dazu wurden die vier bisher nicht in den Auswertungen berücksichtigten Parameterkonstellationen ausgewertet. Zudem wird der Zentralpunkt aus Amplitude und Wellenlänge der Serrations benötigt. Bild 8.1 zeigt die für den DoE-Plan verwendeten Profile. Der DoE-Versuchsplan befindet sich im Anhang A7.



Bild 8.1: Verwendete Profile des statistischen Versuchsplans mittels Design of Experiments

Die Auswertung eines solchen statistischen Versuchsplans ergibt Regressionsfunktionen jeder gewünschten Zielgröße in Abhängigkeit der verschiedenen Einflussgrößen. Zudem kann eine Aussage über die Signifikanz der verschiedenen variierten Parameter getroffen werden. Die Regressionsfunktionen sollten auch außerhalb des abgebildeten faktoriellen Kerns Gültigkeit aufweisen. Die Ergebnisse können mit den bisher gewonnenen Erkenntnissen verglichen werden und sie validieren. Bei einer Übereinstimmung der Regressionsfunktionen können Vorhersagen weiterer Parameterkonstellationen der Serrations getroffen werden und Polyoptima für bestimmte Anwendungsfälle gefunden werden.

Um das Potential der Geräuschminderung durch Serrations an Tragflügeln im Anwendungsfall, beispielsweise eines geräuscharmen Lüfters, quantifizieren zu können, werden auch weitere Einflussbedingungen untersucht, die dem Einsatzgebiet nahekommen. Bei kleinen Rotationsgeschwindigkeiten oder Rotordurchmessern kann die charakteristische Anströmgeschwindigkeit im Bereich der Rotornabe weit unter 15 m/s absinken. Mit diesem Hintergrund wurden auch kleine Geschwindigkeiten mit ausgewählten Profilen vermessen, wobei der Winkel variiert wird und das Turbulenzgitter mit den höchsten Turbulenzgraden (G14/4) verwendet wird. Der Fall der geraden Vorderkante (Baseline) wird dabei mit der Serration des größten Geräuschminderungspotentials vorangegangener Studien verglichen, wie in Tabelle 8-1 dargestellt. Die Auswertung dieser Fälle ist jedoch kein Bestandteil dieser Arbeit und soll für spätere Studien als Grundlage dienen.

Variiert me	te Para- ter	Getestete Tragflügel- profile								
U	α	Тур	Α	λ						
[m/s]	[°]		[mm]	[mm]						
5	-15	BSLN								
10	0	Α29λ7,5	29	7.5						
15	+15		I							

Tabelle 8-1: Getestete Serrations bei kleinen Geschwindigkeiten Turbulenzgitter 14/4

Weitere Möglichkeiten der in dieser Arbeit durchgeführten Auswertungen sind gegeben. Bei der Interpretation der Differenz der Summenpegel in Abschnitt 6.4 fällt auf, dass eine Auswertung in energetischem Maß zusätzlich sinnvoll sein könnte. Die bisherigen Differenzen wurden in der Einheit Dezibel durchgeführt. Diese Differenz einer logarithmischen Größe ergibt physikalisch einen Bezugswert. Zusätzlich kann in manchen Fällen die energetische Differenz der Reduktion des Pegels aufschlussreich sein. Des Weiteren sind zu jeder der durchgeführten 320 Messreihen 56 Zeitsignale der Einzelmikrofone im Array vorhanden, die ausgewertet werden können. Sie können zur Validierung verwendet werden und zum Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten dienen. Auch können die ausgewerteten Soundmaps in ihren Integrationsbereichen beliebig verändert werden. Das bietet die Möglichkeit beispielsweise Schallquellen in der Wirbelschleppe der Profile zu analysieren oder einen direkten Vergleich zwischen Vorder- und Hinterkante am Tragflügel durchzuführen. Analog zu den Geräuschkartierungen können die Frequenzspektren aus unterschiedlichsten Integrationsbereichen ausgewertet werden. Die Spektren wurden bisher mittels CLEAN-SC Algorithmus erstellt, der bei Frequenzen f \leq 500 Hz keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefert. Gleichermaßen sind auch Auswertungen mit dem in Abschnitt 2.4.2 erwähnten DAMAS-Algorithmus denkbar, die bessere Ergebnisse für tiefe Frequenzen liefern könnten. So könnte ein Zusammenhang zwischen Serrationamplitude und unterer Grenzfrequenz der Reduktion gefunden werden.

Verweise

acoustic-camera.com. (13. Oktober 2017). Von https://www.acousticcamera.com/en/support/frequently-asked-questions/knowledge-base/arraycontrast.html abgerufen

Biedermann, T. (2015). Aerofoil noise subjected to leading edge serration. London, Düsseldorf: HS Düsseldorf, Brunel University London.

Biedermann, T. M., Chong, T. P., Kameier, F., & Paschereit, C. O. (2017). Statistical– Empirical Modeling of Airfoil Noise Subjected to Leading Edge Serrations. Düsseldorf, London, Berlin: AIAA Journal.

Blake, W. K. (2017). Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Volume 2. Londom, San Diego, Cambridge, Oxford: Academic Press.

- Blandeau, V. (2011). Aerodynamic Broadband Noise from Contra-Rotating Open Rotors. Faculty of Engineering and the Environment. Southampton, UK: University of Southampton.
- Böswirth, L., & Bschorer, S. (2014). *Technische Strömungslehre*. Wien, Ingoldstadt: Springer.
- Brooks, T. F., Pope, D. S., & Marcolini, M. A. (1989). *Airfoil Self-Noise and Prediction.* Langley Research Center: NASA Reference Publication.
- Fish, F. E., Weber, P. W., Murray, M. M., & Howle, L. E. (2011). The Tubercles on Humpback Whales' Flippers: Application of. West Chester, PA 19383, USA: Department of Biology, West Chester University.
- Geyer, T. F. (2011). Trailing Edge Noise Generation of Porous Airfoils.
 Brandenburgische Technische Universität Cottbus: Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und Wirtschaftsingenieurwesen.
- Geyer, T., Sarradj, E., & Hobracht, M. (2016). *Noise generated by a leading edge in anisotropic turbulence*. Cottbus: INTER-NOISE.
- Herwig, H. (2016). Strömungsmechanik. Hamburg: Springer.
- hifi-Forum. (16. November 2017). *HIFI-Forum.de*. Von http://www.hififorum.de/bild/basotect-absorptionswerte_552444.html abgerufen
- Hinze, J. (1987). Turbulence 2nd ed. New York: McGraw-Hill Education.

- Hobracht, M., Sarradj, E., & Geyer, T. (2011). Auslegung eines Turbulenzgitters für die Untersuchung des Vorderkantenschalls an einem Tragflügelprofil. BTU Cottbus: DAGA.
- Kim, J. W., Haeri, S., & Joseph, P. F. (2016). On the reduction of aerofoil-turbulence interaction noise associated with wavy leading edges. Southampton: University of Southampton.
- Koster, O. (2017). Investigation on the Aeroacoustics and Flow Pattern of a NACA65(12)-10 Aerofoil with Serrated Leading Edges. Brunel University London: HS Düsseldorf.
- Reinhard, L., Gerhard, S., & Dietrich, W. (2009). *Technische Akustik Grundlagen und Anwendungen*. Erlangen, Frankfurt am Main, Darmstadt: Springer.
- Roach, P. (1986). *The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids*. UK: Rolls Royce Ltd.
- Sarradj, E. (2012). Three-Dimensional Acoustic Source Mapping with Different Beamforming Steering Vector Formulations. Advances in Acoustics and Vibration, Vol.°2012, No.°4, pp.°1-12.
- Sarradj, E. (2016). *A fast ray casting method for sound refraction at shear layers*. Berlin: International Journal of Aeroacoustics, Technische Universität Berlin.
- Sarradj, E., Fritzsche, C., Geyer, T., & Giesler, J. (2009). Acoustic and aerodynamic design and characterization of a small-scale aeroacoustic wind tunnel. Cottbus: Institut Verkehrstechnik, Brandenburgische Technische Universität Cottbus.
- Schade, H., Kunz, E., Kameier, F., & Paschereit, C. O. (2013). Strömungslehre, 4., neu bearbeitete Auflage. Düsseldorf, Berlin: De Gruyter.
- Schlichting, H., & Truckenbrodt, E. (1967). Aerodynamik des Flugzeuges Erster Band: Grundlagen aus der Strömungsmechanik, Aerodynamik des Tragflügels (Teil 1). Berlin/Heidelberg/New York: Springer.
- Schreiber, D. (2017). Aerodynamische Untersuchung eines NACA 65-(12)10 mit Leading Edge Serrations unter Verwendung numerischer Methoden. Düsseldorf: HS Düsseldorf.

- Schröder, D. R. (10. Oktober 2017). acoustic-camera.com. Von https://www.acousticcamera.com/fileadmin/acousticcamera/press/german/2007_01_01_Sensor_Report_01.pdf abgerufen
- Sijtsma, P. (2007). *CLEAN Based on Spatial Source Coherence*. 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference.
- Sinambari, G., & Sentpali, S. (2014). *Ingenieurakustik*. Frankenthal, München: Springer.
- Wikipedia/Aeroakustik. (25. September 2017). *Wikipedia*. Von https://de.wikipedia.org/wiki/Aeroakustik abgerufen
- Wikipedia/Reynoldszahl. (19. September 2017). *Wikipedia*. Von https://de.wikipedia.org/wiki/Reynolds-Zahl abgerufen
- Wikipedia/Strouhal-Zahl. (28. September 2017). *Wikipedia*. Von https://de.wikipedia.org/wiki/Strouhal-Zahl abgerufen
- Wikipedia/Turbulenzgrad. (22. September 2017). *Wikipedia*. Von https://de.wikipedia.org/wiki/Turbulenzgrad abgerufen
- Winchester, L. (11. Februar 2018). nationalgeographic. Von Photograph by Lisa Winchester, MyShot: https://www.nationalgeographic.org/media/humpback-bigwing/ abgerufen
- wordpress. (11. Februar 2018). *wildlifekate.wordpress*. Von https://wildlifekate.wordpress.com/2012/11/01/tawny-owl-roadkill/ abgerufen

Zeller, P. (2009). Handbuch Fahrzeugakustik. Wiesbaden: Vieweg+Teubner.

Abbildungsverzeichnis

Bild 1.1: Tuberkel an den Flippern eines Buckelwals (links) (Winchester, 2018),
gezacktes Gefieder an der Flügelvorderkante bei einer Eule (rechts) (wordpress,
2018)
Bild 1.2: 3D-Soundmap zur Visualisierung der Geräuschquellen eines Tragflügels 2
Bild 2.1: Tragflügelprofil zwischen seitlichen Trennwänden (2D); (Böswirth &
Bschorer, 2014)
Bild 2.2: Entwicklung der Umströmung eines Tragflügelprofils; (Böswirth & Bschorer,
2014) aEbene Potentialströmung um ein Tragflügelprofil b Verdeutlichen des
Anfahrvorgangs mit Anfahrwirbel c Weiterer Anfahrvorgang und Aufbau der
Druckfelder d Stationäre Strömungsverhältnisse einer reibungsbehafteten
Strömung7
Bild 2.3: Bezeichnungen am Tragflügel; (Böswirth & Bschorer, 2014)9
Bild 2.4: Druckverteilung am Tragflügel (links); Kräfte am Tragflügel (rechts);
(Böswirth & Bschorer, 2014)9
Bild 2.5: NACA65(12)-10 als Grundkörper und austauschbarem Element für die
Leading Edge mit unterschiedlichen Serrations (Biedermann, 2015) 12
Bild 2.6: Variationen der unterschiedlichen Leading Edge Serrations mit
Bezeichnungen (Biedermann, 2015) 12
Bild 2.7: Typische Auswertung eines Profils (Beispielprofil: FX 60-126), (Böswirth &
Bschorer, 2014) a Polardiagramm b Auftriebslinie c
Momentenbeiwert14
Bild 2.8: Anliegende (links) und abgerissene (rechts) Strömung um einen Tragflügel,
(Böswirth & Bschorer, 2014), Aufnahmen: Prof. F.N.M. Brown, Univ. of Notre
Dame, USA
Bild 2.9: Gittergeometrie (Hobracht, Sarradj, & Geyer, 2011) 15
Bild 2.10: Frequenzanalyse mittels Oktav-, Terz- und Schmalbandspektrum (Sinambari
& Sentpali, 2014)
Bild 2.11: Strahlertypen in der Aeroakustik (Zeller, 2009)
Bild 2.12: Turbulenter Freistrahl (CFD-Simulation)
Bild 2.13: Illustration hydrodynamischer Geräuschquellen von Auftriebskörpern (Blake,
2017)

Bild 2.14: Strömungsinduzierte Geräusche eines Auftriebskörpers innerhalb einer
turbulenten Strömung unterhalb der Schallgeschwindigkeit (Blake, 2017)25
Bild 2.15: Funktionsprinzip der akustischen Kamera (Schröder, 2017)
Bild 2.16: Veranschaulichung Arraykontrast (acoustic-camera.com, 2017)
Bild 2.17: Arraymuster (Richtcharakteristik) des verwendeten 56-Mikrofon Array bei
unterschiedlichen Frequenzen mit Hauptmaximum bei $x = 0$, $y = 0$ und
Nebenmaxima (Geyer T. F., 2011)
Bild 3.1: Links: Schematische Anordnung des Versuchsaufbaus mit dem Tragflügel
relativ zum Zentrum des Mikrofonarrays. Rechts: 3D-Modell der Messkammer
mit Düse, Gitter und Tragflügel
Bild 3.2: A-gewichteter Gesamtschalldruckpegel des aeroakustischen Windkanals in 1m
Distanz 90° zur Düsenachse (Geyer T. F., 2011)
Bild 3.3: Verwendete Turbulenzgitter mit Bezeichnungen
Bild 3.4: Halterung der Tragflügel für die Sechskomponentenwaage
Bild 3.5: Links: Foto der Sechskomponentenwaage mit eingebautem Tragflügelprofil;
Rechts: Schematischer Aufbau der Sechskomponentenwaage mit den sechs
einzelnen Wägezellen
Bild 3.6: Auswertung der Messreihen mit Übersicht der Parametervariationen
Bild 4.1: Vorkammerdrücke des Windkanals bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten
(Position des Tragflügels) und Turbulenzgittern
Bild 4.2: Turbulenzgrad der unterschiedlichen Gitter in Ebene der Vorderkante des
Tragflügelprofils im Windkanal, Theorie und Messung
Bild 4.3: Integrales Längenmaß der unterschiedlichen Gitter in Ebene der Vorderkante
des Tragflügelprofils im Windkanal, Theorie und Messung
Bild 5.1: Polardiagramm (links) und Auftriebslinie (rechts) der Baseline und des
A29 λ 7,5 Profils mit stetiger Winkelvariation; Turbulenzgitter G14/4; Re \approx
250.000
Bild 5.2: Auftriebslinie aller vermessenen Profile bei 35 m/s und Turbulenzgitter G14/4
(Re = 341.941)50
Bild 5.3: Auftriebslinie verschiedener Profile bei Re = 100.000 (Koster, 2017)
Bild 5.4: Einfluss von Amplitude A und Wellenlänge λ der Serrations auf den
Auftriebsbeiwert c_a (oben) und die Gleitzahl $\varepsilon = c_w/c_a$ (unten) bei $\alpha = 0^\circ$, 35 m/s
und G8/3

Bild 5.5: Auftriebsbeiwert als Differenz zwischen BSLN und A29\lambda26/ A29\lambda45 in
Abhängigkeit der Turbulenzgitter und Reynolds-Zahl
Bild 6.1: Schalldruckpegel für verschiedene Integrationsbereiche, BSLN, Grid 14/4, α =
0°, 55 m/s
Bild 6.2: Schalldruckpegel mittels CLEAN-SC der unterschiedlichen Turbulenzgitter im
aeroakustischen Windkanal bei 25 m/s (links), 35 m/s (mitte) und 45 m/s (rechts)
Bild 6.3: 3D-Soundmaps, 25 m/s, CLEAN-SC, 2.000 Hz Oktave, $\alpha = 0^{\circ}$, Baseline links,
A29 λ 26 rechts, ohne Turbulenzgitter oben, mit Turbulenzgitter (G14/4) unten 55
Bild 6.4: Gitter 14/4, 25 m/s, Delay∑ links, CLEAN-SC rechts
Bild 6.5: Gitter 14/4, 45 m/s, Delay∑ links, CLEAN-SC rechts
Bild 6.6: Gitter 14/4, 25 m/s, CLEAN-SC, ohne Korrektur links, mit Korrektur rechts 58
Bild 6.7: Gitter 14/4, 45 m/s, CLEAN-SC, ohne Korrektur links, mit Korrektur rechts 59
Bild 6.8: Pre-Check Turbulenzgitter, 2D- Soundmaps Delay∑, Baseline links,
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°60
Bild 6.9: Pre-Check Turbulenzgitter, 2D- Soundmaps CLEAN-SC + DS, Baseline links,
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°
 A29λ26 rechts, 25 m/s, α= 0°
 A29λ26 rechts, 25 m/s, α= 0°
A29λ26 rechts, 25 m/s, α= 0° 60 Bild 6.10: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum Baseline 62 Bild 6.11: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum A29λ26 62 Bild 6.12: Schalldruckpegel von Einzelmikrofonen, Mic1: über Windkanaldüse, Mic2: am Ende der Messkammer, BSLN, 25 m/s 63 Bild 6.13: Frequenzspektren von Einzelmikrofon Mic1 der unterschiedlichen Turbulenzgitter, Vergleich C-SC, 25 m/s 64
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$ 60Bild 6.10: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum Baseline62Bild 6.11: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum A29λ2662Bild 6.12: Schalldruckpegel von Einzelmikrofonen, Mic1: über Windkanaldüse, Mic2: am Ende der Messkammer, BSLN, 25 m/s63Bild 6.13: Frequenzspektren von Einzelmikrofon Mic1 der unterschiedlichen Turbulenzgitter, Vergleich C-SC, 25 m/s64Bild 6.14: DS-Soundmaps mit Parametervariation A und λ, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$,
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$ 60Bild 6.10: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum Baseline62Bild 6.11: Pre-Check Turbulenzgitter, C-SC-Spektrum A29λ2662Bild 6.12: Schalldruckpegel von Einzelmikrofonen, Mic1: über Windkanaldüse, Mic2: am Ende der Messkammer, BSLN, 25 m/s63Bild 6.13: Frequenzspektren von Einzelmikrofon Mic1 der unterschiedlichen Turbulenzgitter, Vergleich C-SC, 25 m/s64Bild 6.14: DS-Soundmaps mit Parametervariation A und λ, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)65Bild 6.15: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation A und λ, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)66
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
A29 λ 26 rechts, 25 m/s, α = 0°
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
A29λ26 rechts, 25 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$

Bild 6.18: DS-Soundmaps mit Parametervariation Re (Geschw.), G14/4, A29 λ 26, α =
0°, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)
Bild 6.19: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation Re (Geschw.), G14/4, A29 λ 26, α =
0°, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)
Bild 6.20: DS-Soundmaps mit Parametervariation Tu, 35 m/s , A29 λ 26, $\alpha = 0^{\circ}$,
Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)
Bild 6.21: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation Tu, 35 m/s , A29 λ 26, $\alpha = 0^{\circ}$,
Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)
Bild 6.22: DS-Soundmaps mit Parametervariation des Anstellwinkels α , 35 m/s ,
A29λ26, G14/4, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)73
Bild 6.23: C-SC-Soundmaps mit Parametervariation des Anstellwinkels α , 35 m/s ,
A29λ26, G14/4, Oktaven: 1 kHz (oben), 2 kHz (mittig), 4 kHz (unten)73
Bild 6.24: Δ SPL bezüglich der Baseline mit Parametervariation A und λ , G14/4, 35 m/s,
$\alpha = 0^{\circ}$
Bild 6.25: Effekt der Serration Amplitude (links) und Wellenlänge (rechts) auf die
Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen Parameter: $Re = 425000$, $Tu = 3,79\%$,
$\alpha = 0^{\circ}$, DoE-Auswertung (Biedermann, 2015)
Bild 6.26: Δ SPL bezüglich der Baseline mit Parametervariation Re (Geschw.), G14/4,
$\alpha = 0^{\circ}$, Amplitudenmodulation (links), Wellenlängenmodulation (rechts)
Bild 6.27: Effekt der Reynolds-Zahl auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der übrigen
Parameter: A29 λ 26, Tu = 3,79%, α = 0°, DoE-Auswertung (Biedermann, 2015)77
Bild 6.28: Δ SPL bezüglich der Baseline mit Parametervariation Tu, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$,
Amplitudenmodulation (links), Wellenlängenmodulation (rechts)
Bild 6.29: Effekt des Turbulenzgrades auf die Schallreduktion, mittlere Stufe der
übrigen Parameter: A29 λ 26, Re = 425.000, α = 0°, DoE-Auswertung
(Biedermann, 2015)
Bild 6.30: Δ SPL bezüglich der Baseline mit Parametervariation des Anstellwinkels α ,
35 m/s, G14/4, Amplitudenmodulation (links), Wellenlängenmodulation (rechts)
Bild 6.31: Effekt des geometrischen Anstellwinkels auf die Schallreduktion, mittlere
Stufe der übrigen Parameter: A29 λ 26, Re = 425.000, Tu = 3,79%, DoE-
Auswertung (Biedermann, 2015)
Bild 6.32: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Amplitude, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$ 82

Bild 6.33: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Amplitude,
G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
Bild 6.34: Emittierte Breitbandgeräusche mit unterschiedlichen Serrationamplituden an
der Vorderkante bei mittlerer Wellenlänge $\lambda 26$ (Biedermann, 2015)
Bild 6.35: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Wellenlänge, G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ} \dots 84$
Bild 6.36: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Wellenlänge,
G14/4, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$
Bild 6.37: Emittierte Breitbandgeräusche mit unterschiedlichen Serrationwellenlängen
an der Vorderkante bei mittlerer Wellenlänge $\lambda 26$ (Biedermann, 2015)
Bild 6.38: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Reynolds-Zahl, G14/4, $\alpha = 0^{\circ}$, A29 λ 26
und BSLN
Bild 6.39: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Reynolds-Zahl,
$G14/4, \alpha = 0^{\circ}, A29\lambda 26$
Bild 6.40: CLEAN-SC-Spektren, Variation der Turbulenzgitter, 35 m/s, $\alpha = 0^{\circ}$, A29 λ 26
und BSLN
Bild 6.41: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation der Turbulenzgitter,
$35 \text{ m/s}, \alpha = 0^{\circ}, A29\lambda 26 \dots 89$
Bild 6.42: CLEAN-SC-Spektren, Variation des Anstellwinkels, 35 m/s, G14/4, A29λ26
und BSLN
Bild 6.43 CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, Variation des Anstellwinkels,
35 m/s, G14/4, A29λ26
Bild 6.44: A29λ26, BSLN, Schmalbandspektrum 300 Hz bis 10 kHz (Biedermann,
Chong, Kameier, & Paschereit, 2017)
Bild 6.45: CLEAN-SC-Spektren, stetige Variation des Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4,
BSLN
Bild 6.46: CLEAN-SC-Spektren, stetige Variation des Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4,
Α29λ7,5
Bild 6.47: CLEAN-SC-Spektren als Differenz zur BSLN, stetige Variation des
Anstellwinkels, 25 m/s, G14/4, A29λ7,5
Bild 8.1: Verwendete Profile des statistischen Versuchsplans mittels Design of
Experiments

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3-1: Verwendete Turbulenzgitter, Abmessungen und erwartete Turbulenz 36
Tabelle 3-2: Verschiebung der Vorderkantenebene bei unterschiedlichen
Anstellwinkeln, bezogen auf $x = 0,23m$ und $z = 0,73m$
Tabelle 3-3: Matrix mit Variationen der Einflussgrößen; insgesamt $3^5 = 243$ Messungen
Tabelle 4-1: Messung des Vorkammerdruckes des Windkanals bei unterschiedlichen
Geschwindigkeiten (Position des Tragflügels) und Turbulenzgittern
Tabelle 5-1: Korrektur der geometrischen Anstellwinkel auf die effektiven
Anstellwinkel
Tabelle 8-1: Getestete Serrations bei kleinen Geschwindigkeiten Turbulenzgitter 14/4

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, Pasquale Czeckay, an Eides statt, die vorliegende Master-Thesis selbständig verfasst und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Dies ist die von der Hochschule Düsseldorf zu bewertende Version.

Ort, Datum ______ Unterschrift _____

Anhang

Kalibriermatrix der Sechskomponentenwaage										
9,68E-01	1,23E+00	1,08E+00	-2,99E-01	2,57E-01	-5,32E-01					
5,20E-02	5,86E-02	-7,73E-02	4,42E-01	1,74E+00	-3,81E-01					
-3,38E-02	-5,55E-02	-5,93E-02	-2,50E-01	2,99E-01	1,09E+00					
6,85E-02	3,13E-02	-1,52E-01	3,58E-01	-1,06E+00	5,25E-01					
1,65E-01	-1,67E-01	-3,85E-02	-2,59E-01	2,01E-01	1,93E-01					
-6,43E-04	-1,05E-03	-1,13E-03	-4,75E-03	5,67E-03	2,07E-02					

A1 – Kalibriermatrix der Sechskompoentenwaage

A2 – Original Polardiagramm und Auftriebslinie mit stetiger Winkelvariation



A3 – Auftriebslinien aller vermessenen Profile mit unterschiedlichen Turbulenzgittern und Anströmgeschwindigkeiten







A4 – Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte von A29λ26 und A29λ45 unter Variation der Turbulenzgitter und der Reynolds-Zahl



A5 – 3D Soundmaps der Baseline und von A29λ26 mit und ohne Turbulenzgitter G14/4, 1 kHz und 4 kHz Oktaven







A7 – Design of Experiments Messplan des faktoriellen Kerns

	А	`		W	/		Gitter		Winkel		Geschw
-	0,144	22	-	0,122	18	-	10/2	-	-15	-	25
+	0,236	35	+	0,228	34	+	14/4	+	+15	+	45
С	0,19	29	С	0,175	26	С	8/3	С	0	С	35

-															
	Α	W	Profile	Profil-ID	Gitter	Winkel	Geschw.	ID	Т	phi	pb	K_Druck	Datum	Uhrzeit	
1	22	18	Α22λ18	279	10/2	-15	25	1520	25.0	40.0	1004	752	01.11.2017	17:43	
2	22	18	Α22λ18	279	10/2	-15	45	1529	25,9	40,9	1004	2587	01.11.2017	17:46	
3	22	18	Α22λ18	279	10/2	+15	25	1520	25.0 40.0		25.9	1004	752	01.11.2017	17:34
4	22	18	Α22λ18	279	10/2	+15	45	1528	25,8	25,8 40,9		2587	01.11.2017	17:37	
5	22	18	Α22λ18	279	14/4	-15	25	1527	25.5	41 C	1004	1002	01.11.2017	17:24	
6	22	18	Α22λ18	279	14/4	-15	45	1527	25,5	41,6	1004	3573	01.11.2017	17:27	
7	22	18	Α22λ18	279	14/4	+15	25	1520	25.5	41 F	1004	1002	01.11.2017	17:13	
8	22	18	Α22λ18	279	14/4	+15	45	1526	25,5	41,5	1004	3573	01.11.2017	17:15	
9	22	34	Α22λ34	278	10/2	-15	25	1525	25.0	40.0	1004	752	01.11.2017	16:57	
10	22	34	Α22λ34	278	10/2	-15	45	1525	25,8	40,8	1004	2587	01.11.2017	17:00	
11	22	34	Α22λ34	278	10/2	+15	25	4524	25.0	40.0	1004	752	01.11.2017	16:40	
12	22	34	Α22λ34	278	10/2	+15	45	1524	25,8	40,8	1004	2587	01.11.2017	16:43	
13	22	34	Α22λ34	278	14/4	-15	25	4522	25.0	44.0	1004	1002	01.11.2017	16:30	
14	22	34	Α22λ34	278	14/4	-15	45	1523	25,8	41,0	1004	3573	01.11.2017	16:33	
15	22	34	Α22λ34	278	14/4	+15	25	4522	26	40.0	1004	1002	01.11.2017	16:21	
16	22	34	Α22λ34	278	14/4	+15	45	1522	26	40,8	1004	3573	01.11.2017	16:24	
17	35	18	Α35λ18	277	10/2	-15	25	4504	25.6	10.0	1001	752	01.11.2017	16:06	
18	35	18	Α35λ18	277	10/2	-15	45	1521	25,6	40,9	1004	2587	01.11.2017	16:09	
19	35	18	Α35λ18	277	10/2	+15	25	4500 07 -		10.0	1001	752	01.11.2017	15:58	
20	35	18	Α35λ18	277	10/2	+15	45	1520	25,5	40,9	1004	2587	01.11.2017	16:01	
21	35	18	Α35λ18	277	14/4	-15	25					1002	01.11.2017	15:47	
22	35	18	Α35λ18	277	14/4	-15	45	1519	25,4	41,1	1004	3573	01.11.2017	15:50	
23	35	18	Α35λ18	277	14/4	+15	25					1002	01.11.2017	15:38	
24	35	18	Α35λ18	277	14/4	+15	45	1518	25,3	41,6	1004	3573	01.11.2017	15:41	
25	35	34	Α35λ34	276	10/2	-15	25					752	01.11.2017	15:21	
26	35	34	Α35λ34	276	10/2	-15	45	1517	25,5	40,9	1004	2587	01.11.2017	15:24	
27	35	34	Α35λ34	276	10/2	+15	25	4546			100.5	752	01.11.2017	15:13	
28	35	34	Α35λ34	276	10/2	+15	45	1516	25,5	41,0	1004	2587	01.11.2017	15:16	
29	35	34	Α35λ34	276	14/4	-15	25	45.5			400.0	1002	01.11.2017	15:03	
30	35	34	Α35λ34	276	14/4	-15	45	1515	25,7	40,1	1004	3573	01.11.2017	15:06	
31	35	34	Α35λ34	276	14/4	+15	25					1002	01.11.2017	14:54	
32	35	34	Α35λ34	276	14/4	+15	45	1514	25,3	41,4	1004	3573	01.11.2017	14:57	
33	29	26	Α29λ26	275	8/3	0	35					3944	01.11.2017	14:36	
34	29	26	Α29λ26	275	8/3	0	35	1513	24,7	42,1	1004	3944	01.11.2017	14:30	
35	29	26	Α29λ26	275	8/3	0	35					3944	31.10.2017		
36			BSLN	270	8/3	0	35	1530	25,2	42,3	1004	3944	01.11.2017	18:06	
37			BSLN	270	8/3	0	35	1531	25,7	41,3	1003	3944	01.11.2017	18:11	
38			BSLN	270	8/3	0	35	1462	24	39,8	1009	3944	30.10.2017		

BSLN	270	10/2	-15	25	и
BSLN	270	10/2	-15	45	ıge
BSLN	270	10/2	+15	25	inss
BSLN	270	10/2	+15	45	Mea
BSLN	270	14/4	-15	25	en
BSLN	270	14/4	-15	45	gen ten
BSLN	270	14/4	+15	25	ang hal
BSLN	270	14/4	+15	45	geg ent
BSLN	270	8/3	0	35	ani
BSLN	270	8/3	0	35	NOI
BSLN	270	8/3	0	35	n in
BSLN	270	8/3	0	35	ho
BSLN	270	8/3	0	35	S(