



Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg  
*Hamburg University of Applied Sciences*

# Bachelorarbeit

Sven Gerhard

## Aeroakustische Optimierung von Rotorblättern durch Variation des Anstellwinkels für den Lastfall Turmvorstau

**Sven Gerhard**

Aeroakustische Optimierung von  
Rotorblättern durch Variation des  
Anstellwinkels für den Lastfall Turmvorstau

Bachelorarbeit eingereicht im Rahmen der Bachelorprüfung

im Studiengang Maschinen/Entwicklung und Konstruktion  
am Department Maschinenbau und Produktion  
der Fakultät Technik und Informatik  
der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg

Betreuender Prüfer : Prof. Dr.-Ing. Thomas Grätsch  
Zweitgutachter : Prof. Dipl.-Ing. Peter Dalhoff

Abgegeben am 19.06.2013

# Kurzfassung

Im Rahmen dieser Bachelorthesis erfolgt die aeroakustische Optimierung einer Windenergieanlage durch Variation des aerodynamischen Anstellwinkels. Im Speziellen wird die Geräuschentwicklung während des Turmdurchgangs des Rotorblatts untersucht.

Der Fokus liegt dabei auf der Entwicklung, Anwendung und Auswertung eines zweidimensionalen Modells für die Berechnung der Akustik. Dies geschieht mithilfe der Strömungssimulations-Software ANSYS FLUENT und der Integralmethode von Ffowcs-Williams & Hawkings. Außerdem werden die aerodynamischen Schallentstehungsmechanismen an Rotorblättern und allgemeine Lärminderungsmaßnahmen beschrieben, sowie ein Überblick über die numerischen Methoden der aeroakustischen Simulation gegeben.

Die Simulationsergebnisse zeigen, dass während des Turmdurchgangs die Schallentwicklung eindeutig beeinflusst wird. Außerdem ist mit steigendem Anstellwinkel eine Zunahme der ermittelten Schalldruckpegel verbunden. Unter rein akustischen Gesichtspunkten erweist sich unter allen sieben untersuchten Anstellwinkeln daher der Anstellwinkel von  $-3^\circ$  als optimal bezüglich der Schallentwicklung im betrachteten Berechnungszeitraum. Der optimale Anstellwinkel in Bezug auf die Windenergieausbeute ist für den betrachteten Rotorblattprofilausschnitt allerdings bei etwa  $6^\circ$  zu finden, weshalb für ein sinnvolles Verhältnis zwischen geringen Geräuschemissionen und vernünftiger Windenergieausbeute die Wahl eines Anstellwinkels zwischen ca.  $0^\circ$  und  $5^\circ$  erfolgen sollte.

# Abstract

The main part of this bachelor thesis is the aero-acoustic optimization of a wind turbine by variation of the aerodynamic angle of attack. In particular, the noise generation during the tower passage of the rotor blade is examined.

Furthermore, the focus is on the development, application and evaluation of a two-dimensional model for acoustic calculations. This is done using the flow simulation software ANSYS FLUENT and the integral method of Ffowcs-Williams & Hawkings. In addition, the aerodynamic mechanisms of sound generation on rotor blades and general noise reduction opportunities are described and an overview of the numerical methods of aero-acoustic simulation is given.

The results of the acoustic simulation show, that the sound generation is clearly influenced by the tower passage of the blade. Besides, the increase of the angle of attack results in higher levels of the detected sound pressure. Taking into account only the acoustic aspects proves, that, regarding all seven investigated angles of attack, the angle of  $-3^\circ$  turns out to be the optimum with respect to the sound emissions in the considered time space of the calculation. However, the best angle of attack for getting the most out of the wind energy using the considered rotor blade profile is found at about  $6^\circ$ . Finally, the angle of attack for achieving a useful relationship between low noise and a reasonable energy yield should be selected in between  $0^\circ$  and  $5^\circ$ .

# Formelzeichen, Symbole und Abkürzungen

## Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Benennung
$c$	$\frac{m}{s}$	Schallgeschwindigkeit
$c_d$	1	Widerstandsbeiwert
$c_l$	1	Auftriebsbeiwert
$D$	$m$	Rotorgesamtdurchmesser
$D_{\text{Turm}}$	$m$	Turmdurchmesser
$f$	$\frac{1}{s}$	Frequenz
$f_{\text{max}}$	$\frac{1}{s}$	maximale Schallfrequenz
$\vec{I}$	$\frac{W}{m^2}$	Schallintensität
$I_0$	$\frac{W}{m^2}$	Referenzschallintensität
$k$	$\frac{1}{m}$	Wellenzahl
$L_I$	$dB$	Schallintensitätspegel
$L_p$	$dB$	Schalldruckpegel
$L_P$	$dB$	Schalleistungspegel
$L_{\text{pGes}}$	$dB$	Gesamtschallpegel
$L_{\text{Profil}}$	$m$	Sehnenlänge des Profils
$L_{WA}$	$dB(A)$	A-bewerteter Schalleistungspegel
$Ma$	1	Machzahl
$n$	$\frac{1}{s}$	Rotordrehzahl
$p$	$Pa$	Absolutdruck
$p'$	$Pa$	Schalldruck
$P$	$W$	Schalleistung
$p_0$	$Pa$	Bezugsschalldruck
$P_0$	$W$	Referenzschalleistung
$p'_{\text{eff}}$	$Pa$	Effektivschalldruck
$p_s$	$Pa$	statischer Druck
$R_L$	$\frac{J}{kgK}$	Gaskonstante für Luft
$R_{\text{Profil}}$	$m$	Flügelradius
$Re$	1	Reynoldszahl
$t$	$s$	Zeit

$T$	$s$	Periodendauer
$T_R$	$K$	Raumtemperatur
$U$	$\frac{m}{s}$	Umfangsgeschwindigkeit der Blattspitze
$\vec{v}$	$\frac{m}{s}$	Schallschnelle
$v_{\text{eff}}$	$\frac{m}{s}$	Anströmgeschwindigkeit
$v_u$	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit des Profilausschnitts
$v_w$	$\frac{m}{s}$	Windgeschwindigkeit
$\alpha$	$^\circ$	aerodynamischer Anstellwinkel
$\tilde{\alpha}$	$\frac{\text{dB(A)}}{m}$	Schallabsorptionskoeffizient
$\alpha_{\text{krit}}$	$^\circ$	kritischer Anstellwinkel
$\Delta t$	$s$	Zeitschrittweite
$\eta$	$Pa \cdot s$	Dynamische Viskosität
$\kappa_L$	1	Adiabatexponent für Luft
$\lambda$	$m$	Wellenlänge
$\lambda_s$	1	Schnelllaufzahl
$\vartheta$	$^\circ$	Blatteinstellwinkel
$\rho$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
$\omega$	$\frac{1}{s}$	Kreisfrequenz

## Abkürzungen

Abkürzung	Benennung
AAA	Aeroakustische Analogien
APE	Acoustic Perturbation Equations
CAA	Computational Aeroacoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direkte Numerische Simulation
DS	Direkte Simulation
FEM	Finite Elemente Methode
FFT	Fast Fourier Transformation
FH-W	Ffowcs-Williams & Hawkings
FSI	Fluid-Struktur-Interaktion
LEE	Linearized Euler Equations
LES	Large Eddy Simulation
NITA	Non-Iterative Time Advancement
NSG	Navier-Stokes-Gleichungen
OASPL	Overall Sound Pressure Level
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SAS	Scale Adaptive Simulation

---

SNGR	Stochastic Noise and Radiation
SRS	Scale Resolving Simulation
TUI	Text User Interface
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
WEA	Windenergieanlage

# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen, Symbole und Abkürzungen</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1 Hintergrund der Arbeit . . . . .	3
1.2 Aufgabenstellung und Zielsetzung . . . . .	3
<b>2 Stand der Technik</b>	<b>5</b>
2.1 Windenergieanlagen . . . . .	5
2.1.1 Strömung am aerodynamischen Profil . . . . .	7
2.1.2 Leistungsregelung . . . . .	9
2.2 Grundlagen der Akustik . . . . .	11
2.2.1 Begriffe und Kenngrößen . . . . .	11
2.2.2 Schallwahrnehmung, Schallpegel . . . . .	15
2.2.3 Aeroakustik: Schallentstehung durch Strömung . . . . .	20
2.3 Geräuscentwicklung an WEA . . . . .	22
2.3.1 Aerodynamische Schallentstehungsmechanismen . . . . .	24
2.3.2 Richtwerte und Bewertung der Schallpegel von WEA . . . . .	31
2.3.3 Lärminderungsmaßnahmen . . . . .	34
2.4 Numerische Methoden der aeroakustischen Simulation . . . . .	35
2.4.1 Berechnung des Strömungsfeldes . . . . .	35
2.4.2 Übersicht der Methoden . . . . .	37
2.4.3 Direkte Methode . . . . .	38
2.4.4 Hybride Methoden . . . . .	41
<b>3 Aeroakustische Simulation mit Ansys Fluent</b>	<b>49</b>
3.1 Annahmen und Vereinfachungen . . . . .	50
3.2 Geometrieerstellung . . . . .	50
3.3 Netzerstellung . . . . .	52
3.4 Modellbildung und Randbedingungen . . . . .	53
3.5 Akustiksimulation . . . . .	58
3.5.1 Wahl der Zeitschrittweite . . . . .	58
3.5.2 Berechnung einer statistisch stationären Strömung . . . . .	59
3.5.3 Verwendung des FW-H-Modells . . . . .	61
3.5.4 Berechnung der Schallquellen . . . . .	62

---

3.5.5	Berechnung des Schallfeldes . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Simulationsergebnisse</b>	<b>65</b>
4.1	Empfängerpositionen . . . . .	65
4.2	Auswertungszeitraum . . . . .	66
4.3	Untersuchung des Schalldruckverlaufs . . . . .	68
4.3.1	Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel $0^\circ$ . . . . .	68
4.3.2	Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel $16^\circ$ . . . . .	73
4.3.3	Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel $8,94^\circ$ . . . . .	74
4.4	Untersuchung des Frequenzspektrums . . . . .	76
4.4.1	Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $0^\circ$ . . . . .	76
4.4.2	Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $16^\circ$ . . . . .	78
4.4.3	Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $8,94^\circ$ . . . . .	80
4.5	Untersuchung des Gesamtschalldruckpegels . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>88</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>90</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>94</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Anhang</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Verwendete Programme</b>	<b>98</b>
<b>B</b>	<b>Aufgabenstellung</b>	<b>99</b>
<b>C</b>	<b>Profildaten</b>	<b>100</b>
<b>D</b>	<b>Tabellen</b>	<b>103</b>
<b>E</b>	<b>Schalldruckverläufe</b>	<b>105</b>
<b>F</b>	<b>Frequenzspektren</b>	<b>115</b>

# 1. Einleitung

Diese Bachelorthesis ist Teil des Forschungsprojektes „WindNumSim“ an der Hochschule für Angewandte Wissenschaften in Hamburg, das sich mit der Struktur- und Akustikoptimierung einer Windenergieanlage mithilfe numerischer Simulation beschäftigt. Ziel ist die Entwicklung und Anwendung eines Simulationsmodells, welches die gesamte Windenergieanlage umfasst und unter Verwendung von sog. Fluid-Struktur-Interaktionsmodellen (FSI) die direkte Kopplung der turbulenten Windströmung mit der Struktur der Anlage ermöglicht. Die Untersuchung des Turmdurchgangs der Rotorblätter steht dabei besonders im Fokus.

## 1.1. Hintergrund der Arbeit

Im Zuge der Energiewende spielt vor allem die Energiegewinnung aus Windkraft eine wichtige Rolle. Laut einer Prognose von 2009 zum Ausbau der erneuerbaren Energien in Deutschland bis 2020 bleibt die Windenergie der dominierende Sektor und wird weiterhin massiv ausgebaut. Die Onshore-Windenergieanlagen sollen demnach 2020 bei einer installierten Leistung von 45.000 MW eine Stromproduktion von 112 TWh erreichen [BEE, 2009]. Vor diesem Hintergrund wird sich die Anzahl und Größe der Windenergieanlagen (WEA) weiter steigern. Um dabei den Einfluss auf die Umgebung möglichst gering zu halten, bleibt die Reduzierung der Geräusentwicklung der Anlagen ein wichtiges Thema.

Als Folge der fortwährenden Entwicklungsarbeit der WEA-Hersteller in den letzten Jahren ist die Lärmentwicklung aktueller Windenergieanlagen bereits durchaus gering. So werden die Anlagen z.B. zugunsten geringerer Lärmbelastungen oft nicht im aerodynamisch optimalen Bereich betrieben. Die numerische Simulation stellt für die Akustikoptimierung der Anlage ein wichtiges Werkzeug dar, weil dadurch der Zeit- und Kostenaufwand für aeroakustische Messungen im Windkanal verringert werden können.

## 1.2. Aufgabenstellung und Zielsetzung

Ziel der Bachelorthesis ist die Geräuschoptimierung des Rotorblatts für den Lastfall Turmvorstau mithilfe aeroakustischer Simulation des Turmdurchgangs bei verschiedenen Blatteinstellwinkeln. Auf diese Weise soll in einer Parameterstudie der Blatteinstellwinkel mit der geringsten Schallentwicklung ermittelt werden. Die Berechnungen sollen mit dem Programm ANSYS FLUENT unter Verwendung der Methode nach Ffowcs-Williams &

---

Hawkings erfolgen. Eine Validierung der Simulationsergebnisse ist aufgrund nicht vorhandener Messergebnisse nicht Teil dieser Arbeit. Des Weiteren sollen die zugrundeliegenden aeroakustischen Entstehungsmechanismen und Einflussgrößen für die Lärmentwicklung an WEA beschrieben sowie ein Überblick über die verschiedenen Methoden der aeroakustischen Simulation von WEA gegeben werden.

## 2. Stand der Technik

In diesem Kapitel sollen neben allgemeinen Grundlagen zum Schall und zu Windenergieanlagen die physikalischen Effekte erläutert werden, die für die Geräuschentwicklung an Windenergieanlagen verantwortlich sind. Hierbei werden die Ausführungen auf aeroakustische Aspekte beschränkt, obwohl auch Geräusche durch Strukturschwingungen und den Betrieb der technischen Komponenten, wie z.B. Getriebe und Generator, entstehen. Abschließend wird auf die numerischen Methoden zur aeroakustischen Simulation eingegangen.

### 2.1. Windenergieanlagen

In Abbildung 2.1.1 ist die schematische Darstellung einer Horizontalachsen-WEA zu sehen. Aktuelle WEA sind zum größten Teil mit 3 Rotorblättern ausgestattet, die relativ zum Turm in Luv, d.h. auf der windzugewandten Seite, positioniert sind und weisen eine horizontale Drehachse auf. Die Drehachse ist somit in etwa parallel zur Windrichtung.

Unmittelbar vor dem Turm kommt es zu einer Verringerung der Windgeschwindigkeit und der Ausbildung eines Druckgebiets, da die freie Strömung auf den Turm als Hindernis trifft. Diese Eigenschaft ist der sog. Turmvorstau. Passiert ein aus einem Gebiet mit freier Strömung kommendes Rotorblatt den Turm muss es den Turmvorstau durchqueren, wodurch es zu schlagartigen Änderungen in der aerodynamischen Umströmung und Belastung des Rotorblatts kommt.

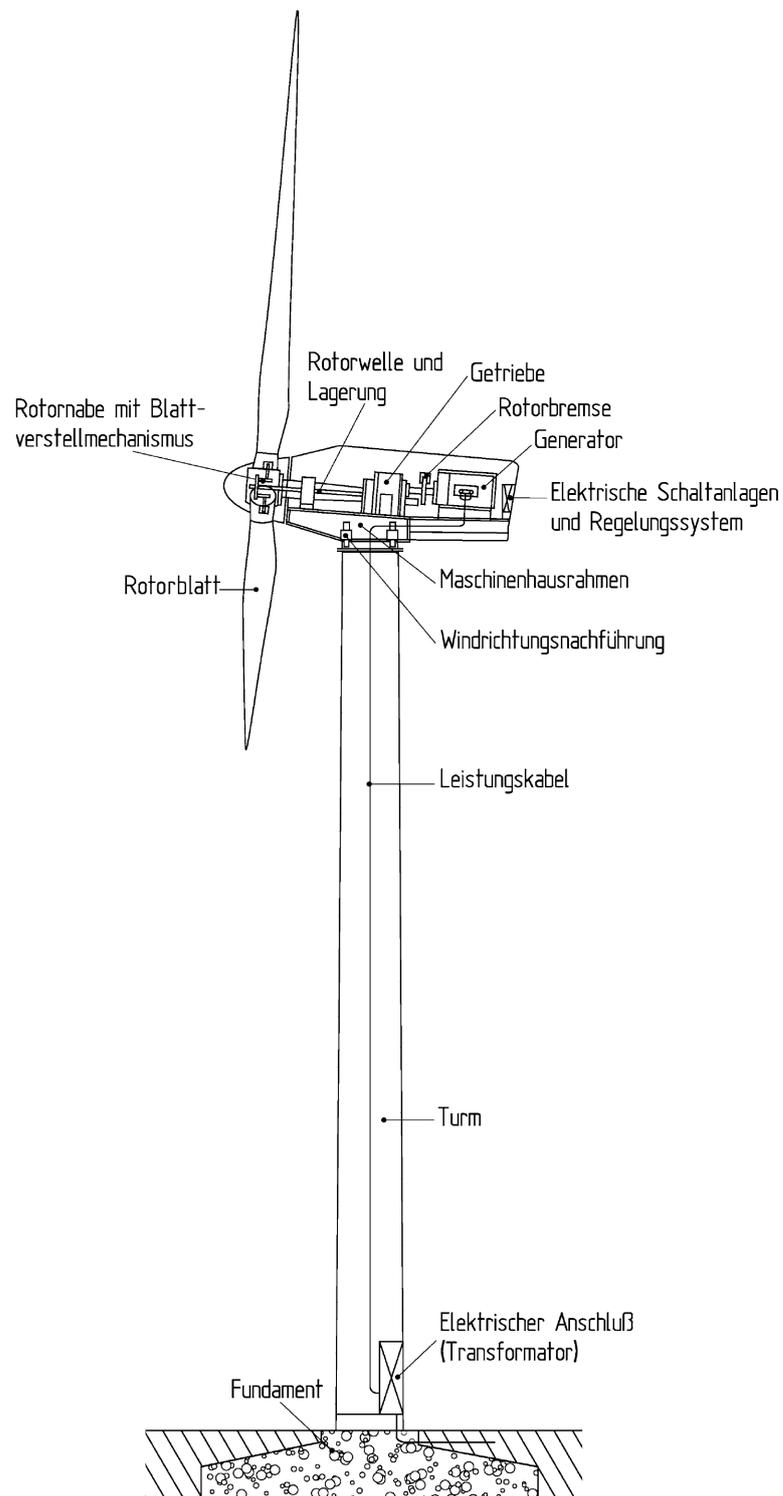


Abbildung 2.1.1. – Schematische Darstellung einer Horizontalachsen-WEA [Hau, 2008, S.71]

Die Rotation wird durch die Nutzung des aerodynamischen Auftriebs ermöglicht. Hierzu weisen die Rotorblätter eine bestimmte Profilform auf. In Abbildung 2.1.2 ist der Profilausschnitt eines umströmten Rotorblatts einschließlich der wirkenden Kräfte dargestellt.

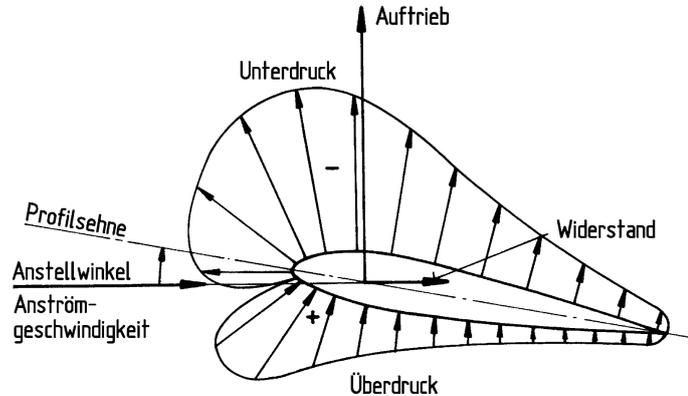
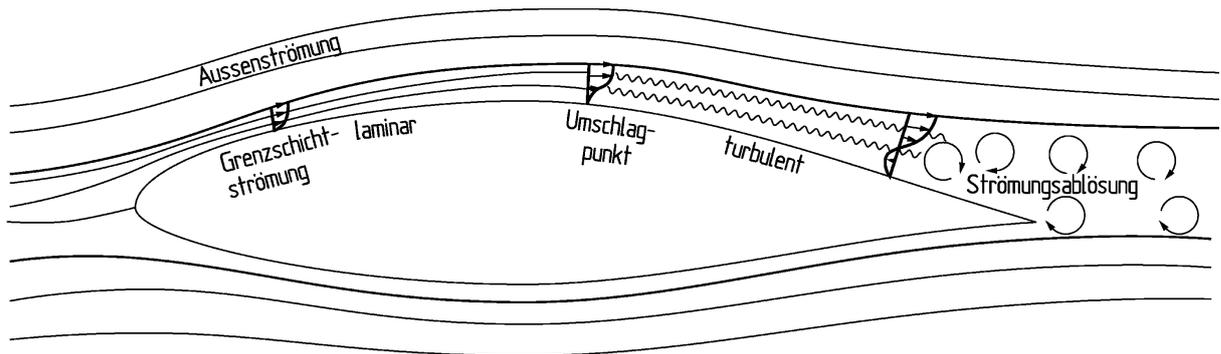


Abbildung 2.1.2. – Profilausschnitt mit wirkenden Kräften [Hau, 2008, S.86]

Der Abstand zwischen der Profilspitze und der Profilhinterkante wird als Profilsehne bezeichnet. Der Winkel zwischen der Richtung der Anströmgeschwindigkeit und der Profilsehne ist der Anstellwinkel  $\alpha$ . Durch die aerodynamische Form des Profils kommt es auf der Druckseite des Profils zu einer Stauung der Strömung, wodurch ein Überdruckgebiet entsteht. Auf der sog. Saugseite des Profils wird die Strömung hingegen beschleunigt, was in der Ausbildung eines Unterdruckgebiets resultiert. Die beiden Druckgebiete bewirken am Profil die senkrecht zur Anströmgeschwindigkeit wirkende Auftriebskraft, welche aufgrund des Hebelarms zwischen dem betrachteten Profilausschnitt und der Rotordrehachse ein Drehmoment erzeugt und zur Rotation der Rotorblätter führt. Die Widerstandskraft ist diejenige Kraft, die die Strömung der Bewegung des Rotorblatts entgegensetzt.

### 2.1.1. Strömung am aerodynamischen Profil

Für ein besseres Verständnis der vorherrschenden Vorgänge während der Umströmung eines Rotorblatts soll die Strömungsmechanik an einem zweidimensionalen aerodynamischen Profil erläutert werden, welches von inkompressibler, reibungsbehafteter Luft umströmt wird (vgl. Abbildung 2.1.3).



**Abbildung 2.1.3.** – Grenzschichtströmung um ein aerodynamisches Profil [Hau, 2008, S.131]

Durch die Viskosität der Luft und der Oberflächenrauigkeit des Profils kommt es in der Grenzschicht unmittelbar oberhalb der Profilloberfläche zu einer starken Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit bis sie letztendlich direkt an der Körperoberfläche Null wird. Das Profil erfährt einen Reibungswiderstand. Im weiter entfernten Bereich der Außenströmung ist das Verhalten fast reibungsfrei. Es entstehen allerdings Druckkräfte. Daher erfährt das Profil in diesem Bereich einen Druckwiderstand.

Im vorderen Profilbereich ist die Grenzschichtströmung laminar, d.h. die Relativbewegung der Teilchen ist geordnet und parallel. Der Ort des Umschlagpunktes ist abhängig vom Druckgradienten entlang der Strömung und der Oberflächenreibung. Am Umschlagpunkt erfolgt der Übergang zur turbulenten Strömung, welche durch Ausbildung kleiner Wirbel, Bewegungen quer zur Strömung und Durchmischung nebeneinanderliegender Schichten gekennzeichnet ist. Es ist wünschenswert den Umschlagpunkt möglichst weit nach hinten zu legen, weil mit einer langen laminaren Strecke der Widerstand in der Grenzschicht verringert werden kann. Durch eine Rückverlagerung der größten Profildicke kann die Strecke beschleunigter Strömung und damit verbunden auch der Bereich abfallenden Druckes verlängert werden. Als Folge bleibt die Grenzschicht länger laminar und auch der Ort der Strömungsablösung kann weiter nach hinten verlegt werden. Eine besonders glatte Profilloberfläche kann sich darauf ebenfalls positiv auswirken.

Die Grenzschicht wird entlang der Profilloberfläche in Strömungsrichtung immer breiter und turbulenter. Ab einer bestimmten Dicke der turbulenten Grenzschicht erfolgt schließlich die Strömungsablösung. Das Ablösen der Grenzschicht vom Profil führt in Wechselwirkung mit der Außenströmung zur Bildung von Wirbelstrukturen [Hau, 2008, S.131-133].

### 2.1.2. Leistungsregelung

Eine WEA beginnt ihren Betrieb bei Windgeschwindigkeiten von ca.  $3 - 4 \text{ m/s}$ , erreicht ihren Nennleistungsbereich bei ungefähr  $12 - 14 \text{ m/s}$  und wird bei darüber liegenden Geschwindigkeiten bis max.  $25 \text{ m/s}$  mithilfe eines der folgenden beiden Regelungsmechanismen auf Nennleistung geregelt.

In Abbildung 2.1.4 ist die sog. Stall-Regelung zu sehen. Stall-geregelte Anlagen besitzen Rotorblätter, die sich um ihre Längsachse nicht bewegen lassen. Die Regelung erfolgt durch ein Abreißen der Strömung an den Rotorblättern bei gleichzeitiger Erhöhung des Strömungswiderstands. Dies ist allerdings mit einer erhöhten mechanischen Belastung und vermehrten Geräuschemissionen verbunden. In der Abbildung ist die Ablösung der Strömung am Rotorblatt ohne Verstellung des Blatteinstellwinkels  $\vartheta$  (Winkel zwischen Profelsehne und Drehebene) bei zunehmender Windgeschwindigkeit  $v_w$  und konstanter Umfangsgeschwindigkeit  $v_u$  des betrachteten Profilausschnitts dargestellt. Die Berechnung von  $v_u$  erfolgt mit der Rotordrehzahl  $n$  und dem von der Drehachse ausgehenden und bis zum betrachteten Profilausschnitt reichenden Flügelradius  $R_{\text{Profil}}$ :

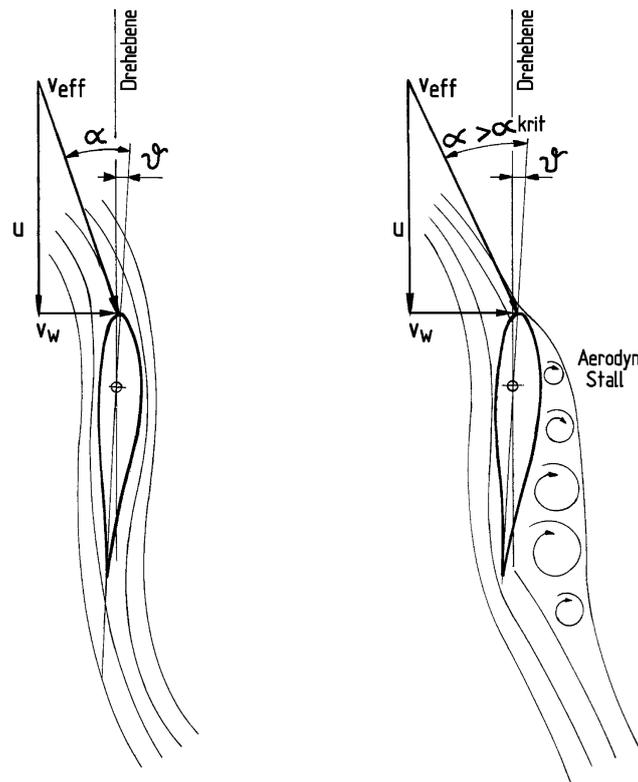
$$v_u = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot R_{\text{Profil}} \quad (2.1)$$

$v_{\text{eff}}$  ist die Anströmgeschwindigkeit, die die resultierende effektive Geschwindigkeit aus Wind- und Umfangsgeschwindigkeit darstellt. Sie kann folgendermaßen berechnet werden:

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{v_w^2 + v_u^2} \quad (2.2)$$

Der aerodynamische Anstellwinkel  $\alpha$  kann mit der Umfangsgeschwindigkeit  $v_u$  und der Windgeschwindigkeit  $v_w$  nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$\alpha = \arctan(v_w/v_u) \quad (2.3)$$



**Abbildung 2.1.4.** – Ablösung der Strömung am Rotorblatt bei Stall-Regelung [Hau, 2008, S.114]

Bei der sog. Pitch-Regelung (vgl. Abbildung 2.1.5) erfolgt eine Verstellung des Blatteinstellwinkels  $\vartheta$ . Die Rotorblätter der pitch-geregelten WEA können um ihre Längsachsen mittels Elektromotoren gedreht werden. Die Angriffsfläche der Rotorblätter kann dadurch bei hohen Windgeschwindigkeiten verringert und umgekehrt bei niedrigen Windgeschwindigkeiten erhöht werden. Zudem wird es im Vergleich zur Stall-Regelung möglich bei konstanter Windgeschwindigkeit die Drehzahl in einem gewissen Maße zu variieren [Lips, 2008, S.90-91; Hau, 2008, S.107-117]. In der Abbildung ist die Regelung durch Verstellen des Blatteinstellwinkels in Richtung der sog. „Fahnenstellung“ (Erhöhung von  $\vartheta$ ), z.B. für die Außerbetriebnahme der Anlage, oder in Richtung des Stalls (Reduzierung von  $\vartheta$ ) zu erkennen. Wird der Blatteinstellwinkel verkleinert, resultiert dies in einer Zunahme des aerodynamischen Anstellwinkels  $\alpha$ .

Unabhängig von der Stall- oder Pitch-Regelung kommt es nach dem Überwinden des kritischen Anstellwinkels  $\alpha_{krit}$  zu einer starken Erhöhung der turbulenten Grenzschicht auf der Profilloberseite (vgl. Abbildung 2.1.4 und Abbildung 2.1.5). Durch Erhöhung des Einstellwinkels ermöglicht nun die Pitch-Regelung, dass der Anstellwinkel wieder unterhalb des kritischen Winkels liegt.

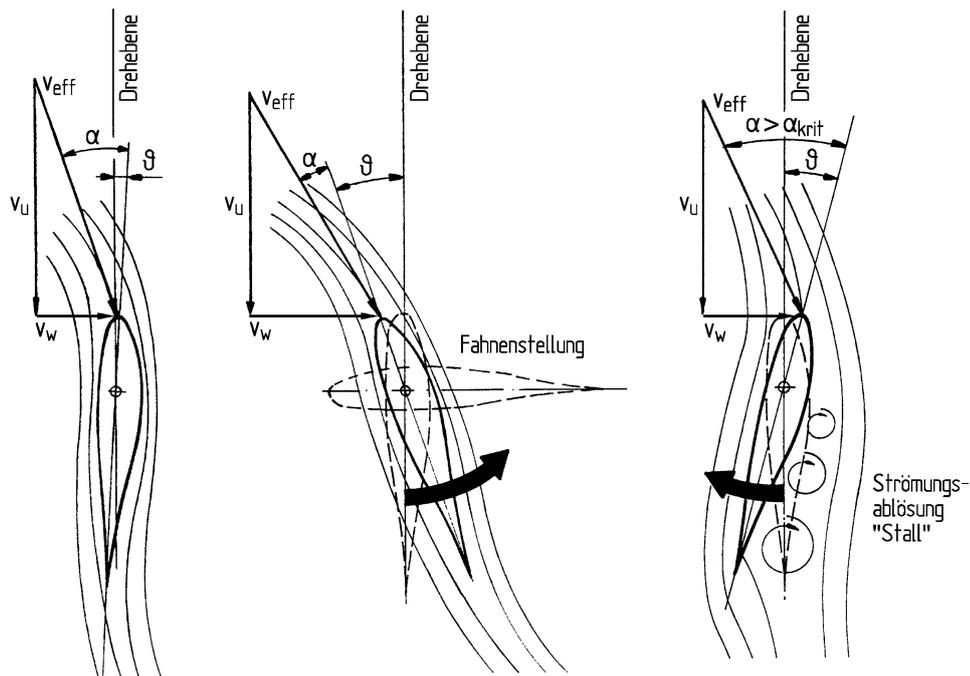


Abbildung 2.1.5. – Regelung der Rotorleistung durch Verstellen des Blatteinstellwinkels Pitch [Hau, 2008, S.108]

## 2.2. Grundlagen der Akustik

### 2.2.1. Begriffe und Kenngrößen

Das Lehrgebiet der Akustik beschäftigt sich mit der Entstehung, Ausbreitung, Erzeugung, Wahrnehmung, Messung und Anwendung von Schall [Lerch u. a., 2009, S.1].

Durch die Anregung von Molekülen in einem schallübertragenden Medium werden weitere Moleküle angeregt. Dadurch entstehen mechanische Schwingungen, die sich im Raum ausbreiten. Bei diesen mechanischen Schwingungen handelt es sich um Schall. Mit dem Wissen um die Entstehungsweise der Schwingungen lässt sich schlussfolgern, dass Schall nur in Verbindung mit vorhandener Materie auftreten kann. In einem Vakuum kann es somit keinen Schall geben [Gabi und Pantle, 2006, S.8]. Beim hörbaren Schall sind insbesondere die Schwingungen gemeint, deren Frequenzen vom Ohr empfangen werden können [Dalhoff, 2012, S.2].

Luftschall breitet sich über Longitudinalwellen aus. Sie basieren auf kleinen zeitlichen und örtlichen Schwankungen des Schalldrucks  $p'$  um den statischen Druck  $p_s$ . Der Schalldruck  $p'(x, t)$  am Ort  $x$  zum Zeitpunkt  $t$  ist die Differenz aus dem momentanen Absolutdruck

$p(x, t)$  und dem statischen Druck  $p_s$ :

$$p(x, t) = p_s + p'(x, t) \quad (2.4)$$

Mit dem **Bezugsschalldruck**  $p_0$  des gerade noch hörbaren Schalls (bei 1000 Hz)

$$p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \quad (2.5)$$

lässt sich der **Schalldruckpegel**  $L_p$  in dB bestimmen ( $lg := \log_{10}$ ) [Gabi und Pantle, 2006, S.9]:

$$L_p = 10 \cdot lg\left(\frac{p'^2}{p_0^2}\right) = 20 \cdot lg\left(\frac{p'}{p_0}\right) \quad (2.6)$$

Die **Schallgeschwindigkeit**  $c$  ist definiert als Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen bzw. Druckschwankungen im schallübertragenden Medium und ist abhängig von dessen physikalischen Eigenschaften, wie u.a. der Dichte und der Temperatur. Im Fall von Luft als Medium ist beispielsweise die Temperatur die bestimmende Größe. Je höher die Temperatur ist, desto höher ist die Geschwindigkeit. Die Abhängigkeit vom statischen Druck ist vernachlässigbar. Mit dem Adiabatenexponent für Luft  $\kappa_L = 1,4$  und der Gaskonstante  $R_L = 287 \text{ J/kgK}$  ergibt sich bei einer Raumtemperatur von  $T_R = 293 \text{ K}$  eine Schallgeschwindigkeit  $c$  von

$$c = \sqrt{\kappa_L \cdot R_L \cdot T_R} = 343 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2.7)$$

Mit steigender Dichte nimmt auch die Schallgeschwindigkeit zu. Von daher ist sie in festen Materialien höher als in flüssigen Medien und Gasen:

$$c_{\text{fest}} > c_{\text{flüssig}} > c_{\text{gas}} \quad (2.8)$$

Die Schallgeschwindigkeit kann nach Gleichung 2.9 auch mittels Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $f$  bzw. Kreisfrequenz  $\omega$  und Wellenzahl  $k$  bestimmt werden [Gabi und Pantle, 2006, S.11]. Die Wellenlänge ist der Weg, den eine Schallwelle während einer Wellenperiode  $T$  zurückgelegt hat.

$$c = \lambda \cdot f = 2 \cdot \pi f \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} = \omega \cdot \frac{1}{k} \quad (2.9)$$

Die **Frequenz** der Schallwelle spielt bei der Charakterisierung von Schallereignissen eine wichtige Rolle. Die Frequenz  $f$  ist die Inverse der Wellenperiode  $T$ :

$$f = \frac{1}{T} \quad (2.10)$$

Jedes Geräusch besteht aus einer oder mehreren überlagerten Sinus-Wellen. Jede dieser Sinus-Wellen besitzt ihre eigene Frequenz und Wellenlänge. Der Frequenzbereich des hörbaren Schalls erstreckt sich dabei auf Werte von 20 Hz bis 20 kHz. Zusätzlich gibt es, wie in Tabelle 2.1 zu sehen, weitere für die Akustik relevante Bereiche:

Frequenzbereich	Bezeichnung
0 bis 20 Hz	Infraschall
20 Hz bis 20 kHz	Hörschall
20 kHz bis 1 GHz	Ultraschall
1 GHz bis 10 THz	Hyperschall

**Tabelle 2.1.** – Frequenzbereiche in der Akustik [Lerch u. a., 2009, S.1]

Die **Schallintensität**  $\vec{I}$  ist ein Maß für die Schallenergiemenge, die pro Zeiteinheit mit der Schallschnelle  $\vec{v}$  durch eine senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehenden Einheitsfläche strömt.  $\vec{I}$  und  $\vec{v}$  sind vektorielle Größen, die in Ausbreitungsrichtung zeigen. Die Schallschnelle repräsentiert die Wechselgeschwindigkeit, mit der sich die Moleküle des schallübertragenden Mediums um ihre Ruhelage bewegen. Mit dem Schalldruck  $p'$  lässt sich die Schallintensität folgendermaßen bestimmen:

$$\vec{I} = p' \cdot \vec{v} \quad (2.11)$$

Wenn man die Schallintensitäten  $\vec{I}$  aller einzelnen Flächeneinheiten  $d\vec{A}$  einer definierten Gesamtfläche, die um eine Schallquelle herum aufgespannt ist, aufintegriert, erhält man die Schalleistung  $P$  [Lerch u. a., 2009, S.8]:

$$P = \int_A \vec{I} d\vec{A} \quad (2.12)$$

Ein paar exemplarische Schalleistungswerte sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

Schallereignis	$P$ in W
Sprache (Unterhaltung)	$2,5 \cdot 10^{-5}$
Höchstleistung der menschlichen Stimme	$2 \cdot 10^{-3}$
Musik bei "Zimmerlautstärke"	$10^{-2}$
Geige (fortissimo)	$10^{-3}$
Flügel (fortissimo)	0,2
Trompete (fortissimo)	0,3
Orgel (fortissimo)	1 ... 10
Orchester	2,5
"Heimlautsprecher"	1 ... 5
"Großlautsprecher"	100

**Tabelle 2.2.** – Exemplarische Schalleistungen [Lerch u. a., 2009, S.9]

Wie auch schon beim Schalldruck werden aufgrund der außerordentlichen Dynamik bzw. Größenordnungsverhältnisse für die Schallintensität und die Schalleistung vorrangig Pegelmaße verwendet. Somit können die großen Bereiche der Schallfeldgrößen mit Hilfe der logarithmischen Skala auf kleinere Wertebereiche abgebildet werden [Lerch u. a., 2009, S.10]. Der Schallintensitätspegel  $L_I$  und der Schalleistungspegel  $L_P$  können mithilfe der folgenden beiden Gleichungen bestimmt werden:

$$L_I = 10 \cdot \lg\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (2.13)$$

$$L_P = 10 \cdot \lg\left(\frac{P}{P_0}\right) \quad (2.14)$$

Dabei ist  $I_0 = 10^{-12} \text{ Wm}^{-2}$  die Bezugsintensität an der Hörschwelle bzw.  $P_0 = 10^{-12} \text{ W}$  die Referenzschalleistung. Der Schalleistungspegel ist insofern eine bedeutende Größe, als dass er ein Maß für die Geräuschemission darstellt und eine Aussage über das Ausbreitungspotential einer Schallquelle enthält [Hau, 2008, S.604].

### 2.2.2. Schallwahrnehmung, Schallpegel

Die Schalldrücke  $p'$  (häufig in Effektivwerten angegeben) liegen für den hörbaren Bereich zwischen  $2 \cdot 10^{-5} Pa$  (gerade noch hörbar bei  $1000 Hz$ ) und  $200 Pa$  (absolute Schmerzschwelle) [Zeller, 2009, S.86]. In anderen Quellen werden sogar Schalldrücke von ca.  $20 Pa$  als bereits allgemein schmerzhaft beschrieben [Lerch u. a., 2009, S.9]. Die Schalldrücke sind um einige Größenordnungen kleiner als die statischen Drücke. Der statische Luftdruck beispielsweise beträgt etwa  $10^5 Pa$ . Weitere Schalldruckwerte können der Tabelle 2.3 entnommen werden.

Schallereignis	$p$ in Pa
eben noch hörbarer Schall (bei $1000 Hz$ )	$2 \cdot 10^{-5}$
Flüstersprache	$5 \cdot 10^{-5}$
untere Grenze üblicher Wohngeräusche	$5 \cdot 10^{-4}$
gedämpfte Unterhaltung, Geräuschlautstärke in einem Konzertsaal mit Publikum	$2 \cdot 10^{-3}$
Umgangssprache	$5 \cdot 10^{-3} \dots 2 \cdot 10^{-2}$
Rundfunkmusik in Zimmerlautstärke	$2 \cdot 10^{-2}$
Straßenlärm (Großstadt)	$5 \cdot 10^{-2}$
Hupe in $5 m$ Entfernung, Lastwagengeräusch aus der Nähe, sehr laute Unterhaltung	$0,2$
Lärm in Maschinenräumen	$0,5 \dots 2$
Orchestermusik	$5$
Lärm eines Preßlufthammers	$50$

**Tabelle 2.3.** – Schalldrücke einiger Schallereignisse [Lerch u. a., 2009, S.9]

Das Gehirn nimmt allerdings nicht direkt die zeitgenauen momentanen Schalldrücke auf. Es findet vielmehr eine zeitliche Integration statt. Daraus resultiert mit der Wellenperiode  $T$  und den zeitlich schwankenden Schalldrücken  $p'$  ein Effektivwert  $p'_{eff}$  [Gabi und Pantle, 2006, S.9]:

$$p'_{eff}{}^2 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T p'^2(t) dt \quad (2.15)$$

Setzt man den Effektivschalldruck anstelle des Schalldrucks in Gleichung 2.6 ein, kann ein zeitlich gemittelter Schalldruckpegel in Dezibel (dB) berechnet werden. Ein paar Beispiele verschiedener Schallereignisse mit den dazugehörigen Schalldruckpegeln sind in Abbildung 2.2.1 zu finden.

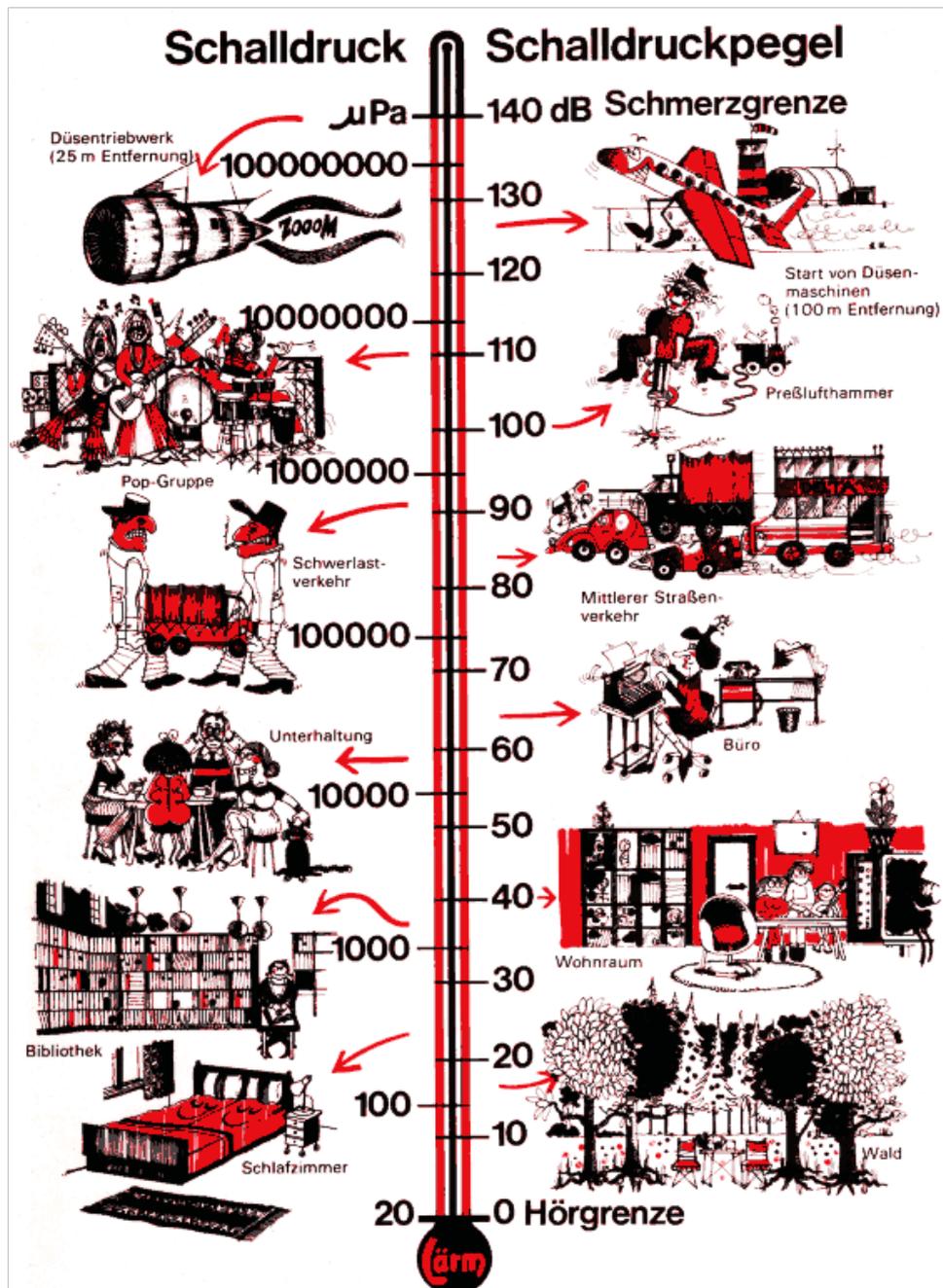


Abbildung 2.2.1. – Beispiele für den Schalldruckpegel [Rogers u. a., 2006, S.6]

Als nächstes soll die Wahrnehmbarkeit einer Schallpegelerhöhung betrachtet werden (vgl. Abbildung 2.2.2). Ändert sich der Schallpegel um weniger 1 dB, so ist keine Lautstärkeänderung wahrnehmbar. Um eine deutliche, subjektiv wahrnehmbare Lautstärkeerhöhung festzustellen, ist eine Erhöhung um ca. 6 – 10 dB nötig. [Dalhoff, 2012, S.19].

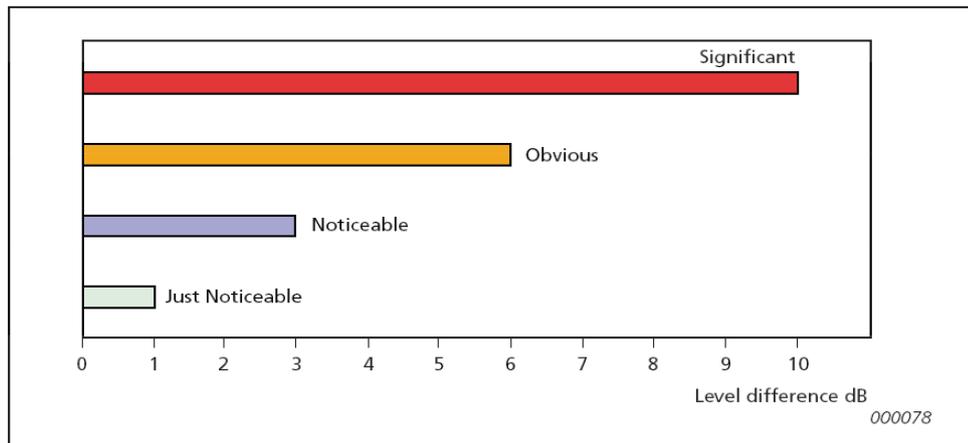


Abbildung 2.2.2. – Wahrnehmung von Schalldruckpegeländerungen [Dalhoff, 2012, S.20]

In Abbildung 2.2.3 ist der menschliche Hörbereich abgebildet. Auf der horizontalen Achse ist die Frequenz in  $Hz$  und auf der vertikalen Achse der Schalldruckpegel in  $dB$  aufgetragen. Neben den Hörbereichen für Sprache und Musik sind noch die Schmerzschwelle und die Hörschwelle eingezeichnet. Ein Ton mit  $50 Hz$  und einer Lautstärke von  $20 dB$  kann demnach zwar gemessen aber nicht vom Menschen gehört werden.

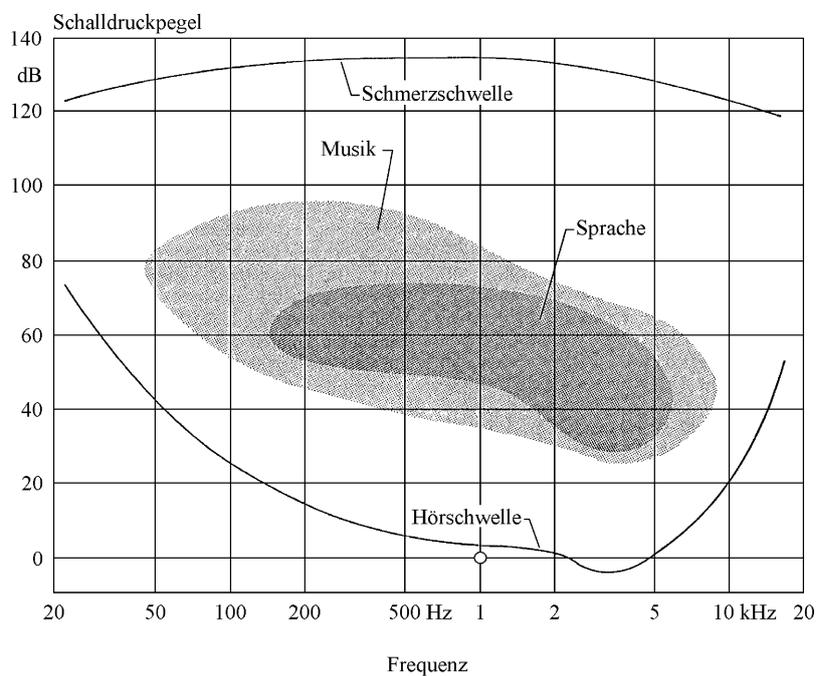


Abbildung 2.2.3. – Hörbereich eines normalhörenden Menschen [Lerch u. a., 2009, S.196]

Damit ein purer Ton entsteht, darf nur Schall einer einzigen bestimmten Frequenz vorhanden sein. Generell sind solche Töne in der Praxis allerdings selten. Vielmehr bestehen Geräusche aus mehreren Schallwellen mit verschiedenen Frequenzen. Sind die Frequenzen über einen weiten Bereich verteilt, entsteht Breitbandschall. Bei einer gleichmäßigen Verteilung von Frequenzen im gesamten Hörbereich ist ein sog. weißes Rauschen zu hören [Dalhoff, 2012, S.26].

Um der Empfindlichkeit des menschlichen Ohres gegenüber Schall gerecht zu werden, werden die Schallpegel bei der Messung und Bewertung häufig gefiltert, um die Gewichtung der tieferen Frequenzen zu verringern. Die verschiedenen Filter sind in Abbildung 2.2.4 abgebildet. Der A-bewertete Pegel wird am häufigsten verwendet, da er dem menschlichen Hörempfinden am nächsten kommt. Zusätzlich gibt es noch B- und C-bewertete Pegel. Die Art des verwendeten Filters wird in der Einheit des Schallpegels angegeben. Für den A-bewerteten Fall lautet die Einheit demnach  $dB(A)$  [Rogers u. a., 2006, S.7].

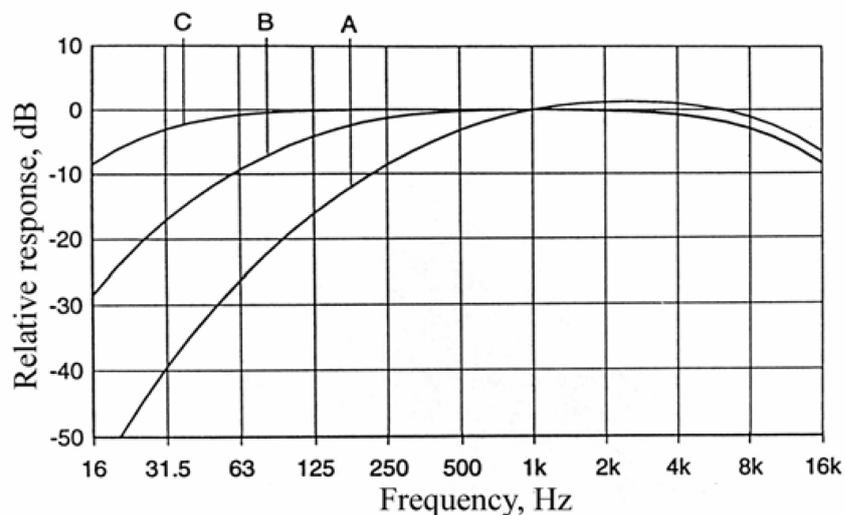


Abbildung 2.2.4. – Bewertungskurven des Schalldrucks [Rogers u. a., 2006, S.7]

Bei der Betrachtung der Wahrnehmung von Geräuschen muss neben der reinen Lautheit auch die sog. Lästigkeit eines Geräusches berücksichtigt werden. Generell sind die Lästigkeit und Lautheit zwei unterschiedliche Dinge, auch wenn es in vielen Fällen vorkommt, dass mit einer reinen Erhöhung der Lautheit auch die Lästigkeit zunimmt. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn mehrere Geräuschquellen mit nah beieinanderliegenden Frequenzen vorliegen. Die lauteste Quelle wird dann als lästiger empfunden. Bei zwei sehr verschiedenen Geräuschen kann es passieren, dass das leisere Geräusch unter Umständen unangenehmer ist. Zudem ist es möglich, dass ein lästiges Geräusch durch ein weniger lästiges Geräusch verdeckt wird [Henn u. a., 2008, S.201].

Die Lästigkeit kann noch nach weiteren Eigenheiten charakterisiert werden. Beispielsweise werden hochfrequente Geräusche allgemein als unangenehmer wahrgenommen als tieffrequente. Außerdem sind künstlich erzeugte Geräusche, z.B. von Maschinen oder Windenergieanlagen, lästiger als diejenigen natürlichen Ursprungs, wie z.B. rauschende Blätter oder Regen [Lips, 2008, S.33]. Erfahrungen zeigen zudem, dass besonders tonhaltige und impulshafte Geräusche unangenehm auffallen [Hau, 2008, S.603].

Im Falle  $n$  unabhängiger parallel vorhandener Schallquellen erfolgt eine Überlagerung der Schallfelder mit den jeweiligen Schalldrücken  $p'_v$ . Der **Gesamtschallpegel**  $L_{pges}$  kann mittels folgender Gleichung ermittelt werden [Lerch u. a., 2009, S.10]:

$$L_{pges} = 10 \cdot \lg \sum_{v=1}^n \left( \frac{p'_v}{p_0} \right)^2 \quad (2.16)$$

Bei Verwendung der Schallpegel  $L_i$  der einzelnen Schallquellen kann auch folgende Formel verwendet werden [Dalhoff, 2012, S.13]:

$$L_{pges} = 10 \cdot \lg \sum_{i=1}^n 10^{0,1 \cdot L_i} \quad (2.17)$$

Existieren beispielsweise zwei gleiche Schallquellen mit gleichem Schallpegel von 60 dB, so ergibt sich nach Gleichung 2.17 ein Gesamtschallpegel von etwa 63 dB:

$$L_{pges} = 10 \cdot \lg(10^{0,1 \cdot 60dB} + 10^{0,1 \cdot 60dB}) = 63,01 \text{ dB} \quad (2.18)$$

Ein weiteres Beispiel für den Fall einer Differenz zwischen den beiden Schallpegeln ist in Abbildung 2.2.5 zu finden. Aus dem Diagramm lässt sich erkennen, dass der Wert der Erhöhung des Gesamtpegels  $L_+$  mit steigender Pegeldifferenz  $\Delta L_p$  geringer ausfällt. Der Pegel wird also von der lauterer Quelle dominiert. Ist die Differenz größer als 10 dB, so kann der Einfluss der leiseren Quelle vernachlässigt werden.

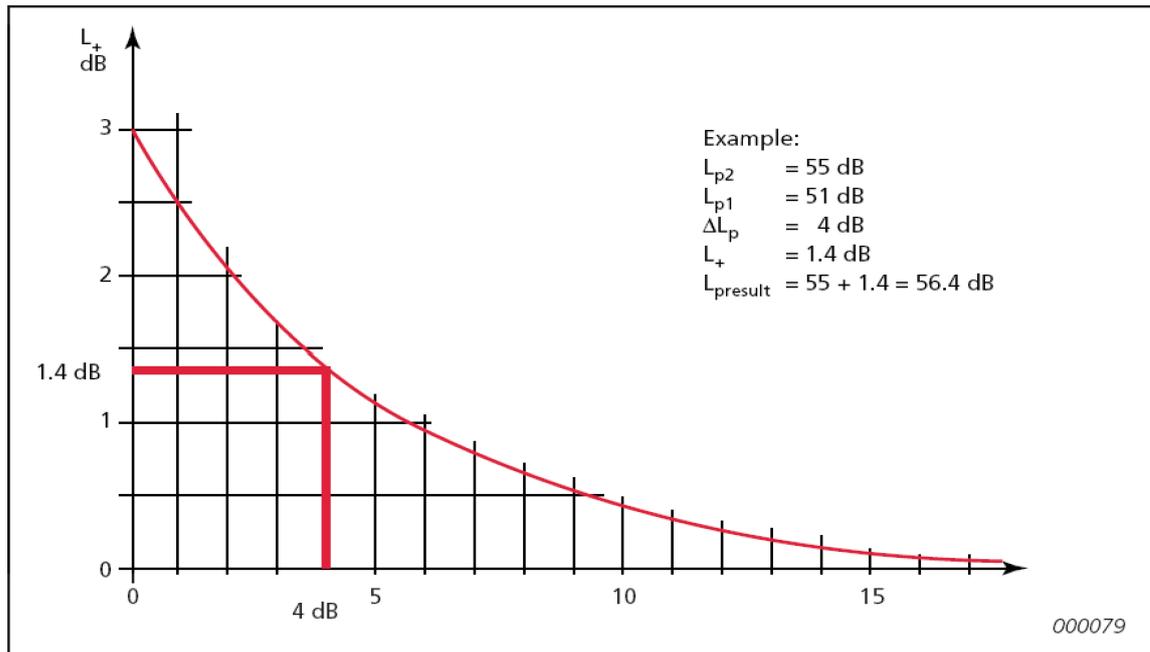


Abbildung 2.2.5. – Pegelerhöhung eines Schallfeldes [Dalhoff, 2012, S.16]

### 2.2.3. Aeroakustik: Schallentstehung durch Strömung

In der Aeroakustik bzw. Strömungsakustik wird der durch eine Strömung aerodynamisch erzeugte und sich ausbreitende Schall betrachtet. Im Folgenden sollen die Ausführungen auf die Geräuschenstehung in gasförmigen Fluiden bei Unterschallgeschwindigkeit (Machzahlen kleiner 1) beschränkt werden, obwohl es generell auch Fälle mit Überschallgeschwindigkeit gibt.

Abbildung 2.2.6 zeigt das Berechnungskonzept eines aerodynamisch erzeugten Geräusches. Das Konzept soll im Folgenden kurz erläutert werden:

- Ein reales turbulentes Strömungsfeld besteht aus zeitlich und örtlich schwankenden Geschwindigkeitswerten sowie Dichte- und Druckschwankungen. Diese Schwankungen sind die Ursache für strömungsinduzierten Schall.
- Die akustische Analogie von Lighthill ermöglicht es, das reale Strömungsfeld durch sich mit der Strömung bewegendes fiktiver Ersatzquellen (Abbildung 2.2.6: akustische Elementarstrahler) zu beschreiben. Diese Elementarstrahler sind die Monopolquelle (in Abbildung 2.2.6 mit „1“ gekennzeichnet), Dipolquelle (2) und Quadrupolquelle (3).

- Auf Basis dieser akustischen Ersatzquellen kann dann in einem letzten Schritt die Schallabstrahlung und -ausbreitung in ein ruhendes Medium analytisch berechnet und die Schallfeldgrößen an einem definierten Punkt im Schallfeld ermittelt werden [Lerch u. a., 2009, S.703].

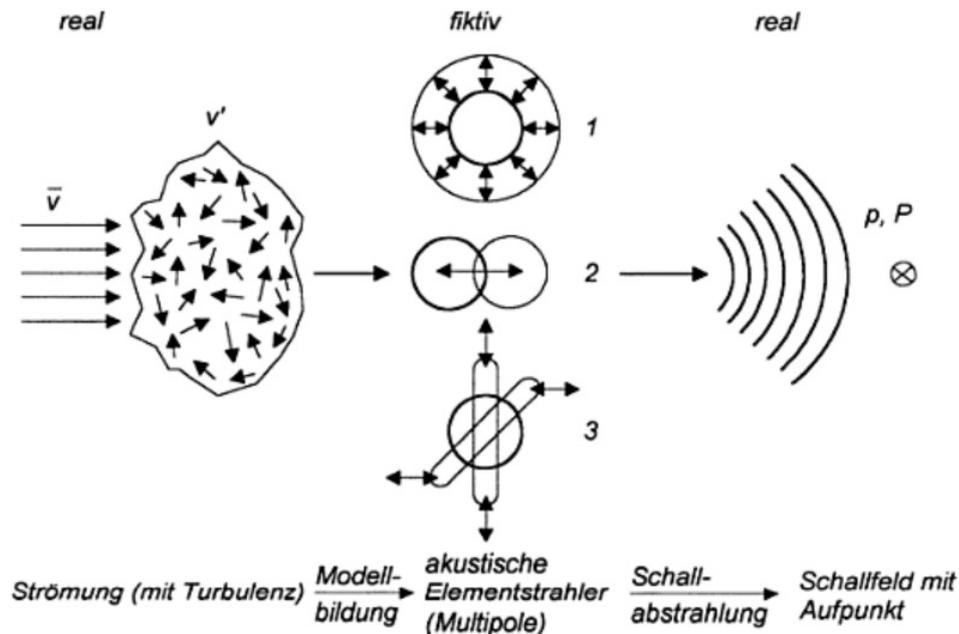


Abbildung 2.2.6. – Berechnungskonzept des aerodynamisch erzeugten Geräusches [Lips, 2008, S.38]

Die **Monopolquelle** bzw. Volumenquelle resultiert aus einem sich mit der Zeit veränderlichen, wecheldruckbehafteten Volumenfluss. Bildhaft kann man sich den Monopolstrahler als atmende Kugel vorstellen, die gleichmäßig in alle Richtungen abstrahlt. Kombiniert man mehrere Monopole können Strahler höherer Ordnung (Dipol, Quadrupol, usw.) gebildet werden. Ein Beispiel für eine Monopolquelle ist eine ungleichmäßige, pulsierende Ausströmung wie z.B. bei einem Auspuff eines Verbrennungsmotors. Wäre der Volumenstrom konstant, würde kein aus einer Monopolquelle entstehender Schall erzeugt. Mit der Strömungsgeschwindigkeit  $v$ , der Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Dichte  $\rho$  kann man die Schallintensität von Monopolquellen  $I_m$  berechnen. Alternativ ist eine Berechnung mit der Machzahl  $Ma$  möglich:

$$Ma = \frac{v}{c} \quad (2.19)$$

$$I_m \sim \frac{\rho}{c} \cdot v^4 = \rho \cdot Ma \cdot v^3 \quad (2.20)$$

Eine **Dipolquelle**, bzw. Impuls- oder Wechselkraftquelle, beschreibt den akustischen Effekt fluktuierender Druckverhältnisse an umströmten festen Oberflächen. Die örtlichen und zeitlichen Druckschwankungen entstehen durch Wirbelablösungen, die bei der Umströmung von Hindernissen oder durch Ungleichmäßigkeiten der Anströmung entstehen. Beispiele sind die Durchströmung von Gitterelementen oder die Umströmung rotierender Teile, wie z.B. ein Rotorblatt einer WEA. Bei letzterem Beispiel handelt es sich um einen sich im Strömungsfeld bewegenden Körper. Dieser Fall wird von der Lighthill-Analogie in ihrer Grundform nicht berücksichtigt. Die Erweiterungen von Curle oder Ffowcs Williams & Hawkings schaffen hier Abhilfe. In Kapitel 2.4.4 wird noch näher auf die Dipolquellen und akustischen Analogien eingegangen. Für die Schallintensität von Dipolquellen  $I_d$  gilt folgender Zusammenhang:

$$I_d \sim \frac{\rho}{c^3} \cdot v^6 = \rho \cdot Ma^3 \cdot v^3 \quad (2.21)$$

Die **Quadrupolquelle** bzw. freie Wirbelquelle ist das Ergebnis kollidierender Fluid-Teilchen in turbulenten Scherschichten, im Nachlauf umströmter Objekte oder im Strahl einer Düse. Als technische Beispiele sind unter Anderem das Ausströmgeräusch aus Ventilen oder der Freistahl von Druckluftgeräten zu nennen. Bei der Schallintensität von Quadrupolquellen  $I_q$  steigt der Einfluss der Machzahl im Vergleich zur Monopol- und Dipolquelle auf die fünfte Potenz:

$$I_q \sim \frac{\rho}{c^5} \cdot v^8 = \rho \cdot Ma^5 \cdot v^3 \quad (2.22)$$

Vergleicht man die Intensitäten, so stellt man fest, dass bei kleinen Machzahlen ( $Ma < 1$ ) der Einfluss der Quadrupolquellen gering ist und bei noch niedrigerer Machzahl ( $Ma \ll 1$ ) die Quadrupolquellen im Verhältnis zu den anderen beiden Quellarten nahezu vernachlässigbar sind [Lerch u. a., 2009, S.703-704; Lips, 2008, S.37-45; Kedziora, 2005, S.3-5].

## 2.3. Geräuschentwicklung an WEA

Die Ursachen für die Entstehung von Schall an WEA sind heutzutage größtenteils bekannt und sollen in diesem Kapitel erläutert werden. Der Technologiefortschritt hat schon dafür gesorgt, dass aktuelle WEA wesentlich leiser sind als ihre Vorgänger. Nachwievor ist es dennoch so, dass es Anlagen gibt, die auch in größerer Distanz hörbar und in der Nähe von Wohngebieten nicht zulässig sind. Schallemissionen von WEA sind daher weiterhin ein wichtiges Kriterium bei der Entwicklung [Hau, 2008, S.602; Rogers u. a., 2006, S.3].

Die Geräusche, die von WEA erzeugt werden, sind die Folge von mechanischen und aerodynamischen Schallemissionen. Mechanische Geräusche entstehen durch Relativbewegung in den technischen Geräten selbst oder durch Schwingungsanregung. Als Beispiele sind das Getriebe (falls vorhanden), der Generator, Ventilatoren für die Kühlung, der Hydraulik- oder Elektroantrieb für die Blattwinkelverstellung oder der zum Schwingen angeregte

Turm zu nennen. Im Rahmen dieser Thesis soll der Schwerpunkt allerdings auf die aerodynamischen Schallemissionen gelegt werden. Außerdem sind die Geräuschemissionen des Maschinenhauses inzwischen bereits sehr gering. Die dominanten Schallerzeuger aerodynamischen Ursprungs sind auf den Rotorblättern zu finden [Rogers u. a., 2006, S.10-11; Doolan u. a., 2012, S.7; Lips, 2008, S.91].

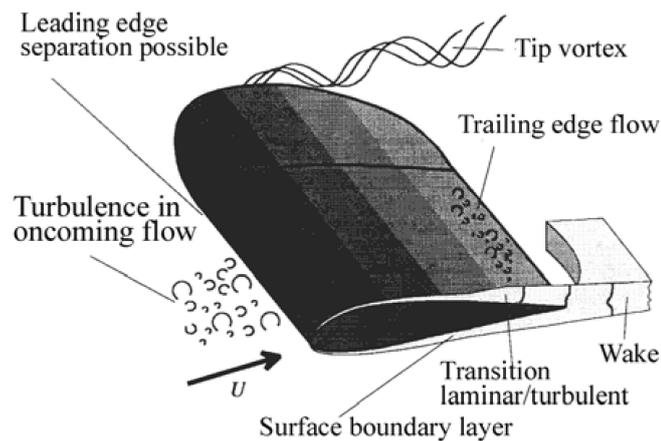
Nach [Jianu u. a., 2012, S.1111] befinden sich die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten und aeroakustischen Schallemissionen im Bereich von ca. 75 – 95% der Rotorspannweite (ausgehend von der Rotordrehachse). Die Geräusche der luftumströmten Rotorblätter lassen sich bis zu einem bestimmten Punkt nicht vermeiden und eine Schalldämmung bzw. -dämpfung wie bei den mechanischen Geräten ist nicht möglich [Hau, 2008, S.605]. Daher wird im Folgenden ausführlich auf die Entstehungsmechanismen des aerodynamischen Schalls eingegangen.

### 2.3.1. Aerodynamische Schallentstehungsmechanismen

Die aerodynamischen Schallentstehungsmechanismen können in drei Gruppen eingeteilt werden:

- Niederfrequenter Schall (Low Frequency Sound)
- Schall infolge turbulenter Anströmung (Inflow Turbulence Sound)
- Eigengeräusch des Rotorprofils (Airfoil Self Noise)

In Abbildung 2.3.1 ist eine schematische Darstellung der Strömung am äußeren Ende eines Rotorblatts zu sehen. Die abgebildeten Strömungsarten in den unterschiedlichen Rotorblattbereichen sind die Ursachen für die verschiedenen aerodynamischen Schallentstehungsmechanismen, die in diesem Kapitel erläutert werden sollen. Im Rahmen der folgenden Ausführungen zu den Mechanismen wird noch näher auf die hier abgebildeten Strömungsarten eingegangen.



**Abbildung 2.3.1.** – Schematische Darstellung der Strömung um ein Rotorblatt [Rogers u. a., 2006, S.12]

In Tabelle 2.4 sind die aerodynamischen Schallentstehungsmechanismen an Rotorblättern aufgelistet. Die einzelnen Mechanismen werden der Reihe nach näher beschrieben.

Type or indication	Mechanism	Main characteristics & importance
<b>Low-frequency sound</b>		
Steady thickness noise; steady loading noise	Rotation of blades or rotation of lifting surfaces	Frequency is related to blade passing frequency, not important at current rotational speeds
Unsteady loading noise	Passage of blades through tower velocity deficit or wakes	Frequency is related to blade passing frequency, small in cases of upwind rotors, though possibly contributing in case of wind farms
<b>Inflow turbulence sound</b>	Interaction of blades with atmospheric turbulence	Contributing to broadband noise; not yet fully quantified
<b>Airfoil self-noise</b>		
Trailing-edge noise	Interaction of boundary layer turbulence with blade trailing edge	Broadband, main source of high frequency noise ( $770 \text{ Hz} < f < 2$ kHz)
Tip noise	Interaction of tip turbulence with blade tip surface	Broadband; not fully understood
Stall, separation noise	Interaction of turbulence with blade surface	Broadband
Laminar boundary layer noise	Non-linear boundary layer instabilities interacting with the blade surface	Tonal, can be avoided
Blunt trailing edge noise	Vortex shedding at blunt trailing edge	Tonal, can be avoided
Noise from flow over holes, slits and intrusions	Unstable shear flows over holes and slits, vortex shedding from intrusions	Tonal, can be avoided

**Tabelle 2.4.** – Aerodynamische Schallentstehungsmechanismen [Rogers u. a., 2006, S.12]

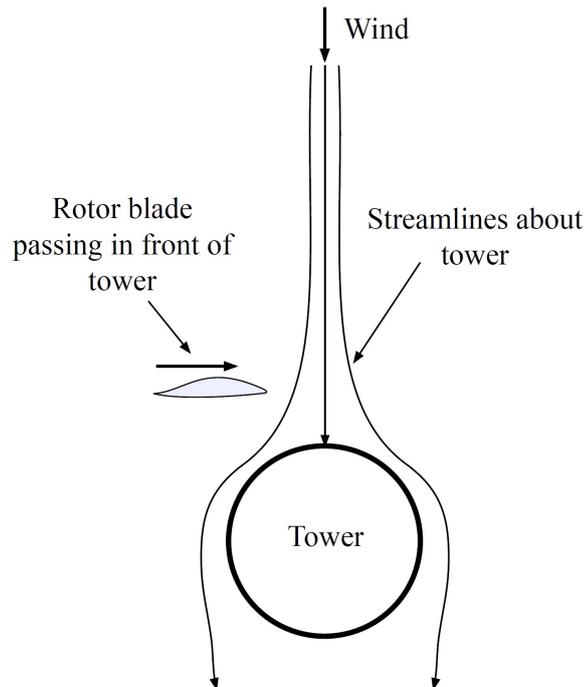
### Niederfrequenter Schall (Low Frequency Sound):

Niederfrequenter und oftmals pulshafter Schall entsteht, wenn das rotierende Rotorblatt in eine lokale Störung der Strömung gerät. Diese Störung verursacht unetige Auftriebskräfte (unsteady loading) als Folge eines sich schnell ändernden Anstellwinkels, wie es beispielsweise bei besonders böigem Wind und den damit einhergehenden Turbulenzen der Fall ist. Ein weiteres Beispiel ist das Eindringen eines Rotorblatts in die turbulente Nachlaufströmung (wake) des vorangegangenen Rotorblatts [Rogers u. a., 2006, S.11; Hau, 2008, S.606].

Als dritte Ursache ist die Interaktion zwischen dem rotierenden Rotorblatt und dem Turm zu nennen. Dieser Punkt war besonders bei älteren Anlagen mit sich in Lee befindenden Rotoren ein Problem. Der windaufwärts positionierte Turm erzeugt dabei einen Nachlauf

mit turbulenten Wirbeln, den nach und nach die Rotorblätter passieren. Dabei kommt es zu schnellen Wechseln der Auftriebskräfte und Erzeugung pulshaften Schalls in der Frequenz der passierenden Rotorblätter.

Aktuelle Anlagen besitzen Rotoren, die luvseitig zum Turm angebracht sind. Dadurch konnte das Problem der pulshaften Schallerzeugung nahezu behoben werden, da die Rotorblätter zuerst angeströmt werden und nicht mehr durch den Nachlauf hinter dem Turm rotieren. Dennoch kommt es zu einer Interaktion, da vor dem Turm die Strömung umgelenkt wird. Passiert nun ein Rotorblatt aus einem Gebiet mit freier Strömung kommend den Turm, so gibt es schlagartig einen Wechsel der Strömungsrichtung und die damit verbundene Änderung des aerodynamischen Anstellwinkels. Daraus resultiert ein unsteady Auftrieb. In Abbildung 2.3.2 ist zur Verdeutlichung das Prinzip der Interaktion dargestellt. Der im zweidimensionalen Schnitt dargestellte Turm stellt ein Hindernis für die Strömung dar und führt zu einer Umlenkung der Stromlinien. Durch dieses Gebiet veränderter Strömung bewegt sich dann das Rotorblattprofil einhergehend mit den eben beschriebenen Effekten [Doolan u. a., 2012, S.8-9].



**Abbildung 2.3.2.** – Prinzipdarstellung der Rotorblatt-Turm-Interaktion [Doolan u. a., 2012, S.9]

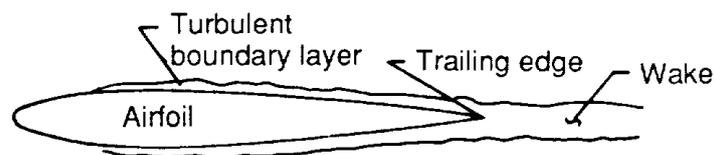
### Schall infolge turbulenter Anströmung (Inflow Turbulence Sound):

Die zweite Gruppe der Entstehungsmechanismen ist Schall infolge turbulenter Anströmung (Inflow Turbulence Sound) (vgl. Abbildung 2.3.1). Verbunden mit atmosphärischen turbulenten Wirbeln kommt es zu lokalen Fluktuationen der Kräfte oder Drücke entlang der Rotorblätter. An diesen wird schließlich un stetiger Auftrieb erzeugt, was an der Profilvorderkante zu einer Schallquelle ähnlich eines Dipols mit niedrigen Frequenzen oder eines Quadrupols mit hohen Frequenzen führt. Welche Art Schallquelle entsteht, ist abhängig von der Größe der Längenskalen der turbulenten Wirbel relativ zum Nasenradius des Profils (Radius der Profilvorderkante) [Rogers u. a., 2006, S.11; Doolan u. a., 2012, S.7; Jianu u. a., 2012, S.1109].

### Eigengeräusch des Rotorprofils (Airfoil Self Noise):

Als dritte Gruppe ist das Eigengeräusch des Rotorblatts (Airfoil Self Noise) zu nennen. Es beinhaltet den Schall der direkt an der Profiloberfläche erzeugt wird und hat meistens einen Breitbandcharakter, wenngleich auch tonale Geräusche entstehen können [Rogers u. a., 2006, S.11-12]. Generell gibt es entlang des Rotorblatts eine Anzahl von verschiedenen Bereichen, in denen unterschiedliche, für den jeweiligen Bereich spezifische Geräusche entstehen. Die einzelnen Mechanismen der Bereiche sind unabhängig voneinander. Es kommt also zu keinen Wechselwirkungen zwischen ihnen [Jianu u. a., 2012, S.1106].

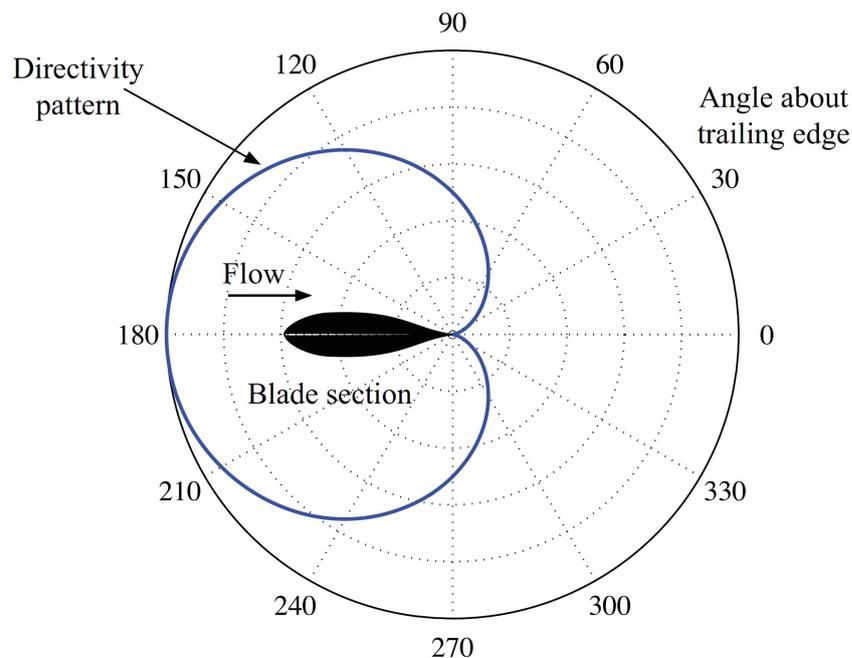
Eine sehr wichtige Schallquelle ist der Schall, der an der Blatthinterkante entsteht (Trailing-edge noise). Er resultiert aus der Interaktion zwischen turbulenter Grenzschicht und der Hinterkante des Profils (siehe Abbildung 2.3.3) und kann sowohl auf der Profiloberseite als auch auf der Profilunterseite auftreten. Er gilt als hauptsächliche Quelle hochfrequenten Schalls in einem Bereich zwischen 700 Hz bis 2 kHz [Rogers u. a., 2006, S.12]. Als Einflussgrößen für die sich einstellende turbulente Grenzschicht gelten die Reynoldszahl, der aerodynamische Anstellwinkel und die Oberflächengüte des Profils [Jianu u. a., 2012, S.1107].



**Abbildung 2.3.3.** – Schallentstehungsmechanismus an der Profilhinterkante [Jianu u. a., 2012, S.1107]

Turbulenz selbst ist zwar ein schlechter Schallabstrahler, allerdings werden die Schallwellen, die durch Turbulenz erzeugt werden, verstärkt, sobald die turbulenten Wirbel auf

eine scharfe Kante wie die Profilhinterkante treffen. Einen interessanten Einblick bietet das beispielhafte Diagramm der Richtcharakteristik in Abbildung 2.3.4, welches die Winkelabhängigkeit der Stärke der sich ausbreitenden Schallwellen beschreibt. Man erkennt, wie sich der Schall vornehmlich in Richtung Profilnase, also in Rotationsrichtung bzw. gegen die Strömungsrichtung, ausbreitet.

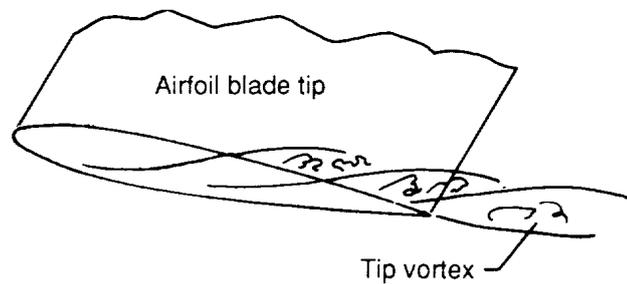


**Abbildung 2.3.4.** – Richtcharakteristik des an der Hinterkante erzeugten Schalls [Doolan u. a., 2012, S.8]

Ein am Boden positionierter Empfänger würde periodische Änderungen des Schallpegels in der Frequenz der passierenden Rotorblätter (ca.  $1\text{ Hz}$ ) aufzeichnen. Der Charakter des Geräusches selbst ist allerdings, wie bereits erwähnt, breitbandiger Art. Etwas anschaulicher könnte man das empfangene Geräusch als periodisches im Takt der passierenden Rotorblätter lauter und leiser werdendes „Sausen“ beschreiben [Doolan u. a., 2012, S.7-8].

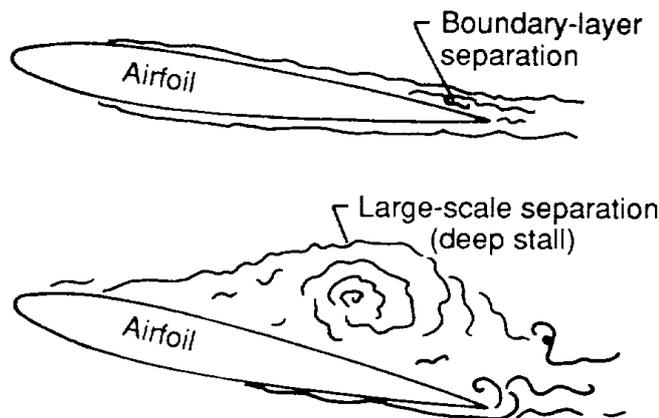
Eine weitere Geräuschquelle stellt die Interaktion der Wirbelschleppen an der Rotorblattspitze mit der Profilloberfläche der Blattspitze dar. Das Prinzip ist ähnlich dem der Schallentstehung an der Profilhinterkante, da auch hier Turbulenzen auf eine Kante treffen und Breitbandgeräusche verursachen. Es wird jedoch angenommen, dass die Bedeutung der Geräuschemissionen an der Blattspitze geringer ist als die an der Profilhinterkante [Doolan u. a., 2012, S.8; Jianu u. a., 2012, S.1108-1109]. Abbildung 2.3.5 zeigt die prinzipiellen Strömungsverhältnisse an einer Blattspitze. Durch Variation der Form des sog.

Randbogens kann ein Einfluss auf die Geräuschentwicklung des Rotors genommen werden.



**Abbildung 2.3.5.** – Schallenstehungsmechanismus an der Blattspitze [Jianu u. a., 2012, S.1109]

Der nächste Mechanismus, der mit einer breitbandigen Geräuschentwicklung verbunden ist, hängt mit der Ablösung der Strömung von der Profilloberfläche zusammen (Stall, Separation noise). Besonders bei stall-geregelten Anlagen ist diese Schallquelle von Bedeutung. Die turbulenten Wirbel der abgelösten Strömung interagieren dabei mit der Profilloberfläche. Eine grafische Verdeutlichung ist in Abbildung 2.3.6 zu sehen.



**Abbildung 2.3.6.** – Schallenstehung durch Strömungsablösung [Jianu u. a., 2012, S.1108]

Bei kleineren Anstellwinkeln (oben) erfolgt die Strömungsablösung in kleinerem Maße im hinteren Bereich des Profils und erzeugt den Schall näher an der Profilhinterkante. Mit ansteigendem Anstellwinkel (unten) wird die Grenzschicht auf der Profilloberseite größer und es kommt zu einer Ausbildung großskaliger turbulenter Wirbelstrukturen, die in Interaktion mit der Profilloberfläche Geräusche verursachen [Jianu u. a., 2012, S.1107-1108].

Die letzten drei Mechanismen führen zu tonalen Geräuschen. Tonaler Schall ist meist bei kleinen bis mittleren Reynoldszahlen (ca. 50 000 - 250 000) vorzufinden [Doolan u. a., 2012, S.8].

Der erste mit tonalen Geräuschen verbundene Mechanismus liegt vor, wenn sich über einen weiten Bereich der Profilloberfläche eine laminare Grenzschicht ausbildet. Für ein besseres Verständnis dienen die Abbildungen 2.3.7 und 2.3.8.

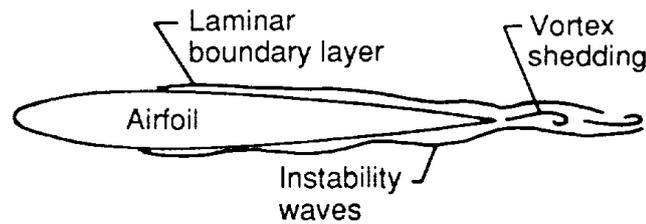


Abbildung 2.3.7. – Schallentstehungsmechanismus der laminaren Grenzschicht I [Jianu u. a., 2012, S.1108]

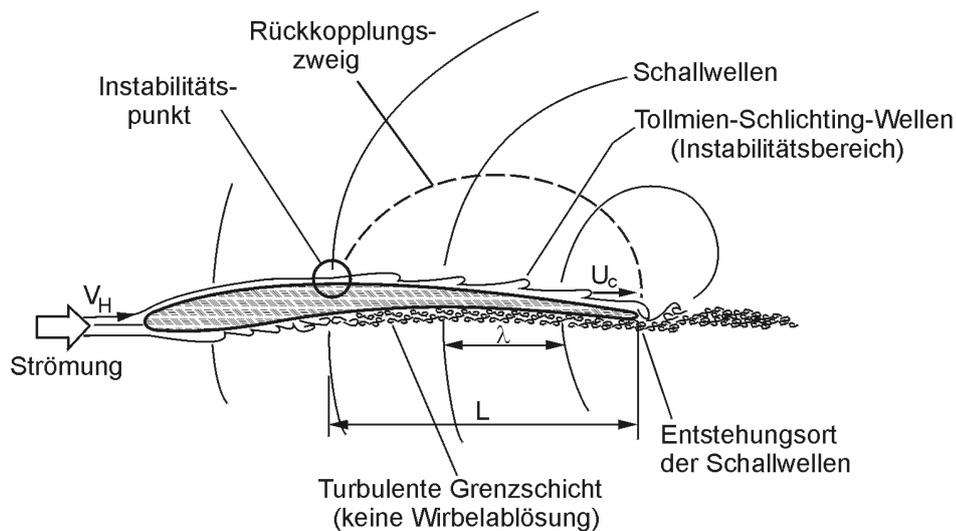
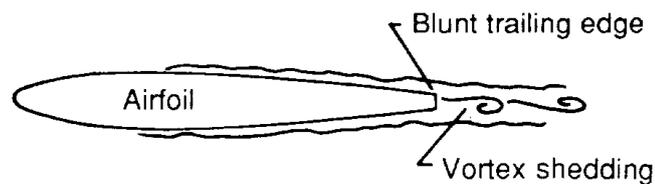


Abbildung 2.3.8. – Schallentstehungsmechanismus der laminaren Grenzschicht II [Neise, 2004, S.9]

Diese Schallquelle ist verbunden mit einer akustisch angeregten Rückkopplung zwischen der Profilhinterkante und Instabilitätswellen der laminaren Grenzschicht. Die sich an der Profilhinterkante ablösenden Wirbel (Vortex shedding) erzeugen Druckwellen, die sich

von der Hinterkante ausgehend stromaufwärts ausbreiten und in der Grenzschicht die Instabilitäten verstärken. Breiten sich nun die Instabilitäten bis zur Hinterkante aus und die Wirbelablösung erfolgt in einer ähnlichen Frequenz, kommt es zu einer Rückkopplung [Jianu u. a., 2012, S.1108]. Daraus resultieren dann periodische Schallwellen in einem engen Frequenzbereich mit tonalem Charakter.

Eine weitere Schallquelle wird durch die Wirbelablösung an stumpfen Profilhinterkanten verursacht. Die Geometrie der Hinterkante bestimmt die Frequenz und die Amplitude des erzeugten tonalen Geräusches. Zur Anschauung soll Abbildung 2.3.9 dienen.



**Abbildung 2.3.9.** – Schallentstehungsmechanismus an stumpfen Profilhinterkanten [Jianu u. a., 2012, S.1109]

Schließlich soll noch auf die Geräuschentwicklung durch die Strömung über bzw. entlang wirbelerzeugender Hindernisse auf der Rotorblattoberfläche hingewiesen werden. Solche Hindernisse können z.B. Vertiefungen, Schlitze, Kanten, Spalten, Verstrebenungen oder gar Löcher in der Oberfläche sein, die unbedingt vermieden werden sollten [Hau, 2008, S.606]. Sie können unter Umständen ein lästiges pfeifendes Geräusch verursachen.

### 2.3.2. Richtwerte und Bewertung der Schallpegel von WEA

Im folgenden Abschnitt geht es um die geltenden Richtwerte, die Abschätzung der zu erwartenden Schallpegel und die Bewertung der durch WEA verursachten Schallpegel unter Berücksichtigung des Einflusses von Hintergrundgeräuschen.

Die Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm (TA-Lärm) gibt die Grenzwerte vor, die eine Geräuschquelle und damit auch eine WEA gesetzlich einhalten sollte. Dabei ist in Tageszeit und Art der Umgebung zu unterscheiden. Tabelle 2.5 beinhaltet einige Beispiele für zulässige Immissionswerte außerhalb von Gebäuden [entnommen aus der TA-Lärm vom 26. August 1998 (GMBI Nr. 26/1998 S. 503)]. Die abgebildeten Werte sind als Richtwerte für eine Dauerschallbelastung zu verstehen. Die angegebenen Werte können bei kurzzeitigen Geräuschspitzen um bis zu 30 dB(A) (tagsüber) bzw. 20 dB(A) (nachts) überschritten werden.

Immisionsort	tags [dB(A)]	nachts [dB(A)]
Industriegebiete	70	70
Gewerbegebiete	65	50
Kern-, Dorf- und Mischgebiete	60	45
Allg. Wohn- und Kleinsiedlungsgebiete	55	40

**Tabelle 2.5.** – Zulässige Immissionswerte nach TA-Lärm

Es sollte jedoch berücksichtigt werden, dass meistens mehrere WEA in einem Gebiet stehen, die alle ihren Anteil zum Gesamtschalldruckpegel beitragen. Die Schalldruckpegel der Einzelanlagen sind daher nach Gleichung 2.17 zu addieren.

Eine erste Abschätzung des A-bewerteten Schalleistungspegels einer einzelnen getriebe-losen Anlage mit Pitch-Regelung kann nach Gleichung 2.23 erfolgen.

$$L_{WA} = -9 + 50 \cdot \lg\left(\frac{U}{1 \frac{m}{s}}\right) + 10 \lg\left(\frac{D}{1 m}\right) \quad (2.23)$$

Darin ist  $L_{WA}$  der A-bewertete Schalleistungspegel in  $dB(A)$ ,  $U$  die Umfangsgeschwindigkeit der Blattspitze in  $m/s$  und  $D$  der Rotordurchmesser in  $m$  [Lips, 2008, S.91-92].

Es besteht eine Abhängigkeit zwischen der Geräusentwicklung einer WEA und der Windgeschwindigkeit  $v_w$ . Die Schallemissionen nehmen mit ansteigender Windgeschwindigkeit zu. Deswegen ist dies ein wichtiger Aspekt bei der Wahl der Auslegungsschnelllaufzahl einer neuen Anlage [Hau, 2008, S.150]. Die Schnelllaufzahl  $\lambda_s$  kann nach 2.24 folgendermaßen berechnet werden:

$$\lambda_s = \frac{U}{v_w} = \frac{\text{Umfangsgeschwindigkeit der Blattspitze}}{\text{Windgeschwindigkeit}} \quad (2.24)$$

Aus Erfahrungswerten lässt sich ableiten, dass pro Zunahme der Windgeschwindigkeit um  $1 m/s$  der Schalleistungspegel um ca.  $1 - 2,5 dB(A)$  ansteigt [Lips, 2008, S.91]. Eine andere Quelle gibt eine Zunahme von nur  $1 dB(A)$  pro  $m/s$  Anstieg der Windgeschwindigkeit an [Hau, 2008, S.604].

Bei der Bewertung der Geräusmissionen von WEA unter Berücksichtigung der geltenden Richtwerte gilt es zu beachten, dass mit der Zunahme der Windgeschwindigkeit auch eine Erhöhung der natürlichen Hintergrundgeräusche durch die Umströmung von Bäumen, Gebäuden, o.ä. einhergeht. Die Zunahme des Umgebungsgeräusches pro Zunahme der Windgeschwindigkeit um  $1 m/s$  hat in etwa eine Größenordnung von  $2,5 dB(A)$ . Die Geräuschkulisse der WEA hat also eine geringere Zunahme, wodurch es dazu kommt,

dass die Umgebungsgeräusche ab einer bestimmten Windgeschwindigkeit zu einer Überdeckung der Geräusche der WEA führen. Ab einer Differenz von ca. 6 dB(A) ist der Einfluss der WEA kaum noch wahrnehmbar [Hau, 2008, S.603-604].

Ein weiterer Punkt, der beachtet werden muss, ist, dass der Schallpegel mit steigender Entfernung des Empfängers von der Schallquelle abnimmt. Eine Abschätzung unter Annahme halbkugelförmiger Ausbreitung über einer reflektierenden Oberfläche ohne Berücksichtigung von Hindernissen wie z.B. Bäume, Unebenheiten oder Bebauung kann nach folgender Gleichung erfolgen:

$$L_p(R, \tilde{\alpha}) = L_{WA} - 10 \cdot \lg(2 \cdot \pi \cdot R^2) - \tilde{\alpha} \cdot R \quad (2.25)$$

$L_p$  ist der Schalldruckpegel in dB in der Entfernung  $R$  von einer Schallquelle mit dem abwerteten Schalleistungspegel  $L_{WA}$ . Der frequenzabhängige Schallabsorptionskoeffizient  $\tilde{\alpha}$  ist ein Maß für die Abnahme des Pegels und kann unter Annahme der Ausbreitung von Breitbandschall in Luft mit  $\tilde{\alpha} = 0,005 \text{ dB(A)/m}$  angegeben werden. Für eine Anlage mit 50 m Nabenhöhe und einem Schalleistungspegel von 102 dB(A) ergibt sich folgender Verlauf des Schalldruckpegels über der Entfernung des sich am Boden befindenden Empfängers vom Turm [Rogers u. a., 2006, S.17-18]:

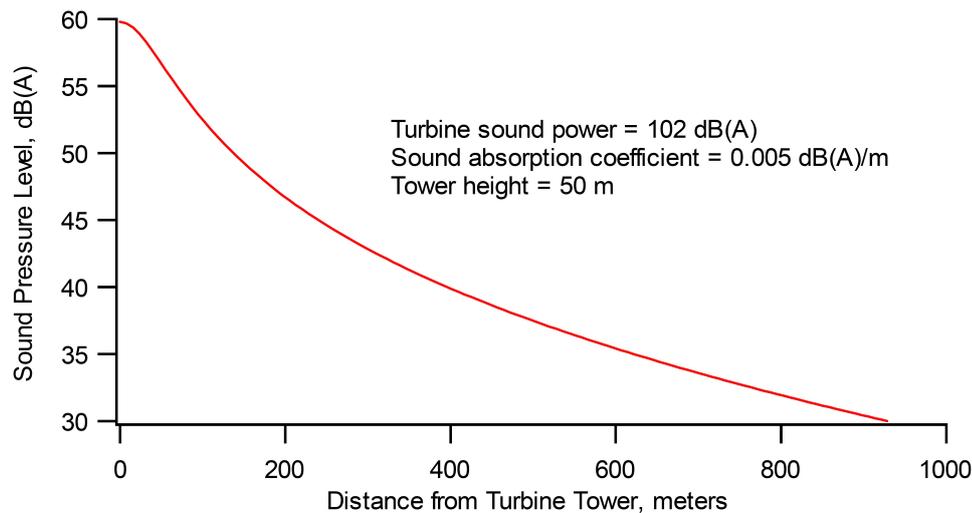


Abbildung 2.3.10. – Beispiel eines mit steigender Entfernung abnehmenden Schalldruckpegels [Rogers u. a., 2006, S.18]

### 2.3.3. Lärminderungsmaßnahmen

Als Abschluss dieses Kapitels soll ein kleiner Einblick in die Möglichkeiten ausgewählter Lärminderungsmaßnahmen gegeben werden. Es sei noch darauf hingewiesen, dass es auch möglich ist, durch Modifikation der Rotorblätter eine Geräuschminderung zu erzielen. Beispielsweise kann dies durch ein angepasstes aerodynamisches Profil oder die Anbringung von Winglets gelingen. In [Jianu u. a., 2012, S.1110-1114] wird zudem die Anbringung von Zackenprofilen oder Kunststoffbürsten als weitere Möglichkeiten genannt. Eine nähere Betrachtung dieser Modifikationen soll im Rahmen dieser Thesis allerdings nicht erfolgen.

Eine Reduzierung der Umfangsgeschwindigkeit kann eine gute Maßnahme zur Lärminderung sein. Die Schallabstrahlung eines Rotorblatts steigt mit der fünften Potenz der Anströmgeschwindigkeit, welche vor allem von der Umfangsgeschwindigkeit der Rotorblätter bestimmt wird. Wird beispielsweise die Blattspitzengeschwindigkeit um ein Viertel verringert, ergibt sich eine Lärmreduzierung um ca.  $6 \text{ dB}(A)$ . Besonders die WEA mit niedriger Schnelllaufzahl weisen in diesem Fall einen Vorteil auf. Außerdem ist gerade bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, wenn die durch den Wind erzeugten Hintergrundgeräusche noch eher gering sind, eine Anlage mit variabler Drehzahl sinnvoll [Hau, 2008, S.608].

Mit einer reduzierten Drehzahl geht allerdings die Menge der erzeugten elektrischen Leistung erheblich zurück. Bei einer Geräuschminderung um  $4 \text{ dB}(A)$  wird in etwa nur noch die Hälfte der elektrischen Leistung erzeugt [Lips, 2008, S.92]. Es könnte durch die Erzeugung höherer Drehmomente zwar gegengesteuert werden, allerdings ginge das mit erhöhten Baumassen und Fertigungskosten einher [Hau, 2008, S.613].

Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Schallemissionen besteht in der Anpassung des Blatteinstellwinkels. Mit der Pitch-Regelung nehmen im Gegensatz zu einer Stall-Regelung die Geräuschemissionen nach dem Erreichen der Nenndrehzahl nicht weiter zu [Lips, 2008, S.91], da der Blatteinstellwinkel zugunsten besserer aerodynamischer und akustischer Eigenschaften verändert werden kann. Die turbulente Grenzschicht wird schmal gehalten und dadurch die Schallemissionen minimiert. Allerdings ist der optimale Einstellwinkel für eine minimale Geräuschentwicklung nicht gleichzeitig optimal bezüglich der Leistungserzeugung. Hier gilt es einen passenden Kompromiss zu finden [Jianu u. a., 2012, S.1110].

## 2.4. Numerische Methoden der aeroakustischen Simulation

Numerische Methoden sind ein wichtiges Werkzeug bei der Entwicklung von WEA. Mit den stetig steigenden Rechnerkapazitäten und gleichzeitiger Verbesserung der Algorithmen für die Berechnung aeroakustischer Modelle wird der Berechnungsaufwand fortlaufend verringert. Für die rechenintensiven aeroakustischen Simulationen ergeben sich einige Vorzüge: Unter Anderem können durch die frühzeitige akustische Optimierung neuer Produkte via Simulationsmethoden die Entwicklungszeiten und -kosten reduziert werden. Ein erster Prototyp ist beispielsweise bereits leicht optimiert und somit können unter Umständen eine gewisse Anzahl an weiteren Prototypen eingespart sowie der Kosten- und Zeitaufwand für Messungen im aeroakustischen Windkanal verringert werden.

Man sollte jedoch nicht den Eindruck gewinnen, dass die aeroakustischen Simulationen irgendwann Messungen im Windkanal oder in realen Situationen überflüssig machen könnten. Aeroakustische Simulationen sind stets nur eine Annäherung an die Realität und benötigen zur Validierung und nicht zuletzt für die Bewertung und den Vergleich der Genauigkeit verschiedener Verfahren Daten aus experimentellen Untersuchungen. Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit mit einer relativ geringen Steigerung des Aufwands eine Vielzahl an Varianten am Rechner untersuchen zu können [Lerch u. a., 2009, S.704].

### 2.4.1. Berechnung des Strömungsfeldes

Die Grundlage für die numerische Berechnung strömungsinduziertem Schalls ist die Berechnung des Strömungsfeldes und der für die Schallentstehung verantwortlichen Druck- und Geschwindigkeitsfluktuationen (vgl. Kapitel 2.3.1 und Kapitel 2.2.3) mittels CFD. CFD-Simulationen basieren bei vielen CFD-Lösern (z.B. Ansys Fluent) auf den Navier-Stokes-Gleichungen (NSG), welche wiederum auf den physikalischen Erhaltungsprinzipien der Strömungsmechanik basieren:

- Massenerhaltung
- Impulserhaltung
- Energieerhaltung

Eine analytische Lösung der NSG ist in der Regel nicht möglich, weshalb man die orts- und zeitabhängigen Feldgrößen, wie z.B. Druck oder Geschwindigkeit, iterativ berechnet. Auf die zugehörigen Gleichungen und Herleitung der NSG soll im Rahmen dieser Thesis verzichtet und auf die Literatur (z.B. [Wulf, 2013]) verwiesen werden. In einem weiteren Schritt muss aufbauend auf den aus der CFD-Simulation erhaltenen Schallquellen die Schallausbreitung berechnet werden.

Aeroakustische Simulationen haben besondere Ansprüche und Anforderungen bezüglich der CFD-Simulationen. Einige sollen nachfolgend erläutert werden:

- Aeroakustische Simulationen sind fast ausnahmslos **zeitabhängig**, während für viele fluidmechanische Probleme zeitunabhängige Lösungen ausreichen.
- In der Akustik interessiert ein **großer Frequenzbereich**, was vor allem bei hohen Frequenzen eine außergewöhnlich hohe räumliche und zeitliche Auflösung erfordert.
- Die **Energien** des hydrodynamischen Nahfeldes und akustischen Fernfeldes sind sehr verschieden.
- Die **Amplituden** der für die Akustik relevanten Druckfluktuationen sind meist vier bis fünf Größenordnungen kleiner als die Druckschwankungen in der Strömung (Druckamplituden der Strömung  $\sim 1 \text{ kPa}$ ; Druckamplituden der Akustik  $\sim 1 \text{ mPa}$ )
- Die **Längenskalen** im Strömungsnahfeld sind wesentlich kleiner als im akustischen Fernfeld (Längenskalen turbulenter Wirbel  $\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ ; Längenskalen Schallwellen  $\sim 1 \text{ m}$ ).
- Für die Berechnung des vom Rand des Rechengebietes in den freien Raum abgestrahlten Schalls sollte das numerische Verfahren **reflexionsarm** sein, d.h. möglichst keine Rückwirkung auf das Rechengebiet zulassen. Dies gilt für Anwendungsfälle und Methoden, bei denen der sich ins Fernfeld ausbreitende Schall von Interesse ist.
- Es gibt eine **starke Empfindlichkeit** der akustischen Ergebnisse gegenüber den Fluktuationen in der Strömung. Die Ergebnisse sind abhängig von dem verwendeten Turbulenzmodell.

Diese Anforderungen führen dazu, dass eine hohe Genauigkeit bei der Strömungsberechnung und der Modellbildung nötig ist [Ali, 2009, S.16-17; Lerch u. a., 2009, S.873-875; Sovani, 2005, S.55; Blumrich, 2010, S.556-557].

### 2.4.2. Übersicht der Methoden

Bevor die einzelnen Methoden und Verfahren der aeroakustischen Simulation näher erläutert werden, soll zur Orientierung eine Übersicht gegeben werden (vgl. Abbildung 2.4.1).

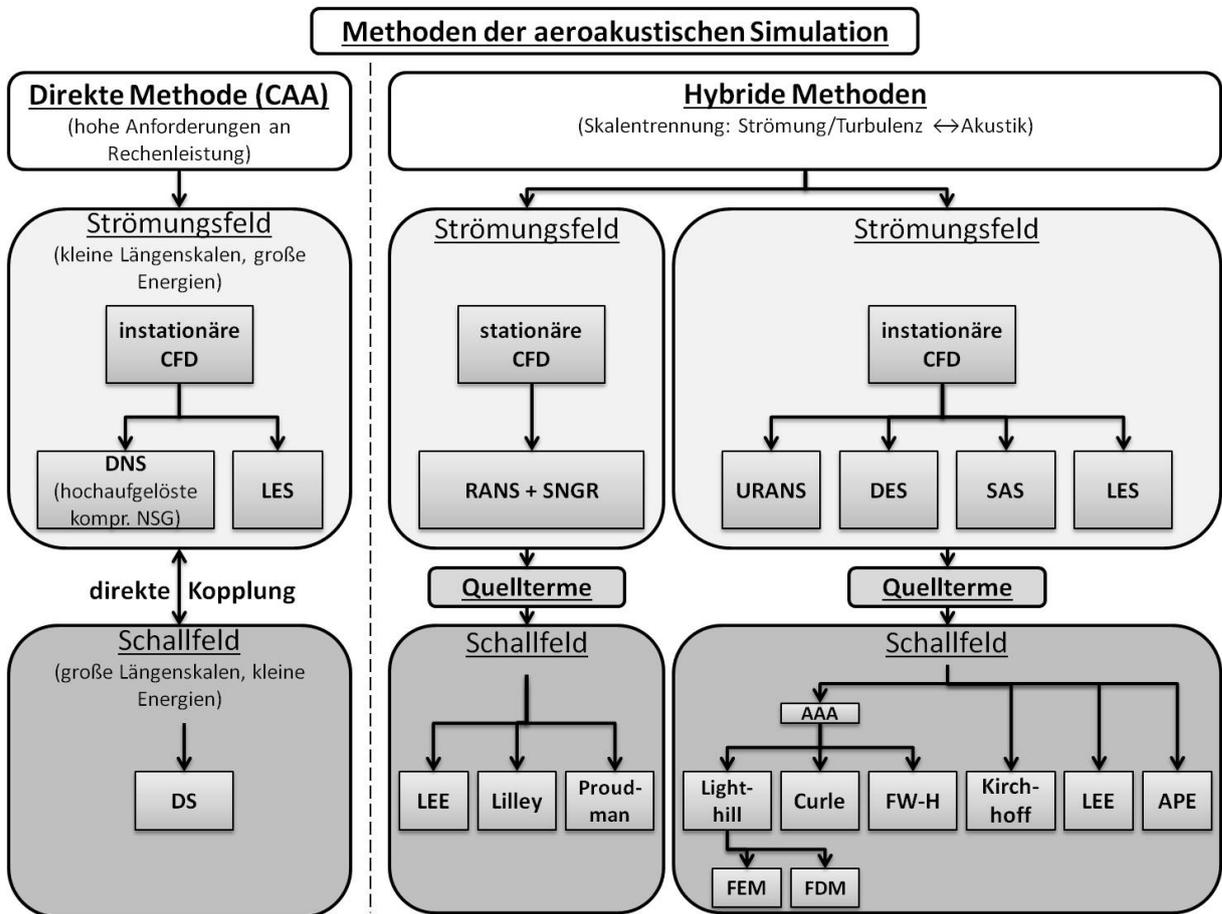


Abbildung 2.4.1. – Übersicht über die Methoden der aeroakustischen Simulation

Es gibt drei übergeordnete Simulationsmethoden: Bei der direkten akustischen Berechnung, welche oft auch als Computational Aeroacoustics (CAA) bezeichnet wird, werden die Schallquellen und die Schallausbreitung in einem einzigen umfassenden Modell mittels Direkter Simulation (DS) gleichzeitig gelöst.

Die beiden hybriden Methoden lösen die akustischen Quellen und die Schallausbreitung mittels separater Berechnungen. Somit erfolgt eine Entkoppelung des Schallfeldes vom Strömungsfeld. Der eine Zweig der hybriden Methoden bedient sich dabei der stationären CFD in Verbindung mit der sog. Stochastic Noise and Radiation (SNGR) Methode um die akustischen Quellterme zu bestimmen, während der andere Zweig die Quellterme aus

der instationären Strömungsberechnung bezieht. Dabei können unterschiedliche Turbulenzmodelle, wie z.B. RANS, DES, LES, zum Einsatz kommen. Das Schallfeld wird dann in einem nächsten Schritt mithilfe unterschiedlicher Ansätze berechnet. Ein besonderes Augenmerk sollte hierbei auf die Aeroakustischen Analogien (AAA), die ursprünglich von Lighthill hergeleitet und von Curle und Ffowcs-Williams & Hawkings (FW-H) weiterentwickelt wurden, gelegt werden. Nähere Details zu den verschiedenen Möglichkeiten der aeroakustischen Simulation sind in den folgenden beiden Kapiteln zu finden.

### 2.4.3. Direkte Methode

Die direkte Methode berechnet mittels zeitabhängiger CFD-Simulation eines kompressiblen Mediums gleichzeitig die akustischen Quellen und die Ausbreitung der Schallwellen in einer einzigen Simulation und ohne Vereinfachungen, wie z.B. der Verwendung von Turbulenzmodellen. Eine Ausnahme ist lediglich das LES-Turbulenzmodell (LES: Large Eddy Simulation), bei dem der Grad der Wirbelaufösung noch relativ hoch ist. Ermöglicht wird die direkte Berechnung dadurch, dass sowohl die Turbulenz der Strömung mithilfe Direkter Numerischer Simulation (DNS) als auch die Ausbreitung der Schallwellen mittels DS auf Basis der transienten NSG berechnet werden können. Die sich ausbreitenden Schallwellen sind ein Teil des Strömungsgebietes und die akustische Wellengleichung ist dabei ein Sonderfall der NSG.

Obwohl die Akustikberechnung mittels DS naheliegend ist und sehr genaue Ergebnisse liefern kann, ergeben sich in der Anwendung einige Schwierigkeiten:

Als erstes wäre der bereits in Kapitel 2.4.1 erwähnte große Frequenzbereich, der abgedeckt werden muss, zu nennen. Die Zeitskalen der Akustik ( $\sim 1 \text{ ms}$ ) sind oftmals um ein Vielfaches größer als die Zeitskalen der Turbulenz ( $\sim 1 \text{ }\mu\text{s}$ ). Eine Simulation muss über einen weiten Zeitraum mit einer großen Anzahl an kleinen Zeitschritten durchgeführt werden. Bezüglich der zeitlichen Auflösung sollte außerdem darauf geachtet werden, dass die Courant-Zahl in der Netzregion der Schallquellen in etwa 1 beträgt, d.h., dass in jedem Zeitschritt die bestimmten Größen nur etwa höchstens eine Zelle weitergegeben werden. Dieses Kriterium gilt auch für LES-Simulationen. Berechnen lässt sich die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl) mit der Geschwindigkeit  $u$ , dem diskreten Zeitschritt  $\Delta t$  und dem diskreten Ortsschritt  $\Delta x$  folgendermaßen:

$$CFL = \frac{u \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (2.26)$$

Ein weiteres Problem stellt die Ausbreitung der Schallwellen in das Fernfeld dar. Das Berechnungsgebiet muss mindestens so groß sein, dass es von den akustischen Quellen (Sound Source) bis zu den Empfängern (Receivers) reicht, wo die akustischen Druckfluktuationen - nach Erreichen eines statistisch stationären Druckfeldes - als Funktion der Zeit aufgezeichnet werden (vgl. Abbildung 2.4.2). Das Netz kann somit für Probleme, bei denen

die Schallimmissionen im Fernfeld interessieren, eine Größe erreichen, die nicht mehr mit vertretbarem Aufwand beherrschbar ist.

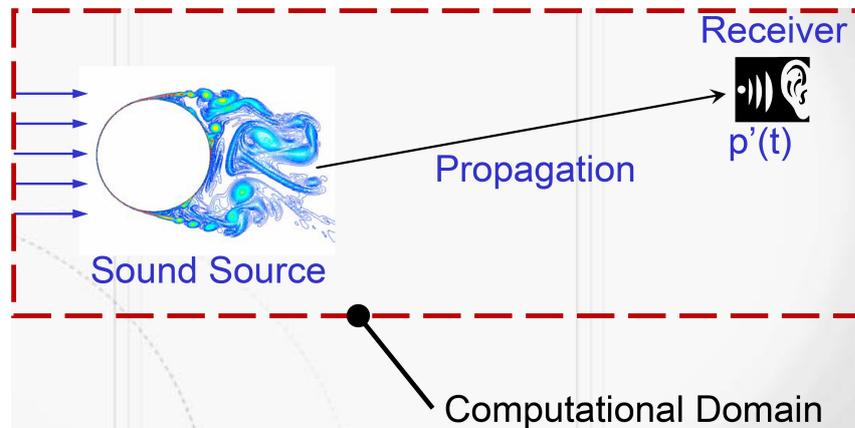
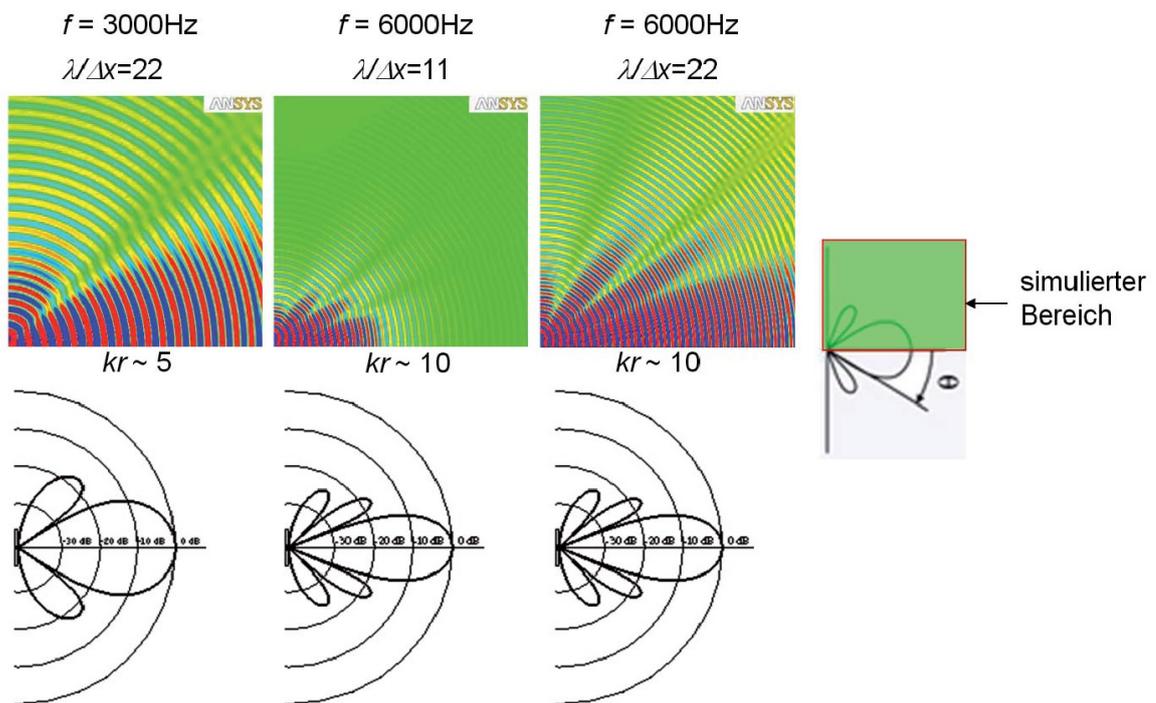


Abbildung 2.4.2. – Berechnungsgebiet bei der direkten Methode [Sovani, 2005, S.16]

Des Weiteren stellt die unterschiedliche Größenordnung zwischen den akustischen und hydrodynamischen Drücken ein Problem dar (vgl. Kapitel 2.4.1). Kleine Fehler bei der Berechnung der instationären Strömung, die bei reinen Strömungsproblemen vernachlässigbar wären, können die Berechnung der Akustik vollkommen verfälschen. Das zu verwendende Diskretisierungsverfahren muss von hoher Ordnung sein und das erstellte CFD-Modell eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung besitzen, um auch kleinste akustische Druckschwankungen über weite Entfernungen und mit minimalen Dissipationsverlusten berechnen zu können.

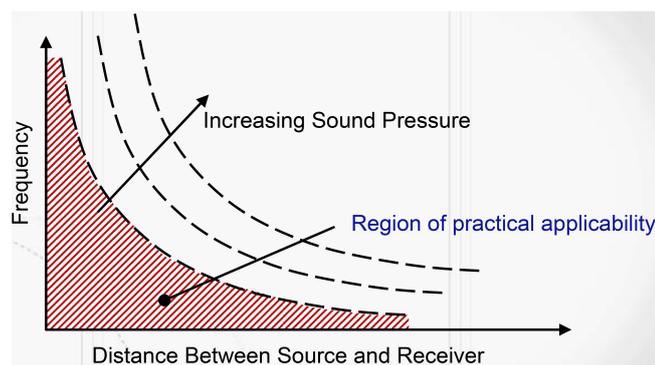
Nicht zuletzt sei noch erwähnt, dass eine Erhöhung der Frequenz zu einer Verkürzung der Wellenlänge führt und dadurch die relative Auflösung reduziert wird. Als Folge kommt es zu Informationsverlusten, wenn die räumliche Auflösung nicht angepasst wird. In Abbildung 2.4.3 sind simulierte (oben) und analytische (unten) Richtcharakteristika einer mit zwei verschiedenen Frequenzen angeregten Lautsprechermembran (Radius  $r = 0,1 \text{ m}$ ) zu sehen. Wird die Frequenz von  $3 \text{ kHz}$  auf  $6 \text{ kHz}$  verdoppelt, halbiert sich die relative Auflösung bei gleichbleibender Maschenweite von  $\Delta x = 5 \text{ mm}$  durch Halbierung der Wellenlänge  $\lambda$ . Es sind also nur noch 11 Stützstellen pro Wellenlänge vorhanden, was im Vergleich zur analytischen Lösung (bekannte Beziehung zwischen dem Membranradius  $r$  und der Wellenzahl  $k = 2 \cdot \pi/\lambda$ ) zu einem Informationsverlust führt. Erst eine Halbierung der Maschenweite erzielt eine bessere Auflösung bei der simulierten Richtcharakteristik. Man muss sich jedoch vor Augen führen, dass es sich bei diesem Beispiel um eine Simulation ohne jegliche Strömung handelt. Bei einem Strömungsproblem richtet sich die räumliche Auflösung des Netzes eher nach den zu erwartenden Turbulenzskalen und der betrachteten Geometrie statt nach den akustischen Wellenlängen. Das Gitter muss hierbei bis auf die kleinste vorhandene Wirbelskala verfeinert werden.



Analytical Patterns: Courtesy of Dr. Dan Russell, Grad. Prog. Acoustics, Penn State

**Abbildung 2.4.3.** – Einfluss der räumlichen Auflösung auf die Richtcharakteristik [Oswald, 2013, S.89]

Eine praktische Anwendung der direkten Methode wird erst möglich, wenn der interessierende Frequenzbereich und der Abstand zwischen Schallquelle und -empfänger klein und die Schalldrücke möglichst groß sind (vgl. Abbildung 2.4.4).



**Abbildung 2.4.4.** – Bereich der praktischen Anwendbarkeit der direkten Methode [Sovani, 2005, S.20]

Am Ende bleibt festzuhalten, dass die direkte Methode einfach zu implementieren ist, da eine einzige Simulation die Schallgenerierung und -ausbreitung berechnet. Zudem können Monopol-, Dipol- und Quadrupolquellen erfasst werden, wobei die Quadrupolquellen erst bei hohen Machzahlen eine gewichtige Rolle spielen (vgl. Kapitel 2.2.3). Außerdem können durch die direkte Kopplung des Strömungsfeldes mit dem Schallfeld eventuelle Rückwirkungen des Schalls auf die Strömung berücksichtigt werden. Besonders starke Schallwellen können beispielsweise zu Verwirbelungen im Strömungsfeld führen.

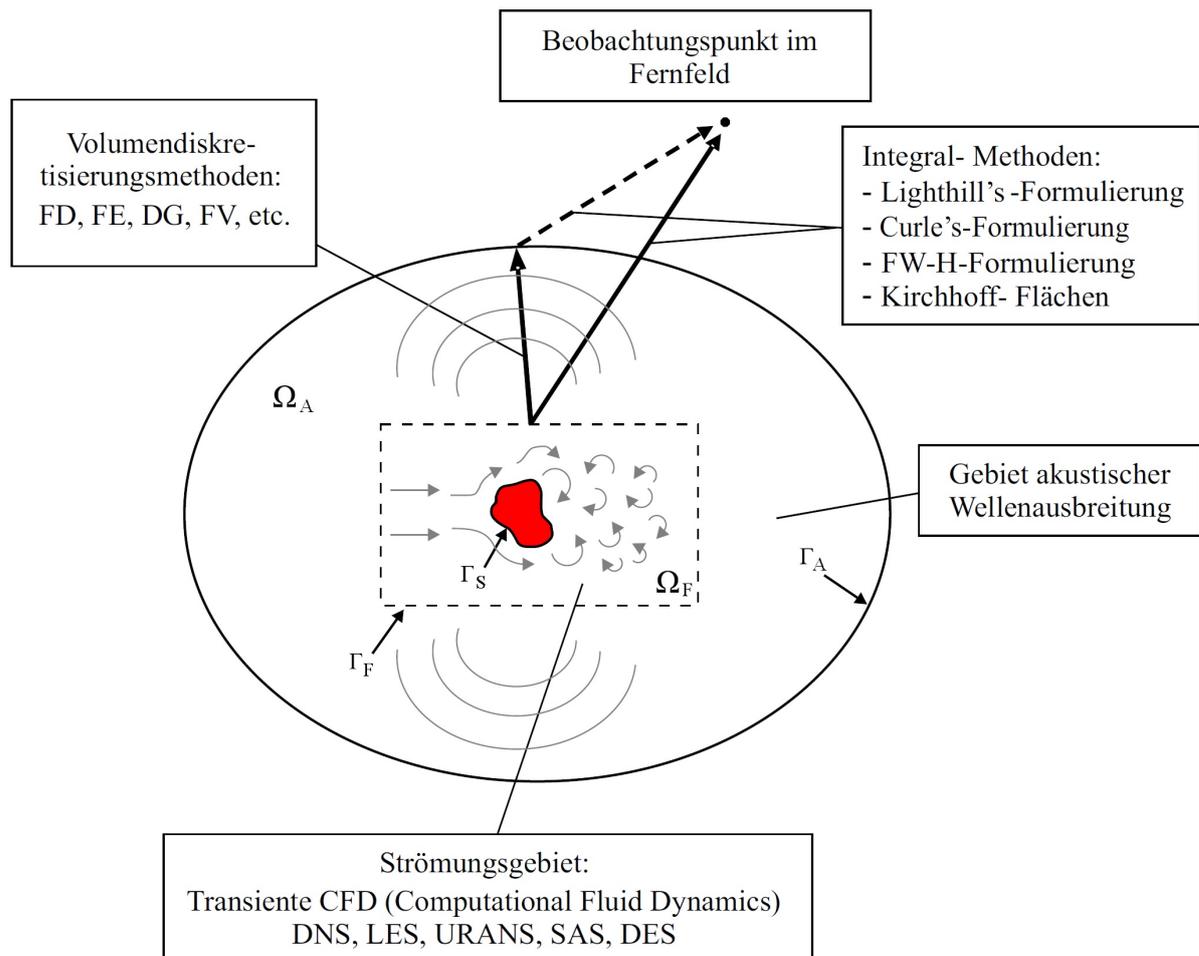
Andererseits überwiegen allerdings die Nachteile. Die Anwendbarkeit ist deutlich begrenzt, der Berechnungsaufwand (große und fein aufgelöste Netze; lange transiente Simulationen) hoch und das Netz muss aufwendig vorbereitet werden um alle Schallquellen angemessen erfassen zu können. Aufgrund dieser hohen Anforderungen wird die direkte Methode vereinzelt für einfache, akademische, niederfrequente Fälle oder bei Strömungen mit sehr niedrigen Reynoldszahlen angewandt [Sovani, 2005, S.15-21; Oswald, 2013, S.88-90; Ali, 2009, S.18; Blumrich, 2010, S.539/557; Lerch u. a., 2009, S.704-705].

#### 2.4.4. Hybride Methoden

Aufgrund der Vielzahl an Nachteilen der direkten Methode (vgl. Kapitel 2.4.3) greift man in den meisten praktischen Anwendungen, bei denen in der Regel die Schallabstrahlung ins Fernfeld interessiert, auf hybride Methoden zurück. Hierbei werden Strömungsfeld und Schallfeld getrennt voneinander berechnet. In einem ersten Schritt wird die Strömung mithilfe geeigneter Turbulenzmodelle oder DNS berechnet und daraus die für die Akustikberechnung als strömungsinduzierte Schallanregung benötigten Quellterme bestimmt. Im zweiten Schritt erfolgt auf Basis der Quellterme mit einer separaten numerischen Methode die Berechnung der Schallabstrahlung und -ausbreitung in das Fernfeld bis zu dem Empfänger [Lerch u. a., 2009, S.705/875].

Die hybriden Methoden bringen einige Vorteile mit sich. Neben der Möglichkeit aus verschiedenen Ansätzen und Kombinationen für die Berechnung des Strömungs- und Schallfelds wählen zu können, ist in erster Linie der Rechenaufwand wesentlich geringer als bei der direkten Methode, da nur eine Lösung der akustischen Quellen im Nahfeld nötig ist und das Berechnungsgitter nicht mehr bis zum Empfänger im Fernfeld reichen muss. Nachteilig ist allerdings, dass eine Rückwirkung des Schalls auf die Strömung im Gegensatz zur direkten Methode nicht möglich ist [Ali, 2009, S.19-21].

Als Übersicht über einige Möglichkeiten der hybriden Methode, die auch miteinander kombiniert werden können, soll Abbildung 2.4.5 dienen. Das betrachtete Gesamtgebiet ist unterteilt in verschiedene Teilgebiete, wobei die Strömung generell in der Nähe des Objektes turbulent bzw. ungleichmäßig ist und mit zunehmender Entfernung gleichmäßiger und homogener wird.



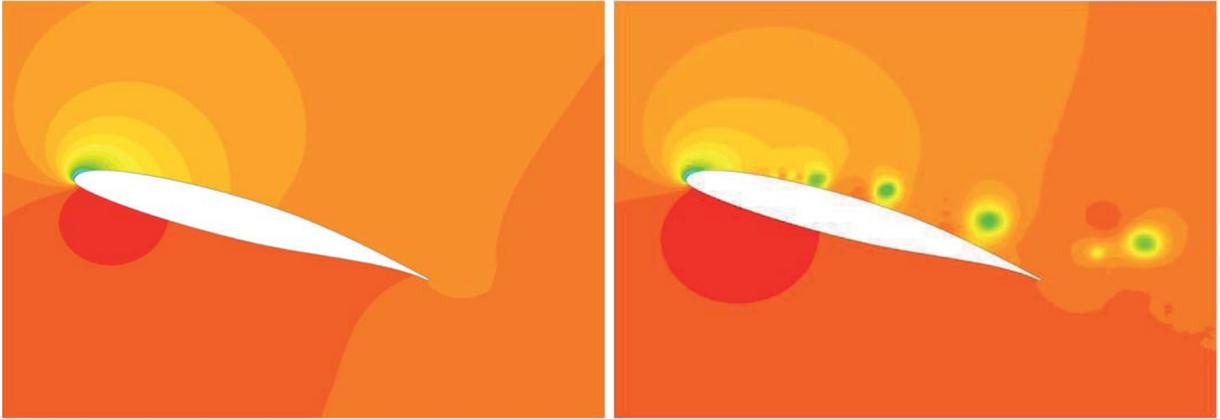
**Abbildung 2.4.5.** – Übersicht über verschiedene Ansätze der hybriden Methoden [Lerch u. a., 2009, S.876]

Das Innere ist das Gebiet der turbulenten Strömung  $\Omega_F$ , welches sich um die Oberfläche  $\Gamma_S$  des betrachteten Objektes herum erstreckt und selbst vom Rand  $\Gamma_F$  des Berechnungsgebietes der turbulenten Strömung begrenzt wird. Obwohl es auch möglich ist die Quellterme auf Basis stationärer CFD zu bestimmen, worauf in diesem Kapitel noch näher eingegangen wird, verwendet man in diesem Gebiet in den meisten Fällen die transiente CFD. Die Simulation kann in der Regel bei niedrigen Machzahlen und ohne Wechselwirkung zwischen Schall- und Strömungsfeld durch die Annahme eines inkompressiblen Fluids vereinfacht werden. Die üblicherweise verwendeten Verfahren sind nachfolgend nach steigendem Grad der direkten Berechnung und steigendem Berechnungsaufwand sortiert aufgelistet. Dabei werden die Methoden, bei denen Wirbel direkt aufgelöst werden können, als Scale Resolving Simulations (SRS) bezeichnet.

- **Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS):** stationäres Verfahren, bei dem sämtliche Turbulenzskalen modelliert werden und keine direkte Berechnung stattfindet
- **Unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes (URANS):** Diese Methode ist eine zeitabhängige RANS-Methode mit statistischer Mittellung.
- **Detached Eddy Simulation (DES):** Das Verfahren ist eine Art hybrides LES-RANS-Modell. In Wandnähe erfolgt eine Turbulenzmodellierung mittels URANS, während außerhalb der Grenzschicht die größeren Wirbel wie bei LES aufgelöst werden.
- **Large Eddy Simulation (LES):** Großskalige Wirbel werden berechnet, während die kleineren Wirbel modelliert werden. Die Größenordnung, ab der Wirbel direkt aufgelöst werden, kann durch die Änderung der Maschenweite des Berechnungsgitters gesteuert werden. LES wird eher für einfache Fälle mit geringer geometrischer Komplexität verwendet. Für komplexe Turbulenzfelder ist es allerdings sehr gut geeignet.
- **Direkte Numerische Simulation (DNS):** vgl. Kapitel 2.4.3

Im Vergleich zu den SRS-Methoden sind Rechen- und Netzerstellungsaufwand bei den URANS-Modellen geringer. In manchen Fällen mit geringen Anforderungen an die Akustik, wie beispielsweise bei stationären Problemen, niederfrequentem tonalen Schall oder wenn für die Akustikberechnung sehr grobe turbulente Strukturen genügen, kann die Verwendung der (U)RANS-Modelle ausreichen. Für die Berechnung von breitbandigem Schall wird allerdings ein SRS-Modell benötigt, da hierfür der Wirbelzerfall abgebildet werden muss.

In Abbildung 2.4.6 sind zur Verdeutlichung die Verteilung des Druckkoeffizienten  $c_p$  (Verhältnis des statischen zum dynamischen Druck) eines aerodynamischen Profils bei mittlerem Anstellwinkel für URANS mit SST  $k-\omega$ -Modell (links) und LES mit Smagorinsky-Subgrid-Scale-Modell (rechts) gegenübergestellt. Im Contour-Plot der URANS-Simulation ist nur eine große Ablöseblase auf der Oberseite des Profils erkennbar. Ein ausgeprägtes zeitabhängiges Verhalten im Nachlauf des Profils ist jedoch nicht zu erkennen. Bei der LES-Simulation hingegen ist die zeitabhängige Ablösung kleiner Wirbel gut zu sehen. Die Ablösefrequenz und Größe der Wirbel variiert dabei. Für die Vorhersage breitbandigen Schalls über einen weiten Frequenzbereich sind daher SRS-Simulationen geradezu prädestiniert [Oswald, 2013, S.91-92; Blumrich, 2010, S.539-541].



**Abbildung 2.4.6.** – Konturdarstellung der momentanen Verteilung des Druckkoeffizienten  $c_p$  für URANS (links) und LES (rechts) [Oswald, 2013, S.91]

Basierend auf den über die Strömungsfuktuationen erhaltenen akustischen Quelltermen kann die akustische Schllabstrahlung und das Schallfeld am Empfangsort entweder über Integralmethoden oder Volumendiskretisierungsmethoden berechnet werden. Integralmethoden, wie beispielsweise die Lighthill'sche Analogie und die erweiterten Formulierungen von Curle und FW-H, werden vor allem im Falle kompakter aeroakustischer Quellen (z.B. Rotorblätter) verwendet. Sie ermöglichen allerdings nur eine rein geometrische Schallausbreitung. Der Einfluss der inhomogenen Strömung auf die Ausbreitung wird nicht berücksichtigt. Dafür benötigen sie meist weniger Rechenaufwand als die Volumendiskretisierungsmethoden, welche im Anschluss an das Strömungsgebiet noch ein volumendiskretisiertes Gebiet akustischer Wellenausbreitung  $\Omega_A$  erfordern (vgl. Abbildung 2.4.5).

In diesem Gebiet kann eine inhomogene Strömung mit niedrigem Turbulenzgrad vorliegen und die Schallausbreitung beeinflussen. Als Beispiele für die Volumendiskretisierungsmethoden sind Finite Differenzen (FD), Finite Volumen (FV) oder die Finite-Elemente-Methode (FEM) zu nennen. Zur Anwendung kommen diese unter anderem für Schallquellen, die aus Fluid-Struktur-Interaktionen resultieren (z.B. Innengeräusch eines fahrenden PKWs). Da das diskretisierte Volumen aufgrund des hohen Rechenaufwands oft nicht bis zum Schallempfänger im Fernfeld reichen kann, ist eine mit akustischen Abstrahlungselementen versehene Abgrenzung  $\Gamma_A$  sinnvoll (vgl. Abbildung 2.4.5). Eine weitere Methode, die die Einwirkungen der inhomogenen Strömung oder Schallreflexionen berücksichtigt ist die Verwendung der sog. Linearized Euler Equations (LEE) [Lerch u. a., 2009, S.875-877; Blumrich, 2010, S.541].

Im Folgenden sollen die bereits erwähnten Ansätze und einige weitere Möglichkeiten für die Berechnung des Schallfeldes kurz beschrieben werden. Auf eine ausführliche Erläuterung der einzelnen Ansätze wird im Rahmen dieser Thesis verzichtet, aber jeweils auf

weiterführende Literatur hingewiesen. Lediglich auf die in dieser Thesis verwendete Integralmethode von FW-H wird etwas genauer eingegangen.

### Ansätze auf Basis instationärer CFD:

- **Lighthill** entwickelte Mitte des 20. Jahrhunderts die Aeroakustischen Analogien, die es ermöglichen das Schallfeld und die Schallausbreitung in einem Fluid geradlinig und ohne Berücksichtigung von Ausbreitungseffekten zu berechnen. Ausgehend von den kompressiblen NSG wurde dazu ohne Näherungen eine inhomogene akustische Wellengleichung hergeleitet, welche Terme enthält, die als aeroakustische Quellen interpretiert werden können. Die instationären Fluktuationen im betrachteten Volumen entsprechen dabei einer Quadrupolquellenverteilung in selbigem. Durch die Verwendung von Näherungen sind dann linearisierte Gleichungen entstanden. Sie beschreiben die Ausbreitung von Schallwellen in einem ruhenden homogenen Medium, welches durch die akustischen Quellterme eines eingebetteten kleinen Wirbelgebiets angeregt wird [Blumrich, 2010, S.541-543]. Die Lighthill'sche Analogie ist nur für Fluide gültig, in denen sich keine festen Oberflächen befinden bzw. ihr Einfluss vernachlässigbar ist. Das Anwendungsgebiet ist primär die Berechnung von sog. Freistrahllärm, welcher z.B. in der Ausströmung hinter einer Flugzeugturbine entsteht [Lerch u. a., 2009, S.880]. Die Herleitung der Gleichungen und weitere Informationen können z.B. [Lighthill, 1952], [Lighthill, 1954] oder [Lerch u. a., 2009, S.877-879] entnommen werden.
- **Curle** hat 1955 (vgl. [Curle, 1955]) die Lighthill'sche Analogie dahingehend weiterentwickelt, dass auch der Einfluss fester Oberflächen (z.B. Erzeugung von Dipolfeldern) berücksichtigt werden kann. Die Bewegung einer Oberfläche ist jedoch stark eingeschränkt, da bei diesem Ansatz die Normalgeschwindigkeit der Oberfläche gegen Null strebt [Blumrich, 2010, S.543].
- Anders als beim Ansatz von Curle kann in der Formulierung von **Ffowcs Williams & Hawkings** (vgl. [Ffowcs Williams und Hawkings, 1969]) auch der Einfluss bewegter Oberflächen auf die Schallentwicklung berücksichtigt werden. Die Integralformulierung von Lighthill, die nur einen Term für Quadrupolquellen beinhaltet, wird dazu durch je einen Term für Dipolquellen und Monopolquellen ergänzt, wodurch die folgende Gleichung entsteht [Müller, 2004, S.608]:

$$\begin{aligned}
 4 \cdot \pi \cdot p'(x, t) = & \frac{\partial}{\partial t} \cdot \int_S \left[ \frac{\rho_0 \cdot V_n}{r \cdot |1 - M_r|} \right]_{ret} dS(y) + \frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \int_S \left[ \frac{P_{ij} \cdot n_j}{r \cdot |1 - M_r|} \right]_{ret} dS(y) \\
 & + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \cdot \int_V \left[ \frac{T_{ij}}{r \cdot |1 - M_r|} \right]_{ret} dV(y)
 \end{aligned}
 \tag{2.27}$$

Dabei ist der Schalldruck  $p'$  am Beobachterort  $x$  zum Zeitpunkt  $t$  eine Funktion der drei aeroakustischen Quellterme, die zu einem verspäteten (retardierten) Zeitpunkt ( $t_{ret} = (t - |x - y|)/c$ ) vom Quellenort  $y$  aus abstrahlen. Weitere Größen sind die Distanz  $r$  zwischen der Quelle und dem Empfänger zum retardierten Zeitpunkt, die Machzahlkomponente  $M_r$  der Quelle in Richtung des Empfängers, die Normalengeschwindigkeitskomponente  $V_n$  am Quellpunkt, der kompressible Spannungstensor  $P_{ij}$  und der sog. Lighthill-Tensor  $T_{ij}$ , hinter dem sich folgender Zusammenhang verbirgt:

$$T_{ij} = \rho \cdot u_i \cdot u_j + P_{ij} - c^2 \cdot \rho \cdot \delta_{ij} \quad (2.28)$$

Hierin sind  $u_i$  bzw.  $u_j$  die Fluidgeschwindigkeitskomponenten,  $\rho$  die Dichte,  $c$  die Schallgeschwindigkeit des ruhenden Mediums und  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Delta Symbol:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{falls } i = j \\ 0 & \text{falls } i \neq j \end{cases} \quad (2.29)$$

Für den kompressiblen Spannungstensor gilt mit dem viskosen Spannungstensor  $\tau_{ij}$  und dem Druck  $p$ :

$$P_{ij} = p \cdot \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (2.30)$$

In den Termen der rechten Seite der FW-H-Gleichung ist jeweils der sog. Doppler-Verstärkungsfaktor  $1/(|1 - M_r|)$  enthalten, der die Bewegung der Quellen berücksichtigt.

Der erste Term mit dem Flächenintegral stellt die Monopolquellen dar, die sich in der Volumenverdrängung des Fluids infolge der Bewegung des betrachteten Gegenstands begründen. Entfernt man diesen Term aus der Gleichung ( $V_n = 0$ ), erhält man den Ansatz von Curle. Das zweite Flächenintegral beschreibt die Dipolquellen, die aus den Druckfluktuationen auf der Oberfläche resultieren. Die Integrationsfläche muss dabei nicht zwingend direkt auf der festen Objektfläche liegen, sondern es können auch fluidinterne, durchlässige Hilfsflächen gewählt werden, welche die Objekte und alle für die Schallerzeugung verantwortlichen Quellen einschließen.

Der letzte Term ist ein Volumenintegral und beinhaltet die Quadrupolquellen (vgl. Kapitel 2.2.3) in dem Volumen außerhalb der Integrationsfläche [Lerch u. a., 2009, S.880-883; Müller, 2004, S.608-609]. In vielen Fällen ( $Ma \ll 1$ ) kann dieser Term jedoch vernachlässigt werden. Das für diese Thesis verwendete CFD-Programm ANSYS FLUENT löst die Volumenintegrale sogar überhaupt nicht, da unter anderem der Rechenaufwand zur Berechnung von Volumenintegralen höher ist. Durch die Verwendung einer durchlässigen internen Integrationsfläche findet über die Lösung

der Flächenintegrale im Endeffekt dennoch eine indirekte Berücksichtigung der sich innerhalb der Fläche befindenden Quadrupolquellen statt [Oswald, 2013, S.92-93].

Es sei schließlich noch erwähnt, dass die Schallausbreitung geradlinig und ohne Umwege von der Quelle zum Empfänger berechnet wird. Es sollten sich also keinerlei Hindernisse zwischen Quelle und Empfangsort befinden. Allerdings ist die FW-H Methode hervorragend für die Fernfeldakustik geeignet, da die Schallausbreitung aufgrund der entkoppelten Strömungs- und Akustikfelder netzunabhängig ist. Der Empfänger kann daher außerhalb des Rechengitters beliebig weit entfernt von der Quelle platziert werden ohne einen Anstieg an Rechenaufwand zu verursachen [ANSYS, 2011a, S.378; Oswald, 2013, S.95].

Eine weitere Einschränkung der integralen FW-H Formulierung ist, dass sie nur anwendbar ist, um die Vorhersage der Schallausbreitung in Richtung des freien Raumes zu bestimmen, was aber auch für andere Ansätze (z.B. Curle, Kirchhoff, etc.) gilt [ANSYS, 2011a, S.376].

- Das Prinzip der **Kirchhoff-Integral-Methode** ist der FW-H Methode unter Verwendung einer durchlässigen Integrationsfläche relativ ähnlich. Es wird eine Hüllfläche definiert, die nach Möglichkeit sämtliche Schallquellen einschließt. Die Kirchhoff-Methode betrachtet dann jedoch eine Quellverteilung auf dieser Fläche statt der expliziten aeroakustischen Quellen im Volumen bei FW-H. Dazu wird mithilfe von CFD die turbulente Strömung innerhalb der Hüllfläche berechnet und dann die Druck- und Schnelleverteilung auf der Hüllfläche bestimmt. Jenseits der Hüllfläche wird schließlich der Schalldruck im Fernfeld mithilfe des Hüllflächenintegrals berechnet.

Vorteilhaft ist, dass die Kirchhoff-Integral-Methode keine Volumenintegrale berechnen muss. Ein Nachteil hingegen ist, dass die Schallvorhersage durch numerische Dissipation beeinflusst wird. Die für die Berechnung benötigten Informationen dissipieren bis zum Erreichen der Hüllfläche derart, dass hochfrequenter Schall herausgefiltert wird. Nähere Details können z.B. aus [Blumrich, 2010, S.544-545] und [Ali, 2009, S.23-24] entnommen werden.

- Mithilfe einer Variationsformulierung der Lighthill'schen Analogie ist es möglich aeroakustisch entstehenden Schall mit der **Finite-Elemente-Methode (FEM)** zu berechnen. Dazu ist eine Volumendiskretisierung des Schallfelds nötig, wobei der Einfluss einer inhomogenen Strömung auf die Ausbreitung der Schallwellen berücksichtigt werden kann. Weitere Informationen sind in [Lerch u. a., 2009, S.884-885] zu finden.
- Die sog. **linearisierten Euler-Gleichungen** (Linearised Euler Equations, LEE) ermöglichen die Berechnung des Schallfelds am Empfängerort einschließlich der Schal-

ausbreitung in einer nicht-homogenen Strömung, die einen Einfluss auf die Ausbreitung haben kann. Zusätzlich können Schallreflexionen an festen Flächen in der Nähe der Schallquellen einbezogen werden.

Die LEE werden aus den NSG hergeleitet unter der Annahme, dass die Viskosität und nicht-lineare Terme vernachlässigbar sind. Außerdem wird davon ausgegangen, dass die akustischen Größen wesentlich kleiner als die gemittelten Strömungsgrößen sind. Als sog. Störgrößen werden sie durch Skalentrennung von den mittleren Strömungsgrößen separiert. Daher wird die LEE-Methode auch als ein auf Störgrößen basierender Ansatz bezeichnet. Die Genauigkeit der LEE ist in der Regel höher als bei den AAA. Gleichzeitig ist hingegen eine höhere Rechenleistung erforderlich [Blumrich, 2010, S.545-546; Lerch u. a., 2009, S.885-886; Ali, 2009, S.25-26].

- Ein weiterer auf Störgrößen basierender Ansatz ist die Verwendung der sog. **Acoustic perturbation equations (APE)**. Details zu den APE können z.B. aus [Ali, 2009, S.26] oder [Lerch u. a., 2009, S.887-888] entnommen werden.

#### Ansätze auf Basis stationärer CFD:

Die als „Broadband Noise Source“-Modelle bezeichneten Ansätze werden verwendet um eine qualitative Berechnung breitbandigen Lärms durchzuführen. Sie benötigen nur eine stationäre CFD-Lösung, womit der Rechenaufwand erheblich gesenkt werden kann. Eine akustische Frequenzanalyse ist aufgrund der fehlenden Zeitabhängigkeit nicht möglich. Die Modelle werden angewendet, um z.B. die Gesamtlautstärken verschiedener Produktdesigns zu vergleichen oder die primäre Schallquelle zu identifizieren.

Durch Lösen der zeitunabhängigen RANS-Gleichungen unter Verwendung geeigneter Turbulenzmodelle werden Turbulenzgrößen wie z.B. mittlere Geschwindigkeit, mittlerer Druck, turbulente kinetische Energie und Dissipationsrate ermittelt. Auf Basis dieser mittleren Größen ermöglichen es die Modelle von **Proudman** oder **Lilley** die von den turbulenten Strömungsgebieten abgestrahlte akustische Energie (sog. turbulenter Lärm) zu beschreiben.

Das **SNGR-Modell** verwendet die ermittelten Turbulenzgrößen für eine Art Rekonstruktion eines fluktuierenden Geschwindigkeitsfeldes. Dazu werden die konstanten Geschwindigkeitswerte in den einzelnen Zellen des Rechengitters jeweils in einen konstanten Mittelwert und einer Schwankungsgröße aufgeteilt. Die Gesamtheit der Schwankungsgrößen der einzelnen Zellen ergibt schließlich das fluktuierende Geschwindigkeitsfeld, welches anschließend beispielsweise für die Lösung der LEE verwendet werden kann [Oswald, 2013, S.25; Blumrich, 2010, S.541; Sovani, 2005, S.80-85].

---

## 3. Aeroakustische Simulation mit Ansys Fluent

Die Strömungsberechnung und die Berechnung des Schallfeldes mittels FW-H erfolgt mit der CFD-Software Ansys Fluent. Der Ablauf einer CFD-Simulation unterteilt sich in folgende Teilabschnitte:

- Pre-Processing
  - Geometrierzeugung
  - Vernetzung
  - Setup (Einstellen von Strömungsart, Stoffwerten, Turbulenzmodellen, Rand- und Anfangsbedingungen, etc.)
- Solver
  - Iteratives Lösen des Gleichungssystems
- Post-Processing
  - Prüfung auf plausible Ergebnisse
  - Ergebnisauswertung mit Diagrammen und grafischen Darstellungen

Lassen sich im Post-Processing keine plausiblen Ergebnisse finden, kehrt man zum Pre-Processing zurück, modifiziert die Einstellungen und führt weitere Berechnungen durch, bis man geeignete Ergebnisse erhält.

Als Grundlage für die aeroakustische Simulation dient ein vorangegangenes Masterprojekt. Ein Ergebnis dieses Projekts sind transiente Modelle des Turmdurchgangs des Profils einer Windenergieanlage bei verschiedenen Blatteinstellwinkeln, welche für die Akustiksimulation modifiziert und erweitert werden können. In den Modellen wird durch ein sog. dynamisches Netz die Bewegung des Profils realisiert. Im Folgenden werden die Einstellungen und Annahmen nur kurz vorgestellt, da der Fokus mehr auf die Akustiksimulation gerichtet sein soll. Die meisten Werte sind dem Masterprojektbericht [Pieper, 2013] entnommen, in dem man auch die Berechnung der Werte und detailliertere Informationen über Geometrierzeugung, Netzaufbau, Modellbildung und Vorgehensweise findet. Außerdem fließen einige Erkenntnisse bezüglich der Verwendung von DES in diesem Modell aus einer anderen Projektarbeit [Hilbers, 2013] ein.

## 3.1. Annahmen und Vereinfachungen

Ein Simulationsmodell ist immer nur eine Annäherung an die Realität und dadurch ergeben sich Annahmen und Vereinfachungen, die getroffen werden müssen, um die Komplexität des Modells in einem angemessenen Rahmen zu halten:

- Die Schallausbreitung erfolgt in einem ruhenden Medium. Konvektive Effekte werden nicht berücksichtigt. Das Berechnungsmodell berücksichtigt nur ein Profilausschnitt. Das Berechnungsgitter reicht nur eine Zellschicht in die Tiefe und ist dadurch 2,5-dimensional.
- Die Anströmung von Profil und Turm ist sehr gleichmäßig und modellhaft. Eine in der Realität vorkommende turbulente Anströmung, z.B. durch den turbulenten Nachlauf eines vorangehenden Profils, einer sich windaufwärts befindenden WEA oder allgemeine Windturbulenzen infolge der Umströmung von sonstigen Hindernissen, wird nicht einbezogen.
- Die Reflexion des Schalls an den festen Oberflächen kann mit FW-H nicht berücksichtigt werden.
- Eine Rückwirkung der Schallwellen auf die Strömung wird nicht erfasst.
- Die Schwingungsanregung der Struktur durch aerodynamische Strömungskräfte und die damit verbundene mögliche Schallgenerierung kann mit reiner CFD nicht berechnet werden. Hierzu ist eine Simulation mittels Fluid-Struktur-Interaktion (FSI) notwendig.
- Quadrupol und Monopolquellen werden vom verwendeten Modell nicht erfasst. Die Schallquellen basieren nur auf den Druckfluktuationen auf den festen Oberflächen.
- Quantitative Aussagen über die Schallentwicklung sind nur sehr bedingt möglich. Die Akustiksimulation kann aber Trends und Tendenzen beim Vergleich verschiedener Blatteinstellwinkel erkennbar machen.

## 3.2. Geometrieerstellung

Die vorliegende Geometrie beinhaltet ein 2,5-dimensionales Strömungsgebiet mit einem Turmausschnitt und dem Profilausschnitt eines Rotorblatts der Firma Powerwind. Die verwendeten normierten Profildaten (vgl. Anhang C) entsprechen nach der Multiplikation mit der Sehnenlänge von  $L_{Profil} = 1,628 \text{ m}$  einem Profilausschnitt bei einem Flügelradius von  $R_{Profil} = 15,466 \text{ m}$  ausgehend von der Drehachse. Der Turmdurchmesser beträgt an dieser Stelle  $D_{Turm} = 2,651 \text{ m}$  (vgl. [Pieper, 2013, S.18]).

In Abbildung 3.2.1 ist die Geometrie des gesamten Strömungsgebiets mit den folgenden Maßen dargestellt. Der Einlass entspricht dabei der unteren Kante des Gebiets und die vertikale Achse der y-Achse (grüner Pfeil):

- Länge: 92 m
- Höhe: 40 m
- Tiefe: 0,1 m
- Abstand Einlass-Profilsehne: 14 m
- Abstand y-Achse-Profilvorderkante: 6 m
- Abstand y-Achse-Turmmittelpunkt: 60 m
- Abstand x-Achse-Turmmittelpunkt: 3 m
- Abstand Links-Turm: 20 m
- Abstand Turm-Profilsehne: 1,67 m

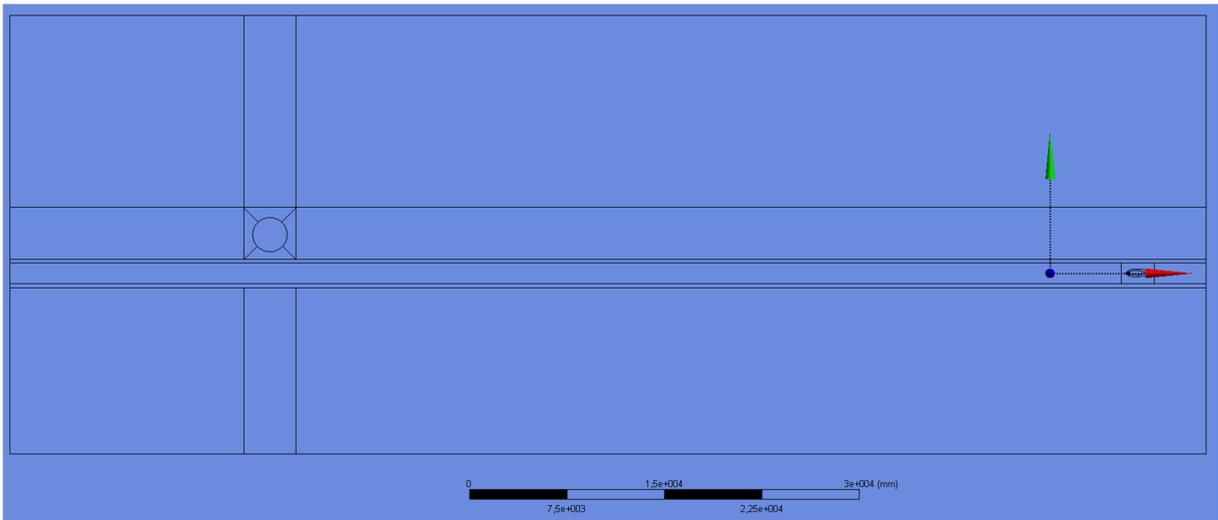


Abbildung 3.2.1. – Geometrie des Strömungsgebiets

Die Lage des Profils in Abbildung 3.2.1 kann als Grundposition verstanden werden. Für die Untersuchung anderer Anstellwinkel kann der Winkel zwischen x-Achse (roter Pfeil) und Profilsehne eingestellt werden. Auffällig ist auch, dass das Berechnungsgebiet rechts vom Turm sehr groß ist. Der Grund hierfür ist, dass es eine Weile dauert, bis sich am Turm und vor allem am sich bewegenden Profil eine stabile und eingeschwungene Strömung ausgebildet hat.

### 3.3. Netzerstellung

Die Volumendiskretisierung der Geometrie erfolgt durch die Vernetzung. Das vorliegende strukturierte Netz besteht neben wenigen Tetraederelementen hauptsächlich aus Hexaederelementen. Diese Elemente ermöglichen die Methode der „dynamischen Zellschichtung“, welche die Bewegung des Profils durch das Strömungsgebiet ermöglicht. Zudem reicht das gesamte Netz nur eine Zellschicht in die Tiefe.

Das betrachtete Simulationsmodell ist für die Verwendung des sog.  $k-\omega$ -Turbulenzmodells konzipiert, welches eine Auflösung der wandnahen Grenzschicht erfordert. Als ein wichtiges Kriterium gilt hierbei die Einhaltung eines  $y^+$ -Werts von 1. Dieses Kriterium wird durch die Verwendung der in [Pieper, 2013, S.18-20] berechneten Höhen für die erste Grenzschicht am Turm und am Profil erfüllt. Sie beträgt  $0,0086 \text{ mm}$  am Profil und  $0,05 \text{ mm}$  am Turm. Ausgehend von dieser ersten Zellschicht erfolgt pro weiterer Zellschicht eine Zellerhöhung um den Faktor 1,2 bis sämtliche Schichten in der Summe eine turbulente Grenzschichtdicke von  $27,5128 \text{ mm}$  am Profil und  $59,065 \text{ mm}$  am Turm erreichen (vgl. [Pieper, 2013, S.20]).

In den Abbildungen 3.3.1 und 3.3.2 ist die jeweilige Grenzschicht-Vernetzung am Profil und am Turm dargestellt. Dort kann man gut die zunehmende Zellschichtverdichtung in Wandnähe erkennen.

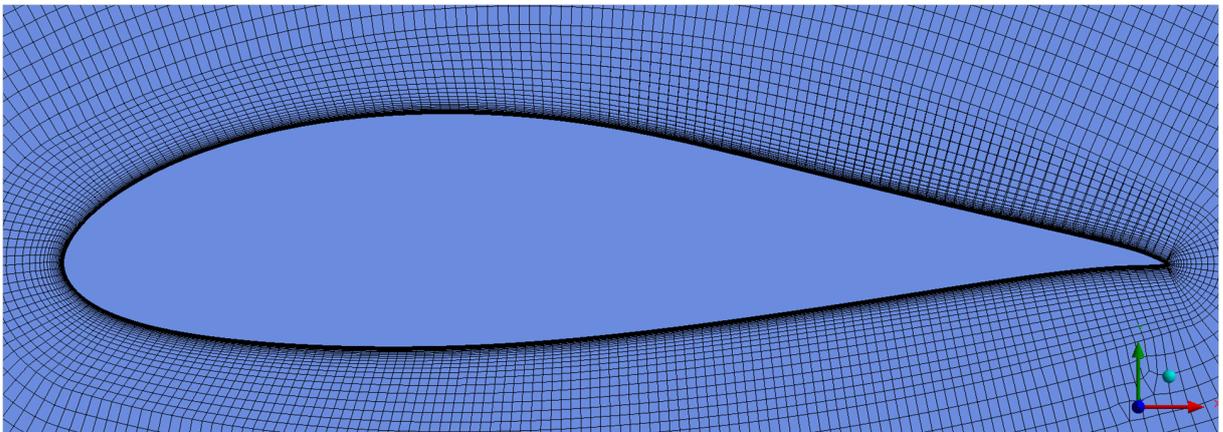


Abbildung 3.3.1. – Vernetzung am Profil

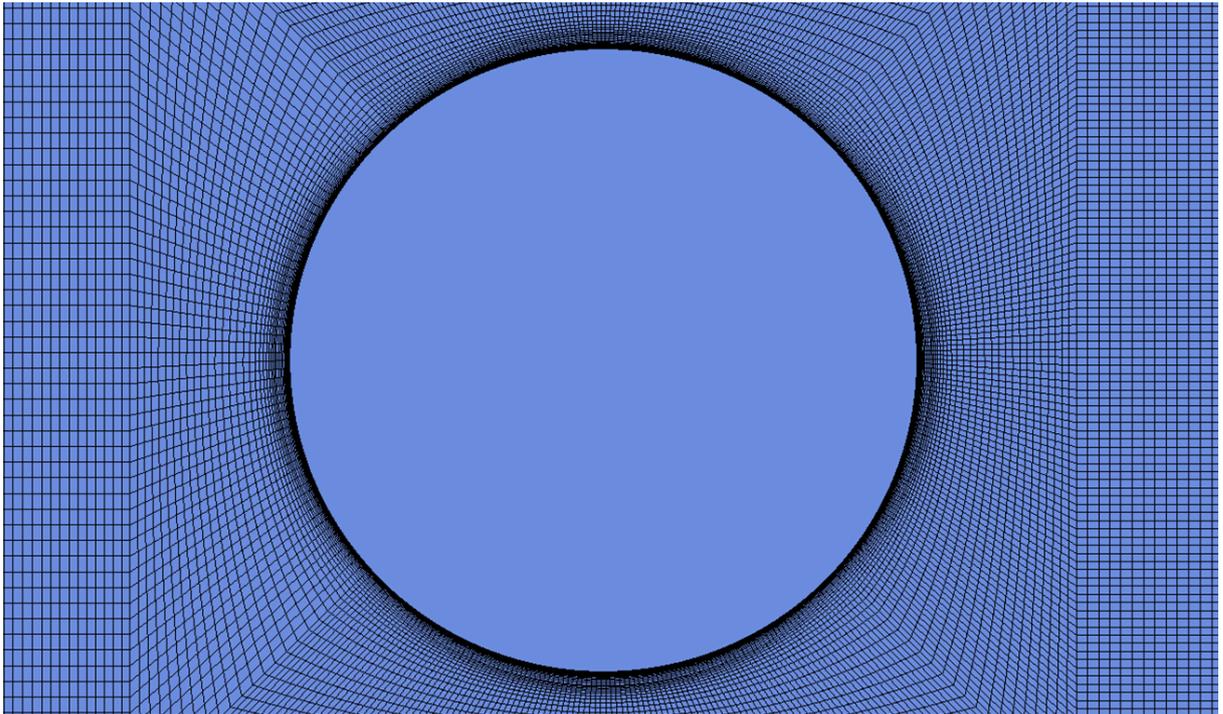


Abbildung 3.3.2. – Vernetzung am Turm

Die Elementkantenlänge im Gebiet des dynamischen Netzes links und rechts vom Profil beträgt  $35\text{ mm}$ , während das übrige Netz gröber ist und sich in Turmnähe und im Bereich um die Flugbahn des Profils herum verdichtet, da hier die entscheidenden Gebiete für die Simulation und die Auswertung liegen [Pieper, 2013, S.21-22].

### 3.4. Modellbildung und Randbedingungen

Die meisten Einstellungen und Randbedingungen werden aus dem vorhandenen Modell übernommen und nachfolgend aufgelistet. Abbildung 3.4.1 zeigt das Rechengebiet mit Kennzeichnung einiger Bestandteile. Für nähere Hintergründe und Erläuterungen zu den einzelnen Punkten soll erneut auf das Masterprojekt [Pieper, 2013] hingewiesen werden.

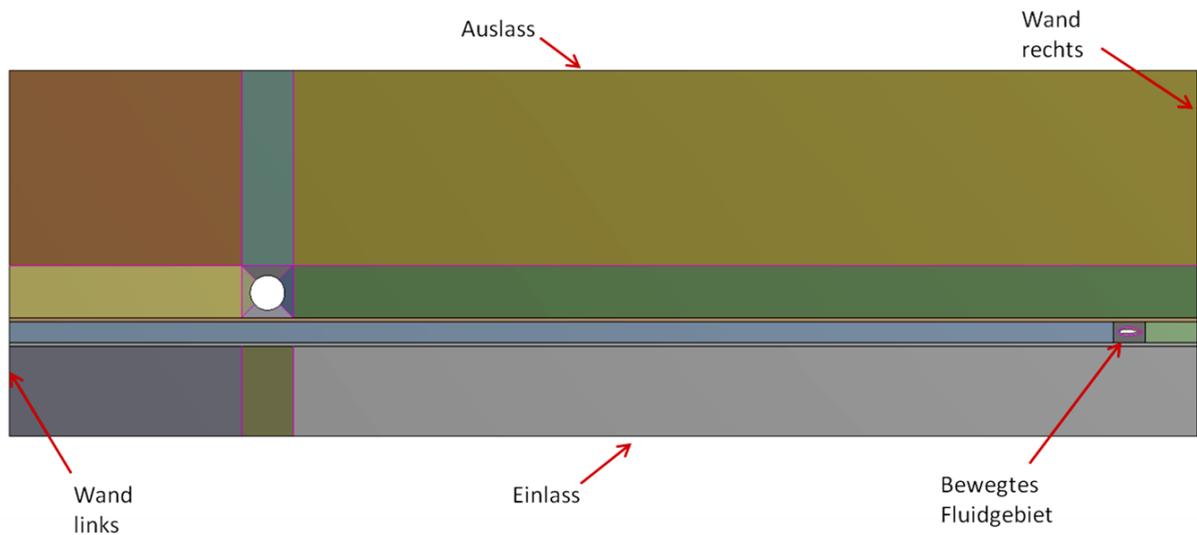


Abbildung 3.4.1. – Beschriftete Darstellung des Rechengebiets

- Solver:
  - druckbasiert
  - transient
- Materialeigenschaften:
  - inkompressible Luft bei  $15^{\circ}C$
  - konstante Dichte:  $1,225 kg/m^3$
  - dynamische Viskosität:  $\eta = 1,8 \cdot 10^{-5} Pa \cdot s$
  - Für kompakte Schallquellen ist die Annahme eines inkompressiblen Mediums eine gültige Approximation [Scheidegger, 2004, S.33].
- Einlass:
  - Geschwindigkeitseinlass (velocity inlet)
  - Windgeschwindigkeit  $v_w = 7 m/s$
  - Turbulenzintensität:  $0,1 \%$
  - Length Scale:  $0,32 m$
- Auslass:
  - Druckauslass (pressure outlet)
  - Differenzdruck:  $0 Pa$

- Turbulenzintensität: 6 %
- Length Scale: 0,32 m
- Profil, Turm, Wand links, Wand rechts:
  - reibungsbehaftete Wand
  - Rauigkeitswert: 0 m (aerodynamisch glatt)
- Mesh Interfaces:
  - zwischen dem bewegten Fluidgebiet und den angrenzenden Gebieten
  - ermöglichen ein Durchströmen der Grenzflächen
- periodische Randbedingungen:
  - an den Grenzflächen links und rechts vom bewegten Fluidgebiet
  - bilden die Ergebnisse auf der rechten Grenzfläche (periodic zone) des linksseitigen Gebiets direkt auf die linke Grenzfläche (shadow zone) des bewegten Fluidgebiets ab; gleiches gilt für die andere Seite des Fluidgebiets
- Dynamic Mesh:
  - ermöglicht die Bewegung des Profils bzw. des bewegten Fluidgebiets, in dem sich das Profil befindet
  - Das verwendete Verfahren ist die dynamische Netzadaptierung unter Verwendung der Methode der dynamischen Zellschichtung (Layering).
  - Mit der Nenndrehzahl der Anlage  $n = 27,7 \text{ 1/min}$  und der Profilposition bei einem Flügelradius von  $R_{Profil} = 15,466 \text{ m}$  lässt sich die Profilschwindigkeit  $v_u$  nach folgender Gleichung bestimmen:
$$v_u = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot R_{Profil} = 44,86 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (3.1)$$
  - Die Bewegung des Profils mit  $v_u$  wird in einer benutzerdefinierten Funktion, der sog. User Defined Function (UDF), hinterlegt (vgl. [Pieper, 2013, Anhang D]).
- Referenzwerte:
  - werden unter Anderem für die Berechnung der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des Profils benötigt
  - Referenzfläche: 0,01628 m<sup>2</sup>
  - Referenzlänge: 1,628 m (Profilsehnenlänge)

- Die Anströmgeschwindigkeit  $v_{eff}$  des Profils ergibt sich folgendermaßen aus der Windgeschwindigkeit  $v_w$  und der Profilgeschwindigkeit  $v_u$ :

$$v_{eff} = \sqrt{v_w^2 + v_u^2} = 44,503 \frac{m}{s} \quad (3.2)$$

Im vorliegenden Modell ist die Verwendung von URANS mit einer  $k-\omega$ -Turbulenzmodellierung eingestellt. Für eine Akustiksimulation wird allerdings die Strömungsberechnung mit skalenaufösenden Modellen (z.B. DES, LES) empfohlen [Menter, 2012, S.4; ANSYS, 2011b, S.689], da sie weitaus mehr instationäre Informationen über ein großes Frequenzspektrum liefern können als ein URANS-Modell (vgl. Kapitel 2.4.4).

Gewählt wird in diesem Fall DES mit dem SST  $k-\omega$ -Modell als Feinstrukturmodell. Die Gründe für diese Wahl sind vielfältig: Es hat sich nach [Hilbers, 2013] für das vorliegende Simulationsmodell als geeignet erwiesen. Außerdem ist das Kriterium, dass der  $y^+$ -Wert der ersten Zellschicht einen Wert von 1 haben sollte (was auch für DES gelten muss) durch das generierte Netz (vgl. Kapitel 3.3) erfüllt bzw. in [Hilbers, 2013] nachgewiesen. Eine Simulation mit DES benötigt zudem nur etwas mehr als die Hälfte der Rechenzeit als die Simulation mit LES.

Nicht zuletzt ist das vorhandene Netz vermutlich nicht fein genug um mit LES plausible Ergebnisse zu erhalten. Die Ergebnisse aus [Hilbers, 2013] zeigen, dass mit LES bei einem Anstellwinkel von nur  $\alpha = 8,94^\circ$  bereits ausgeprägte Wirbelablösungen stattfinden, was bei diesem Winkel nicht plausibel erscheint. Gründe hierfür könnten eine nicht ausreichende Netzfeinheit oder die unzureichende Tiefe des Berechnungsgebiets sein. Erst ab einer gewissen Tiefe können sich die Wirbel bei LES voll ausbilden. Ist sie nicht groß genug, entstehen Wirbel, die kaum zerfallen und sehr lange im Berechnungsgebiet verbleiben.

Ein weiterer Grund für die Verwendung des DES-Modells ist, dass es sich besonders für wandnahe aerodynamische Strömungen mit hohen Reynoldszahlen eignet. Dieser Fall ist im betrachteten Simulationsmodell gegeben. Die Reynoldszahlen des Profils  $Re_P$  und des Turms  $Re_T$  können nach Gleichung 3.3 und 3.4 mit der Dichte  $\rho$  und der dynamischen Viskosität  $\eta$  bei  $15^\circ C$  sowie der Sehnenlänge  $L_{Profil}$  und der Anströmgeschwindigkeit  $v_{eff}$  des Profils bzw. dem Turmdurchmesser  $D_{Turm}$  und der Windgeschwindigkeit  $v_w$  bestimmt werden. Mit einer reinen LES-Simulation wäre der Rechenaufwand für die Wirbelaufföfung in den fein vernetzten wandnahen Grenzschichten enorm [ANSYS, 2011a, S.101].

$$Re_P = \frac{\rho \cdot v_{eff} \cdot L_{Profil}}{\eta} = \frac{1,225 \frac{kg}{m^3} \cdot 45,403 \frac{m}{s} \cdot 1,628m}{18 \cdot 10^{-6} Pas} = 5,0304 \cdot 10^6 \quad (3.3)$$

$$Re_T = \frac{\rho \cdot v_w \cdot D_{Turm}}{\eta} = \frac{1,225 \frac{kg}{m^3} \cdot 7 \frac{m}{s} \cdot 2,651m}{18 \cdot 10^{-6} Pas} = 1,263 \cdot 10^6 \quad (3.4)$$

In Abbildung 3.4.2 sind die vorgenommenen Modell- und Lösungseinstellungen des DES-Modells dargestellt.

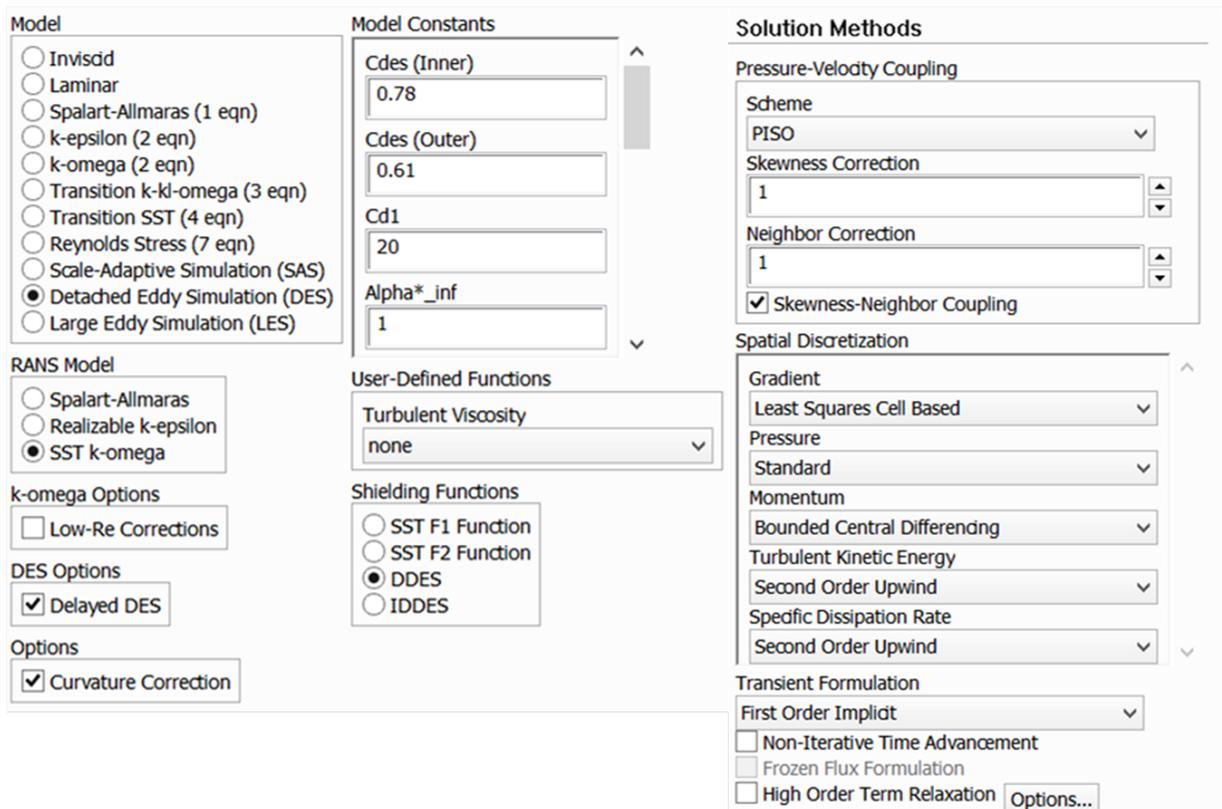


Abbildung 3.4.2. – Modell und Lösungseinstellungen des DES Modells

In den wandnahen Grenzschichten am Turm und am Profil wird das instationäre URANS-Modell verwendet. Im Speziellen wird für die Turbulenzmodellierung das **SST k- $\omega$ -Modell** ausgewählt, welches sich im Rahmen der Masterprojekte bereits bewährt hat. Alle weiteren Einstellungen sollen nun kurz erläutert werden:

- Die Option **Delayed DES** ermöglicht, dass das RANS-Modell in der gesamten Grenzschicht aktiv bleibt und verhindert ein zu frühes Einschreiten des LES-Modells in der Grenzschicht, in der das Netz in der Regel ungeeignet für LES ist [ANSYS, 2011a, S.101].
- Die **Carvature Correction** bewirkt, dass die Berechnung der Turbulenz besser an die Umströmung einer stromlinienförmige Geometrie angepasst wird [ANSYS, 2011a, S.136].
- Als Methode für die Druck-Geschwindigkeits-Kopplung gilt **PISO** für transiente Probleme als besonders gut geeignet [ANSYS, 2011b, S.1322]. Alternativ wurde im Rahmen dieser Thesis auch die Fractional Step Methode ausprobiert, welche in Verbindung mit dem Non-Iterative Time Advancement (NITA, siehe weiter unten)

zu weniger Rechenaufwand führen soll [ANSYS, 2011b, S.1322]. Die Methode stellte sich aber als instabil heraus, da die Berechnung nach ca. neun Zeitschritten aufgrund von Divergenz abgebrochen ist.

- Die Gradientenberechnung geschieht auf Basis der sog. **Least Squares Cell-Based** Methode. Sie soll nach [ANSYS, 2011a, S.659-661] Vorteile bezüglich des Rechenaufwands bieten und ist die Standardeinstellung.
- Die Drucklösung erfolgt mit der **Standardmethode**, die in den meisten Fällen akzeptable Ergebnisse liefert [ANSYS, 2011b, S.1316].
- **Bounded Central Differencing** ist die Standardmethode für LES und DES. Sie ermöglicht die Interpolation der Impulsgleichungen bei einem geringen Maß an Dissipation der Energie der aufgelösten Wirbel [ANSYS, 2011b, S.729].
- Für die Lösung der Gleichungen der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipationsrate wird das **Second Order Upwind** Verfahren gewählt, da es genauere Ergebnisse liefert.
- Mithilfe der Berechnungsmethode **NITA** für transiente Problemstellungen soll die Berechnungsgeschwindigkeit bzw. Effektivität gesteigert werden, indem keine Iterationen zwischen den einzelnen Zeitschritten durchgeführt werden. Nach einer Probeberechnung stellte sich allerdings heraus, dass diese Methode keine merkliche Zeiterparnis bringt.

## 3.5. Akustiksimulation

Die Vorgehensweise bei der Akustikberechnung mit FW-H in ANSYS FLUENT soll im Folgenden Schritt für Schritt erläutert werden.

### 3.5.1. Wahl der Zeitschrittweite

Bevor die Berechnung gestartet werden kann, muss auf die Wahl der Zeitschrittweite ein besonderes Augenmerk gelegt werden. Auf der einen Seite wird die Zeitschrittweite durch die Anforderungen des DES-Modells bestimmt. Andererseits ist die maximale Frequenz  $f_{max}$ , die von der Akustiksimulation produziert werden kann, von der Zeitschrittweite  $\Delta t$  abhängig [FLUENT, 2007, S.10]:

$$f_{max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \quad (3.5)$$

Um das gesamte Frequenzspektrum des menschlichen Hörvermögens von bis zu 20 kHz abdecken zu können, wäre eine Zeitschrittweite von  $\Delta t = 0,000025$  s nötig, was zu einer langen Rechendauer führt. Mit den im Rahmen dieser Thesis zur Verfügung stehenden

Rechnerressourcen beträgt die Rechenzeit dann mehr als zehn Tage.

Die letztendlich gewählte Zeitschrittweite  $\Delta t = 0,00025$  s ermöglicht nach Gleichung 3.5 eine maximale Frequenz von  $2$  kHz und eine Reduktion der Rechenzeit um etwa das Zehnfache. Dies ist ein vertretbarer Kompromiss, da nach [Doolan u. a., 2012, S.7-10] die meiste akustische Energie im Bereich unterhalb dieser Frequenz zu erwarten ist.

### 3.5.2. Berechnung einer statistisch stationären Strömung

Der erste Schritt besteht darin eine erste Strömungsberechnung durchzuführen ohne jegliche Akustikeinstellungen vorzunehmen. Sobald die Strömung einen sog. statistisch stationären Zustand erreicht hat, kann die Berechnung angehalten werden. Mit statistisch stationärem Zustand ist gemeint, dass sich das betrachtete Strömungsfeld vollständig ausgebildet und eingependelt hat, sodass sich die Strömungsgrößen statistisch mit der Zeit nicht mehr ändern. Das Erreichen dieses Zustands vor der Eingabe der Akustischen Einstellungen ist wichtig, um später keine verfälschten Ergebnisse durch große Schalldrucksprünge während des Aufbaus der Strömung zu erhalten.

In der Praxis wird während dieser ersten Berechnungsphase der Verlauf von Auftriebsbeiwert  $c_l$  und Widerstandsbeiwert  $c_d$  aufgezeichnet und beobachtet. Schwanken die Werte einigermaßen gleichmäßig um einen konstanten Wert, ist der statistisch stationäre Zustand erreicht. Alternativ kann man auch einen Punkt an einer für die zu erwartende Strömung signifikanten Stelle, wie z.B. direkt hinter dem Turm, definieren, dessen Geschwindigkeits- oder Druckverlauf beobachtet werden kann.

Stellvertretend für alle untersuchten Anstellwinkel sind in den Abbildungen 3.5.1 und 3.5.2 die Verläufe des Auftriebsbeiwertes  $c_l$  und des Widerstandsbeiwertes  $c_d$  für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 8,94^\circ$  dargestellt. Der statistisch stationäre Zustand liegt beim  $c_l$ -Wert bereits nach ca.  $0,3$  s und beim  $c_d$ -Wert nach ca.  $0,6$  s vor. Maßgebend ist in diesem Fall der Zeitpunkt im  $c_d$ -Verlauf, da ab  $0,6$  s beide Verläufe ein statistisch stationäres Verhalten aufweisen. Nichtsdestotrotz wird die Berechnung erst nach  $1,225$  s (4900 Zeitschritte) pausiert. Der Grund ist, dass der Einfluss des in dieser Thesis im Fokus stehenden Turmvorstaus erst nach dieser Zeit beginnt (ab ca.  $1,4$  s), wodurch die akustischen Quelldaten über einen kürzeren Zeitraum aufgezeichnet und somit Zeit und Speicherplatz gespart werden können.

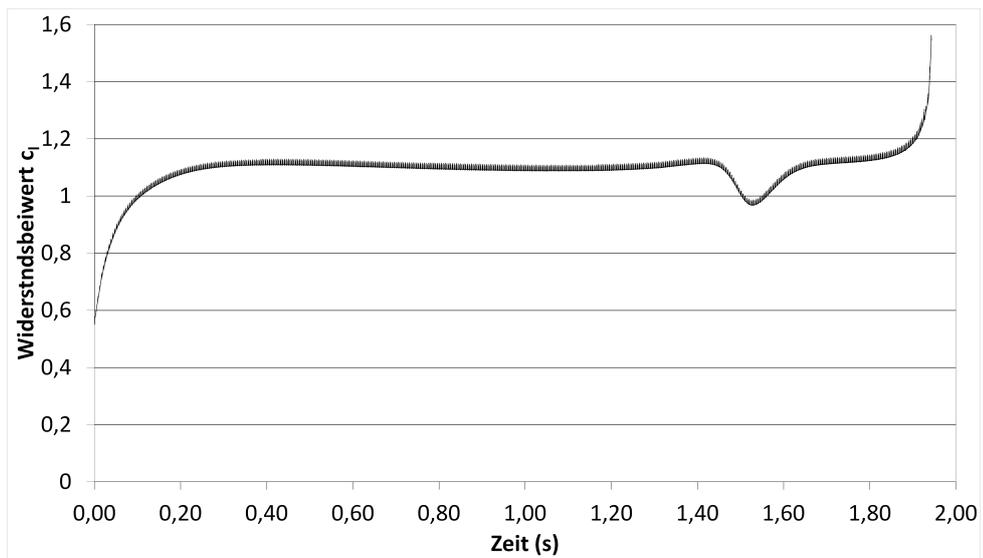


Abbildung 3.5.1. – Verlauf des Auftriebsbeiwertes  $c_l$  beim Anstellwinkel  $\alpha = 8.94^\circ$

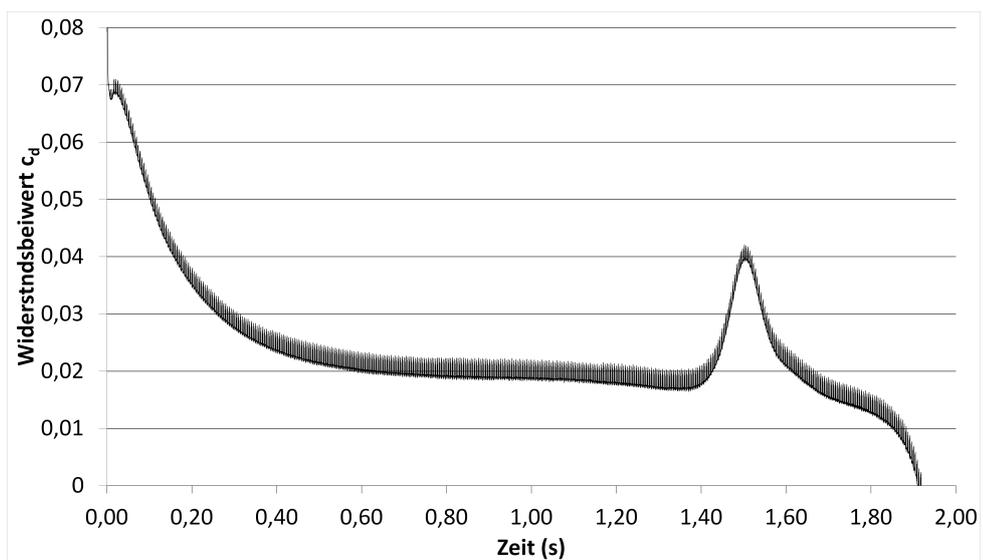


Abbildung 3.5.2. – Verlauf des Widerstandsbeiwertes  $c_d$  beim Anstellwinkel  $\alpha = 8.94^\circ$

### 3.5.3. Verwendung des FW-H-Modells

Nachdem das Strömungsfeld den statistisch stationären Zustand erreicht hat, werden die Einstellungen für die Berechnung der Akustik im Programmfenster des Akustikmodells vorgenommen (vgl. Abbildung 3.5.3).

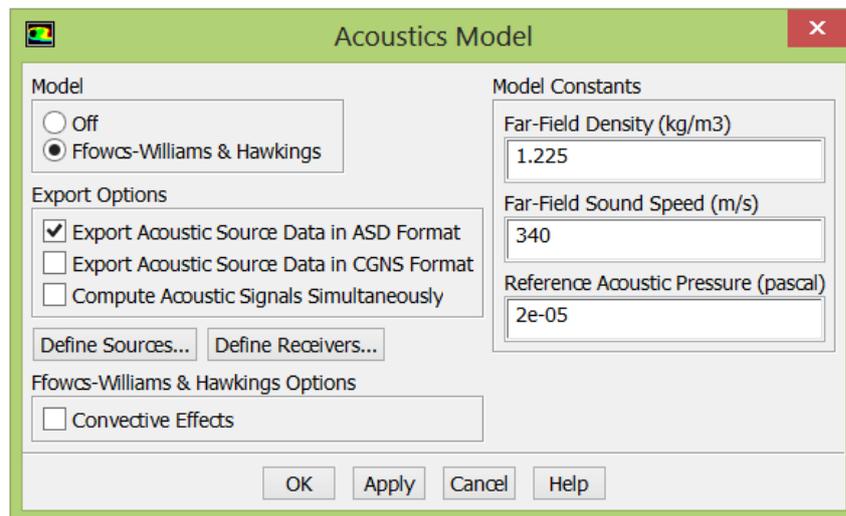


Abbildung 3.5.3. – Einstellungen des Akustikmodells

Verwendet wird das in ANSYS FLUENT implementierte FW-H-Modell. Um die Berechnung des Schallfeldes unabhängig von einer laufenden CFD-Simulation an sich beliebig ändernden Empfängerpositionen durchführen zu können, werden die Druckinformationen auf den in Kapitel 3.5.4 definierten Integrationsflächen aufgezeichnet und im ASD Format gespeichert. Die Option der speicherplatzsparenden simultanen Berechnung der akustischen Signale im Verlauf der transienten Strömungssimulation hat den großen Nachteil, dass man die Empfängerpositionen vor der Simulation definieren muss und danach nicht mehr ändern kann.

Konvektive Effekte werden im Rahmen dieser Simulation nicht berücksichtigt, was bedeutet, dass die Schallausbreitung in einem ruhenden Medium erfolgt. Die Dichte im Fernfeldgebiet wird wie im Strömungsgebiet mit  $1,225 \text{ kg/m}^3$  definiert. Die Schallgeschwindigkeit beträgt  $340 \text{ m/s}$  und der Referenzschalldruck liegt standardmäßig bei  $2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$ .

### 3.5.4. Berechnung der Schallquellen

Aus nicht zu klärenden Gründen kann das Programmfenster für die Einstellung der akustischen Quellflächen nicht geöffnet werden. Es erscheint lediglich eine Fehlermeldung im Texteingabe-Benutzerfenster (Text User Interface, TUI). Bei anderen CFD-Modellen taucht dieses Problem nicht auf. Mithilfe des TUI lassen sich allerdings die Einstellungen trotzdem vornehmen. In Abbildung 3.5.4 ist der Eingabeverlauf dargestellt.

```

/define/models/acoustics> sources
(29 30)
Source Zones(1) [29] profil
Source Zones(2) [30] tower
Source Zones(3) [()] ()
Write Frequency [1]
Number of Time Steps Per File [100]
Source Data Root File Name ["akustik"] |

```

Abbildung 3.5.4. – Definition der Schallquellen im Texteingabe-Benutzerfenster (TUI)

Als Schallquellen werden sowohl die Profil- als auch die Turmoberfläche gewählt. FLUENT legt nun exakt auf die Oberfläche eine Integrationsfläche, auf der die Druckinformationen ermittelt werden. Auf diese Weise können nur Dipolquellen ausgewertet werden, da für die Erfassung von Quadrupolquellen durchlässige Integrationsflächen mit etwas Abstand zu den Oberflächen nötig sind (vgl. Kapitel 2.4.4). Dies bedeutet aber nicht, dass sich dadurch keine brauchbaren Ergebnisse erzielen lassen, da bei kleinen Machzahlen ( $Ma < 1$ ) die Schallgenerierung deutlich von den Dipolquellen dominiert wird (vgl. [Fluent Inc., 2002, S.6] und Kapitel 2.2.3). Mit der Anströmgeschwindigkeit  $v_{eff}$  und der Schallgeschwindigkeit  $c$  ergibt sich nach Gleichung 3.6 eine Machzahl von  $Ma = 0,13$ :

$$Ma = \frac{v_{eff}}{c} = \frac{44,503 \frac{m}{s}}{340 \frac{m}{s}} = 0,13 \quad (3.6)$$

Als Schreibfrequenz wird ein Wert von 1 gewählt, was bedeutet, dass in jedem Zeitschritt akustische Quellinformation gespeichert wird. Für eine bessere Anpassung des später auszuwertenden Zeitbereichs wird alle 100 Zeitschritte eine Speicherdatei im ASD Format erstellt. Zum Schluss wird der gewünschte Name für die Datei festgelegt.

Im Anschluss kann die Strömungsberechnung fortgesetzt werden. Die Druckfluktuationen auf den Quellflächen werden in jedem Zeitschritt aufgezeichnet und gespeichert.

### 3.5.5. Berechnung des Schallfeldes

Die eigentliche Berechnung des Schallfeldes mit FW-H erfolgt erst nach der Strömungsberechnung und ist daher streng genommen reines Postprocessing. Als Erstes werden Empfängerpositionen im Fernfeld außerhalb des Strömungsgebiets definiert. Empfängerpositionen (Receiver) im Strömungsgebiet sind zwar prinzipiell möglich, aber das FW-H-Modell ist grundsätzlich für die Fernfeldberechnung ausgelegt. Da mehrere Positionen definiert werden sollen, wird für eine schnellere Eingabe das TUI verwendet. Die Eingabe der Koordinaten des ersten Receivers ist in Abbildung 3.5.5 dargestellt.

```
/define/models/acoustics> receivers
Enter Number of Acoustic Receivers [24] 24
Set receiver-1
Enter X Coord. (m) [40] 40
Enter Y Coord. (m) [3] 3
Enter Z Coord. (m) [0] 0
Enter Receiver File Name ["rec.0.ard"]
Set receiver-2
Enter X Coord. (m) [36.6] |
```

Abbildung 3.5.5. – Eingabe der Empfängerkoordinaten im Texteingabe-Benutzerfenster (TUI)

Die Berechnung des Schallfelds an den Empfängern mit FW-H erfolgt in einem letzten Schritt. In einer Eingabemaske (vgl. Abbildung 3.5.6) werden die gewünschten akustischen Quellflächen, die Receivers und die auszuwertenden akustischen Quelldateien ausgewählt. Die Möglichkeit, beliebig zwischen den auszuwertenden Integrationsflächen zu wählen, erlaubt es, die Einzelbeiträge von Profil und Turm zur gesamten Schallemission zu bestimmen.

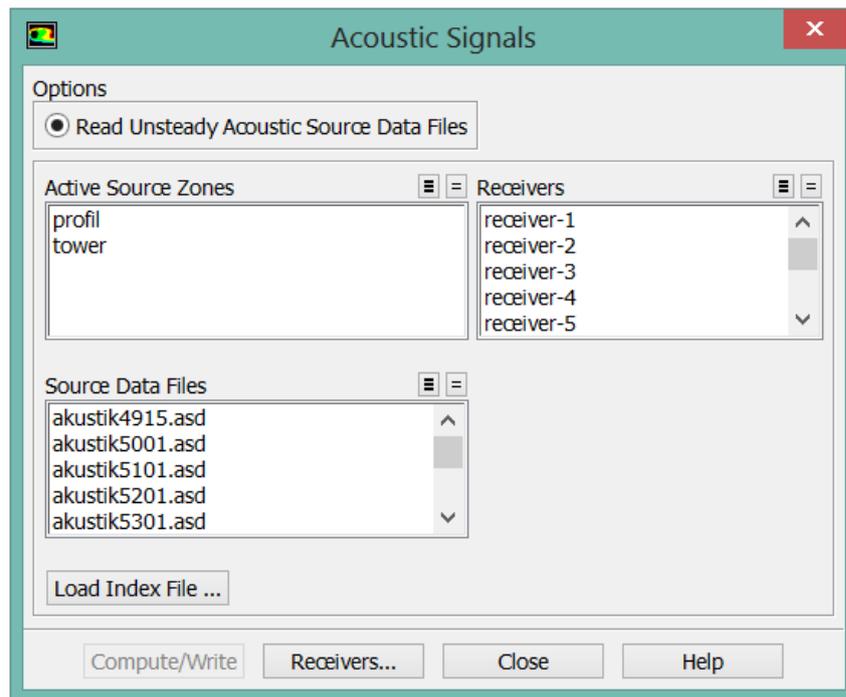


Abbildung 3.5.6. – Eingabemaske zur Berechnung der akustischen Signale

Schließlich erfolgt die Lösung des FW-H-Integrals, indem die akustischen Quellflächeninformationen ausgelesen und zu den Empfängern weitergeleitet werden. Die zeitliche Verzögerung zwischen Emissionszeit und Empfangszeit, die aufgrund der Schallausbreitung mit Schallgeschwindigkeit zustande kommt, wird ebenso berücksichtigt wie die Abschwächung des Schalldrucks durch Dissipationseffekte. Das empfangene zeitabhängige Schalldrucksignal ist daher zeitversetzt und abgeschwächt. Zur Auswertung kann man sich dann den Schalldruckverlauf am Empfänger oder - nach Transformation der Signale in den Frequenzbereich - den Schalldruckpegel über der Frequenz darstellen lassen.

## 4. Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel sollen die Simulationsergebnisse anhand des Schalldruckverlaufs, Frequenzspektrums und Gesamtschalldruckpegels ausgewertet werden. Zunächst sollen aber noch die verwendeten Empfängerpositionen sowie der betrachtete Auswertungszeitraum vorgestellt werden.

### 4.1. Empfängerpositionen

In Abbildung 4.1.1 sind die Positionen der 24 Empfänger (rot) skizziert. Sie befinden sich alle in einem Abstand von  $100\text{ m}$  zum Turmmittelpunkt und haben jeweils einen Winkelabstand von  $15^\circ$  zueinander. Außerdem liegen sie außerhalb des ebenfalls abgebildeten Strömungsgebiets (blau, nicht maßstäblich).

Das Koordinatensystem des CFD-Modells ist in grün skizziert. Die Lage des Koordinatensystems in Bezug zum Turmmittelpunkt ist in Kapitel 3.2 zu finden. Mittels Vektoraddition können die Koordinaten der Empfänger bestimmt werden. Sie liegen alle wie das Strömungsgebiet auf der  $xy$ -Ebene ( $z = 0$ ). Eine Tabelle mit allen Koordinaten ist in Anhang D zu finden.

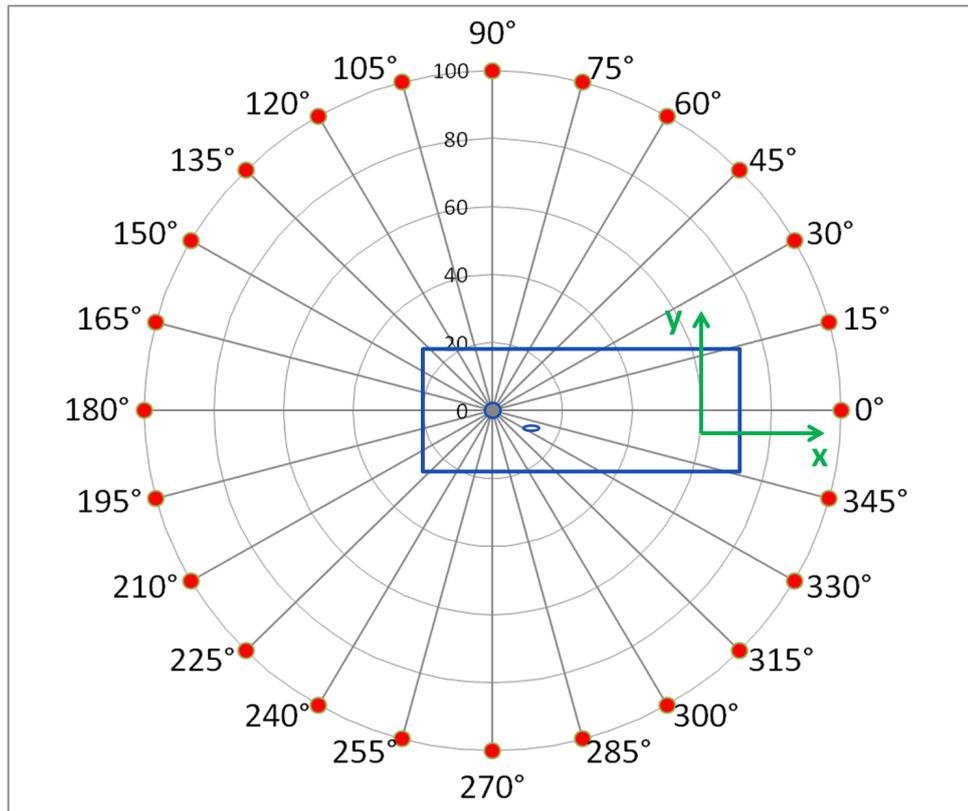


Abbildung 4.1.1. – Skizze der Empfängerpositionen (nicht maßstäblich)

## 4.2. Auswertungszeitraum

In Abbildung 4.2.1 sind die Druckverteilungen der Strömung für einen Anstellwinkel von  $16^\circ$  an wichtigen Zeitpunkten dargestellt. Die Berechnung des Schallfelds wird nach Auswahl der entsprechenden Quelldatei bei Zeitschritt 5300 gestartet. In der Darstellung der Druckverteilung erkennt man, dass zu diesem Zeitpunkt noch kein Einfluss des Turmvorstaus vorliegt. Der Turmeinfluss kommt erst ab einem Zeitschritt von etwa 5700 zum Tragen, was man beispielsweise an der auf den Turm übergehenden Druckblase auf der Saugseite des Profils festmachen kann.

Das Ende des Turmeinflusses ist ca. bei Zeitschritt 6400 erreicht und der Auswertungszeitraum der Akustikberechnung endet bei Zeitschritt 6800. Je nach Anstellwinkel kann das Zeitfenster des Turmeinflusses ganz leicht abweichen. Der genaue Zeitpunkt an dem sich das Profil direkt vor dem Turm befindet ist bei Zeitschritt 6050. Da für diesen Zeitschritt kein Zwischenspeicherungspunkt vorliegt, ist in Abbildung 4.2.1 alternativ die Situation bei Zeitschritt 6100 dargestellt.

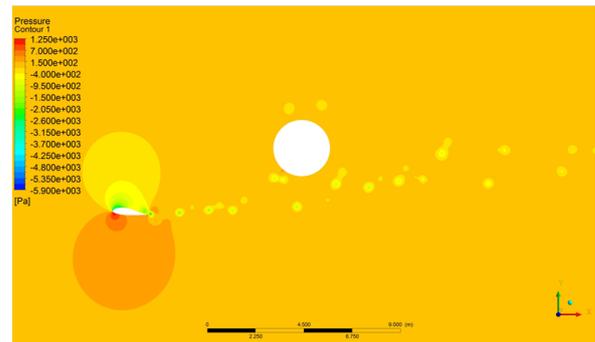
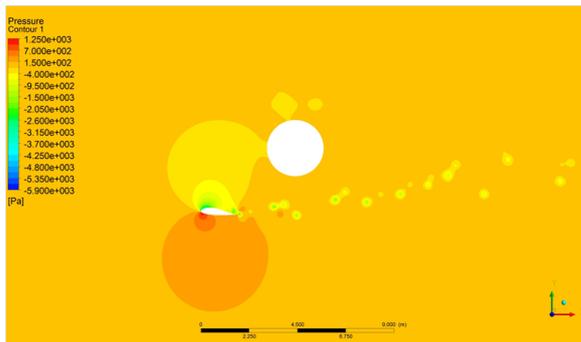
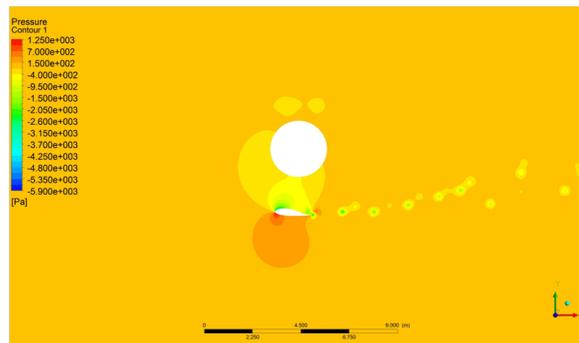
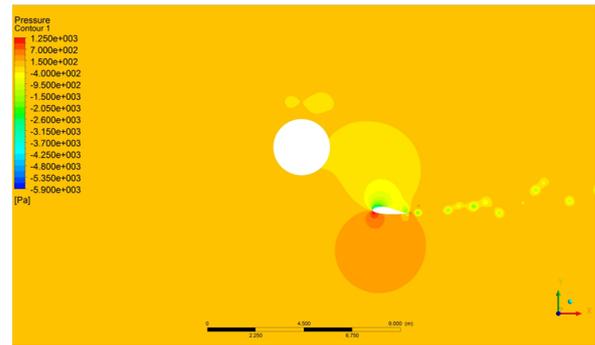
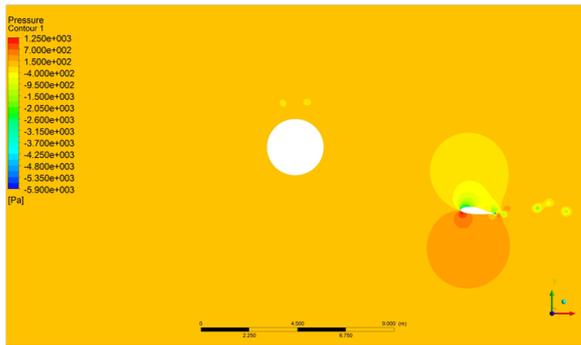


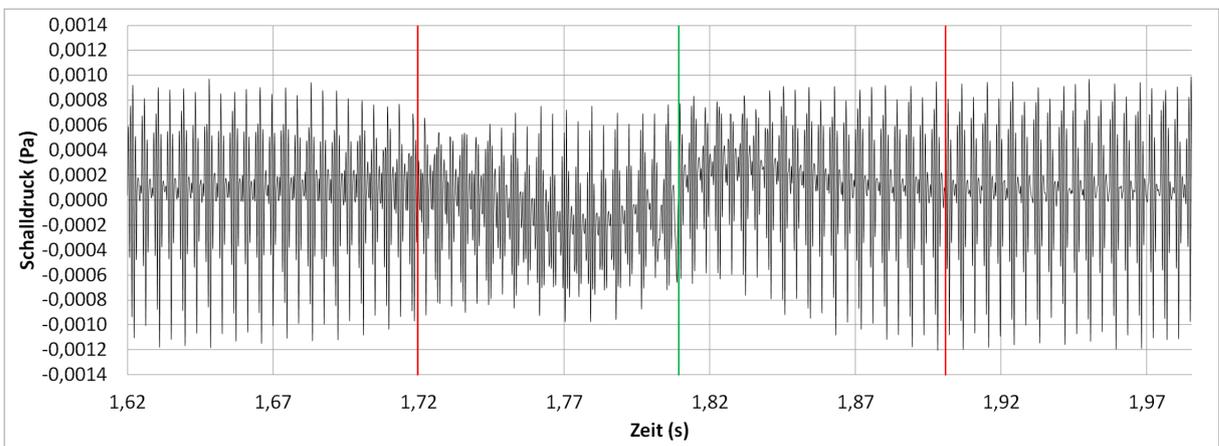
Abbildung 4.2.1. – Druckverteilung der Strömung an relevanten Zeitpunkten

### 4.3. Untersuchung des Schalldruckverlaufs

Während der Akustikberechnung wird der zeitliche Verlauf des Schalldrucks an den einzelnen Empfängern aufgezeichnet. Die Auswertung wird auf die Untersuchung von drei exemplarischen Anstellwinkeln beschränkt.

#### 4.3.1. Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel $0^\circ$

In Abbildung 4.3.1 ist der Schalldruckverlauf an der Empfängerposition  $270^\circ$  bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  dargestellt. Der Wertebereich der vertikalen Achse ist hier im Verhältnis zu den Abbildungen E.0.1 bis E.0.6 auf den Seiten 105 bis 107 verkleinert, um den Verlauf deutlicher darstellen zu können. Für den Vergleich zwischen den Schalldruckverläufen verschiedener Anstellwinkel, sind die Abbildungen in Anhang E besser geeignet.



**Abbildung 4.3.1.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $270^\circ$  beim Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  grad (angepasste Skalierung)

Als Erstes soll ein Blick auf den Zeitversatz zwischen Schallabstrahlung und Schallimmission geworfen werden. Der Auswertungszeitraum des Schalldruckverlaufes beginnt beim Zeitschritt 5300, was bei einer Zeitschrittweite von  $0,00025\text{ s}$  einer Simulationszeit von  $1,325\text{ s}$  entspricht. Auf der Zeitskala beginnt der zeitliche Schalldruckverlauf erst bei ca.  $1,62\text{ s}$ . Der zeitliche Versatz bei der Simulation  $\Delta t_{\text{Versatz,Sim}}$  beträgt:

$$\Delta t_{\text{Versatz,Sim}} = 1,62\text{ s} - 1,325\text{ s} = 0,295\text{ s} \quad (4.1)$$

Für die Berechnung des theoretischen Zeitversatzes  $\Delta t_{\text{Versatz,th}}$  benötigt man die kürzeste Strecke zwischen Schallquelle und Empfänger. Da das Profil sich zu Beginn noch nicht vor dem Turm befindet, liegt die Strecke  $L_{\text{Turm-Empfänger}}$  zwischen Turmoberfläche und

Empfänger. Sie ist die Differenz aus dem Abstand des Empfängers zum Turmmittelpunkt und dem halben Turmdurchmesser:

$$L_{\text{Turm-Empfänger}} = 100 \text{ m} - 0,5 \cdot 2,651 \text{ m} = 98,6745 \text{ m} \quad (4.2)$$

Mit der Schallgeschwindigkeit  $c$  lässt sich dann der theoretische Zeitersatz, also die Zeit, die der Schall für die Strecke vom Turm zum Empfänger benötigt, berechnen:

$$\Delta t_{\text{Versatz,th}} = \frac{L_{\text{Turm-Empfänger}}}{c} = \frac{98,6745 \text{ m}}{340 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 0,290 \text{ s} \quad (4.3)$$

Der Abgleich der Zeitversätze ergibt eine gute Übereinstimmung. Auf Grundlage der in Kapitel 4.2 betrachteten Zeitschritte (vgl. Abbildung 4.2.1) und des Zeitversatzes wird im Schalldruckverlauf der Einfluss des Turmvorstaus ungefähr für den Zeitraum zwischen  $1,72 \text{ s}$  und  $1,90 \text{ s}$  erwartet. Im Diagramm sind Start- und Endzeitpunkt rot markiert. Bei einer Zeit von ca.  $1,81 \text{ s}$  kommt am Empfänger das Signal für die Situation mit dem Profil direkt vorm Turm an (Zeitschritt 6050). Im Diagramm ist der Zeitpunkt mit einer grünen Linie eingezeichnet.

Betrachtet man den Gesamtverlauf in Abbildung 4.3.1 so lässt sich zunächst einmal feststellen, dass definitiv ein Einfluss des Turmvorstaus auf die Schallentwicklung auftritt. Man erkennt, dass der Schalldruck zu Beginn relativ gleichmäßig um einen Wert von ca.  $1 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$  schwankt. Die maximalen Amplitudenwerte liegen bei etwa  $9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ , die minimalen bei ca.  $-11 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Kurz vor  $1,72 \text{ s}$  schwächen die Schalldruckamplituden etwas ab, was darauf schließen lässt, dass sich der Turmvorstaeinfluss bereits ganz leicht bemerkbar macht. Dies geschieht allerdings in einem vernachlässigbaren Rahmen, sodass der betrachtete Beginn des Turmvorstaeinflusses bei  $1,72 \text{ s}$  akzeptabel ist.

Im weiteren Verlauf verschmälert sich der Bereich zwischen positiver und negativer Schalldruckamplitude dann weiter und das Schalldruckgesamtniveau beginnt immer mehr zu sinken, bis es bei etwa  $1,78 \text{ s}$  den niedrigsten Stand erreicht. Zu diesem Zeitpunkt schwanken die Schalldruckwerte um einen Wert von ungefähr  $-2 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Im Folgenden steigt das Schalldruckgesamtniveau wieder an bis es bei ungefähr  $1,83 \text{ s}$  sein Maximum hat. Hier schwingt der Schalldruck um annähernd  $3 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Ab dem Endzeitpunkt des Turmvorstaeinflusses ist ein zeitlicher Verlauf des Schalldruckes wie zu Beginn des Auswertungszeitraums zu beobachten.

Die folgenden beiden Abbildungen zeigen die Schalldruckverläufe der einzelnen, separaten Schallquellen am Empfänger bei  $270^\circ$ . In Abbildung 4.3.2 ist der Schalldruckverlauf des Profils dargestellt und Abbildung 4.3.3 zeigt den Schalldruckverlauf des Turms.

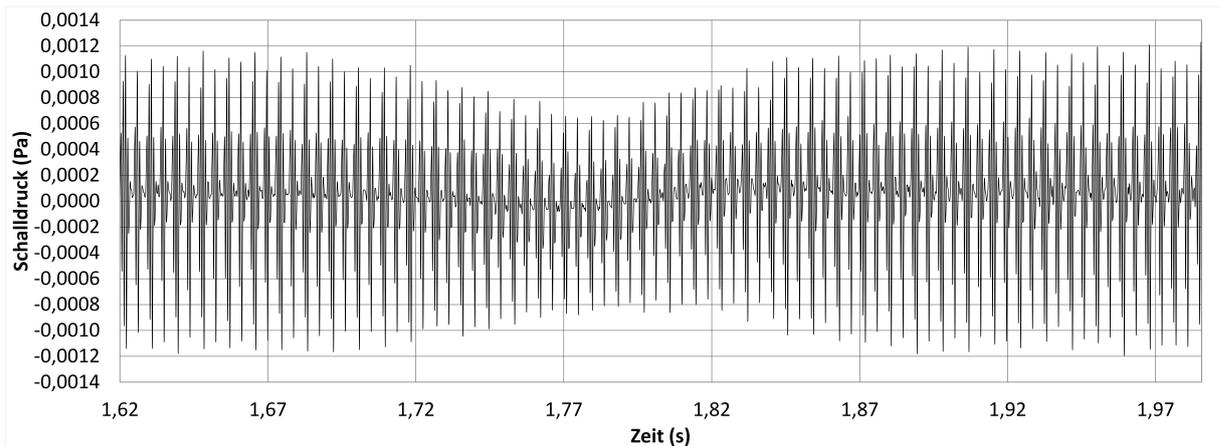


Abbildung 4.3.2. – Schalldruckverlauf des Profils (Empfängerposition  $270^\circ$ ; Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$ )

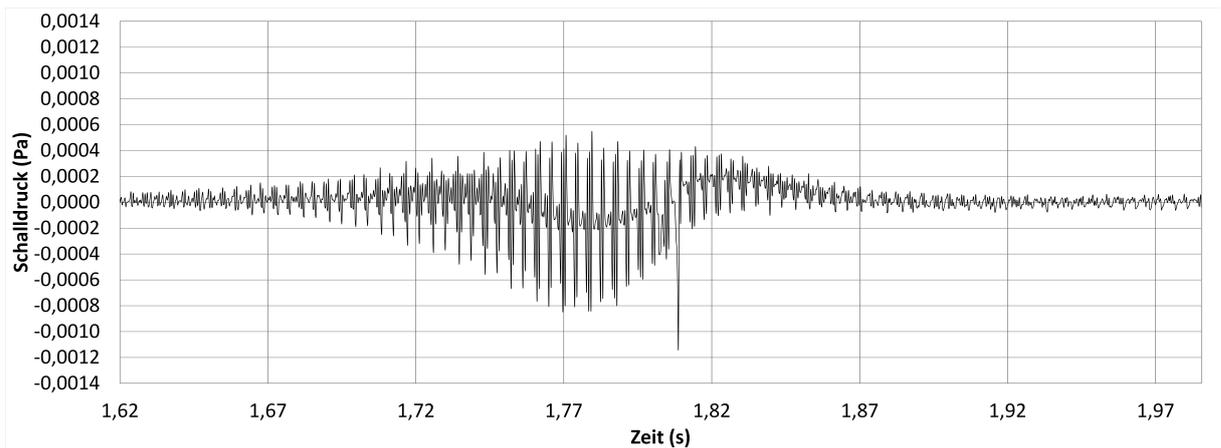


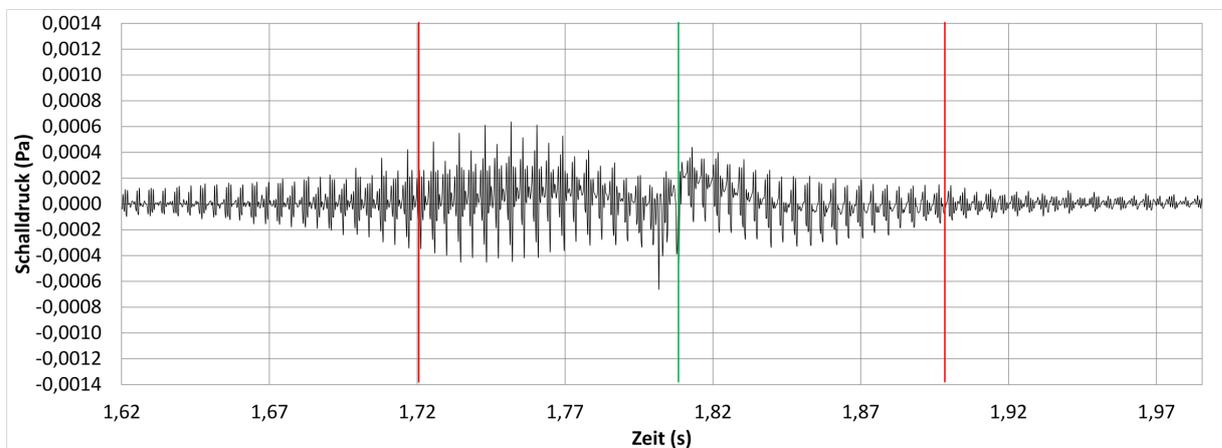
Abbildung 4.3.3. – Schalldruckverlauf des Turms (Empfängerposition  $270^\circ$ ; Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$ )

Beim zum Profil gehörenden Verlauf nimmt die Schallamplitude im Zeitraum des Turmdurchgangs ab. Daraus lässt sich schließen, dass während des Turmdurchgangs im Falle des hier betrachteten Anstellwinkels die Schallimmissionen am Empfänger bei  $270^\circ$  geringer sind als im Zeitraum, in dem sich das Profil jenseits des Turms befindet. Der Turmdurchgang übt daher einen positiven Effekt auf die Schallentwicklung des Profils als Einzelschallquelle aus.

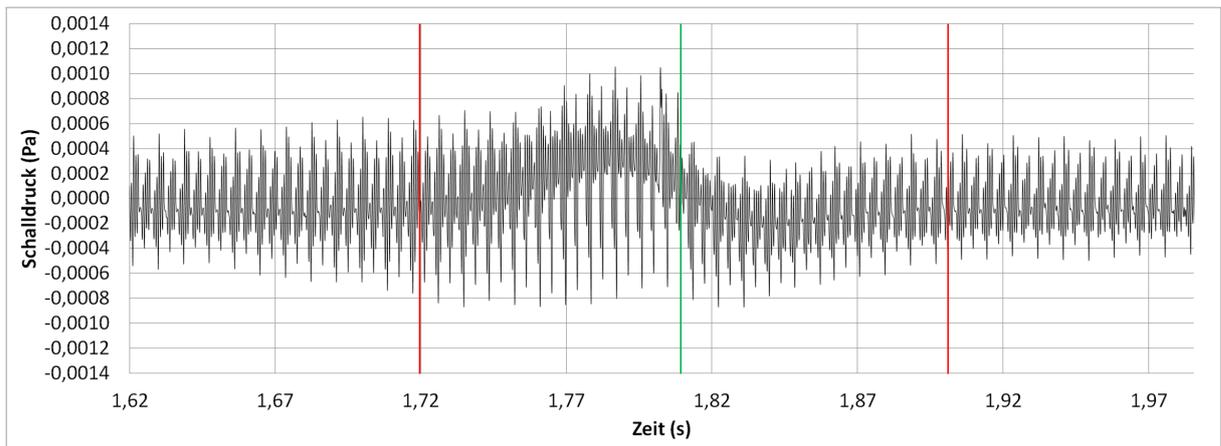
Mit dem Turm als einzige Schallquelle verhält es sich genau umgekehrt. Vor und nach dem Turmdurchgang ist die Schalldruckamplitude sehr klein und während des Durchgangs größer. Mit dem Turm als Einzelschallquelle wird am Empfänger bei  $270^\circ$  folglich während des Turmdurchgangs ein höherer Schalldruckpegel als vor- und nachher erreicht. In Abbildung 4.3.3 fällt außerdem auf, dass bei ca.  $1,81\text{ s}$  der Schalldruck für einen kurzen Moment schlagartig abfällt. Dies könnte der Moment sein, in dem sich das Profil genau vor dem Turm befindet und für kurze Zeit nur noch ein geringer Teil des abgestrahlten Schalls eine geradlinige, direkte Verbindung zum Schallempfänger hat (vgl. Kapitel 2.4.4).

Die Summe der Schalldruckverläufe der Einzelquellen ergibt den Verlauf aus Abbildung 4.3.1. Zumindest für den vorliegenden Anstellwinkel sind an der Empfängerposition von  $270^\circ$  insgesamt geringere Schallimmissionen während des Turmdurchgangs als danach oder davor zu erwarten. Allerdings ist dies aus der Abbildung 4.3.1 schwer zu entnehmen, weshalb zum Vergleich die Gesamtschalldruckpegel nach dem Turmdurchgang (Zeitschritte 6400 bis 7100) und während des Turmdurchgangs (Zeitschritte 5700 bis 6400) berechnet wurden. Während des Turmdurchgangs liegt der Wert des Gesamtschalldruckpegels mit  $26,58\text{ dB}$  etwa  $1\text{ dB}$  niedriger als nach dem Turmdurchgang ( $27,52\text{ dB}$ ).

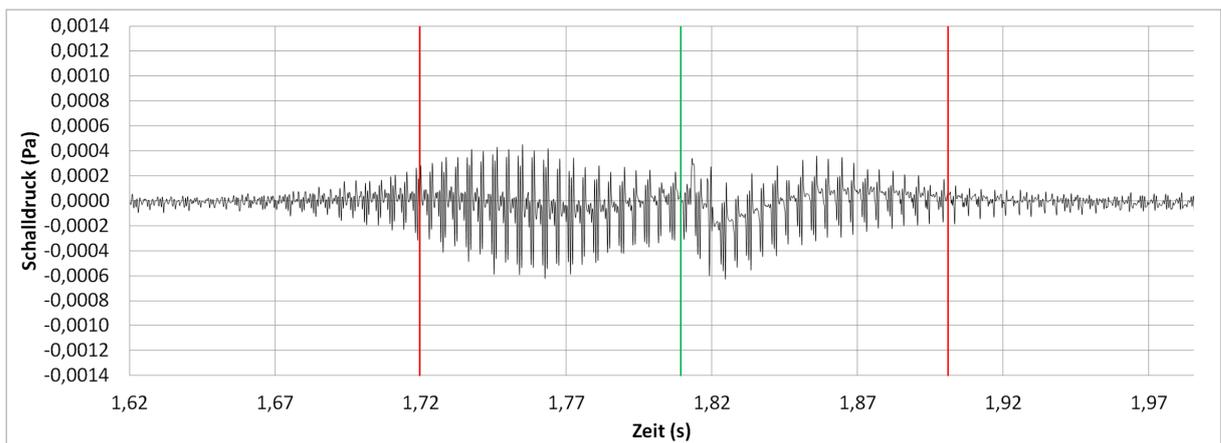
In den nächsten drei Abbildungen (Abbildungen 4.3.4, 4.3.5 und 4.3.6) sind die Schalldruckverläufe an den Empfängerpositionen  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  bei demselben Anstellwinkel von  $0^\circ$  zu sehen.



**Abbildung 4.3.4.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $0^\circ$  beim-Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  (angepasste Skalierung)



**Abbildung 4.3.5.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $90^\circ$  beim-Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  (angepasste Skalierung)



**Abbildung 4.3.6.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $180^\circ$  beim-Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  (angepasste Skalierung)

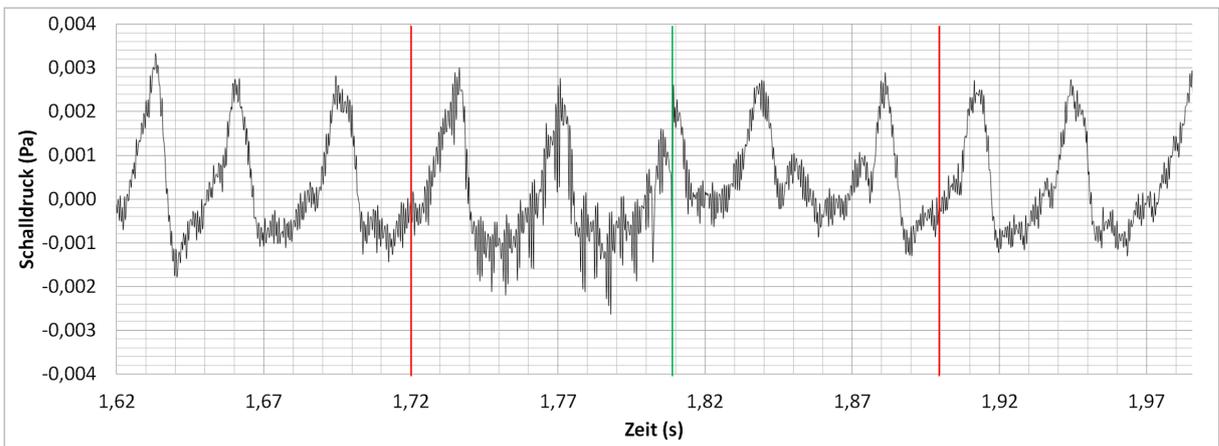
Es fällt auf, dass der Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $90^\circ$  ähnlich dem an Empfängerposition  $270^\circ$  nur mit umgekehrtem Vorzeichen ist. Allerdings wird hier die Spanne zwischen positiver und negativer Schallamplitude zu Beginn des Einflusses des Turmvorstaues größer bis sie kurz nach der grünen Markierung abrupt kleiner wird.

Analog zu den Verläufen bei  $90^\circ$  und  $270^\circ$  liegen auch bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  ähnliche Verläufe mit umgekehrtem Vorzeichen vor. Insgesamt sind die Amplituden bei diesen beiden Winkeln geringer. Zu Beginn sind sie sogar äußerst klein. Dafür ist der Amplitudenan-

stieg ab ca. 1,69 s recht stark. Am Anfang und Ende des Auswertungszeitraums liegt das Schalldruckgesamtniveau bei etwa 0 Pa und weicht über den gesamten Zeitraum nicht so stark ab wie bei 90° und 270°. Der Einfluss des Turmvorstaus auf die Schallentwicklung ist dennoch sehr deutlich erkennbar und im Gegensatz zum Empfänger bei 270° ist an diesen Empfängerpositionen mit deutlich stärkeren Schallimmissionen während des Turmdurchgangs als davor bzw. danach zu rechnen.

### 4.3.2. Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel 16°

In Abbildung 4.3.7 ist der Verlauf des Schalldrucks bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 16^\circ$  an der Empfängerposition 270° zu sehen. Der Verlauf unterscheidet sich deutlich von dem bei 0° Anstellwinkel. Man beachte auch den Wertebereich der vertikalen Achse, der fast dreimal größer als bei  $\alpha = 0^\circ$  ist. Das Schalldruckgesamtniveau schwankt sehr stark. Zudem kann man schnelle, kleine Schalldruckschwankungen um dieses Gesamtniveau herum beobachten.



**Abbildung 4.3.7.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition 270° beim Anstellwinkel  $\alpha = 16^\circ$

Betrachtet man das Profil als Einzelschallquelle, stellt man fest, dass es vor allem die großen Schwankungen verursacht (vgl. Abbildung E.0.10, Seite 109). Für diesen Verlauf ist der Strömungsabriss auf der Saugseite des Profils verantwortlich. Die damit verbundene Ablösung von Wirbeln kann man gut in Abbildung 4.2.1 an den sich von der Profilhinterkante abtrennenden runden Unterdruckfeldern erkennen.

Die Berechnung des Schalldruckverlaufs mit dem Turm als Einzelquelle ergibt eine ähnliche Kurve wie bei  $\alpha = 0^\circ$  mit dem Unterschied, dass die Schalldruckschwankungen etwas unregelmäßiger sind (vgl. Abbildung E.0.11, Seite 110). Der Beitrag des Turms

zum Gesamtschalldruckverlauf in Abbildung 4.3.7 besteht in den stärkeren, dem Schalldruckgesamtniveau untergeordneten Schwankungen zwischen ca. 1,72s und 1,81s.

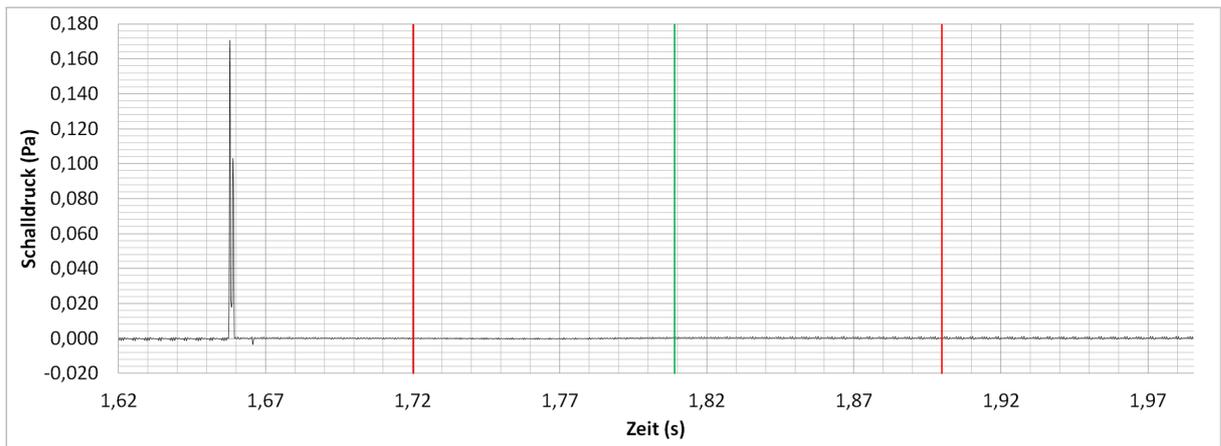
Zusammenfassend kann man feststellen, dass beim Anstellwinkel von  $16^\circ$  an der Empfängerposition  $270^\circ$  der Beitrag des Turms zum Gesamtschalldruck äußerst gering ist. Aufgrund des Abreißen der Strömung und der damit verbundenen großen Druckänderungen an der Profilhinterkante ist das Profil eindeutig die dominante Schallquelle.

In Anhang E auf den Seiten 108 bis 110 sind neben den Verläufen zu den Einzelschallquellen zusätzlich die Schalldruckverläufe an den Empfängern bei  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  zu finden.

### 4.3.3. Schalldruckverlauf beim Anstellwinkel $8,94^\circ$

Als Letztes soll nun der Schalldruckverlauf bei einem Anstellwinkel von  $8,94^\circ$  am Empfänger bei  $270^\circ$  analysiert werden. Der in Abbildung 4.3.8 dargestellte Verlauf weist einen massiven Ausschlag des Schalldruckes auf etwa  $0,17 Pa$  bei ca.  $1,66 s$  auf. Unmittelbar danach erfolgt ein weiterer Ausschlag der Kurve auf ca.  $0,1 Pa$ . Solche impulsartigen Schalldruckausschläge sind typisch für einen Knall.

Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich an einem Fehler im Modell, denn es wird während der Simulation keine Überschallgeschwindigkeit erreicht, wodurch solch ein Knall hervorgerufen werden könnte. Außerdem befindet sich das Profil noch in weiter Entfernung zum Turm und der Anstellwinkel ist noch gering, sodass außergewöhnlich starke Druckschwankungen in der Strömung ausgeschlossen werden können. Auch die Verläufe der  $c_w$ - und  $c_t$ -Werte (vgl. Abbildungen 3.5.1 und 3.5.2) zeigen keine besonderen Auffälligkeiten. Zudem liefert eine Wiederholung der Simulation die gleichen Ergebnisse.



**Abbildung 4.3.8.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $270^\circ$  beim Anstellwinkel  $\alpha = 8,94^\circ$

Wenn man den Skalenbereich der vertikalen Achse auf  $-4 \cdot 10^{-3}$  bis  $+4 \cdot 10^{-3}$  verkleinert, kann man erkennen, dass der weitere Verlauf des Schalldruckpegels durch den Impuls stark beeinflusst wird. Das Schalldruckgesamtniveau ist nach dem Impuls angehoben und die Schalldruckamplitude plötzlich deutlich kleiner als vorher (vgl. Abbildung E.0.15, Seite 112). Wird die Akustikberechnung erst nach dem Impuls ab Zeitschritt 5500 begonnen findet man einen relativ gleichmäßigen Verlauf vor, der abgesehen von stärkeren Schalldruckschwankungen demjenigen bei  $\alpha = 0^\circ$  ähnelt und eher den Erwartungen entspricht (vgl. Abbildung E.0.16, Seite 113).

Verwendet man die Profiloberfläche als alleinige Schallquelle findet man ebenfalls den impulsartigen Ausschlag mit der gleichen Amplitude von  $0,17 Pa$  vor (vgl. Abbildung E.0.17, Seite 113). Der Turm als Einzelschallquelle wiederum ruft diesen Impuls nicht hervor. Im Schalldruckverlauf sind lediglich zwei etwas stärkere Amplitudenwerte direkt vor- und nach  $1,66 s$  zu erkennen (vgl. Abbildung E.0.18, Seite 114).

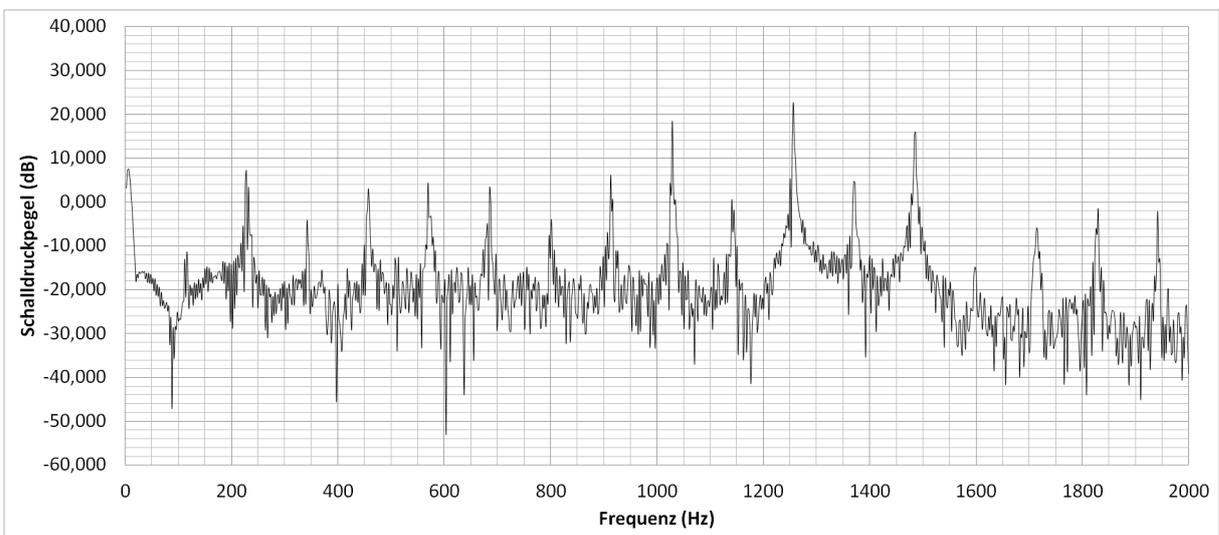
Die Ursache für diesen impulshaften Ausschlag kann letztendlich nicht genau geklärt werden. Plausibel erscheint dieser Schalldruckverlauf aus den bereits genannten Gründen jedoch nicht. In den Abbildungen E.0.12 bis E.0.14 auf den Seiten 111 bis 112 befinden sich ergänzend die Schalldruckverläufe der Empfänger bei  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$ . Alle weisen einen mehr oder weniger ausgeprägten Amplitudenausschlag auf.

## 4.4. Untersuchung des Frequenzspektrums

Mithilfe der Fast Fourier Transformation (FFT) lassen sich die am Empfänger aufgezeichneten Schalldrucksignale in den Frequenzbereich transformieren. Als Ergebnis erhält man die Darstellung des Schalldruckpegels in dB über der Frequenz in Hz. Weitere Informationen zur FFT sind z.B. in [Fluent Inc., 2002, S.6-9] zu finden.

### 4.4.1. Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $0^\circ$

Abbildung 4.4.1 zeigt den Verlauf des Schalldruckpegels am Empfänger bei  $270^\circ$  in Abhängigkeit der Frequenz für den Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$ .



**Abbildung 4.4.1.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $270^\circ$ ; Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$ )

Der Verlauf befindet sich überwiegend im negativen Schalldruckpegelbereich und weist einzelne Spitzen auf, die in den positiven Wertebereich hineinreichen. Die negativen Schalldruckpegel entstehen, weil die Schalldrücke der Schallwellen mit den entsprechenden Frequenzen kleiner sind als der Referenzschalldruck und dadurch durch die Logarithmierung in Gleichung 2.6 negative Werte entstehen.

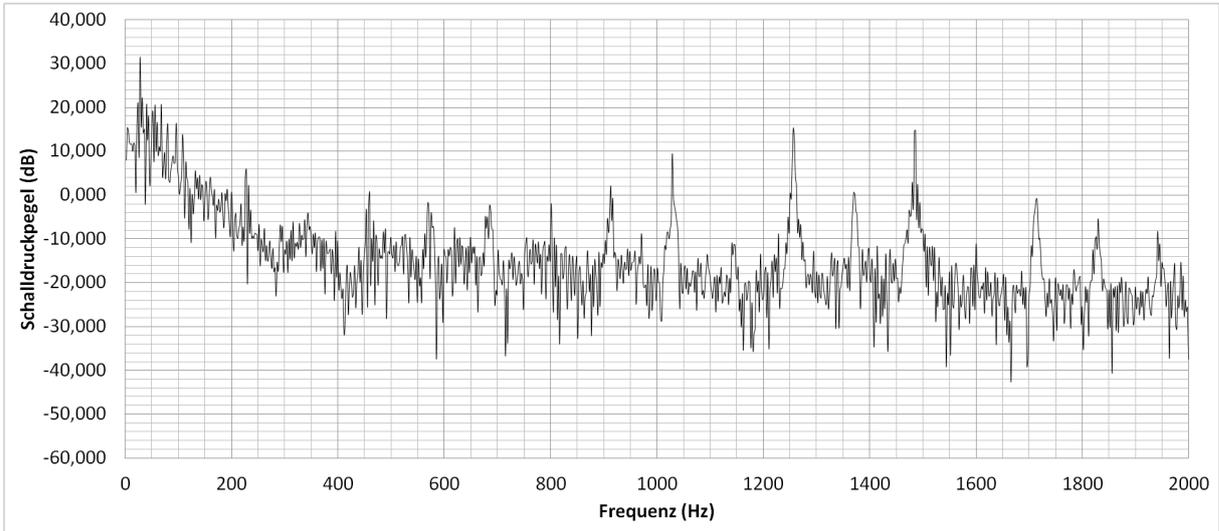
Der maximale Schalldruckpegel von ca.  $22 \text{ dB}$  liegt bei einer Frequenz von ca.  $1250 \text{ Hz}$ . Das bedeutet, dass die von den Schallquellen mit einer Frequenz von  $1250 \text{ Hz}$  abgestrahlten Schallwellen die höchste Schalldruckamplitude aufweisen. Weitere markante Stellen sind bei ca.  $1025 \text{ Hz}$  mit einem Schalldruckpegel von  $18 \text{ dB}$  und bei ca.  $1490 \text{ Hz}$  mit

einem Schalldruckpegel von  $16 \text{ dB}$  zu erkennen. Hinzu kommen neben zwei Schalldruckpegelspitzen mit  $9 \text{ dB}$  bei ca.  $12 \text{ Hz}$  und  $225 \text{ Hz}$  ein paar unregelmäßig über das Frequenzspektrum verstreute Spitzen mit kleinen dB-Werten.

Da die Schalldruckpegelspitzen breit über den gesamten Frequenzbereich verteilt sind und der Verlauf der Kurve kontinuierlich und schwankend ist, liegen keine reinen Töne vor. Das entstehende Geräusch kann vielmehr als ein breitbandiges Rauschen interpretiert werden. Man darf jedoch nicht vergessen, dass das hier dargestellte Frequenzspektrum eine Zusammenfassung aller über den ausgewerteten Zeitraum stattfindenden Schallereignisse ist. Das Geräusch muss folglich nicht über den gesamten Zeitraum identisch sein, sondern kann unter Umständen variieren. In Anhang F auf den Seiten 115 bis 116 sind weitere Frequenzspektren für die Empfänger bei  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  dargestellt. Sie weisen alle einen ähnlichen Verlauf mit dem Maximalwert bei  $1250 \text{ Hz}$  auf. Die Frequenzspektren bei den Empfängerpositionen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  haben ein insgesamt niedrigeres Schalldruckpegelniveau als die beiden anderen.

### 4.4.2. Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $16^\circ$

Betrachtet man das Frequenzspektrum an der Position bei  $270^\circ$  für die Simulation mit  $\alpha = 16^\circ$ , lässt sich vor allem ein starker Schallpegelanstieg im niederfrequenten Bereich beobachten (vgl. Abbildung 4.4.2).



**Abbildung 4.4.2.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $270^\circ$ ; Anstellwinkel  $\alpha = 16^\circ$ )

Im Frequenzbereich oberhalb von etwa  $800\text{ Hz}$  ändert sich der Schalldruckpegelverlauf nur leicht. Die dominierenden Frequenzen bleiben in diesem Bereich erhalten, die Spitzenwerte des Schalldruckpegels sinken allerdings. Der Maximalwert reduziert sich im Vergleich zum in Abbildung 4.4.1 dargestellten Frequenzspektrum beispielsweise um ca.  $6\text{ dB}$  auf nur noch  $16\text{ dB}$ .

Unterhalb von  $800\text{ Hz}$  ändert sich das Frequenzspektrum drastisch. Der Kurvenverlauf erscheint kompakter mit weniger ausgeprägten Spitzenwerten. Im niederfrequenten Bereich mit Frequenzen kleiner als  $400\text{ Hz}$  steigt das Gesamtniveau mit sinkender Frequenz immer mehr an. Der maximale Schalldruckpegel mit einem Wert von etwa  $31\text{ dB}$  ist schließlich bei einer Frequenz von ca.  $25\text{ Hz}$  zu finden.

Der Ursache für den veränderten Verlauf im niederfrequenten Bereich könnte in der Wirbelablösung liegen. Dazu lohnt ein Blick auf Abbildung 4.4.3, in der die momentane Druckverteilung am Profil bei Zeitschritt 6000 dargestellt ist. Die sich einigermaßen regelmäßig an der Hinterkante des Profils bildenden Wirbel - erkennbar an den kreisrunden Bereichen

mit negativem Druck - erzeugen direkt auf der festen Profloberfläche Gebiete mit periodische Druckschwankungen. Diese Schwankungen wiederholen sich nun periodisch mit der Frequenz der sich ablösenden Wirbel. Da die Druckschwankungen auf der Oberfläche mit der Entstehung von Schall verbunden sind, werden von der Oberfläche Schallwellen mit der gleichen Frequenz abgestrahlt.

Aufgrund der niedrigen Ablösefrequenzen der Wirbel liegt es daher nahe, dass die Wirbelablösungen für den Anstieg des Frequenzspektrums im tieffrequenten Bereich verantwortlich sind. Die Frequenzspektren für die Empfänger bei  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  sind in Anhang F auf den Seiten 117 bis 118 zu finden.

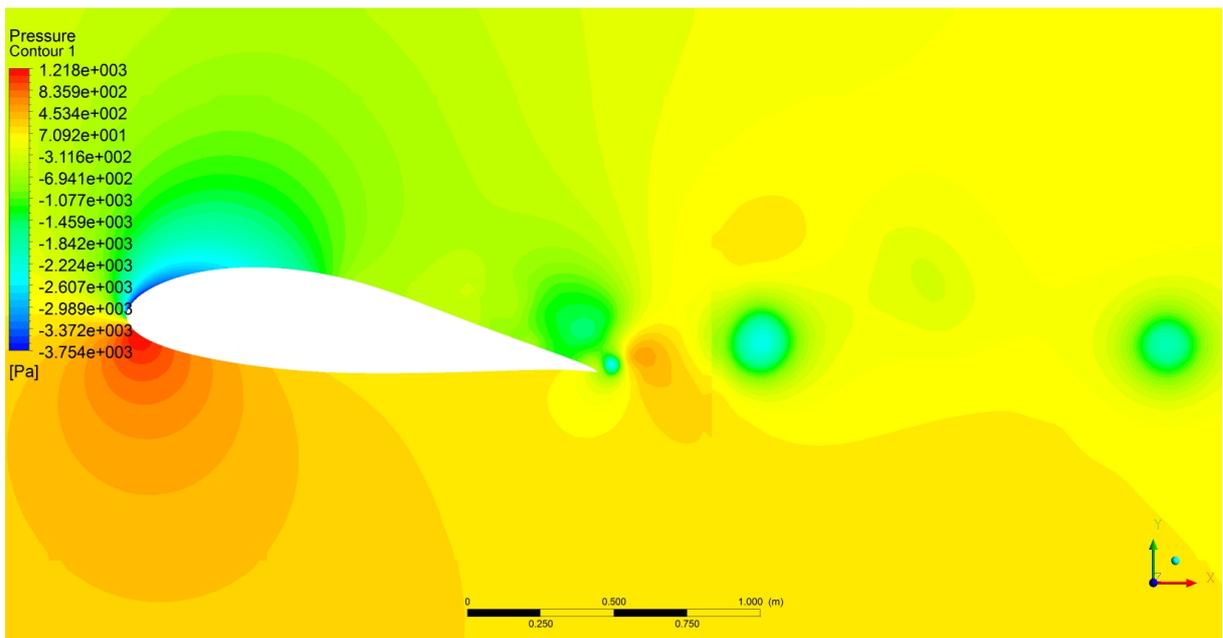
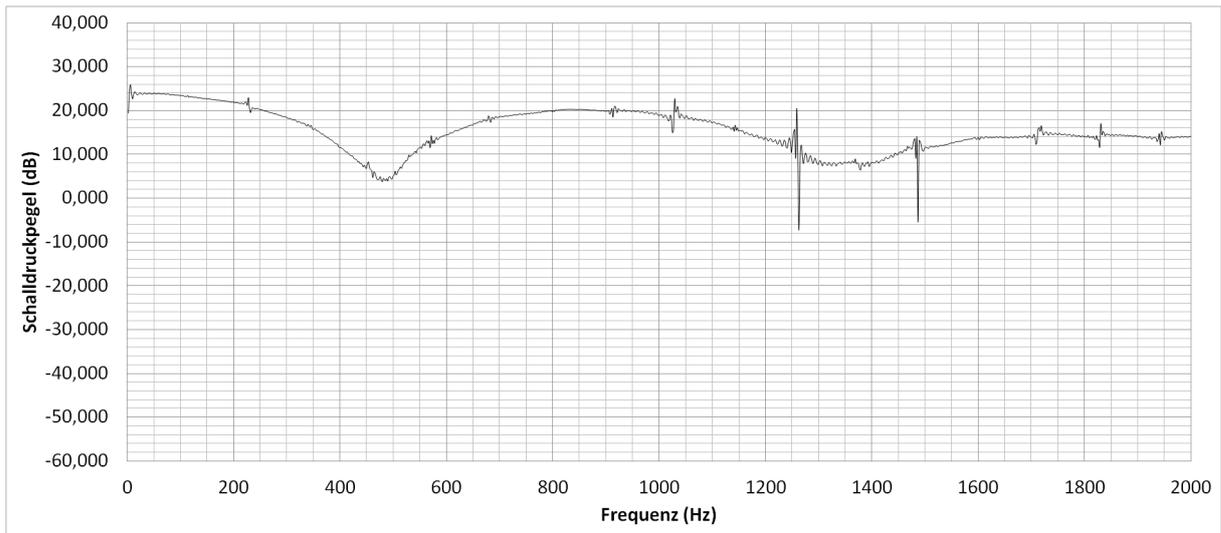


Abbildung 4.4.3. – Momentane-Druckverteilung-im-Bereich-des-Profiles-bei-Zeitschritt-6000

### 4.4.3. Untersuchung des Frequenzspektrums beim Anstellwinkel $8,94^\circ$

Abbildung 4.4.4 zeigt das Frequenzspektrum an Empfängerposition  $270^\circ$  für einen Anstellwinkel von  $8,94^\circ$ . Die Auswirkungen des Knalls sind deutlich erkennbar. Ausgeprägte Schalldruckpegelspitzen sind nicht mehr vorhanden, sondern der Pegel bleibt über den gesamten Frequenzbereich weitgehend auf einem konstant hohen Niveau.



**Abbildung 4.4.4.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $270^\circ$ ; Anstellwinkel  $\alpha = 8,94^\circ$ )

In Anhang F auf den Seiten 119 bis 120 sind die Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz an den Empfängern bei  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$  dargestellt. Es fällt auf, dass sich der Knall bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  weniger bemerkbar macht. Für den Fall, dass die Akustikberechnung erst nach dem Knall ab Zeitschritt 5500 gestartet wird, erhält man an der Empfängerposition bei  $270^\circ$  einen plausibleren Verlauf (vgl. Abbildung F.0.10, Seite 120), der qualitativ besser mit den Frequenzspektren der Anstellwinkel  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = 16^\circ$  übereinstimmt.

## 4.5. Untersuchung des Gesamtschalldruckpegels

Als letzter Punkt sollen die Gesamtschalldruckpegel untersucht werden. Dazu werden zu jedem Anstellwinkel die verschiedenen Gesamtschalldruckpegel an den 24 Empfängerpositionen notiert und mit Excel ausgewertet. Die Pegelwerte werden in FLUENT nach der Fast-Fourier-Transformation als sog. OASPL-Wert (Overall Sound Pressure Level) mit der Einheit dB im TUI ausgegeben. Eine Tabelle mit allen ermittelten Werten ist in Anhang D zu finden.

In Abbildung 4.5.1 sind für alle sieben Anstellwinkel die Gesamtschalldruckpegel in Abhängigkeit des Winkels der Empfängerposition dargestellt. Die dargestellten Kurvenverläufe zwischen den einzelnen Datenpunkten sind interpoliert. Dies gilt im Übrigen auch für alle weiteren Kurven in diesem Kapitel.

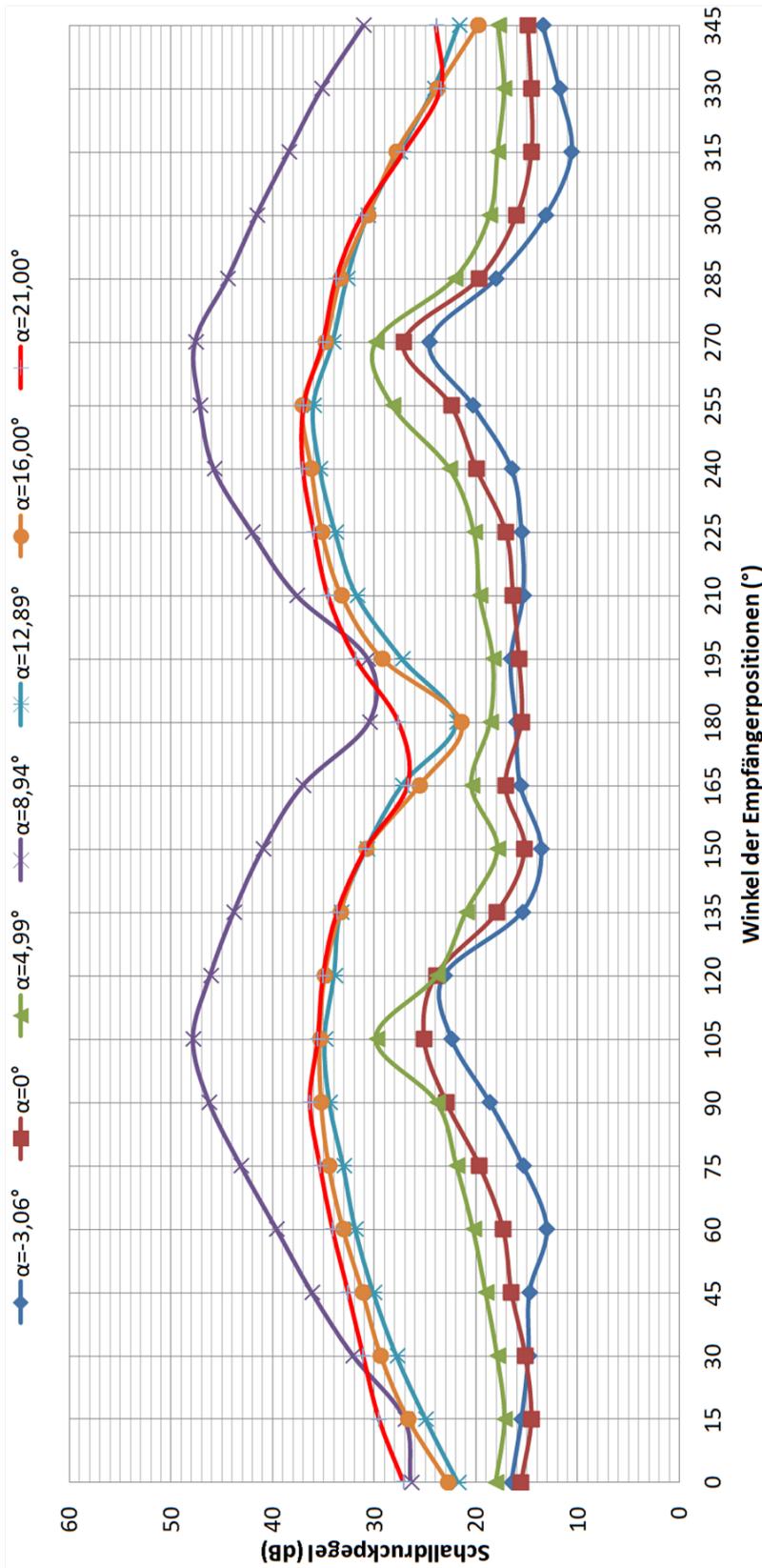


Abbildung 4.5.1. – Gesamtschalldruckpegel in Abhängigkeit der Empfängerpositionen in 100 m Entfernung zum Turmmitelpunkt

Auf den ersten Blick fällt auf, dass mit jedem nächstgrößeren Anstellwinkel eine Erhöhung des zugehörigen Schalldruckpegelverlaufs verbunden ist. Lediglich die dem Anstellwinkel  $\alpha = 8,94^\circ$  zuzuordnende Kurve entzieht sich dieser Regel. Der Schalldruckpegel ist über fast alle Empfängerpositionen hinweg unverhältnismäßig höher. Der Grund hierfür ist der bereits in Kapitel 4.3 beschriebene immens große Amplitudenausschlag im Schalldruckverlauf. Unter Vernachlässigung dieses Amplitudenausschlags würde die Kurve wahrscheinlich knapp oberhalb der zum Anstellwinkel  $\alpha = 4,99^\circ$  gehörenden Kurve verlaufen.

Ein Indiz für diese Annahme ist durch die Tatsache gegeben, dass in einer ergänzend durchgeführten Berechnung, die durch Anpassung des Auswertungszeitraumes den starken Amplitudenausschlag nicht enthält, an der Empfängerposition bei  $270^\circ$  ein Gesamtschalldruckpegel von  $30,39 \text{ dB}$  ausgegeben wird. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass die Vergleichbarkeit dieses Wertes mit denen der anderen Anstellwinkel eingeschränkt ist, da sich die Auswertungszeiträume unterscheiden. Aus diesem Grund wird auch auf die Auswertung an den anderen 23 Empfängerpositionen verzichtet.

Ein weiterer Aspekt, der aus Abbildung 4.5.1 abgeleitet werden kann, ist, dass die maximalen Schalldruckpegel bei allen untersuchten Anstellwinkeln an den Empfängerpositionen vor und hinter dem Turm und die Minimalwerte links und rechts vom Turm vorliegen. Dazu lohnt ergänzend der Blick auf Abbildung 4.5.2, in der die Schalldruckpegelverläufe bzw. Richtcharakteristika zu den einzelnen Anstellwinkeln in einem Polardiagramm dargestellt sind.

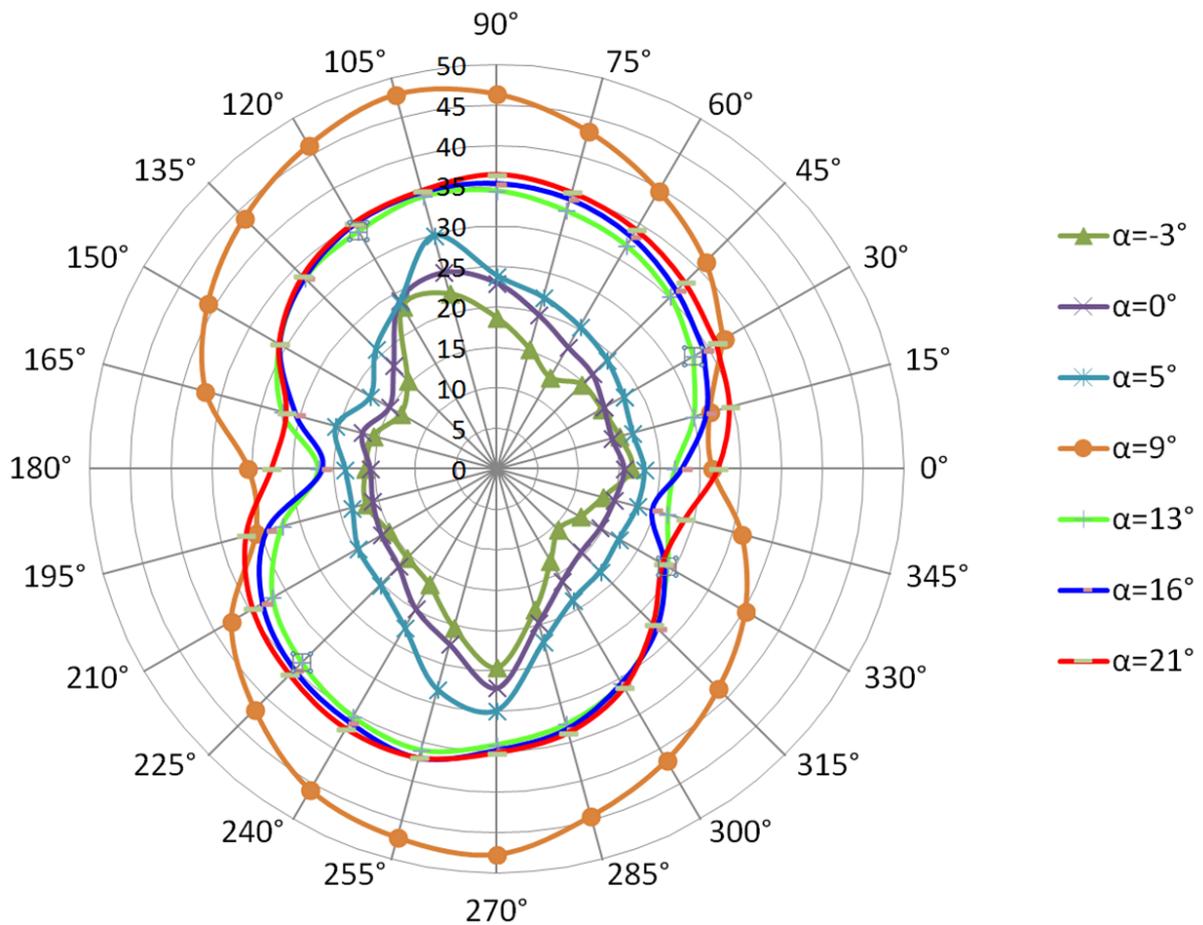
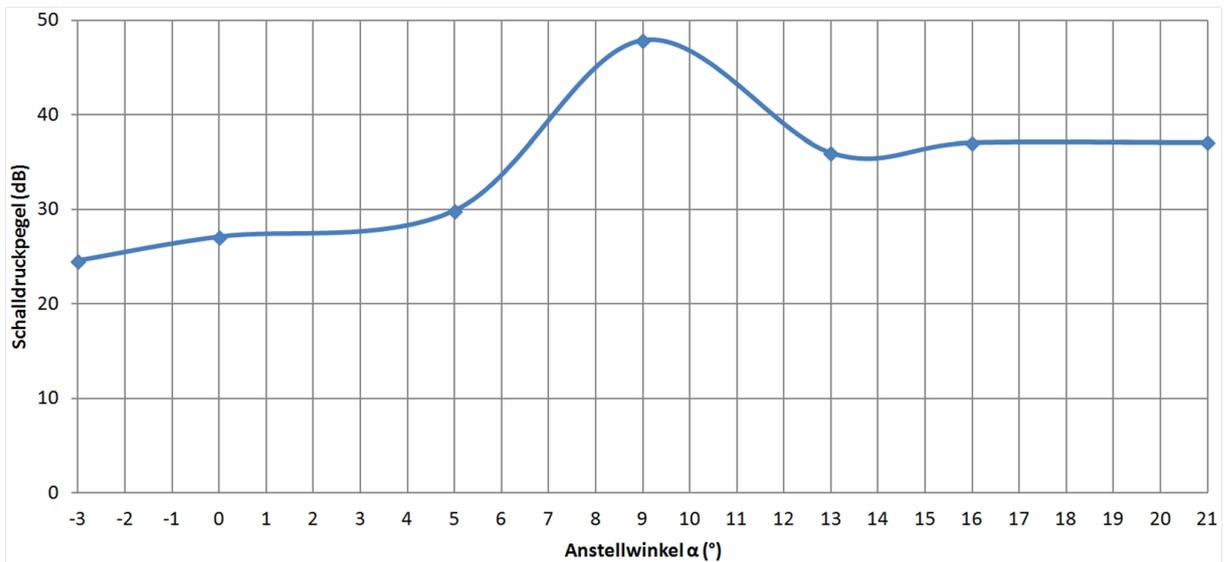


Abbildung 4.5.2. – Darstellung der Richtcharakteristika aller Anstellwinkel

Man kann eine regelrechte Gruppierung zweier unterschiedlicher Verlaufsarten beobachten, wobei die Änderung des Verlaufs zwischen den Kurven zu den Anstellwinkeln  $\alpha = 4,99^\circ$  und  $\alpha = 12,89^\circ$  erfolgt. Die zu den drei kleinsten Anstellwinkeln gehörenden Kurven verlaufen über einen weiten Winkelbereich relativ konstant bei niedrigen Schalldruckpegeln und weisen kurz vor und nach ihren Maximalwerten die größte Steigung auf. Die Kurvenverläufe der drei größten Anstellwinkel hingegen besitzen die größte Steigung unmittelbar vor und nach den minimalen Schalldruckpegeln und haben über weite Bereiche ein hohes Schalldruckpegelniveau.

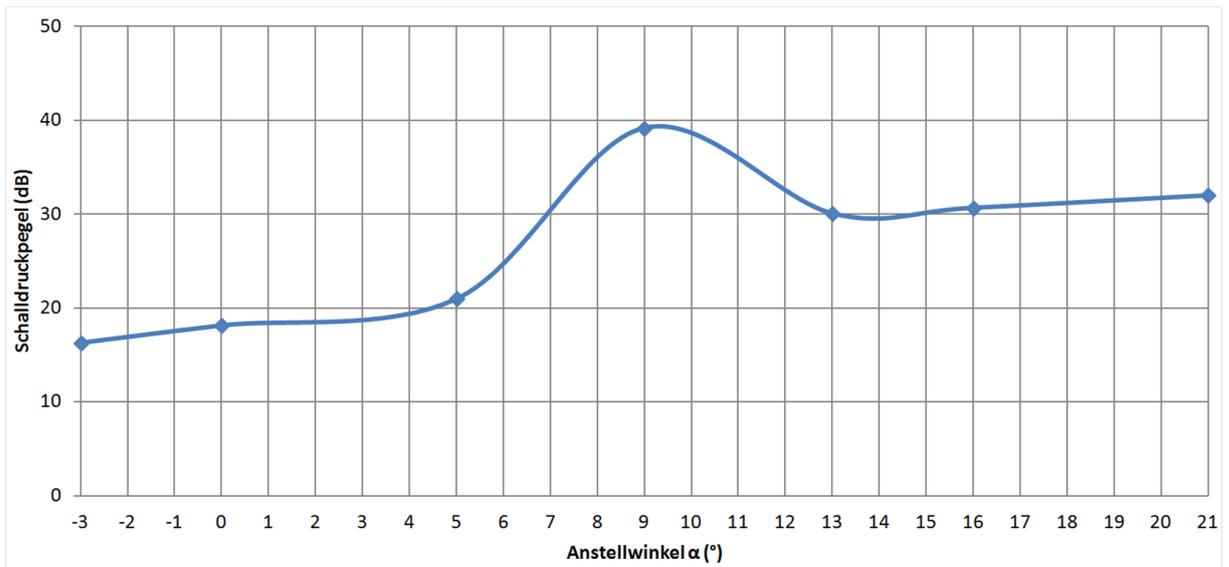
Zwischen den Kurven zu den Anstellwinkeln  $\alpha = -3,06^\circ$ ,  $\alpha = -0^\circ$  und  $\alpha = 5^\circ$  ist mit steigendem Anstellwinkel an allen Empfängern eine einigermaßen starke Zunahme des Schalldruckpegels zu verzeichnen. Zwischen den Kurven der drei größten untersuchten Anstellwinkel lässt sich nur eine sehr geringe Veränderung des Schalldruckpegels ausmachen. Diese Beobachtung lässt sich auch bei der Betrachtung der maximalen Schall-

druckpegel je Anstellwinkel machen. Dazu sind in Abbildung 4.5.3 die jeweils maximalen Gesamtschalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels dargestellt. Unter Vernachlässigung des unverhältnismäßigen maximalen Schalldruckpegels bei  $\alpha = 8,94^\circ$  ist mit größer werdendem Anstellwinkel ein Anstieg des Pegels verbunden. Die Größe der Schalldruckpegeländerung fällt jedoch bei den drei größten Anstellwinkeln geringer aus.



**Abbildung 4.5.3.** – Darstellung der maximalen Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels

Berechnet man pro Anstellwinkel den arithmetischen Mittelwert aus allen Gesamtschalldruckpegeln der 24 Empfänger, erhält man einen sehr ähnlichen Kurvenverlauf (vgl. Abbildung 4.5.4). Der einzige Unterschied zum vorherigen Diagramm ist neben der durch die Mittelwertbildung niedrigeren Werte, dass der Anstieg Pegelanstieg zwischen  $\alpha = 16^\circ$  und  $\alpha = 21^\circ$  größer ausfällt.



**Abbildung 4.5.4.** – Darstellung der arithmetisch gemittelten Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels

In Abbildung 4.5.5 sind die an den Empfängerpositionen  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  und  $270^\circ$  ermittelten Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels dargestellt. Es lässt sich wie bereits in den Abbildungen 4.5.1 und 4.5.2 erkennen, dass der Schalldruckpegel luv- und leeseitig der modellierten WEA generell größer ist. Zudem kann man beobachten, dass sich die Auswirkung des beim Anstellwinkel  $8,94^\circ$  auftretenden Knalls an den Empfängern bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  weitaus weniger bemerkbar macht, was man an den viel geringeren Ausschlägen der unteren beiden Kurven erkennen kann.

Außerdem ist zu beobachten, dass unter Vernachlässigung des Ausreißers bei  $\alpha = 8,94^\circ$  der Schalldruckpegelanstieg an den Empfängerpositionen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  im Gegensatz zu den anderen beiden Empfängern mit steigendem Anstellwinkel immer höher wird und zwischen  $\alpha = -3,06^\circ$  und  $\alpha = 0^\circ$  sogar ein Abfall des Schalldrucks vorliegt. An den Schalldruckverläufen der Empfängerpositionen bei  $90^\circ$  und  $270^\circ$  sieht man zudem, dass die ermittelten Schalldrücke bei höheren Anstellwinkeln luv- und leeseitig fast gleich und bei kleineren Anstellwinkeln recht unterschiedlich sind.

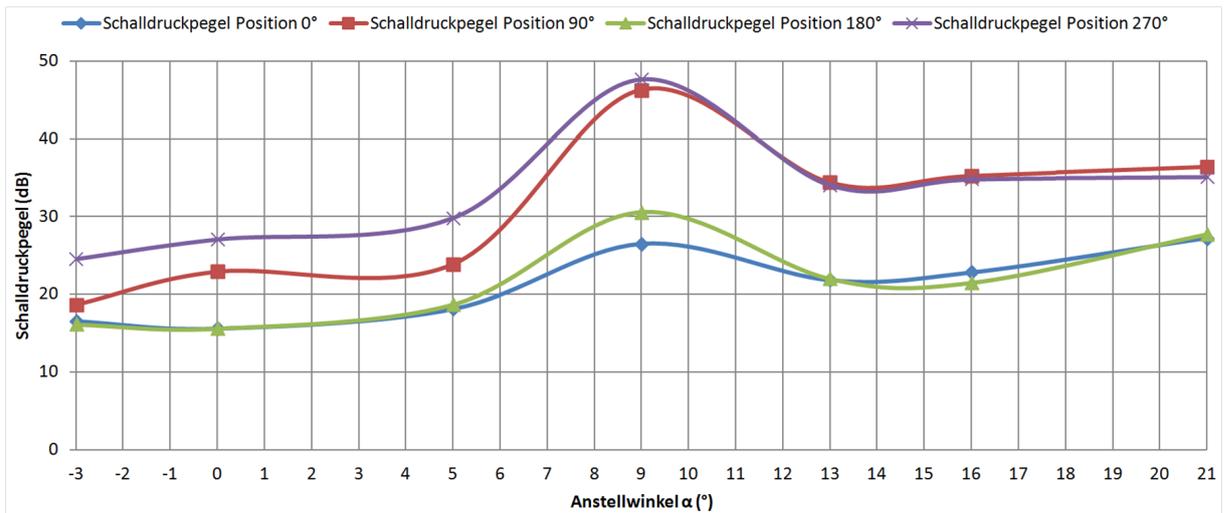


Abbildung 4.5.5. – Darstellung der Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels bei verschiedenen Empfängerpositionen

## 5. Fazit und Ausblick

Basierend auf dem in dieser Arbeit entwickelten und verwendeten Simulationsmodell ergeben sich Schlussfolgerungen und Ansatzmöglichkeiten für zukünftige Untersuchungen. Die folgenden Erkenntnisse erheben keinen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit, sondern fassen die Ergebnisse der Akustiksimulation mit dem im Rahmen dieser Arbeit erstellten Modell zusammen.

Zunächst muss festgehalten werden, dass während des Turmdurchgangs ein deutlicher Einfluss auf die Schallentwicklung stattfindet. Der zeitliche Verlauf des Schalldruckes zeigt sich während des Turmdurchgangs stark verändert im Vergleich zu vorherigen und folgenden Zeitpunkten. Es ist dabei nicht generell bei allen Anstellwinkeln und Empfängerpositionen mit stärkeren Schallemissionen zu rechnen.

Eine weitere Erkenntnis ist, dass der Gesamtschalldruckpegel mit steigendem Anstellwinkel zunimmt. Bei den Anstellwinkeln  $\alpha = -3,06^\circ$ ,  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = 4,99^\circ$  ist die Zunahme deutlich. Die Simulation mit dem Anstellwinkel  $\alpha = 8,94^\circ$  führt beim verwendeten Modell zu fehlerhaften Ergebnissen mit unverhältnismäßig hohen Schalldruckpegeln. Beim Anstellwinkel  $\alpha = 12,89^\circ$  kommt es aufgrund einsetzender wirbelbehafteter Strömungsablösungen am Profil zu einem deutlichen Anstieg des Schalldruckpegelniveaus im Verhältnis zu den kleineren Anstellwinkeln. Die weitere Steigerung des Anstellwinkels führt nicht mehr zu nennenswerten Schallpegelerhöhungen.

Die Oberfläche des Profils erzeugt in der Regel größere Schalldruckamplituden als die Turmoberfläche. Besonders ab dem Anstellwinkel  $\alpha = 12,89^\circ$  ist das Profil aufgrund starker periodischer Druckschwankungen auf der der festen Profilloberfläche durch die bereits erwähnten Wirbelablösungen die deutlich dominantere Schallquelle.

Die meiste Schallenergie wird gegen und mit der Windrichtung abgestrahlt, da an den dort positionierten Empfängern die größten Schalldruckpegel erreicht werden. Senkrecht zur Windrichtung sind wesentlich kleinere Schalldruckpegel zu finden.

Unter akustischen Gesichtspunkten ist von den sieben untersuchten Anstellwinkeln der Anstellwinkel  $\alpha = -3,06^\circ$  der optimale. Dies lässt sich aber nicht mit einer angemessenen Windenergieausbeute vereinbaren. Nach [Pieper, 2013] beträgt der optimale Anstellwinkel diesbezüglich ungefähr  $6^\circ$ . Die Schalldruckpegel, die bei  $\alpha = 4,99^\circ$  entstehen, befinden sich noch auf einem relativ niedrigen Niveau. Deshalb sollten die zu erwartenden Schallemissionen beim Betrieb der WEA im aerodynamisch optimalen Bereich mit einem

Anstellwinkel von  $6^\circ$  für den hier betrachteten Profilausschnitt noch in einem akzeptablen Rahmen liegen. Für eine Optimierung der akustischen Eigenschaften sollte allerdings ein Anstellwinkel unterhalb  $6^\circ$  gewählt werden.

Interessante Aspekte für zukünftige Arbeiten zum Thema könnten beispielsweise die Untersuchung der Auswirkungen unterschiedlicher Abstände des Profils zum Turm auf die Schallentwicklung beim Turmdurchgang oder die Berechnung mit einer kleineren Zeitschrittweite sein. Zudem könnte der Einfluss von konvektiven Effekten auf die Ausbreitung der Schallwellen untersucht werden.

Langfristiges Ziel sollte es sein, eine Akustiksimulation mit einem 3D-Modell unter Verwendung von LES für die Strömungsberechnung durchzuführen. Weitere sinnvolle Ergänzungen sind die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion oder die Verwendung von durchlässigen Integrationsflächen für die indirekte Einbeziehung von Quadrupolquellen.

# Abbildungsverzeichnis

2.1.1	Schematische Darstellung einer Horizontalachsen-WEA [Hau, 2008, S.71]	6
2.1.2	Profilausschnitt mit wirkenden Kräften [Hau, 2008, S.86]	7
2.1.3	Grenzschichtströmung um ein aerodynamisches Profil [Hau, 2008, S.131]	8
2.1.4	Ablösung der Strömung am Rotorblatt bei Stall-Regelung [Hau, 2008, S.114]	10
2.1.5	Regelung der Rotorleistung durch Verstellen des Blatteinstellwinkels Pitch [Hau, 2008, S.108]	11
2.2.1	Beispiele für den Schalldruckpegel [Rogers u. a., 2006, S.6]	16
2.2.2	Wahrnehmung von Schalldruckpegeländerungen [Dalhoff, 2012, S.20]	17
2.2.3	Hörbereich eines normalhörenden Menschen [Lerch u. a., 2009, S.196]	17
2.2.4	Bewertungskurven des Schalldrucks [Rogers u. a., 2006, S.7]	18
2.2.5	Pegelerhöhung eines Schallfeldes [Dalhoff, 2012, S.16]	20
2.2.6	Berechnungskonzept des aerodynamisch erzeugten Geräusches [Lips, 2008, S.38]	21
2.3.1	Schematische Darstellung der Strömung um ein Rotorblatt [Rogers u. a., 2006, S.12]	24
2.3.2	Prinzipdarstellung der Rotorblatt-Turm-Interaktion [Doolan u. a., 2012, S.9]	26
2.3.3	Schallentstehungsmechanismus an der Profilhinterkante [Jianu u. a., 2012, S.1107]	27
2.3.4	Richtcharakteristik des an der Hinterkante erzeugten Schalls [Doolan u. a., 2012, S.8]	28
2.3.5	Schallentstehungsmechanismus an der Blattspitze [Jianu u. a., 2012, S.1109]	29
2.3.6	Schallentstehung durch Strömungsablösung [Jianu u. a., 2012, S.1108]	29
2.3.7	Schallentstehungsmechanismus der laminaren Grenzschicht I [Jianu u. a., 2012, S.1108]	30
2.3.8	Schallentstehungsmechanismus der laminaren Grenzschicht II [Neise, 2004, S.9]	30
2.3.9	Schallentstehungsmechanismus an stumpfen Profilhinterkanten [Jianu u. a., 2012, S.1109]	31
2.3.10	Beispiel eines mit steigender Entfernung abnehmenden Schalldruckpegels [Rogers u. a., 2006, S.18]	33
2.4.1	Übersicht über die Methoden der aeroakustischen Simulation	37
2.4.2	Berechnungsgebiet bei der direkten Methode [Sovani, 2005, S.16]	39

2.4.3	Einfluss der räumlichen Auflösung auf die Richtcharakteristik [Oswald, 2013, S.89] . . . . .	40
2.4.4	Bereich der praktischen Anwendbarkeit der direkten Methode [Sovani, 2005, S.20] . . . . .	40
2.4.5	Übersicht über verschiedene Ansätze der hybriden Methoden [Lerch u. a., 2009, S.876] . . . . .	42
2.4.6	Konturdarstellung der momentanen Verteilung des Druckkoeffizienten $c_p$ für URANS (links) und LES (rechts) [Oswald, 2013, S.91] . . . . .	44
3.2.1	Geometrie des Strömungsgebiets . . . . .	51
3.3.1	Vernetzung am Profil . . . . .	52
3.3.2	Vernetzung am Turm . . . . .	53
3.4.1	Beschriftete Darstellung des Rechengebiets . . . . .	54
3.4.2	Modell und Lösungseinstellungen des DES Modells . . . . .	57
3.5.1	Verlauf des Auftriebsbeiwertes $c_l$ beim Anstellwinkel $\alpha = 8.94^\circ$ . . . . .	60
3.5.2	Verlauf des Widerstandsbeiwertes $c_d$ beim Anstellwinkel $\alpha = 8.94^\circ$ . . . . .	60
3.5.3	Einstellungen des Akustikmodells . . . . .	61
3.5.4	Definition der Schallquellen im Texteingabe-Benutzerfenster (TUI) . . . . .	62
3.5.5	Eingabe der Empfängerkoordinaten im Texteingabe-Benutzerfenster (TUI) . . . . .	63
3.5.6	Eingabemaske zur Berechnung der akustischen Signale . . . . .	64
4.1.1	Skizze der Empfängerpositionen (nicht maßstäblich) . . . . .	66
4.2.1	Druckverteilung der Strömung an relevanten Zeitpunkten . . . . .	67
4.3.1	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $270^\circ$ beim Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ grad (angepasste Skalierung) . . . . .	68
4.3.2	Schalldruckverlauf des Profils (Empfängerposition $270^\circ$ ; Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	70
4.3.3	Schalldruckverlauf des Turms (Empfängerposition $270^\circ$ ; Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	70
4.3.4	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $0^\circ$ beim-Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ (angepasste Skalierung) . . . . .	71
4.3.5	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $90^\circ$ beim-Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ (angepasste Skalierung) . . . . .	72
4.3.6	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $180^\circ$ beim-Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ (angepasste Skalierung) . . . . .	72
4.3.7	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $270^\circ$ beim Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	73
4.3.8	Schalldruckverlauf an Empfängerposition $270^\circ$ beim Anstellwinkel $\alpha = 8,94^\circ$ . . . . .	75
4.4.1	Schalldruckpegel in Abhaengigkeit der Frequenz (Empfängerposition $270^\circ$ ; Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	76
4.4.2	Schalldruckpegel in Abhaengigkeit der Frequenz (Empfängerposition $270^\circ$ ; Anstellwinkel $\alpha = 16^\circ$ ) . . . . .	78
4.4.3	Momentane-Druckverteilung-im-Bereich-des-Profils-bei-Zeitschritt-6000 . . . . .	79

4.4.4	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 270°; Anstellwinkel $\alpha = 8, 94^\circ$ ) . . . . .	80
4.5.1	Gesamtschalldruckpegel in Abhängigkeit der Empfängerpositionen in 100 m Entfernung zum Turmmittelpunkt . . . . .	82
4.5.2	Darstellung der Richtcharakteristika aller Anstellwinkel . . . . .	84
4.5.3	Darstellung der maximalen Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels . . . . .	85
4.5.4	Darstellung der arithmetisch gemittelten Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels . . . . .	86
4.5.5	Darstellung der Schalldruckpegel in Abhängigkeit des Anstellwinkels bei verschiedenen Empfängerpositionen . . . . .	87
E.0.1	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 0° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	105
E.0.2	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 90° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	105
E.0.3	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 180° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	106
E.0.4	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	106
E.0.5	Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	107
E.0.6	Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 0^\circ$ . . . . .	107
E.0.7	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 0° bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	108
E.0.8	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 90° bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	108
E.0.9	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 180° bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	109
E.0.10	Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	109
E.0.11	Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 16^\circ$ . . . . .	110
E.0.12	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 0° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ . . . . .	111
E.0.13	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 90° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ . . . . .	111
E.0.14	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 180° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ . . . . .	112
E.0.15	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ (vergrößert) . . . . .	112
E.0.16	Schalldruckverlauf an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ (ab Zeitschritt 5500) . . . . .	113
E.0.17	Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ . . . . .	113
E.0.18	Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition 270° bei $\alpha = 8, 94^\circ$ . . . . .	114
F.0.1	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 0°; $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	115
F.0.2	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 90°; $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	116
F.0.3	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 180°; $\alpha = 0^\circ$ ) . . . . .	116
F.0.4	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 0°; $\alpha = 16^\circ$ ) . . . . .	117
F.0.5	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition 90°; $\alpha = 16^\circ$ ) . . . . .	117

---

F.0.6	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition $180^\circ$ ; $\alpha = 16^\circ$ ) . . . . .	118
F.0.7	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition $0^\circ$ ; $\alpha = 8,94^\circ$ ) . . . . .	119
F.0.8	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition $90^\circ$ ; $\alpha = 8,94^\circ$ ) . . . . .	119
F.0.9	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition $180^\circ$ ; $\alpha = 8,94^\circ$ ) . . . . .	120
F.0.10	Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition $270^\circ$ ; $\alpha = 8,94^\circ$ ; Auswertung ab Zeitschritt 5500) . . . . .	120

# Tabellenverzeichnis

2.1	Frequenzbereiche in der Akustik [Lerch u. a., 2009, S.1] . . . . .	13
2.2	Exemplarische Schalleistungen [Lerch u. a., 2009, S.9] . . . . .	13
2.3	Schalldrücke einiger Schallereignisse [Lerch u. a., 2009, S.9] . . . . .	15
2.4	Aerodynamische Schallentstehungsmechanismen [Rogers u. a., 2006, S.12]	25
2.5	Zulässige Immissionswerte nach TA-Lärm . . . . .	32
D.1	Koordinaten der Empfängerpositionen . . . . .	103
D.2	Gesamtschalldruckpegel für alle Anstellwinkel und Empfängerpositionen .	104

# Literaturverzeichnis

- [Ali 2009] ALI, Irfan: *Development and Verification of Computational Aeroacoustic Methods for Qualitative Analysis*, Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 2009
- [ANSYS 2011a] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT Theory Guide*. Release 14.0. ANSYS, Inc. (Veranst.), November 2011. – URL [https://support.ansys.com/portal/site/AnsysCustomerPortal/template.fss?file=/prod\\_docu/14.0/flu\\_th.pdf](https://support.ansys.com/portal/site/AnsysCustomerPortal/template.fss?file=/prod_docu/14.0/flu_th.pdf)
- [ANSYS 2011b] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT User's Guide*. Release 14.0. ANSYS, Inc. (Veranst.), November 2011. – URL [https://support.ansys.com/portal/site/AnsysCustomerPortal/template.fss?file=/prod\\_docu/14.0/flu\\_ug.pdf](https://support.ansys.com/portal/site/AnsysCustomerPortal/template.fss?file=/prod_docu/14.0/flu_ug.pdf)
- [BEE 2009] BEE: *Stromversorgung 2020*. Januar 2009. – URL [http://www.bee-ev.de/\\_downloads/publikationen/studien/2009/090128\\_BEE-Branchenprognose\\_Stromversorgung2020.pdf](http://www.bee-ev.de/_downloads/publikationen/studien/2009/090128_BEE-Branchenprognose_Stromversorgung2020.pdf)
- [Blumrich 2010] BLUMRICH, Reinhard: *Sound-Engineering im Automobilbereich*. Kap. Kap. 10.2 Numerische Berechnung der Aeroakustik von Fahrzeugen, S. 536–557. Berlin : Springer, 2010
- [Curle 1955] CURLE, N.: The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound. In: *Proceedings of the Royal S A231* (1955), Nr. 1187, S. 505–514
- [Dalhoff 2012] DALHOFF, Prof. Dipl.-Ing. P.: *Konzeption und Betrieb von Windparks 7. Vorlesung - Schall und Schatten*. 2012. – URL <http://www.mp.haw-hamburg.de/pers/Dalhoff/download/KBWIND/sU07%20WS12-13%20KBWIND%20Schall%20und%20Schattenr1.pdf>. – Zugriffsdatum: Februar 2013
- [Doolan u. a. 2012] DOOLAN, Con J. ; MOREAU, Danielle J. ; BROOKS, Laura A.: Wind Turbine Noise Mechanisms and some concepts for its control. In: *Acoustics Australia, Vol. 40, No. 1, April 2012 - 7* (2012), April, Nr. 40. – URL [http://www.acoustics.asn.au/journal/2012/2012\\_40\\_1\\_Doolan.pdf](http://www.acoustics.asn.au/journal/2012/2012_40_1_Doolan.pdf)
- [Ffowcs Williams und Hawkins 1969] FFWOCS WILLIAMS, J. E. ; HAWKINGS, D. L.: Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 264 (1969), Mai, Nr. 1151, S. 321–342

- [FLUENT 2007] FLUENT, Inc.: *FLUENT Tutorial: Modeling Flow-Induced (Aeroacoustic) Noise Problems Using FLUENT*. Oktober 2007. – URL [https://docs.google.com/viewer?a=v&q=cache:pzolxYFbI74J:ftp://ae.metu.edu.tr/personal/ozcan/ansysfluent12\\_tutorials/aeroacoustics.pdf+&hl=de&gl=de&pid=bl&srcid=ADGEEShjn7wmGm3W1D11MMMdcxj\\_771i6LQhnyPPrR14qvpme2pFvdtw5uhnVQ4RT13f3Fn7gxcaGFW4PoFThjJRvrz3b-s4eYPgH1hPKMauGjXItkmdTIRVjC9\\_Euiczw97pBk1f2n9&sig=AHIEtbSP\\_HwzjyGx7WGvzV8brndFbTo0qA](https://docs.google.com/viewer?a=v&q=cache:pzolxYFbI74J:ftp://ae.metu.edu.tr/personal/ozcan/ansysfluent12_tutorials/aeroacoustics.pdf+&hl=de&gl=de&pid=bl&srcid=ADGEEShjn7wmGm3W1D11MMMdcxj_771i6LQhnyPPrR14qvpme2pFvdtw5uhnVQ4RT13f3Fn7gxcaGFW4PoFThjJRvrz3b-s4eYPgH1hPKMauGjXItkmdTIRVjC9_Euiczw97pBk1f2n9&sig=AHIEtbSP_HwzjyGx7WGvzV8brndFbTo0qA). – Zugriffsdatum: Januar 2013
- [Fluent Inc. 2002] FLUENT INC.: *FLUENT 6.0 Acoustics Models Manual*. Juni 2002. – URL [ftp://220.149.85.220/Program/%C3%D6%BD%C5%20%C7%C1%B7%CE%B1%D7%B7%A5/ansys/Fluent\\_/Manual/Tutorial/FLUENT%206.0%20Acoustics%20Models%20Manual.pdf](ftp://220.149.85.220/Program/%C3%D6%BD%C5%20%C7%C1%B7%CE%B1%D7%B7%A5/ansys/Fluent_/Manual/Tutorial/FLUENT%206.0%20Acoustics%20Models%20Manual.pdf). – Zugriffsdatum: Februar 2013
- [Gabi und Pantle 2006] GABI, Prof. Dr.-Ing. M. ; PANTLE, Dr.-Ing. I.: *Skript zur Vorlesung Technische Akustik*. Juli 2006. – URL [http://kolho3.tiera.ru/\\_Papers/TU%20Wien%20Scripta/Physik/Technische\\_Akustik\\_001%28de%29%2891s%29.pdf](http://kolho3.tiera.ru/_Papers/TU%20Wien%20Scripta/Physik/Technische_Akustik_001%28de%29%2891s%29.pdf). – Zugriffsdatum: Januar 2013
- [Hau 2008] HAU, Erich: *Windkraftanlagen*. 4., vollst. neu bearb. Aufl. Springer-Verlag, 2008
- [Henn u. a. 2008] HENN, Hermann ; SINAMBARI, Gholam R. ; FALLEN, Manfred: *Ingenieurakustik: Physikalische Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. Springer, 2008
- [Hilbers 2013] HILBERS, Sören: *Vergleichende Untersuchungen verschiedener Turbulenzmodelle bei der CFD-Analyse von Windenergieanlagen*, Hochschule für angewandte Wissenschaften Hamburg, Diplomarbeit, 2013
- [Jianu u. a. 2012] JIANU, Ofelia ; ROSEN, Marc A. ; NATERER, Greg: Noise Pollution Prevention in Wind Turbines: Status and Recent Advances. In: *Sustainability* (2012), Mai, Nr. 4, S. 1104–1117. – URL <http://www.mdpi.com/2071-1050/4/6/1104/pdf>
- [Kedziora 2005] KEDZIORA, Janina: *Aerodynamische und aeroakustische Untersuchung eines Fahrzeugaussenspiegels und Möglichkeiten der Optimierung*, Fachhochschule Düsseldorf, Diplomarbeit, 2005. – URL [http://ifs.fh-duesseldorf.de/docs/arbeit\\_kedziora.pdf](http://ifs.fh-duesseldorf.de/docs/arbeit_kedziora.pdf)
- [Lerch u. a. 2009] LERCH, Reinhard ; SESSLER, Gerhard ; WOLF, Dietrich: *Technische Akustik*. Berlin : Springer, 2009
- [Lighthill 1952] LIGHTHILL, M. J.: On sound generated aeroaerodynamically - I. General theory. In: *Proceedings of the Royal Society of London A* 211 (1952), Nr. 1107, S. 564–587

- [Lighthill 1954] LIGHTHILL, M. J.: On sound generated aeroaerodynamically - II. Turbulence as a Source of Sound. In: *Proceedings of the Royal Society of London* A222 (1954), Nr. 1148, S. 1–32
- [Lips 2008] LIPS, Walter: *Strömungsakustik in Theorie und Praxis*. 4., überarb. Aufl. Expert Verlag, 2008
- [Menter 2012] MENTER, F.R.: *Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD (Version 1.02)*. April 2012. – URL <https://support.ansys.com/portal/site/AnsysCustomerPortal/template.fss?file=%2Fsolutions%2Fattach%2FBPG-SRS-1.02.pdf>. – Zugriffsdatum: Februar 2013
- [Müller 2004] MÜLLER, Gerhard ; MÖSER, Michael (Hrsg.): *Taschenbuch der technischen Akustik*. 3., erweiterte und überarbeitete Aufl. Springer, 2004
- [Neise 2004] NEISE, Prof. Dr.-Ing. W.: Aerodynamische Geräusche von Ventilatoren: Erzeugungsmechanismen und Minderungsmaßnahmen. In: *Tagung des Haus der Technik e.V., Essen Aeroakustik - Schallerzeugung, Geräuschminderung, akustische Messungen und Berechnungen in Strömungen*" (2004), November. – URL [http://ifs.mv.fh-duesseldorf.de/Vorlesung/hdt\\_essen/aeroakustik/neise/HdT041124.pdf](http://ifs.mv.fh-duesseldorf.de/Vorlesung/hdt_essen/aeroakustik/neise/HdT041124.pdf)
- [Oswald 2013] OSWALD, Marco: Aeroakustische Simulation mit CFD-Methoden. In: *NAFEMS Magazin* 1 (2013), März, Nr. 25
- [Pieper 2013] PIEPER, Dorothee: *Transiente Modellierung des Turmvorstaus einer Windkraftanlage mit Blattwinkelverstellung*, Hochschule für angewandte Wissenschaften Hamburg, Diplomarbeit, 2013
- [Rogers u. a. 2006] ROGERS, Anthony L. ; MANWELL, James F. ; WRIGHT, Sally: *Wind Turbine Acoustic Noise*. 2006. – URL <http://www.minutemanwind.com/pdf/Understanding%20Wind%20Turbine%20Acoustic%20Noise.pdf>. – Zugriffsdatum: Januar 2013
- [Scheidegger 2004] SCHEIDEGGER, Thomas: Low Noise Landing. In: *Fluent news* 13 (2004), Nr. 2, S. 32–33. – URL [http://www.ansys.stuba.sk/ANSYS2008/prednasky/Fluent\\_News/04v13i2.pdf](http://www.ansys.stuba.sk/ANSYS2008/prednasky/Fluent_News/04v13i2.pdf)
- [Sovani 2005] SOVANI, Sandeep: *Aeroacoustics Modeling*. Fluent Lunch and Learn seminar series. März 2005. – URL <http://eps.fluent.com/5852/900041266/20051010/acoustics-ln1-05.pdf>. – Zugriffsdatum: Januar 2013
- [Wulf 2013] WULF, Prof. Dr.-Ing. P.: *Vorlesungsskript Grundlagen CFD: 2. Strömungsmechanische Grundgleichungen*. März 2013. – URL <https://www.mp.haw-hamburg.de/pers/Wulf/downloads1/CFDB.02.Grundgleichungen.pdf>. – Zugriffsdatum: Mai 2013
- [Zeller 2009] ZELLER, Peter: *Handbuch Fahrzeugakustik*. Springer, 2009

# A. Verwendete Programme

- **Texterstellung:**
  - TEXnicCenter 2.0 Beta 1
  - MiKTeX 2.9
  - JabRef 2.9
- **Auswertung und Diagramme:**
  - Microsoft Office Excel 2007
- **Numerische Simulation:**
  - ANSYS FLUENT 14.0

# B. Aufgabenstellung



Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg  
*Hamburg University of Applied Sciences*  
*Department Maschinenbau und Produktion*

## Aufgabenstellung

für die Bachelorthesis

**von Herrn**                      **Sven Gerhard**  
Matrikel-Nummer:              1999503  
  
**Thema:**                         **Aeroakustische Optimierung von Rotorblättern durch  
Variation des Anstellwinkels für den Lastfall Turmvorstau**

### **Aufgabenstellung/Schwerpunkte:**

Hintergrund der Bachelorthesis ist das an der HAW Hamburg durchgeführte Forschungsprojekt „WindNumSim“ zur Entwicklung und Anwendung eines neuartigen Simulationsmodells zur strukturellen und akustischen Optimierung einer Windenergieanlage. Hierbei sollen moderne Fluid-Struktur-Interaktionsmodelle (FSI) verwendet werden, die eine direkte Kopplung der turbulenten Windströmung mit elastischen Rotorblättern ermöglichen.

Ziel der Bachelorthesis ist die Simulation und Entwicklung eines geräuschoptimierten Rotorblatts für den Lastfall Turmvorstau durch Variation des Anstellwinkels („pitch control“) oder mittels Strukturoptimierung. Die Bearbeitung soll die folgenden Punkte umfassen:

- Literaturstudie zu Methoden der aeroakustischen Simulation von WEA; Beschreibung der Einflussgrößen für die Lärmentwicklung an Rotorblättern
- Akustiksimulation des Schalldruckpegels eines Rotorblatts mit Hilfe direkter numerischer Simulation (DNS) oder akustischer Analogie nach Ffowcs Williams and Hawkings
- Parameterstudie zum optimalen Anstellwinkel des Rotorblatts für den Lastfall Turmdruchgang

Die Berechnungen sollen mit den Programmen Ansys und Fluent durchgeführt werden.

## C. Profildaten

KS Punkt x y z

```
1 1 7628 -1,41636 0
1 2 7626,25804 -0,50468 0
1 3 7621,03216 2,2792 0
1 4 7612,35492 6,41432 0
1 5 7600,25888 11,60764 0
1 6 7584,80916 16,96376 0
1 7 7566,03832 22,40128 0
1 8 7544,06032 28,19696 0
1 9 7518,94028 34,44848 0
1 10 7490,80844 41,17212 0
1 11 7459,79504 48,41672 0
1 12 7425,99776 56,21484 0
1 13 7389,5794 64,6316 0
1 14 7350,70276 73,65072 0
1 15 7309,53064 83,22336 0
1 16 7266,24212 93,41464 0
1 17 7221 104,25712 0
1 18 7174,01592 115,71824 0
1 19 7125,50152 127,73288 0
1 20 7075,65216 140,21964 0
1 21 7024,67948 152,96688 0
1 22 6972,8114 165,69784 0
1 23 6920,24328 178,0218 0
1 24 6867,2356 189,4992 0
1 25 6814 199,60908 0
1 26 6760,7644 208,02584 0
1 27 6707,75672 214,47272 0
1 28 6655,1886 218,86832 0
1 29 6603,32052 221,22892 0
1 30 6552,34784 221,61964 0
1 31 6502,49848 220,1056 0
1 32 6453,98408 216,7682 0
1 33 6407 211,65628 0
1 34 6361,75788 204,86752 0
1 35 6318,46936 196,48332 0
```

---

1 36 6277,29724 186,61764 0  
1 37 6238,4206 175,40072 0  
1 38 6202,00224 162,97908 0  
1 39 6168,20496 149,48296 0  
1 40 6137,19156 135,10772 0  
1 41 6109,05972 119,9836 0  
1 42 6083,93968 104,33852 0  
1 43 6061,96168 88,38412 0  
1 44 6043,19084 72,39716 0  
1 45 6027,74112 56,50788 0  
1 46 6015,64508 41,0256 0  
1 47 6006,96784 26,34104 0  
1 48 6001,74196 12,7798 0  
1 49 6000 0 0  
1 50 6001,74196 -12,71468 0  
1 51 6006,96784 -25,33168 0  
1 52 6015,64508 -37,63936 0  
1 53 6027,74112 -49,36096 0  
1 54 6043,19084 -60,33368 0  
1 55 6061,96168 -70,42728 0  
1 56 6083,93968 -79,62548 0  
1 57 6109,05972 -87,89572 0  
1 58 6137,19156 -95,25428 0  
1 59 6168,20496 -101,71744 0  
1 60 6202,00224 -107,30148 0  
1 61 6238,4206 -112,03896 0  
1 62 6277,29724 -115,995 0  
1 63 6318,46936 -119,18588 0  
1 64 6361,75788 -121,66044 0  
1 65 6407 -123,41868 0  
1 66 6453,98408 -124,39548 0  
1 67 6502,49848 -124,55828 0  
1 68 6552,34784 -123,84196 0  
1 69 6603,32052 -122,16512 0  
1 70 6655,1886 -119,51148 0  
1 71 6707,75672 -115,88104 0  
1 72 6760,7644 -111,33892 0  
1 73 6814 -105,95024 0  
1 74 6867,2356 -99,91036 0  
1 75 6920,24328 -93,34952 0  
1 76 6972,8114 -86,41424 0  
1 77 7024,67948 -79,25104 0  
1 78 7075,65216 -71,9576 0

---

1 79 7125,50152 -64,58276 0  
1 80 7174,01592 -57,24048 0  
1 81 7221 -49,96332 0  
1 82 7266,24212 -42,86524 0  
1 83 7309,53064 -36,0602 0  
1 84 7350,70276 -29,67844 0  
1 85 7389,5794 -23,8502 0  
1 86 7425,99776 -18,65688 0  
1 87 7459,79504 -14,17988 0  
1 88 7490,80844 -10,51688 0  
1 89 7518,94028 -7,68416 0  
1 90 7544,06032 -5,6166 0  
1 91 7566,03832 -4,34676 0  
1 92 7584,80916 -3,76068 0  
1 93 7600,25888 -3,30484 0  
1 94 7612,35492 -2,96296 0  
1 95 7621,03216 -2,21408 0  
1 96 7626,25804 -1,59544 0  
1 97 7628 -1,41636 0

## D. Tabellen

Winkel (°)	x-Koordinate	y-Koordinate	z-Koordinate	Dateiname
0	40,0	3,0	0	rec.0.ard
15	36,6	28,9	0	rec.15.ard
30	26,6	53,0	0	rec.30.ard
45	10,7	73,7	0	rec.45.ard
60	-10,0	89,6	0	rec.60.ard
75	-34,1	99,6	0	rec.75.ard
90	-60,0	103,0	0	rec.90.ard
105	-85,9	99,6	0	rec.105.ard
120	-110,0	89,6	0	rec.120.ard
135	-130,7	73,7	0	rec.135.ard
150	-146,6	53,0	0	rec.150.ard
165	-156,6	28,9	0	rec.165.ard
180	-160,0	3,0	0	rec.180.ard
195	-156,6	-22,9	0	rec.195.ard
210	-146,6	-47,0	0	rec.210.ard
225	-130,7	-67,7	0	rec.225.ard
240	-110,0	-83,6	0	rec.240.ard
255	-85,9	-93,6	0	rec.255.ard
270	-60,0	-97,0	0	rec.270.ard
285	-34,1	-93,6	0	rec.285.ard
300	-10,0	-83,6	0	rec.300.ard
315	10,7	-67,7	0	rec.315.ard
330	26,6	-47,0	0	rec.330.ard
345	36,6	-22,9	0	rec.345.ard

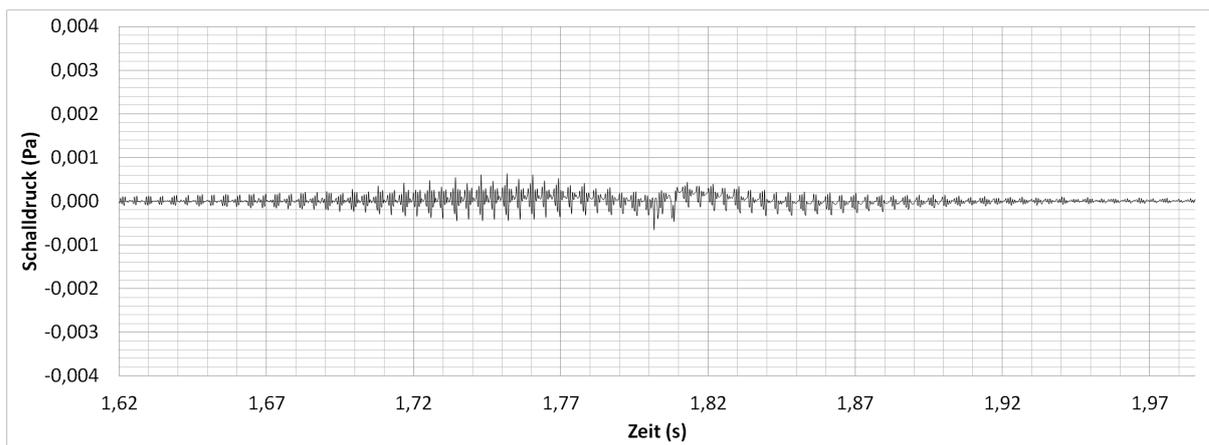
Tabelle D.1. – Koordinaten der Empfängerpositionen

Empfängerposition [°]	OASPL [dB] beim Anstellwinkel $\alpha$						
	$\alpha=-3,06^\circ$	$\alpha=0^\circ$	$\alpha=4,99^\circ$	$\alpha=8,94^\circ$	$\alpha=12,89^\circ$	$\alpha=16,00^\circ$	$\alpha=21,00^\circ$
0	16,5	15,6	18,1	26,5	21,8	22,8	27,2
15	15,5	14,6	17,3	27,1	25,0	26,7	29,6
30	14,9	15,2	18,0	32,2	27,9	29,4	31,2
45	14,8	16,5	19,1	36,2	30,1	31,2	32,6
60	13,1	17,4	20,4	39,7	31,9	33,1	34,2
75	15,4	19,7	22,0	43,2	33,1	34,5	35,4
90	18,7	22,9	23,9	46,3	34,4	35,3	36,4
105	22,4	25,1	29,9	47,9	34,9	35,4	35,6
120	23,2	24,0	23,9	46,2	34,0	34,9	35,1
135	15,5	18,0	21,0	43,9	33,3	33,4	33,7
150	13,6	15,3	18,0	41,0	30,8	30,8	30,9
165	15,7	17,1	20,5	37,1	27,3	25,6	26,8
180	16,1	15,6	18,7	30,5	22,0	21,5	27,7
195	16,6	15,8	18,4	30,7	27,3	29,2	31,9
210	15,4	16,4	19,7	37,7	31,8	33,3	34,6
225	15,5	17,1	20,2	42,1	33,9	35,2	36,0
240	16,5	20,0	22,6	45,9	35,4	36,2	37,1
255	20,3	22,5	28,3	47,2	36,0	37,1	37,0
270	24,6	27,1	29,9	47,7	34,1	34,9	35,1
285	18,1	19,7	22,2	44,5	32,7	33,4	33,8
300	13,2	16,0	18,7	41,7	30,7	30,7	31,3
315	10,6	14,6	17,9	38,5	27,5	27,9	27,2
330	11,8	14,6	17,3	35,2	24,2	23,8	23,5
345	13,5	14,9	17,9	31,1	21,7	19,8	24,0
max. OASPL:	24,6	27,1	29,9	47,9	36,0	37,1	37,1
Mittelwert OASPL:	16,3	18,2	21,0	39,2	30,1	30,7	32,0

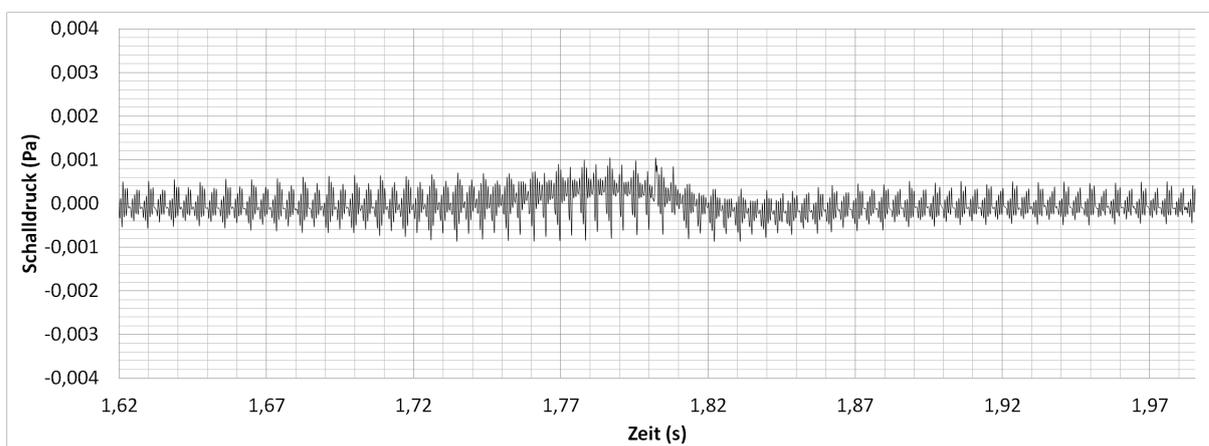
Tabelle D.2. – Gesamtschalldruckpegel für alle Anstellwinkel und Empfängerpositionen

## E. Schalldruckverläufe

*Schalldruckverläufe für  $\alpha = 0^\circ$ :*



**Abbildung E.0.1.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $0^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$



**Abbildung E.0.2.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $90^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$

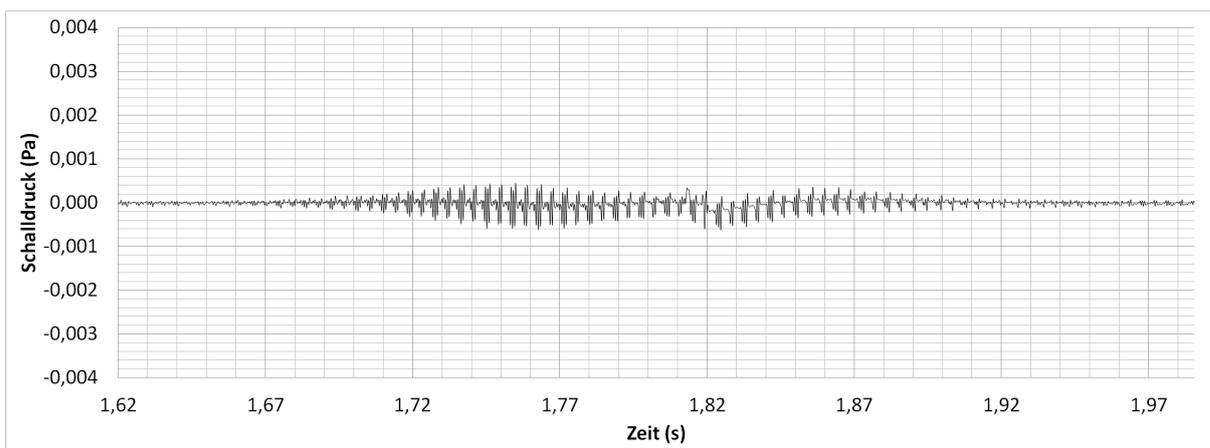


Abbildung E.0.3. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $180^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$

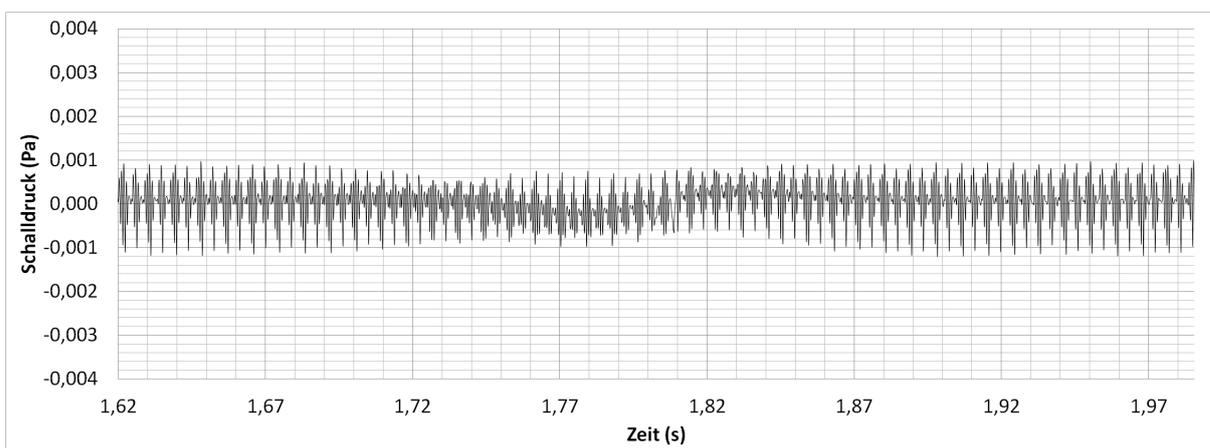


Abbildung E.0.4. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$

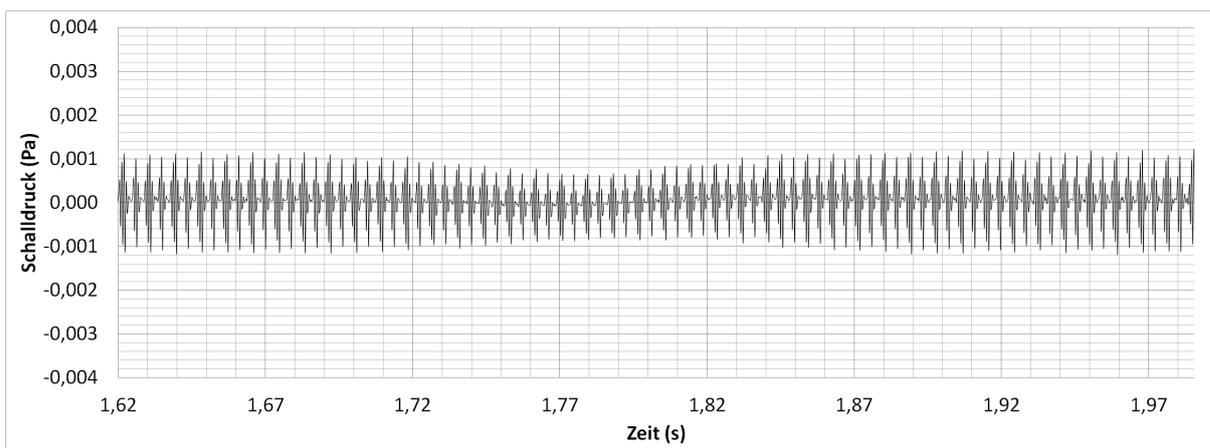


Abbildung E.0.5. – Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$

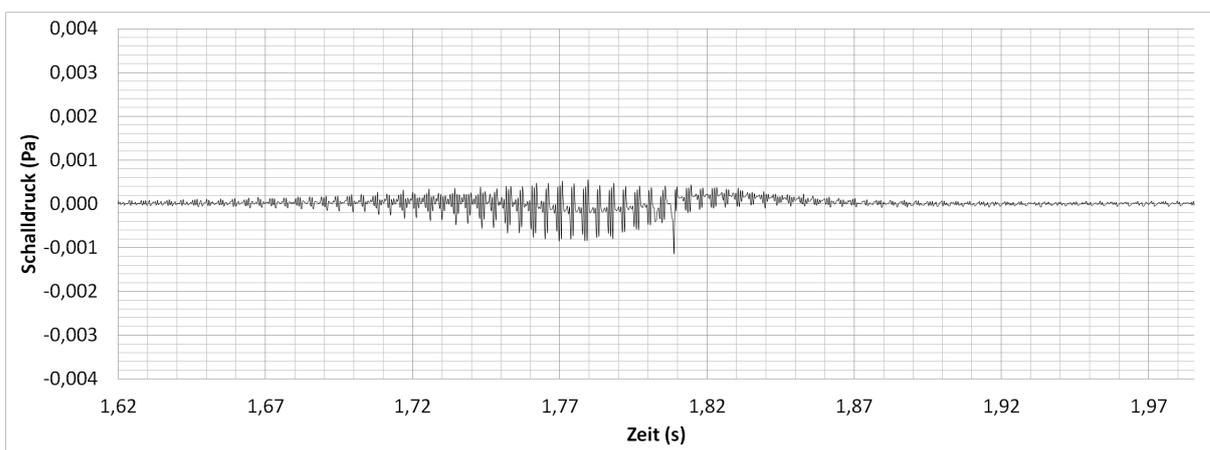
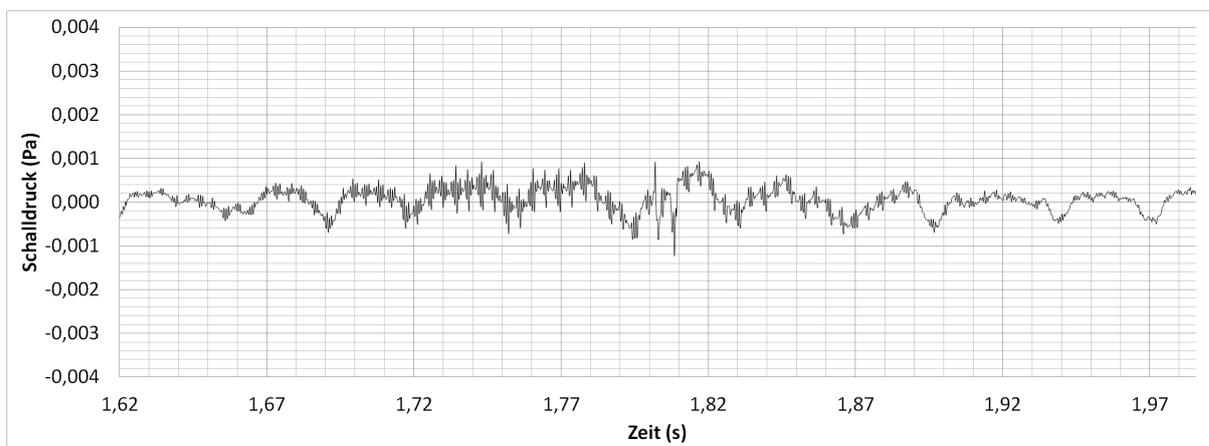
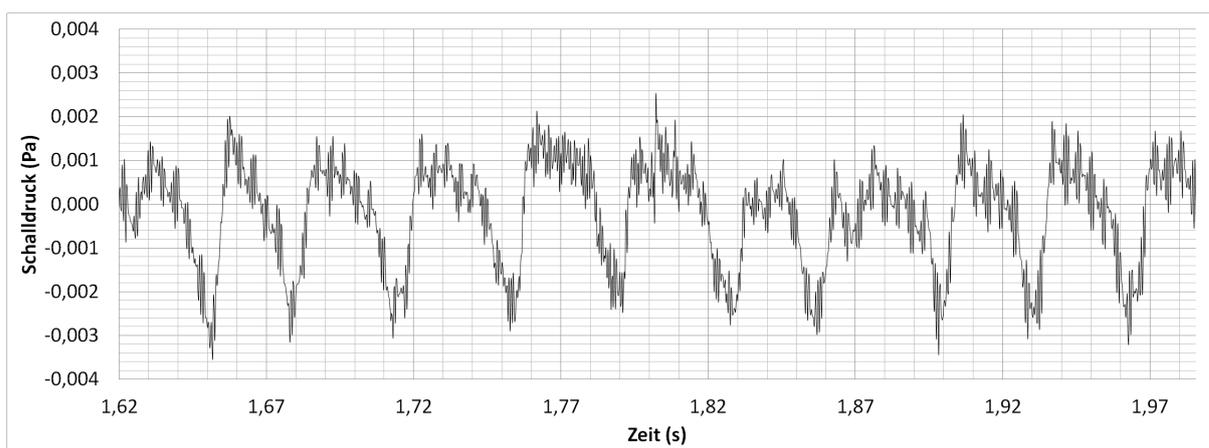


Abbildung E.0.6. – Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 0^\circ$

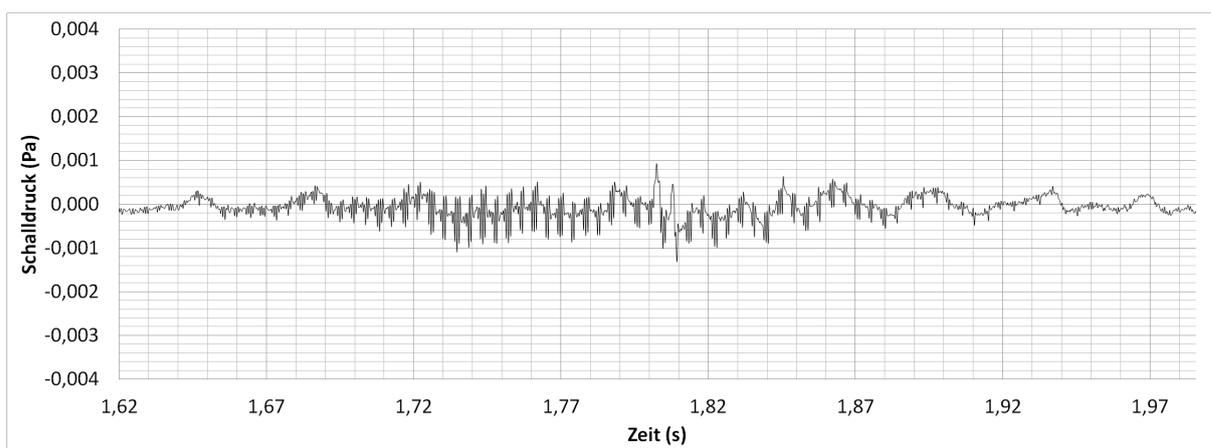
*Schalldruckverläufe für  $\alpha = 16^\circ$ :*



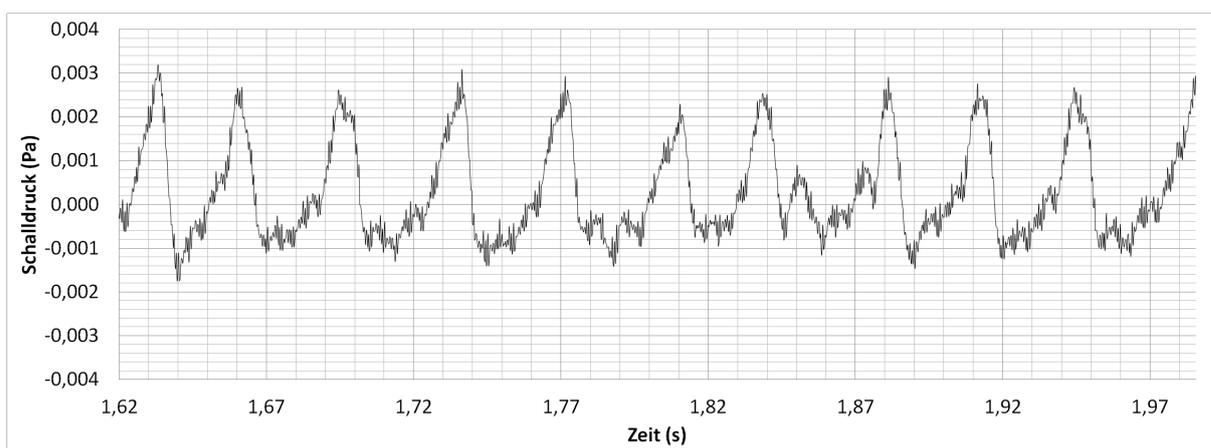
**Abbildung E.0.7.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $0^\circ$  bei  $\alpha = 16^\circ$



**Abbildung E.0.8.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $90^\circ$  bei  $\alpha = 16^\circ$



**Abbildung E.0.9.** – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $180^\circ$  bei  $\alpha = 16^\circ$



**Abbildung E.0.10.** – Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 16^\circ$

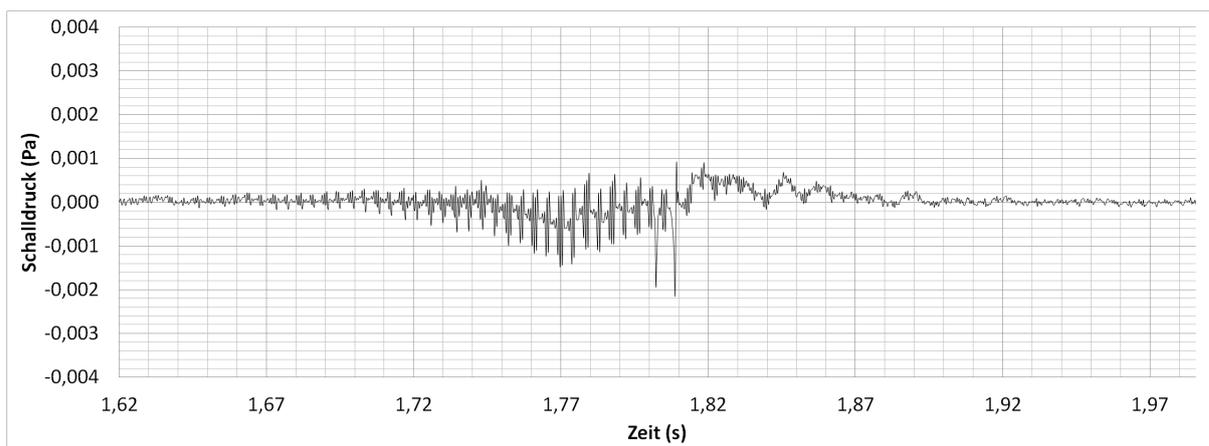


Abbildung E.0.11. – Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 16^\circ$

Schalldruckverläufe für  $\alpha = 8,94^\circ$ :

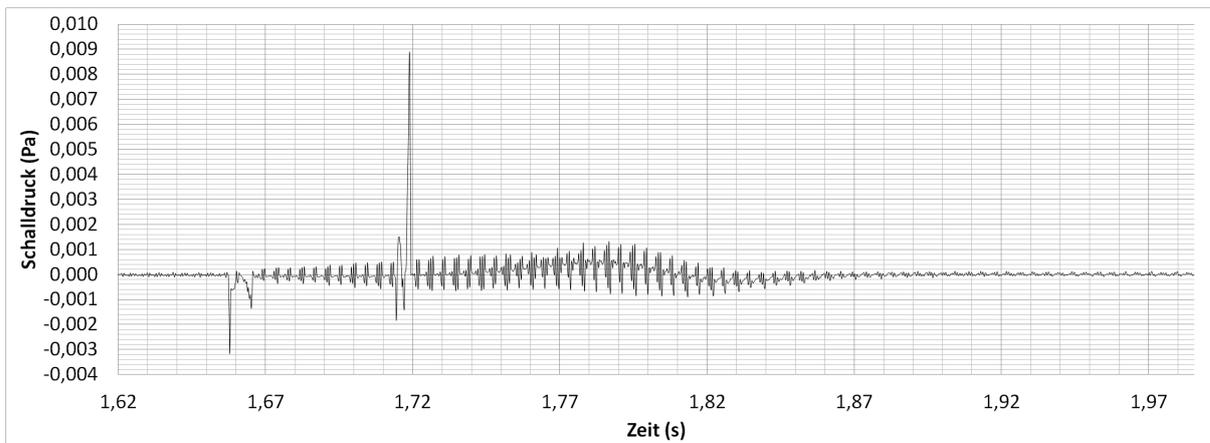


Abbildung E.0.12. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $0^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$

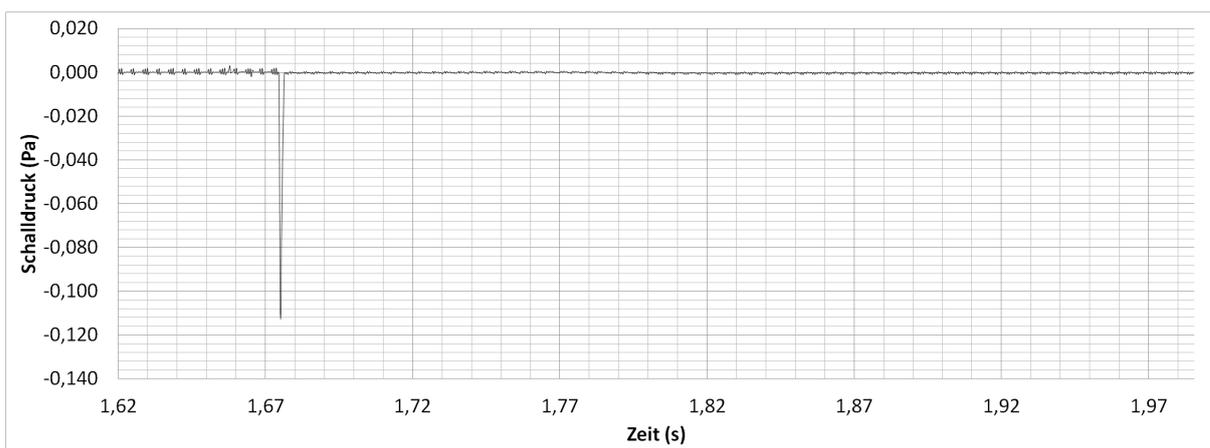


Abbildung E.0.13. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $90^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$

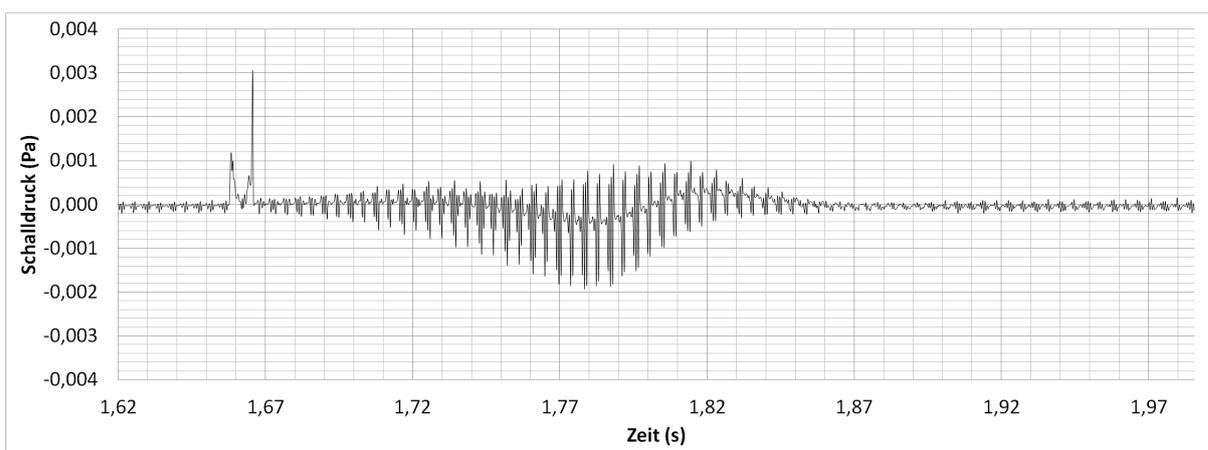


Abbildung E.0.14. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $180^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$

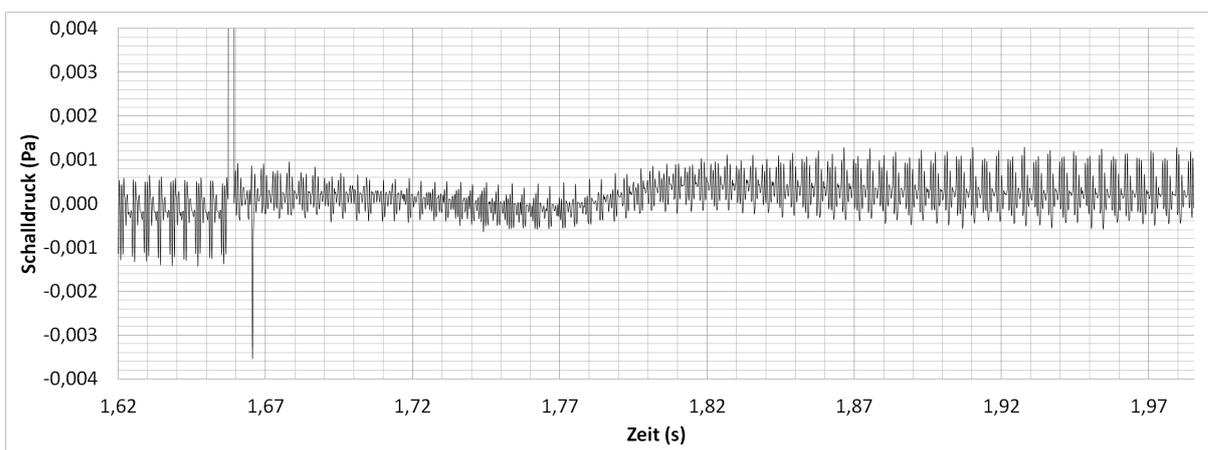


Abbildung E.0.15. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$  (vergrößert)

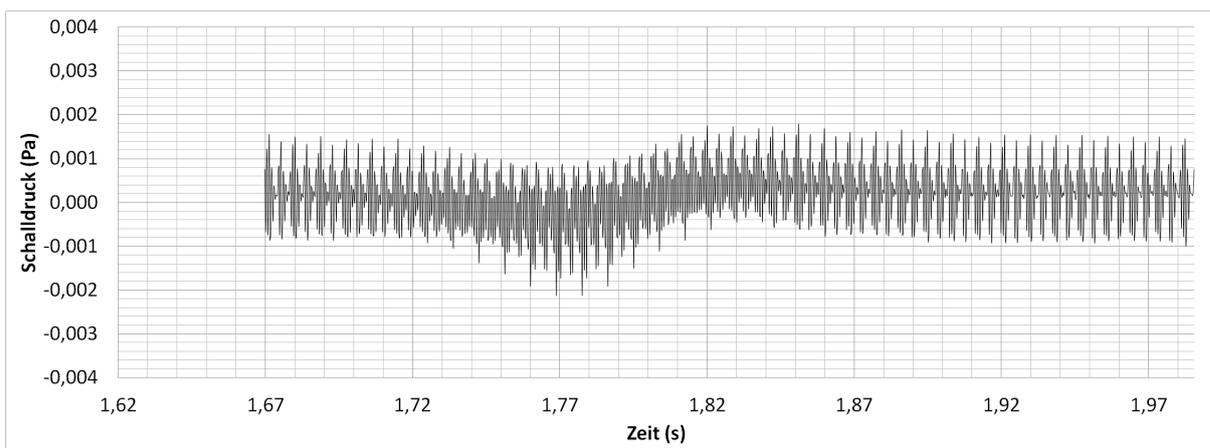


Abbildung E.0.16. – Schalldruckverlauf an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$  (ab Zeitschritt 5500)

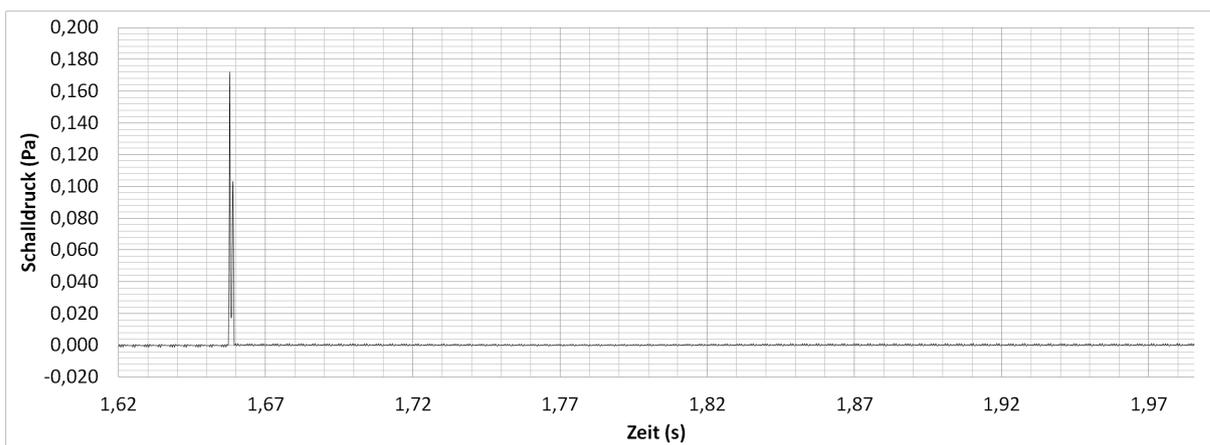
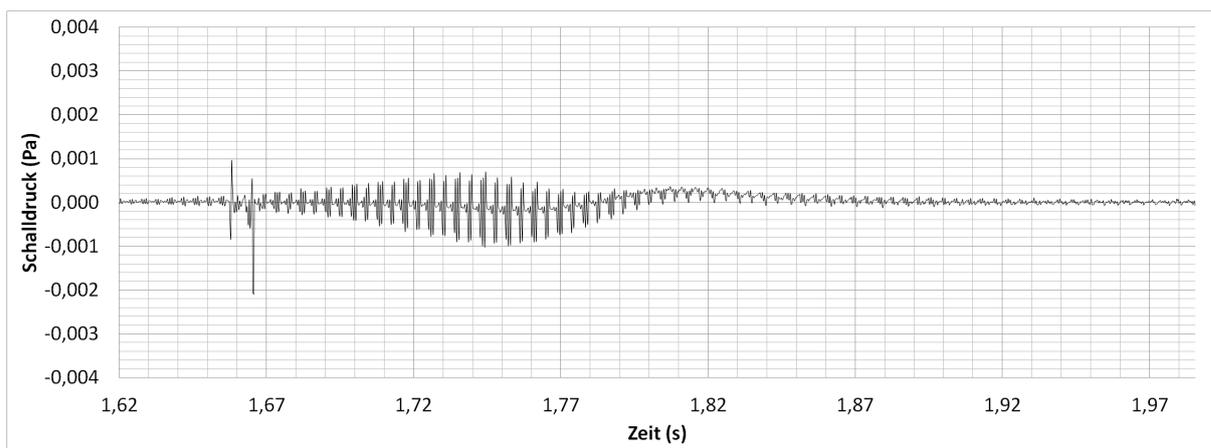


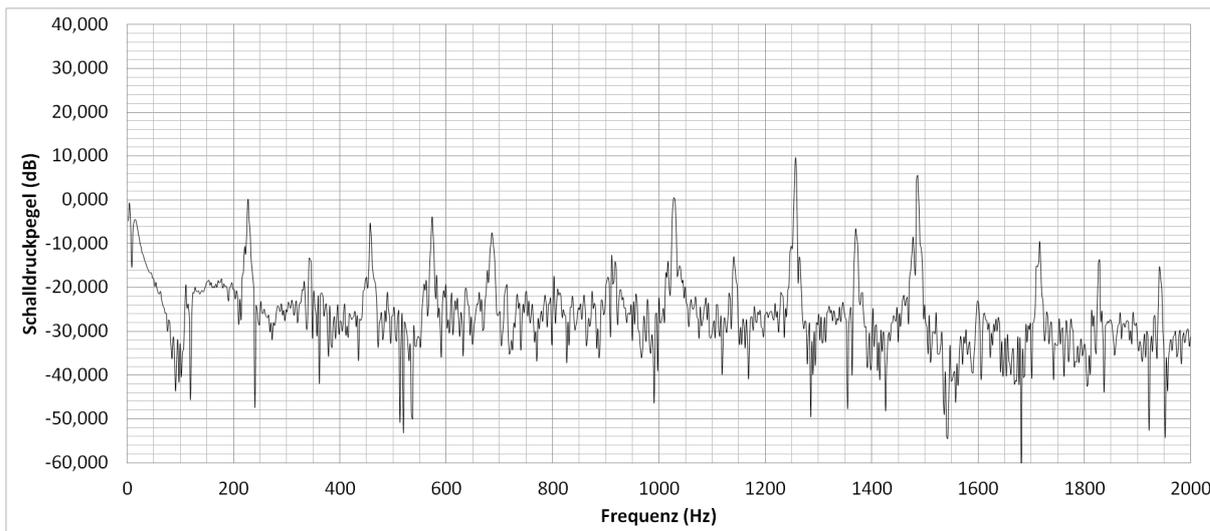
Abbildung E.0.17. – Schalldruckverlauf (nur Profil) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$



**Abbildung E.0.18.** – Schalldruckverlauf (nur Turm) an Empfängerposition  $270^\circ$  bei  $\alpha = 8,94^\circ$

## F. Frequenzspektren

*Frequenzspektren für  $\alpha = 0^\circ$ :*



**Abbildung F.0.1.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $0^\circ$ ;  $\alpha = 0^\circ$ )

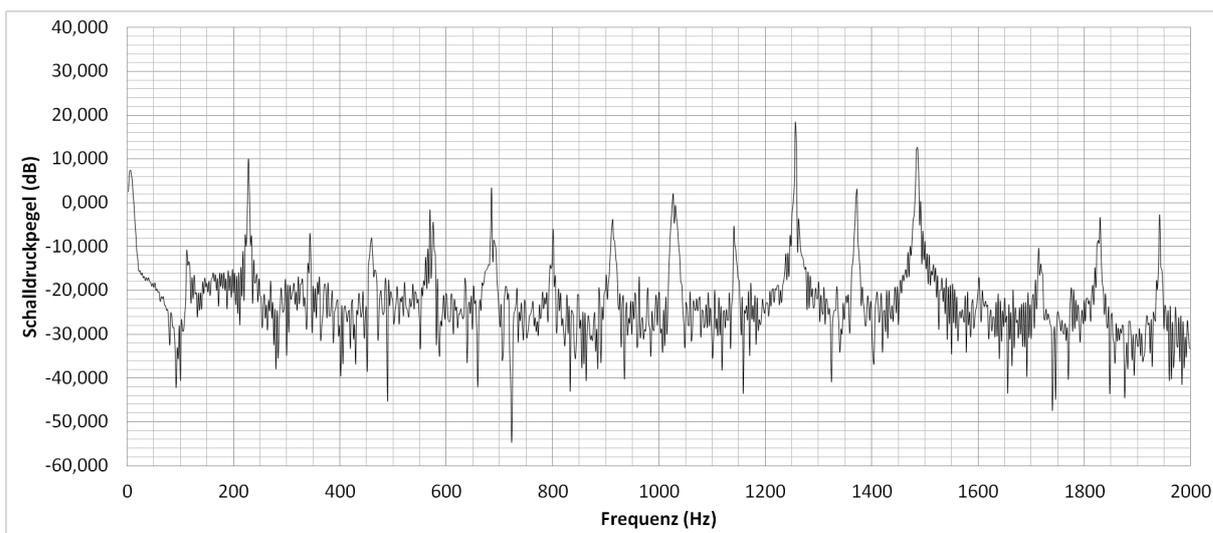


Abbildung F.0.2. – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $90^\circ$ ;  $\alpha = 0^\circ$ )

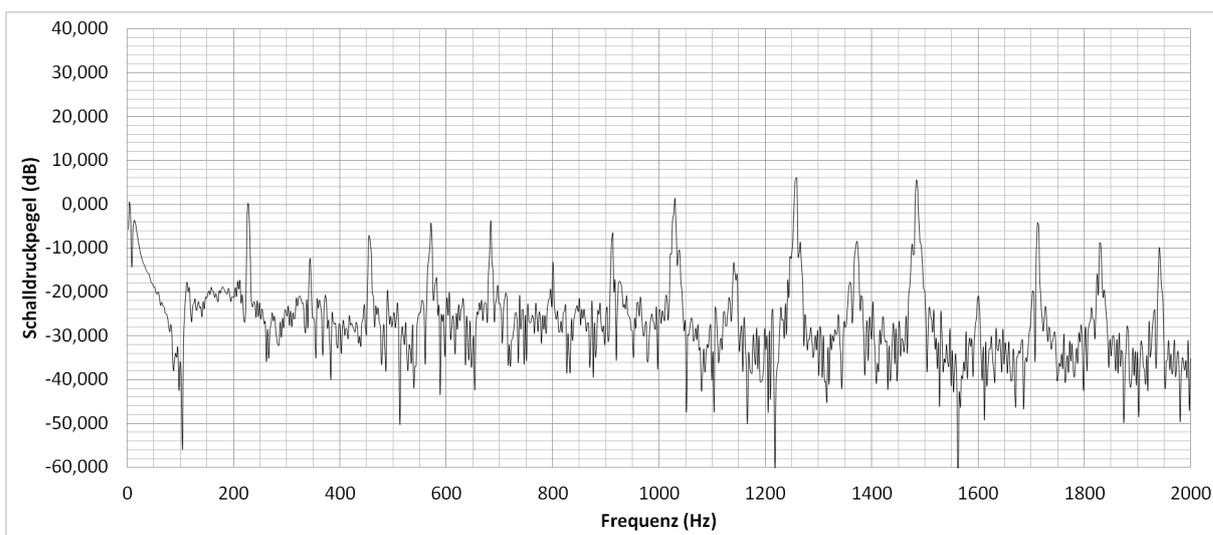
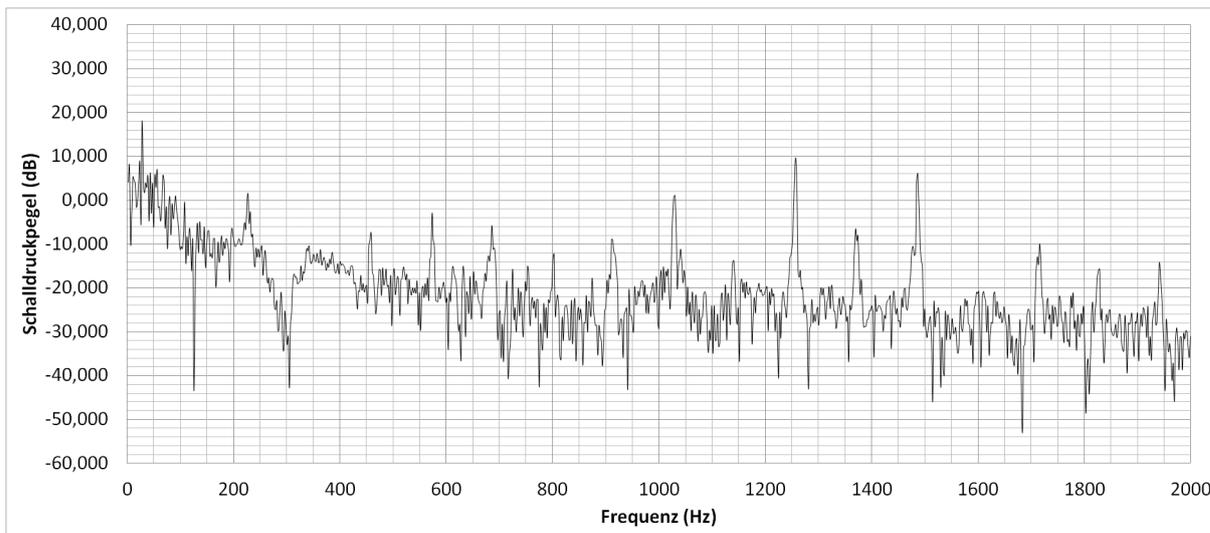
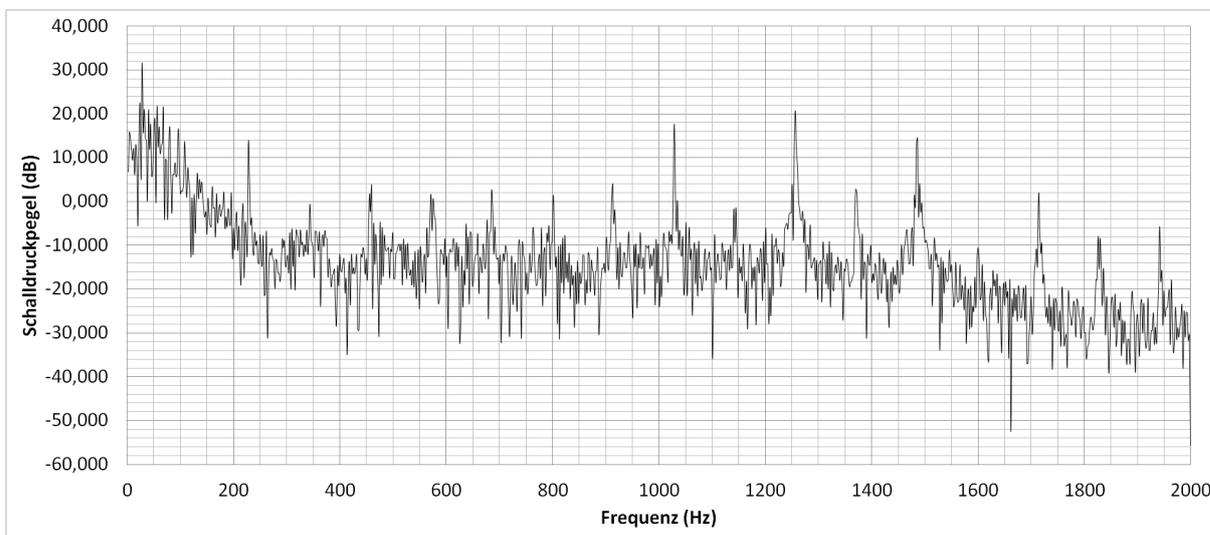


Abbildung F.0.3. – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $180^\circ$ ;  $\alpha = 0^\circ$ )

*Frequenzspektren für  $\alpha = 16^\circ$ :*



**Abbildung F.0.4.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $0^\circ$ ;  $\alpha = 16^\circ$ )



**Abbildung F.0.5.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $90^\circ$ ;  $\alpha = 16^\circ$ )

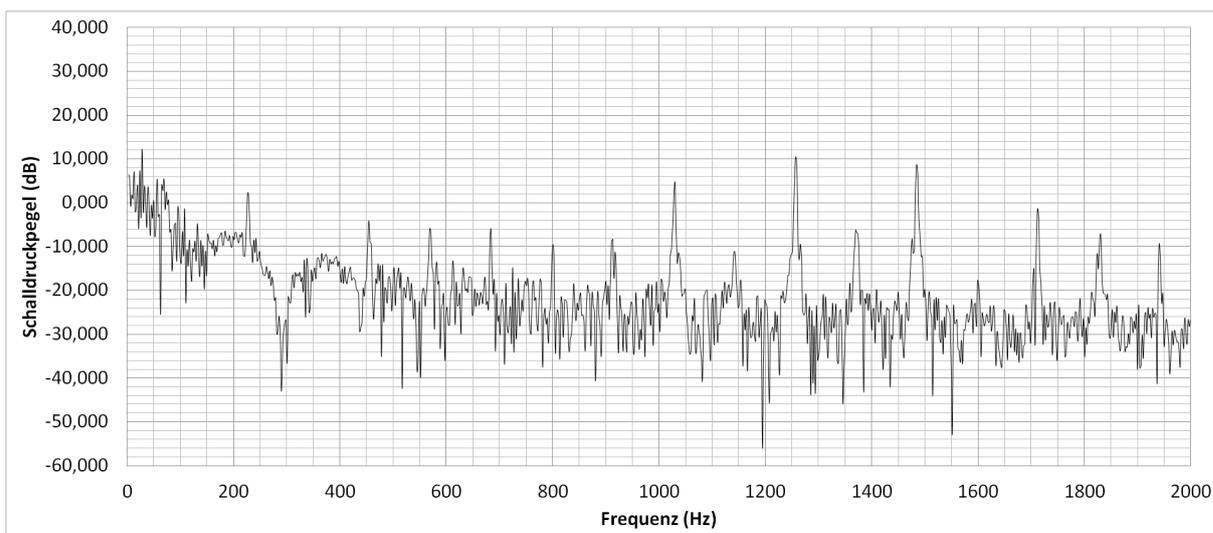
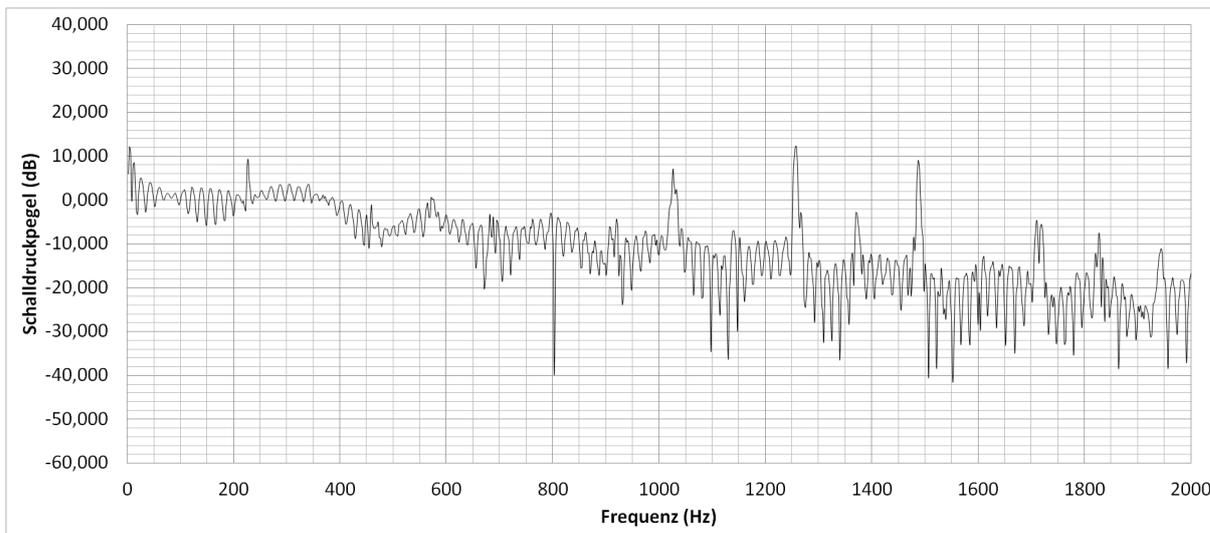
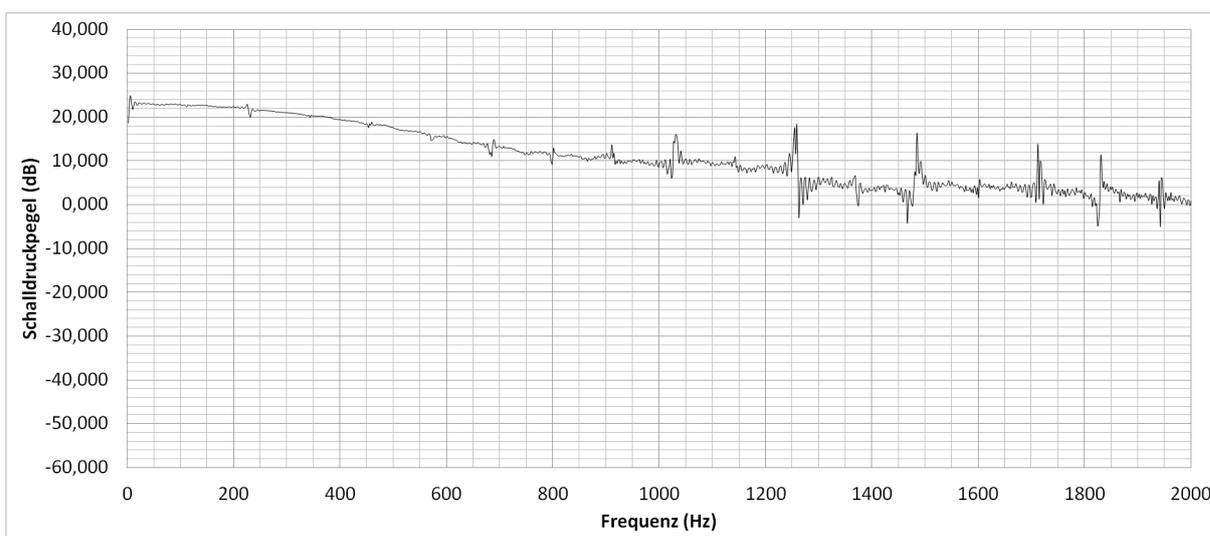


Abbildung F.0.6. – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $180^\circ$ ;  $\alpha = 16^\circ$ )

*Frequenzspektren für  $\alpha = 8,94^\circ$ :*



**Abbildung F.0.7.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $0^\circ$ ;  $\alpha = 8,94^\circ$ )



**Abbildung F.0.8.** – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $90^\circ$ ;  $\alpha = 8,94^\circ$ )

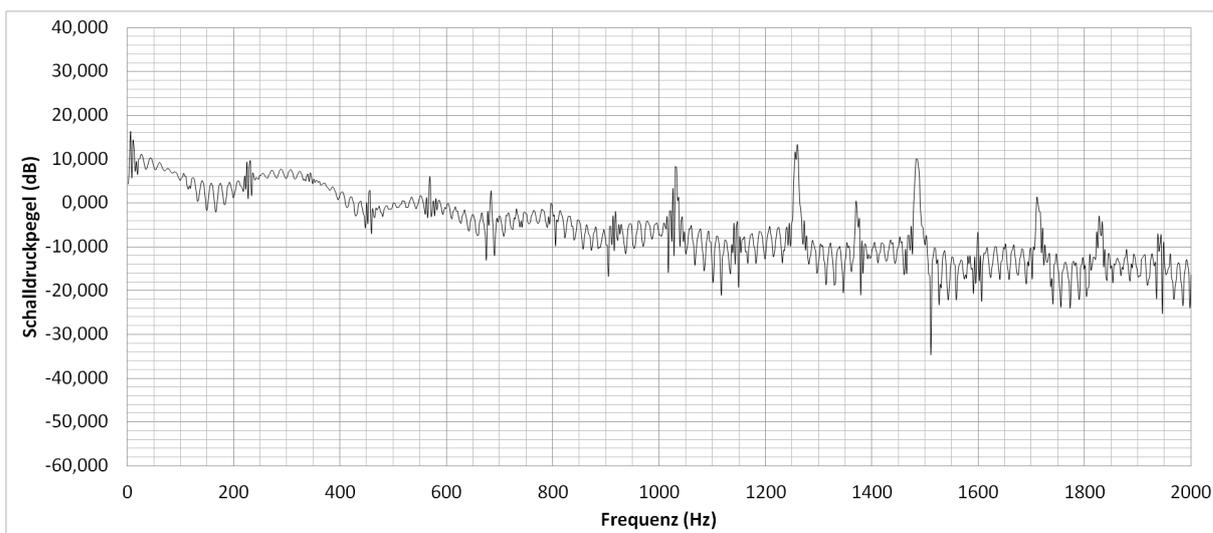


Abbildung F.0.9. – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $180^\circ$ ;  $\alpha = 8,94^\circ$ )

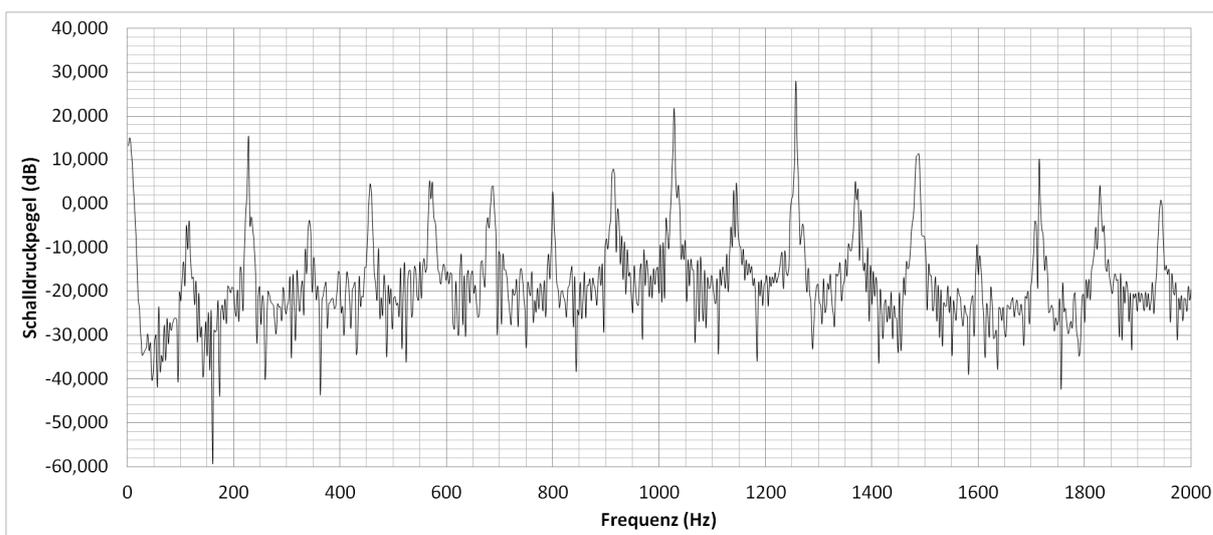


Abbildung F.0.10. – Schalldruckpegel in Abhängigkeit der Frequenz (Empfängerposition  $270^\circ$ ;  $\alpha = 8,94^\circ$ ; Auswertung ab Zeitschritt 5500)



## Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung einer Abschlussarbeit

Gemäß der Allgemeinen Prüfungs- und Studienordnung ist zusammen mit der Abschlussarbeit eine schriftliche Erklärung abzugeben, in der der Studierende bestätigt, dass die Abschlussarbeit „– bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit [(§ 18 Abs. 1 APSO-TI-BM bzw. § 21 Abs. 1 APSO-INGI)] – ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich zu machen.“

Quelle: § 16 Abs. 5 APSO-TI-BM bzw. § 15 Abs. 6 APSO-INGI

Dieses Blatt, mit der folgenden Erklärung, ist nach Fertigstellung der Abschlussarbeit durch den Studierenden auszufüllen und jeweils mit Originalunterschrift als letztes Blatt in das Prüfungsexemplar der Abschlussarbeit einzubinden.

Eine unrichtig abgegebene Erklärung kann -auch nachträglich- zur Ungültigkeit des Studienabschlusses führen.

### Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung der Arbeit

Hiermit versichere ich,

Name: Gerhard

Vorname: Sven

dass ich die vorliegende Bachelorarbeit bzw. bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit – mit dem Thema:

Aeroakustische Optimierung von Rotorblättern durch Variation des Anstellwinkels für den Lastfall Turmvorstau

ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

*- die folgende Aussage ist bei Gruppenarbeiten auszufüllen und entfällt bei Einzelarbeiten -*

Die Kennzeichnung der von mir erstellten und verantworteten Teile der -bitte auswählen- ist erfolgt durch:

Hamburg

Ort

Datum

Unterschrift im Original